

С. Э. ФРИШ хәм А. В. ТИМОРЕВА

УЛЫЎМА ФИЗИКА КУРСЫ

III ТОМ

**ОПТИКА
АТОМЛЫҚ ФИЗИКА**

Қарақалпақ тилине рус тилиндеги алтыншы басылыўынан аўдарылды

РСФСР Жоқары хәм орта арнаўлы билим министрлиги тәрәпинен
университетлер ушын оқыў қолланбасы сыпатында қабыл етилген

Нөкис - 2022

МАЗМУНЫ

ЖЕТИНШИ БӨЛИМ

ОПТИКА

XXII бап. Жақтылықтың тийкарғы қасиетлери.

§ 250. Кирисий.

§ 251. Жақтылықтың шағылысыў хәм сыныў нызамлары.

§ 252. Толық ишки шағылысыў.

§ 253. Ферма принципи.

§ 254. Жақтылықтың тезлигин өлшеў.

§ 255. Жақтылықтың толқынлық теориясы. Гюйгенс принципи.

§ 256. Жақтылықтың интерференциясы.

§ 257. Тұрғын толқынлардың пайда болыўы.

§ 258. Жақтылықтың поляризациясы.

§ 259. Жақтылықтың электромагнитлик теориясы.

§ 260. Жақтылық ағысының энергиясы менен қозғалыс муғдары.

XXIII бап. Жақтылықтың интерференциясы менен дифракциясы.

§ 261. Жақтылықтың интерференциясын бақлаў ұсыллары.

§ 262. Мөлдир пластинада шағыслысқандағы интерференция.

§ 263. Интерференция қубылысының қолланылаўы.

§ 264. Интерферометрлер хәм олардың қолланылыўы.

§ 265. Интерференциялық метрология.

§ 266. Гюйгенс-Френель принципи.

§ 267. Амплитудаларды графикалық қосыў.

§ 268. Мөлдир емес тосқынлықлардағы дифракция.

§ 269. Параллель нурлардағы дифракция.

§ 270. Көп саңлақлардағы дифракция. Дифракциялық пәнжере.

§ 271. Дифракциялық пәнжерениң дисперсиясы менен ажырата алыўшылық күши.

§ 272. Жоқары ажырата алыў күшине ийе спектроскопия.

§ 273. Көп өлшемли пәнжередеги дифракция.

§ 274. Рентген нурларының спектроскопиясы менен рентгенструктуралық анализ.

XXIV бап. Жақтылықтың изотроп затлардан хәм олардың шегарасынан өтиўи.

§ 275. Жақтылықтың затлар менен тәсирлесийи.

§ 276. Жақтылықтың жутылыўы.

§ 277. Еки мөлдир заттың шегарасы арқалы жақтылықтың өтиўи.

§ 278. Металлардағы жақтылықтың шағылысыўы.

§ 279. Жақтылықтың дисперсиясы.

§ 280. Дисперсияны бақлаў.

§ 281. Призмалық спектраллық әсбаплар.

§ 282. Жақтылықтың группалық тезлиги.

§ 283. Жақтылықтың оптикалық жақтан бир текли емес заттағы тарқалыўы.

§ 284. Гүңгирт зат арқалы жақтылықтың өтиўи.

XXV бап. Жақтылықтың анизотроп затлар арқалы өтиўи.

§ 285. Жақтылықтың анизотроп заттан өтиўи.

§ 286. Бир көшерли кристалдағы толқынлық бетлер.

§ 287. Бир көшерли кристаллардағы әдеттегидей хәм әдеттегидей емес нурларды табыў.

- § 288. Нормаллардың бети.
- § 289. Еки көшерли кристаллар.
- § 290. Поляризациялық әсбаптар.
- § 291. Поляризацияланған нурлардың интерференциясы. Эллипс тәрізлі және дөңгелек поляризация.
- § 292. Николлардың арасындағы кристаллық пластинка.
- § 293. Жасалма қос нур сындырыуы.
- § 294. Электр майданындағы қос нур сындырыуы.
- § 295. Поляризация тегислигинің айланыуы.
- § 296. Поляризация тегислигинің магниттік айланыуы.
- XXVI бап. Қозғалыушы денелердегі жақтылықтың тарқалуы.
- § 297. Қозғалыушы денелер менен өткерілген тәжірибелер.
- § 298. Салыстырмалық теориясы.
- § 299. Салыстырмалық теориясының түрлендіріулерінен келіп шығатуын нәтижелер.
- § 300. Қозғалыушы денелер оптикасы және салыстырмалық теориясы.
- § 301. Салыстырмалық теориясының механикасы.
- XXVII бап. Жақтылық дәстесі және нурланыудың термодинамикасы.
- § 302. Көрініу функциясы. Жақтылық ағысы.
- § 303. Жақтылықтың күші, жарқынлық және жақтыландырылғанлық.
- § 304. Жарықлық.
- § 305. Фотометрлік шамаларды өлшеу бірліктері.
- § 306. Жақтылықты қабылдау.
- § 307. Фотометрлік шамаларды өлшеу.
- § 308. Температуралық нурланыу.
- § 309. Абсолют қара дене.
- § 310. Абсолют қара дененің нурланыу нызамдары.
- § 311. Абсолют қара дененің жарқынлығының толқын ұзындықтары бойынша тарқалуы.
- § 312. Жақтылықтың деректері.
- § 313. Оптикалық пирометрия.
- XXVIII бап. Әмеліі нурлық оптика.
- § 314. Кирисіу.
- § 315. Тегіс беттің қасындағы шағылысуы және сыныуы.
- § 316. Бір сфералық беттегі сыныуы.
- § 317. Бір сындырыушы сфералық бет тәрәпінен берілетуын үлкейтіу.
- § 318. Жуқа линзалар.
- § 319. Орайластырылған бетлердің системасы.
- § 320. Системаның бас фокусдарының және бас тегисліктерінің орны.
- § 321. Телескоплық система.
- § 322. Оптикалық системалардың қәтеліктері және оларды сапластыруы ұсылдары.
- § 323. Хромат аберрация.
- § 324. Оптикалық система арқалы өтетуын жақтылық дәстесі.
- § 325. Кіріу және шығуы қарашықтары.
- § 326. Көздің оптикалық системасы.
- § 327. Субъективтік жарықлық.
- § 328. Визуаллық оптикалық әсбаптар.
- § 329. Проекциялаушы және жақтыландырыушы әсбаптар.
- § 330. Оптикалық әсбаптардың ажырата алыушылық күші.

§ 331. Микроскоптағы дифракциялық құбылыстар.

XXIX бап. Фотонлар.

§ 332. Электронның нурланыуының классикалық теориясы және оны қолданыу шегаралары.

§ 333. Фотоэффект.

§ 334. Эйнштейн формуласы және оны экспериментте тексеріу.

§ 335. Жақтылықтың корпускулалық қасиетлери.

§ 336. Фотоэффекттиң әмелдеги қолданылауы.

§ 337. Рентген нурларының шашырауы.

§ 338. Фотохимия.

СЕГИЗИНШИ БӨЛИМ. АТОМЛЫҚ ФИЗИКА

XXX бап. Атомлар менен молекулалардың құрылысы.

§ 339. Кирисиу.

§ 340. Атомның ядролық модели.

§ 341. Атомлық спектрлердеги нызамлықлар.

§ 342. Спектраллық термлердің тәбияты.

§ 343. Водородтың және оған ұсаған атомлардың құрылысы.

§ 344. Эллипс тәризли орбиталар.

§ 345. Кеңисликтеги квантланыу; атомлардың магнит моментлери.

§ 346. Сыртқы электр және магнит майданларының спектрге тәсири.

§ 347. Силтили металлардың спектрлери.

§ 348. Бор теориясының қыйыншылықлары; электронның спини жаққындағы гипотеза.

§ 349. Атомның векторлық модели.

§ 350. Менделеевтиң дәуирлик системасы.

§ 351. Электронлық қабықларды толтыруу.

§ 352. Рентген спектрлери.

§ 353. Спектраллық сызықлардың интенсивликлери. Өтиулердің итималлықлары.

§ 354. Молекулалардың құрылысы.

§ 355. Молекулалардың тербелиу спектрлери.

§ 356. Молекулалардың айланыу спектрлери.

§ 357. Еки атомлық молекулалардағы электронлық ҳаллар.

§ 358. Молекулалардың диссоциациясы.

§ 359. Изотопияның молекулалық спектрлерге тәсири.

§ 360. Жақтылықтың комбинациялық шашырауы.

§ 361. Суйық және қатты денелердің люминесценциясы.

XXXI бап. Квантлық механика.

§ 362. Элементар бөлекшелердің толқынлық қасиетлери.

§ 363. Шредингер теңлемеси.

§ 364. Классикалық теорияның пайдаланылуы шегарасы.

§ 365. Потенциал қутыдағы бөлекшелер. Потенциал барьер арқалы өтиу.

§ 366. Квантлық механиканың көз-қараслары бойынша водород атомы.

§ 367. Классикалық және квантлық статистикалар.

XXXII бап. Ядролардың тәбийий және жасалма айланыслары.

§ 368. Атом ядросы және оның характеристикасы.

§ 369. Тәбийий радиоактивлик.

§ 370. Ауысыу қағыйдасы.

§ 371. Радиоактив құбылысларды бақлау ұсыллары.

§ 372. Альфа-ыдырау.

§ 373. γ -нурларының спектрлери хәм ишки конверсия.

§ 374. Бета-ыдырай.

§ 375. α -бөлекшелериниң урылыўының салдарынан ядролардың бөлиниўи.

§ 376. Нейтронлар.

§ 377. Жасалма радиоактивлик. Позитронлар.

§ 378. Жасалма түрде тезлетилген бөлекшелердинң тәсиринде жүретуғын ядролық айланыслар.

§ 379. Ядролық моментлер.

§ 380. Атом ядроларының құрылысы.

§ 381. Ядролардың бөлиниўи. Шынжырлы реакцияның алыныўы.

§ 382. Ядролық энергетика.

§ 383. Космослық нурлар.

§ 384. Мезонлар. Космослық нурлардың келип шығыўы.

Қосымша

ЖЕТИНШИ БӨЛИМ

ОПТИКА

XXII БАП

ЖАҚТЫЛЫҚТЫҢ ТИЙКАРҒЫ ҚӘСИЙЕТЛЕРИ

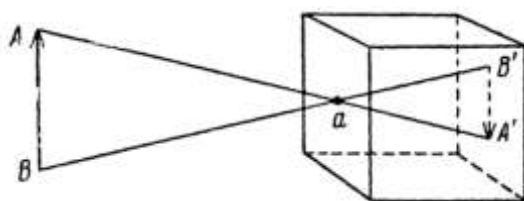
§ 250. Кирисиў. Оптика ямаса жақтылық ҳаққындағы тәлимат ең дәслепп адам не себепли қоршап турған предметлерди көреди деген сораўға жуўап бериўге тырысыўлардың нәтийжесинде пайда болды. Базы бир әйемги философлар көз бенен көриўди қол менен ушлап көриўде алынатуғын сезимге ұқсас деп болжады. Бул философлардың пикири бойынша адамның көзинен қарайтуғын предметке қарай барып қармаластырып көретуғын бир нәрсе тарқалады. Шамасы, ұсындай көз-қарас қәлеген надан сана ушын тән болса керек. Бундай пикирдинң бар болыўына "нәзер менен қармалап көриў", "көз жибериў менен сиңиў" ҳ.т.б.сөзлер тийкар бола алады. Бирақ, сол әйемги Грецияда жақтылық денелерден шығады деген пикирлер де айтылған. Базы бир денелер белгили болған шараятларда жақтылықтың дереги болып табылады, сол жақтының бизиң көзимизге түсип көриў сезимин пайда етеди. Басқа денелер болса жақтылықты жутыўдың ямаса оның тарқалыў бағытын өзгертиўдинң салдарынан көзге көринеди (шағылыстырады, шашыратады). Солай етип, "жақтылық" көзге тәсир етип, субъективлик көриў сезимин пайда ететуғын бизден сыртта болған объектив қубылыс болып табылады. Кейин физика бул түсиникти улыўмаластырды ҳәм "жақтылық" ҳаққында гәп еткенде адамда көриў сезимин пайда ете ме, пайда етпей ме, оннан ғәрезсиз қысқа электромагнит тоқынлардың тарқалыўына алып келинетуғын өзиниң тәбияты бойынша бирден-бир болған объектив қубылыслардың кең жыйнағына айта баслады. Бизиң курсымызда "жақтылық" сөзин ұсындай мәнисте пайдаланамыз.

Әйемги Грецияда жақтылықтың тийкарғы қәсийети сыпатында оның бир текли заттағы туўры сызықлы тарқалыўы атап өтилди. Жақтылықтың туўры сызықлы тарқалыўы жақтылықтың киши дереги болғанда мөлдир емес предметлердинң кескин саяны беретутынлығынан келип шығады. Экрандағы саяның формасы жақтылықтың дереги жайласқан орындағы проекциялаў ноқатынан шығатуғын дәстениң жәрдеминде алынған геометриялық проекцияға сәйкес келеди. Бундай жағдайда геометриялық туўрыны физикалық жақтан күшли керилген сабақтың жәрдеминде қайтадан тиклениўи мүмкин.

Сабақлардың пайдаланылыуы мүмкін болмаған үлкен қашықтықтарда таллаулардың кери барысы қолланылады: түүры сызықты бир текли орталықтағы жақтылықтың тарқалыу бағытына тең деп есаплайды. Солай етип, геометриялық түүрыны физикалық жақтан көрсетиу менен жақтылықтың түүры сызықты тарқалыуы бир бири менен тығыз байланысқан.

Жақтылықтың түүры сызықты тарқалыуын көрсететуын басқа факт киши тесиктиң жәрдемінде предметлердің сүүретін алыудың мүмкіншилиги болып табылады. Бундай сүүрет XVI әсирде биринши рет тәрийипленген "камера-обскура" ның жәрдемінде бақланады. Камера-обскура қуты болып, оның дийўалларының бирінде киши a тесиги исленген (1-сүүрет). Предметтиң A ноқатынан шыққан жақтылық нұры, түүры сызықты тарқалып, камера-обскураның артқы дийўалындағы A' ноқатында кишкене жақтылы дақты пайда етеди. AB объектиниң хәр қыйлы орынларынан шыққан нурлардан пайда болған жақты дақлардың жыйнағы оның төңкерилген $A'B'$ сүүретін пайда етеди.

Жақтылықтың атап өтилиуи зәрүр болған келеси қәсийети жақтылық нурларының бир бири менен кесилискенде бир бирине тәсир етпеуинен ибарат. Әдеттеги шараятларда хәр қыйлы объектлерден шығатуын нурлар көп рет кесилиседи. Бул кесилисиулер нурлардың хәр бирине басқа нурлардан ғәрезсиз тарқалыуға кесент жасамайды. Бақлаушының бир тәрәпинде жайласқан объектлерден шыққан нурлар алдында тұрған объектлерден шыққан нурларды кеседи. Бирақ, бул жағдай бизиң алдымызда тұрған предметлерди анық көриуіге хеш қандай кесент бермейди.



1-сүүрет.
Камера-обскурада сүүретти алыу.

XIX әсирдің басына шекем оптиканың раўажланыуы нурлардың түүры сызықты тарқалыуының тийкарында раўажланды. Бирақ, XVII әсирден баслап жақтылықтың хақыйқатында түүры сызық бойынша тарқалмауынлығын көрсететуын фактлер белгили бола баслады. Мысалы, егер камера-обскурадағы a тесигин жүдә киши етип ислегенде алынатуын сүүреттиң жайылатуынлығы белгили болды. Егер тесик киши болған жағдайда усындай тесик арқалы өткенде нурларды сезилерликтей иймейеди деп есапласа, онда бундай жайылыуды түсиндириуіге болады. Соның менен бирге жақтылықты мөлдір болмаған денедеги жүдә енсиз болған саңлақ арқалы өткергенде экранның арғы тәрәпинде гезеклесип жайласатуын жақтылы хәм қараңғы жолақлардың пайда болатуынлығы да белгили болды. Жақтылықтың киши дерегиниң жәрдемінде алынған саяның шегарасында да жақтылы хәм қараңғы жолақлардың пайда болатуынлығын бақлауға болады. Жақтылықтың интерференциясы хәм дифракциясы деп аталатуын бул қубылыслар хәзирги ўақытлары жақсы үйренілген. Егер жақтылықтың дереги менен сая бақланатуын экран объекттен әдеўир қашықлатылған болса саяның шегарасындағы жолақлар кеңирек болады. 1-сүүретте (қосымшадағы) В.К.Аркадьев тәрәпинен түсирилген дөңгелек дискти ұслап тұрған адамның қолының фотосүүрети көрсетилген. 1-а сүүретте ноқатлық дерек пенен экран бир биринен 2 м ге қашықлатылған, ал 1-б сүүретте болса дерек пенен экран 16 км ге қашықлатылған жағдай көрсетилген. Көринип тұрғанындай, соңғы жағдайда сая объекттиң геометриялық проекциясына сәйкес келмейди; дисктиң орайындағы жақтылы дақтың бар екенлигине итибар бериу керек. Бул фотографиялар жақтылықтың түүры сызықты тарқалыуынан сезилерликтей аўытқыулардың бар екенлигин

айқын көрсетеді. Бірақ, көп санлы жағдайларда жақтылықты тұйры сызықты тарқалады деп есептеуге болады.

Жақтылықтың тұйры сызықты тарқалығы жақтылықты деректен бөлекшелер түрінде шығып, бір теклі затта тұйры сызықты хәм тең өлшеулі қозғалатұғын бөлекшелердің ағысы деген ойға алып келді. Бірақ, бұл гипотезаны жақтылықтың тосқынлықтарды айланып өтуі факты хәм жақтылық нұрларының бір бирине тәсир етпеуі қасиеті менен сәйкес келтиріу қыйын болды. XVII ғасырдың ақырында Гюйгенс былай жазды: "Егер биз нұрлардың биринің изинен бири өтип, бір бирине кесент бермейтұғынлығын қабыл ететұғын болсақ ..., жақтылық шығарып тұрған денени көргенимизде оннан шығатұғын жақтылықтың хауаны кесип өтетұғын оқ жайдың оғы сыяқты материяның алып жүрилмейтұғынлығын көріуге болады". Жақтылық бөлекшелери гипотезасынан бас тартып, Гюйгенс жақтылықты бақлау мүмкін болған кеңістікті толтырып тұрған серпимли орталық болған эфирдегі тарқалатұғын толқын деп есептеді. Солай етип, XVII ғасырдың ақырында жақтылықтың еки теориясы пайда болды. Олардың бири *ағыу теориясы* ямаса *корпускулалық теория* атамасына ие болды хәм ол жақтылықты тұйры сызық бойынша тарқалатұғын бөлекшелердің ағысы деп есептеді. Екинши теория жақтылықты *эфирде* - гипотезалық *серпимли орталықта тарқалатұғын* толқын деп қарады.

Ньютонда корпускулалық теорияның дәретіушіси хәм қорғаушысы деп есептеу қабыл етилген. Бірақ, ол өзінің биринши рет 1704-жылы жарық көрген даңқты "Оптика" кітабында корпускулалық көз-қарастан да, толқынлық көз-қарастан да пайдаланды. Корпускулалық теорияның пайдасына Ньютон жақтылықтың тұйры сызықты тарқалығын жатқарды. Бірақ, ұсының менен бирге ол саяның шегарасындағы жақтылы хәм қараңғы жолақтардың пайда болыуын түсіндіріуде корпускулалық теорияның қыйыншылыққа ұшырайтұғынлығын көре билді. Ньютон нұрларды "жеңіл шағылысуы қасиетіне де, жеңіл өтуі қасиетіне де ие" деп болжауға тұйры келді. Ол еки теорияны корпускулалық теория менен толқынлық теорияны бирлестіріуге тырысты. Ол былай жазды "Жақтылық қандай бір мөлдір денеде сынғанда хәм оның бетинен шағылысқанда, ... ұсының салдарынан толқын ямаса тербеліс түрінде қозады...".

Корпускулалық теорияның қарсыласы Гюйгенс болды. 1690-жылы жарық көрген өзінің "Жақтылық қақындағы трактат" кітабында ол жақтылықты "сес тәрізлі сфералық бетлер бойынша толқын түрінде тарқалады; тас тасланған сұйдың бетінде пайда болатұғын толқынларға сәйкес, мен оларды толқынлар деп атайман".

М.В.Ломоносов жақтылықтың толқынлық теориясының тәрепдары болды. Ол жақтылық пенен байланысly болған тербелмелі қозғалысты заттың бөлекшелерінің қозғалысы менен байланыстырды. 1753-жылы Ломоносов Илимлер Академиясына бослықтағы тардың тербеліслерін үйреніу бойынша тәжірийбелерді өткермекші хәм бұл тәжірийбелерде тардың тербелмелі қозғалыстарының жақтылықтың нұрланыуына алып келетұғынлығын биіліуге тырысатұғынлығын хабарлады¹. Бір қанша ұақыттан кейін бұндай тәжірийбелер қақыйқатында да өткерілген. Өткерілген тәжірийбелер күтілген нәтижелерді бермеген болса да, олар тарийхый жақтан үлкен әһмийетке ие. Себеби Ломоносовтың жұмыстары жақтылықтың толқын екенлігін дәлиллеуге қаратылған биринши тырысуы еді. 1756-жылы Илимлер Академиясының салтанатлы жыйналысында М.В.Ломоносов "Жақтылықтың пайда болыуы, реңлердің пайда болыуы қақында сөз" сөйледі. Корпускулалық теорияны әшкаралап (Ломоносовтың сөзі бойынша эфирдің бөлекшелерінің "ағыушы" қозғалысы), ол мынаны айтты: "Эфир ағыу түріндегі

¹ Биз М.В.Ломоносовтың мийнетлерінен келтирилген ески рус тилинде жазылған үзінділерді әдебий қарақалпақ тилинде баянлаймыз (Аударыушылар).

қозғалысқа қатнаса алмайтуғын, ал жыллылық болса эфирдің жақтылық пенен байланыссыз болған қозғалысы болғанлықтан жақтылыққа себеп бола алатуғын эфирдің үшінші тұрақлы болмаған қозғалысы ғана қалады"

Гюйгенс пенен Ломоносовтың теориялары жақтылықтың толқынлық тәбиятын дұрыс тапқан болса да, олар толқынлық процесстің жеткиликли айқын түрдегі тийкарғы характеристикасына ийе емес еді. Бул тийкарғы характеристика оның кеңісликлик хәм ўақыт бойынша дәўирлиги хәм оннан келип шығатуғын жақтылықтың интерференциясы менен дифракциясы қубылыстарын түсіндире алыў мүмкиншилиги болып табылады. Гюйгенс хәтте жақтылық толқынларының дәўирли екенлигин бийкарлады да хәм "толқынларды бирининен соң бири бирдей қашықлықларда жүреді деп қараўдың кереги жоқ" деп жазды. Тарқалыўшы тербеліслер ушын тән болған жақтылықтың кеңісликлик-ўақытлық дәўирлиги биринши рет айқын түрде Петербург Илимлер Академиясының академиги Л. Эйлер тәрәпинен айтылды. Бирақ, интерференция хәм дифракция қубылыстарын толқынлық көз-қараслар тийкарында түсіндириў тек XIX әсирдің басында Юнг пенен Френелдің жұмыстарында әмелге асырылды. Жақтылықтың толқын ұзынлығы жүдә киши болған толқын екенлиги көрсетилди: көзге көринетуғын жақтылық, яғный адамның көзине тәсир ететуғын жақтылықтың толқын ұзынлығы сантиметрдің жүз мыңнан бир бөлеги болып табылатуғын 0,76 мкм дан 0,4 мкм ға шекемги (реңге байланыслы) толқын екенлиги көрсетилди. Толқын ұзынлығының ұсындай жүдә киши екенлигине байланыслы әдеттеги жағдайларда жақтылықтың тосқынлықларды айланып өтиўи дым киши болады, ал бул жағдай жақтылықтың туўры сызық бойынша тарқалатуғындай болып тарқалатуғынлығын тәмийинлейди (266-параграфқа қараңыз).

XIX әсирдің биринши ярымындағы жақтылықтың толқынлық теориясы жақтылықты дүньялық эфир деп аталатуғын гипотезалық серпимли орталықтағы механикалық тербеліслердің тарқалыўы түрінде түсіндиреди. Электромагнит толқынлары ашылғаннан кейин (II том, 246-параграф) жақтылық толқынларының киши толқын ұзынлығына ийе электромагнит толқынлары екенлигин көрсетиўдің сәти түсти. Солай етип, XIX әсирдің ақырындағы хәм XX әсирдің басындағы барлық физиканың раўажланыўында үлкен әҳмийетке ийе болған *жақтылықтың электромагнитлик теориясы* пайда болды. Жақтылықтың электромагнитлик теориясы жақтылық хәм электромагнит қубылыстардың бирлигин көрсетти хәм усының менен бирге тәбияттың барлық қубылыстарының арасындағы терең өз-ара байланыстың бар екенлигин дәлилледі.

Бизиң курсымыздың буннан кейинги параграфларында биз дәслепп туўры сызықты тарқалыў көз-қарасы бойынша жақтылықтың тийкарғы қәсийетлерин таллаймыз, ал буннан кейин жақтылықтың толқынлық қәсийетке ийе екенлигин хәм жақтылық толқынларының электромагнитлик тәбиятқа ийе екенлигин көрсететуғын фактлерди көрсетеміз.

Жақтылық хәққындағы тәлиматтың раўажланыўына рус хәм совет физиклери үлкен үлес қосты. XIX әсирдің басында В. В. Петров өзине шекем изертлеген адамларға салыстырғанда қатты хәм суйық денелердің люминесценциясын толығырақ үйренди (361-параграф). 1888-жылы А. Г. Столетов өзи "актинли-электрлик" қубылыс деп атаған қубылысты ашты. Хәзирги ўақытлары фотоэлектрлик қубылыс деп аталатуғын бул қубылыс жақтылықтың тәсиринде денелерден электронларды жулып алыў қубылысы болып табылады; бул қубылыстың ашылыўы жақтылықтың тәбияты хәққындағы бизиң билимлеримиздің раўажланыўында үлкен орынды ийеледи. XIX әсирдің ақырында Б. Б. Голицын менен В. А. Михельсон нурланыў термодинамикасына үлкен үлес қосты, оптиканың бул бөлими жақтылық қубылыстарын термодинамикалық көз-қарастан қарайды. А. А. Белопольский хәм Б. Б. Голицын биринши болып толқын ұзынлығының

деректің тезлигинен ғарезли екенлигин тапты (Допплер қубылысы, I томдағы 113-параграфқа қараңыз). 1901-жылы П.Н.Лебедев өзинің әжайып, жүдә нәзик тәжірийбелерінде жақтылықтың электромагниттик теориясы тәрепинен болжанған басымының бар екенлигин дәлиледи. 1910-1912 жыллары Д. С. Рождественский хәзирги ұақытлары классикалық болып табылатұғын жақтылықтың аномаллық дисперсия қубылысын изертледі.

XIX хәм XX әсирлердің арасында өткерилген изертлеулер толқын ұзынлығының өзгеріуі менен жақтылықтың қәсийетлерінде сапалық өзгерислердің болатұғынлығын көрсетті. А.Г.Столетов тәрепинен ашылған фотоэффектти изертлеу киши толқын ұзынлықларындағы нурлардың (көзге көринетұғын жақтылық нурлары менен оннан да қысқа болған нурлардың) классикалық толқынлық көз-қарасларға сәйкес келмейтұғын қәсийетлерди көрсететұғынлығын көрсетті. 334-параграфта биз бир қатар фактлердің жақтылықтың айырым порциялар түрінде нурланатұғынлығын хәм жутылатұғынлығын көрсетті. Бул порциялардың шамасы жақтылық тербелислеринің жийилигине ғарезли болып шықты. *Жақтылық ағысы үзликли структураға ийе болады екен.* Бул жағдай қайтадан *фотонлар* деп аталатұғын жақтылық бөлекшелери көз-қарасларына алып келди. Хәр бир фотон белгили энергияға хәм қозғалыс муғдарына ийе. Фотонның энергиясы $h\nu$ ге тең. Бул жерде ν - жақтылықтың жийилиги, h арқалы сан мәниси $6,624 \cdot 10^{-27}$ эрг-сек болған тұрақлы шама (Планк тұрақлысы деп аталады) белгиленген. Буннан жийилик қаншама көп болса, фотонның энергиясының да соншама үлкен болатұғынлығы келип шығады. Киши жийиликлердеги нурланыу ұшын (көринбейтұғын инфрақызыл нурлар) фотонлардың энергиялары соншама киши, сонлықтан бундай нурлардың үзликли структурасын табыу қыйын болады; әмелий жақтан олар тек толқынлық қәсийетлерге ийе болады. Көзге көринетұғын жақтылық ұшын фотонлардың энергиясы үлкен хәм көринетұғын жақтылық нурлары бир ұақытта корпускулалық қәсийетке де, толқынлық қәсийетке де ийе. Жүдә киши толқын ұзынлығына ийе нурлар ұшын (рентген нурлары хәм радиоактив элементлер тәрепинен нурландырылатұғын нурлар) фотонлардың энергиялары салыстырмалы үлкен хәм, сонлықтан, олардың корпускулалық қәсийетлери аңсат бақланады.

Жақтылық бир ұақытта корпускулалық қәсийетке де, толқынлық қәсийетке де ийе. Физиканың буннан былай раўажланыуы бундай екилениудің, яғный корпускулалық хәм толқынлық қәсийетлерге ийе болыудың тек жақтылыққа ғана тән емес, ал басқа қәлеген элементар "бөлекшелердің" ағысы - айырым атомларға, электронларға да х.т.б. ұшын да тән екенлиги белгили болды. Механикалық көз-қараслар менен шеклениуге тырысатұғын илим ұшын бундай екилениу түсиникли емес. Көп санлы буржуазия физиклери ұшын бундай екилениу материалисттик көз-қараслардан бас тартыуға, "жақтылық" пенен "материя" түсиниклерин бир бирине қарама-қарсы қойыуға, себеплилик принципнен х.т.б. бас тартыуға алып келди ...

А. Ф. Иоффе Н. И. Добронравов пенен бирликте элементар фотоэффект бойынша бир қатар тәжірийбелерди қойды, бул тәжірийбелер жақтылық энергиясының порциялар түрінде жутылатұғынлығын хәм хәр бир порцияның Планк тұрақлысы h пенен жақтылықтың жийилиги ν дың көбеймесине тең екенлигин көрсетті.

С. И. Вавилов жақтылық ағысларының олардың үзликли структурасы менен байланысly болған флуктуацияларын визуаллық бақлауға мүмкиншилик беретұғын ұсылды ислеп шықты.

Д. С. Рождественский өзинің аномаллық дисперсия хәм атомлардың теориясы бойынша жұмыслары менен спектрлер хәққындағы тәлиматтың раўажланыуына үлкен үлес қосты.

Москвалы физиклер Л. И. Мандельштам менен Г. С. Ландсберг комбинациялық шашырау деп аталатұғын жақтылықтың шашырауының жаңа түрин ашты; бул қубылыс

жақтылық пенен затлардың өз-ара тәсир етисіу процесслердин түсиниўде үлкен әҳмийетке ийе...

§ 251. Жақтылықтың шығылысыўы менен сыныў нызамлары. Оптикалық қубылыслардың ең биринши нызамлары жақтылық нурларының тўўры сызықлы тарқалатуғынлығы ҳаққындағы көз-қараслардың тийкарында табылды. Олар шағылысқанда жақтылықтың тарқалыў бағытының өзгериўине ҳәм жақтылықтың бир мөлдир орталықтан екіншисине өтиўиндеги тарқалыўына тийисли.

Жақтылықтың тарқалыў бағытының өзгериси жақтылық еки мөлдир заттың аралығындағы тегис шегара арқалы өткенде, мысалы ҳаўа менен шийшениң ямаса шийше менен сўйдың ҳ.т.б. арасындағы шегара арқалы өткенде бақланады. Бундай жағдайда түсетуғын AB нуры еки нурға ажыралады: шағылысқан BC ҳәм сынған BD нурына ажыралады.

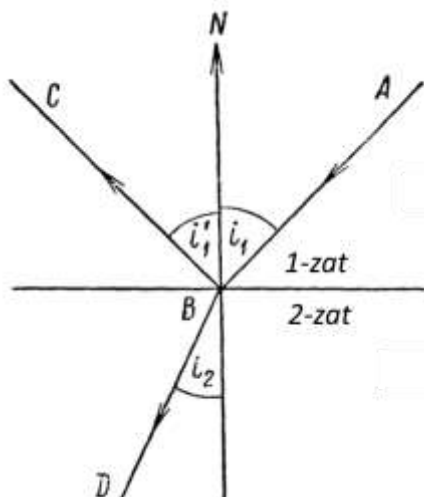
Шағылысқан нурдың бағытын анықлайтуғын нызам Евклидтиң заманында белгили еди (бизиң эрамыздан бұрынғы III әсир). BC шағылысқан нуры түсиўши AB нуры ҳәм түсиў ноқатындағы бетке нормаль BN менен бир тегисликтиң бетинде жайласады. Бундай жағдайда шағылысқан нур нормалдың екінши тәрәпинде жайласады; шағылысыў мүйеши i'_1 түсиў мүйеши i_1 ге тең:

$$i'_1 = i_1. \quad (1)$$

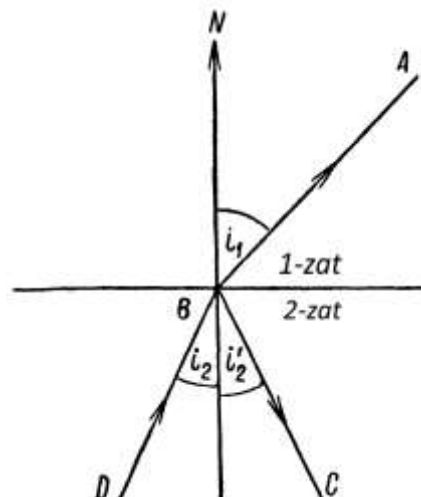
Ал сыныў нызамына келсек, онда оның дәл анықламасы әдеўир кейинирек, атап айтқанда XVII әсирдин басында берилди. Сыныў нызамы бойынша BD сыныў нуры (2-сўўрет) түсиўши AB нуры, түсиў ноқатында бетке түсилген BN нормалы менен бир тегисликте жатады; түсиў мүйеши i_1 диң синусының сыныў мүйеши i_2 ниң синусына қатнасы заттың берилген жұбы ушын тұрақлы шама болып табылады:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{21}. \quad (2)$$

n_{21} шамасы екінши заттың биринши затқа салыстырғандағы салыстырмалы сыныў көрсеткиши деп аталады.



2-сўўрет. Еки мөлдир заттың арасындағы шегарадағы жақтылықтың шағылысыўы менен сыныўы.



3-сўўрет. Еки мөлдир заттың арасындағы шегарадағы жақтылықтың шағылысыўы менен сыныўы.

Тәжирийбелер жақтылық екінши заттан шегаралаўшы бетке i_2 мүйеши менен түсетуғын болса, онда екінши заттан биринши затқа өткенде

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{21}$$

қатнасына сәйкес i_1 мүйеши менен сынатуғынлығын көрсетеді (3-сұйрет). Бірақ, екінші тәрәптөн

$$\frac{\sin i_2}{\sin i_1} = n_{12} \quad (2a)$$

теңлиги орынланады деп болжауға болады. Бұл теңликте n_{12} арқалы бирінші заттың екінші затқа салыстырғандағы салыстырмалы сыныу көрсеткіші болып табылады. (2)-хәм (2a) формулаларын салыстырып, n_{12} хәм n_{21} коэффициентлеринің арасындағы байланысты таба аламыз:

$$n_{12} = \frac{1}{n_{21}}. \quad (3)$$

Солай етип, бирінші заттың екінші затқа салыстырғандағы сыныу көрсеткіші менен екінші заттың бирінші затқа салыстырғандағы сыныу көрсеткіші бир бирине кери шамалар болып табылады екен.

Қандай да бир заттың бослыққа салыстырғандағы сыныу көрсеткішін берілген заттың абсолют сыныу көрсеткіші деп аталады. Әдетте "абсолют" сөзин айтпайды хәм бундай жағдайда берілген заттың сыныу көрсеткіші хәкқында гәп етеди.

Бир бирине тийіп тұрған хәм хәр қыйлы болған мөлдир затлардан соғылған A хәм B тегис-параллель пластинкаларын қараймыз (4-сұйрет). Мейли, бирінші пластинкаға нүр бослықтан i мүйеши менен түсетуғын болсын. Еки зат арқалы өтип, жақтылық i' сыныу мүйешин пайда етип, қайтадан бослыққа өтеди. Тәжірийбелер $i' = i$ теңлигинің орынланатуғынлығын көрсетеді, яғнай жақтылық дәслепки бағытына параллель бағытта шығады екен.

Бөліп тұрған үш шегараға избе-из сыныу нызамын қолланып, мынаны аламыз:

$$\frac{\sin i}{\sin i'} = n_1, \quad \frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{21}, \quad \frac{\sin i_2}{\sin i'} = \frac{1}{n_2}.$$

Бұл теңликлерде n_1 менен n_2 лер сәйкес бирінші хәм екінші затлардың сындыруы коэффициентлери, ал n_{21} болса екінші заттың бирінші затқа салыстырғанда сындыруы коэффициентлери болып табылады. Бирінші еки теңликтен мынаған ийе боламыз:

$$n_{21} = \frac{1}{n_1} \cdot \frac{\sin i}{\sin i_2}.$$

ал соңғы теңлик мынаны береді:

$$\frac{\sin i'}{\sin i_2} = n_2.$$

Буннан $i' = i$ шәрти тийкарында

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1}$$

теңлигине ийе боламыз.

Солай етип, биз буннан *еки заттың салыстырмалы сындыруы коэффициентинің олардың абсолют сындыруы коэффициентлеринің қатнасына тең екенлигине ийе боламыз.*

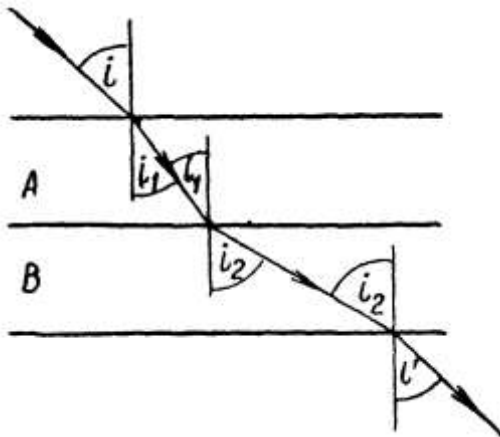
Буннан кейин еки мөлдир заттың шегарасындағы жақтылықтың сыныу нызамының мынадай түрге енетуғынлығын көреміз:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (5)$$

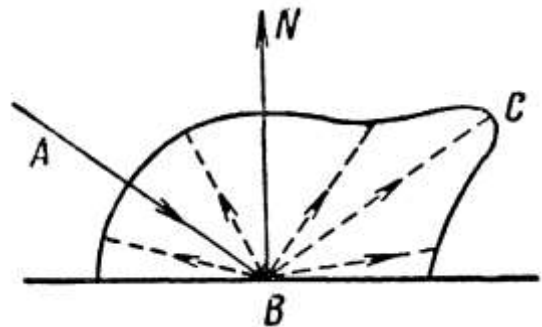
Бұл теңликти симметриялы түрде былайынша жазамыз:

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2. \quad (5a)$$

Жақтылықтың шағылысыуы тек еки мөлдір заттың шегарасында ғана орын алып қоймай, қалеген затта да жақтылықтың белгили шамадағы шағылысыуы бақланады. Полировкаланған затлар жақтылықты еки мөлдір заттың шегарасындағы жақтылықтың шағылысыуы нызамындай етип шағылыстырады: келип түскен нурдың бағыты i мүйеши менен анықланатуғын болса, шағылысқан нурдың бағыты усы i мүйешине тең i' мүйеши менен анықланады. Бундай шағылысыуды *айналық* шағылысыу деп атайды. Бундай жағдайда шағылысқан нурдың интенсивлиги шағылыстыратуғын беттиң тәбиятына байланысly пүткиллей ҳәр қыйлы бола алады: гүмисленген полировкаланған айна келип түскен нурдың 96 процентине шекем шағылыстыра алады; қара полировкаланған бет түсийүши нурдың 1 процентинен кемин шағылыстырады. Усының менен бирге шағылысқан нурдың интенсивлиги түсийү мүйешинен де ғәрезли.



4-сүрөт. Мөлдір еки тегис-параллель пластинкалар арқалы өткенде нурлардың сыныуы.



5-сүрөт. Жақтылықтың диффузиялық шағылысыуындағы интенсивликтің тарқалыуы.

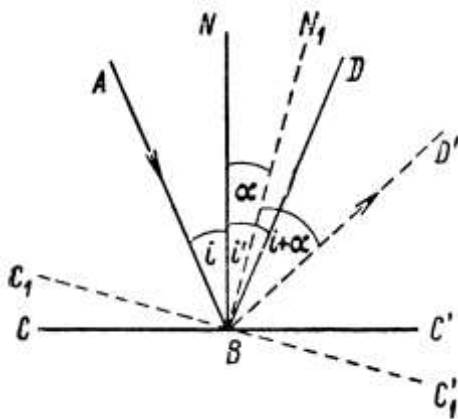
Айналық шағылысыу менен бир қатарда *диффузиялық шашырау* да орын алады. Диффузиялық шығылысыуда жақтылық барлық тәреплерге азы-кемли бир текли шашырайды. Түскен жақтылықтың барлық тәреплерге қарай тең өлшеули шашырататуғын бетти *абсолют гүңгирт бет* деп аталады. Дәл абсолют гүңгирт бет тәбиятта жоқ. Абсолют гүңгирт бетке жылтыратылмаған фарфордың, сызылма сызылатуғын қағаздың, қардың х.т.б. бетлери жақын. Тап сол сыяқлы тек айналық шағылыстыратуғын бетлер де болмайды. Көпилилік жағдайларда айналық шағылыстырыу мүйешиниң бағытында шығылысыудың максимумы бар болады. Диффузиялық шағылысқан жақтылықтағы интенсивликтің тарқалыуын графиктиң жәрдемінде көрсетиуге болады: оның ушын түсийү ноқатынан ұзынлығы усы бағыттағы шашыраған жақтылықтың салыстырмалы интенсивлигине тең векторларды қойыу керек. Усы векторлардың ушлары арқалы өткерилген сызық шағылысқан жақтылықтың тарқалыуын береді. Базы бир шағылыстыратуғын бет ушын усындай график 5-сүрөтте келтирилген. Айналық шағылыстырыу бағытындағы C максимумы берилген денениң абсолют гүңгирт екенлигин аңғартпайды: берилген бағытта ол "жылтырайды".

Жақтылық нурларының бағытын өзгертиу хәм сүрөтлерди алыу ушын хызмет ететуғын оптикалық әсбаплардың дүзилислери жақтылықтың сыныу хәм шағылысыу нызамларына тийкарланған. Мысалы, жақтылық нурларын жыйнау ямаса шашыратуу хәм объектлердиң сүрөтин алыуға мүмкиншилик беретуғын линзалардың дүзилиси жақтылықтың сыныу нызамына тийкарланған. Сындырыушы хәм шағылыстырыушы системалардың жәрдемінде сүрөтлерди алыуды биз XXVIII бапта таллаймыз.

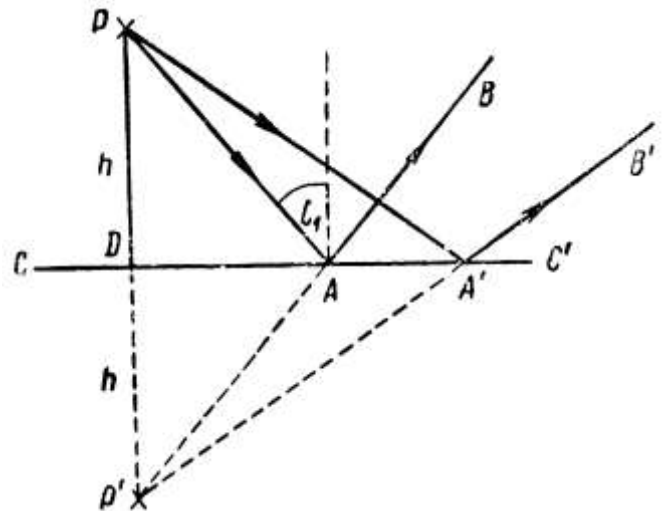
Шағылыстырыу хәм сыныу ызымларын пайдаланыуға бир неше мысаллар келтиремиз.

1-мысал. Айнаны α мүйешине бурғанда шағылысқан нурдың 2α мүйешине бурылатуғынлығын дәлиллеңиз.

Мейли, AB нуры CC' айнасына i мүйеши менен түсетуғын болсын. Шағылысыу мүйеши $i' = i$ хәм шағылысқан нур менен түсиуши AB нурының арасындағы мүйеш $2i$ ге тең. Айнаны α мүйешине бурғанда (6-сүрөт, бул сүрөтте айнаның жаңа ҳалы $C_1C'_1$ арқалы белгиленген) BN нормалы да α мүйешке бурылады хәм түсиу мүйеши $i + \alpha$ ге тең болады. Ал шағылысқан BD нуры болса түсиуши AB нуры менен $2i + 2\alpha$ шамасына тең. Бурын ол AB нуры менен $2i$ мүйешин жасайтуғын еди, сонлықтан ол $2i + 2\alpha - 2i = 2\alpha$ мүйешине бурылған болып шығады.



6-сүрөт. Айнаны α мүйешине бурғанда шағылысқан нур 2α мүйешине бурылады.



7-сүрөт. Жақтылық тегис айнадан шағылысқанда P' жормал сүрөтиниң пайда болыуы.

2-мысал. Тегис айнаның объект оннан қандай қашықтықта тұрған болса, айнадан тап сондай қашықтықта пайда болатуғын жормал сүрөтти пайда ететуғынлығын дәлиллеңиз.

Ноқатлық P объектиниң ноқатлық сүрөти деп усы объект тәрәпинен шығарылған нурлар оптикалық система арқалы өткеннен кейин (ямаса оннан шағылысқанда) қайтадан кесилисетуғын P' ноқатына айтатуғынымызды еске саламыз. Нурлардың өзлери кесилиспейтуғын, ал олардың даўамы кесилисетуғын жағдайларда жормал сүрөтлер ҳаққында гәп етеди.

P объектинен шығатуғын (7-сүрөт) хәм CO тегис айнаның ықтыярлы A ноқатында шағылысатуғын нурды қараймыз. P ноқатынан айнаның CO тегислигине PD перпендикулярн жүргиземиз. Мейли, AB нурының даўамы PD перпендикулярнының даўамын P' ноқатында кесетуғын болсын. PA нурының түсиу мүйешин i арқалы белгилеймиз.

DPA хәм $DP'A$ үш мүйешликлери бир бирине тең, себеби олар улыўмалық DA тәрәпине ийе хәм $\angle PAD = \angle P'AD$. Буннан $h = DP' = -DP$ теңликлериниң орынлы екенлигин көремиз. PA нуры ықтыярлы түрде сайлап алынғанлықтан, бул қатнас қәлеген басқа $PA'B'$ нуры ушын да дұрыс, яғнай барлық нурлардың даўамы айнаның артында тап сондай болған $h = PD$ қашықтығында жайласқан P' ноқатында кесилеседи (объект айнаның алдында $h = PD$ қашықтығында жайласқан). P' ноқатында нурлардың өзлери емес, ал олардың даўамы кесилисетуғын болғанлықтан, бул P' ноқаты P ноқатының жормал сүрөти болып табылады.

3-мысал. Киши A сындырыушы мүйешке ийе призмаға нур киши мүйеш пенен келип түскенде усы нурдың қандай мүйеш пенен келип түскенлигинен ғәрезсиз $\delta = A(n - 1)$ мүйешине бурылатуғынлығы дәлиллеңиз (n арқалы призма соғылған заттың сындырыу көрсеткиши белгиленген). Призманың биринши қапталына түсиу мүйешин i_1 арқалы (8-сүрөт), ал сыныу мүйешин i'_1 арқалы белгилеймиз. i_2 менен i'_2 мүйешлери болса призманың екинши қапталы ушын түсиу хәм сыныу мүйешлери болсын. Сыныу ызымамы бойынша:

$$\sin i_1 = n \sin i'_1, \quad \sin i_2 = n \sin i'_2$$

теңликлери орынлы болады.

Қойылған шәрт бойынша i_1 мүйеши киши, соған сәйкес i'_1 мүйеши де киши. Бирақ сындырыўшы мүйеш A ның киши болыўына байланыслы i_2 мүйеши де киши болады. Бундай жағдайда синустарды өзиниң мүйешлери менен алмастырыўға болады хәм соңғы қатнастар мынадай түрге енеди:

$$i_1 = ni'_1, \quad i_2 = ni'_2. \quad (6)$$

Биз излеп атырған бұрылыў мүйеши δ сыртқы $\triangle BCD$ мүйеши болып табылады. Демек, оның шамасы үш мүйешликтиң оның менен байланыслы болмаған басқа еки мүйешлериниң қосындысына тең:

$$\delta = (i_1 - i'_1) + (i_2 - i'_2).$$

Буннан (6)-теңликтиң тийкарында мынаған ийе боламыз:

$$\delta = i'_1(n - 1) + i_2(n - 1) = (n - 1)(i'_1 + i_2). \quad (7)$$

E ноқатында N_1 хәм N_2 нормалларының кесилисүйиниң салдарынан пайда болған мүйеш призманың сындырыўшы мүйеши A ға тең. Соның менен бирге ол $\triangle BED$ сыртқы мүйеши болып та табылады. Буннан

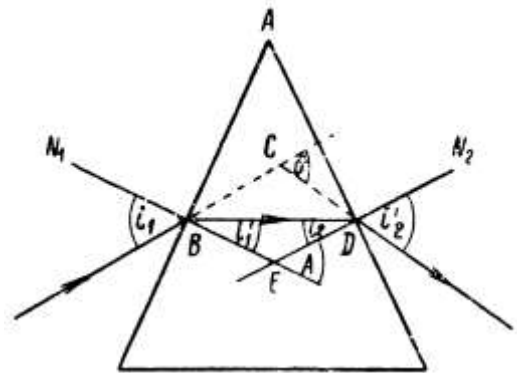
$$i'_1 + i_2 = A$$

теңлигине ийе боламыз. $i'_1 + i_2$ тың мәнисин (7)-теңликке қойып

$$\delta = A(n - 1) \quad (8)$$

формуласының орынлы екенлигин табамыз. Усы теңликтиң дұрыс екенлигин дәлиллей керек еди.

8-сүрөт. Нурлардың призмадағы сыныўы.



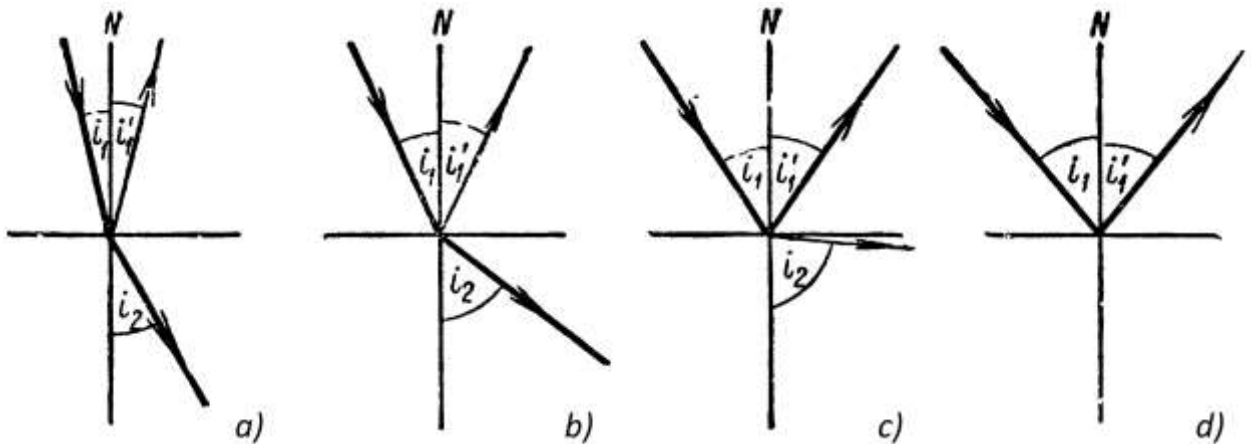
§ 252. Толық ишки шығылысыў. Жақтылық сындырыў коэффициенті киши болған заттан (оптикалық тығызлығы киши болған) сындырыў коэффициенті үлкен болған затқа (оптикалық тығызлығы үлкен болған) затқа өткенде нормалға жақынласады. Керисинше, оптикалық жақтан тығыз болған заттан, оптикалық тығызлығы кем болған орталыққа өткенде нұр нормалдан қашықласады. Әлбетте, бундай жағдайда $\pi/2$ ден киши болған сондай түсий мүйеши i_{sh} бар болып, i_2 сыныў мүйешиниң шамасы $\pi/2$ ге тең болады, яғный сынған нұр жылжыўшы нұрға айналады. Тәжирийбелер $i_1 > i_{sh}$ теңсізлиги орынланғанда сынған нұрдың болмайтуғынлығын көрсетеди: түскен нұр толығы менен шағылысады. Бұл қубылысты *толық ишки шағылысыў* деп атайды. i_{sh} мүйешин *шеклик мүйеш* деп атайды. Шеклик мүйеш i_{sh} тиң мәниси $i_2 = \pi/2$ талабының тийкарында анықланады, буннан сыныў нызамы бойынша [251-параграфтағы (5)-формула] мынаған ийе боламыз:

$$\sin i_{sh} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (1)$$

Бұл теңлеме $n_2 \leq n_1$ шәрти орынланғанда тек i_{sh} мүйешиниң затлық мәниси менен қанаатландырылады, буннан толық ишки шағылысыўдың жақтылықтың оптикалық жақтан тығызырақ орталықтан оптикалық жақтан тығызлығы кем орталыққа өткенде жүзеге келетуғынлығы хәм оптикалық жақтан тығызлығы кем орталықтан оптикалық жақтын тығызлығы үлкен орталыққа өткенде бұл қубылыстың жүзеге келиўиниң мүмкин емес екенлигин көрсетеди. Мысалы, жақтылық шийшеден ҳаўаға өткенде толық ишки

шағылысыудың орын алыуы мүмкін, ал жақтылық қауадан шийшеге өткенде толық ишки шағылысыудың бақланыуы мүмкін емес.

Түсиу мүйешиниң мәниси шеклик мәниске жақынлағанда сынған нурдың интенсивлиги кемейеди, ал шағылысқан нурдың интенсивлиги үлкейеди.



9-сүүрет. Толық ишки шығылысыудың жүзеге келиуі.

9-сүүретте ҳәр қыйлы сынуу мүйешлериндеги оптикалық тығызлығы үлкен болған заттан оптикалық тығызлығы киши болған затқа өткендеги жақтылықтың сынууы көрсетилген. Нурлардың интенсивлиги нурларды сәулелендиретуғын сызықлардың жууанлығына сәйкес келеди. 9а сүүрет жақтылықтың киши i_1 мүйеши менен түсиуине сәйкес келеди. Бундай жағдайда шағылысқан нурдың интенсивлиги киши, ал сынған нурдың интенсивлиги үлкен. Түсиу мүйешиниң шамасының үлкейиуі менен сынған нурдың интенсивлиги киширейеди (9b сүүрет). Шекли мүйешке жүдә жақын болған түсиу мүйешинде (9с сүүрет) бет бойынша дерлик жылжыйтуғын нурдың интенсивлиги жүдә әззи, ал шағылысқан нурдың интенсивлиги түсиуши нурдың интенсивлигине жақын. Шекли i_{sh} мүйешинен үлкен мүйешлерде сынған нур болмайды (9d сүүрет), толық ишки шағылысыу орын алады, жақтылық толығы менен шағылысады.

Оптикалық тығызлығы киши болған заттан оптикалық тығызлығы үлкен болған затқа өткенде ашылу мүйешиниң шамасы $2i_1$ (10а сүүрет) болған конус түриндеги нурлардың дәстесине екинши затта оған салыстырғанда киши болған ашылу мүйеши $2i_2$ болған дәсте сәйкес келеди².

Тығызлығы кем болған орталықтағы ашылу мүйеши π болған дәстеге тығызырақ болған затта ($n_2 > n_1$) $2i_{2sh}$ (10b сүүрет) шамасына тең болған ашылу мүйеши сәйкес келеди ҳәм ол

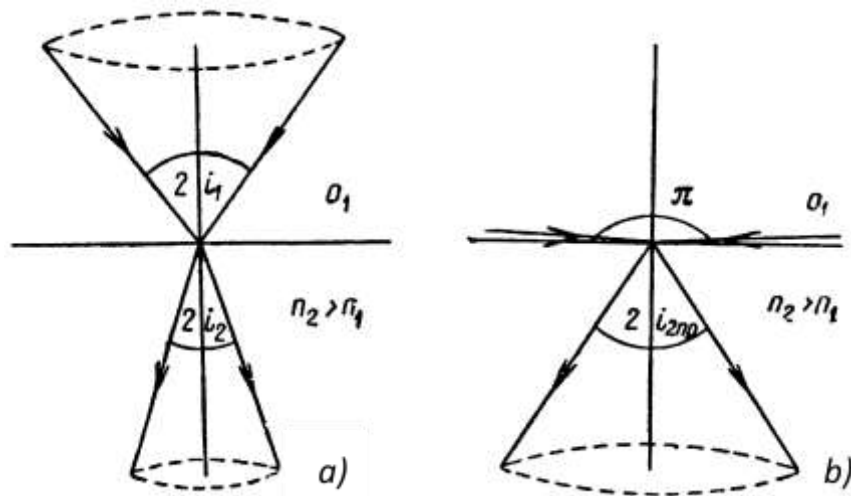
$$\sin i_{2sh} = \frac{n_1}{n_2}$$

шәртин қанаатландырады. Усыған сәйкес сүүдың ишинде жоқары қарап отырған адам аспанды мүйешлик радиусы $i_{2sh} = \arcsin \frac{n_1}{n_2}$ шамасына тең болған дөңгелек дақ түринде көреді. Қауа ушын $n_1 = 1$, ал сүү ушын $n_2 = 1,33$. Бундай жағдайда $i_{2sh} = 49^\circ$. Ашылу мүйеши 49° болған конустың шеклеринен сыртта сүүды қауадан келетуғын нурлар тарқалмайды.

Толық ишки шығылысыу қубылысы оптикалық әсбапларда шағылысыуларды алыу ушын кең түрде қолланылады. 11-сүүретте нурды 90° қа буратуғын толық ишки шағылысыу

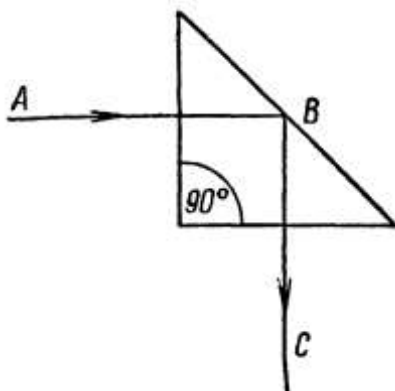
² Усының менен бирге сынғанда дәсте бир ноқатта кесилисетуғын нурлардың дәстеси болмай қалады.

орын алатуғын тўўры мўйешли призма көрсетилген. AB нұры B ноқатында толық ишки шағылысыўға ушырайды. 12-сўўретте нурлардың оралыўын жүзеге келтиретуғын толық ишки шағылысыў призмасының ишиндеги нурлардың жүрислери келтирилген: призмаға жоқарыда келип түсетуғын 1 нұры сынғаннан кейин төменги нурға айланады.

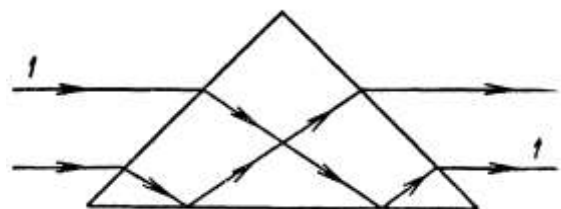


10-сўўрет. Жақтылықтың оптикалық тығызлығы киши орталықтан оптикалық тығызлығы үлкен болған орталыққа өткендеги нурлардың конуслары.

Полировкаланған металл айнарларға салыстырғанда толық ишки шағылысыў орын алатуғын призмаларды пайдаланыў шийшениң механикалық ҳәм химиялық орнықты екенлигине байланысly артықмашлыққа ийе болады; металдан соғылған полировкаланған бетлер аңсат тырналады, коррозияға ушырайды, тез қараўытады.



11-сўўрет. Толық ишки шағылысыў орын алатуғын тўўры мўйешли призма.

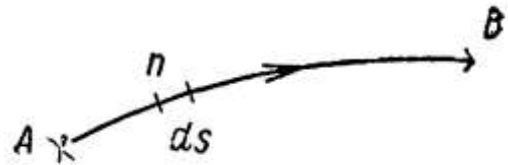


12-сўўрет. Толық ишки шағылысыў призмасының жәрдеминде нурлардың оралыўы.

§ 253. Ферма принципи. Оптикалық жақтан бир текли затта, яғный барлық ноқатлары сындырыў коэффициентиниң бирдей мәниси менен тәрийипленетуғын затта жақтылық тўўры сызықты, яғный берилген еки ноқат арасындағы ең қысқа жол менен тарқалады. Бир заттан екинши затқа өткенде жақтылық шегарада сынады ҳәм шағылысады ҳәм бундай жағдайда жақтылықтың жолы сынық сызықтың жәрдеминде бериледи. Бир ноқаттан екинши ноқатқа өткенде сыныў коэффициенти n үзликсиз түрде өзгеретуғын бир текли емес затларда жақтылық нурлары үзликсиз түрде сынып, қыйсық сызықларды пайда етеди. Усының менен бирге еки заттың арасындағы шегарада биз 250-параграфта еслетип өткен дифракция қубылысы да жүзеге келеди. Бирақ, бул қубылысларға итибар бермесек, онда

жақтылықтың бір текли емес орталықтардағы тарқалыуы *Ферма принципі* деп аталатуғын ұлыұма принциптің тийкарында тәрийипленеди (1679-жылы табылған). Ферма принципіне анықлама бериў ұшын жолдың *оптикалық ұзынлығы* түсинигин киргизий керек.

13-сўўрет. Оптикалық жолдың ұзынлығын анықлаўға.



Бир текли затта оптикалық жол l ҳаққында гәп еткенде жолдың геометриялық ұзынлығы s пенен заттың сындырыў көрсеткиши n ниң көбеймесин түсинемиз:

$$l = ns. \quad (1)$$

Бир текли болмаған затта нурдың геометриялық ұзынлығын ишинде сыныў көрсеткиши n ди тұрақлы деп есаплаўға болатуғын жүдә киши болған ds кесиндилерине бөлийүмиз керек. Бундай жағдайда жолдың оптикалық ұзынлығы мына шама болып табылады:

$$dl = n ds.$$

Ал жолдың барлық оптикалық ұзынлығы барлық dl элементар оптикалық жолларының қосындысына тең болады, яғный мынадай интегралдың жәрдеминде есапланады:

$$l = \int_A^B n ds. \quad (2)$$

Бул аңлатпадағы интеграл AB иймеклиги бойынша алынады (13-сўўрет, бул иймекликтің бойы менен жақтылық A ноқатынан B ноқатына шекем тарқалады).

Ферма принципі бойынша, жақтылық оптикалық ұзынлығы экстремаллық болған жол бойынша тарқалады (яғный, жолдың шамасы мүмкин болған жоллардың ең минималлық ямаса максималлық ямаса стационар болыуы керек).

Ферма принципі жақтылық бир бири менен шегараласатуғын бир текли айырым участкалардан туратуғын орталықта тарқалған жағдайда да өз күшинде қалады.

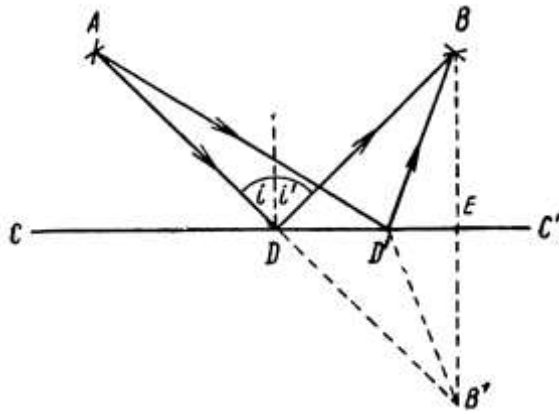
Жолдың оптикалық ұзынлығының экстремаллық шәрти (2)-интегралдан алынған вариацияның нолге тең болыу шәртине алып келинеди:

$$\delta \int_A^B n ds = 0. \quad (3)$$

Бул аңлатпа Ферма принципинің математикалық формулировкасы болып табылады.

Бир қатар дара жағдайларды қараймыз ҳәм ұсы жағдайлардағы Ферма принципинің дурыс екенлигине көз жеткеремиз.

Мысалы, егер жақтылық CC' бетинде шағылысып A ноқатынан B ноқатына өтетуғын болса (14-сўўрет), онда шағылысыу нызамы орынланғанда жақтылықтың жолының ұзынлығы минималлық болады.



14-сүрет.

Тегис айнада шағылысқанда ABD оптикалық жолының ұзынлығы $AD'B$ оптикалық жолының ұзынлығынан киши.

Хақыйқатында да, шағылысыу нызамына сәйкес келетуғын ADB жолы менен бир қатарда басқа $AD'B$ жолын да қараймыз. B ноқатынан шағылыстырыушы бетке BE перпендикулярын өткеремиз хәм оның даўамында $EB' = EB$ кесиндисин түсиремиз. D хәм D' ноқатларын B' ноқаты менен тутастырамыз. Бундай жағдайда BDE хәм $B'DE$ үш мүйешликлери бир бирине тең. Буннан $DB = DB'$ теңлиги келип шығады. Тап ұсындай жоллар менен $D'B = D'B'$ теңлигин де аламыз. Буннан ADB жолының ұзынлығы

$$AD + DB = AD + DB', \quad (4)$$

ал $AD'B$ жолының ұзынлығының

$$AD' + D'B = AD' + D'B' \quad (4a)$$

Буннан кейин сызылмадан ADB' мүйешиниң мынадай шамаға тең екенлиги келип шығады:

$$\angle ADB' = i + i' + (90^\circ - i') + (90^\circ - i').$$

Бул аңлатпада i менен i' сәйкес түсиу хәм шағылысыу мүйешлери болып табылады. Шағылысыу нызамы бойынша $i = i'$, буннан $\angle ADB' = 180^\circ$ теңлигине ийе боламыз. Демек, ADB' сызығы түүры болып табылады, ұсыған сәйкес $AD'B'$ сызығының D ноқаты менен сәйкес келмейтуғын D' ноқатының қәлеген орны ушын сынық сызық болып табылады. Қәлеген еки ноқат арқалы өтетуғын сынық сызықтың ұзынлығы ұсы ноқатларды тутастыратуғын түүрының ұзынлығынан үлкен болғанлықтан, (4)- хәм (4a) теңликлерден мынаны аламыз:

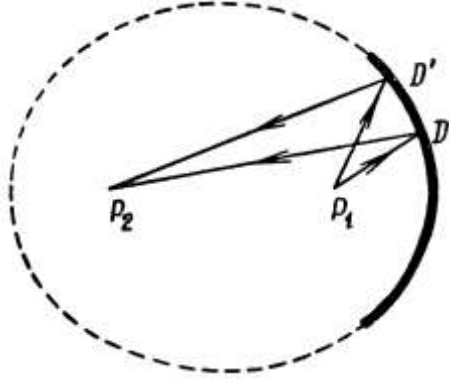
$$AD + DB < AD' + D'B. \quad (5)$$

Биз қарап атырған жағдайда жақтылық бир текли орталықта тарқалады хәм оның оптикалық жолы геометриялық жолдан тек тұрақлы n көбейтүүшисине (сындырыу көрсеткиши) ғана айрылады. Сонлықтан (5)-теңлик (бул теңлик бойынша жолдың геометриялық ұзынлығы ADB қәлеген басқа $AD'B$ жолдан киши) шағылысыу нызамы орынланатуғын жағдайда жолдың оптикалық ұзынлығының минималлық екенлигин көрсетеди.

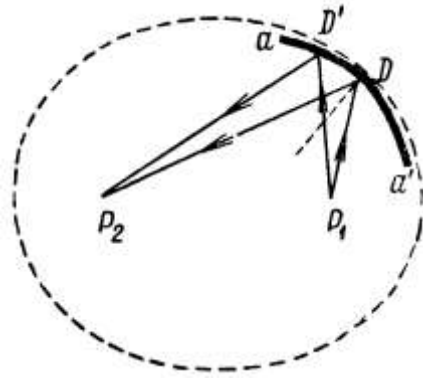
Оптикалық ұзынлықлардың стационарлық жағдайына айланыу эллипсоиды формасына ийе болған ойыс айналық беттеги шағылысыу сәйкес келеди. Мейли, жақтылық эллипсоидтың фокусларының биринде жайласқан P_1 ноқатынан шығатуғын болсын (15-сүрет). Бундай жағдайда айнаның қәлеген D ноқатында шығысқанда ол екінши P_2 фокусына келип түседі. Эллипстинң белгили қәсийети бойынша эллипстинң фокусларынан оның бойында жатырған қәлеген ноқатқа түсирилген радиус-векторлардың қосындысы тұрақлы болады хәм буннан P_1DP_2 жолының ұзынлығының басқа қәлеген $P_1D'P_2$ жолының ұзынлығына тең болатуғынлығы келип шығады. Бул белгилеулерде D' арқалы эллипсик айнада жатырған қәлеген ноқат.

Ақырында, шағылысқанда оптикалық жолдың ұзынлығы максималлық болатуғын ойық бетти көз алдымызға келтириуге болады. Мейли, айланыу эллипсоидының фокусынан нұр

эллипсоидтың D нокатында шағылысатуғын (16-сүррет, эллипсоидлық бет пунктир менен көрсетілген) хәм буннан кейин эллипсоидтың екінши фокусы арқалы өтетүғын болсын. D нокатында эллипсоидтың бетине урынба бағытланған, Бирақ басқа бөлімлері айланыў эллипсоидының ишінде жайласқан aa' ойыс бетин жүргіземіз. Бундай жағдайда P_1D нұры aa' бетинен де шағылысқан нұр болады. Бирақ, D' нокаты эллипстің ишінде жайласқан болғанлықтан, басқа қалеген $P_1D'P_2$ жолының ұзынлығы P_1DP_2 жолының ұзынлығынан киши болады.



15-сүррет. Эллипсоидтың бетіндегі нұрлардың шағылысыуы: P_1DP_2 хәм $P_1D'P_2$ оптикалық жолларының ұзынлықтары бирдей.



16-сүррет. aa' бетінде шағылысқан P_1DP_2 нұрының оптикалық жолының ұзынлығы $P_1D'P_2$ нұрының оптикалық жолынан үлкен.

Жақтылық еки бир текли заттың тегис шегарасында сынған жағдайда оптикалық жолдың экстремаллық шәртин қанаатландыратуғынлығын көрсетеміз.

Мейли, ADB нұры D нокатында сынатүғын болсын (17-сүррет), оның тұрған орнын AC перпендикулярларының тийкарынан баслап есапланған x кесиндисинің жәрдеминде анықлаймыз. B нокатынан ажыратып тұрған шегараға перпендикуляр өткереміз хәм CE кесиндисин p арқалы белгилейміз. A хәм B нокатларының қалеген жұбы үшін p кесиндиси тұрақлы.

ADB нұрының оптикалық ұзынлығы мынаған тең:

$$l = n_1 AD + n_2 BD. \quad (6)$$

Бұл аңлатпада n_1 хәм n_2 арқалы сәйкес биринши хәм екінши заттың сындырыў коэффициентлері белгиленген.

Сүрреттен мынадай теңликлерди аламыз:

$$AD = \sqrt{h_1^2 + x^2}, \quad BD = \sqrt{h_2^2 + (p - x)^2}.$$

Бұл теңликлерде h_1 хәм h_2 арқалы AC хәм BE перпендикулярлардың ұзынлықтары белгиленген. AD хәм DB лардың мәніслерин (6)-аңлатпаға қойып, мынаны аламыз:

$$l = n_1 \sqrt{h_1^2 + x^2} + n_2 \sqrt{h_2^2 + (p - x)^2}. \quad (7)$$

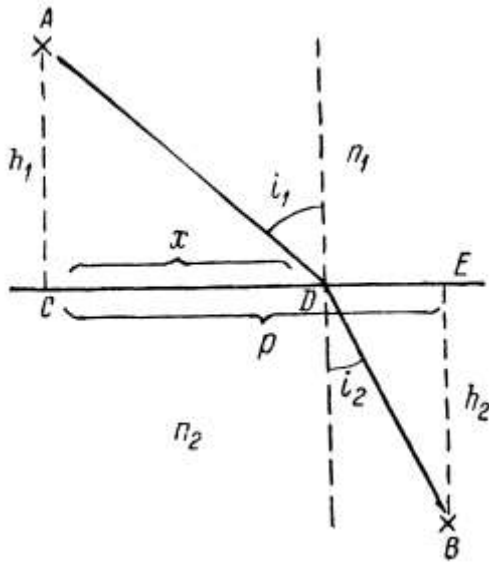
l оптикалық жолының экстремаллық шәрти $\frac{dl}{dx} = 0$ теңлигинің орынланатүғынлығынан ибарат. (7)-аңлатпаны дифференциаллап, мынаны аламыз

$$\frac{dl}{dx} = n_1 \frac{x}{\sqrt{h_1^2 + x^2}} - n_2 \frac{p - x}{\sqrt{h_2^2 + (p - x)^2}} = 0. \quad (8)$$

Бирақ, сүрреттен

$$\frac{x}{\sqrt{h_1^2 + x^2}} = \sin i_1, \\ \frac{p - x}{\sqrt{h_2^2 + (p - x)^2}} = \sin i_2$$

теңліктерінің орынлы екенлігін көреміз. Бұл теңліктерде i_1 менен i_2 шамалары сәйкес түсіу хәм шағылысу мүйешлері болып табылады.



17-сүрөт.

Сынуу нызамы орынланатуғын жағдайда ADB оптикалық жолының ұзынлығы минималлық.

Буннан (8)-теңлік бойынша

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$$

теңлігіне ийе боламыз. Демек, экстремаллық шәртин қанаатландыратуғын жолдың сыну нызамын қанаатландыратуғынын көреміз. Екинши түүындының белгиси бойынша бұл жолдың минималлық екенлігін аңсат тексерип көриу мүмкин.

§ 254. Жақтылықтың тезлигин өлшеу. 1607-жылы Галилей биринши болып жақтылықтың тезлигин анықлауға тырысты. Галилей қолларында фонарлары бар бақлаушыларды еки бийиктиң басына жайластырды. Фонарлардың алдын ашып-жабататуғын дүзилістер менен тәмийинленген. Оны ашыу арқалы биринши бақлаушы екинши бақлаушыға жақтылық жиберген. Ал бұл екинши бақлаушы жақтылық сигналын аңғарып, өзиниң фонарының алдын ашқан хәм биринши бақлаушыға сигналды жиберген. Жақтылықтың тезлигиниң шекли екенлігінен сигнал биринши бақлаушыға базы бир Δt шамасына кешигип келиуі керек. Егер еки бийиктиң арасындағы алға хәм кери бағыттағы қашықтық $2L$ ге тең болса, онда жақтылықтың тезлиги $c = 2L/\Delta t$ шамасына тең болуы керек. Тәжирийбелердің барысында Δt ўақытының шамасы екинши бақлаушы сигналды көрип, фонарының алдын ашаман дегенше кеткен ўақыттан киши болып шыққан. Галилейдің тырысуларының сәтсиз болып шығуы жақтылықтың тезлигиниң шекли болған жағдайда жүдә үлкен екенлігін көрсетти. Буннан кейин көп узамай жақтылықтың тарқалуы тезлиги астрономиялық бақлаулардың тийкарында табылды, ал кейинирек жақтылықтың тезлигин жердеги шараятларда өлшеудің мүмкиншилиги түүылды. Бослықтағы жақтылықтың тезлиги тийкарғы физикалық константалардың бири болып есапланатуғынлығына байланысly, биз хронологиялық тәртіпте жақтылықтың тезлигин анықлаудың бир неше усулын таллаймыз.

1. Рёмердің астрономиялық усулы. 1676-жылы Париж обсерваториясының астрономы Юпитердің жолдасларының тұтылуының дұрыс дәўирлигиниң бұзылатуғынлығын аңғарды. Жер жылының бир ярымында еки тұтылуының арасындағы ўақыт қысқарақ, ал жылдың екинши ярымында еки тұтылуының арасындағы орташа ўақыттан ұзынырақ болады екен. Бұл құбылыс жақтылықтың тарқалуы тезлигиниң шекли екенлігін бойынша түсиндириледі. Мейли, J Юпитерден келетуғын жақтылық нұрының бағыты A ноқатында Жердің орбитасына түсирилген урынбаның бағыты менен сәйкес

келетуғын болсын (18-сұйрет). Егер Жер сол A нокатында Юпитерден ұзақласатуғын болса, онда жақтылыққа Жердің изинен құйыуға түүры келеди хәм еки тұтылыудың арасындағы ўақыт T' еки тұтылыудың арасындағы ҳақыйқый T_0 ўақытқа салыстырғанда үлкен болады:

$$T' = T_0 + \Delta t.$$

T' ўақыты Жердің Қуяштың дөгерегинде айланыу дәўирине салыстырғанда киши болғанлықтан, Жерди T' ўақытының ишинде JA нурының бағытында қозғалады деп есаплауға болады. Сонлықтан, Δt кешигиўи Жердің T_0 ўақыты ишинде орбита бойынша қозғалыу жолының өтиў ушын кеткен ўақытқа, яғный $\Delta t = \frac{v}{c} T_0$ шамасына тең болады. Бул теңликте v арқалы Жердің орбита бойынша қозғалыу тезлиги, ал c арқалы жақтылықтың тезлиги белгиленген. Буннан

$$T' = T_0 + \frac{v}{c} T_0 \quad (1)$$

теңлигине ийе боламыз. Тап сол сыяқлы, Жер Юпитерге жақынлайтуғын B орнында еки тұтылыудың арасындағы ўақыттың аралығы T'' ҳақыйқый ўақыт T_0 ден Δt шамасына киши болады:

$$T' = T_0 - \frac{v}{c} T_0. \quad (2)$$

Жер шары басқа орынлар арқалы өткенде кешигиў менен алға озыўдың шамалары киши болады.

(1)- хәм (2)-теңлемелерди c ға қарата шешип, мынаны аламыз:

$$c = \frac{T' + T''}{T' - T''} v.$$

Бул қатнас тұтылыулардың арасындағы максималлық хәм минималлық ўақыт аралықлары және Жердің орбита бойынша қозғалыс тезлиги v бойынша жақтылықтың тезлиги c ны табыуға мүмкиншилик бередиди.

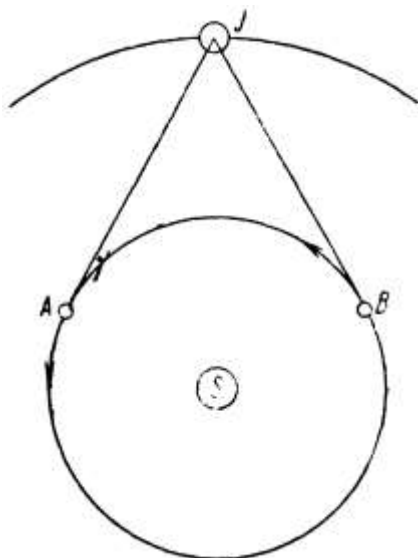
Рёмердің өлшеўлери жақтылықтың тезлиги ушын 215 000 км/сек шамасын берди. Хәзирги ўақытлардағы астрономиялық өлшеўлердің тийкарында жақтылықтың тезлиги ушын 300 000 км/сек шамасына жақын мәнис алынады.

2. Жұлдызлық аберрация ұсылы. XVIII әсирдің басында астрономлар "қозғалмайтуғын" жұлдызлардың координаталарының киши дәўирли өзгеретуғынлығын тапты: жұлдызлар аспан гүмбезинде жер жылының барысында $\Delta\varphi = 40,9''$ мүйеш пенен көринетуғын хәм барлық жұлдызлар ушын бирдей ярым көшерге ийе эллипти сызады екен. Эллиптиң созылғанлық дәрежеси жұлдыздың эклиптика тегислигине салыстырғандағы жайласыўынан ғәрезли; эклиптика тегислигине перпендикуляр тегисликте жататуғын жұлдызлар ушын эллипс ең киши эксцентриситетке, ал эклиптика тегислигинде жататуғын жұлдызлар ушын эллипс түүры сызыққа айланады екен.

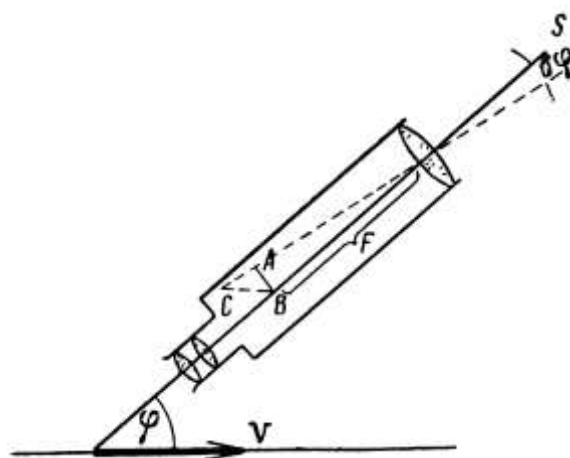
Жұлдызлық аберрация атамасына ийе болған бул қубылыс жақтылықтың тезлигиниң шекли екенлиги менен байланыслы. Мейли, S жұлдызына қарай бағытланған ҳақыйқый бағыт Жердің тезлиги менен v тезлигин құрайтуғын болсын хәм бул жұлдыз көшери ұсы жұлдызға қарай бағытланған ҳақыйқый бағытқа сәйкес келетуғын телескоптың жәрдемінде бақланатуғын болсын (19-сұйрет). Жердің қозғалысының салдарынан B жұлдызының сұўрети телескоптың көшерине салыстырғанда бир қанша бұрылған болады хәм ол C нокатына келип түседиди. Себеби жақтылық трубаның ишинде қозғалатуғын Δt ўақытының ишинде телескоп Жер менен бирге v тезлигиниң бағытында қозғалады. Усыған байланыслы, BC кесиндисиниң ұзынлығы Δt ўақыты ишинде телескоп Жер менен биргеликте өтетуғын жолдың ұзынлығына тең. Буннан $BC = v\Delta t$ теңлигиниң орынлы болатуғынлығы келип шығады. Жұлдыздың сұўрети телескоптың бас фокаллық тегислигинде алынатуғын болғанлықтан, $\Delta t = F/c$ теңлиги орынлы болады. Бул теңликте F - телескоптың объективиниң фокуслық қашықлығы, c - жақтылықтың тезлиги. Буннан

$$BC = \frac{v}{c} F \quad (3)$$

теңлигине ийе боламыз.



18-сүрөт. Жақтылыктың тезлигин Юпитердин жолдасларының тутылыуы бойынша аныклай.



19-сүрөт. Жулдызлык абберация.

Жулдыздың сүрети B ноқатында емес, ал C ноқатында алынуатынын болғанлықтан жұлдыз тұрғандай болып көринетуғын бағыт ҳақыйқый бағытқа салыстырғанда $\delta\varphi$ мүйешине бұрылған болып шығады. Абберация мүйеши деп аталатуғын бул мүйеш, 19-сүрөтте көринип тұрғанындай,

$$\delta\varphi = \frac{AB}{F} = \frac{BC \sin(\angle ACB)}{F}$$

қатнасының жәрдеминде алынады. ACB мүйешиниң шамасы $ACB = \varphi - \delta\varphi$, $\delta\varphi$ мүйешиниң шамасы киши болғанлықтан, жуўық түрде

$$\angle ACB = \varphi, \quad \delta\varphi = \frac{BC \sin \varphi}{F}$$

теңликлерине ийе боламыз. Бул теңликлерге BC ның орнына оның (3)-аңлатпа бойынша мәнисин қойып, мынадай шаманы аламыз:

$$\delta\varphi = \frac{v}{c} \sin \varphi. \quad (4)$$

Буннан абберация мүйешиниң телескоптың фокуслық қашықтығы F тен ғәрезли емес, ал Жердиң тезлиги v , жақтылыктың тезлиги c ҳәм φ мүйешинен ғәрезли екенлиги келип шығады. Жердиң орбитасы бойынша жыллык қозғалысының барысында Жердиң тезлиги v менен жұлдызға қараған бағыт үзликсиз өзгеретуғын болғанлықтан, жұлдыздың көзге көринетуғын орны аспан гүмбезинде эллипсты пайда етеди. $\sin \varphi$ тың абсолют мәниси бойынша ең үлкен шамасы $\varphi = \frac{\pi}{2}$ ҳәм $\varphi = \frac{3\pi}{2}$ шамаларында алынуатынын болғанлықтан, эллипстиң үлкен ярым көшериниң мүйешлик шамасы $\Delta\varphi$ (4)-аңлатпа бойынша мынаған тең:

$$\Delta\varphi = \frac{v}{c} \sin \frac{\pi}{2} - \frac{v}{c} \sin \frac{3\pi}{2} = 2 \frac{v}{c}.$$

Буннан, жақтылыктың тезлиги c ушын

$$c = \frac{2v}{\Delta\varphi}$$

аңлатпасын аламыз.

Жоқарыда келтирилген $\Delta\varphi$ мәнісі хәм Жердің орбита бойынша қозғалыс тезлиги v ны билиў арқалы жақтылықтың тезлиги c ны анықлаўға болады. Усындай ұсылдың жәрдемінде $c = 303\,000$ км/сек мәнісі алынды.

3. Тисли дөңгелек ұсылы. Жердеги шараятларда жақтылықтың тезлиги биринши рет Физо тәрәпинен 1849-жылы тисли дөңгелектің жәрдемінде өлшенди. Бұл ұсыл, шын мәнісінде, Галилей тәрәпинен ұсынылған ұсылға сәйкес келеди, тек екинши бақлаўшы айна менен, ал жақтылық дерегинің алдындағы ашып-жабатұғын дүзиліс тез айланатұғын тисли дөңгелек пенен алмастырылған. Тисли дөңгелек жақтылықтың алдын жабады хәм ашады. Тисли дөңгелек ұсылының схемасы 20-сүўrette келтирилген. S дерегинен шыққан жақтылық ярым гүмисленген A айнасында дөңгелектің aa' тислеринің арасынан өтеди, буннан кейин M айнасына жетип, кейин қарай шағылысады хәм ярим гүмисленген A айнасы арқалы өтип, B бақлаўшысының көзине түседи.

Егер тисли дөңгелекти айланысқа келтирсе, онда жақтылық M айнасына барып және қайтып келетұғын Δt ўақытының ишинде дөңгелек базы бир мүйешке бурылып үлгереди. Егер, бундай жағдайда тистиң арасынан өткен жақтылық жақын тис пенен алмасатұғын болса, онда шағылысқан жақтылық иркиледи хәм бақлаўшы жақтылықты көрмейди. Егер дөңгелек тислердің арасындағы қоңсылас аралық арқалы өте алатұғын болса, онда бақлаўшы жақтылықты қайтадан көреди. Дөңгелектің тезлиги үлкейгенде жақтылық қайтадан жоғалады.

Δt ўақытының шамасын өлшеўге болады. Оның ушын, мысалы, M айнасынан қайтып келген жақтылықтың жоғалатұғын дөңгелектің айланыслар саны n ды табыў керек. Мейли, n арқалы дөңгелектеги тислердің саны белгиленген болсын. Бундай жағдайда

$$\Delta t = \frac{1}{2nv} \quad (5)$$

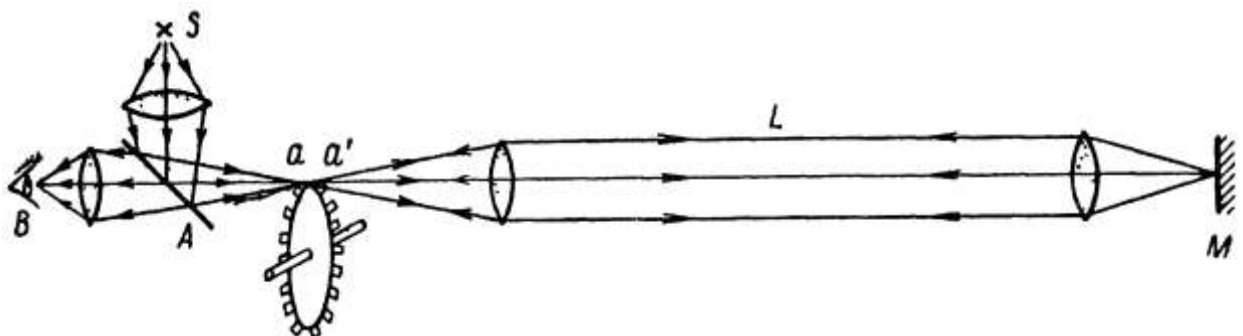
шамасына ийе боламыз. Екинши тәрәптен, жоқарыда айтылғанларға сәйкес, бұл жақтылықтың L базиси арқалы M айнасына шекем хәм оннан қайтқанда басып өтилген жолдың ұзынлығына тең, яғный оның шамасы мынаған тең:

$$\Delta t = \frac{2L}{c}. \quad (6)$$

(5)-хәм (6)-аңлатпаларды салыстырып

$$c = 4nLv$$

аңлатпасын аламыз.



20-сүўрет. Жақтылықтың тезлигин тисли дөңгелек ұсылының жәрдемінде анықлаў.

Физо $2L = 14$ км қашықлығын алды. Жақтылықтың тезлиги ушын ол 315000 км/сек шамасын алды. Кейинирек тисли дөңгелек ұсылы менен өлшеўлер үлкен базис пенен қайталанды. $2L = 46$ км болған жағдайда $c = 299\,870 \pm 50$ км/сек шамасы келип шықты. Жақында жақтылық дәстесинің алдын жабатұғын дүзиліс сыпатында Керр қутысы

пайдаланылды (294-сүрет). Бундай жағдайда базис 15 м ге шекем қысқартылды, яғный барлық аппаратура лабораторияның шеклерінде жайласады.

4. Айланыушы айна ұсылы (Фуко, 1868-жыл). Айланыушы айна ұсылының схемасы 21-сүретте берілген. S дерегинен шыққан жақтылық ярым гүмисленген M пластинкасы арқалы өтіп, сүреттің тегислигине перпендикуляр болған O көшеринің дөгерегінде айланатуғын A айнасына келип түседі. Ұсы A айнасында шағылысып, нұр екінші B айнасына келип түседі. Бұл айна ойыс (яғный, майыстырылған) хәм O көшери иймеклик көшери арқалы өтеді. B айнасында шағылысып, нұр кери қарай қайтады хәм S' ноқатында деректің сүретін береді. A айнасын бұрғанда нұр B ойылған айнасы бойынша жылжыйды, ол бұрынғы бағытта шағылысады, сонлықтан барлық ұақытта B айнасына нормал бағытта оның радиусларының биринің бағытында түседі. Солай етип, A айнасын бұрғанда деректің сүрети S' қозғалыссыз қалады. A айнасы нұр ойыс B айнасынан сыртқа шығатуғындай болып бұрылғанда S' сүрети жоғалады. A айнасы айланғанда S' сүрети өшип-жана баслайды, Бирақ жүдә тез айландырылғанда өшип-жаныу сондай тез болып, оны көз ажырата алмай қалады. A айнасын жеткилики дәрежеде тез айландырғанда S' сүрети азмаз аұысады; бұл аұысыудың мәніси мынадан ибарат: жақтылықтың A айнасынан B айнасына жетиуі хәм қайтып келиуі үшін керекли болған Δt ұақытының ишінде A айнасы $\Delta\alpha$ мүйешине бұрылып үлгереді. Бундай жағдайда шағылысқан нұр $2\Delta\alpha$ мүйешине бұрылады (251-параграф) хәм B' сүрети

$$\Delta s = 2\Delta\alpha \cdot l \quad (7)$$

шамасына жылысады. Бұл теңликте l - жақтылық нұрының C линзасынан S' сүретине шекемги қашықтық.

Екінші тәрәптен, егер ω арқалы A айнасының мүйешлик тезлигин белгилесек, онда бұрылуы мүйеши $\Delta\alpha = \omega\Delta t$ шамасына тең болады. Бирақ Δt ұақыты болса жақтылықтың A айнасынан B айнасына хәм кери бағытта жүриу ұақыты болып табылады; бұл жолды L арқалы белгилеп

$$\Delta t = \frac{2L}{c}$$

теңлигине ийе боламыз. Буннан $\Delta\alpha$ мүйеши үшін

$$\Delta\alpha = \omega \frac{2L}{c} \quad (8)$$

теңлигин аламыз.

(7)- хәм (8)-аңлатпалардан жақтылықтың тезлиги үшін

$$c = \frac{4\omega Ll}{\Delta s}$$

аңлатпасын аламыз.

Буннан тиккелей өлшенетуғын ω , L , l хәм Δs шамалары бойынша жақтылықтың тезлиги c ны табамыз.

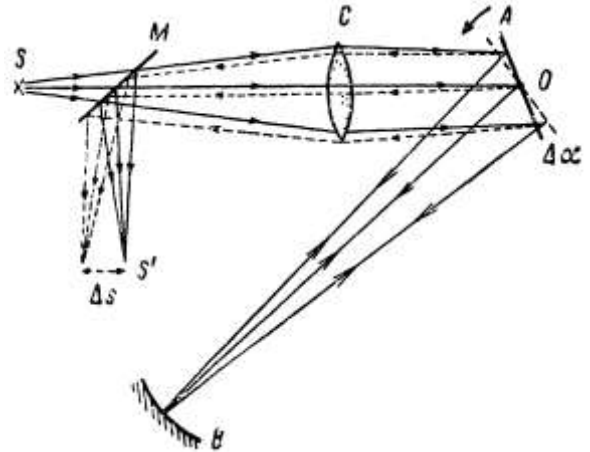
Фуко тәжирийбелерінде L қашықтығының шамасы 4 м ге тең, ал A айнасы болса бир секундта 800 рет айланған. Жақтылықтың тезлиги үшін ол $c = 298\,000 \pm 500$ км/сек шамасын алды. Бұл шама дым киши.

1891-жылы айланыушы айна ұсылы менен өткерилген жаңа өлшеулер $c = 299\,810 \pm 50$ км/сек шамасын берди.

5. Айланыушы призма ұсылы. Майкельсон шын мәнісінде тисли дөңгелек хәм айланыушы айна ұсылларын бириктирип айланыушы призма дүзилісін дөретти. Тисли дөңгелек ұсылында тистиң ортасы ғана жақтылықты жауып қоймай, тистиң шетлери де жақтылықты жабады хәм бұл жағдай бұл ұсылдың дәллігин төменлетеді. Сонлықтан сүретти жоғалыуы моменти дәл анықланбайды. Тап ұсындай жағдай тислердің арасындағы қоңсылас орын арқалы өткенде де орын алады: сүреттің қайтадан пайда

болыу моментин дәл анықлаудың мүмкиншилиги жоқ. Айланыушы айна ұсылы да жеткиликли дәрежеде дәл емес, себеби бул ұсылда жүдә киши L базиси алынады; Фуко тәжирийбелериндеги сүүреттең аўысыуы барлығы болып 0,7 мм ге тең болды. Айланыушы призма ұсылы бул кемшиликлерди сапластырады; бул ұсылдың улыўмалық схемасы 22-сүүретте берилген.

21-сүүрет.
Жақтылықтың тезлигин айланыушы айна
ұсылының жәрдемінде анықлау.

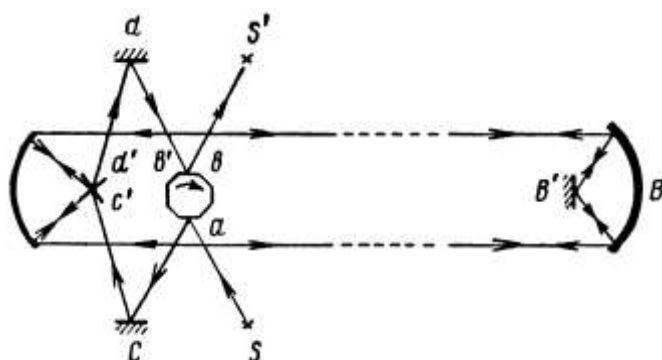


S' дерегинен шыққан жақтылық полаттан соғылған алты жақлы a призмасында шағылысады хәм c хәм c' тегис айналардың жәрдемінде ойылған A айнасына жибериледи. Ойылған A айнасынан жақтылық параллель дәсте түринде қоңсылас таўда жайласқан шағылыстыратуғын B хәм B' айналарына қарай жибериледи. 1926-жылы өткерилген тәжирийбелерде Майкельсон бир биринен 35,4 км қашықтықта жайласқан еки таўдың шыңларын пайдаланды. Екинши таўдың шыңында жақтылық сол орында жайластырылған B хәм B' айналарында шығылысып қайтадан A айнасына келип түскен. Буннан кейин d' хәм d тегис айналарының жәрдемінде жақтылық b призмасының қаптал бетине қарай жибериледи хәм S' ноқатында сүүрет пайда етиледі. Призма қозғалмай тұрғанда b қапталы a қапталына қарама-қарсы жайласқан. Призманы айландырғанда оның мүйешлик тезлигин былайынша сайлап алыуға болатуғын еди: жақтылық базис бойлап алға хәм кери қарай тарқалған ўақыттың ишинде призманың толық айланыудың $1/8$ шамасына бурылыуы хәм b қапталының орнына жақтылықтың шағылысыуы керек болған b' қапталының келиуі керек. Ҳақыйқатында, b' қапталы b қапталының орнында дәл тұрмайды хәм S' сүүрети бир қанша аўысқан болып шығады. Бул аўысыудың шамасын өлшеўге болады. Солай етип, басқа ұсылдағы бир тистиң екинши тис пенен алмасыуы, бул ұсылда призманың бир қапталының екинши қаптал менен аўысыуы менен алмастырылды; айланыушы айна ұсылындағы S' сүүреттиң аўысыуы дүзетиудің хызметин атқарады. Бул жағдай жақтылықтың базис арқалы өтиуі үшін кеткен ўақыт Δt ны буннан бұрынғы ұсылларға салыстырғанда дәлирек анықлауға мүмкиншилик берди.

Усындай ұсылдың жәрдемінде өткерилген өлшеўлер $c = 299\,796 \pm 4$ км/сек шамасын берди.

Жоқарыда тәрийипленген тәжирийбелердің барлығында жақтылықтың ҳаўадағы тезлиги өлшенди хәм бослықтағы тезликтің шамасы ҳаўаның сындырыу көрсеткишиниң жәрдемінде есаплауларды жүргизиў жолы менен анықланды (251-сүүрет). Бирақ, үлкен базислерде (бундай базислерде өткерилетуғын өлшеўлердің дәллиги жоқары болады) ҳаўаның бир текли болмауы тәсир ете баслайды хәм бослыққа өтиў қыйынласады. Бундай жағдайдан қутылыу үшін Майкельсон 1932-жылы жақтылықтың тезлигин айланыушы призманың жәрдемінде қайтадан өлшеди. Бул рет ол жақтылықтың ҳаўасы сорып алынған трубадағы тезлигин өлшеди. Трубаның ұзынлығы 1,6 км шамасына тең хәм ондағы

жақтылық алға хәм артқа қарай 10 рет жүргизилген. Сонлықтан жақтылықтың жүриў жолының ұлыўмалық ұзынлығы 16 км ге жеткерилген. Бул жағдайда жақтылықтың тезлиги ушын $c = 299\,774 \pm 2$ км/сек шамасы алынған.



22-сүўрет. Айланыўшы призма
усылының жәрдемінде
жақтылықтың тезлигин анықлаў.

I кестеде жақтылықтың тезлигин ҳәр қыйлы усыллар менен өлшеўде алынған нәтийжелер салыстырылған.

1-кесте.

Усыл	Жыл	км/сек лардағы жақтылықтың тезлиги
Айланыўшы айна.	1891	$299\,810 \pm 50$
Тисли дөңгелек.	1902	$299\,870 \pm 50$
Айланыўшы призма.	1926	$299\,796 \pm 4$
Керр қутысы ³	1928	$299\,778 \pm 10$
Айланыўшы призма, жақтылықтың вакуумдағы жолы.	1932	$299\,774 \pm 2$

Хәзирги ўақытлары жақтылықтың бослықтағы тезлигиниң ең итимал мәниси сыпатында

$$c = 299\,776 \pm 4 \text{ км/сек}$$

мәниси қабыл етилген⁴.

§ 255. Жақтылықтың толқынлық теориясы. Гюйгенс принципи. Кирисийде биз XVII әсирдин ақырында Гюйгенстиң жақтылықтың барлық "бос" кеңисликти толтырып тұрған хәм барлық затлардың ишине киретуғын тутас болған серпимли орталық болған эфирде тарқалатуғын толқын болып табылады деген пикирди айтқанын атап өтип едик. М.В.Ломоносов та тап усындай пикирди қоллап-қуўатлады. Олар жақтылық толқынын эфирде тарқалатуғын механикалық серпимли тербелислер деп есаплады.

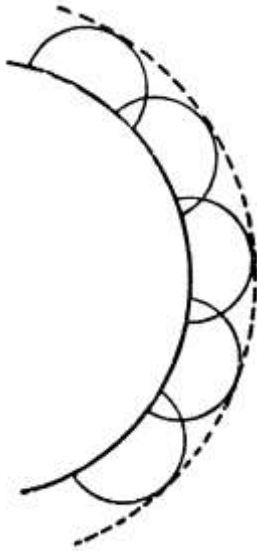
Гюйгенс тийкарынан толқын фронтының тарқалыўы мәселесин қарады хәм толқын фронтының орны менен ўақыттың буннан кейинги моментлериндеги орнын анықлайтуғын принципти тапты. Гюйгенс принципи деп аталатуғын бул принцип I томдағы 107-параграфта баянланды. Биз хәзир оны қысқаша еске саламыз: толқын фронты келип жеткен қәлеген ноқатты элементар толқынлардың өз бетинше дереги деп қараўға болады; толқынның жаңа фронты барлық элементар ярым сфералық толқынларды тутастырыў арқалы алынған сызық (бет) толқынның жаңа фронты болып табылады (23-сүўрет).

Нурлар толқын фронтына нормал бағытланған туўрылардың семействосы болып табылады.

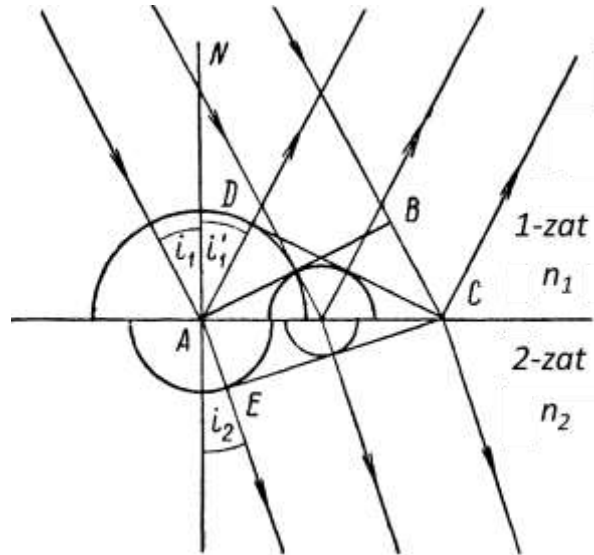
³ Керр қутысының жәрдемінде жақтылықтың тезлигин анықлаўдың усылы 294-параграфта тәрийипленген.

⁴ Хәзирги ўақытлары қабыл етилген мәниси $299\,792\,458$ м/с шамасына тең (Аўдарыўшылар).

Гюйгенс принцип толқынлық көз-қарастан жақтылықтың шағылысыуы менен сыныуы нызамларын түсіндіріуіге мүмкіншілік береді. Мейли, сындырыу көрсеткішлери n_1 менен n_2 болған еки заттың арасындағы шегараға тегіс AB толқын фронты келип түскен болсын (24-сүррет); бул толқын фронтына AN нормалы менен i_1 мүйешин жасайтуғын параллель нурлардың дәстеси сәйкес келеді. Гюйгенс принципі бойынша толқын фронты жетип келетуғын ажыратып туратуғын шегараның барлық нокатлары жаңа сфералық толқынлардың дереклери болып табылады



23-сүррет. Екинші толқынлардың пайда болыуы.



24-сүррет. Еки мөлдир заттың арасындағы шегарадағы шағылысқан хәм сынған толқынлардың пайда болыуы.

Толқын фронты дәслепп ажыратып туратуғын шегарадағы A нокатына жетип келеді. Фронттың екинші шети B ажыратып тұрған шегарадағы C нокатына келип жетемен дегенше A нокатының әтирапында биринши затта кері қарай тарқалатуғын радиусы $AD = BC$ шамасына тең ярым сфералық фронт пайда болады. Шегараның аралықлық нокатларының әтирапларында киши радиусқа ийе ярым сфералық толқынлар пайда болады. Элементар ярым сфералық толқынларға түсірілген урынба DC шағылысқан толқынлардың фронтының бағытын анықлайды. Мейли, бул толқын фронтына сәйкес келетуғын нурлар AN нормалы менен i_1' мүйешин жасайтуғын болсын. Тұры мүйешли ABC хәм ADC үш мүйешликлерин қараймыз; Олар ұлыұмалық AC гипотенузасына хәм теңдей $AD = BC$ катетлерине ийе. Демек, $\triangle ABC = \triangle ADC$. Буннан

$$\angle BAC = \angle DCA$$

теңлигине ийе боламыз. Бирақ, $\angle BAC$ түсіу мүйешине, ал $\angle DCA$ шағылысыу мүйешине тең. Буннан

$$i_1' = i_1$$

теңлигине, яғнай шағылысыу нызамының орынланатуғынлығына ийе боламыз.

Сынуы нызамын дәлиллей ұшын еки заттағы жақтылықтың тезлигин есапқа аламыз. Мейли, биринши затта жақтылық v_1 тезлиги, ал екинши затта v_2 тезлиги менен тарқалатуғын болсын. Мейли, биринши затта фронттың B шети B нокатынан C нокатына шекем тарқаламан дегенше екинши затта A нокатының әтирапында

радиусы AE ге тең болған элементар ярым сфералық толқын пайда болады. Бундай жағдайда урынба EC тегислиги сынған толқынның фронтын анықлайды.

A ноқатының әтирапында пайда болған ярым сфералық толқынның радиусы AE тап сол ноқаттың әтирапында биринши затта пайда болған ярым сфералық толқынның радиусы AD ға қатнасы еки заттағы жақтылықтың тезликлериниң қатнасындай болыуы керек:

$$\frac{AD}{AE} = \frac{v_1}{v_2}. \quad (1)$$

AEC түүры мүйешли үш мүйешлигинен мынаған ийе боламыз:

$$\sin \angle ACE = \frac{AE}{AC}. \quad (2)$$

Түүры мүйешли ADC үш мүйешлигинен болса

$$\sin \angle ACD = \frac{AD}{AC} \quad (3)$$

теңлигине ийе боламыз. (3)- хәм (2)-теңдиклерди ағзама-ағза бөлип мынаған ийе боламыз:

$$\frac{\sin \angle ACD}{\sin \angle ACE} = \frac{AD}{AE}$$

хәм буннан

$$\frac{\sin \angle ACD}{\sin \angle ACE} = \frac{v_1}{v_2}$$

теңлигин аламыз. Бирақ, ACD мүйеши түсиу мүйеши i_1 ге, ал ACE мүйеши болса сыныу мүйеши i_2 ге тең. Буннан төмендегидей қатнас келип шығады:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{v_1}{v_2}. \quad (4)$$

Затлардың берилген жұбы ушын жақтылықтың тезликлериниң қатнасы v_1/v_2 тұрақлы шама, буннан (4)-аңлатпаның сыныу нызамын аңғартатуғыны келип шығады.

(4)-қатнасты сыныу нызамының әдеттегидей түри менен салыстырып

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{n_2}{n_1}$$

қатнасын, ал бул қатнастан

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{v_1}{v_2} \quad (5)$$

қатнасының орынлы екенлигине көз жеткеріуіге болады.

Солай етип, толқынлық теория тек ғана сыныу нызамын түсиндирип ғана қоймай, ал сыныу көрсеткишлери менен тарқалыу тезликлериниң арасындағы қатнасты да береді.

(5)-формула бойынша *еки заттың сындырыу коэффициентлери олардағы жақтылықтың тарқалыу тезликлерине керип пропорционал екенлиги* көринип тұр. Оптикалық жақтан тығызырақ болған затта жақтылық оптикалық тығызлығы кемирек болған затқа салыстырғанда киширек тезлик пенен тарқалады.

Бослық ушын сындырыу коэффициенти бирге тең. Буннан қандай да бир заттағы жақтылықтың тарқалыу тезлиги v ның жақтылықтың бослықтағы тарқалыу тезлиги c менен былайынша байланысқан екенлиги көринип тұр:

$$v = \frac{c}{n}. \quad (6)$$

Бұл қатнаста n арқалы берілген заттың сындырыу коэффициенті белгіленген. Мөлдір денелер үшін $n > 1$ хәм, сонлықтан, олардағы жақтылықтың тарқалыу тезлиги бослықтағы тарқалыу тезлигинен киши.

Жақтылықтың корпускулалық теориясы да жақтылықтың шағылысыу ызамы сыныу ызамын түсиндире алады, Бирақ ол сындырыу коэффициентлери менен жақтылықтың тарқалыу тезликлери арасындағы басқа ғәрезликке алып келеди.

Егер, жақтылық квантлары серпимли денелер сыяқлы шағылыстырыушы бет пенен серпимли соқлығысады деп есаплау жолы менен шағылысыу ызамын түсиндириуге болады. Биз дийуалға серпимли урылатуғын шардың дийуалдан келип түсиу мүйешине тең мүйеш пенен секиретуғынлығын билемиз (I том, 18-параграф).

Сыныу ызамын түсиндириу үшін жақтылық биз заттан екинши затқа өткенде жақтылық бөлекшесиниң тезлигиниң нормал құраушысы v_n өзгередиди, ал тангенциаллық құраушысы v_t өзгермейди деп есаплау керек. 25-сүүреттен мынаған ийе боламыз

$$\sin i_1 = \frac{v_{1t}}{v_1}, \quad \sin i_2 = \frac{v_{2t}}{v_2}.$$

Бұл теңликлерде v_1 арқалы бөлекшелердиң биринши заттағы, ал v_2 арқалы бөлекшелердиң екинши заттағы тезлиги белгіленген. Жоқарыда айтылған бойынша $v_{2t} = v_{1t}$ теңлиги орынлы деп есаплап

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{v_2}{v_1} \quad (7)$$

қатнасына ийе боламыз.

Затлардың берілген жұбы үшін тезликлердиң қатнасы тұрақлы шама болып табылады хәм (7)-формула сыныу ызамын аңғартады. Бирақ, оны әдеттеги сыныу ызамы менен салыстырып

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{n_2}{n_1}$$

хәм буннан

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{v_1}{v_2}$$

қатнасына ийе боламыз. Солай етип, корпускулалық теория бойынша еки заттың сындырыу коэффициентлери олардағы жақтылықтың тезликлерине тууры пропорционал. Корпускулалық теория бойынша жақтылық оптикалық жақтан тығызырақ болған затта оптикалық тығызлығы кем болған заттағыға қарағанда тезирек тарқалады.

Көринип тұрғанындай, жақтылықтың корпускулалық хәм толқынлық теориялары хәр қыйлы орталықлардың сындырыу коэффициентлери менен олардағы жақтылықтың тарқалыу коэффициентлери арасындағы хәр қыйлы ғәрезликлерге алып келеди. Бұл жағдай еки теорияны да эксперименталлық тексерип көриуге мүмкиншилик бередиди. Бундай тексеріу айланыушы айна ұсылының жәрдемінде келте базисти пайдаланып жақтылықтың тезлигин анықлау мүмкин болғаннан кейин тек 1868-жылы ғана өткерилди. Фуко айланыушы A айнасы менен ойыс болған B айнасының арасына (254-параграфтағы 21-сүүрет) су менен

толтырылған трубаны жайластырды. Бундай жағдайда, сұй болмаған жағдайда S' сұйреті көбірек жылысқан: тәжірийбениң нәтийжелери толқынлық теорияның нәтийжелерине сәйкес келди - оптикалық тығызлығы үлкен болған орталықта жақтылық оптикалық тығызлығы киши болған орталықтағыға салыстырғанда әстерек тарқалады екен. Бирақ, толқынлық теория ұсы ұақытқа шекем де жақтылықтың толқын екенлигин дәлиллейтуғын дифракция хәм интерференция қубылысларын изертлеулердин нәтийжесинде бекем фундаментке ийе болған еди.

§ 256. Жақтылықтың интерференциясы. Жоқарыда көрсетип өткенимиздей, XVII әсирдин өзінде жақтылықтың геометриялық сая областына айланып өтетуғынлығы хәм жақтылық дәстелериниң қосылыуының нәтийжесинде геометриялық сая областында жақтылы хәм қараңғы жолақлардан туратуғын жолақлардың пайда болатуғынлығы белгили болды. Бұл қубылыс *дифракция қубылысы* атамасына, ал жақтылы хәм қараңғы жолақлардың пайда болуына алып келетуғын жақтылық дәстелериниң қосылыуы қубылысы *жақтылықтың интерференциясы* атамасына ийе болды. Интерференция қубылысынан еки жақтылық дәстесиниң қосылыуының салдарынан олардин бир бирин күшейтетуғынлығы менен бирге бир бирин хәлсиретететуғынлығы да келип шығады. Жақтылық ағысының ұсы қәсийети оның толқынлық тәбиятқа ийе екенлигин көрсетеди: егер бир системаның толқынларының шоғырлары екінши системаның толқынларының шоғырларына сәйкес келетуғын болса, онда толқынлардың еки системасы бир бирин күшейтеди, ал бир системаның толқынларының ойыс орынлары екінши системаның толқынларының ойыс орынларына сәйкес келген жағдайда толқынлардың хәлсиреуі орын алады. Интерференция қубылысы механикалық толқынлар ұшын да белгили (мысалы сұйдың бетиндеги хәм серпимли акустикалық толқынлар ұшын, I том, 116-параграф). Бирақ, жоқарыда айтылып өтилгениндей, Ньютон жақтылы хәм қараңғы жолақлардың пайда болуың түсиндириуге тырысқан болса да, оптика областында жақтылық дәстелериниң қосылыуының нәтийжелери биринши рет 1802-жылы Юнг тәрепинен дәл түрде талланды. Ньютон жақтылықты жуқа мөлдир қатламларда шағылысу менен олар арқалы өткенде оның дәуирли қәсийетиниң бар екенлигин болжады (жеңил шағылысу хәм өтиу "текшелери"). Юнгтың толқынлық идеялары XIX әсирдин биринши ярымында Френель тәрепинен кеңнен рауажландырылды.

Юнг мынадай тәжірийбени иследи: мөлир емес экрандағы киши A тесиги (26-сұйрет) интенсивли дерек тәрепинен жақтыландырылады. Гюйгенс принципи бойынша ол ярым сфералық толқынлардың дереги болып табылады. Бұл толқынлар B_1 хәм B_2 киши тесиклерине (саңлақларына) келип түседи, олар D областында бирин бири жабатуғын толқынлардың дереклери хызметин атқарады. B_1 хәм B_2 саңлақларында тербелислер оларға келип түсетуғын бир толқын тәрепинен пайда етилетуғын болғанлықтан, олар бирдей фазада хәм бирдей амплитудалар менен тербеледи. B_1 хәм B_2 саңлақларынан шығатуғын толқынлар D областының хәр бир ноқатында олар өткен жолдың ұзынлығы бойынша анықланатуғын жүрислер айырмасы менен қосылады. Жүрислердин ұсындай айырмасына ғәрезли олар бир бирин күшейтеди ямаса хәлсиретеди. Солай етип, жақтылы хәм қараңғы жолақлардың избе-из жайласуы бақланады.

I томның 109-параграфында атап өтилген жағдайлардан келип шыққан қалда Юнг тәжірибесінің схемасын толығырақ қараймыз: *бирдей дәуірге ийе болған толқынлардың арасындағы жүрислер айырмасы толқын ұзындығы λ шамасына тең болған жағдайда бір бирин максималлық түрде күшейтеди:*

$$\Delta = \pm k\lambda. \quad (1)$$

Бұл теңлікте k - пүтин сан. Жүрислер айырмасы пүтин сан еселенген ярым толқын ұзындығына тең болғанда толқынлар бір бирин максималлық түрде *хәлсиретеди:*

$$\Delta = \pm(2k + 1)\frac{\lambda}{2}. \quad (2)$$

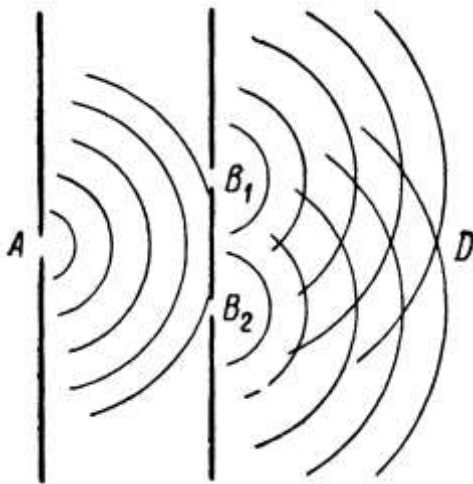
Мейли, толқынлардың B_1 хәм B_2 ноқатлық дереклери бир биринен t (27-сүўрет) қашықтығында жайласқан болсын. B_1 хәм B_2 ноқатларында тербелислердің фазалары бирдей болады. Толқынлардың интерференциясының нәтийжесин B_1, B_2 ноқатларынан t қашықтығына салыстырғанда әдеўир үлкен болған DD' экранында бақлайық. Экранның орайы A ноқатынан l қашықтығында жайласқан C ноқатындағы толқынлар ушын жүрислер айырмасы Δ ны анықлаймыз. t менен l шамалары L ден көп киши болған жағдай ушын жуўық түрде

$$\frac{\Delta}{t} = \frac{l}{L}$$

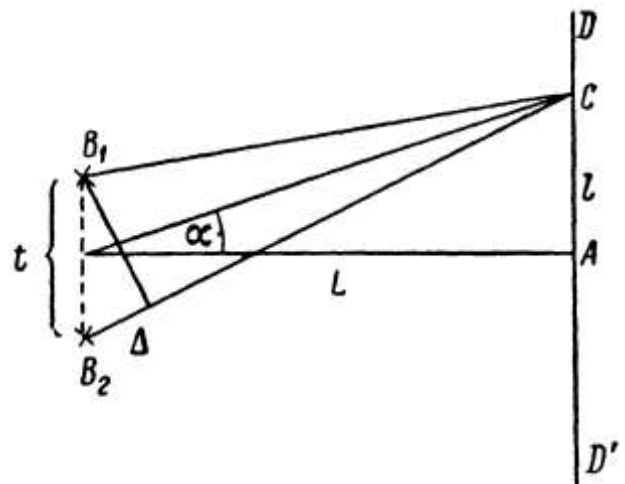
хәм буннан

$$\Delta = \frac{l}{L}t$$

теңликлерин аламыз.



26-сүўрет. Юнг тәжірибесінің схемасы.



27-сүўрет. B_1C хәм B_2C нұрларының жүрислер айырмасын есаплайға.

(1)-шәрт бойынша

$$\Delta = \frac{l}{L}t = \pm k\lambda \quad (3)$$

теңлиги орынланатуғын болса, онда C ноқатында жақтылы жолақты, ал (2)-шәрт бойынша, егер

$$\Delta = \frac{l}{L}t = \pm(2k + 1)\frac{\lambda}{2}$$

теңлиги орынланатуғын болса, қараңғы жолақты аламыз.

Буннан экранның ортасы A дан баслап есаплағанда жақтылы жолақлар төмендегидей қашықтықтарда жайласады:

$$\Delta l = \pm k \frac{\lambda}{t}. \quad (4)$$

Бұл теңлікте $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ Қараңғы жолақлар жақты жолақтардың арасында жайласады. Қоңсылас жақты жолақтардың арасындағы Δl қашықтығы

$$\Delta l = \frac{\lambda}{t} L \quad (4a)$$

шамасына тең.

Жақты жолақтардың тұрған орынларын (3)-аңлатпа бойынша $\alpha = \frac{l}{L}$ мүйеши менен де анықлауға болады (27-сұррет):

$$\alpha = k \frac{\lambda}{t}.$$

Қоңсылас жақты хәм қараңғы жолақтардың арасындағы мүйешлик қашықтық $\Delta \alpha$ мынаған тең:

$$\Delta \alpha = \frac{\lambda}{t}. \quad (46)$$

(46) теңлигинен жолақтардың арасындағы мүйешлик қашықтықтың $\frac{\lambda}{t}$ қатнасының, яғный толқын ұзынлығы λ ниң дереклердің арасындағы қашықтық t ға қатнасының жәрдемінде анықланатуғынлығы көринип тұр. Бұл $\frac{\lambda}{t}$ қатнасының шамасының киши болмауы керек, себеби бұл қатнас киши болған жағдайларда интерференциялық жолақлар бир бирине жүдә киши мүйешлик қашықтықтарда жайласады. Тәжірийбе жолақтардың арасындағы мүйешлик қашықтықтың сезилерликтей болыуы ушын B_1 хәм B_2 ноқатлық дереклериниң арасындағы қашықтықтың жүдә киши болыуының керек екенлигин көрсетеди. Мысалы, $\Delta \alpha = 10^{-3}$ қашықтығы (бұл $L = 1$ м болған жағдайдағы жолақлар арасындағы 1 мм болған қашықтыққа сәйкес келеди) B_1 менен B_2 саңлақлары бир биринен $t = 0,5$ мм болған қашықтықта жайласқан жағдайға сәйкес келеди. (46) бойынша

$$\lambda = \Delta \alpha \cdot t$$

теңлиги орынлы болғанлықтан, жақтылықтың ұзынлығының жүдә киши, шама менен $5 \cdot 10^{-5}$ см ге тең екенлигин табамыз.

Ақ жақтылықты бақлағанда $k = 0$ шәрти орынлы болған орайлық жолақтан басқа барлық жолақлар хәр қыйлы реңлерге ийе болады хәм бақланатуғын жолақтардың саны үлкен емес. Қандай да бир реңдеги жақтылықты бақлағанда жолақлар топ сондай реңге ийе болады хәм жолақтардың саны көбейеди. Қызыл жақтылықты бақлағанда жолақлар бир биринен үлкен $\Delta \alpha$ мүйешлик қашықтықтарда, ал көк жақтылық пенен өткерилген бақлауларда киши $\Delta \alpha$ мүйешлик қашықтықтарда жайласады. Буннан хәр қыйлы реңлерге ийе болатуғын жақтылықтардың хәр қыйлы толқын ұзынлықтарына ийе болатуғынлығы келип шығады: қызыл нурлар үлкен, ал көк нурлар болса киши толқын ұзынлығына ийе; ақ жақтылық хәр қыйлы толқын ұзынлығына ийе болған толқынлардың, яғный хәр қыйлы реңге ийе толқынлардың араласпасынан тұрады. Өлшеулер хәр қыйлы реңлердің нурларына II кестеде микронларда (миллиметрдің мыңнан бир үлеси) келтирилген толқын ұзынлықтарының шама менен алынған интерваллары сәйкес келеди.

Толқын ұзынлықтары 0,76 мкм ден үлкен хәм 0,40 мкм ден киши болған жақтылықты адамның көзи қабыл етпейди. Олардың бириншилери *инфрақызыл*, ал екіншилери *ультрафиолет* нурлар деп атайды. Қандай де бир белгили болған толқын ұзынлығына ийе жақтылықты *монохромат жақтылық* деп атайды.

Ақ жақтылықта үлкен k ларда хәр қыйлы реңлерге ийе болған жолақлар бир бириниң үстине түседі хәм тең өлшеули жақтыландырыўды береді. Ақ жақтылықта интерференциялық жолақлардың аз екенлиги усы жағдай менен түсиндириледі.

II кесте.

Жақтылықтың реңи	Микронлардағы λ толқын узынлықларының шама менен алынған интервалы
Қызыл	0,76 – 0,63
Қызғылт сары (оранжевий)	0,63 – 0,60
Сары	0,60 – 0,57
Жасыл	0,57 – 0,50
Көк-жасыл	0,50 – 0,45
Көк	0,45 – 0,43
Фиолет	0,43 – 0,40

Юнг тәжірийбесинде B_1 , B_2 хәм A саңлақларының киши болыўының керек екенлигин атап өтиў керек. A саңлағының өлшемлери жүдә киши болған жағдайда ғана оннан кейин сфераның бир бөлими болып табылатуғын дурыс толқын фронты пайда болады. Ал бул жағдай B_1 , B_2 саңлақларындағы тербелислердің фазасының бирдей болыўын тәмийинлейди. Усының нәтийжесинде C экранының қәлеген ноқатында бир бири менен қосылатуғын толқынлардың белгили болған жүрислер айырмасы тәмийинленеди. Турақлы фазалар айырмасы болмаған жағдайда экранның бетиндеги белгили бир орында толқынның барлық ўақытта күшейиўи орын алмайды хәм соған сәйкес жолақлардың жайылыўы жүзеге келеди. Экранды бир биринен ғәрезсиз болған еки дерек пенен жақтыландырғанда экранның ноқатларында турақлы жүрислер айырмасы алынбайды хәм бундай жағдайда интерференциялық жолақлар пайда бола алмайды. Бирдей фазада ямаса фазалар айырмасы турақлы болып тербелетуғын дереклер *когерент дереклер* деп аталады. Тек когерентли дереклер ғана белгили болып жайласқан интерференциялық жолақларды береді.

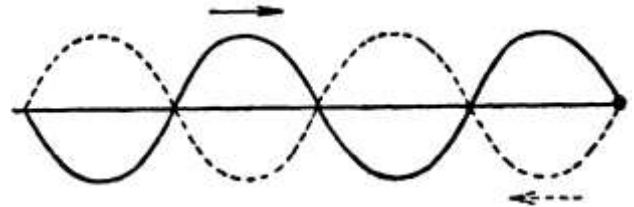
Бир биринен ғәрезсиз болған еки дерек, мысалы шамлар ямаса электр лампочкалары когерентли емес. Олардың хәр бири бир биринен ғәрезсиз элементар нурландырғышлар болған оғада көп санлы атомлар менен молекулалардан турады. Еки деректиң атомларының тербелислериниң фазаларының арасында ҳеш қандай турақлы қатнас жоқ. Сонлықтан, еки деректиң барлық атомларынан шығатуғын тербелислер бир бирине қосылып, орташа тең өлшеули жақтыландырыўды береді. Бирақ, усындай жағдайға қарамастан бир деректен шыққан жақтылықты еки дәстеге ажыратыў жолы менен жасалма түрде когерент дереклер пайда етилетуғын тәжірийбелердің хәр қыйлы схемаларын жүзеге келтириў мүмкин. Усында тәжірийбелер кейинирек тәрийипленеди (261-параграф).

§ 257. Турғын толқынлардың пайда болыўы. I томда толқынлардың кинематикасын таллағанда тек бир бағытта тарқалатуғын толқынлардың интерференциясының болып ғана қоймай, бир бирине қарама-қарсы тарқалатуғын толқынлардың интерференциясының да болатуғынлығын көрдик. Бирдей жийиликке хәм бирдей амплитудаға ийе болған ушырасыўшы толқынларды қосқанда түйинлердің, яғный тербелислер барлық ўақытта бир бирин компенсациялайтуғын орынлардың бар болатуғынлығы менен тәрийипленетуғын *турғын толқынлар* деп аталатуғын толқынлар пайда болады (28-сүўрет). Қоңсылас түйинлер бир биринен $\lambda/2$ қашықлығында жайласады, бир биринен тап усындай қашықлықта шоғырлар деп аталатуғын орынлар да жайласады. Түйин менен оған

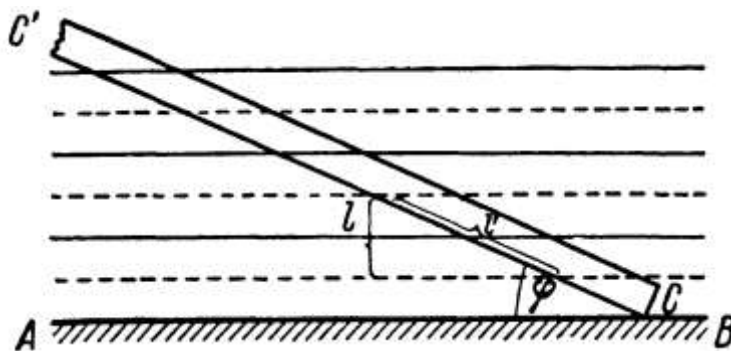
ең жақын шоғырдың арасындағы қашықтық $\lambda/4$ ке тең. Мысалы, механикалық толқынлар областында тардың бойы менен тарқалатуғын толқынлардың оның ушында шағылысыуының салдарынан пайда болады. Егер тардың ушы бекитилген болса, онда бул орында түйин пайда болады (28-сүррет). Бул бекитилген уштағы шағылысыуда ярым толқын ұзынлығының жоғалыуы менен байланысly.

28-сүррет.

Бир бири менен ушырасатуғын еки толқынның интерференциясының салдарынан тұрғын толқынның пайда болыуы.



Тұрғын жақтылық толқынлары эксперименттерде биринши рет О.Винер тәрепинен 1890-жылы бақланды. Толқын ұзынлығы белгили болған толқын AB металл айнасында шығылыстырды (29-сүррет) хәм тұрғын толқынның системасы пайда етилген. Айнаға сүйир φ мүйеши менен шийше CC' пластинкасы жайластырылған хәм оның бетинен коллодийден исленген фотографиялық эмульсияның жүдә жуқа қатламы жабыстырылған (қатламның қалыңдығы жақтылық толқынының ұзынлығының $1/20$ бөлегине тең).



29-сүррет. Айнаның бетинің қасында тұрғын толқынлардың пайда болыуы.

Шоғырлар пайда болған орынларда (29-сүрретте пунктир менен белгиленген) фотографиялық процесс болып өтеди: химиялық қайта исленгеннен кейин фотопластинканың ұсындай орынлары қарауытқан болып шығады; түйинлер пайда болған орынларда эмульсияның қатламы өзгериссиз қалады. Жоқарыда айтылғанларға сәйкес, шоғырлардың арасындағы қашықтық болған l диң шамасы $\lambda/2$ ге, яғнай жақтылық толқынының ярымына тең. Фотопластинканың қарауытқан орынларының арасындағы қашықтық l' мынаған тең:

$$l' = \frac{l}{\sin \varphi} = \frac{\lambda}{2 \sin \varphi}.$$

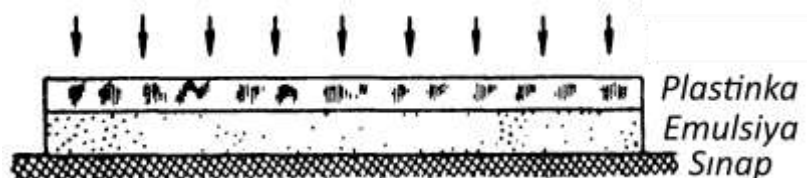
φ мүйешинің шамасы киши болған жағдайда l' қашықтығының шамасы толқын ұзынлығы λ ден көп үлкен. Бул жағдай пластинкада пайда болған қара жолақларды қыйыншылықсыз бақлауға мүмкиншилик береди. Винердің тәжирийбелеринде φ мүйешинің мәниси $1'$ мм шамасына тең етип алынды. Бундай жағдайға l' тың мәниси 1 мм шамасында болған. Айнаның бетинің қасында түйин жайласады, ал бул жағдай жақтылықтың айнада шағылысыуында фазасының π ге өзгеретуғынлығын көрсетеди.

Тұрғын толқынларда металл шағылыстырыушы беттің қасындағы түйиннің пайда болыуын фосфоресценция қубылысын пайдаланып бақлауға болады. Оның ушын шағылыстырыушы шийше пластинканың бир бөлимин гүмислейди. Буннан кейин барлық пластинка қалыңдығы жақтылық толқынының ұзынлығынан киши болған

фосфоресцияланыўшы заттың жуқа қатламы менен қаплайды. Пластинка фосфоресценцияны жүзеге келтире алатуғын ұзынлығы белгили болған жақтылық пенен жақтыландырылады. Бундай жағдайда гүмис жоқ орынлардағы фосфоресцияланатуғын заттың қатламының жақтылықты шығаратуғыны бақланған. Бул қубылыстың мәніси мынадан ибарат: гүмистен жақтылық шығылысқанда түйинлер шағылыстырыўшы беттиң қасында пайда болады (Шийшениң бетинше шағылысқанда тұрғын толқынлар пайда болмайды, себеби шағылысқан жақтылықтың амплитудасы келип түскен жақтылықтың амплитудасынан көп киши).

Тұрғын толқынлардың пайда болыўын реңли фотосүўретлерди алыў ушын пайдаланыўға болады. Эмульсияның қалың қатламына ийе Фотографиялық пластинка сынап айнаға тийип тұрады (30-сүўрет). Нормал бағытта түсетуғын жақтылық пластинканың қатламының ишинде тұрғын толқынларды пайда етеди. Фотографиялық процесс тек шоғырлар бар болған орынларда ғана жүзеге келеди. Нәтийжеде сүўретти шығарғаннан кейин пластинканың бетине параллель болған ажыралып шыққан гүмистиң бир қатар қатламлары пайда болады⁵. Егер фотосүўрет түсирилгенде пластинка толқын ұзынлығы λ_1 болған жақтылық пенен жақтыландырылған болса, онда гүмисленген қатламлардың арасындағы қашықлық $\lambda_1/2$ ге тең. Егер кейин бул пластинканы оның бетине нормал бағытта түсетуғын жақтылықта бақласақ, онда жақтылық гүмисленген қатламлардың избе-из қатарында шағылысады хәм қоңсылас қатламларда шағылысқан толқынлардың жүрислер айырмасы λ_1 ге тең болады. Егер түсетуғын жақтылық толқынының меншикли ұзынлығы $\lambda = \lambda_1$ болса, онда шағылысқан толқынлар интерференцияланып, бир бирин күшейтеди. Толқын ұзынлығы басқа болған барлық толқынлар ушын жүрислер айырмасы λ_1 ден өзгеше хәм, сонлықтан, олар бир бирин күшейте алмайды. Ҳақыйқатында да, мейли, мысалы, қоңсылас қатламларда шығылысқан нурлардың жүрислер айырмасы $\lambda/4$ ке тең болсын. Бундай жағдайда биринши хәм үшінши қатламларда шағылысқан нурлардың жүрислер айырмасы $\lambda/2$ ге тең болады хәм олар бир бирин сөндиреди; тап сол сыяқлы екинши хәм төртинши қатламларда шағылысқан нурлар да бир бирин сөндиреди х.т.б.

30-сүўрет. Тұрғын толқынлардың жәрдемінде реңли фотосүўретти алыўдың усылы.



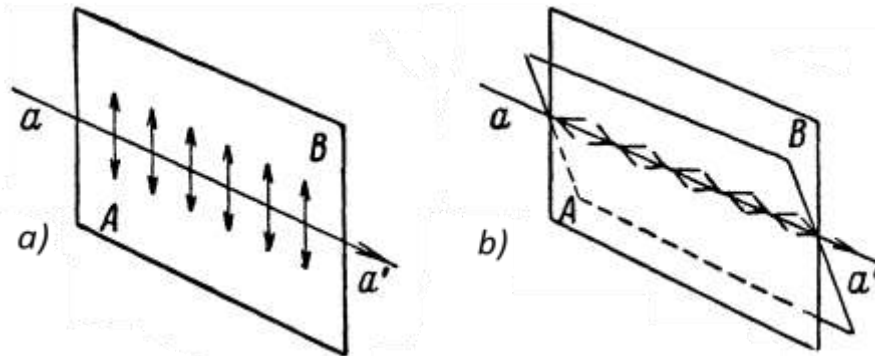
Улыўма жағдайда, қоңсылас қатламларда шағылысқан толқынлардың жүрислер айырмасы $p\lambda$ шамасына тең болған (бул көбеймеде $p < 1$) улыўма жағдайда биринши хәм k -қатламларда, екинши қатлам менен $(k + 1)$ -қатламларда шағылысқан нурлар бир бирин хәлсиретеди х.т.б. Бул жағдайда k шамасы мынадай шәртти қанаатландырады $k - 1 = \frac{1}{2p}$.

Егер пластинканы ақ жақтылық пенен жақтыландыратуғын болса, онда усы ақ жақтылықты пайда ететуғын барлық толқын ұзынлықларының ишинде $\lambda = \lambda_1$ шәртин қанаатландыратуғын толқынлар ғана күшейеди. Солай етип, шағылысқан жақтылықта пластинканың реңи фотосүўрет түсирилген жақтылықтың реңине сәйкес келеди.

§ 258. Жақтылықтың поляризациясы. Буннан бурынғы параграфларда тәрийипленген интерференция қубылысын жақтылық нурлары көлденең деп те, бойлық деп те

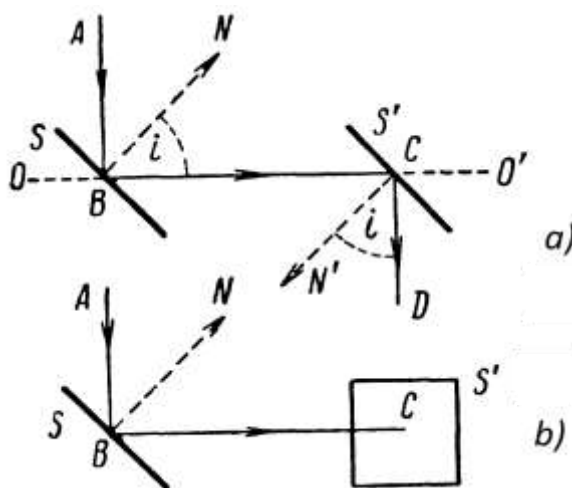
⁵ Фотопластинкада пайда болған жасырын сүўреттиң көриниўи ушын усы фотопластинканы химиялық жақтан қайта ислеиди. Бундай қайта ислеўди рус тилинде "проявление фотопластинки" деп атайды. Сонлықтан "проявление" сөзин қарақалпақ тилине аўдарғанда "шығарыў" ("сүўретти шығарыў") сөзин пайдаланамыз. Бундай жағдайда "проявление фотопластинки" сөзи қарақалпақ тилинде "сүўретти шығарыў" сөзи менен алмастырылады.

түсиндириуіге болады. Бірақ көлденең хәм бойлық толқынлардың арасындағы айырма көринетуғын процесслер де бар. aa' бағытында тарқалатуғын көлденең толқында (31a сүүрет) заттың барлық ноқатлары белгили болған AB тегислигинде тербеледи. Демек, көлденең толқын ұсы толқынның тарқалыу бағыты арқалы өтетуғын хәр қыйлы тегисликлерге қатнасы бойынша хәр қыйлы қәсийетлерге ийе болады. Бойлық толқында болса тербеліслер толқынның тарқалыу бағыты болған aa' бағытында тербеледи хәм оның қәсийетлери оның тарқалыу бағыты арқалы өтетуғын қәлеген AB тегислигине қатнасы бойынша бирдей.



31-сүүрет. а) көлденең толқындағы хәм б) бойлық толқындағы тербеліслердің схемасы.

Жақтылықтың көпшилик дереклери, мысалы қыздырылған денелер тәрепинен шығарылатуғын жақтылықта оның тербеліслеринің көлденең характерге ийе екенлигин көрсететуғын қәсийетлерге ийе емес. Жақтылық тербеліслеринің көлденеңлигин жақтылық базы бир өзгеріслерге ұшырағаннан кейин, мысалы мөлдір дененің шегарасынан шағылысқаннан кейин табыудың сәти түседі. Мейли, AB нұры (32-сүүрет) тегис S бетинің B ноқатында i мүйеши менен шағылысатуғын, ал буннан кейин S' бетиндегі C ноқатында тап сондай i мүйеши менен екінши рет шағылысатуғын болсын.



32-сүүрет. Еки шийше беттен шағылысқандағы жақтылықтың поляризациясын бақлау.

S' көшерин түсіуші BC нұрының бағытына сәйкес келетуғын OO' көшеринің дөгерегинде тұрғанда түсіу мүйеши i дің мәніси өзгермейді, ал S түсіу бетине салыстырғандағы S' бетиндегі түсіу тегислигинің орны өзгереді. Тәжірийбелер CD нұрының интенсивлигинің еки түсіу мүйешлеринің бир биріндегі салыстырғандағы орынларынан ғәрезли екенлигин көрсетеді: түсіу тегисликлери бир бирине параллель болған жағдайда CD нұры максималлық (32a сүүрет) хәм олар бир бирине перпендикуляр болғанда минималлық интенсивликке ийе (32b сүүрет).

Солай етип, биринши шағылысқаннан кейин жақтылықта шағылысқан нурлардың интенсивлигинің түсіу мүйешинің ориентациясынан ғарезлиги бақлана баслайды. Усындай қасиетке ийе жақтылықты *поляризацияланған жақтылық* деп атайды.

i түсіу мүйешинің белгили бир мәнислеринде хәм еки пластинкаға түсіу тегисликлери өз-ара перпендикуляр болған жағдайда нур екинши пластинкада пүткиллей шағылыспайды. Бундай жағдайда жақтылықты *поляризацияланған* деп аталады. *Брюстер тәрепинен ашылған нызам бойынша*

$$\operatorname{tg} i = n \quad (1)$$

шәрти орынланғанда жақтылық толығы менен поляризацияланады. Бул теңликте n арқалы шағылысу орын алатуғын заттың сындыруу коэффициенти белгиленген⁶. Брюстер нызамын қанаатландыратуғын мүйеш пенен мөлдир беттен шағылысқан жақтылықты *түсіу тегислигинде поляризацияланған* деп атайды. Поляризация тегислиги ҳаққында усындай түсиникти киргизип мынадай гәпти айтыуға болады: поляризация тегислиги түсіу тегислигине сәйкес келгенде поляризацияланған нурлар максималлық интенсивликте шағылысады; поляризация тегислиги түсіу тегислигине перпендикуляр болған жағдайда нурлар пүткиллей шағылыспайды.

Егер жақтылық толқынларының көлденең екенлигин есапқа алатуғын болсақ, онда жоқарыда келтирилген фактлерди аңсат таллауға болады. Жақтылықтың дереклеринің көпшилиги тәрепинен шығарылатуғын жақтылық толқынларына тербелислер тәртипке түспеген - ҳәр қыйлы тегисликлердеги тербелислер орын алады. Усындай болып тербелиске сәйкес келетуғын жақтылықты *тәбийий жақтылық* деп атайды. Толық емес поляризацияланған жақтылықта тербелислердің көпшилиги бир тегисликте, ал толық поляризацияланған жақтылықта болса, 31а сүўретте көрсетилгендей, тербелислер белгили болған тегисликте жүзеге келеди. Мөлдир заттың шагарасынан шағылысатуғын жақтылықтың интенсивлиги тербелислер тегислигинің түсіу тегислиги менен қандай мүйеш жасайтуғынлығынан ғарезли.

Тербелислер тегислигинің жоқарыда шәртли түрде киргизилген поляризация тегислиги менен сәйкес келетуғынлығы ямаса сәйкес келмейтуғынлығы айқын емес болғанлықтан тербелислер тегислиги менен түсіу тегислиги арасындағы мүйештиң қандай мәнисинде толқынлардың максималлық интенсивлик пенен шағылысатуғынлығы өзинен-өзи айқын емес. Бул мәселени 259- хәм 277-параграфларда гәп етилген жақтылықтың электромагнитлик теориясының тийкарында шешиўге болады.

Брюстер нызамы ҳаққында гәп еткенде жақтылықты бослық пенен шегараласатуғын мөлдир заттың шегарасына түседі деп есапладық хәм тек шағылысқан нурға итибар бердик. Енди жақтылықтың сындыруу көрсеткишлери n_1 хәм n_2 болған еки заттың арасындағы шегара арқалы жақтылықтың өтиўин толығырақ қараймыз. AB нұры еки заттың шегарасына i_1 мүйеши менен келип түскенде еки нур пайда болады (33-сүўрет): шағылысқан BC хәм сынған BD нурлары. Сынған нур менен нормалдың арасындағы i_2 мүйеши сыныў нызамы тийкарында мынаған тең:

$$\sin i_1 = \frac{n_1}{n_2} \sin i_2. \quad (2)$$

Мейли, түсіуши AB нұры тәбийий, яғный онда қәлеген бағыттағы тербелислер болатуғын болсын. Егер түсіу мүйеши енди

$$\operatorname{tg} i_1 = \frac{n_1}{n_2} \quad (1a)$$

⁶ Ҳақыйқатында, Брюстер мүйеши менен шағылысқанда жақтылық эллипстик поляризацияның ислерине ийе болады хәм бул бетте бир текли пленканың бар болыуы менен түсиндириледі.

түрине ийе болатуғын Брюстер нызамын қанаатландыратуғын болса, онда бундай жағдайда сынған BD нуры түсіу тегислигине перпендикуляр болған тегисликте толық емес поляризацияланған болады. Түсіуші тәбыйий нурда сынған нур хеш ўақытта да толық поляризацияланған болмайды. i_1 түсіу мүйеши Брюстер мүйешине тең болса, онда оның поляризациясының дәрежеси максималлық мәнисине жетеди.

Брюстер нызамы орынланғанда (1a) формуласынан мынаған ийе боламыз:

$$\sin i_1 = \frac{n_1}{n_2} \cos i_1.$$

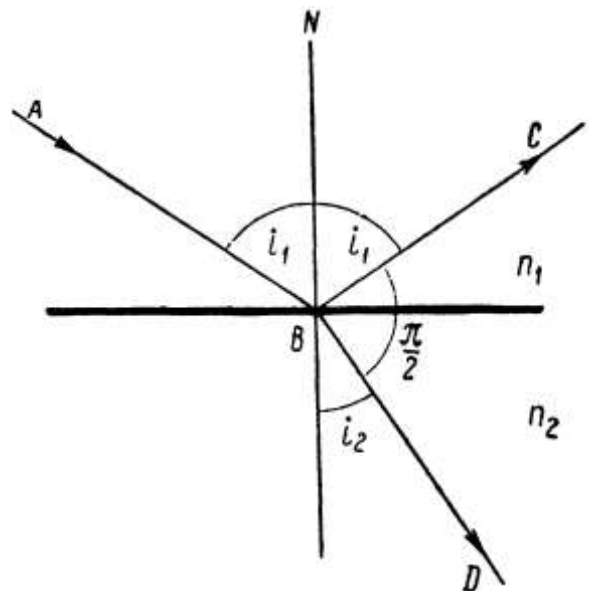
$\sin i_1$ диң бул мәнисин (2)-аңлатпаға қойып, мынаны аламыз:

$$\cos i_1 = \sin i_2.$$

i_1 мүйеши де, i_2 мүйеши де сүйир болғанлықтан, соңғы теңликтен

$$i_1 + i_2 = \frac{\pi}{2} \quad (3)$$

теңлиги келип шығады. Буннан биринши гезекте жақтылық Брюстер мүйеши менен еки мөлдир заттың шегарасына келип түскенде шағылысқан хәм сынған нурлардың өз-ара перпендикуляр болатуғынлығы келип шығады.



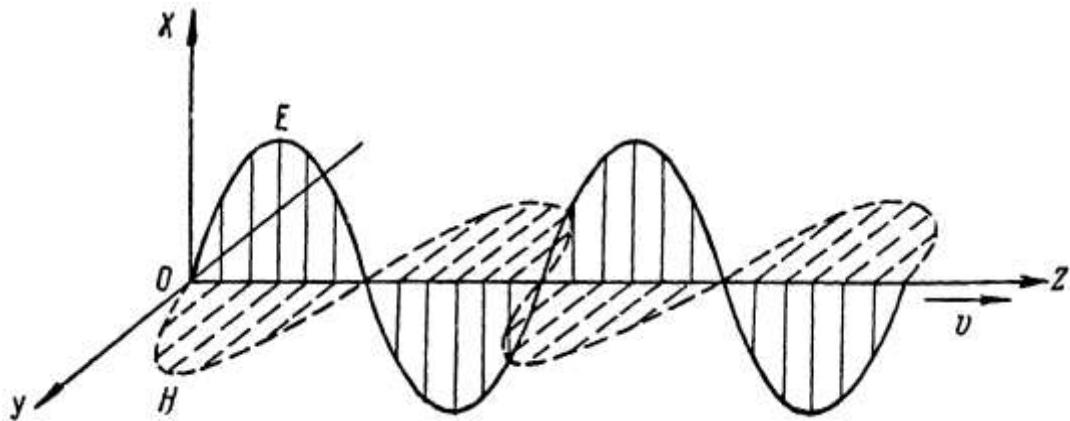
33-сүүрет.

Жақтылық Брюстер мүйеши менен келип түсетуғын жағдайда BC шағылысқан нуры сынған BD нурына перпендикуляр.

§ 259. Жақтылықтың электромагнитлик теориясы. XIX әсирдиң жетписинши жыллары Максвелл электромагнит толқынларының пайда болыуына алып келген электромагнит қубылысларының теориясын раўажландырды (II том, 246-параграф). Электромагнит толқынлары олар ушын мөлдир болған затлардың шегарасында шағылысады хәм сынады, дифракция менен интерференция, поляризация қубылысларын жүзеге келтиреді. Электромагнит толқынлары көлденең. Барлық қәсийетлери бойынша олар жақтылық толқынларына ұқсас. Электромагнит толқырлары менен жақтылық толқынларының бир екенлигин түпкииликли түрде дәлиллей ушын олардың бослықта бирдей тезлик пенен тарқалатуғынлығын көрсетиу зәрүр болды. Максвелл теориясы электромагнитлик толқынлардың бослықтағы тарқалыу тезлигин есаплауға мүмкиншилик берди. Оның шамасы тоқ күшиниң электромагнит бирлигиниң электростатикалық бирлигине қатнасына тең болып шықты. Буннан жақтылықтың бослықтағы тезлигин теория бойынша электромагнит толқынлары тарқалыуы керек болған тезлик пенен салыстырыудың мүмкиншилиги келип шығады. Бундай салыстырыудың мүмкин екенлигине биринши рет тоқтың электромагнитлик хәм электростатикалық бирликлерин салыстырыудың дәл усылын ислеп шыққан А.Г.Столетов итибар берди. Өзиниң алдын-ала өткерген

өлшеулеринің нәтижелерін А.Г.Столетов 1876-жылы рус табиат изертлеушілеринің съездинде баянлады. Хәзирги ўақытлары тоқтың күшинің электромагнитлик хәм электростатикалық бирликлеринің қатнасы жоқары дәлликте өлшенген: оның ушын $(2,9978 \pm 0,0001) \cdot 10^{10}$ см/сек мәніси алынған. Бул шама өлшеулердің қәтеликлеринің шеклеринде $(2,99776 \pm 0,00004) \cdot 10^{10}$ см/сек шамасына тең болған бослықтағы жақтылықтың тезлигине тең. Усындай жоллар менен жақтылықтың электромагнитлик теориясы пайда болды хәм бул кейинирек көп санлы фактлерда тастыйықланды. Олардың бир қатарын бизлер алдымызда көрсетемиз. Электр вибраторларының қасында пайда болатуғын электромагнит толқынлары менен жақтылық толқынлары тек толқын ұзынлығы менен ғана айрылады: электромагнит толқынлардың толқын ұзынлығының шамасы метрлер, ал жақтылық толқынлары ушын толқын ұзынлығы $5 \cdot 10^{-5}$ см шамасында. Үлкен ұзынлыққа ие электромагнит толқынлары макроскопиялық денелердеги электр зарядларының тербеліслеринің, ал жақтылық толқынлары болса атомлар менен молекулалардың ишиндеги электронлардың тербеліслеринің салдарынан пайда болады.

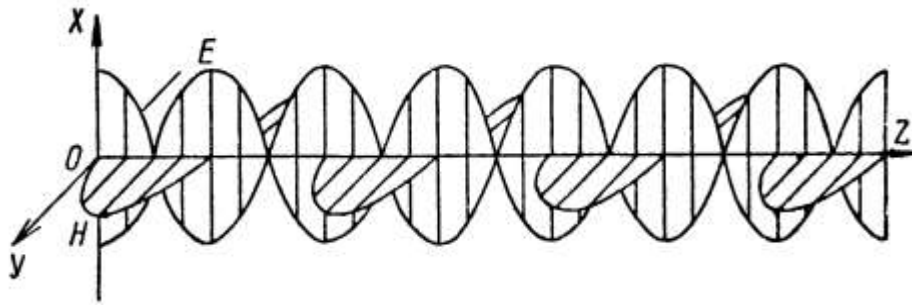
Электромагнит толқын еки вектордың тербеліси менен тәрийипленеди: электр кернеўлиги векторы E хәм магнит кернеўлиги векторы H (II том, 246-параграф). Еки вектор да бир бирине перпендикуляр тегисликлерде хәм бирдей фазада тербеледи. Толқынның тарқалыў тезлиги v сол еки E хәм H векторларының бағытларына перпендикуляр.



34-сүўрет. Электромагнит толқын.

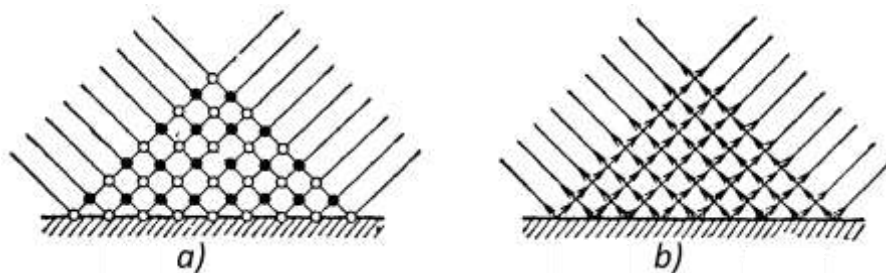
34-сүўретте тутас сызық пенен көрсетилген E векторының тербеліслери XOZ тегислигинде, ал пунктир сызық пенен көрсетилген H векторының тербеліслери YOZ тегислигинде жүзеге келеди, толқын OZ көшеринің оң бағытына қарай тарқалады.

Жақтылықты эфирдеги серпимли тенбеліслердің тарқалыўы деп қараған Гюйгенс-Френель теориясы эфирдің бөлекшелеринің тең салмақлық орнынан аўысыўын анықлайтуғын тек бир вектор менен ис алып барады. Еки мөлдир денениң арасында шағылысқан, сынған хәм поляризацияланған нурлардың интенсивлигин анықлаўда үлкен қыйыншылықларға ушырасты. Жақтылықтың еки мөлдир денениң арасындағы шегара арқалы өтиўи менен байланыслы болған қўбылысларды тәрийиплегенде түсиўши жақтылықтың қандай бөлиминің шағылысатуғынлығын, қандай бөлиминің сынатуғынлығын хәм шағылысқан және сынған нурлардың поляризацияларының қандай халда болатуғынлығын көрсетиў керек. 251-параграфта шағылысқан хәм сынған нурлардың үлеслеринің бир бири менен шегараласатуғын затлардың берилген жұбы ушын түсиў мүйешинен ғәрезли екенлиги көрсетилген еди. Тап усындай болып, нурлардың поляризация халы да жақтылық түсетуғын хәм сынатуғын мүйешлерден ғәрезли болады.



35-сүрөт. Түрғын электромагнит толқын.

Жоқарыда келтирилген ғәрезликлердің барлығын XIX әсирдің басында Френель биринши болып тапты. Френель серпимли эфир теориясын пайдаланды. Бирақ, еки серпимли заттың арасындағы ажыратып тұратуғын беттеги зәрүрли болған шегаралық шәртлерди орынлағанда жақтылық тербелислериниң толық емес бойлық характерге ийе болыуының керек екенлиги келип шығады. Нәтийжеде шағылысқан нурдың түсиў мүйешиниң ҳеш бир мәнисинде толық поляризацияланған болыуы мүмкин емес екенлиги көринеди. Бирақ, бул жағдай тәжирийбелердің нәтийжелерине қайшы келеди. Пайда болған қыйыншылықтан қутылыў ушын Френелге ҳәр қыйлы затлардағы эфирдің серпимлигин бирдей, ал оның тығызлығы ҳәр қыйлы деп есаплаўға тўўры келди. Бирақ бул гипотеза теорияны кристаллар ушын улыўмаластырыўларда бир қатар қыйыншылықлар менен ушырасты. Қарама-қарсылықларға ийе болмаған Френель формулаларын тек жақтылықтың электромагнитлик теориясының тийкарында келтирип шығарылды (277-параграфқа қараңыз). Бундай жағдайда электромагнит теория нурлардың Брюстер мүйеши менен шағылысқанда шағылысқан нурда E векторының түсиў тегислигине перпендикуляр тегисликте, ал магнит майданы болса түсиў тегислигинде тербелетуғынлығын көрсетеди. 258-параграфта Брюстер мүйеши менен шағылысқан нурдың түсиў тегислигинде поляризацияланғанлығы көрсетилди. Солай етип, поляризацияланған толқында электр векторы E ниң поляризация тегислигине перпендикуляр бағытта тербелетуғынлығын, ал магнит векторы H тың поляризация тегислигинде тербелетуғынлығы келип шығады.



36-сүрөт. Поляризацияланған жақтылықтағы түрғын толқынлар менен өткерилген тәжирийбениң схемасы.

Еки заттың арасындағы шегарада электрлик ҳәм магнитлик векторлары ҳәр қыйлы шегаралық шәртлерге бағынады. Бул мынадай жағдайға алып келеди: металл айнаның бетинше шағылысыўдың салдарынан түрғын толқынлар пайда болғанда электрлик вектордың шоғырлары магнитлик вектордың түйинлерине сәйкес келетуғынлығы, тап сол сыяқлы магнитлик вектордың шоғырларының электрлик вектордың түйинлерине сәйкес келетуғынлығы келип шығады (35-сүрөт). Айнаның бетинде электрлик E векторы шоғырға, ал магнитлик H векторы түйинге ийе. 257-параграфта биз жақтылықтың тегис айнада шығылысыўында пайда болған түрғын толқынлардың фотосүрөтин түсириў бойынша исленген Винердің тәжирийбелерин тәрийиплеген едик. Бундай жағдайда айнаның

тиккелей бетінде түйін жайласқан еди. Буннан электрлік вектордың тербеліслерінің фотографиялық қатламдағы фитохимиялық тәсірді пайда ететұғынлығы келип шығады; тап ұсындай жағдай жақтылықтың басқа да тәсірлеріне - люминесценцияға да, фотоэффектке де, физиологиялық тәсірлерге де тийісli.

Поляризациялық жақтылықтағы тұрғын толқынлар менен өткерілген тәжіриьбелер жақтылық толқынындағы электрлік вектордың поляризация тегислигине перпендикуляр болған тегисликте тербелетуғынлығы тиккелей көрсетеді. Бул тәжіриьбелердің мәнісі мынадан ибарат: түсіу тегислигінде поляризацияланған жақтылық металл айнада 45° мүйеш пенен шағылысады. Бундай жағдайда электрлік вектор түсіу тегислигине перпендикуляр тегисликте тербелетуғын болғанлықтан, түсіуші хәм шағылысқан толқынларда электрлік векторлардың тербеліслері бир бирине параллель болады (36а сүүрет). Сонлықтан олар интерференцияланады хәм хақыйқатында да тәжіриьбелерде бақланады. Егер электрлік вектор поляризация тегислигінде тербелетуғын болса, онда түсіуші хәм шағылысқан толқынлардағы тербеліслердің бағытлары өз-ара перпендикуляр болған (36б сүүрет) хәм интерференция орын алмаған хәм тұрғын толқынлар пайда болмаған болар еди.

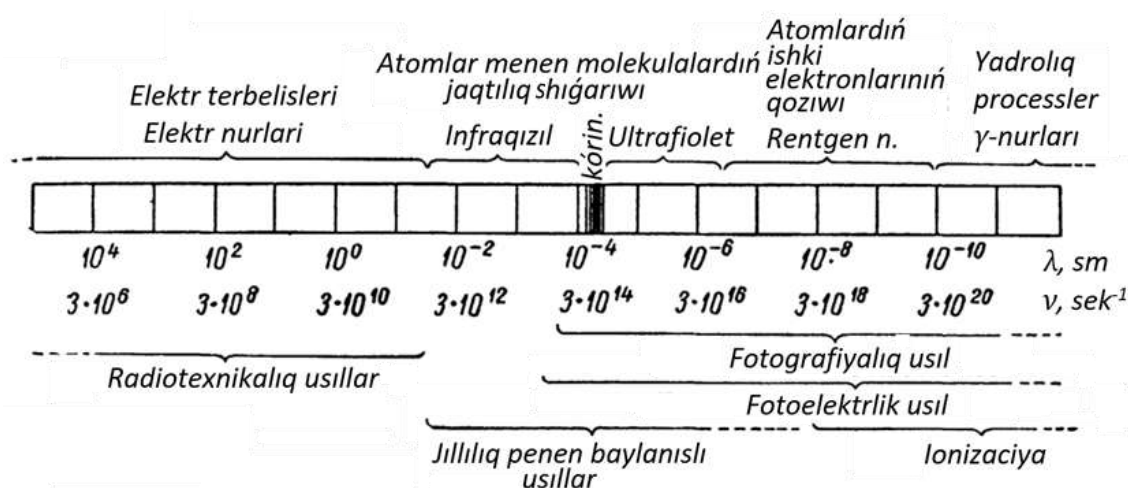
Атомлар менен молекулалар тәрепинен шығарылатұғын толқын ұзынлықтары адамның көзіне тәсір етип субъектив көріу сезимін пайда ететұғын $0,76$ мкм ден $0,4$ мкм ге шекемги интервал менен шегараланып қалмайды. Электр разрядының тәсірінде жақтылық шығаратұғын қыздырылған денелер, газлер хәм басқа да дереклер толқын ұзынлықтары $0,76$ мкм ден үлкен хәм $0,4$ мкм ден киши болған толқынларды да шығарады. Усының менен бир қатарда макроскопиялық вибраторлардың жәрдемінде хәзіргі заман қоздырыу (генерациялау) ұсыллары жүдә үлкен болған диапазонда жататұғын электромагнит толқынларын алыуға мүмкіншилик береді. Сондай-ақ, жақтылық толқынларына салыстырғанда әдейі киши толқын ұзынлықтарына ийе электромагнит толқынларын қоздырыу ұсыллары да бар.

37-сүүретте электромагнит толқынларының шкаласы берілген. Орта бөлімінде сантиметрлердегі λ толқын ұзынлықтары, хәм сек^{-1} лердегі (герцлердегі) ν жиіліклер берілген. Жоқарыда қоздырыу, ал төменде регистрациялау ұсыллары көрсетілген. $\lambda = 7,6 \cdot 10^{-5}$ см ден $\lambda = 4 \cdot 10^{-5}$ см ге шекемги интервал көзге тәсір ететұғын жақтылық толқынларына сәйкес келеді. Көзге көрінетуғын нурларды хәр қыйлы объективлік ұсыллар менен регистрациялауға болады: фотографиялық, фотоэлектрлік хәм жыллылықты пайдаланатұғын ұсыллар менен. Көзге көрінетуғын нурлардан үлкен толқын ұзынлықтары тәрепинде көзге тәсір етпейтұғын инфрақызыл нурлар жайласады. Олар жақтылық нурларын шығаратұғын дереклер тәрепинен шығарылады: қызған денелер, электр разрядларында жақтылық шығаратұғын газлер х.т.б. Шама менен $\lambda = 1,2 \cdot 10^{-4}$ см ге шекемги областта оларды фотографиялық, ал $\lambda = 2,4 \cdot 10^{-4}$ см ге шекемги областта фотоэлектрлік ұсыллардың жәрдемінде табыуға болады. Универсаллық қәсіyeti жоқарырақ болған жыллылық пенен байланысly болған ұсыллардың жәрдемінде толқын ұзынлығы $1,5 \cdot 10^{-1}$ см ге, яғный $1,5$ мм ге шекемги инфрақызыл нурларды регистрациялау мүмкін.

Катод лампаларының жәрдемінде электромагнит толқынларды қоздырыудың хәзіргі заман ұсыллары (II том, 241-параграф) толқын ұзынлығы бир неше километрден бир неше сантиметрге шекемги электромагнит толқынларын алыуға мүмкіншилик береді. Бундай толқынлар радиотехникада пайдаланылады. 1906-жылы П.Н.Лебедев миниатюралық вибраторлардың жәрдемінде толқын ұзынлығы $\lambda = 4$ мм болған электромагнит толқынларын алды. М.А.Левитская да миниатюралық вибраторларды пайдаланып толқын ұзынлығы миллиметрдің оннан бир үлесін құрайтұғын электромагнит толқынларын ала алды. 1924-жылы В.К.Аркадьев пенен А.А.Глаголева-Аркадьева толқын ұзынлығы шама

менен 0,1 мм болған электромагнит толқынын алды. Генератор сыпатында олар майда жүзіп жүрген темирдің ұнтағының бөлекшелерінің арасындағы ұшқынды пайдаланды. Солай етіп, толқын ұзынлығы миллиметрдің оннан бір үлесіне тең электромагнит толқындарын қарқынды болған екі ұсылдың жәрдеминде регистрациялауға болады екен: ультракысқа электр нурлары және ұзын толқын ұзынлығына ийе болған инфрақызыл нурлар.

Көзге көрінетұғын нурлардан бастап есептегенде қысқа толқындар тәрәпинде ультрафиолет нурлар жатады. $\lambda = 1,8 \cdot 10^{-5}$ см болғанға шекем оларды жақтылық нурларын үйренетұғын ұсылдардың жәрдеминде үйреніуіге болады. $\lambda = 1,8 \cdot 10^{-5}$ см ден киши толқын ұзынлықтары областында бундай толқындардың дерлик барлық затларда, солардың ишинде ҳауада жұтылатұғынлығына байланыссы әдеуір үлкен қыйыншылықлар ушырасады. Бул қыйыншылықлар арнаулы вакуумлық аппаратураны (вакуум-спектрографлары деп аталатұғын) және желатина пайдаланылмайтуғын айрықша фотографиялық пластинкаларды пайдаланыу жолы менен сапластырылады. Ҳәзирги уақытлары вакуум-спектрографлардың жәрдеминде ультрафиолет нурлар шама менен $6 \cdot 10^{-7}$ см болған толқын ұзынлықтарына шекем үйренілген

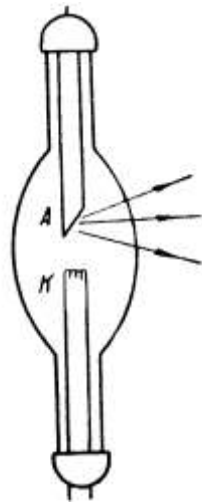


37-сүрөт. Электромагнит толқындарының шкаласы.

1895-жылы Рентген қатты денелер тәрәпинен оларға тез ұшатуғын электронлардың ағысы келип түскенде шығарылатұғын нурлардың жаңа түрін ашты. Көзге көрінбейтұғын бундай нурлар көп санлы қатты денелерде көзге көрінетұғын флуоресценцияны (платиносинеродистлик барий⁷, цинк сульфаты қ.б.) жүзеге келтире алады, фотографиялық пластинкаға тәсир етеди және ҳауаны ионластыра алады. Ҳәзирги уақытлары рентген нурларын қоздыру үшін вакуумлық трубкалар қолланылады және олардағы электронлардың дереги болып қыздырылған *K катоды* хызмет етеди (38-сүрөт). Катодқа қарама-қарсы тәрәпте электронлар келип ұрылатұғын *антикатод* деп аталатұғын массасы үлкен қатты дене жайластырылады. Электронларға зәрүрли болған тезликти беріу үшін *K* катоды менен *A* анодының арасына шама менен бир неше онлаған мың вольт шамасындағы $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасы түсириледі. Рентген нурларының дереги болып антикатодтың бети хызмет етеди. Рентген нурлары жоқары өтиу қәсийетке ийе болады, мысалы жақтылық үшін мөлдир болмаған көп денелер арқалы өтеди (мысалы, қағаз, ағаш қ.т.б.).

⁷ Барий тетрацианоплатинаты - барий, платина және синиль кислотасының комплексли дузы $\text{Ba}[\text{Pt}(\text{CN})_4]$ формуласына ийе және ол екі валентли платинаның ең орнықты комплексли бирикпелерінің бири болып табылады (Аударыушылар).

Рентген нурлары атомлардағы ишки электронлық қатламлар тәрепинен, ал көзге көринетуғын, инфрақызыл, ультрафиолет нурлар болса атомлар менен молекулалардың сыртқы электронлық қабықлары тәрепинен нурландырылады. Хәзирги ўақытлары ўиренилген рентген нурларының областы $\lambda = 10^{-6}$ см ден $\lambda = 10^{-10}$ см ге шекем хәм оннан да төмен. Узын толқынлы рентген нурларының областы ультрафиолет нурлар областы менен бетлеседи хәм затлар тәрепинен интенсивли түрде жутылатуғын областқа киреди. Жоқарыда айтылып өтилгениндей, киши толқын узынлығына ийе рентген нурлары, керисинше, әззи жутылады.



38-сўўрет.
Рентген трубкасы.

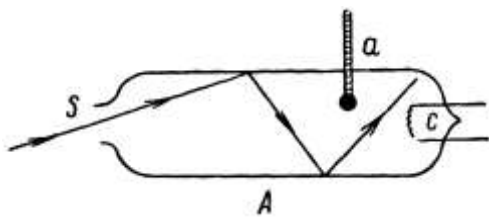
Ең соңында атом ядроларының ишинде жүретуғын процесслерде хәм жүдә үлкен тезлик пенен қозғалатуғын электронлар тормозланғанда *γ-нурлары* деп аталатуғын толқын узынлығы 10^{-9} см хәм оннан да киши электромагнит нурларының шығарылатуғынлығын атап өтемиз.

Солай етип, хәзирги заман физикасы өзиниң ишине жүдә кең областты қамтыйтуғын электромагнит толқынларының шкаласы менен жұмыс алып барады. Бул толқынлар жүдә хәр қыйлы болған вибраторлар тәрепинен нурландырылады, жүдә хәр қыйлы болған ұсыллардың жәрдемінде регистрацияланады. Бирақ олардың барлығы да электромагнитлик тәбиятқа ийе, бослықта бирдей тезлик пенен тарқалады хәм интерференция менен дифракцияға ушырайды. Бирақ, толқын узынлығының өзгериўи менен сапалық өзгерислер де пайда болады: кирисиўде атап өтилгениндей, киши толқын узынлығына ийе толқынлардың толқынлық қәсийетлери менен бирге корпускулалық қәсийетлери де айқын түрде көринеми.

§ 260. Жақтылық ағысының энергиясы менен қозғалыс муғдары. Жақтылықтың басымы. Жақтылық толқынлары өзлери менен бирге энергияны алып жүреди, бул энергия жақтылық дерегинен алынады хәм жақтылықты жутқан денеге бериледи. *Қандай да бир майдан арқалы өтип атырған жақтылық энергиясының ағысы деп жақтылықтың усы майдан арқалы ўақыт бирлигинде алып өтетуғын энергиясына айтамыз.* Солай етип, энергияның ағысы қуўаттың бирлигине ийе хәм бир секундтағы эрглерде, ваттларда х.т.б. бирликлерде өлшенеди. Жақтылық энергиясын абсолют өлшемде өлшеў схема түринде былайынша әмелге асырылады. Жақтылық энергиясы S саңлағы арқалы (39-сўўрет) жутыўшы дийўалларға ийе дерлик туйық болған A ыдысының ишине келип түседи. S саңлағы киши болғанда жақтылық толқын узынлығының шамасынан фәрезсиз, A ыдысының ишинде дерлик толығы менен жутылады. Себеби усы A ыдысынан S саңлағы арқалы оның тек есапқа алмаўға болатуғын оғада киши болған бөлегиниң ғана шығыўы мүмкин. Жақтылық энергиясының жутылыўының нәтийжесинде ыдыстың дийўаллары

қыза баслайды. Жыллылықтың берилиінің тұрақты шараятында ең ақырында жыллылық тең салмақтығы орнайды. Бұл тең салмақтыққа a термометрдің жәрдеминде өлшенетұғын T температурасы сәйкес келеді. T температурасы өлшенгеннен кейін A ыдысына келетұғын жақтылық энергиясы тоқтайды хәм жыллылықтың берилиінің тап сондай болған шараятларында ыдыс C спиралы бойынша ағып атырған электр тоғының жәрдеминде қыздырылады. Тоқтың күши T температурасының өзгермей қалатұғындай етип сайлап алынады. Әлбетте, бундай шараяттың жүзеге келиі ушын электр тоғы өтип тұрған спиралдағы қуаттықтың шамасы жақтылық ағысының қуатына тең болыуы керек. Электр тоғының қуатының шамасы тоқтың күши менен сымның қарсылығы бойынша абсолют өлшемде өлшенетұғын болғанлықтан, жақтылық энергиясының ағысының шамасы да тап сондай етип абсолют өлшемде өлшенеді.

Адамның көзі жүдә киши болған қуатты сезіуге қәбилетли. Адамның көзінің сезгирлиги максималлық болған шараятларда көзде көріу сезиминің пайда болыуы ушын көздің қарашығына қуаты $2 \cdot 10^{-9}$ эрг/сек ағыстың келип түсіуі жеткилики⁸. Жоқарыда тәрийипленген жақтылықтың қуатын пайда еткен жыллылығы бойынша өлшеу ұсылының дәллиги жүдә киши хәм сонлықтан қуатлығы жүдә жоқары болған ағысларды өлшеуге ғана мүмкиншилик береді. Жақтылық ағысын регистрациялау менен өлшеудің әдеуір сезгир болған ұсыллары да бар (307-параграфқа қараңыз), Бирақ жоқарыда тәрийипленген ұсылдың артықмашлығы абсолют өлшеуді әмелге асырыудан хәм оның қәлеген толқын ұзынлығындағы жақтылық ушын пайдаланыуының мүмкин екенлиги менен байланысly.



39-сүурет.

Жақтылық ағысының энергиясын абсолют өлшеудің ұсылы.

Жақтылықтың электромагнитлик теориясы жақтылықтың оны шағылыстыратұғын ямаса жутатұғын бетке басым түсиретұғынын да көрсетеді. Егер жақтылық ағысы тек энергияға ғана емес, ал қозғалыс мұғдарына да ийе болады деп есапласақ, онда ұсындай жүймаққа келе аламыз. Егер, бослықта белгили болған бағытта жақтылық ағысы тарқалатұғын болса хәм көлем бирлигине сәйкес келетұғын энергияның мұғдары w болса, онда көлем бирлигине сәйкес келетұғын қозғалыс мұғдары $k = w/c$ ға тең болады. Бұл теңликте c арқалы бослықтағы жақтылықтың тезлиги белгиленген (335-параграфты қараңыз). Қозғалыс мұғдары векторы K жақтылықтың тарқалыу бағыты менен бағытлас.

Егер жақтылық пенен қандай да бир дене арасында өз-ара тәсирлесіу жүзеге келиінің нәтийжесинде (мысалы, шағылысыу ямаса жутыудың нәтийжесинде) қозғалыс мұғдары K ның өзгериі жүзеге келетұғын болса, онда қозғалыс мұғдарының ΔK шамасына өзгериінің салдарынан денеге $f\Delta t$ күш импульси тәсир етеді хәм оның шамасы әпиұайы түрдеги

$$f\Delta t = \Delta K$$

қатнасының жәрдеминде анықланады. Бұл қатнаста Δt арқалы қозғалыстың мұғдары ΔK шамасына өзгертұғын ұақыт белгиленген. Солай етип, жақтылықты шағылыстыратұғын ямаса жутатұғын денеге белгили болған f күши тәсир етеді. Денениң бетинің майданының бир бирлигине тәсир ететұғын күштиң нормал құраушысының шамасы оған тәсир ететұғын жақтылықтың басымы p ны береді. Бұл басым p ның мәнисин есаплау ушын ΔS бетине

⁸ Демек, сары жақтылық ушын 1 секундта шама менен 550-600 фотонның келип түсіуі керек (Аұдарыұшылар).

нормал бағытта энергиясының көлемлік тығызлығы w болған жақтылық ағысы түседі деп болжайық. Мейли, ΔS бети түскен нурларды толығы менен жутады деп есеплейік. Бундай жағдайда, жақтылықтың жұтылуының нәтижесінде оның қозғалыс мұғдары нөлге тең болады. Демек, Δt ұақытының ишінде қозғалыс мұғдары сан мәнісі кесе-кесиминің шамасы ΔS хәм ұзынлығы $l = c\Delta t$ шамасына тең болған параллелопипедтің көлеміне сәйкес келетуғын қозғалыс мұғдарының шамасына өзгереді (40-сүүрет). Бул параллелопипедтің көлеми $c\Delta t\Delta S$ ке тең, ұсы көлемге сәйкес келетуғын қозғалыс мұғдары мынаған тең:

$$K = \frac{w}{c} c\Delta t\Delta S = w\Delta t\Delta S.$$

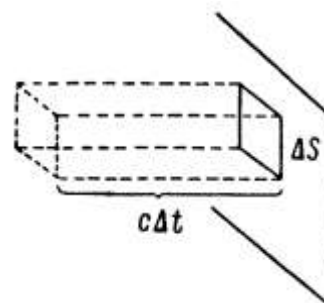
Буннан, ΔS майданына түсетуғын басы p ұшын

$$p = \frac{K}{\Delta t\Delta S} = w$$

аңлатпасына ийе боламыз. Солай етип, жұтатуғын майдан ұшын басым сан мәнісі бойынша жақтылық ағысының энергиясының көлемлік тығызлығына тең екен.

40-сүүрет.

Жақтылықтың басымын есаплайға.



Шағылыстыратуғын бет болған жағдайда жақтылық нормал бағытта түскенде өзинің тарқалыұ бағытын қарама-қарсы бағытқа өзгертеді. Егер бет абсолют шағылыстартуғын болса, онда шағылысқан хәм келип түскен жақтылық ағыстарының энергиялары бир бирине тең. Сонлықтан, қозғалыс мұғдарының өзгериси $2K$ ға, ал жақтылықтың басымы $p = 2w$ шамасына тең, яғный жұтыұдағыға салыстырғанда еки есе үлкен болады. Соңында, егер бет абсолют шағылыстырыұшы болмаса, ал $\rho < 1$ шағылыстырыұ коэффициентине ийе болса, онда энергияның $(1 - \rho)w$ шамасына тең бөлими жұтылады, ал ρw ға тең бөлими шағылысады. Нәтийжеде, бул жағдайда жақтылықтың басымы

$$p = (1 - \rho)w + 2\rho w = (1 + \rho)w \quad (1)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Егер жақтылық энергиясының ағысының тығызлығы u энергияның тығызлығы w менен

$$u = wc$$

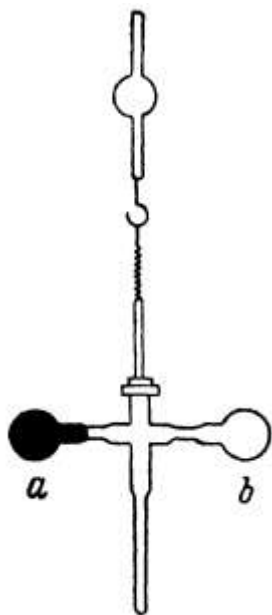
түрінде байланысқан болғанлықтан соңғы аңлатпаны түрлендириұге болады (I томдағы 112-параграф). Бул теңликте c арқалы жақтылықтың тезлиги белгиленген. (1)-формуладағы w шамасын u/c қатнасы менен алмастырып, мынаны аламыз:

$$p = \frac{u}{c}(1 + \rho). \quad (2)$$

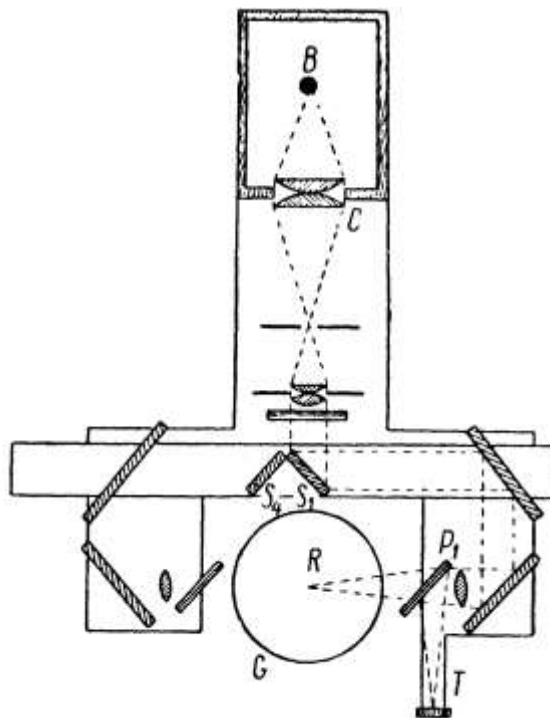
(2)-аңлатпаның жақтылықтың электромагнитлик теориясының тўұрыдан-тўұры нәтийжеси түрінде де алыныұы мүмкин.

Жақтылықтың тарқалыұ тезлиги жүдә үлкен болғанлықтан, ис жүзинде жақтылық ағымының алыныұы мүмкин болған мәніслериндеги жақтылықтың басымы киши болады. Мысалы, ашық күнде тўұры келип түсетуғын Қуяш нурлары толық жұтыұ орын алғанда 1 м^2 майданға $0,4 \text{ мг}$ күш пенен тәсир етеді. Жақтылықтың басымының шамасы ұсындай оғада киши болғанлықтан, оны бақлаұ жүдә қыйын. 1901-жылы Москва университетинің профессоры П.Н.Лебедев биринши рет жақтылықтың басымының бар екенлигин биринши

рет эксперименттерде тапты хәм оның шамасын өлшеди. П.Н.Лебедевиң әспабының тийкарғы бөлими жиңишке сабақ пенен илдирилип қойылған аспа болып, оның ушларына a хәм b қанатлары илдирилген (41-сүўрет). Олардың бири (мысалы a) қара бояў менен боялған, ал екиншиси жылтыр етип таярланған. Аспа ҳаўасы сорып алынған G ыдысында жайластырылған (42-сүўрет). Доғалық B лампасынан шыққан жақтылық линзалар менен айналардың системасының жәрдеминде қанатлардың бирине қарай бағдарланған (42-сүўреттеги R ноқатына). Қанатқа түсирилген жақтылықтың басымының тәсиринде аспа бұрылады хәм ол илдирилип қойылған сабақ бұралады. Айнаның жәрдеминде қанаттың дәслепп биринши тәрәпи, буннан кейин екинши тәрәпи жақтыландырылады хәм солай етип сабақтың буралыў бағытын өзгертйўдиң мүмкиншилиги тўйылады. Сабақтың буралыўы усы сабаққа жабыстырылған кишкене айнаның және трубаның жәрдеминде бақланған. Қараға боялған және жылтыр бетлердиң жақтыландырылыўының салдарынан пайда болған буралыўларды салыстырып, П.Н.Лебедев теорияға сәйкес қара қанатқа түсирилген басымның жылтыр қатанқа түсирилген басымнан еки есе киши екенлигин анықлай алды.



41-сүўрет. Жақтылықтың басымын бақлаў ушын соғылған a хәм b қанатлары.



42-сүўрет. Жақтылықтың басымын өлшеў ушын арналған П.Н.Лебедевиң пайдаланған дүзилисиниң схемасы.

P_1 пластинкасының жәрдеминде жақтылық ағысының белгили болған бөлегин T термоэлементине бағытлап түсийўи жақтылық ағысының энергиясын өлшеўге хәм теорияны санлық жақтан тексерип көрийўге болады. П.Н.Лебедевиң өлшеўлери бойынша жақтылық басымының шамасы (2)-формула бойынша есапланған басымның шамасы менен бақлаўлардың қәтеликлериниң шеклеринде сәйкес келген.

Жақтылықтың басымын табыў хәм оның үстине оның шамасын өлшеў үлкен эксперименталлық қыйыншылықларды пайда етеди. Себеби аспа системасының буралыўы көп санлы жанапай себеплердиң тәсиринде жүзеге келиўи мүмкин. Бундай себеплердиң қатарына биринши гезекте қанаттың қасындағы газдиң қызыўы менен байланыслы болған радиометрлик тәсир деп аталатуғын тәсир киреди.

Кейинирек (1908-жылы) П.Н.Лебедев оннан да қыйынырақ эксперименталлық мәселени шешти. Ол жақтылықтың басымының газлерге түсетуғынын да тапты хәм оның шамасын өлшеди. Бул жұмыс Ф.А.Бредихиннің Қуяштан шыққан жақтылықтың бөлекшелерди ийтериўиниң себебинен кометалардың қуйрықларының пайда болатуғынлығын хәққындағы гипотезасының дурыс екенлигин тастыйықлады. Бул күшлер Қуяш нурлары тәрепинен бөлекшелерген түсирилетуғын басым менен байланысly.

XXIII БАП

ЖАҚТЫЛЫҚТЫҢ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯСЫ МЕНЕН ДИФРАКЦИЯСЫ

§ 261. Жақтылықтың интерференциясын бақлау ұсыллары. Бұннан алдыңғы бапта жақтылықтың электромагнит тербеліслері екенлігі көрсетілді. Бірақ, жақтылықтың интерференциясы хәм дифракциясы қубылыстарын түсіндіріу үшін оның электромагнит тәбиятқа иіе екенлігіне нәзер салмай, жақтылықтың тарқалыуының толқынлық характерге иіе екенлігі көз-қарасы толық жеткиликлі. Сонлықтан, бұннан кейінгі параграфларда биз тек амплитудасын, фазасын, толқын ұзынлығын хәм оның тарқалыуын тәрийиплеген халда жақтылық толқынларын қараймыз хәм жақтылық толқынларының дәл тәрийиплеу үшін еки векторды - электр кернеулігі E менен магнит кернеулігі H векторларының бар екенлігін есапқа алыудың зәрүр екенлігіне итибар бермеймиз.

256-параграфта бир биринен ғәрезсиз болған еки жақтылық дерегинің (мысалы, еки лампочканың) когерентлі емес екенлігін хәм сонлықтан интерференция қубылысын бақлау үшін жарамайтуғынлығы көрсетілді. Енді жасалма түрде когерентлі дереклер пайда етилетуғын бир қатар тәжірийбелерді таллаймыз.

1. Френель айналары. Френель еки когерентлі дерек сыпатында бир ҳақыйқый деректің еки тегис айнадағы еки сүүретін пайдаланыуды ұсынды. Френель тәжірийбесінің схемасы 43-сүүретте келтирилген. Бұл сүүретте A_1O менен A_2O - бир бирине салыстырғанда φ мүйешіне бурылған еки тегис айна; S — айналардың бир бирине тийіп тұрған O ноқатынан r қашықтығында жайласқан жақтылықтың дерегі. Еки айнадағы S жақтылық дерегинің сүүретін пайда етиу үшін тегис айна беретуғын жормал сүүреттің айнаның бергі тәрәпинде дерек айнадан қандай қашықтықта жайласқан болса айнаның арғы тәрәпинде тап сондай қашықтықта пайда болатуғынлығын есапқа аламыз (251-параграфқа қараңыз). O ноқатынан радиусы $r = OS$ болған шеңбер жүргіземіз хәм S ноқатынан OA_1 түүрысының даұамына перпендикуляр жүргіземіз; Бұл перпендикулярдың даұамының шеңбер менен кесілісіу ноқаты S дерегинің бирінші OA_1 айнасындағы сүүретін береді. Тап ұсындай жоллар менен екінші OA_2 айнасындағы BA_2 сүүретті қурамыз. Екінші тәрәптен, B_2 сүүрети бирінші OA_1 айнасын φ мүйешіне бурған жағдайда B_1 сүүрети барып туратуғын ноқатта пайда болады. Сонлықтан $\angle B_1OB_2 = 2\varphi$ (251-параграфқа қараңыз) хәм B_1 менен B_2 арасындағы сызықтық қашықтық жууық түрде $2\varphi r$ ге тең болады:

$$t = 2\varphi r. \quad ()$$

Жақтылық B_1 менен B_2 сүүретлердің екеуінен де айналардан L_0 қашықтығында жайласқан DD' экранына келип түседі. Мөлдир болмаған E экраны S дерегинен шыққан жақтылықтың түүрыдан-түүры DD' экранына келип түсіуге кесент береді. B_1 сүүрети де, B_2 сүүрети де бир ҳақыйқый деректің тербеліслерін беретуғын болғанлықтан, олар когерентлі болады хәм DD' экранында интерференциялық жолақлар пайда болады. 256-параграфтағы (4а) формуласы бойынша жолақтардың арасындағы қашықтық Δl мынаған тең:

$$\Delta l = \frac{\lambda}{t} \cdot L.$$

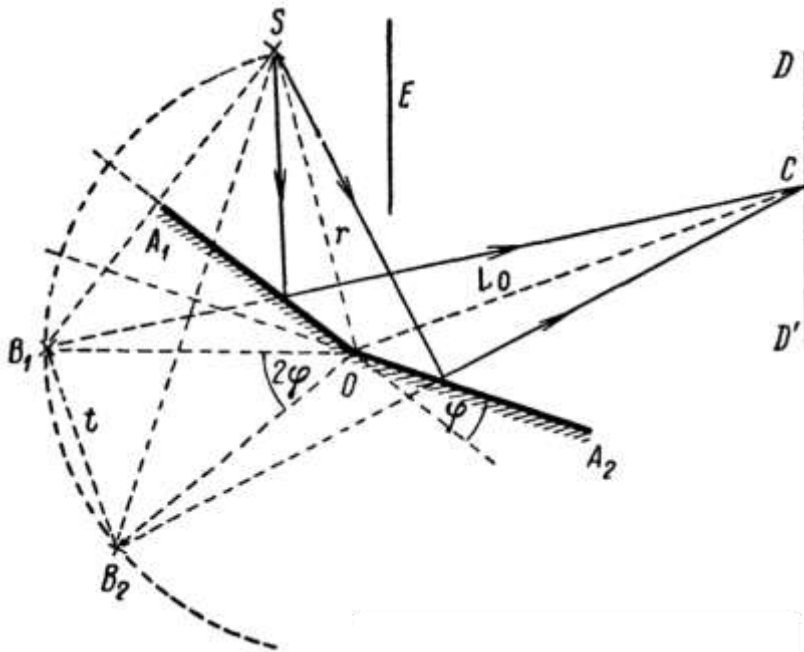
Бұл теңлікте L - дереклерден жолақлар бақланатуғын орынға шекемгі қашықтық. Бұл аңлатпадағы t ның орнына оның (1)-теңлік бойынша мәнісін қойсақ хәм жууық түрде $L = L_0 + r$ теңлігінің орынланатуғынлығын есапқа алсақ, онда

$$\Delta l = \frac{L_0 + r}{2\varphi r} \cdot \lambda$$

ямаса, буннан

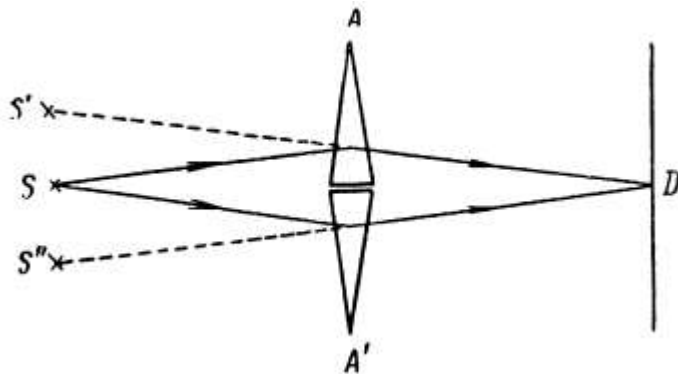
$$\lambda = \frac{2\varphi r}{L_0 + r} \Delta l$$

аңлатпасын аламыз. Соңғы формуланың оң тәрепинде қатнасуатын барлық шамаларды өлшеуге болатуғын болғанлықтан, оннан Френель айналарының жәрдеминде жақтылық толқынларының ұзындығы λ ни өлшеуге болатуғынлығы көринип тұр.



43-сүүрет.
Френель айналары.

Френель тәжірийбесинде айналарды бир бирине жүдә киши φ мүйеши менен жайғастырыўға түүры келеди, бундай болмаған жағдайда жүдә жиңишке болған жолақлар алынады. Жақтылық дерегин айналар тәрепинен пайда етилген О қабырғасына параллель түрдеги енсиз саңлақ түринде алады. Бундай жағдайда интерференциялық жолақлар бир бирине параллель болған түүры жолақлар түринде алынады. Ақ жақтылықта өткерилген бақлаўларда орайлық жолақ ақ реңге ийе ($k = 0$, барлық λ толқын ұзындықлары күшейеди), ал қалғанлары боялған болады.



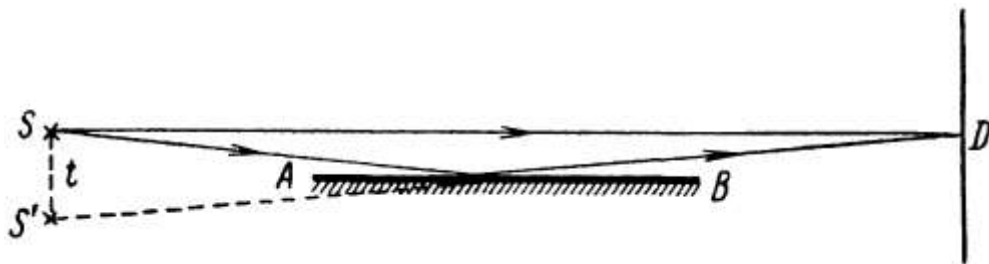
44-сүүрет.
Френель бипризмасы.

2. Френель бипризмасы. Бұл тәжірийбе буннан алдыңғы тәжірийбенің әпиўайы варианты болып табылады. S дерегинен шыққан жақтылық киши сындырыўшы мүйешлерине ийе болған еки хәм тийкарлары бир бирине тийип тұрған A хәм A'

призмаларында сынады (44-сүрет). Призмалар нұрларды қарама-қарсы бағыттарда бурады хәм, солай етип, жақтылықтың еки когерентлик дереклери S' пенен S'' лар пайда болады. Бул дереклерден шыққан нұрлар D областында қабатласып, интерференциялық жолақларды береді.

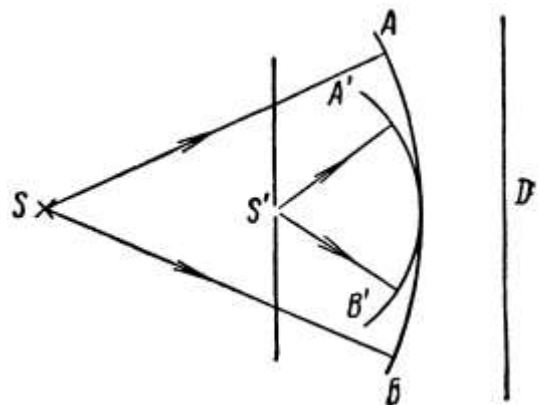
3. Ллойд айнасы. Ллойд тәрепинен ұсынылған тәжірийбеде S дерегинен (45-сүрет) хәм AB айнасының бетинше шағылысқан нұрлар интерференцияланады. AB айнасында шағылысқан нұрлар S пенен когерентлик болған жормал S' дерегинен шыққандай болып хызмет етеді. S пенен S' лердің арасындағы қашықтық t ның жеткиликли дәрежеде киши болыуы үшін нұрлар айнада 90° қа жақын мүйеш пенен шағылысқан болыуы керек. Жақтылықтың дереги сыпатында айнаның бетине параллель болған саңлақ хызмет ете алады.

Ллойд айнасының жәрдемінде бақланатуғын интерференциялық сүреттің өзгешелиги орайлық жолақтың жақтылы болып емес, ал қараңғы болып алыныуынан ибарат. Бул Ллойд тәжірийбесінде бирдей геометриялық жолларды өтетуғын нұрлардың $\lambda/2$ шамасына тең фазалар айырмасына ийе болатуғынлығын көрсетеді. *Ярым толқын ұзынлығының тап ұсындай "жоғалыуы" (ямаса, басқа сөз бенен айтқанда фазаның π ге өзгериуі) сындырыу коэффициенті хәуаның сындырыу коэффициентинен үлкен болған шийшениң бетіндеги шағылысыудың салдарынан жүзеге келеді.* Кейинирек биз қандай жағдайда мөлдір орталықта шағылысқанында жақтылықтың ярым толқын ұзынлығының жоғалатуғынлығын көреміз.



45-сүрет. Ллойд тәжірийбесінің схемасы.

46-сүрет.
В.П.Линниктің тәжірийбесінің схемасы.



4. В.А.Линниктің тәжірийбесі. Интерференция бойынша жоқарыда тәрийипленген барлық тәжірийбелерде еки когерентли дерек жақтылықтың тарқалыу бағыттарының орта бағытына перпендикуляр болған түүрының бойынша жайласқан. Когерент S хәм S' дереклери жақтылық тарқалатуғын бағыттың бойында жайласпаған тәжірийбени биринши рет 1935-жылы совет физиги В.П.Линник тәрепинен ұсынылды. Линниктің тәжірийбесінің схемасы мынадай: S ноқатлық дерегинен шыққан жақтылық (46-сүрет) AB сфералық толқынын береді. Усы AB сфералық толқынының жолында тегис-параллель ярым мөлдір пластинка жайласқан болып, ол AB толқының бетин

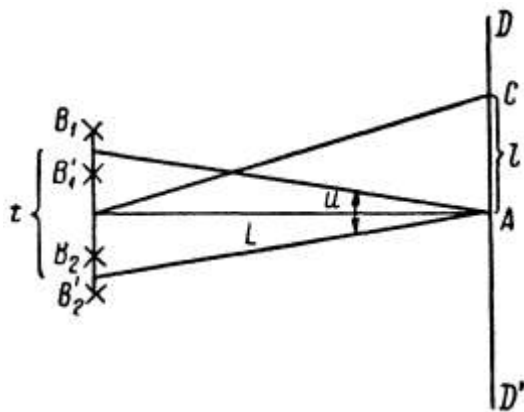
майыстырмай біраз хәлсиретеди. Пластикада киши S' саңлағы тесилген. Гюйгенс принципі бойынша, ол орайы S' нокатында жайласқан жаңа $A'B'$ сфералық толқынының дерегі болып табылады. AB хәм $A'B'$ сфералық толқынлары когерентли хәм D экранында сақыйна түріндеги интерференциялық жолақларды береді.

S дерегін енсіз жолақ түрінде (мөлдир болмаған экрандағы саңлақ) хәм S' тесигін оған параллель болған саңлақ түрінде алыўға болады. Бундай жағдайда D экранындағы интерференциялық жолақлар туўры сызықлар түріне ийе болады.

Жоқарыда келтирилген барлық таллаўларда биз жақтылық дереклерін нокатлық деп есапладық. Тек усындай жағдайларда ғана интерференциялық жолақлар жеткилики дәрежеде кескин түрде алынады. Дереклердің шекли өлшемлери интерференциялық жолақлардың жайылыўына ямаса хәтте толық жоғалыўына алып келеді. Дереклердің пайдаланылыўы мүмкин болған өлшемлерін анықлаў үшін 47-сүўретке сәйкес келетуғын интерференциялық тәжірибениң әпиўайы схемасын қараймыз. Тек енди ғана $B_1B'_1$ хәм $B_2B'_2$ дереклерін шекли d ұзынлығына ийе болған когерентли дереклер деп атай аламыз (47-сүўрет). Дереклердің хәр бирін ұзынлығы $d/2$ шамасындағы бирдей болған еки ярымға бөлеміз хәм бул ярымларды жақтылықтың нокатлық дереклери деп есаплаймыз. Усындай нокатлық дереклердің хәр бир жұбы өзіннің интерференциялық жолақларының системасын береді. Еки система бир бирине салыстырғанда $B_1B'_1$ хәм $B_2B'_2$ дереклеринің хәр биринің ярымына тең қашықлыққа, яғный

$$\delta l = \frac{d}{2} \quad (2)$$

шамасына жылысқан болып шығады.



47-сүўрет.
Дереклердің мүмкин болған өлшемлерін есаплаўға.

Бул системалардың хәр қайсысындағы жақтылы жолақлар 256-параграфтағы (4а) формуласы бойынша

$$\Delta l = \frac{\lambda}{t} L \quad (3)$$

шамасына жылысқан болады. Бул теңликте t - дереклердің арасындағы қашықлық, L - дереклерден экранға шекемги қашықлық, λ - интерференцияланатуғын жақтылықтың толқын ұзынлығы.

Егер еки интерференциялық сүўреттің бир бирине салыстырғандағы аўысыўы δl шамасының мәніси $\frac{1}{2}\Delta l$ шамасына тең болса, онда бир системаның жақтылы жолақлары екінші системаның қараңғы жолақларының үстине түседі хәм интерференциялық сүўрет толығы менен жайылады. Әдетте, егер бир интерференциялық сүўретке салыстырғанда екінші интерференциялық сүўреттің аўысыўы $\frac{1}{4}\Delta l$ шамасына тең болса, онда жолақлар жеткилики дәрежеде кескин болады деп есапланады. Буннан (2)- хәм (3)-аңлатпалардан интерференциялық жолақлардың еле де бақлаўға болатуғын болыўы үшін мынадай шәртти аламыз:

$$d \leq \frac{1}{2} \frac{\lambda}{t} L. \quad (4)$$

Дереклердің мүмкін болған өлшемлерін бағалау үшін $t = 5$ мм және $L = 1$ м деп болжаймыз. Бұндай жағдайда $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см үшін мынаған ийе боламыз:

$$d \leq \frac{1}{2} \cdot \frac{5 \cdot 10^{-5}}{5 \cdot 10^{-1}} \cdot 10^2 \text{ см} = 0,05 \text{ мм}.$$

Егер экранның орайы болған A нүqtесінен қарағанда дереклердің арасындағы қашықтық t ның шамасы көрінетуінен u мүйешін киргизіу жолы менен (4)-аңдатпаны түрлендіреміз (47-сүрет). Бұндай жағдайда

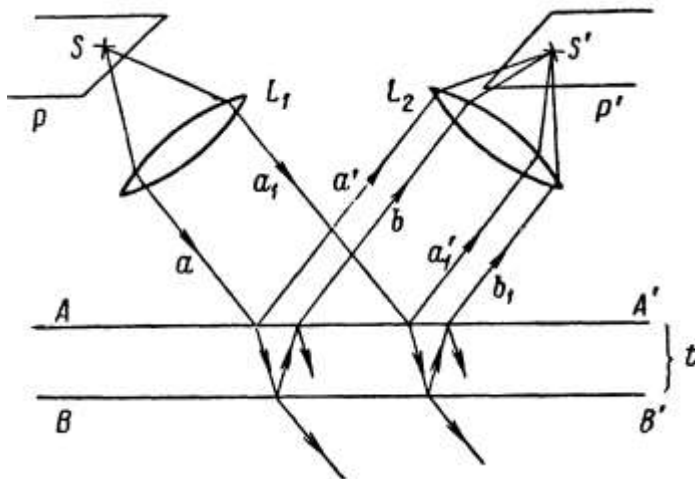
$$\operatorname{tg} \frac{u}{2} = \frac{t/2}{L}.$$

u мүйешін киши деп есеплап, жууық түрде $u = t/L$ теңлигин жазыуға болады. Ал бұннан (4)-формуланы былайынша жазыуға болатуғынлығын көреміз:

$$d \leq \frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda}{u}. \quad (4a)$$

(4a)-формуладан u мүйеши қанша киши болса интерференциялық сүретте еле бақлау үшін дереклердің өлшемлерінің де киши болыуының керек екенлиги келип шығады.

§ 262. Мөлдир пластинкада шағылысқандағы интерференция. Мөлдир пластинканың еки бетінде шағылысқан дәстелердің интерференциясы интерференцияның ең көп тарқалған түрі болып табылады. Еки жағдайды өз алдына қараймыз: тегис параллель пластинканың бетлерінен шағылысқан параллель нурлардың интерференциясын және қалыңлығы бир орыннан екинши орынға көшкенде өзгеретуінен пластинканың бетлеріндегі шағылысуының салдарынан пайда болатуғын интерференцияны. Биринши жағдайда *теңдей қыялықтардағы интерференциялық жолақтары* деп аталатуғын, ал екинши жағдайда *теңдей қалыңлықтардың интерференциялық жолақтары* деп аталатуғын интерференциялық жолақтар пайда болады.



48-сүрет.

Тегис параллель пластинка шағылысқанда жүзеге келетуғын дәстелердің интерференциясы.

1. Теңдей қыялықтардың интерференциялық жолақтары. Қалыңлығы t болған мөлдир, бир текли пластинканы қараймыз (48-сүрет), оның тегис болған AA' және BB' тегисликлери бир бирине параллель. Мейли, S нүqtелік дерегинен линзаның жәрдемінде нурлардың aa_1 параллель дәстеси алынған болсын. Бұл дәстениң бир бөлими мөлдир пластинка арқалы өтетуғын, ал және бир бөлими пластинкада шағылысатуғын болсын. Дәсте AA' және BB' тегисликлерінің екеуінде де шағылысатуғын болғанлықтан, белгили бир жүрислер айырмасына ийе $a'a'_1$ және $b'b'_1$ шағылысқан нурлары пайда болады. Бұл дәстелер L_2 линзасының бас фокаллық тегислигинің S' нүqtесінде жыйналады. Усы нүqtаттағы олардың интерференциясының нәтижесін қараймыз. Жүрислер айырмасының мәнісінен фазели еки дәстениң тербеліслери бир бирин күшейтеди ямаса хәлсиретеди.

Жүрислер айырмасын есаплау үшін дәстеден биринши бетке A нокатында i_1 мүйеши менен түсетуғын айырым a нурын айырып аламыз (49-сүүрет). Бұл нурдың бир бөлими шағылысып, a' нурын пайда етеди, ал және бир бөлими пластинканың екнши бетине B нокатына түседи. Бұл орында оның бир бөлими сынады, бир бөлими шағылысады. Тап сондай жағдай C нокатында да орын алады, бұл нокатта a' нурына параллель болған b' сынған нур пайда болады. C нокатынан a' нурының бағытына перпендикуляр бағытта CE перпендикулярын жүргиземиз. Бундай жағдайда пластинканың сындыруу коэффициентин n ге тең, ал пластинканың сыртындағы орталықтың (хаўаның) сындыруу коэффициентин бирге тең деп есаплап, a' хәм b' нурларының жүрислер айырмасы Δ ушын

$$\Delta = (AB + BC)n - (AE + \frac{1}{2}\lambda) \quad (1)$$

аңлатпасын аламыз. Бұл теңликте λ арқалы биз қарап атырған жақтылықтың толқын узынлығы белгиленген. $\lambda/2$ шамасы a нұры хаўа менен пластинканың арасында шағылысқанда пайда болатуғын қосымша жүрислер айырмасын береди (261-параграфта айтылғанларға байланысly): егер пластинканың сыртындағы орталық пластинканың сындыруу коэффициентинен үлкен сындыруу коэффициентине ийе болғанда ярым толқын узынлығының жоғалыуы B нокатындағы шағылысыуда да орын алған болар еди.

49-сүүреттен мынаған ийе боламыз:

$$AB = BC = \frac{t}{\cos i_2}. \quad (2)$$

Бұл теңликте t - пластинканың қалыңлығы хәм i_2 - сыныу мүйеши. Соның менен бир қатарда, сүүреттен

$$AE = AC \sin i_2 = 2t \cdot \tan i_2 \sin i_1$$

теңлигине де ийе боламыз.

$$\sin i_1 = n \sin i_2$$

теңлигин пайдаланып, AE ушын жазылған аңлатпаны былайынша көширип жазамыз:

$$AE = 2tn \frac{\sin^2 i_2}{\cos i_2}. \quad (3)$$

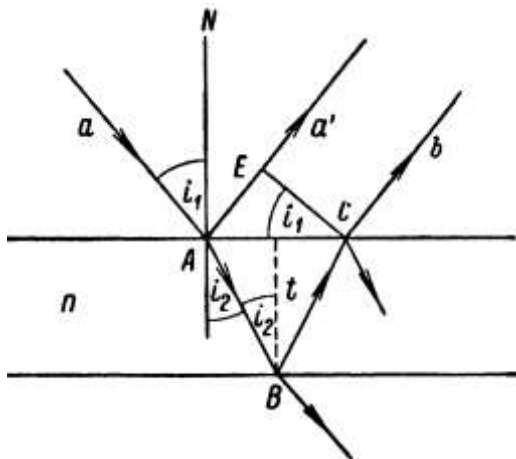
Жүрислер айырмасы ушын жазылған (1)-аңлатпаға AB, BC хәм AE лердің орнына олардың (2)- хәм (3)-теңликлер бойынша алынған мәнислерин қойып,

$$\Delta = 2tn \frac{1 - \sin^2 i_2}{\cos i_2} - \frac{1}{2}\lambda$$

ямаса

$$\Delta = 2tn \cos i_2 - \frac{1}{2}\lambda \quad (4)$$

теңликлерин табамыз.



49-сүүрет.

Тегис параллель тегисликте шағылысқан нурлардың арасындағы жүрислер айырмасын есаплауға.

Сыныў мүйеши i_2 ниң орнына түсиў мүйеши i_1 ди қойыў жолы менен бул аңлатпаны бир қанша түрлендириўге болады.

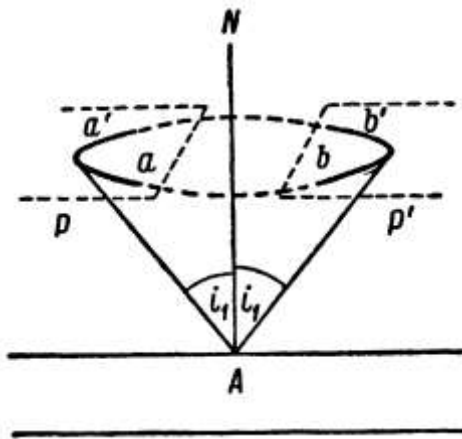
Сыныў нызамын пайдаланып,

$$\cos i_2 = \sqrt{1 - \sin^2 i_2} = \sqrt{1 - \frac{1}{n^2} \sin^2 i_1}$$

теңлигине ийе боламыз. Буннан кейин (4)-аңлатпа мынадай түрге енеди:

$$\Delta = 2t\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} - \frac{1}{2}\lambda. \quad (4a)$$

Линза ҳеш қандай жүрислер айырмасын бермейтуғын болғанлықтан (253-параграфқа қараңыз), Δ шамасы S' ноқатына жетип келген нурлардың арасындағы жүрислер айырмасы болып табылады. Егер $\Delta = k\lambda$ теңлиги орынланатуғын болса ($k = 0, 1, 2, \dots$), онда S' ноқатында максимум, ал $\Delta = (2k + 1)\lambda/2$ теңлиги орынланатуғын болса, S' ноқатында минимум алынады. Солай етип, AA' ҳәм BB' бетлеринде шығылысқан нурлардың интерференциясының нәтийжесинде жүрислер айырмасына байланысly ноқаттың кемирек ямаса көбирек жарқын болған сүүрети алынады⁹.



50-сүүрет.

Теңдей қыялықлар жолақларының пайда болыуы.

Енди жақтылықтың дереги сыпатында айырым S ноқаты емес, ал жақтылық шығарып тұрған P беттің бир участкасы хызмет ететуғын болсын (48-сүүрет). Интерференция болмаған жағдайда (мысалы, егер $AA'BB'$ пластинкасы тегис металл айна менен алмастырылған болса) линзаның бас фокаллық тегислигинде P ноқатының P' бети түриндеги сүүрети алынған болар еди. Пластинкада шағылысқан дәстелердің интенференциясының салдарынан $\Delta = k\lambda$ шәрти орынланатуғын [Δ шамасы (4a) аңлатпасында бериледи] P бетиниң ноқатларының жыйнағы ғана жарқын болып көринеди. k пүтин саны *интерференцияның тартиби* деп аталады. Берилген $k = k_0$ шамаларында ноқатлардың ұсындай жыйнағы (4a) аңлатпасы бойынша $i_1 = \text{const}$ шәртин қанаатландырыуы керек; ноқатлардың бул жыйнағы P бетиниң көшери AN нормалы болған, ашылыў мүйеши $2i_1$ шамасына тең конус пенен кесилисиўинде пайда болған aa' иймеклигинде жатады (50-сүүрет). Бул иймекликке P' тегислигиндеги bb' жақтылы жолақ сәйкес келеди. k ның k_0 ге тең болмаған мәнислеринде басқа жақтылы жолақлар алынады. Олардың арасында қараңғырақ жолақлар жайласады. Солай етип, линзаның бас фокаллық тегислиги L_2 де интерференциялық жолақлардың системасы пайда болады. Хәр бир жолақ i_1 мүйешиниң тұрақлы мәнисине, яғный AN нормалына қатнасы бойынша нурлардың теңдей қыялығына сәйкес келеди. Буннан қарап өтилген интерференциялық жолақлардың

⁹ $\Delta = (2k + 1)\lambda/2$ шәрти орынланғанда S' сүүретиниң интенсивлиги нолге тең болмайды. Себеби нурлардың AA' ҳәм BB' тегисликлеринде шағылысыуының салдарынан алынған интерференциялық толқынлардың амплитудалары бир бирине тең емес.

атамасы - *теңдей қыялықтар жолақтары* атамасы пайда болған. Жоқарыда айтылғанлардан теңдей қыялықтар жолақтары линзаның бас фокаллық тегислиги L_2 де пайда болатуғынлығы хәм оны бақлау үшін жақтылықтың кең дерегиниң алынатуғынлығы келип шығады (жақтылық шығарып тұрған P бети түріндеги).

Интерференция пластинка арқалы өткен нурда да алынады, Бирақ бұл жағдайда алынған сүүреттиң анықлығы (кескинлиги) төмен болады. Себеби, пластинка арқалы өткен дәстениң интенсивлиги BB' хәм AA' бетлеринде еки рет шағылысқан нурдың интенсивлигинен әдеуір үлкен [өткен жақтылықтағы айқын (кескин) түрдеги интерференциялық жолақлардың алыныуының мүмкин екенлиги 272-параграфта көрсетиледи]. Биз қарап өткен интерференциялық сүүрет белгили толқын ұзынлығы λ ге ийе монохромат жақтылықта пайда болады. Егер жақтылық монохромат болмаса хәм толқын ұзынлығының базы бир интервалына тийисли болса, онда берилген i_1 түсиі мүйешинде

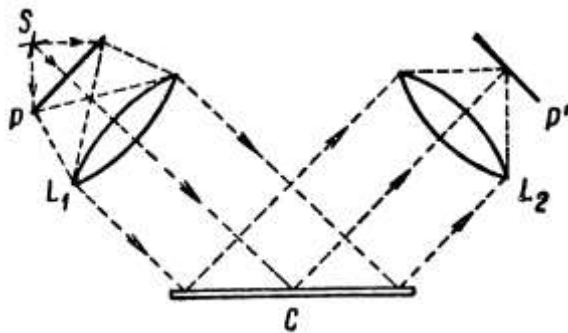
$$\Delta = k\lambda_1 = (k+1)\lambda_2 = (k+2)\lambda_3 = \dots \quad (5)$$

шәртин қанаатландыратуғын барлық $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$ үшін максимумлар пайда болады.

Нәтийжеде хәр қыйлы толқын ұзынлықтары үшін жолақлардың бир бириниң үстине түсиі орын алады. Пластинаның қалыңлығы t қаншама үлкен болса k пүтин санының шамасы да үлкен хәм, ұсыған сәйкес, (5)-аңлатпа бойынша жолақтары бир бириниң үстине түсетуғын $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$ толқын ұзынлықтарының арасындағы айырмалар киши болады. Усының менен бирге, пластинканың қалыңлығы қаншама үлкен болса бирдей болған λ толқын ұзынлығы үшін хәр қыйлы тәртиптеги жолақлар бир бирине тығыз жайласады. Сонлықтан, жоқарыда айтылғанлар тийкарында мынадай жуўмаққа келемиз: пластинка қанша қалың болса жолақлар тығыз жайласады хәм хәр қыйлы толқын ұзынлықтарының жолақтарының бир бириниң үстине түсиі күшлирек жүзеге келеди. Усындай бетлесиулердиң нәтийжесинде қалың пластинканы ақ жақтылық пенен жақтыландырғанда L_2 линзасының фокаллық тегислигинде көбирек ямаса кемирек жақтыландырыу пайда болады хәм жолақлар көринбей қалады. Солай етип, қалың пластинкада пайда болатуғын теңдей қыялықтар интерференциялық жолақтарын бақлау үшін жеткилики дәрежедеги монохромат жақтылық керек болады. Усының менен бирге, қалың пластинканың улыұмалық өлшемлери үлкен хәм бұл жағдай ұсы пластинканың бетиниң тегис параллель халға хәм бир текли болыуына (сындырыу коэффициентиниң тұрақлы болыуы) алып келиниўин қыйынластырады. Шағылысқанда пайда болатуғын интерференциялық жолақларды пластинка жуқа болғанда бақлау әдеуір аңсат. Жүдә жуқа пластинка үшін интерференцияның тәртиби үлкен емес хәм ақ жақтылық пенен жақтыландырғанда да жолақлар көринеди; бундай жағдайда олар боялған болып көринеди.

Киши өлшемлерге ийе еки деректиң (Френель айналары х.т.б.) болыуының себебинен пайда болатуғын интерференциялық қубылыстарда еки деректен шыққан толқынлар бир бири менен бетлесетуғын барлық областта тербелислердиң максимумлары менен минимумларының орынлары бақланады. Бұл интерференциялық жолақларды қандай да бир линзалардың жәрдемнен пайдаланбай-ақ экранда тиккелей бақлауға мүмкиншилик береді. Биз теңдей қыялық жолақтарын бақлау үшін жақтылықтың кең дерегиниң керек екенлигин көрдик. Нәтийжеде, тегис параллель пластинканың еки бетинен шағылысқан нурлар бетлесетуғын областтағы хәр бир ноқатта жақтылық дерегиниң хәр қыйлы ноқатларынан шыққан толқынлар қосылады хәм интерференциялық жолақлар тиккелей бақланбайды. Бизлер интерференциялық жолақлардың тек ғана линзаның бас фокаллық тегислиги L_2 де пайда болатуғынлығын көрдик. Басқа сөз бенен айтқанда "линзаның шексизликке фокусланған" болыуы керек. Сонлықтан теңдей қыялықтар жолақтары шексизликте жайласқан деп айтады.

Теңдей қыялықтар интерференциялық жолақтарын демонстрациялау үшін бір текли болған слюданың жұқа жапырағын қолланыуға болады. Усындай слюда жапырақтың бетин жеткиликли дәрежеде тегис хәм бир бири менен параллель деп есаплауға болады. Дүзилистин улыўмалық схемасы 51-сүүретте келтирилген. Жақтылық дереги сыпатында S сынап лампы алынады. Бундай лампының жақтылығы кескин түрдеги интерференциялық жолақларды пайда ететүгын толқын ұзынлықлары белгили болған аз сандағы спектраллық сызықлардан тұрады. Сынап лампа менен жақтыландырылған P гүңгирт шийшеси жақтылықтың кең дереги болып табылады. Линза слюда болған C жапырағына түсетүгын жақтылықтың параллель дәстелерин пайда етеди. L_2 линзасының бас фокаллық тегислигине P' экранын жайластырып, онда теңдей қыялық жолақтарын көриўге болады. Экрандағы интерференциялық жолақлардың жақсы көриниўи ушын, жоқарыда айтылғанындай, ол L_2 линзасының бас фокаллық тегислигинде жайласқан болыўы керек.



51-сүүрет.

Нурлар солюда жапырақтың бетлеринде шағылысқанда теңдей қыялықтар жолақтарын бақлаудың схемасы.

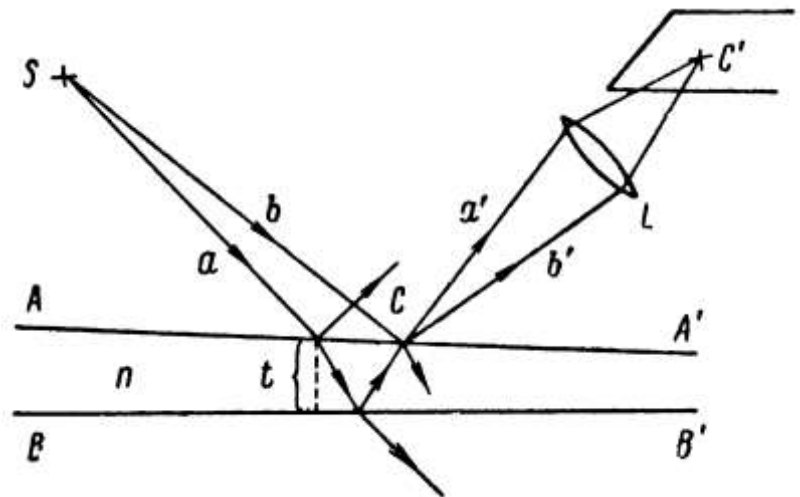
L_2 линза менен экранды тиккелей көз бенен алмастырыуға болады. Бундай жағдайда L_2 линзасының орнын көздің сындырыушы системасы атқарады (хрусталик, мөлдір қабық). Егер көз аккомодацияланбаған болса, яғни оның фокуссында шексіз қашықталылған предметтер алынатуғын болса, онда теңдей қыялықтар жолақтары қандай да бір линзаны пайдаланбаса да көринип тұрады.

2. Теңдей қалыңлықтар интерференциялық жолақтары. Енди бетлери бир бирине параллель болмаған мөлдір пластинканы қараймыз. Бундай жағдайда да AA' хәм BB' бетлеринің екеуінен шағылысқан нурлар пайда болады. Мейли, S нокатлық дерегинің a нуры (52-сүүрет) BB' бетинен шағылысыудың хәм AA' бетинің қасында еки рет сыныудың салдарынан C нокаты арқалы өтетүгын хәм L линзасына барып түсетүгын a' нурының пайда болыуына алып келсин. S дерегинен шыққан нурлар хәр қыйлы бағытларда тарқалатуғын болғанлықтан, сол нурлардың арасынан AA' бетинің C нокатына келип түсетүгын b нуры табылады. Бул нокатта оның бир бөлими шағылысады (хәм нурдың бир бөлими сынады, Бирақ сынған нур бизди хәзир қызықтырмайды) хәм a' нурына салыстырғанда базы бир мүйешке бурылған b' нурын пайда етеди. a' хәм b' нурлары L линза арқалы өтип, C нокатының сүүрети болған C' нокатында кесилеседи. a' хәм b' нурларының екеуі де бир S дерегинде пайда болғанлықтан олар когерентли болады хәм интерференцияланады. a' хәм b' нурларының арасындағы Δ ның жуп ямаса так сан еселенген ярым толқын ұзынлығына тең болыуына байланысly, C' нокатында максимум ямаса минимум пайда болады.

Егер AA' хәм BB' бетлеринің арасындағы мүйеш киши хәм S дереги пластинкадан алыста жайласқан болса, онда Δ жүрислер айырмасы жуўық түрде (4а) формуланың жәрдемінде анықланады. Жақтылықтың дереги пластинкадан алыста жайласқан жағдайда нурлар пластинкаға шама менен бирдей мүйеш пенен түседи хәм бундай жағдайда Δ жүрислер айырмасы пластинканың қалыңлығы t ның өзгериси менен байланысly болады. Егер C нокатына пластинканың L линзаның AA' бети менен түйинлес

болған фокаллық тегислигинде жайласқан C' нокатында максимум сәйкес келетуғын болса, онда максимум бирдей қалыңлыққа ийе орындағы пластинканың AA' тегислигинде жатқан барлық C_i нокатларының барлығына сәйкес келеді. Солай етип, L линзаның фокаллық тегислигинде пайда болатуғын интерференциялық жолақтар пластинканың бирдей қалыңлыққа ийе болған орынларына сәйкес келеді. Буннан бирдей қалыңлықтардағы жолақтар атамасы келип шыққан. Әлбетте, егер сына тәризли формаға ийе болатуғын болса, онда теңдей қалыңлықтар интерференциялық жолақтары сынаның қабырғасына параллель болған түйрылар түрине ийе болады.

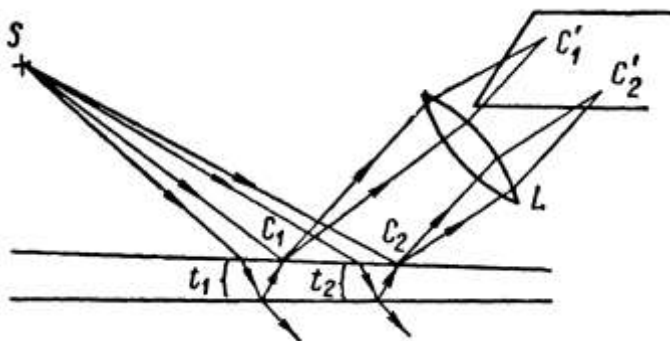
52-сүүрет.
Дәстелердің бетлери
параллель болмаған
пластинкада
шағылысқандағы
интерференциясы.



Жоқарыда айтылып өтилгениндей, бирдей қалыңлықтар жолақтары пластинканың AA' бети менен түйинлес болған L линзасының фокаллық тегислигинде бақланады. Басқа сөз бенен айтқанда, экранда кескин түрдегі (анық көринетуғын) интерференциялық жолақтарды бақлау үшін L линзасы AA' пластинкасының бетине фокусланған болыуы керек.

Теңдей қалыңлықтар интерференциялық жолақтары шағылыстыратуғын пластинканың бетінде локализацияланған.

Теңдей қалыңлықтар жолақтарын L линзасы болмаған жағдайда да көз бенен тиккелей бақлауға болады. Бундай жағдайда линзаның орнын көздің сындырыушы системасы ийелейді. Бундай жағдайда көзді пластинканың бетине фокуслау керек.

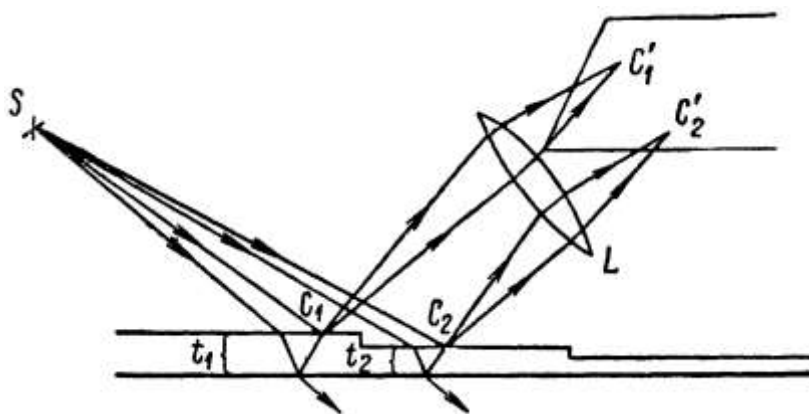


53-сүүрет.
Пластинканың ҳәр қыйлы болған t_1
хәм t_2 қалыңлықтарына сәйкес
келетуғын максимумлардың пайда
болыуы.

Монохромат емес болған жақтылықта ҳәр қыйлы толқын ұзынлықтарына сәйкес келетуғын жолақтар теңдей қыялықтар жолақтарындағыдай болып бир бириниң үстине түседі. Сонлықтан бирдей қалыңлыққа ийе болмаған қалың пластинка болған жағдайда интерференциялық жолақтар тек монохромат жақтылықта ғана пайда болады. Пластинканың бетлериниң параллелликтен өзгешелигиниң үлкен болмауы керек, бундай

болмаған жағдайда теңдей қалыңлықтар жолақтары бір бирине дым жақын жайласады. Жүдә жуқа пластинкаларда жолақтардың ақ жақтылықта да бақланыуы мүмкін. Бундай жағдайда реңли жолақтар пайда болады. Мейли, базы бир орында пластинканың қалыңлығы C_1 ноқаты ушын, жүрислер айырмасы Δ ның шамасы, мысалы, толқын ұзынлығы 0,70 мкм болған қызыл нур ушын толқын ұзынлығына тең болсын (53-сүррет). Демек, бундай нурлар ушын интерференциялық максимум сәйкес келеди. Бундай жағдайда тап сол C_1 ноқатында толқын ұзынлығы 0,35 мкм болған ультрафиолет нурлар бир бирин азы-көпли хәлсиретеди. Солай етип, пластинканың сол ноқаты ушын қызылға боялған максимум пайда болады. Тап сол сыяқлы, пластинканың басқа жүрислер айырмасын беретұғын басқа ноқатларында басқа реңли максимумлар пайда болады (мысалы, C_2 ноқатынан).

Базы бир жуқа пластинка бир участкада тұрақлы t_1 қалыңлығына, ал басқа участкада да тұрақлы t_2 қалыңлығына ийе деп болжайық (53-сүррет). Бундай жағдайда барлық биринши участкада (тұрақлы i_1 түсіу мүйешинде) пленка Δ_1 жүрислер айырмасын, ал екінши участканың барлығында Δ_2 жүрислер айырмасын береді. Жоқарыда айтылғанларға сәйкес, еки бөлім хәр қыйлы толқын ұзынлықтары ушын максимумды береді хәм хәр қыйлы реңлерге ийе болып көринеді. Шағылысқан нурлардың интерференциясының нәтижесінде пайда болған ұсындай хәр қыйлы реңлерге ийе болыу жуқа пластинкалардың реңлери атамасына ийе. Әлбетте, түсіу мүйеши i_1 диң өзгериси менен жүрислер айырмасы да, демек, пластинканың реңи де өзгереді.



54-сүррет.
Жуқа пластинкалардың
реңлериниң пайда
болыуы.

Жуқа пластинкалардың реңлерин сабын көбиклерин, сүүдың бетіндеги майдың жуқа пленкасын, хәр қыйлы пластинкалардың арасындағы жуқа хәйа қатламын бақлағанда аңсат көрийге болады.

Теңдей қалыңлықтар жолақтары ушын бир қанша дара жағдайларды қараймыз.

1-мысал. Шийше ($n = 1,5$) сынаның бетлериниң арасындағы мүйеш $\alpha = 0,1'$ шамасына тең. Сынаға оның бетине нормал бағытта толқын ұзынлығы $\lambda = 0,5$ мкм болған монохромат нурлардың дәстеси келип түседі (55-сүррет). Жолақтардың арасындағы сызықлы қашықтықты табыңыз.

Шеши ми. Бұл жағдайда $i_1 = 0$ хәм (4а) формула бойынша жүрислер айырмасы Δ жууық түрде мынаған тең

$$\Delta = 2tn - \frac{1}{2}\lambda.$$

Мейли, C_1 хәм C_2 ноқатларына еки қоңысылас жақтылы жолақтар сәйкес келетуғын болсын, бундай жағдайда бұл ноқатлардағы жүрислер айырмасы Δ_1 хәм Δ_2 ушын мыналарға ийе боламыз:

$$\Delta_1 = 2nt_1 - \frac{1}{2}\lambda = k\lambda,$$

$$\Delta_2 = 2nt_2 - \frac{1}{2}\lambda = (k-1)\lambda.$$

Бұл теңліклердеги t_1 менен t_2 арқалы C_1 хәм C_2 ноқатларындағы сынаның қалыңлығы белгиленген ($t_2 < t_1$ теңсизлиги орынланады деп есеплаймыз). Бұл еки теңликтен ағзама-ағза алып

$$2n(t_1 - t_2) = \lambda$$

теңлигинің орынлы екенлігін хәм буннан

$$t_1 - t_2 = \lambda/2n \quad (6)$$

қатнасын табамыз. Егер l арқалы биз излеп атырған жолақлардың арасындағы қашықтықты белгилесек, онда 55-сұйретте көриніп тұрғанындай,

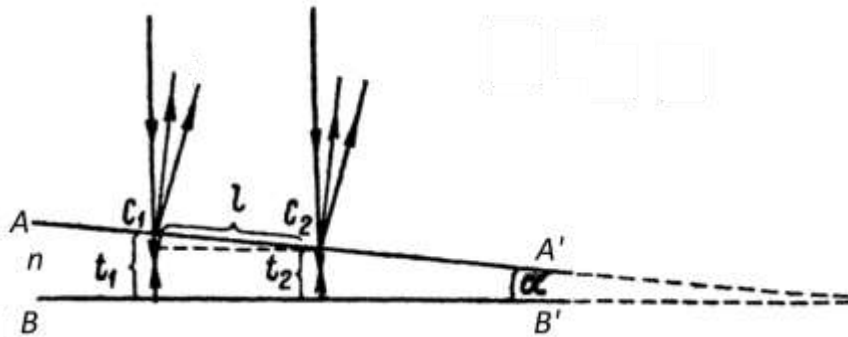
$$l \cong \frac{t_1 - t_2}{\alpha}$$

теңлигине ийе боламыз. Бул теңлікте α мүйеши радианларда аңлатылған болыуы керек. Бул теңлікке $t_1 - t_2$ айырмасының орнына оның (6)-аңлатпа бойынша мәнісін қойсақ, онда

$$l \cong \frac{\lambda}{2n\alpha} = \frac{5 \cdot 10^{-5}}{2 \cdot 1,5 \cdot 2,9 \cdot 10^{-5}} = 0,56 \text{ см}$$

шамасына ийе боламыз.

Солай етип, жолақлар сынаның бетінде бир бирине 5,5 мм қашықтықта жайласады екен. Мәселени кери бағытта шешіуіге де болады: теңдей қалыңдықтар интерференциялық жолақтарының арасындағы қашықтық бойынша сынаның α мүйешін де табыуға болады. Бул ұсыл мүйештің шамасы жүдә киши болған жағдайларда сынаның мүйешлерін табыу үшін әмелде жийи қолланылады.



55-сұйрет.
Сынадағы
интерференция.

2-мысал. Тегис шийшениң BB' бетінде (56-сұйрет) AA' тегис-дөңес линза қойылған. Оның иймеклик радиусы R ге тең. Линза менен тегисликтиң арасында қауа қатламы пайда болады. Қауа қатламын шеклеп тұрған бетлердеги шағылысуларда пайда болатуғын теңдей қалыңдықтар иймекликлеринің түрін анықлаңыз. Жақтылықты линзаға нормаль бағытта келип түседі деп есаплаңыз.

Шешими. Қауа қатламының теңдей қалыңдықтар орынлары орайы BB' тегислиги менен тийисетуғын O ноқатында жайласқан радиусы r болған шеңбер болып табылады. $r < R$ теңсизлиги орынланғанда хәм жақтылық нормаль бағытта түскенде жүрислер айырмасы Δ ның мәнісін (4a) формуласы менен жүуық түрде аңлатылады. Қауаның сындырыу коэффициенті $n = 1$ деп есаппа, мынаны аламыз:

$$\Delta = 2t + \frac{\lambda}{2}$$

$\lambda/2$ шамасының алдындағы белги енди плюс етип алынады, себеби ярым толқын ұзындығының жоғалыуы қауа қатламы менен BB' тегислигинің арасындағы шегарада шағылысуының салдарынан жүзеге келеді. Жақтылы интерференциялық жолақлардың пайда болыу шәрті былайынша жазылады:

$$\Delta = 2t + \frac{\lambda}{2} + k\lambda \quad (7)$$

Бул аңлатпада k - пүтин сан.

Сұйреттен $r \ll R$ болған жағдайда жүуық түрде

$$t = \frac{r^2}{2R}$$

теңсизлигинің орынлы екенлігін келип шығады.

t ның бул мәнісін (7)-аңлатпаға қойып

$$\frac{r^2}{R} = (k + \frac{1}{2})\lambda$$

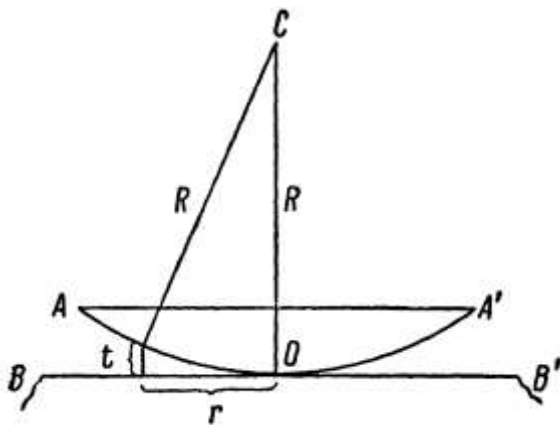
теңлигинің орынлы екенлігін табамыз хәм буннан кейін r ұшын мынадай аңлатпаны аламыз:

$$r = \sqrt{(k + \frac{1}{2})\lambda R}$$

формуласын аламыз.

Солай етип, бұл жағдайда теңдей қалықлықлар интерференциялық жолақтары концентрлік сақыйналар түріне ийе болады екен хәм олардың радиусы (8)-формуланың жәрдеминде анықланады. Линза менен тегисликтің тийисип тұрған орнында қалыңлығы толқын ұзынлығынан әдеуір киши болған жүдә жуқа қауа қатламы пайда болады. Сонлықтан бұл ноқатта нұрлардың арасында пайда болған жүрислер айырмасы тек BB' тегислигинде шашыраудың нәтижесінде жүзеге келетуғын ярым толқын ұзынлығының жоғалыуы менен ғана анықланады. Усының салдарынан Δ шамасы $\lambda/2$ ге тең болады хәм интерференциялық сүүреттің орайы O болған ноқатында қараңғы дақ пайда болады.

Ақ жақтылық пенен жақтыландырылғанда интерференциялық сақыйналар боялған хәм бақланатуғын сақыйналардың саны үлкен емес болады. Себеби k ның үлкен мәнислерінде хәр қыйлы ұзынлықтарға ийе болған толқынлардың интерференциялық сақыйналары бир биринің үстине түседі хәм сонлықтан олар жайылады.



56-сүүрет.

Ньютон сақыйналарының пайда болыуы.

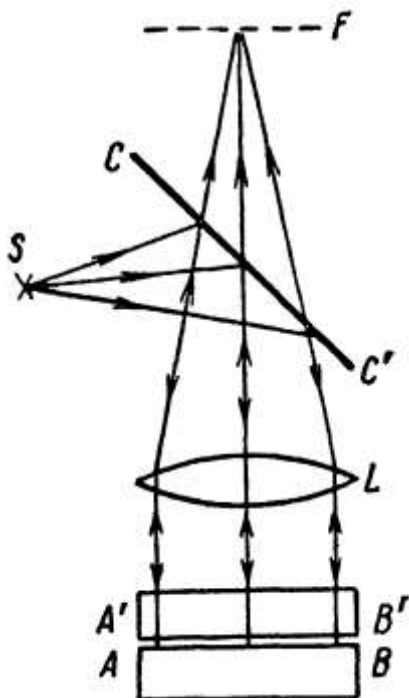
Жоқарыда көрсетілген теңдей қалыңлықлар жолақтары Ньютон тәрепинен биринши бақланды хәм тәрийипленді. Сонлықтан, оларды *Ньютон сақыйналары* деп атайды. Толқынлардың интерференциясын еле билмегенліктен, Ньютон өзи бақлаған құбылысты түсіндіре алмады хәм "жақтылықтың жеңил шағылысыу менен жеңил өтиуі" құбылысы орын алады деп болжады (250-параграф).

§ 263. Интерференция құбылыстарының қолланылыуы. Буннан алдыңғы параграфта жақтылықтың интерференциясының жәрдеминде еки тегисликтің арасында пайда болған киши мүйешлерди өлшеуіге болатуғынлығы қаралды. Усының менен бир қатарда интерференция құбылысын басқа да бир қатар дәл өлшеулерди өткеріу ұшын қолланыуға болады; интерференция құбылыстарының физикалық экспериментлердеги хәм өндиристегі қолланылыу областы тез кеңеймекте. Бұл параграфта биз интерференцияның базы бир әпиұайы қолланылыуын қараймыз.

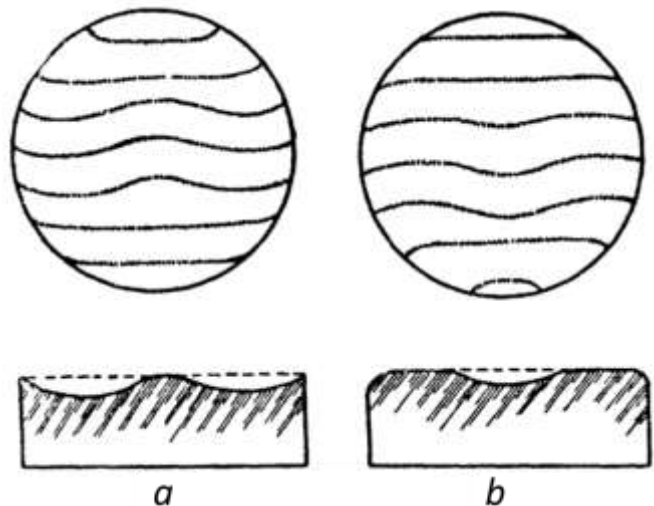
1. Бетлердің сапасын изертлеу. Оптикалық әсбаптардың бетлерін соққанда жүдә үлкен дәллік талап етиледі. Жоқарыда айтылып өтилгендей, айналардың тегис бетлери ямаса линзалардың сфералық бетлери сәйкес идеал болған геометриялық бетлерден жақтылық толқынының толқын ұзынлығының үлкен болмаған үлесіне ғана айырмаға ийе болыуы керек (толқын ұзынлығының $\frac{1}{4}$ бөлегі хәм оннан да киши). Бетлердің ұсындай жоқары сапасы интерферометрлік жол менен әмелге асырылады.

Шийше пластинканың бетинің идеал болған бетке жақынлығының дәрежесін анықлау бойынша әпиұайы мәселені қараймыз. Бундай сынау жұмыстары жоқары сапаға ийе болған "сынау өткеріу айнасының" жәрдеминде өткериледі. Бундай айнаның бетлеринің бири идеал болған геометриялық беттен әдетте толқын ұзынлығының

жигирмадан бирине тең шамадан үлкен болмаған айрылады. Сынап көрилетуғын бет жуқа хаўа қатламы пайда болатуғындай етип "сынаў өткерий айнасына" қысылады. Усындай хаўа қатламы арқалы жақтылықты өткергенде теңдей қалыңлықлардағы интерференциялық жолақлар пайда болады. Бундай жолақларды бақлаў ушын 57-сүүретте көрсетилгендей әпиўайы дүзилис пайдаланылады. Бұл сүүретте S - жақтылықтың дереги, CC' - ярым гүмисленген айна, L — "сынаў өткерий айнасына" қысып қойылған сынап көрилетуғын пластинкаға келип түсетуғын параллель дәстени алыў ушын қолланылатуғын линза. "Сынап көрилетуғын айнаның" AB бети менен изертленетуғын $A'B'$ бетинен шағылысқан нурлар CC' ярым гүмисленген бет арқалы өтеди хәм L линзасының F фокаллық тегислигинде теңдей қалыңлықлар жолақлары пайда болады. Егер AB бети менен изертленетуғын $A'B'$ бетиниң арасындағы хаўа қатламы сынаның формасына ийе пайда болатуғын болса бұл жолақлар әпиўайы түрге ийе болады. Егер пластинкалардың бетине мұқиятлы түрде шаңды үрлесе хәм оларды бир бириниң үстине қойғанда бир тәрәпин қысса, усындай тәжирийбени жүзеге келтирийге болады. Егер бетлердиң екеўи де идеал түрде тегис болса, онда олардың арасында сына түриндеги хаўа қатламы пайда болады хәм пайда болған теңдей қалыңлықлар жолақлары сынаның қабырғасына параллель болған тўрылар түрине ийе болады. Тегисликликтен қәлеген аўытқыў интерференциялық жолақлардың қыйсайыўына алып келеди. 58а хәм 58б сүүретлерде изертленип атырған бетте дөңес орын менен ойыслық бар болған жағдайдағы жолақлардың түрлери көрсетилген. Пластинкалардың дәслепп бир тәрәпин, ал кейин екинши тәрәпин қысыў арқалы сынаның қабырғаларының орынларын өзгертиўге болады хәм усындай усылдың жәрдемінде барлық бағытлардағы беттиң сапасын изертлеўдиң мүмкиншилиги тўылады.



57-сүүрет. Бетлердиң сапасын тексерип көрий ушын арналған әсбап.



58-сүүрет. Дөңес (а) хәм ойыс (b) орын бар жағдайда пайда болған интерференциялық жолақлардың сыртқы түри.

Кескин түрдеги интерференциялық жолақлардың алыныўы ушын монохромат жақтылықты пайдаланыў керек. Оның ушын S жақтылық дереги сыпатында көзге көринетуғын областта аз сандағы кең спектраллық сызықларға ийе болған сынап доғасы

алынады (57-сүрет). Бұл спектраллық сызықтардың биринің жақтылығы фильтрдің жәрдемінде ажыратып алынады.

2. Толқын ұзындығының киши өзгерістерін өлшеу. Жоқарыда қарап өтілген бірдей қалыңдықтар жолақтары қандай да бір қатламның қалыңлығының жүдә киши өзгерісін өлшеу үшін да қолланылады. Егер, қандай да екі бет бір бири менен сынаны пайда ететұғын болса, онда шағылысқан жақтылықта бір бирине параллель болған түүрылар түріндегі теңдей қалыңдықтар жолақтары пайда болатұғынлығын биз көрдик. Жақтылы жолақ пайда болған орындағы жүрістер айырмасы

$$\Delta_1 = 2d_1n - \frac{1}{2}\lambda = k\lambda$$

шамасына тең болады. Егер бетлер арасындағы α мүйешін сақтап, бір бирине салыстырғанда жылжытуғын болса, онда сынаның берілген нөқатындағы сынаның қалыңлығы d_1 үлкейе баслайды хәм жүрістер айырмасы $k\lambda$ шамасына тең болмай қалады. Әлбетте, бундай жағдайда сынаның қабырғасына жақын болған нөқатта жүрістер айырмасы Δ_1 шамасына тең болады. Усының нәтижесінде жолақ сынаның қабырғасы тәрепке қарай жылысады. d қалыңлығының шамасы жүрістер айырмасы Δ ның мәнісі $(k+1)\lambda$ шамасына тең болатұғындай шамаға жеткенде, онда биз қарап атырған орында қайтадан жақтылы жолақ пайда болады. Бундай жағдайда мынадай теңлік орынланады:

$$\Delta_2 = 2d_2n - \frac{1}{2}\lambda = (k+1)\lambda.$$

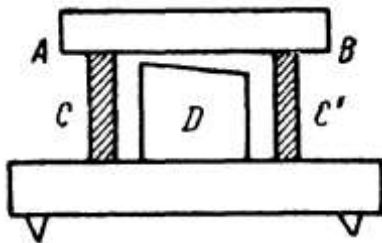
Соңғы екі теңліктен мынадай жағдайды көреміз: интерференциялық сүүрет бір жолаққа жылысқанда ұсы орындағы сынаның қалыңлығы

$$d_2 - d_1 = \frac{\lambda}{2n}.$$

Интерференциялық сүүрет n жолаққа жылысқанда, қалыңлықтың өзгерісі мынаған тең болады:

$$d_{n+1} - d_1 = n \frac{\lambda}{2n}.$$

Толқын ұзындығы λ ның мәнісі $5 \cdot 10^{-5}$ см шамасында болғанлықтан, интерференциялық жолақтың жылысуы бойынша қалыңлықтың 10^{-5} см ге өзгерісін өлшеу мүмкіншилик түүылады.



59-сүүрет.

Интерференциялық дилатометр.

Мысалы, ұсындай ұсылды өлшемлери үлкен болмаған үлгилер түріндегі қатты денелердің жыллылық кеңейіуі коэффициенттерін дәл өлшеуге болады. Оның ұшын 59-сүүретте көрсетілген интерференциялық дилатометр деп аталатұғын дүзиліс пайдаланылады. Әсбап әдетте әдеттегідей балқытылған кварцтан таярланған хәм жыллылық кеңейіу коэффициенті мұқиятлы түрде өлшенген CC' сақыйнасынан тұрады. Сақыйнаның үстінде тегіс бетлерге ийе шийше пластинка жатады. Сақыйнаның ишине астыңғы хәм үстіңгі бетлери жақсы полировкаланған изертленетұғын D денеси жайластырылады. D денеси оның жоқары бети менен шийше пластинканың AB бетинің арасында қаўаның сына тәрізлі жуқа қатламы пайда болатұғындай етип жайластырылады. Әсбапты жоқарыдан жақтыландырғанда теңдей қалыңдықтар

жолақтары пайда болады. Әстапты қыздырғанда D денеси менен CC' сақыйнасының жыллылық коэффициентлеринің хәр қыйлы болатуғынлығына байланысly қауа қатламының қалыңлығы өзгереди хәм ұсыған сәйкес интерференциялық жолақлар жылысады. Жолақлардың жылысыуы бойынша денелердің өлшемлеринің өзгерисин хәм соған сәйкес жыллылық кеңейиу коэффициентин есаплауға болады.

Интерференциялық ұсылды хәр қыйлы себеплерге байланысly (механикалық созыу, ийиу х.т.б.) ұзынлықлардың өзгерислерин өлшеу ұшын да пайдаланады. В.П.Линник микроинтерферометр деп аталатуғын полировкаланған бетлердеги тырналған орынлардың тереңлигин, басқа да дефектлерин өлшейтуғын арнаулы әсбапты конструкциялады.

§ 264. Интерферометрлер хәм олардың қолланылыуы. Интерферометрлер деп аталатуғын хәм көпшилик жағдайларда сынуу коэффициентлерин өлшеу ұшын қолланылатуғын бир қатар әсбаптарды қараймыз. Усындай типтеги әсбаптың ең әпиуайы түри схемасы 60-сүүретте көрсетилген Жамен интерферометри болып табылады. Интерферометр бирдей t қалыңлықтағы еки дана қалың тегис-параллель $ABB'A'$ хәм $CDD'C'$ пластинкаларынан тұрады. Нур жақтылықтың S дерегинен пластинканың AB қапталына түседи, бул қапталда жақтылықтың бир бөлими шағылысады, ал екнши бөлими сынып, артқы $A'B'$ қапталында шағылысады. Нәтийжеде 1 хәм 2 нурлары пайда болып, олардың бир бөлими екнши пластинканың CD қапталынан, ал екнши бөлими артқы $C'D'$ қапталында шағылысады. Бул шағылысыулардың салдарынан төрт дана $1'$, 1 , 2 хәм $2'$ нурлары пайда болады, олар бир бири менен бетлесип, интерференцияланады.

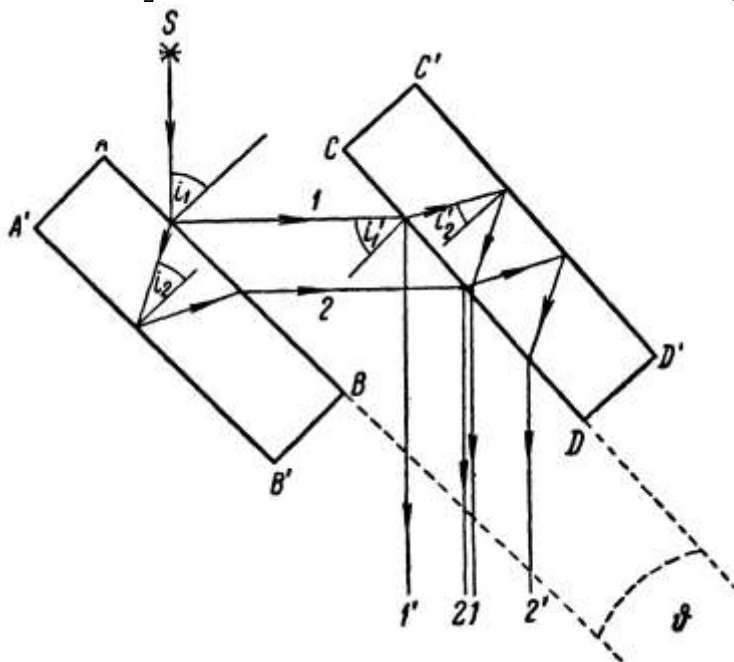
$ABB'A'$ пластинкасында шығылысқанда 2 хәм 1 нурларының арасында

$$\Delta_1 = 2tn \cos i_2 - \frac{1}{2} \lambda$$

шамасына тең Δ_1 жүрислер айырмасы пайда болады [262-параграфтағы (4)-формулаға қараңыз]. Бул теңликте i_2 - пластинканың $A'B'$ қапталына нурдың түсиу мүйеши хәм n - пластинка соғылған материалдың сындырыу коэффициенти. Нурлардың екнши пластинкада шағылысыуының нәтийжесинде 1 хәм 2 нурларының арасында мынадай жүрислер айырмасы пайда болады:

$$\Delta_2 = 2tn \cos i'_2 - \frac{1}{2} \lambda.$$

Бул теңликте i'_2 - екнши пластинканың $C'D'$ қапталына түсиу мүйеши.



60-сүүрет.
Жамен
интерферометринің
схемасы.

Еки пластинкада шағылысқаннан кейін нұрлардың арасында пайда болған жүрислер айырмасы Δ мынаған тең болады:

$$\Delta = \Delta_2 - \Delta_1 = 2tn(\cos i'_2 - \cos i_2). \quad (1)$$

Егер пластинкалардың екеуі де бір бирине қатаң түрде параллель болса, онда $i'_2 = i_2$ хәм $\Delta = 0$, яғный 1 хәм 2 нұрларының арасында хеш қандай жүрислер айырмасы пайда болмайды хәм олар бір бирін күшейтеди.

Егер пластинкалардың арасындағы ϑ мүйешинің шамасы нолге тең болмаса, онда 1 хәм 2 нұрлары ϑ мүйешинен және жақтылықтың АВ бетине түсіу мүйеши i_1 ден ғәрезли болған Δ жүрислер айырмасына ийе болады.

(1)-формуладан мынаған ийе боламыз:

$$\Delta = 4tn \sin \frac{i_2 + i'_2}{2} \sin \frac{i_2 - i'_2}{2}.$$

Пластинкалардың арасындағы мүйеш ϑ киши болғанда i'_2 пенен i_2 арасындағы айырма жүдә киши болады хәм соңғы формуладан жууық түрде мынаны аламыз:

$$\Delta = 4tn \sin i_2 \cdot \delta i_2. \quad (2)$$

Бұл формулада δi_2 арқалы $i_2 - i'_2$ айырмасы белгиленген.

δi_2 шамасын пластинкалардың арасындағы мүйеш ϑ менен былайынша байланыстырыуға болады. Мейли, i_1 менен i'_1 жақтылықтың $ABB'A$ хәм $CDD'C$ пластинкаларына түсіу мүйеши болсын. Бундай жағдайда $i'_1 = i_1 - \vartheta$. Сыныу нызамы бойынша мынаған ийе боламыз:

$$\begin{aligned} \sin i_1 &= n \sin i_2, \\ \sin i'_1 &= \sin(i_1 - \vartheta) = \sin i'_2. \end{aligned}$$

Бұл еки теңликти бір биринен ағзама-ағза алып

$$\sin i_1 - \sin(i_1 - \vartheta) = n(\sin i_2 - \sin i'_2).$$

ϑ мүйеши киши болғанда бұл теңликтен жууық түрдеги

$$\cos i_1 \cdot \vartheta = n \cos i_2 \cdot \delta i_2$$

теңлигин алыуға болады. Буннан

$$\delta i_2 = \frac{1}{n} \frac{\cos i_1}{\cos i_2} \cdot \vartheta \quad (3)$$

формуласына ийе боламыз. Егер

$$\frac{\cos i_1}{\cos i_2} = \frac{\sqrt{1 - \sin^2 i_1}}{\sqrt{1 - \sin^2 i_2}} = n \frac{\sqrt{1 - \sin^2 i_1}}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1}}$$

теңлигинің орынлы екенлигин аңғарсақ, соңғы δi_2 ұшын жазылған аңлатпаны түрлендириуға болады: $\cos i_1 / \cos i_2$ қатнасы ұшын алынған мәнисти (3)-формулаға қойып

$$\delta i_2 = \frac{\sqrt{1 - \sin^2 i_1}}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1}} \cdot \vartheta \quad (4)$$

формуласын табамыз.

Әдетте интерферометрдеги түсіу мүйеши $i_1 = 45^\circ$ хәм шийшениң сындырыу коэффициенті 1,55 ке жақын. i_1 менен n ниң ұсындай санлы мәнислери ұшын жууық түрде

$$\delta i_2 = \frac{1}{2} \vartheta \quad (4a)$$

мәнисі сәйкес келеди. δi_2 ниң табылған мәнисин (2)-формулаға қойсақ, онда нұрлардың арасындағы Δ жүрислер айырмасы ұшын мынадай жууық аңлатпаны аламыз:

$$\Delta = tn \sin i_2 \cdot \vartheta. \quad (5)$$

Интерферометрдің биринши пластинкасын монохромат жақтылықтың параллель дәстеси менен жақтыландырғанда нұрлардың қәлеген жұбы ұшын бирдей жүрислер айырмасы пайда болады. Нұрлар еки пластинкада да шағылысқаннан кейін бир текли жақтыландырылған майдан пайда болады хәм оның жарқынлығы Δ ның мәнисинен

ғарезли болады. Егер жүрислер айырмасы Δ пүтин сан еселенген толқын ұзындығына тең болса максималлық жарықтық, ал жүрислер айырмасы Δ ның шамасы тақ сан еселенген $\lambda/2$ шамасына тең болғанда минималлық жарықтық алынады. Егер биринши пластинкағы тарқалатуғын дәсте келип түссе, онда бұл нұрлардың хәр қыйлы жұпларына i_2 мүйешиниң хәр қыйлы мәнислери хәм (5)-формула бойынша хәр қыйлы Δ лар сәйкес келеди. Нәтийжеде интерференциялық жолақлардың системасы пайда болады, олардың хәр қайсысы i_2 мүйешиниң белгили мәнисине сәйкес келеди, яғный теңдей қыялықлар жолақлары болып табылады.

Жамен интерферометриниң пластинкаларын олардың арасындағы 1 хәм 2 нұрларының кең түрде ажыралғанлығын тәмийинлеу үшін қалың етип ислеиди. Усының салдарынан дәстелериниң бирине қандай да бир сындырыушы заттың қатламын жайластырыуға хәм бұл жағдай дәстелердиң арасына қосымша Δ' жүрислер айырмасын пайда етиуге мүмкиншилик береди. Мейли, мысалы, дәстелердиң бирине қалыңлығы l хәм сындырыу коэффициенти n_2 болған заттың қатламы жайластырылған болсын. Бундай жағдайда мынадай қосымша жүрислер айырмасы пайда болады:

$$\Delta' = l(n_2 - n_1). \quad (6)$$

Бұл теңликте n_1 арқалы хаўаның сындырыу коэффициенти белгиленген. Егер усы Δ' жүрислер айырмасы үшін $\Delta' = k\lambda$ теңлиги орынланатуғын болса, онда барлық интерференциялық сүүрет k жолаққа жылысады. Демек k шамасының бөлшек болыуы да мүмкин. k ны анықлап хәм пластинканың қалыңлығы l ди билип, (6)-теңлик бойынша сындырыу коэффициентлериниң айырмасы $n_2 - n_1$ ди анықлауға болады. Бұл усыл сындырыу коэффициентлериниң жүдә киши болған айырмаларын анықлауға мүмкиншилик береди. Мысалы, интерференциялық сүүрет 1/5 жолаққа жылысқан жағдайда $l = 10$ см хәм $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см болған жағдайда мынаған ийе боламыз:

$$n_2 - n_1 = \frac{k\lambda}{l} = \frac{5 \cdot 10^{-5}}{5 \cdot 10} = 10^{-6}.$$

Интерферометрдиң жоқары сезгирликке ийе болыуына байланысly оны 1 ден азмаз айырмаға ийе болған газлердиң сындырыу коэффициентлерин өлшеу үшін пайдаланады. Оның үшін интерферометрдиң еки дәстесине еки тәрeпи де бирдей тегис-параллель айна менен жабылған бирдей кюветаларды жайластырады. Кюветалардың бири изертленетуғын газ бенен толтырылады, ал екіншисиндеги хаўа сорып алынады. Бундай жағдайда (6)-формуладағы n_1 ди 1 ге тең есаплау керек, ал биз изертлеп атырған газдиң сындырыу коэффициенти n_2 үшін мынаны аламыз:

$$n_2 = \frac{\Delta'}{l}.$$

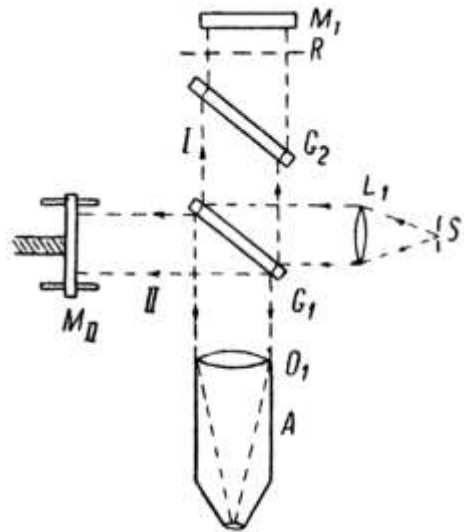
Бұл теңликте l арқалы кюветаның ұзындығы белгиленген.

Екинши интерферометр сыпатында *Майкельсон интерферометрин* қараймыз.

Бұл әсбапта S дерегинен шыққан жақтылықтың G_1 ярым мөлдир айнасында шағылысуының салдарынан пайда болатуғын I хәм II дәслелери интерференцияланады (61-сүүрет). I дәстеси нормал бағытта тегис, қозғалмайтуғын M_I айнасына келип түседи хәм кери бағытта шығылысады хәм ярым мөлдир айна арқалы өтип A көриу трубасына келип түседи. II дәстеси нормал бағытта M_{II} айнасына келип түседи. Жылыстырыушылар менен винттиң жәрдемінде бұл айнаны өзине параллель қалған халда дәстениң бағытында жылыстырыуға болады. M_{II} айнасында хәм оннан кейин ярым мөлдир G_1 айнасында шағылысып, бұл дәсте де A көриу трубасына келип түседи. II дәстеси G_1 пластинкасы арқалы үш рет, ал I дәстеси болса бир рет өтеди (ярым гүмисленген айнада гүмисленген қапталды S дереги тәрeпинде деп есаплаймыз). Усыған байланысly дәстелердиң арасында пайда болған жүрислер айырмасын компенсациялау үшін I дәстесиниң жолына

қалыңлығы G_1 пластинкасының қалыңлығындай екінші тегис-параллель хәм мөлдір болған G пластинкасын жайластырамыз.

61-сүүрет.
Майкельсон интерферометриниң схемасы.



Егер R арқалы G_1 айнасындағы M_{II} айнасының сүүретин белгилесек, онда A көріу трубасында жақтылықтың R хәм M_I тегисликлерінде шашырауының себебинен интерференциялық сүүрет пайда болады. Сонлықтан бақланатуғын сүүрет мөлдір пластинкадағы жақтылықтың шағылысуында пайда болған сүүретке сәйкес келеди (262-параграф). Егер R хәм M_I тегисликлери бир бирине қатаң түрде параллель болса, онда интерферометрде сақыйналар түрине ийе болатуғын теңдей қыялықтар жолақлары пайда болады I хәм II дәслериниң арасындағы жүрислер айырмасы $\Delta = 2t \cos \varphi$ ге тең, бул теңликте t арқалы R хәм M_I тегисликлериниң арасындағы қашықтық белгиленген, ал φ болса M_I тегислигине түсіу мүйеши. Жақтылы жолақлар φ диң $2t \cos \varphi = k\lambda$ (k - пүтин сан) шәртин қанаатландыратуғын мәнислеринде пайда болады. Егер R хәм M_I тегисликлери бир бирине сүйир мүйеш жасайтуғындай болып жайласқан болса, онда олардың тәсири сынаның тәсирине сәйкес келеди хәм интерферометрде сынаның қабырғасына параллель болған түүры жолақлар түриндеги теңдей қалыңдықтар жолақлары пайда болады.

Линзалардың (объективлердиң) бетлерин изертлеуді Майкельсон интерферометри типиндеги интерферометрлердиң жәрдемінде өткеріуге болады. Оның ушын изертленетуғын объектив интерферометрдиң шақаларының бирине жайластырылады хәм тегис айна объективтиң фокусы F ке сәйкес келетуғын дөңес айна менен алмастырылады. Бундай жағдайда нурлардың параллель дәстеси объектив арқалы өтип хәм дөңес айнада шығылысып, объектив арқалы екінши рет өтеди хәм қайтадан параллель дәстеге айланады. Егер объективте аберрациялар болмаса, онда интерферометрдиң еки шақасының дәстелери бир бири менен қосылып, бир текли жақтыландырылған майданды пайда етеди. Аберрациялар бар болған жағдайларда объектив қосымша жүрислер айырмасын беретуғын орынларда қараңғы сақыйналар көринеди. Бул ұсыл тек объективтиң линзаларының талап етилетуғын формаға сәйкес келмеуін ғана емес, ал шийшедеги бир текли болмаған орынларды табыуға мүмкиншилик береді.

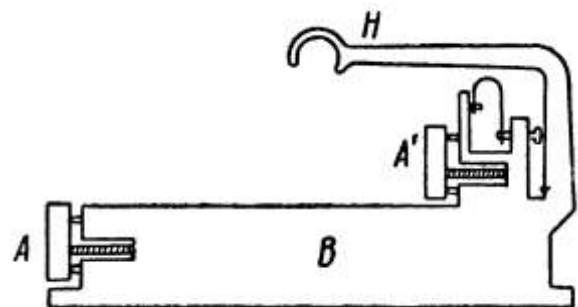
Объективлерди тап ұсындай сынып көріуді В.П.Линник ұсылының (261-параграф) жәрдемінде еки толқын фронтының интерференциясын жүзеге келтириу жолы менен әмелге асырууға болады. Оның ушын жақтылықтың S дереги менен тесиги бар S' пластинкасының арасына (46-сүүрет) сынап көрилетуғын L линзасын жайластырады. Ноқатлық S' дерегиниң қасында пайда болған толқын фронты дурыс сфера формасына ийе, ал аберрациялар бар болған жағдайда L линзасы тәрөпинен пайда етилген толқын фронты майысқан болады. Толқын фронтының бундай майысуларын пайда болған интерференциялық жолақлардың түри бойынша анықлауға болады.

§ 265. Интерференциялық метрология. Илим менен техниканың раўажланыўы метрологияның алдына оғада жоқары болған дәлликтеги өлшеўлерди өткерий мәселесин қойды. Деталларды бир бири менен алмастырыў әҳмийетли болған көп санлы сериялық өндиристе өнимлердиң өлшемлериниң микронларға шекемги шамаларда бирдей болыўы талап етиледі. Бул, өз гезегинде, физикалық шамалардың, солардың ишинде, мысалы, ұзынлықтың дәл эталонын дөретиў мәселесин қояды.

"Абсолют" деп аталатуғын бирликлердиң *CGS*-системасын дүзгенде ўақыттың өтиўи менен өзгермейтуғын хәм жоғалыўы мүмкин болмаған ұзынлықтың "тәбийий" бирлигин сайлап алыўға тырысты. Усындай эталон ушын Жер меридианының ұзынлығының белгили болған үлесин алыў ұсынылды. Бирақ, әмелде қолланыў мүмкин болған эталонлық ұзынлықларды Жердиң меридианының ұзынлығы менен салыстырыў жүдә қыйын мәселе болып табылады хәм бул мәселени зәрүрли болған дәлликте шешиўдиң мүмкиншилиги жоқ. Сонлықтан, буннан кейин ең биринши эталон сыпатында Өлшемлер менен салмақлардың Халық аралық бюросында сақланып тұрған иридий менен платинаның қуймасынан соғылған сызғыштың штрихларының арасындағы қашықтықты алыў қабыл етилди. Бул сызғыш метрдиң биринши эталоны болып табылады. Усы биринши эталон менен бир қатарда метрдиң 32 эталоны таярланған хәм олар хәр қыйлы еллерге тарқатылған. СССР да ұсындай эталонлардың екеўи - 11- хәм 28-санлы эталонлар сақланып тұр. Ыақыттың өтиўи менен бул эталонлардың арасында шамасы 0,7 мкм ге тең болған айырма табылды. Бундай айырманың пайда болыўының себеби платинаның иридий менен қуймасының структурасының әстелик пенен өзгериўиниң салдарынан пайда болған болса керек. Әлбетте, қатты эталон-сызғыштың ҳеш қайсысының ұсындай өзгериске ушырамайтуғынлығына ҳеш ким кепиллик бере алмайтуғын болғанлықтан ұзынлықтың жаңа эталонын сайлап алыў мәселесин қойыў мақсетке муўапық келеди. Жаңа эталон сыпатында белгили шараятларда қоздырылатуғын қандай да бир спектраллық сызықтың толқын ұзынлығын қабыл етиўге болады. Жақтылық толқынының ұзынлығы тек тийкарғы физикалық нызамлар бойынша анықланады хәм, ұсы жағдайға байланыслы, ұсы ямаса басқа қәлеген материалдың тосыннан ийе болатуғын қәсийетинен ғәрезли емес. Ең ақырында, жақтылықтың толқын ұзынлығының жүдә киши екенлигине қарамастан оның әмелий жақтан қолайлы екенлигин атап өтемиз. Интерференциялық ұсыллар жүдә жоқары дәлликлерде жақтылықтың толқын ұзынлығы менен үлкен ұзынлықларды (метрдиң әтирапындағы) ямаса оларды бир бири менен салыстырыўға мүмкиншилик береді.

Солай етип, интерференциялық метрология деп аталатуғын метрологияның жаңа бөлими пайда болды. Ол ұзынлықларды дәл өлшеў хәм салыстырыў ушын жақтылықтың интерференциясын пайдаланады.

62-сүўрет.
Узынлықтың эталоны.

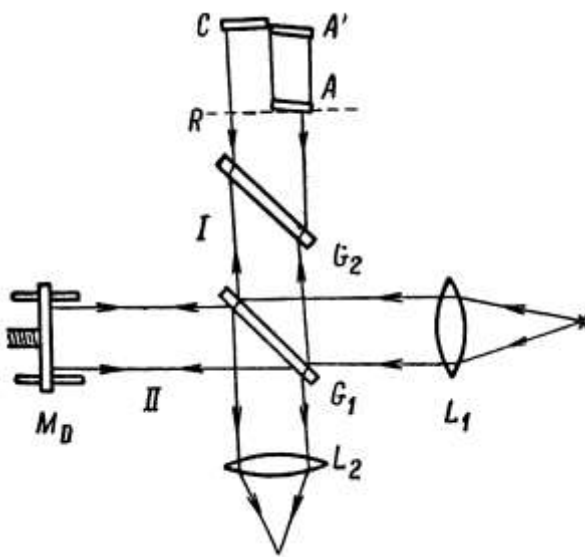


Жақтылық толқынының ұзынлығы менен нормаль метрдиң ұзынлығын биринши рет Майкельсон 1890-1895 жыллары салыстырыўды орынлады. Нормаль метрдиң ұзынлығы кадмийдиң қызыл сызығының ұзынлығы менен салыстырылды. Кадмийдиң қызыл сызығы оның кескин екенлигине байланыслы сайлап алынды. Салыстырыў Майкельсон

интерферометринің жәрдеминде әмелге асырылды. Усылдың идеясы интерферометрдің айнасын эталонның ұзындығына тең аралыққа жылыстырғандағы теңдей қыялықтар жолақтары интерференциялық сызықтарының жылысқан сақыйналарын санаудан ибарат. Эталонның ұзындығы 0,39 мм етип алынды, себеби үлкен ұзындықтарда сақыйналардың санын санағанда қәтелик жиберіу мүмкин.

Ұзынлық эталонның сыртқы түрі 62-сүўретте келтирилген.

Үлкен массаға ийе болған металл призма В еки A хәм A' айнасына ийе. Оларды бир бирине параллель етип жайластырыу мүмкиншилиги пайда етилген. H тутқасы эталонды жылыстырыу үшін хызмет етеди. Шашыратыушы A хәм A' айналарының арасындағы қашықлық эталонның ұзындығын анықлайды.



63-сүўрет.

Жақтылықтың толқын ұзындығы менен эталонның ұзындығын салыстырып көриу үшін өткерилген тәжирийбенің схемасы.

Интерферометрге AA' эталонны қозғалмайтуғын айнаның орнына жайластырылады; оның менен бир қатарда тегис C айнасы жайластырылады (63-сүўрет). Интерферометрди қандай жақтылық пенен жақтыландырыуға байланысly болған бизиң қәлеўимизге сәйкес ақ жақтылық пенен ямаса кадмий сызығының қызыл жақтысы менен жақтыландырыуға болады. C айнасының бети R тегислигине қатаң түрде параллель етип жайластырылады. Ал, жоқарыда айтылып өтилгениндей R тегислиги болса ярым гүмисленген пластинканың жәрдеминде алынған қозғалмайтуғын M_{II} айнасының сүўрети болып табылады. A хәм A' эталонның айналары (олар бир бирине параллель) R тегислигине үлкен болмаған мүйеш пенен, ал ең дәслеп A айнасы R тегислигин вертикал сызық пенен кесип өтетуғындай етип жайластырылады.

R тегислиги M_{II} айнасының сүўрети болғанлықтан, пайда болатуғын интерференциялық сүўреттиң түрин анықлау үшін I хәм II дәстелердің арасындағы жүрислер айырмасын қараудың орнына берилген айна (A , A' ямаса C) менен R "айнасының" арасындағы жүрислер айырмасын қарайды.

R тегислигинің жоқарыда көрсетилген жайласыуында A эталонны болған айна менен R тегислигинің арасындағы жүрислер айырмасының бар болыуының салдарынан пайда болған теңдей қалыңлықтардың интерференциялық жолақтарын ямаса кадмий сызықтарының жақтылығында R тегислигине параллель болған C айнасынан алынатуғын теңдей қыялықтар жолақтары алынады. Дәслеп әсбап ақ жақтылық пенен жақтыландырылады хәм теңдей қалыңлықтар жолақтары алынады. Олардың арасында ноллик жолақтың бар болыуы R тегислигинің A айнасын ҳақыйқатында да кесип өтетуғынын билдиреди. M_{II} айнасын азмаз жылыстырғанда ұсы кесилисиудің A

айнасының ортасында жүзеге келиуіне жетісіуіге болады. Буннан кейин әстеп кадмийдің қызыл сызығы менен жақтыландырылады хәм теңдей қыялықлар жолақлары бақланады. Бул сақыйналарды бақлап, интерферометрдің қозғалатуғын M_{II} айнасы R тегислиги A эталоны айнасынан оның екінши A' айнасы бағытына қарай жылыстырылады. Бундай жағдайда сақыйналар орайға қарай тартылады хәм сол жерде жоғалады. Жоғалатуғын хәр бир сақыйнаға R тегислигинің $\lambda/2$ қашықлығына жылысыуы сәйкес келеди. Жоғалатуғын сақыйналардың саны саналады хәм R тегислиги A' эталоны екінши айнасын кесип өткенше жылыстырыуды дауам етеди. Бул жағдай ақ жақтылықта бақланатуғын теңдей қалыңлықлар интерференциялық жолақлары бойынша табылады (R тегислиги менен A айнасының кесилисіуі табылған жағдайдағыдай). Солай етип, R тегислигинің эталон A хәм A' тегислигинің арасындағы қашықлыққа тең аралыққа жылысқанлығы анықланады. Жылжып келетуғын сақыйналардың саны ұсы қашықлықтың ишинде жайласатуғын кадмийдің қызыл сызығының толқын ұзынлығының санын береді.

Өлшеулер R тегислигин ұзынлығы 0,39 мм болған эталонның A айнасынан A' айнасына шекем жылыстырғанда орайға 1212,35 сақыйнаның тартылып келетуғынлығын көрсетеди. Буннан бул эталонның ұзынлығының

$$l_1 = \frac{1212,35}{2} \lambda_{Cd}$$

шамасына тең екенлиги келип шығады. Бул теңлікте λ_{Cd} арқалы кадмийдің қызыл сызығының толқын ұзынлығы белгиленген.

Жұмыстың екінши бөлими эталонның ұзынлығы 0,39 мм ди бир биринен жууық түрде еки есе үлкен етип соғылған буннан кейинги эталонлар менен салыстырыудан ибарат. Эталонлардың ұзынлығы интерферометриялық жоллар менен де салыстырылды. Ең үлкен эталонның ұзынлығы 10 см ге тең болды. Бул шама нормаль метрдің ұзынлығы менен оның меншикли ұзынлығына тең болған шамадан он есе үлкен болған жылысыудың ұзынлығы менен салыстырылды. Усындай ұсылдың жәрдемінде Майкельсон нормаль метрдің ұзынлығына қызыл кадмий сызығының 1 553 163,5 толқын ұзынлығының жайласатуғынлығын тапты. Буннан бул сызықтың толқын ұзынлығы үшін $\lambda_{Cd} = 6438,4722 \cdot 10^{-10}$ м шамасы алынған.

Бир қанша ўақыттан кейин жақтылық толқынының ұзынлығы менен нормаль метрдің ұзынлығы Фабри хәм Пероның эталонында пайда болатуғын кескин түрде көринетуғын интерференциялық сақыйналарды пайдаланыў жолы менен де өткерилди (272-параграф). Кадмийдің қызыл сызығының толқын ұзынлығы үшін $\lambda_{Cd} = 6438,6496 \cdot 10^{-10}$ м шамасы алынды. Бул мәнис пенен Майкельсон өткерген өлшеулердің арасындағы әдеуір айырма авторлардың екеуінің де қәтеликлери менен байланыссы емес, ал соңғы санның 15°C температурадағы 760 мм сынап бағынысының басымындай басымдағы ҳаўаға тийисли екенлиги менен жүзеге келген. Сол ўақытлары Майкельсон ҳаўаның ығаллығына байланыссы болған дүзетийди киргизбеген. Егер жақтылықтың толқын ұзынлығын бослыққа жатқаратуғын болсақ, онда нормаль метрдің ұзынлығында кадмийдің қызыл сызығының 1 552 734,8 толқын ұзынлығы жайласады.

Нормаль метрди жақтылық толқынының толқын ұзынлығы менен салыстырыудың мүмкиншилиги нормаль метрдің эталонлары ҳаққындағы мәселени басқаша қойыўға алып келди. Нормаль метрдің шамасы бул параграфтың басында көрсетилген эталонында иридийлик платинадан соғылған сызғыштағы *штрихлардың арасындағы қашықлық* пенен салыстырылды. Бундай эталонды *штрихлы эталон* деп атайды. Хәзирги заман көз-қараслары бойынша қарағанда штрихлы эталонның кемшилиги айқын көринип тур. Интерферометрлик ұсыллардың жәрдемінде жақтылықтың толқын ұзынлығын тек шашыратыушы айналық бетлердің арасындағы қашықлық пенен салыстырыўға болады. Бундай жағдайда айналық бетлердің арасындағы қашықлық толқын ұзынлығының киши бөлими дәлигинде анықланады. Ал сызғыштағы штрихлар болса әдеуір

турпайы: олардың кеңлиги бир неше микронға тең. Сонлықтан өткерилген барлық өлшеулерде ең үлкен қәтелик жұмыстың ең соңғы этапында, атап айтқанда аралықлық эталонлардың биринің ұзынлығын нормаль метрдің ұзынлығы менен салыстырыўда жибериледи.

Еки ушының бетлери тегислиги толқын ұзынлығының үлесине шекемги дәлликте полировкаланған хәм бир бирине параллель етип исленген металл стержень түриндеги өлшем бир қанша жетилискен болады. Усындай өлшемнің ұзынлығы сыпатында оның қаптал бетлеринің арасындағы қашықлық алынады.

Хәзирги ўақытлары көп санлы спектраллық сызықлардың ұзынлығының жоқары дәрежедеги дәлликте белгили болғанлығы ушын өлшеулер әдеўир жеңиллескен. Бул берилген ұзынлықтың ишинде жайласқан толқын ұзынлықларын санап отырыўдан қутқарады. Мысалы, Фабри хәм Перо эталонның ұзынлығы (оның айналарының арасындағы қашықлық) хәр қыйлы спектраллық сызықларға сәйкес келиўши сақыйналардың бир бирине сәйкес келиўи бойынша толқын ұзынлығы менен салыстырылыўы мүмкин. Әпиўайылық ушын толқын ұзынлықлары λ хәм λ' болған толқын ұзынлықларына ийе еки сызықтан алынған теңдей қыялықлар сақыйналары эталонның еки сызық та эталонның орайында жақтылы дақты береді деп көз алдымызға елеслетейик. Бундай жағдайда мынадай қатнастарға ийе боламыз:

$$2t = k\lambda, 2t = k'\lambda'. \quad (1)$$

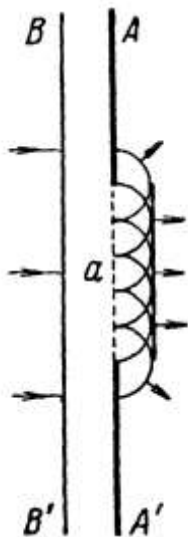
Бул теңликлерде k пенен k' лар пүтин санлар болып табылады. Егер t , k пенен k' шамалары алдын ала жеткиликли дәлликте белгили болған болса, онда (1)-теңликти қанаатландыратуғын k менен k' шамаларын бир мәнисли сайлап алыў қыйыншылықты пайда етпейди. Пүтин k санының мәнисин анықлап, биз эталонның ұзынлығы t ны λ толқын ұзынлығында аңғартамыз. Егер қандай да бир себеплерге байланысly пүтин сан исенимли түрде анықланбаған болса, онда үшінши сызықтан пайдаланыў керек болады. Бул ұсылды қаптал бетлеринің арасындағы қашықлықтың өлшемлерин салыстырыў ушын да қолайластырыўға болады.

Сәйкес келиўлер ұсылы нормаль метрдің ұзынлығы менен жақтылық толқынының толқын ұзынлығын салыстырыў жұмысларын әдеўир әпиўайыластырыўға алып келеди. Бизде (СССР да) М.Ф.Романованың басышылығындағы хызметкерлердің бир топары тек бир аралықлық эталонның жәрдемінде еки қаптал бетлер өлшемин қадмийдің қызыл сызығының толқын ұзынлығы менен салыстырыў жұмысы орынланды. Бул аралықлық эталон трубка тәризли Фабри хәм Перо эталоны болып табылады: ол метал трубадан ибарат болып, оған еки ушында оптикалық контактта ярым гүмисленген айналар бекитилген. Эталоннан ҳаўаны сорып алыў мүмкиншилиги жаратылған. Оның ұзынлығы 111,6 мм шемасына тең. Бул эталонның ұзынлығы кадмийдің сызығының толқын ұзынлығы менен сәйкес келиўлер ұсылы менен салыстырылған. Бундай тәжирийбеде екинши сызық сыпатында $\lambda = 5085,82 \cdot 10^{-10}$ м болған кадмийдің жасыл сызығы хәм қадағалаў ушын криптонның үш сызығы пайдаланылған. Екинши, трубка тәризли эталон бириншисинен 9 есе ұзын болған. Бундай эталонды соғыўдың дәллиги соншама жоқары болып, екинши эталонның ұзынлығы биринши эталонның тоғыз еселенген ұзынлығынан барлығы болып 0,5 мкм шамасына айырмаға ийе болған. Бул жағдай ақ жақтылық дәстеси еки эталон арқалы избе-из өткенде пайда болатуғын интерференциялық жолақларды бақлаўға мүмкиншилик берген. Жолақлар киши эталондағы нурдың тоғыз рет шағылысыўының хәм үлкен эталондағы бир рет шағылысыўының салдарынан пайда болған. Бул жолақлардың пайда болыўы эталонлардың ұзынлықларын салыстырыўға мүмкиншилик береді.

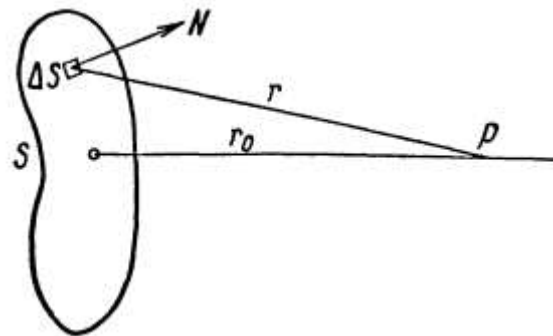
Үлкен эталонның ұзынлығы метрден азмаз киши болған. Еки ушын полировкаланған өлшем ұсы эталонның ишинде жайластырылған. Өлшемнің ушлары менен эталонның айналарының арасында жуқа аралықлар қалған болып, олар сәйкес келиўлер ұсылының жәрдемінде қайтадан өлшенген. Буннан кадмийдің қызыл жақтылығының толқын ұзынлығындағы еки ушы полировкаланған өлшемнің ұзынлығын тапқан

§ 266. Гюйгенс-Френель принципи. Қәлеген толқынның тарқалыўы ушын тән болған нәрсе оның тосқынлықларды айланып өте алыў (дифракцияны бериў) қәбилетлиги болып табылады. Бирақ, айланып өтиў масштабы тосқынлықтың өлшеминің толқын ұзынлығына қатнасынан ғәрезли болады. Мысалы, сұйдың бетинде тарқалатуғын ири толқынлар толығы менен айланады, ал киши толқынлар болса айқын түрдеги "саяны" пайда етеди.

Гюйгенс принципі бұнан бұрынғы толқын фронтының хәр бир нокатында пайда болған элементар толқынларды өзіннің ишине қамтып алатуғын бетті құрыу жолы менен фронттың жаңа аўхалын құрыуға мүмкиншилик береді. Усындай етип құрылған толқын фронты тосқынлықтар арқалы өткенде толқынның бұрылыуын түсіндіре алады (I томдағы 107-параграфта айтылғанлар менен салыстырыңыз). 64-сүўrette a саңлағы бар AA' тосқынлығына келип түсетуғын тегис BB' толқыны көрсетілген. Бұл толқынның фронтының бир бөлими a саңлағына жетип келеді, усының салдарынан саңлақтың хәр бир нокаты элементар ярым сфералық толқынлардың дерегине айналады. Бұл элементар толқынларды қоршап алатуғын бет саңлақтың орта бөлиминде тегис болады хәм оның шетлеринде майысады. Усы жағдайға байланысly нурлар да (толқынлық бетлерге нормаллар) саңлақтың шетлерине ийиледи - дифракцияға ушырайды. Бирақ, Гюйгенс принципі тәрәпинен берилетуғын тәрийиплеу пүткиллей толық емес: ол хәр қыйлы бағытларда тарқалатуғын тербелислердің амплитудаларын табыуға мүмкиншилик бермейді. Тербелислердің амплитудалары амплитуданың квадраты бойынша анықланатуғын болғанлықтан айланып өтетуғын толқынлардың интенсивлиги белгисиз болып қалады. Гюйгенс принципіннің бұл кемшилиги Френель тәрәпинен усынылған есаплау усылының жәрдемінде сапластырылады. Бұл усыл тербелистің амплитудасы менен фазасын есапқа алатуғын толқынлық процесс ҳаққындағы тереңирек көз-қарасқа тийкарланған.



64-сүўрет. Тегис толқынның AA' тосқынлығындағы a саңлағы арқалы өткендеги дифракциясы.



65-сүўрет. P нокатындағы тербелислер S бетинің элементлеринен жетип келетуғын тербелислерді қосыу жолы менен табылады.

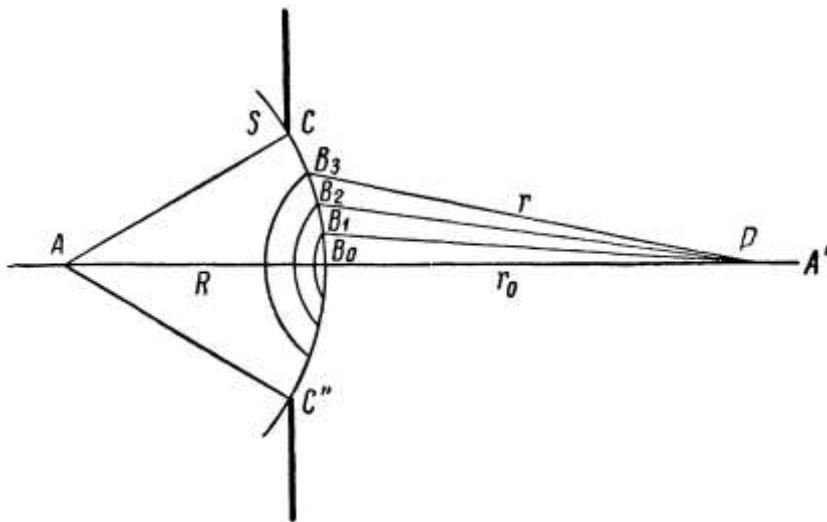
Мейли, S бети (65-сүўрет) ўақыттың базы бир моментиндеги толқын фронтының орнын көрсететуғын болсын. Фронттың алдында r_0 қашықлығында жайласқан P нокатындағы тербелислерді анықлау ушын Френель бойынша P нокатына S бетинің барлық элементлеринен жетип келген барлық тербелислерді анықлау хәм бұнан кейин олардың амплитудалары менен фазаларын есапқа алған ҳалда қосыу керек. P нокатына беттің ΔS элементинен жетип келетуғын тербелислердің амплитудалары бұл элементтің өлшеміне, r қашықлығынан хәм усы r бағыты менен бетке түсірилген нормаль N ниң арасындағы мүйештен ғәрезли болады. Тербелислердің фазасы толқын жүрип өткен жолдың ұзынлығы r ден ғәрезли. Усындай элементар тербелислерді суммалау интеграллық есаптың мәселеси болып табылады хәм, улыўма айтқанда, жүдә қурамалы болыуы мүмкин. Бирақ, Френелдің көрсетиуі бойынша әпиўайы жағдайларда

интеграллауды әпиұайы арифметикалық ямаса графикалық қосыў менен алмастырыўға болады екен.

Жақтылықтың дөңгелек тесик арқалы өтиўин қараймыз. Мейли, A арқалы жақтылықтың ноқатлық дерегин (66-сүўрет), $C'C''$ арқалы A дан R қашықлығында жайласқан мөлдир емес экрандағы дөңгелек тесик белгиленген болсын. Бұл тесик A дерегинен шыққан сфералық толқынның тек бир бөлегин ғана өткереди. Усы толқынның $C'C''$ тесигиниң орайы арқалы өтетұғын AA' түүрысының бойындағы тесиктен r_0 қашықлығында жатқан P ноқатындағы тәсирин анықлаймыз. Оның ушын толқынлық S бетин сақыйна тәризли зоналарға бөлемиз (Френель зоналары). Усындай жоллар менен қурылған қоңсылас зоналардың сәйкес шетлеринен P ноқатына шекемги қашықлық толқын ұзынлығының ярымына тең болыўы керек:

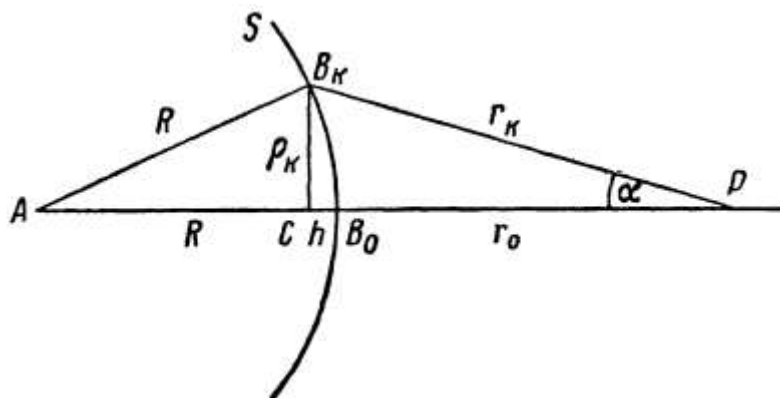
$$B_1P - B_0P = B_2P - B_1P = B_3P - B_2P = \dots = \lambda/2. \quad (1)$$

Бундай жағдайда, P ноқатына жетип келетуғын тербелислер $\lambda/2$ шамасына тең жүрислер айырмасына ийе болады, яғный P ноқатына қарама-қарсы фазаларда келеди.



66-сүўрет.
Сақыйна тәризли
зоналарды қурыў.

Айырым зонадан келген тербелислердиң амплитудасы зонаның майданына, зонадан P ноқатына шекемги шекемги қашықлық r ден ҳәм r менен зонаның бетине түсирилген нормалдың арасындағы мүйештен ғәрезли болады. Ең дәслепп зоналардың майданының шама менен бирдей екенлигин көремиз.



67-сүўрет.
Сақыйна тәризли
зоналардың өлшемлерин
есаплаўға.

k -зонаның радиусын ρ_k арқалы белгилеймиз. 67-сүўреттен мынаған ийе боламыз:

$$\rho_k^2 = R^2 - (R - h)^2 = r_k^2 - (r_0 + h)^2. \quad (1a)$$

Буннан

$$h = \frac{r_k^2 - r_0^2}{2(R + r_0)} \quad (2)$$

формуласына ийе боламыз.

Бирақ, (1)-аңлатпа бойынша k -зонаға шекемгі r_k қашықтық r_0 ден $k \frac{\lambda}{2}$ шамасына үлкен:

$$r_k = r_0 + k \frac{\lambda}{2}$$

хәм буннан

$$r_k^2 - r_0^2 = kr_0\lambda + k^2 \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2.$$

Толқын ұзынлығы λ ниң мәнісі r_0 ден әдеүйір киши деп есаплап, жууық түрде мынадай теңликке ийе боламыз:

$$r_k^2 - r_0^2 = kr_0\lambda. \quad (3)$$

Буннан кейін (2)-теңлик мынадай түрге ийе болады:

$$h = k \frac{r_0}{R + r_0} \cdot \frac{\lambda}{2}. \quad (2a)$$

Радиусы ρ_k болған сфералық сегменттің бетиниң майданы

$$\Delta S_k = 2\pi R h$$

шамасына тең. Бұл теңликке h тың орнына оның (2a) теңлик бойынша анықланған шамасын қойып

$$\Delta S_k = k \frac{2\pi R r_0}{R + r_0} \cdot \frac{\lambda}{2}$$

формуласын аламыз.

Бұл сегменттің шеклерінде k дана сақыйна тәрізлі зона болады. Буннан бир зонаның майданы ΔS бұл сегмент пенен $k - 1$ дана зонаны өзиниң ишине алатуғын сегменттің майданының айырмасына тең:

$$\Delta S = \Delta S_k - \Delta S_{k-1} = k \frac{2\pi R r_0}{R + r_0} \cdot \frac{\lambda}{2} - (k - 1) \frac{2\pi R r_0}{R + r_0} \cdot \frac{\lambda}{2}.$$

Буннан

$$\Delta S = \frac{\pi R r_0}{R + r_0} \cdot \lambda$$

аңлатпасын аламыз.

Солай етип, жоқарыда келтирилген жууықлауда зонаның майданы оның номери k дан ғәрезлі болмайды, яғный барлық зоналардың майданлары шама менен бирдей. Демек, айырым зоналардан P ноқатына шекем жетип келетуғын тербеліслердің амплитудалары тек r_k қашықтығынан хәм r_k ның бағыты менен зонаның бетине түсірилген нормалдың арасындағы мүйештен ғәрезлі болады екен. Зонаның номери k ның өсіуі менен r_k да, қыялық мүйеши де өседі. Сонлықтан айырым зоналардан келип жететуғын тербеліслердің амплитудалары a_k ның мәнісі зонаның номери k ның өсіуі менен монотонлы түрде кемейеді:

$$a_1 > a_2 > a_3 > a_4 > \dots > a_k > a_{k+1} > \dots$$

P ноқатына қоңсылас еки зонадан жетип келетуғын тербеліслердің фазалары қарама-қарсы болғанлықтан, k дана зонаның тәсирінде пайда болатуғын тербелістің амплитудасы A_k мынаған тең болады:

$$A_k = a_1 - a_2 + a_3 - a_4 + a_5 - \dots \pm a_k. \quad (4)$$

Бұл теңликте соңғы ағзаның белгиси тақ k да оң хәм жуп k да терис болады. Көринип тұрғанындай, P бақлау ноқатында қосынды тербелістің амплитудасы A_k үлкен емес; зоналардың саны так болғанда зоналардың бириниң тәсири хәлсиретилмейди хәм бундай

жағдайдағы A_k амплитудасының мәнісі зоналардың саны жүйе болған жағдайдағыға салыстырғанда үлкен болады.

Қосынды тербелістің амплитудасы A_k ның дәлірек мәнісін (4)-суммадағы барлық тақ ағзаларды былайынша қосылушыларға жиклеудің жолы менен алынады:

$$a_1 = \frac{a_1}{2} + \frac{a_1}{2}, a_3 = \frac{a_3}{2} + \frac{a_3}{2}$$

х.т.б. Бундай жағдайда k ның мәнісі тақ болғанда мынадай аңлатпаны аламыз:

$$A_k = \frac{a_1}{2} + \left(\frac{a_1}{2} - a_2 + \frac{a_3}{2}\right) + \left(\frac{a_3}{2} - a_4 + \frac{a_5}{2}\right) + \dots + \left(\frac{a_{k-2}}{2} - a_{k-1} + \frac{a_k}{2}\right) + \frac{a_k}{2}. \quad (4a)$$

k ның мәнісі жүйе болғанда мынаған ийе боламыз:

$$A_k = \frac{a_1}{2} + \left(\frac{a_1}{2} - a_2 + \frac{a_3}{2}\right) + \left(\frac{a_3}{2} - a_4 + \frac{a_5}{2}\right) + \dots + \left(\frac{a_{k-3}}{2} - a_{k-2} + \frac{a_{k-1}}{2}\right) + \frac{a_{k-1}}{2} - a_k. \quad (4b)$$

Жоқарыда айтылып өтилгеніндей, амплитуда a_k номер k ның өсіуі менен монотонлы түрде кемейеді. Сонлықтан, қандай да бир k –зона тәрәпинен пайда етилген амплитуданы $(k-1)$ - хәм $(k+1)$ -зоналар тәрәпинен пайда етилген амплитуданың қосындысының ярымына тең деп болжауға болады:

$$a_k = \frac{a_{k-1} + a_{k+1}}{2}.$$

Буннан (4a) хәм (4b) қатарларындағы қауысырамалардың ишине алынған қосылушылардың нолге тең болатуғынлығы келип шығады хәм k тақ болған жағдай үшін

$$A_k = \frac{a_1}{2} + \frac{a_k}{2}, \quad (5)$$

ал, k жүйе болған жағдай үшін

$$A_k = \frac{a_1}{2} + \frac{a_{k-1}}{2} - a_k \quad (5a)$$

теңліктерін аламыз.

Егер зоналардың саны k жеткиликлі дәрежеде үлкен болса, онда $(k-1)$ -зона менен k - зона тәрәпинен пайда етилген амплитудалар бир биринен аз айрылады. Буннан, жүйе түрде

$$\frac{a_{k-1}}{2} - a_k = -\frac{a_k}{2}$$

теңлігін ала аламыз. Солай етип, (5)- хәм (5a) теңліктері мынадай түрге енеді:

$$A_k = \frac{a_1}{2} \pm \frac{a_k}{2}.$$

Бұл теңліктегі плюс белгиси зоналардың тақ санына, ал минус белгиси зоналардың жүйе санына сәйкес келеді.

Экран менен жабылмаған толқын фронтының ишінде жайласатуғын зоналардың саны тесиктің өлшемінің толқын ұзындығы λ ге қатнасы хәм оның жайласқан орнынан ғәрезли. (1a) формулаға сәйкес, k -зонаның радиусы ρ_k

$$\rho_k^2 = r_k^2 - (r_0 + h)^2 = r_k^2 - r_0^2 - 2r_0h - h^2$$

аңлатпасының жәрдемінде анықланады.

h ты r_0 ден әдеуір киши деп есаплап, h^2 шамасын есапқа алмайға болады. Бундай жағдайда

$$\rho_k^2 = r_k^2 - r_0^2 - 2r_0h$$

аңлатпасына ийе боламыз. Бұл аңлатпаға (2а) бойынша h тың мәнісін қойсақ

$$\rho_k^2 = r_k^2 - r_0^2 - k \frac{r_0^2}{R + r_0} \cdot \lambda$$

формуласын аламыз хәм ең ақырында (3)-аңлатпа бойынша $r_k^2 - r_0^2$ айырмасын $kr_0\lambda$ шамасы менен алмастырып, мынадай аңлатпаны табамыз:

$$\rho_k^2 = k \frac{r_0 R}{R + r_0} \cdot \lambda.$$

Буннан

$$\rho_k = \sqrt{k \frac{r_0 R}{R + r_0} \cdot \lambda}$$

аңлатпасы келип шығады.

Әлбетте, ρ_k экрандағы биз қарап атырған тесиктің радиусы болып табылады. Буннан радиусы ρ болған тесикте

$$k = \frac{\rho}{\lambda} \cdot \frac{\rho(R + r_0)}{r_0 R} \quad (8)$$

дана зонаның жайласатуғынлығын көреміз.

Экранға түсетуғын тегис толқын үшін ($R = \infty$) (8)-формула

$$k = \frac{\rho}{\lambda} \cdot \frac{\rho}{r_0}$$

ямаса

$$k = \frac{\rho}{\lambda} \cdot \alpha \quad (8a)$$

түрине енеди. Бұл теңликте $\alpha = \frac{\rho}{r_0}$ арқалы P ноқатынан қарағанда экранның мүйешлик өлшеми белгиленген.

P ноқатындағы қосынды тербелістің амплитудасы ашық болған зоналардың саны k дан фәрезли. Берілген толқын ұзынлығы, экранның орны хәм ондағы тесиктің өлшеми үшін (k , R хәм ρ берілген) ашық зоналардың саны болған k ның мәніси P ноқатының тұрған орны бойынша анықланады; хәр қыйлы P ноқатлары үшін k ның мәніси хәр қыйлы болады. k ның мәніси тақ болатуғын P ноқатында қосынды амплитуда A_k ның мәніси үлкен, ал k ның мәніси жуп болған P ноқатында қосынды амплитуда A_k ның мәніси киши. Амплитуданың квадраты тербеліслердің энергиясын анықлайды. Өз гезегінде, жақтылық тербеліслеринің энергиясы жақтыландырылғанлықты анықлайды. Солай етип, $B_0 A'$ түүрысы бойлап қозғалғанда (66-сүўрет) биз бир орында үлкен, ал екінши орында киши жақтыландырылғанлықты көреміз.

R менен r_0 диң берілген мәніслерінде, яғный жақтылық дерегинің, тесиги бар экранның хәм бақлаў ноқаты P ның берілген жайласуында P ноқатындағы жақтыландырылғанлықтың тесиктің өлшеми ρ дан хәм оның толқын ұзынлығы λ ге қатнасына фәрезли екенлигин көреміз.

Солай етип, биз мынадай жуўмаққа келеміз: *жақтылық туўры сызық бойынша тарқалмайды, P ноқатындағы жақтыландырылғанлық $C'C''$ тесигинің өлшемлери және оның жайласқан орны менен, жақтыландырылғанлық толқын фронтының ашық бөліміндеги барлық ноқатлардың тәсири менен анықланады екен.*

Егер $C'C''$ тесигинің өлшемлерін шексіз үлкен етип алсақ, яғный S толқын фронтының бетинің барлығын ашық етсек, онда соңғы зонаның тәсири a_k шексіз киши болады хәм (6)-аңлатпа бойынша P ноқатындағы қосынды тербеліслердің амплитудасы A_∞ мына шамаға тең болады:

$$A_\infty = \frac{a_1}{2}.$$

Егер $C'C''$ тесигинің бетинің майданының өлшемлери берілген P ноқатына қатнасы бойынша зоналардың тақ саны жайласатуғын болса, онда сол P ноқатындағы тербеліслердің амплитудасы

$$A_k = \frac{a_1}{2} + \frac{a_k}{2}$$

шамасына тең, яғный амплитуданың шамасы *толық ашық фронттағыға салыстырғанда үлкен болады*. Тесиктің майданына тек бир зона жайласатуғын P ноқаты үшін A_k ның максималлық мәніси алынады. Бундай жағдайда $A_1 = a_1$ ге, яғный A_∞ тен еки есе үлкен болады.

Ашық зоналардың саны үлкен болған жағдайда $\frac{a_k}{2}$ ниң мәніси киши хәм қосынды амплитуданың мәнісинің толық ашық фронтқа сәйкес келетуғын A_∞ шамасынан айырмасы киши болады. Буннан, ашық зонлардың саны үлкен болғанда $C'C''$ тесигинің өлшемлеринің P ноқатындағы жақтыландырылғанлыққа тәсири сезилмей қалады. Егер жақтылық туұры сызық бойынша тарқалатуғын болғанда онда тесиктің өлшемлеринің P ноқатындағы жақтыландырылғанлыққа тәсири пүткиллей болмаған болар еди. Буннан биз *толқынлық көз-қараслар менен жақтылықтың туұры сызықлы тарқалатуғынлығы хаққындағы көз-қараслардың ашық зоналардың саны үлкен болған жағдайда бир бирине сәйкес келетуғынлығын көремиз*. Жоқарыда k саны үшін келтирип шығарылған аңлатпалардан тесикте жайласатуғын зоналардың санының қандай шараятларда үлкен болатуғынлығын аңсат есаплауға болады. Мысалы, тегис толқын болған жағдайда ($R = \infty$) радиусы $\rho = 5$ мм болған тесиктен $r_0 = 50$ см қашықтықта жайласқан P ноқаты үшін жақтылықтың толқын ұзынлығы $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см болған жағдайда (8-а) аңлатпа бойынша:

$$k = \frac{0,5}{5 \cdot 10^{-5}} \cdot \frac{0,5}{50} = 100.$$

Солай етип, бұл шараятта тесиктің бетінде көп санлы зоналар жайласады, тесиктің өлшемлеринің буннан былай үлкейіуі P ноқатындағы жақтыландырыуға тәсир етпейди хәм жақтылық туұры сызықлы тарқалатуғын жағдайдағыдай нәтийже алынады. Ал радиусы $\rho = 5$ мм болған тесиктен 50 м қашықтықта тұрған P ноқаты үшін тесикте тек бир зона жайласады хәм жақтылықтың тарқалыуының толқынлық характери өзинің тәсирин тийгизеди.

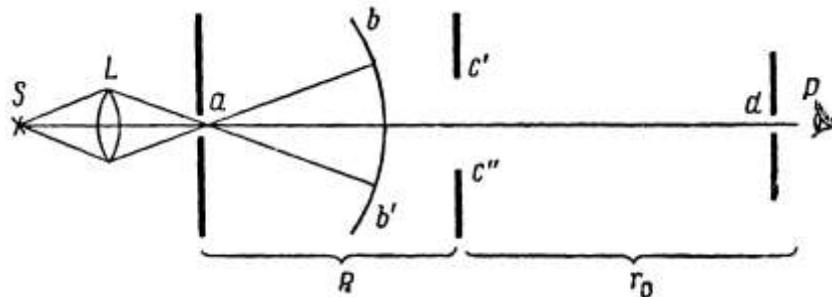
Френель тәрепинен алынған жуұмақларды схемасы 68-сүүретте келтирилген тәжірийбенің жәрдемінде аңсат тексерип көріуге болады. Жақтылықтың жарқын дереги S (мысалы электр доғасының кратери) L линзасының жәрдемінде киши a тесиги бар экранға проекцияланады. Бұл тесик жақтылықтың ноқатлық дерегинің хызметін атқарады хәм bb' толқынының сфералық фронтын береді. Бұл фронттың тәсири P ноқатында жайласқан көз бенен бақланады. Көзди белгили болған бағытта бағытлау үшін оның алдына d киши тесиги бар экранды жайластырыу хәм ұсы тесик арқалы бақлауды өткеріу керек. Толқын фронтының алдына ирислик диафрагма жайластырылады хәм ұсы диафрагмадағы жақтылық өтетуғын тесик $C'C''$ тесигинің хызметін атқарады. Ирислик диафрагманың өлшемлерін өзгерткенде көзге тақ санлы ямаса жуп санлы зоналардан шыққан тербеліслер жетип келеди хәм, ұсыған сәйкес, көз биресе көп, биресе аз жақтылықты қабыл етеди.

Ирислик диафрагманың зәрүрли болған өлшемлери (7)-формула бойынша есапланады. Егер a ноқатлық дереги менен ирислик диафрагманың арасындағы қашықтықты $R = 10$ м етип хәм

ирислик диафрагмадан көзге шекемги қашықлық r_0 ди де 10 м етип алса, онда $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см толқын ұзынлығы үшін

$$\rho_k = \sqrt{\frac{10^3 \cdot 10^3}{2 \cdot 10^3} \cdot 5 \cdot 10^{-5} \cdot \sqrt{k}} \text{ см} \cong 0,17 \cdot \sqrt{k} \text{ см}$$

шамасын аламыз.



68-сүрөт. Жақтыландырылғанлықтың Френелдин ашық зоналарының санынан фәрезлигин демонстрациялау схемасы.

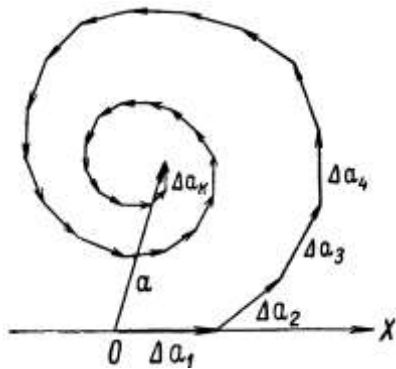
Солай етип, бундай шараятларда орайлық зонаның радиусы 1,7 мм ге, ал тоғызыншы зонаның радиусы 5,1 мм ге тең болады. Тесиктиң бундай өлшемлерин ирислик диафрагманың жәрдемінде аңсат әмелге асырыуға хәм диафрагманың өлшемлерин үлкейиўиниң барысында жақтылықтың дәўирли түрдеги күшейиўи менен хәлсиреўин аңсат бақлауға болады

§ 267. Амплитудаларды графикалық қосыу. 266-параграфта биз келген жуўмақларға тербелислердиң қосыуының графикалық ұсылын пайдаланып та келиўге болады. Бундай жағдайда тербелислердиң P ноқатына қарама-қарсы фазаларда келип жетиўи үшін сақыйна тәризли зоналардың сүўретин салып отырыўдың кереги жоқ (67-сүўрет). Бизлер қәлегенинше енсиз болған зоналарды қарай аламыз.

Тербелислерди графикалық қосыу үшін амплитуда вектор a дан пайдаланамыз (I томдағы 100-параграфқа қараңыз). a амплитуда векторы дегенде ұзынлығы амплитудаға, ал ұсы вектор менен берилген OX көшериниң арасындағы мүйеш α биз қарап атырған тербелистиң басланғыш фазасына тең болған векторды түсинеди. a_i векторларының жәрдемінде сүўретленетуғын бир неше тербелмели қозғалысларды қосқанда қосынды тербелис a_i векторларының векторлық қосындысына тең болған a векторы менен көрсетиледи. a векторының ұзынлығы амплитуданы, ал ұсы a векторы менен OX көшериниң арасындағы мүйеш α қосынды тербелистиң басланғыш фазасын береді.

Толқын фронтының еркин бетин жүдә енсиз болған сақыйна тәризли зоналарға бөлемиз. P ноқатына биринши зонадан келип жететуғын тербелисти Δa_1 арқалы сүўретлеймиз. Бул тербелистиң басланғыш фазасы нолге тең деп болжайық. Бундай жағдайда 69-сүўретте бул Δa_1 векторы OX көшериниң бағытында жайласады. Екинши зонада келип жететуғын тербелистиң амплитудасы биринши зонадан жетип келетуғын тербелистиң амплитудасынан азмаз киши болады; ұсының менен бирге бул тербелис биринши зона пайда еткен тербелистен фаза бойынша кейінде қалады. Сонлықтан, екинши зона тәрәпинен P ноқатында пайда етилген тербелис Δa_2 векторының жәрдемінде сүўретленеди. Бул вектордың ұзынлығы Δa_1 векторының ұзынлығынан бираз киши хәм ол OX көшери менен үлкенирек мүйеш жасайды. Бул векторды 69-сүўретте көрсетилгендей етип Δa_1 векторының ұшынан баслап түсиремиз. Үшинши зонадан жетип келген тербелислер Δa_3 векторының жәрдемінде сүўретленеди, бул вектор ұзынлығы бойынша бир қанша киши хәм OX көшери менен оннан да үлкенирек мүйеш жасайды х.т.б. Δa_i векторларының жыйнағы сынық, спираль тәризли сызықты пайда етеди. P

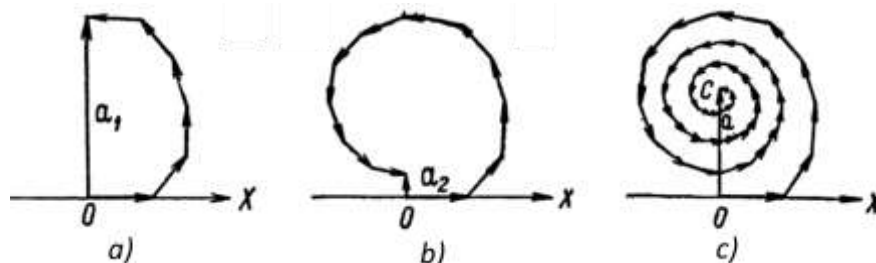
ноқатындағы қосынды тербеліс O ноқатын ашық зоналардың ең ақырғысынан жетип келетуғын тербеліске сәйкес келетуғын Δa_k векторының ұшы менен тұтастыратуғын a векторының жәрдеминде сұұретленеді.



69-сұұрет.

Айырым зоналардан жетип келетуғын тербеліслердің амплитуда векторларын графикалық қосыұ.

Зоналарды қоңсылас зоналардан жетип келетуғын тербеліслер арасындағы фазалар айырмасы тұрақлы, , мысалы, $\pi/6$ шамасына тең болатуғындай етип дүземиз. 70-а сұұретте биринши алты дана Δa_i векторларының қосындысы көрсетілген. Қарап атырылған жағдайда алты вектордың ең соңғысы Δa_1 векторының фазасына қарама-қарсы фазаға ийе болады. Буннан биз қарап атырған зоналардың дәслепки алтаұы Френелдің биринши зонасына сәйкес келетуғынлығы келип шығады. Солай етип, a_1 векторы Френелдің биринши зонасы тәрeпинен пайда етилген тербеліске сәйкес келеді. Дәл сол сыяқлы, a_2 векторы (70-б сұұрет) Френелдің еки биринши зоналары пайда еткен тербеліслерді сұұретлейді х.т.б. Көринип тұрғанындай, a_2 векторының ұзынлығы a_1 векторының ұзынлығынан киши. Бул жағдай ұсы параграфтың алдындағы параграфта келтирип шығарылған жуұмаққа сәйкес келеді. Бул жуұмақ бойынша P ноқатындағы тербеліслердің амплитудасының шамасы еки зона ашық болған жағдайдағыға қарағанда бир зона ашық болған жағдайда үлкен. Улыұма айтқанда, ашық зоналардың санынан ғәрезли биз P ноқатындағы тербелістің үлкен ямаса киши мәнісин аламыз. Толық ашық толқын фронтына зоналардың шексиз үлкен саны хәм сынық сызықтың C орайына асимптоталық жақынласыұы сәйкес келеді (70-с сұұрет). Буннан O хәм C ноқатларын тұтастыратуғын a_∞ векторының ұзынлығы толық ашық болған толқын фронты тәрeпинен P ноқатында пайда етилген тербеліслердің амплитудасын береді. 70-а хәм 70-с сұұретлерин салыстырыұдан оның 266-параграфта келтирилген алгебралық суммалаұдың нәтижелери менен сәйкес келетуғынлығы көринип тұр.



70-сұұрет. Тербеліслердің амплитуда векторларын қосыұ: а) биринши зонадан; б) биринши еки зонадан; с) толқын ашық болған толқын фронтынан.

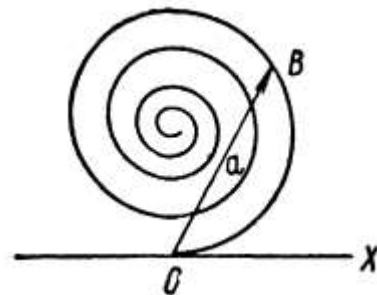
Шекте, шексиз енсиз зоналарды алып, биз ұзынлығы бойынша шексиз киши болған шексиз көп санлы Δa_i векторларына ийе боламыз. Олардың хәр бири өзинен бұрынғы

векторға салыстырғанда шексіз киши мүйешке бұрылған. Нәтижеде 70-с сұйретте келтирилген сынық сызық 71-сұйретте көрсетілген спиралға айланады.

Дөңгелек тесиги бар мөлдір емес экранға түсетуғын тегис толқын фронтын қараймыз. Бундай жағдайда 266-параграфтағы (8-а) формула бойынша спиралдың хәр бир ноқатына, мысалы 71-сұйреттегі B ноқатқа, $\frac{p}{\lambda}\alpha$ шамасының белгилі болған мәнісі сәйкес келеді. Бұл аңлатпада p арқалы тесиктің өлшемі, α арқалы P ноқатынан қарағандағы тесиктің мүйешлік өлшемі белгіленген (67-сұйрет). O ноқатын B ноқаты менен тұтастыратуғын a векторының ұзынлығы P ноқатындағы биз қарап атырған дөңгелек тесиктің ишіндегі толқын фронтының барлық бөлімі тәрепинен пайда етилетуғын тербеліслердің амплитудасын береді. Мысал ретінде тесиктің берілген p радиусында P ноқаты AA' көшери бойлап қозғалады деп болжайық (66-сұйрет). Демек, α мүйеші өзгереді. Бұл жағдайға B ноқатының спираль бойлап орын алмасыуы сәйкес келеді. Бундай жағдайда $OB = a$ векторының ұзынлығы дәйірлі түрде ұзаяды хәм келтереді. Бұл жағдай AA' көшери бойлап орын алмастырғанда жақтыландырылғанлықтың дәйірлі түрде өзгеретуғынлығын көрсетеді (66-сұйрет). Тап ұсындай жүймаққа биз 266-параграфта алгебралық суммалау жолы менен келдік. Бундай жағдайда Френель зоналарын дүзіу ашық зоналардың саны пүтин болған жағдай ұшын P ноқатларындағы тербеліслердің амплитудаларын табыуға мүмкіншілік берді. Ал енді, шексіз енсіз зоналарды дүзіудің салдарынан биз қәлеген P ноқатындағы тербеліслердің амплитудасын таба аламыз.

71-сұйрет.

Зоналарды шексіз енсіз қылған жағдайда амплитудалар векторлары тәрепинен пайда етилген сынық сызық спиралға айланады.



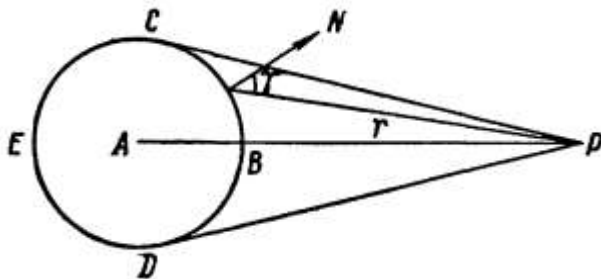
Буннан былай, дифракцияның хәр қыйлы көриниулерін қарағанда биз тербеліслерді қосыудың графикалық ұсылын пайдаланамыз.

Френелдің есаплау ұсылында принципаллық характердегі айқын болмаған жағдай орын алған. Ноқатлық A дерегін көз алдымызға елеслестейік (72-сұйрет) хәм базы бир ұақыт моментінде оның этирапында сфералық $BCED$ толқын фронты пайда болған болсын. P ноқатындағы тербеліслердің амплитудасын анықлау ұшын биз ұсы P ноқатына CBD толқын фронтының барлық бөлімлерінен жетіп келетуғын тербеліслерді қосыуымыз керек. Есаплауларда фронттың DEC бөлімі (фронттың "артқы" бөлімі) итибарға алынбайды. Егер биз бетке сыртқы N нормалын жүргізетуғын болсақ, онда жоқарыда айтылғанларға сәйкес P ноқатына келип жететуғын тербеліслердің амплитудасы r дің бағыты менен N нормалының арасындағы мүйеш γ дан фәрезлі болады. P ноқатына B ноқатының этирапындағы беттің (бұл жағдайда $\gamma = 0$). $\gamma = \pi/2$ теңлігі орынланатуғын C хәм D ноқатларының этирапындағы беттің элементлерінен келип жететуғын тербеліслердің амплитудалары нолге тең. $\gamma > \pi/2$ теңлігі орынлы болатуғын беттің элементлерінен келип жететуғын тербеліслердің амплитудаларын да нолге тең деп есаплауға түүрі келеді. Солай етип, толқын бетинің "артқы" тәрепинен

келетуғын тербелісler есапқа алынбайды. Бул жағдай Френель теориясында тийкарсыз болып қалады.

Френель ұсылының екінші кемшилиги оның P нокатындағы тербелісlerдің басланғыш фазасын анықлай алмауында. Тербелісlerді қосыұдың графикалық ұсылының жәрдемінде табылған P нокатындағы толық ашық болған фронттың айырым зоналарынан келип жететуғын тербелісlerді қосыұдың салдарынан алынған фазаның мәніси қақыйқый мәнісінен $\pi/2$ шамасына айрылады.

Қақыйқатында да, мейли, тесиги бар экранға тегис толқын түсетуғын болсын. Егер тесиктің өлшеми базы бир P нокатына салыстырғанда Френелдің орайлық зонасының киши бөлими ашылған дәрежеде киши болса, онда P нокатындағы тербелісler 70-сүүретте OX көшерине параллель болған бирінши стрелканың жәрдемінде сүүретленеди. Егер толығы менен ашылған болса, онда P нокатындағы тербелісler OX көшерине перпендикуляр болған a_∞ векторының жәрдемінде сүүретленеди. Буннан, шексиз тегис фронттан келетуғын тербелісlerдің фазасы киши тесиктен келип жететуғын, яғный элементар ярым сфералық толқын түрінде тарқалатуғын тербелістің амплитудасынан $\pi/2$ ге кейин қалыұының керек екенлиги келип шығады.



72-сүүрет.

Френель ұсылы CBD сфералық толқын фронтының тек "алдыңғы" ярымынан келип жететуғын тербелісlerді ғана есапқа алады.

Бирақ, ұсы жағдайларға қарамастан Френель ұсылы пайдалы. Себеби ол тербелісlerдің амплитудасы, соған сәйкес жақтыландырылғанлық ұшын дұрыс мәнісlerді береді. Ал, көпшилик жағдайларда болса, жақтыландырылғанлықты билиұ әқмийетли.

Жақтылықтың электромагнитлик теориясының тийкарында ғана дифракцияны толық дәл есаплаұды алыұға болады. Нәтийже толқын айланып өтетуғын экран соғылған материалдың характеринен бираз ғәрезли. Дұрыс геометриялық формаға ийе болған өткизгиш материал ұшын дәл есаплаұлар соңғы ұақытлары В.А.Фок тәрепинен өткерилди.

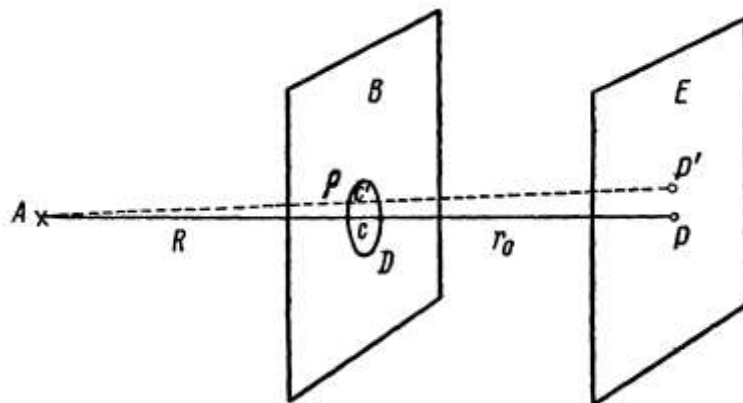
§ 268. Мөлдир болмаған тосқынлықлардағы дифракция. Биз жоқарыда дифракциялық қубылыслардың мөлдир болмаған тосқынлықлардағы жақтылық дәстелеринің бир бөлимін шеклеген жағдайда пайда болатуғынлығын көрдик. Бундай жағдайда қандай да бир оптикалық системаларды пайдаланбай бақланатуғын дифракцияны *Френель дифракциясы* деп аталады. Усындай түрдеги дифракцияны алдыңғы параграфта тәрийипленген зоналар ұсылының жәрдемінде таллаұға болады. Френель дифракциясының бар қатар жүзеге келиұин қараймыз.

1. Дөңгелек тесиктеги дифракция. Мейли, A - жақтылықтың нокатлық дереги (73-сүүрет), B болса орайы C нокатында жайласқан D тесиги бар мөлдир болмаған экран хәм E - жақтыландырылғанлық бақланатуғын экран болсын. Жақтылық түүры сызықлы тарқалатуғын болғанда биз E экранында шетлери кескин болған жақтыландырылған дөңгелекти алған болар едик. Ис жүзінде әдеұир құрамалы болған сүүрет алынады. D тесиги арқалы өтетуғын толқын фронтының AC көшеринің бойында жатырған P нокатындағы тесигинің нәтийжесін биз жоқарыда анықладық. D тесигіндеги Френель зоналарының тақ ямаса жуп санының болыұына байланыслы P нокатындағы

жақтыландырылғанлықтың үлкен ямаса киши болады. AC көшеринің бойында жайласпаған қандай да бир P' нөқатындағы жақтыландырылғанлықты анықлау үшін мынадай таллау өткеремиз. Егер B экраны пүткіллей болмаған жағдайда толқын фронтының P нөқатындағы тәсирин орайының хызметин C' нөқаты атқаратуғын Френелдің сақыйна түриндеги зоналарын дүзиу арқалы анықлаған болар едик. B экраны бар болған жағдайда D тесиги ұсы зоналарға қатнасы бойынша концентрлик болып жайласпайды. Зоналардың ашық бөлими 74-сүүретте көрсетилгендей түрге ийе. Бул сүүретте анықлық үшін қатар саны тақ болған зоналар штрихланған. Бул зоналардың P нөқатындағы тәсири олардың тек саны бойынша емес, ал ҳәр бир зонаның қандай бөлиминің ашылғанлығы бойынша да анықланады. P нөқатындағы қосынды тербелислердің амплитудасын дәл есаплау жүдә қурамалы, Бирақ P нөқатынан алыслағанда биз жарықлығы үлкен хәм киши болған орынларды дәуирли түрде көремиз. Барлық сүүреттің дөңгелек симметрияға ийе болыуының керек екенлигине байланыслы P нөқатының этирапында гезеклесетуғын жақтылығы жоқары хәм жақтылығы төмен болған сақыйналар пайда болады. 2-сүүретте (қосымшаға қараңыз) төменги бөлимде ҳәр қыйлы болған дөңгелек тесиклердеги пайда болған дифракциялардың фото сүүретлери келтирилген (n саны тесиктің шеклеринде сыятуғын зоналардың санын көрсетеди). Жоқарғы бөлимде ұсы сүүретлердеги интенсивликлердің иймекликлери берилген. Бақланатуғын жақтылы хәм қараңғы сақыйналардың саны менен олардың тұрған орынлары бақлаудың берилген шараятларындағы D тесигине жайласатуғын зоналардың санынан ғәрезли. 266-параграфтағы (8)-формула бойынша радиусы ρ болған тесикте

$$k = \frac{\rho}{\lambda} \cdot \frac{\rho(R + r_0)}{Rr_0} \quad (1)$$

теңлиги менен анықланатуғын сандағы зоналар жайласады. Көринип тұрғанындай, бул k саны тесиктің радиусы ρ ның деректен экранға шекемги қашықлық R ден хәм экраннан бақлау орнына шекемги қашықлық r_0 ден ғәрезли екен. R қашықлығын шексиз үлкейткенде (1)-формула 266-параграфтағы (8-а) формулаға өтеди. Егер R менен r_0 қашықлықтары жеткиликли дәрежеде үлкен болса, онда тесиктің өлшеми D үлкен болған жағдайда да зоналардың саны k ның киши болыуы мүмкин. Егер тесиктің майданына Френелдің тек бир орайлық зонасы ямаса оның бир бөлими жайласатуғын болса, онда E экранында жақтылы хәм қараңғы сақыйналар менен қоршалмаған жайылған дақ пайда болады. Егер тесиктің майданында Френелдің көп санлы зоналары жайласатуғын болса, онда P нөқатының этирапындағы жақтыландырыу әмелий жақтан бир текли болады хәм геометриялық саяның шетлеринде жүдә енсиз болған жақтылы хәм қараңғы жолақлардың гезеклесиуі бақланады.



73-сүүрет.
Дөңгелек тесиктен дифракция
қубылысын бақлаудың
схемасы.

Барлық таллаулар A дереги нөқатлық деп есапланылып өткерилди. Ал қәлеген хақыйқый дерек өлшемлерге ийе болады. Бундай жағдайда биз оны ойымызда нөқатлық дереклерге бөлемиз. Бундай жағдайда олардың ҳәр бири өзинің дифракциялық сүүретин

береди. Бұл дифракциялық сұйретлер бир бирине салыстырғанда бир қанша шамаға аұысқан болады. Айырым ноқатлар тәрeпинен алынатұғын қараңғы хәм жақтылы жолақлардың бир бириниң үстине түсип, алынған сұйреттиң жайылмаұы ушын деректиң өлшемлериниң киши болыұы керек.



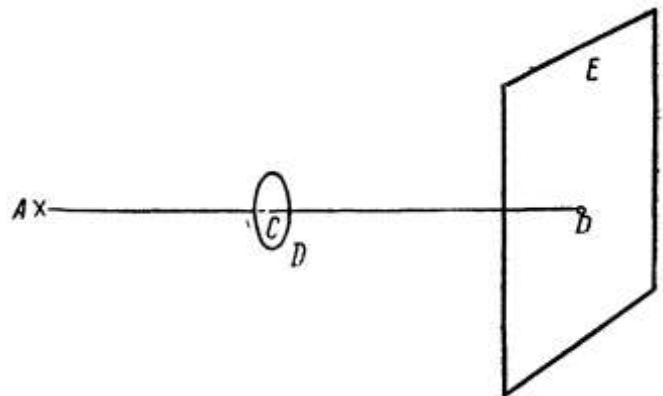
74-сұйрет.
"Қыя" бағыт ушын зоналардың
жайласыұы.

2. Дөңгелек мөлдир емес экрандағы дифракция. Мейли, бұл жағдайда да A жақтылықтың ноқатлық дереги болсын, D арқалы орайы C ноқатында жайласқан (75-сұйрет) мөлдир болмаған экран белгиленген. Ең дәслеп AC көшериниң бойынша жатқан P ноқатындағы толқын фронтының тәсирин анықлаймыз. Мейли, D экраны биринши k дана зонаны жабатуғын болсын. Бундай жағдайда P ноқатына $(k + 1)$ - зонадан баслап, қалған зонаның барлығынан тербелислер келип жетеди. 266-параграфтағыдай, бұл зоналардың барлығының тәсирин суммалап, P ноқатындағы тербелислердиң амплитудасы A_P ның $(k + 1)$ - зонасынан келетуғын тербелислердиң амплитудасының ярымына тең болатуғынлығынлығын көремиз:

$$A_P = \frac{a_{k+1}}{2}.$$

Солай етип, мөлдир емес дисктиң өлшемлеринен хәм тұрған орынан ғәрезсиз, оның геометриялық саясының орайында барлық ұақытта жақтылық болады. Усы жақтылықтың интенсивлиги тек жабылған зоналардың санынан ғана ғәрезли. Егер диск көп санлы зоналарды жабатуғын болса, онда P ноқатындағы жақтыландырылғанлық та киши болады.

75-сұйрет.
Мөлдир емес дисктеги дифракцияны
бақлаұ схемасы.



AC көшериниң бойында жатпайтуғын ноқатлар ушын диск зоналарға қатнасы бойынша концентрлик болмайды. Зоналардың қандай бөлиминиң жабылғанлығынан ғәрезли қосынды амплитуда үлкен де, киши де болады. Солай етип, биз орайлық жақты ноқатты жақтылы хәм қараңғы сақыйналардың системасының қоршап турады деген жуұмаққа келемиз. Егер диск орайлық зонаның тек киши бөлимин жабатуғын болса, онда толқынлар толығы менен оны айланып өтеди хәм диск саяны пүткиллей бермейди.

Дөңгелек дисктиң саясының ортасында жақтылы дақтың алынатұғынлығы хәққындағы жуұмақ Френелдиң толқын фронтының айырым зоналарынан келип жететуғын тербелислерди суммалаұ усылы хәққындағы биринши жұмысы жарық көргеннен кейин

алынды. Бул жуўмақ сондай дәрежеде күтилмеген еди хәм сонлықтан оны Френель теориясына қарсы аргумент сыпатында пайдаланды. Бирақ, бир қанша ўақыттан кейин саяның ортасындағы жақтылы дақтың бар екенлиги экспериментлерде дәлилленди.

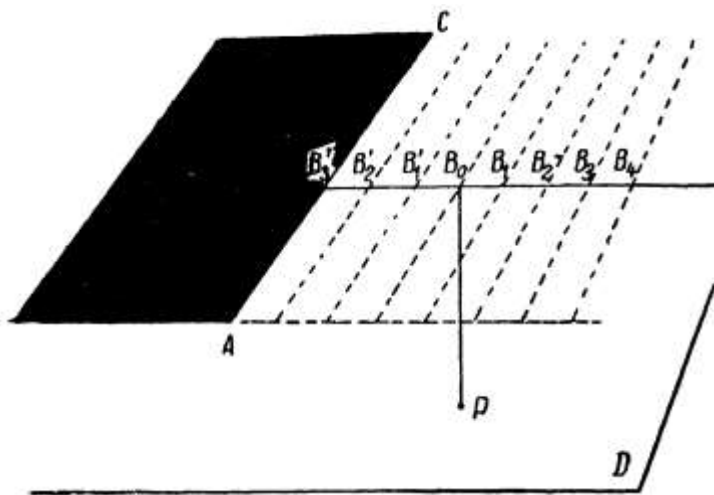
Мәлдир емес дөңгелек дисктен алынатұғын дифракциялық сүүретти өлшемлери сондай, жақтылықтың дереги менен бақлаў ноқатына салыстырғанда жайласыўы бойынша да тап сондай орында жайласқан дөңгелек тесиктен алынған дифракциялық сүүрет пенен салыстырыў жолы менен анықлаўға болады. Бириншисиниң жақтылы бөлеги екиншисиниң қараңғы бөлиминен, ал бириншисиниң қараңғы бөлими екиншисиниң жақтылы бөлиминен сәйкес келетұғын еки экранды қосымша экранлар деп атайды. Еки қосымша экранлар бир бирине қосымша болған дифракциялық сүүретлерде беретұғындай болып көринеди: биреўи жақты жолақты беретұғын орында екиншиси қараңғы жолақты береді. Бирақ, улыўма айтқанда бул дұрыс емес.

Хақыйқатында да, мейли, толық ашық толқын фронты P ноқатында амплитудасы a ға тең тербеліслерди, ал базы бир экран бар болған жағдайдағы ұсы ноқаттағы тербеліслердиң амплитудасы a_1 , бириншиге қосымша болған экран болған жағдайдағы тербеліслердиң амплитудасын a_2 болсын.

Бундай жағдайда бул тербеліслердиң хәр қайсысын амплитудалар векторлары a , a_1 , a_2 арқалы белгилеп, мынаны аламыз:

$$a_1 + a_2 = a. \quad (2)$$

Үш a , a_1 , a_2 векторларын байланыстыратұғын бул теңлик қандай да бир экранның тәсири оған қосымша болған экранның тәсири бойынша анықлаўға мүмкиншилик береді. Бирақ, (2)-теңликтен амплитудалардың бирин, мысалы a_2 ни анықлаў ушын тек a_1 менен a ны билиў жеткиликсиз, ал барлық үш тербелістиң фазаларын да билиў керек болады. Солай етип, (2)-теңлемени ис жүзинде пайдаланыў қыйын. Тек бир дара жағдайда ғана фазаларды билиўдиң кереги болмайды: егер векторлардың бири, мысалы $a_1 = 0$ болса, онда (2)-теңлик бойынша $a_2 = a$ теңлиги орынлы болады. Бул мынаны аңғартады: егер берілген экранда базы бир ноқатта тербеліслер пүткиллей болмайтұғын болса, онда қосымша экранда сол ноқатта жабық болмаған толқын фронтынан алынатұғын жақыландырылғанлыққа ийе жақыландырылғанлық пайда болады. Кери мәнистеги жуўмақ дұрыс емес: егер базы бир экранда берілген ноқатта $a_1 = a$ теңлиги орынлы болса, онда базы бир экрандағы берілген ноқатта a_2 амплитуда 0 ден $2a_1$ ге шекемги мәниске ийе бола алады. Соңғы жағдай a_1 хәм a_2 тербеліслериниң қарама-қарсы фазаларында алынады.



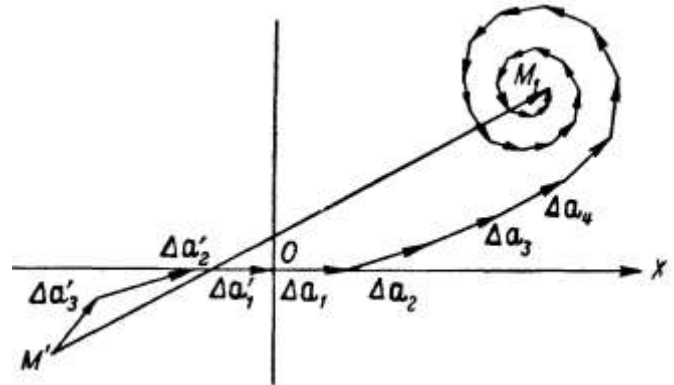
76-сүүрет.
АС ярым тегислигинен
алынатұғын дифракцияны бақлаў
схемасы.

3. Ярым тегисликтің түүры сызықлы шетіндеги дифракция. Мейли, шети түүры сызықлы болған ярым тегислик берілген болсын (76-сүүрет). Ұсы ярым тегисликке оған параллель болған жақтылық толқынының тегис фронты түседі деп болжайық. Егер жақтылық түүры сызықлы тарқалатұғын болса, онда D экранында бир ярым тегисликтің кескин саясын алған болар едик. Ал, хақыйқатында, жақтылықтың толқынлық характерге

ийе болатуғынлығына байланысly D экранында құрамалы дифракциялық сүүрет пайда болады. Усы сүүретти алыў ушын толқын фронтының айырым зоналарынан келетуғын тербелислерди Френелдинң сүммалаў ұсылынан пайдаланамыз. Бул жағдайда фронт сфералық симметрияға ийе болмайтуғын болғанлықтан, сақыйна тәризли зоналардың орнына жолақлар түріндеги зоналарды киргиземиз.

77-сүүрет.

Жолақлар түріндеги зонлардан келип жететуғын тербелислердинң амплитуда векторларын графикалық қосыў.

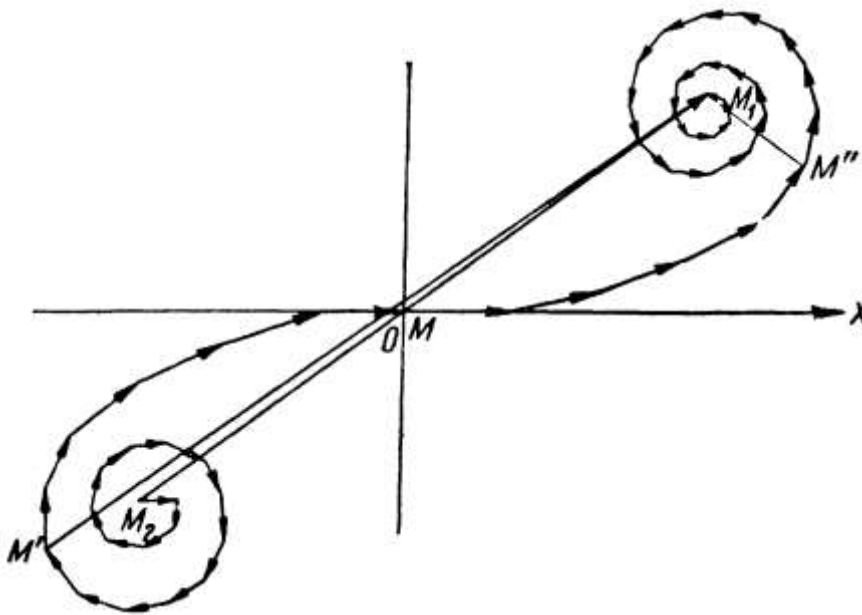


D экранында жататуғын базы бир P ноқатына толқын фронтынан келип жететуғын тербелислерди қараймыз. Мейли, PB_0 туўрысы толқын фронтына перпендикуляр болсын. Зоналарды B_0 ноқатының оң хәм шеп тәреплеринде симметриялы түрде жайласқан кеңлиги бирдей болған жолақлар түрінде өткеремиз. Соның менен бирге P ноқатына келип жететуғын тербелислер фазалары бойынша жүдә киши шамаға айрылатуғын болатуғындай дәрежеде енсиз болыўы керек. P ноқатындағы қосынды тербелистинң амплитудасы анықлаў ушын амплитуда векторларын қосыўдың графикалық ұсылынан пайдаланамыз (267-сүүрет). Оң тәрептеги B_0B_1 зонасынан P ноқатына келип жететуғын амплитуда векторы Δa_1 ди Ox көшери бойлап оң тәрепке қарай жатқарамыз (77-сүүрет). Екинши B_1B_2 зонасынан P ноқатына келип жететуғын амплитуда векторы узынлығы бойынша кишилеў хәм фазасы бойынша азмаз кейинде қалады. Сонлықтан оны Δa_2 арқалы белгилеймиз. Тап сол сыяқлы, үшінши зонадан келетуғын тербелислердинң векторын Δa_3 х.т.б. белгилеймиз. Биз қарап атырған жағдайда толқын фронты шексизликке шекем жайылады, сонлықтан B_0 ноқатының оң тәрепинде жайласатуғын зоналардың саны шексиз үлкен хәм усы зоналардың барлығынан жетип келетуғын тербелислердинң амплитуда векторлары OM_1 арқалы белгиленген спираль тәризли сынық сызықты пайда етеди. B_0 ноқатының шеп тәрепинде жатқан $B_0B'_0$ зонасынан P ноқатына келетуғын тербелислер фазасы бойынша Δa_1 тербелислерине сәйкес келеди. Сонлықтан олардың амплитудаларының векторы Δa_1 векторы бағытланған тәрепке қарай бағытланған $\Delta a'_1$ стрелкасының жәрдемінде сүүретленеди (77-сүүрет). Тап сол сыяқлы, екинши хәм үшінши шеп зоналардан келип жететуғын тербелислердинң амплитудалары векторлары $\Delta a'_2$, $\Delta a'_3$ стрелкаларының жәрдемінде белгиленеди. Шеп тәрепте фронттың тек бир бөлеги ғана ашылған, сонлықтан ашық шеп зонлардың саны шекленген. P ноқатындағы қосынды тербелислердинң амплитуда векторы A_P сүммалардың жәрдемінде былайынша сүүретленеди:

$$A_P = \sum_{k=1}^{\infty} \Delta a_k + \sum_{k=1}^{\infty} \Delta a'_k.$$

76-сүүретте көрсетилген жағдайда ашық зоналардың саны тек үшке тең, сонлықтан P ноқатындағы қосынды тербелистинң амплитуда векторы 77-сүүреттеги тутастырыўшы $M'M_1$ менен сүүретленеди. P ноқатындағы жақтыландырылғанлық усы тутастырыўшы сызықтың квадраты менен анықланады. P ноқатының тұрған орнына байланысly ашық зоналардың

саны хэр қыйлы. Толық ашық толқын фронтына ашық тұрған оң хәм шеп зоналарының шексиз үлкен саны сәйкес келеди. Оларға сәйкес келетуғын амплитуда векторларының барлық жыйнағы 78-сүүретте келтирилген қос спиралды пайда етеди. Тутастырыўшы сызықтың ұзынлығының квадраты толық ашық фронт тәрәпинен пайда етилетуғын жақтыландырылғанлықты анықлайды. Сол спиралдың өзи қәлеген P ноқатындағы жақтыландырылғанлықты анықлаўға мүмкиншилик береді. Хәқыйқатында да, мейли, P ноқаты геометриялық саяның шетинде жайласқан болсын. Бул жағдайға толық жабық шеп тәрәптеги зоналар хәм оң тәрәптеги барлық ашық зоналар сәйкес келеди. P ноқатындағы қосынды тербелис MM_1 тутастырыўшысы менен анықланады. P ноқатын геометриялық саяның шетинен оң тәрәпке, яғный жақтылық түүры сызықлы траектория бойынша тарқалатуғын болғанда тең өлшеўли жақтыландырылғанлық орын алатуғын областқа келип түсетуғын болса шеп тәрәптеги ашық зоналардың саны арта баслайды. Бул жағдайға 78-сүүреттеги M ноқатының спираль бойлап қозғалысы сәйкес келеди. $M'M_1$ тутастырыўшысына сәйкес келетуғын P ноқатында жақтыландырылғанлық максимумға жетеди. P ноқатын буннан былай қозғалтқанда тутастырыўшы сызықтың ұзынлығы биресе ұзаяды, биресе келтереди, себеби M' ноқаты спиралдың шеп бөлиминдеги орамлар арқалы қозғалыўын даўам етеди. Солай етип, биз геометриялық сая областының сыртында жататуғын областта бир текли жақтыландырылғанлықтың орнына гезеклесип жайласқан жақтылы хәм қараңғы областлар алынады.

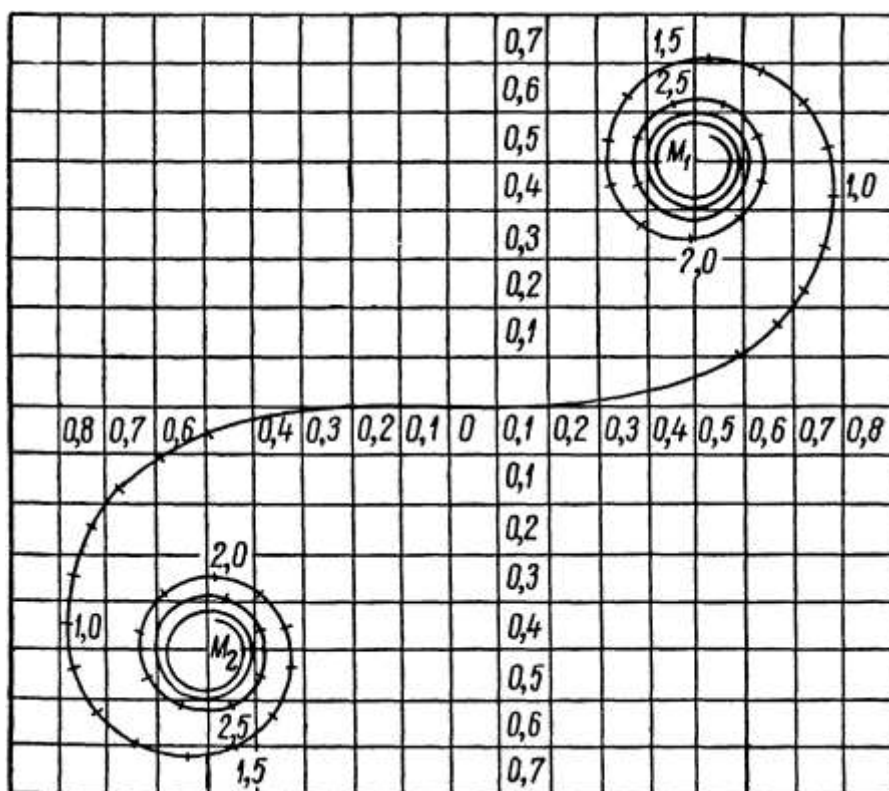


78-сүүрет.
Амплитудалар
векторын
геометриялық қосыў:
тутастырыўшы сызық
толық ашық толқын
фронтынан
алынуатуғын
тербелислердің
амплитудасына
сәйкес келеди.

Геометриялық сая областында жататуғын P ноқатларына қатнасы бойынша барлық шеп тәрәптеги хәм оң тәрәптеги зоналардың бир бөлими жабық: P ноқаты сая областында қаншама тереңде жайласқан болса, жабық зоналардың саны да соншама үлкен болады. Сая областына жылжыў 78-сүүреттеги M ноқатының спиралдың бойы менен оң тәрәпке қарай қозғалысы сәйкес келеди; бундай жылысыўдың барысында тутастырыўшының ұзынлығы үзликсиз кемейеди. Демек, геометриялық сая областында жақтыландырылғанлықтың үзликсиз кемейиўи орын алады.

Жақтыландырылғанлықты дәл есаплаў ушын зоналарды шексиз енсиз етип алыў керек. Бундай жағдайда 78-сүүреттеги сынық сызық Корню спиралы деп аталатуғын қос қыйсық спиралға айланады. Оның қандай түрге ийе болатуғынлығы 79-сүүретте келтирилген. Масштаб толық ашық фронт болған жағдайдағы жақтылындырылғанлық 1 ге тең етип алынады. Иймеклик бойлап қойылған санлар $v = x \sqrt{\frac{2}{b\lambda}}$ параметриниң мәнисин

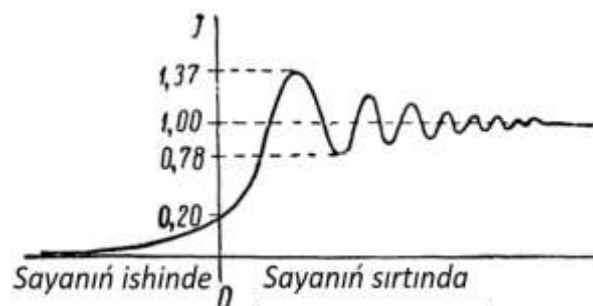
анықлайды, бұл теңлікте x - геометриялық саяның шетинен баслап есапланған қашықтық, b — экраннан дифракциялық сұйрет бақланатуғын бетке шекемги қашықтық. λ - толқын ұзынлығы.



79-сұйрет. Корню спиралы.

80-сұйретте Корню спиралының жәрдеминде есапланған ярым тегисликтің геометриялық саясына жақын орынлардағы жақтыландырылғанлықтың тарқалығы берілген. О ноқаты геометриялық саяның шетине сәйкес келеди. Толық ашық толқын фронтынан алынған жақтыландырылғанлық 1 ге тең деп есапланған. Көринип тұрғанындай, геометриялық саяның шетінде жақтыландырылғанлық 0,2 ге тең, буннан кейин саяға терең киргенде оның мәниси үзликсиз түрде нолге шекем кемедейди. Қарама-қарсы тәрепте бир қатар максимумлар жайласады, олардың бириншисиндеги жақтыландырылғанлық 1,37 ге жетеди. Саяның шетинен алыслағанда максимумлар бир бирине кем-кемнен жақынласады хәм олардың кескинлиги кемедейди.

80-сұйрет.
Ярым тегисликтің геометриялық
саясының шетіндеги
жақтыландырылғанлықтың тарқалығы.



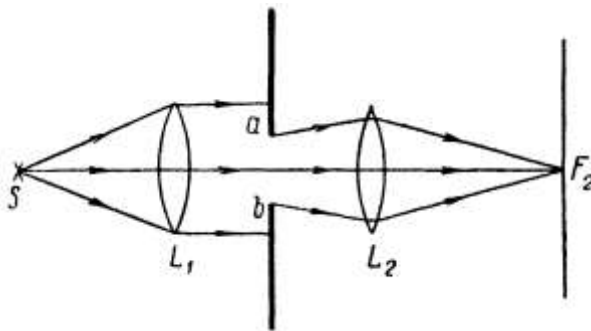
Мысал. Экранның шетіндеги дифракция толқын ұзынлығы $\lambda = 6 \cdot 10^{-5}$ см болған қызыл жақтылықта бақланады. Корню спиралынан пайдаланып (79-сұйрет) биринши төрт жақтылы жолақтың ийелеген орынларын анықлаңыз.

Шешими. Тексте келтирилген геометриялық саяның шетинен баслап есапланған бақлау ноқатының координатасы x пенен v параметринің арасындағы байланыстан пайдаланып, бұл жағдай үшін мынаған ийе боламыз:

$$x = v \sqrt{\frac{b\lambda}{2}} = v \sqrt{\frac{120 \cdot 6 \cdot 10^{-5}}{2}} \text{ см} = 0,06v \text{ см}.$$

79-сұйретте биринши төрт максимумге v параметринің шама менен 1,2; 2,35; 3,1; 3,7 шамаларына тең мәнислери сәйкес келеди. Буннан (3)-аңлатпа бойынша төрт максимумның геометриялық саяның шетинен сәйкес 0,08; 0,14; 0,19 хәм 0,22 см қашықтықта жайласатуғынлығын көремиз.

§ 269. Параллель нурлардағы дифракция. Бизлер қарап өткен дифракцияларды бақлау үшін қандай да бир оптикалық әсбаптардың кереги жоқ: жақтылық фронтының жолында тек оның (фронттың) бир бөлимин жабатуғын мөлдір емес экран ғана жайласады. Дифракциялық қубылыстарды бақлаудың басқа ұсылын Фраунгофер берди. Ол анау ямаса мынау жабыушы экранның жәрдемінде бир бөлими жабылған тегис жақтылық толқынларды жыйнаушы линзаның бас фокаллық тегислигинде пайда болатуғын дифракциялық сұйретти бақлады. *Фраунгофер дифракциясын* бақлаудың схемасы 81-сұйретте көрсетилген. Жақтылықтың S ноқатлық дереги L_1 линзасының бас фокаллық тегислигинде жайласқан. L_1 линзасынан нурлардың параллель дәстеси шығады хәм оның жолында ab тесиги бар мөлдір емес экран жайласқан. Экран нурлардың дәстесинің бир бөлегин иркеди, ал бұл дәсте буннан кейин екінши линзаға келип түседи. Егер жақтылық тууры сызықты тарқалатуғын болғанда нурлар экраннан кейин де параллель дәсте түрінде тарқалған хәм екінши линза тәрeпинен оның бас фокаллық тегислигинде жыйналған болар еди (линзалардың екеуін де идеал линзалар деп есаплаймыз). Ал ҳақыйқатында, линзаның фокаллық тегислигинде дифракциялық сұйрет бақланады хәм оның түри экрандағы тесиктің формасы менен өлшемлеринен хәм түсіуши толқынның ұзынлығынан ғәрезли.



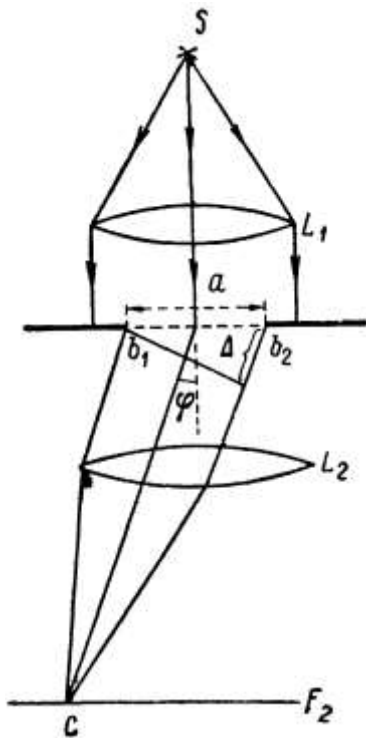
81-сұйрет.
Параллель нурлардағы дифракцияны
бақлаудың схемасы.

Фраунгоферлик дифракция қубылысын да толқын фронтының айырым зоналарынан келип жететуғын тербелислерди графикалық суммалау ұсылы менен таллауға болады. Фраунгофер дифракциясының айырым көриниулерин қараймыз.

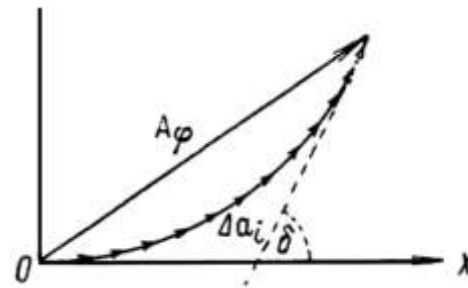
1. Бир саңлақтан дифракция. Мейли, кеңлиги a болған b_1b_2 саңлағына параллель нурлардың дәстеси келип түсетуғын болсын (82-сұйрет). Сұйрет тегислигине перпендикуляр бағытта саңлақтың ұзынлығын шексиз үлкен деп есаплаймыз. Саңлақтың артында нурларды бас фокаллық тегисликте жыйнайтуғын L_2 линзасы жайласқан. Егер жақтылықтың дереги болған S тиң хызметин b_1b_2 саңлағының шетлерине параллель болған жақтылық шығарып тұрған сызық атқаратуғын болса, онда L_2 линзасының фокаллық тегислигинде шексиз жиңишке болған жақтылы жолақ алынған болар еди. Ал ҳақыйқатында болса, саңлаққа жеткен толқын фронтының хәр бир ноқаты барлық

тәрептерге қарай тарқалатуғын тербелісдердің дерегі болып табылады. Ең дәлелі бағытқа φ мүйеши менен тарқалатуғын нурлар L_2 линзасының фокаллық тегислигиндегі C нокатында жыйналады. Тербелісдердің C нокатындағы амплитудасы есаплай ұшын толқын фронтын саңлақтың шетлеріне параллель және енлери бирдей болған енсіз зоналарға бөлеміз. Мейли, бир зонадан жетип келетуғын тербеліс Δa_i амплитуда векторы менен сұйретленетуғын болсын. Бундай жағдайда C нокатындағы қосынды тербелістің амплитудасының векторы мынаған тең болады:

$$A_\varphi = \sum \Delta a_i.$$



82-сұйрет. Бир саңлақтан алынған дифракция.



83-сұйрет. Саңлақтан өтетуғын тербелісдердің амплитуда векторын графикалық қосыу.

Қосынды тербелістің амплитуда векторын графикалық түрде Δa_i векторлары тәрепинен пайда етилетуғын сынық сызық пенен сұйретленеди (83-сұйрет). C нокатына шетки шеп зонадан жетип келетуғын тербелісдердің басланғыш фазасын (b_1c нұры) нолге тең деп есаплаймыз. C нокатына шетки оң зонадан жетип келетуғын тербелісдердің басланғыш фазасын (b_2c нұры) есаплаймыз. Оның ұшын b_2c хәм b_1c нұрларының арасындағы жүрислер айырмасы Δ ны есаплаймыз. 82-сұйреттен мынаған ийе боламыз:

$$\Delta = a \sin \varphi.$$

Бұл теңликте a арқалы саңлақтың кеңлиги белгиленген. Басланғыш фаза δ жүрислер айырмасы менен (I томдағы 109-параграфқа қараңыз)

$$\delta = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}$$

қатнасы бойынша байланысқан болғанлықтан (λ арқалы толқын ұзынлығы белгиленген)

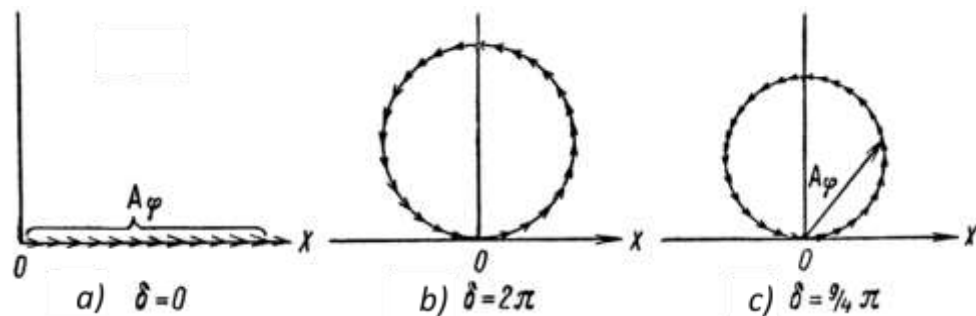
$$\delta = 2 \frac{\pi a \sin \varphi}{\lambda} \quad (1)$$

теңлигине ийе боламыз. 83-сұйретте шетки оң зонадан шығатуғын тербелісдердің бұл басланғыш фазасы δ мүйеши менен сұйретленеди, Δa_i векторларының ең соңғысы менен OX көшериниң арасындағы мүйеш δ ға тең. Шетки шеп зонадан шығатуғын

тербеліслердің басланғыш фазасын нолге тең деп есеплеген едік. Сондықтан δ мүйеши шеткі зоналардан C нокатына келип жететұғын тербеліслердің *фазалар айырмасын* береді.

C нокатындағы қосынды тербелістің амплитудасы Δa_i векторлары тәрәпинен пайда етилген түйікқайтуғын сынық сызықтың ұзынлығы менен сұұретленді.

266- хәм басқа да параграфларда биз хәр қыйлы зоналардан шығатуғын тербеліслердің амплитудалары зонаға түсірилген нормаль менен тербеліслердің тарқалыу бағыты арасындағы мүйештің шамасынан ғәрезли деп есепладық. Демек, бұл жағдайда тербеліслердің амплитудасы Δa_i дың мәніси φ ден ғәрезли болыуы керек. Бирақ киши φ мүйешлери менен шекленип, бұл ғәрезликти есапқа алмауға хәм Δa_i амплитудаларының барлығының мәніслерин бирдей деп есеплауға болады. Бундай жағдайда Δa_i векторларынан дүзилген сынық сызықтың ұлыұма ұзынлығы да φ мүйешинен ғәрезли болмайды. φ мүйешинің хәр қыйлы мәніслерине (демек, фазалар айырмасы δ ның хәр қыйлы мәніслерине) сынық сызықтың буралыуының хәр қыйлы дәрежеси ғана сәйкес келеди. Фазалар айырмасы δ ның хәр қыйлы мәніслери ушын сынық сызықтың түринің қандай болатұғынлығы 84-сұұретте келтирилген.



84-сұұрет. φ мүйешинің хәр қыйлы мәніслерине сәйкес келетуғын амплитудалар векторларының графикалық қосыу.

φ мүйешинің $\varphi = 0$ мәнісине $\delta = 0$ мәніси сәйкес келеди хәм бұл жағдай Δa_i векторларының барлығының бир тәрәпке қарай бағытланғанлығын билдиреди (84-а сұұрет). Бундай жағдайда қосынды тербелістің амплитудасы $A_0 = \Delta a_1 + \Delta a_2 + \Delta a_3 + \dots$ шамасына тең, яғнай мүмкин болған максималлық мәніске ийе болады. Солай етип, сұұреттің орайында максималлық жақтыландырылғанлық алынады.

$\delta = 2\pi$ теңлиги орынланғанда Δa_i векторлары менен пайда етилген сынық сызық түйікланады (84-б сұұрет). Бұл жағдайға $A_\varphi = 0$ теңлиги, яғнай жақтыландырылғанлықтың нолге тең болған минималлық мәніси сәйкес келеди. Бұл минимумның орны (1)-теңлик бойынша $\sin \varphi = \lambda/a$ шәртин қанаатландыратұғын φ мүйешинің мәнісине сәйкес келеди. Әлбетте, тап ұсындай минимум $\sin \varphi = -\lambda/a$ шәрти орынланатұғын жағдайда орайлық максимумның екінши тәрәпинде жайласады.

Фазалар айырмасы δ ның буннан былай өсиуі менен сынық сызық жарым-жарты қабатласады (84-с сұұрет). Қосынды амплитуда A_φ дың мәніси $\delta = \pm 2k\pi$ теңлиги орынланған жағдайларда нолге тең болады (k - пүтин сан). Бұл $A_\varphi = 0$ мәніслери минимумлар болып табылады. Қоңсылас еки минимумлардың арасында салыстырмалы максимумлар жайласады.

Дифракциялық сұұреттің шеклеріндеги жақтыландырылғанлық ушын санлы аңлатпаны алыу ушын бир саңлақтан шексиз енсиз зоналарға өтиу керек. Бундай жағдайда 83-сұұреттеги сынық сызық OB шеңберинің доғасының бир бөлиimine өтеди (85-сұұрет). Қосынды амплитуда A_φ дың мәніси OB доғасының ұшларын тұтастыратұғын хорда менен

сүүретленеди. Айтылып өтилгениндей, φ мүйешиниң үлкен болмаған мәнислеринде OB доғасының узынлығын φ мүйешинен ғарезсиз деп есаплаўға болады. Бир бөлими OB доғасы болып табылатуғын шеңбердиң радиусын R арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда

$$A_\varphi = 2R \sin \frac{\angle OCB}{2}.$$

Бирақ, $\angle OCB = \delta$. Буннан

$$A_\varphi = 2R \sin \frac{\delta}{2} \quad (2)$$

теңлигине ийе боламыз.

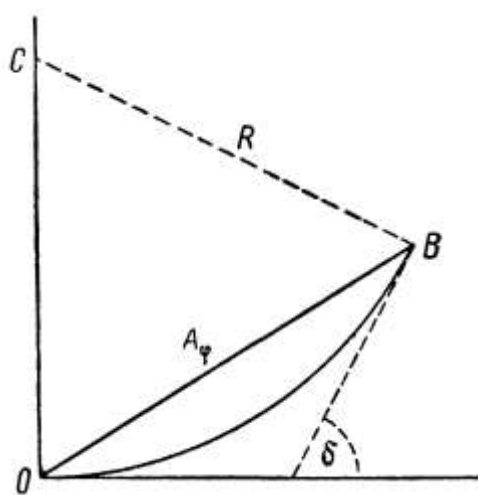
R радиусының мәнисин $\overline{OB}$ доғасының узынлығы бойынша аңғартамыз:

$$R = \frac{\overline{OB}}{\angle OCB} = \frac{\overline{OB}}{\delta}.$$

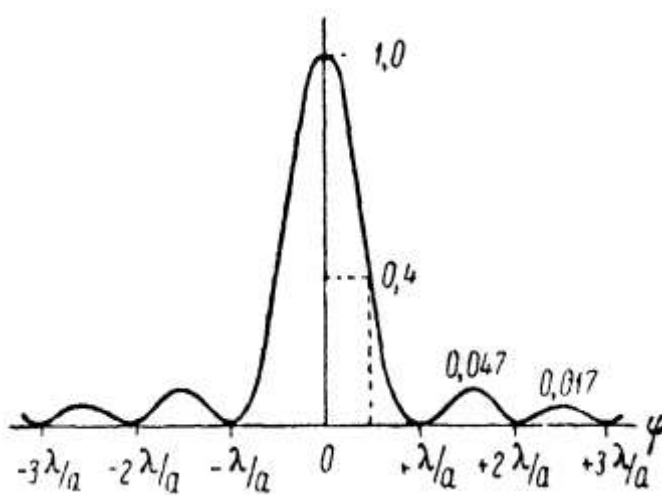
R диң бул мәниси (2) ге қойып

$$A_\varphi = \overline{OB} \frac{\sin \delta/2}{\delta/2} \quad (3)$$

аңлатпасын аламыз.



85-сүүрет. A_φ амплитудасын графикалық жоллар менен анықлаў.



86-сүүрет. Бир саңлақтан алынған дифракциялық сүүреттеги интенсивликтиң тарқалыў иймеклиги.

$\varphi = 0$ теңлиги орынланғанда $\delta = 0$ теңлиги де орынланады, буннан $A_0 = \overline{OB}$ теңлигине ийе боламыз, яғный доғаның узынлығы орайлық максимумдағы тербелислердиң амплитудасын береді. $\overline{OB}$ ның бул мәнисин (3) ке қойып хәм $\delta/2$ ни u арқалы белгилеп, мынадай теңликти табамыз:

$$A_\varphi = A_0 \frac{\sin u}{u}.$$

L_2 линзасының фокаллық тегислигиндеги жақтыландырылғанлық (82-сүүретке қараңыз) амплитуданың квадраты бойынша анықланады. Сонлықтан

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2 u}{u^2}$$

теңлигине ийе боламыз хәм (1)-теңлик бойынша

$$u = \frac{\delta}{2} = \frac{\pi a \sin u}{\lambda}.$$

Солай етип, линзаның фокаллық тегислигиндеги жақтыландырылғанлықтың тарқалыўы $\frac{\sin^2 u}{u^2}$ функциясының жүриси менен бериледи. Бул тарқалыў 86-сүүретте

көрсетілген. Нолге тең болған минимумлардың орны $u = \pm k\pi$ ($k = 1, 2, 3, \dots$) мәніслери немесе (5)-қатнасқа сәйкес

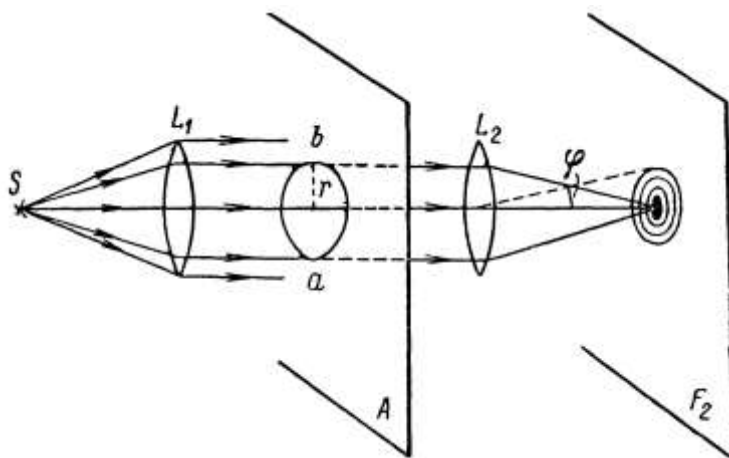
$$\sin \varphi = \pm k \frac{\lambda}{a}$$

шартин қанаатландыратуғын φ мүйешлериниң мәніслери бойынша анықланады.

Орайлық жақтылы жолақ ең жақын болған оң хәм шеп тәрәптеги минимумлардың арасындағы областта, яғнай (6)-теңлик бойынша $\varphi = -\frac{\lambda}{a}$ хәм $\varphi = \frac{\lambda}{a}$ мәніслериниң арасында жайласады. Демек, *толқын узынлығы λ ның мәніси қаншама үлкен хәм саңлақтың кеңлиги a қаншама киши болса орайлық жақтылы жолақ соншама кең болады.* Усының менен бирге $\frac{\lambda}{a}$ қатнасының шамасы үлкен болған жағдайда екінши максимумлардың арасындағы қашықтықтың үлкейетуғынлығын көремиз.

Орайлық жолақлардың өзиниң шеклеринде жақтыландырылғанлықтың оның ортасынан шетине қарай тез кемейетуғынлығын атап өтиў әҳмийетли. $\varphi = \pm \frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda}{a}$ теңлиги орынланғанда жақтыландырылғанлық максималлық жақтыландырылғанлықтың $\frac{1}{4}$ бөлегине тең.

Жуўмақлай келе биз бир саңлақтан алынған Фраунгоферлик дифракциялық сүүреттиң мынадай түрге ийе болатуғынлығын айта аламыз: орайында — жақтыландырылғанлықтың максимумына ийе жақтылы жолақ, қапталларында — минимумлар менен бөлінген салыстырмалы хәлсиз максимумлар, минимумлардағы жақтыландырылғанлық нолге тең. Толқын узынлығы үлкен хәм саңлақтың кеңлиги киши болған жағдайларда барлық сүүрет кең болып алынады.



87-сүүрет.
Параллель нурлардағы
дөңгелек саңлақта
алынатуғын дифракцияны
бақлаў усылы.

2. Дөңгелек тесикте алынатуғын дифракция. Жақтылық түүры сызықты тарқалатуғын жағдайда мөлдир болмаған A экранындағы дөңгелек ab саңлағы, ал оннан кейин L_2 линза арқалы өткен нурлардың параллель дәстеси усы линзаның бас фокаллық тегислиги F_2 де бир ноқатқа жыйналған болар еди (87-сүүрет). Жақтылықтың толқынлық тәбиятына байланысly линзаның бас фокаллық тегислиги F_2 де қурамалы дифракциялық сүүрет пайда болады. Алынатуғын сүүреттиң түрин бұл жағдайда да айырым зоналардың тәсирин суммалаў жолы менен анықлаўға болады. Сақыйна тәризли зонларды алып, орайлық ноқат ушын барлық зоналардың тәсирлериниң қосылатуғынлығын аңсат көриўге болады хәм бұл орында бас максимум алынады. Дөңгелек тесиктеги Френель дифракциясын қарағанымыздай қыя бағытта тарқалатуғын нурлар ушын қараңғы хәм жақтылы жолақлар пайда болады деп жуўмақ шығарыўға болады. Сәйкес есаплаўлар φ мүйешиниң

$$\sin \varphi = 0,61 \frac{\lambda}{r} \quad (7)$$

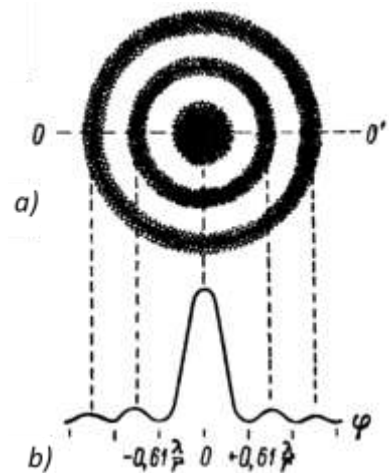
теңлигине сәйкес келетүгын мәнисинде биринши қараңғы сақыйнаның алынатүгынлығын көрсетеди. Бул теңликте r арқалы тесиктің радиусы белгиленген. Екинши қараңғы сақыйна $\sin \varphi = 1,116 \frac{\lambda}{r}$ шәртин қанаатландыратүгын φ мүйешинде жатады ҳ.т.б. Минимумлардағы жақтыландырылғанлық нолге тең. Қоңсылас қараңғы сақыйналардың арасында жақтылы сақыйналар жайласады, Бирақ олар орайлық жақтылы даққа салыстырғанда әдеүйр хәлсиз болады. Егер орайлық максимумдағы жақтыландырылғанлықты 1 ге тең деп есапласақ, онда биринши жақтылы сақыйнадағы максималлық жақтыландырылғанлық 0,0174 ке, ал екиншисинде 0,0041 ге тең. А экранындағы дөңгелек тесиктен өткен жақтылықтың улыўма муғдарының шама менен 84 проценти орайлық жақтылы дақ областына түседи.

Дөңгелек тесикте алынған Фраунгофер дифракциясының улыўма түри 88-а сүүретте көрсетилген. 88-б сүүретте болса дифракциялық сүүреттеги жақтыландырылғанлықтың ұсы тесиктің орайы арқалы өтетүгын OO' пунктир сызықтың бойындағы тарқалыўы берилген.

88-сүүрет.

Дөңгелек тесикте алынатүгын дифракция:

- а) дифракциялық сүүреттің улыўмалық түри, б) жақтыландырылғанлықтың тарқалыўының иймеклиги.



φ мүйеши киши болғанда (7)-формула бойынша биринши қараңғы сақыйнаның мүйешлик радиусы $\Delta\varphi$ жуўық түрде мынаған тең:

$$\Delta\varphi = 0,61 \frac{\lambda}{r} = 1,22 \frac{\lambda}{d}. \quad (7a)$$

Бул теңликте d - тесиктің диаметри. Бул сақыйнаның ишинде жақтылы орайлық дақ жатады. λ/d қатнасының шамасы қанша үлкен, яғный толқын ұзынлығы λ қаншама үлкен болса орайлық жақтылы дақтың өлшемлери де үлкен болады. Соның менен бирге тесиктің диаметри d үлкен болған сайын орайлық жақтылы дақтың өлшеми киширейеди. Биринши қараңғы сақыйнаның сызықлы өлшемлери жуўық түрде мынаған тең:

$$\Delta l = \Delta\varphi \cdot F = 1,22 \frac{\lambda}{d} F.$$

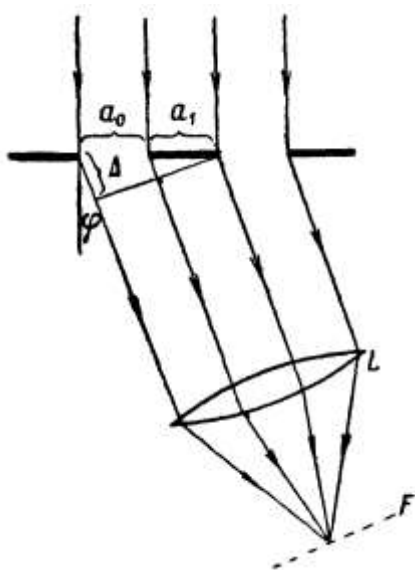
Бул теңликте F арқалы L_2 линзаның бас фокуслық қашықлығы белгиленген. Дифракциялық сүүреттің орайынан баслап биринши қараңғы сақыйна тұрған орынға көшкенде жақтыландырылғанлық монотонлы тәризде кемедейди (88-б сүүрет). Бирақ, контрасты бойынша визуаллық бақлағанда орайлық жақтылы дақ кишкенедей болып көринеди хәм оның "диаметрин" жуўық түрде биринши қараңғы сақыйнаның радиусына, яғный $1,22 \frac{\lambda}{d}$ шамасына тең деп есаплаўға болады. Мысалы, диаметри $d = 0,5$ мм болған тесикте хәм линзаның бас фокуслық қашықлығы $F = 100$ см болған жағдайда толқын ұзынлығы $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см болған көзге көринетүгын жақтылық пайдаланылған жағдайда орайлық жақтылы дақтың өлшеми ұшын

$$\Delta l = 1,22 \frac{5 \cdot 10^{-5}}{5 \cdot 10^{-2}} 10^2 \text{ см} = 0,122 \text{ см}$$

шамасына ийе боламыз.

§ 270. Көп саңлақтардағы дифракция. Дифракциялық пәнжере. 269-параграфта бир саңлақтағы параллель нурлардағы дифракцияны қарадық. Енди бир бирине параллель, кеңліктери бирдей хәм a_0 шамасына тең және бир биринен бирдей a_1 қашықтықта жайласқан бир неше саңлақтарды қараймыз. Бир саңлақтағы дифракциядай, бул жағдайда да дифракциялық сүүрет L линзаның фокаллық тегислигинде бақланады. Әпиұайылық ушын когерент нурлардың дәстеси саңлақтар жайласқан тегисликке перпендикуляр бағытта түседи деп есаплаймыз (89-сүүрет).

Бул жағдайда мынадай жағдайларға байланысly қубылыс бираз құрамаласады: хәр бир саңлақта алынатуғын дифракция менен бир қатарда саңлақтардың хәр биринен жетип келетуғын жақтылық дәстелериниң тербелислериниң қосылыұы, яғный көп дәстелердиң интерференциясы орын алады. Егер саңлақтардың улыұма саны N ге тең болса, онда бир бири менен N дана нур интерференцияланады.



89-сүүрет.
Дифракциялық пәнжере.

Дәслеп N дана дәстениң интерференциясы хәққындағы мәселени қараймыз. Усының менен бирге саңлақтар жайласқан тегисликке түсирилген нормаль менен бирдей φ мүйешинде тарқалатуғын дәстелерди қараймыз. Бундай жағдайда барлық дәстелердеги тербелислердиң амплитудалары бирдей (берилген φ де); оның мәнисин a арқалы белгилеймиз. 89-сүүретте көринип тұрғанындай, қоңсылас саңлақтардан келип жететуғын нурлардың арасындағы жүрислер айырмасы Δ мынаған тең болады:

$$\Delta = (a_0 + a_1) \sin \varphi. \quad (1)$$

$a_0 + a_1$ қосындысын b арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда (1)-формула мынадай түрге енеди:

$$\Delta = b \sin \varphi. \quad (1a)$$

Бундай жүрислер айырмасына қоңсылас дәстелер арасындағы δ фазалар айырмасы сәйкес келеди. Оның шамасы мынаған тең

$$\delta = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}. \quad (2)$$

Тербелислердиң интерференциясының нәтийжесинде линзаның фокаллық тегислигинде базы бир A амплитудасына ийе қосынды тербелис алынады. Оның мәниси фазалар айырмасы δ дан, соған сәйкес дифракция мүйеши φ ден ғәрезли.

Енди қосынды амплитуда A ны анықлаұ ушын амплитудаларды қосыұдың графикалық усылын пайдаланамыз. Бундай жағдайда A векторы амплитуда векторлары a ларды

қосыұдың салдарынан пайда болған сынық сызықтың түйықлаұшысы болған вектор түрінде көрсетиледи.

Әлбетте, $\mathbf{a}$ векторлары бир түүрының бойында жайласатуғын болса $\mathbf{A}$ векторы максималлық мәнісине жетеди (90-а сүүрет). Бұл жағдай

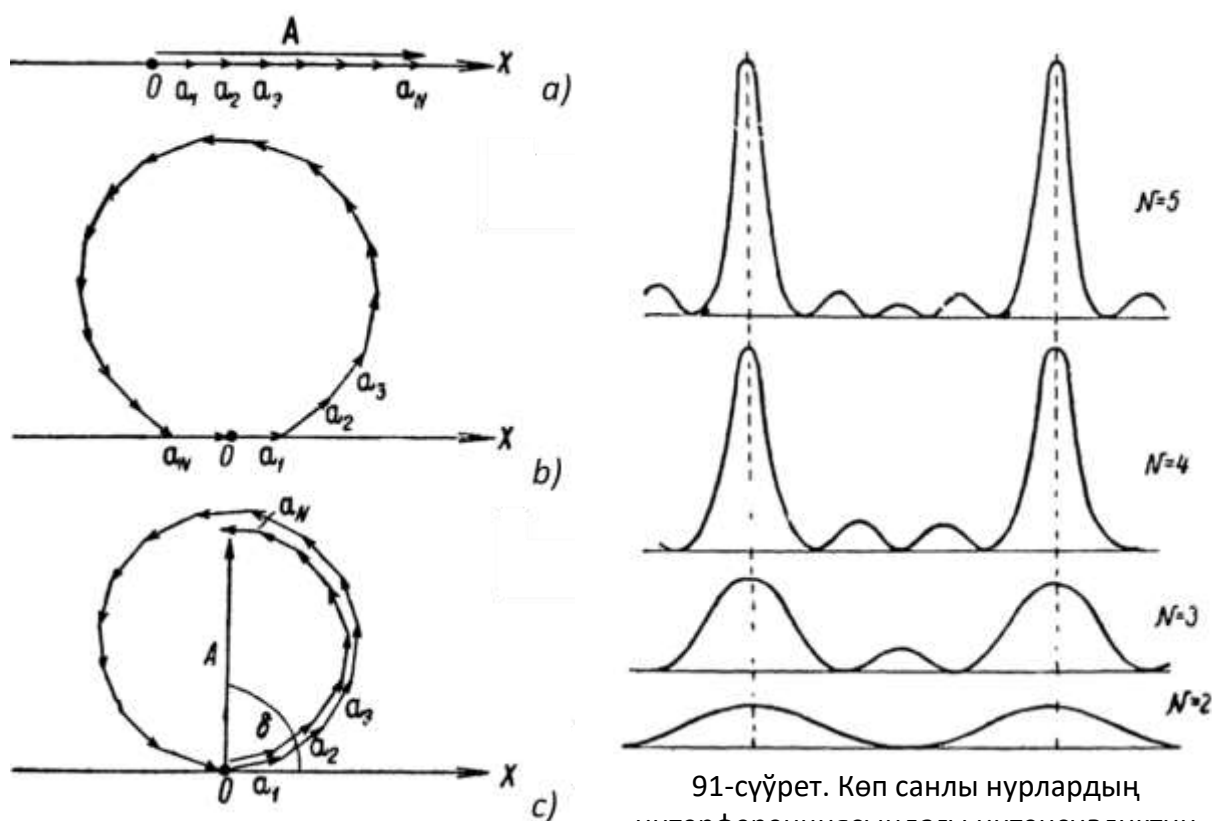
$$\delta = \pm 2k\pi \quad (3)$$

теңлиги орынланған жағдайда орын алады. Бұл теңликте $k = 0, 1, 2, \dots$

Бундай жағдайда $\mathbf{A}$ векторының узынлығы $A = Na$ шамасына тең болады. Буннан L линзаның фокаллық тегислигиндеги жақтыландырылғанлықтың $\delta = 2k\pi$ теңлиги орынланғанда максималлық мәнісине жететуғынлығын көремиз:

$$I_{\max} = cN^2 a^2. \quad (4)$$

Бұл теңликте c арқалы пропорционаллық коэффициент белгиленген.



91-сүүрет. Көп санлы нурлардың интерференциясындағы интенсивликтің тарқалыұы.

90-сүүрет. Амплитуда векторларын қосыұ.

$\mathbf{a}$ векторлары тәрепинен пайда етилетуғын сынық сызық түйық сызыққа айланған жағдайда, яғнай $\mathbf{a}$ векторының ең соңғысы биринши $\mathbf{a}$ векторына параллель жайласатуғын жағдайда $\mathbf{A}$ векторы нолге айланады (90-b сүүрет). $\mathbf{a}$ векторларының соңғысы OX көшери менен $N\delta$ мүйешин жасайтуғын болғанлықтан, ұсыған сәйкес $N\delta = \pm 2k\pi$ шәрти орынланған жағдайда ($k = 0, 1, 2, \dots$) ол OX көшерине параллель жайласады.

Солай етип, биз минимумларды алыұдың шәртин аламыз:

$$\delta = \pm 2k \frac{\pi}{N}. \quad (5)$$

Минимумларда жақтыландырылғанлық нолге тең:

$$I_{\min} = 0. \quad (6)$$

Минимумлар δ шамасы (5)-шәртти қанаатландыратуғын хәм (5)-шәрт максимумлар шәрт (3) ке өтетуғын $\delta = 0, N, 2N, 3N, \dots$ теңликлери орынланбайтуғын жағдайларда пайда болады. Айтылғанлардан мынадай жағдай келип шығады: $I_{\min} = 0$ минимумлар (3)-қатнас

пенен анықланатуғын $I_{max} = cN^2a^2$ максимумларына салыстырғанда ($N - 1$) есе жийи жайласады. Көринип тұрғанындай, қоңсылас минимумлардың арасында және бир максимумнан пайда болыуы керек. Бул максимумлар a векторлары пайда еткен сынық сызық бир бири менен жақынласқанда туйықланбайтуғын жағдайда, яғнай a векторлары тәрепинен құралған сынық сызық бириншиси менен тұтаспайтуғын жағдайда пайда болады (90-с сүүрет). Бул максимумлардың бурынырақ қарап өтилген максимумлардан әдеуір хәлсиз екенлигин көрсетиуіге болады. Сонлықтан оларды *екинши максимумлар*, ал (3)-шәрт орынланған жағдайда пайда болатуғын максимумларды *бас максимумлар* деп атайды. Екинши максимумлардың ең интенсивлиси (N ниң үлкен мәнисинде) бас максимумлардың интенсивлигиниң $1/23$ шамасынан үлкен болмайды.

Соңында биз мынаны аламыз: *бирдей амплитудаға ийе болған N дәстениң интерференциясында интенсивликтери бирдей $I_{max} = cN^2a^2$ шамасына тең бир қатар бас максимумлар пайда болады; қоңсылас бас максимумлардың арасында $N - 1$ дана $I_{min} = 0$ минимумлар жайласады*; ұсының менен бирге, қоңсылас бас максимумлар арасында еки, үш, төрт хәм бес интерференцияланыушы дәстелер бар болған жағдайлар ушын $N - 2$ дана екинши максимумлар жайласады. Көринип тұрғанындай, интерференцияланыушы дәстелердиң саны үлкейгенде бас максимумлар кескин түрге енеди; олардың арасында кем-кемнен көп санлы әззи екинши максимумлар жайласады.

Фазалар айырмасы δ менен жүрислер айырмасы Δ арасындағы байланысты [(2)-формула] хәм (1-а) формуланы итибарға алып, бас максимумлардың

$$\sin \varphi = \pm k \frac{\lambda}{b} \quad (7)$$

шәртин қанаатландыратуғын φ мүйешлеринде пайда болатуғынлығын аламыз. Бул теңликте $k = 1, 2, 3, \dots$ Ал, минимумлар болса

$$\sin \varphi = \pm k \frac{\lambda}{bN} \quad (8)$$

шәртин қанаатландыратуғын φ мүйешлеринде пайда болады. Бул теңликте $k = 1, 2, 3, \dots$ ($k = N, 2N, 3N, \dots$ мәнислеринен басқа).

Тек айырым саңлақлардан шығатуғын дәстелердиң интерференциясын есапқа алғанда бас максимумлар, жоқарыда айтылғандай, бирдей интенсивликке ийе болған болар еди. Хәқыйқатында, хәр бир саңлақта хәр қыйлы φ мүйешинде дифракцияланған нурлар L линзаның фокаллық тегислигинде хәр қыйлы амплитудаларға ийе тербелислерди береді, бас максимумлардың шамалары хәр қыйлы болады. Бул айырманы есапқа алыу ушын 269-параграфта талланған бир саңлақта алынған дифракциялық сүүреттиң түринен пайдаланыу керек. L линзаның бас фокаллық тегислигинде бир саңлақ 92-б сүүретте көрсетилген I_2 тарқалыуды береді. Бас максимум $\varphi = 0$ теңлиги орынланған жағдайда алынады. I_{2min} минимумлар φ мүйешиниң

$$\sin \varphi = \pm k \frac{\lambda}{a_0} \quad (9)$$

шәртин қанаатландыратуғын мәнислеринде алынады. Бул теңликте a_0 - саңлақтың кеңлиги, $k = 1, 2, 3, \dots$ Минимумлардың арасында екинши максимумлар жайласады. Олардың ең үлкен интенсивликке ийе болғанының интенсивлиги бас максимумның шама менен $1/23$ бөлиминде тең (92-б сүүретте екинши максимумлардың шамасы айқынлық ушын бир қанша үлкейтилген).

L линзаның фокаллық тегислигиндеги жақтыландырылғанлықтың хәқыйқый тарқалыуы болған I функциясы

$$I = I_1 I_2$$

көбеймеси менен көрсетиледи. Бул тарқалыу 92-с сүүретте келтирилген. Көринип тұрғанындай, тек I_{1max} бас максимумлары ғана интенсивли болады. Олар дифракциялық

сұйреттің бас максимумы I_{2max} тың областына киреди. Олардың саны b шамасы менен саңлақлардың кеңлиги a_0 диң қатнасынан ғарезли. Ҳақыйқатында, I_2 иймеклигиниң биринши минимумы (оң φ мүйеши тәрәпине қарай) $\varphi = \varphi_1$ теңлиги орынланғанда (9)-теңлик пенен анықланатуғын

$$\sin \varphi_1 = \frac{\lambda}{a_0}$$

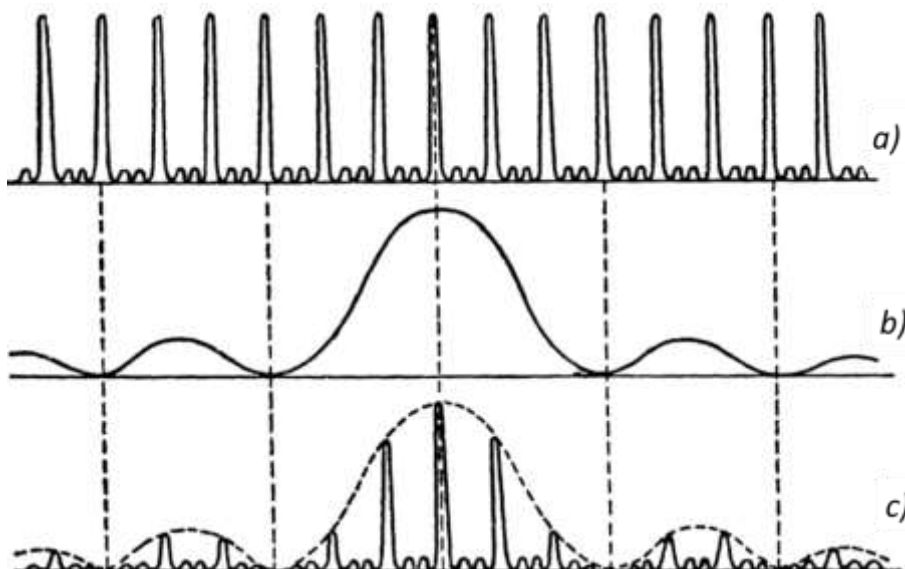
φ мүйешинде жайласады. Егер

$$\sin \varphi_1 = k \frac{\lambda}{b}$$

теңлиги орынланатуғын болса, онда мүйештиң ұсы мәнисине I_1 иймеклигиниң бас максимумы сәйкес келеди. Бул теңликтеги k ның пүтин сан болыўы керек. Бул еки теңликти салыстырып, k ның

$$k = \frac{b}{a_0}$$

теңлигиниң жәрдеминде анықланатуғынлығын көриўге болады.



92-сұйрет. Төрт саңлақтағы дифракцияда алынатуғын максимумлардың орынлары: а) төрт дәстениң интерференциясының нәтийжесинде алынатуғын максимумлар; б) бир саңлақта алынатуғын дифракциялық сұйреттеги жақтыландырылғанлықтың тарқалыўы; с) максимумлар бойынша жақтыландырылғанлықтың тарқалыўы.

Солай етип, егер b/a_0 қатнасы пүтин санға тең болса, онда $k = \frac{b}{a_0}$ тәртибиндеги бас I_2 иймеклигиниң нолге тең болған минимумына түседи ҳәм жоғалады. Бундай жағдай

$$k = \pm k' \frac{b}{a_0} \quad (11)$$

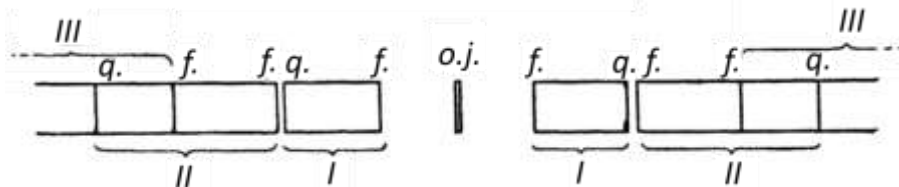
тәртибиндеги барлық бас максимумлар ушын да орынлы болатуғынлығын аңсат көриўге болады. Бул теңликте $k' = 1, 2, 3, \dots$ Бас максимумның I_2 иймеклигиниң шеклерине I_1 иймеклигиниң $2\frac{b}{a_0} - 1$ дана екинши максимумлары I_2 иймеклигиниң екинши максимумларында жайласады. 92-сұйрет саңлақлар бир биринен бирдей қашықтықта тұрған ҳәм $\frac{b}{a_0} = 3$ болған жағдай ушын тийисли. $b = a_0 + a_1$ теңлиги орынлы болғанлықтан

$\frac{b}{a_0} = 3$ теңлігінен саңлақтардың арасындағы мөлдір емес областардың кеңлігінің саңлақтардың өзлерінің кеңлігінен еки есе үлкен екенлігі келип шығады.

Бірдей мөлдір емес жолақтар менен ажыратылған мөлдір саңлақтардың қатары *дифракциялық пәнжере* атамасына ийе. $b = a_0 + a_1$ шамасы *пәнжерениң турақлысы* деп аталады.

Саңлақтардың саны N жүдә үлкен болған жағдайларда бас максимумлар жүдә кескин, ал екінші максимумлар жүдә хәлсиз. Белгили болған λ толқын ұзынлығына ийе болған жақтылықта (монохромат жақтылық) L линзаның бас фокаллық тегислігінде дифракциялық пәнжере тәрәпинен берилетуғын барлық сүүрет қара аралықтар менен бөлінген енсиз жақтылы жолақтардан тұрады. Пәнжерени ақ жақтылық пенен жақтыландырғанда орайда ($\varphi = 0$) ақ жолақ пайда болады, себеби $\varphi = 0$ теңлігі орынланғанда (7)-шәрт қәлеген λ ұшын орынлы болады. Орайлық ақ жолақтың оң хәм шеп тәрәпинде хәр қыйлы толқын ұзынлықтары ұшын хәр қыйлы φ мүйешлерінде максимумлар пайда болады. Усы φ мүйешлерінің мәніслери $k = 1$ теңлігі орынланатуғын жағдайлар ұшын (7)-теңліктің жәрдемінде анықланады; бул максимумлар бир бири менен араласып *спектрлер* деп аталатуғын боялған жолақтарды пайда етеди. Спектрлердің хәр бирінде фиолет нұрлардың максимумлары орайлық жолаққа жақынырақ, ал қызыл нұрлар ұшын максимумлар оннан қашығырақта жайласады. Нәтийжеде $k = 1$ теңлігі орынланатуғын жағдайларда өзінің фиолет шетлери менен орайлық жолаққа жақын жайласқан бирінші тәртіпли еки спектр пайда болады (оң хәм шеп). Усыған сәйкес, орайлық ақ жолаққа симметриялы жайласқан $k = 2, 3, \dots$ лар ұшын екінші, үшінші х.т.б. тәртіптеги спектрлер пайда болады.

Пәнжерени тек белгили ұзынлықтағы λ_i толқын ұзынлығына ийе толқынлар менен жақтыландырғанда биз хәр қыйлы тәртіптердеги спектрлерди аламыз. Бундай жағдайда орайлық жолақ λ_i толқын ұзынлықтары ұшын максимумлардың бир бирінің үстине түсіуінің нәтийжесінде пайда болады.



93-сүүрет. Хәр қыйлы тәртіптеги спектрлердің жайласыуы.

93-сүүретте орайлық жақтылы жолақтың орны (*o.j.*) хәм $I, II, III, \dots$ рим санлары менен белгиленген хәр қыйлы тәртіптеги көзге көринетуғын жолақтар көрсетилген. Екінші хәм үшінші тәртіптеги көзге көринетуғын спектрлердің айырым бөлімлери бир бирінің үстине түседі. (7)-теңліктен биз

$$k\lambda = k'\lambda' \quad (12)$$

шәртин қанаатландыратуғын λ толқын ұзынлығындағы жақтылықтың k -тәртібиндеги максимумның үстине толқын ұзынлығына λ' шамасына ийе жақтылықтың k' -тәртіпли максимумның үстине түсетуғынлығын көреміз. (12)- теңліктен, мысалы, толқын ұзынлығы λ болған бирінші тәртіпли ($k = 1$) спектрдің үстине толқын ұзынлығы $\lambda' = \frac{1}{2}\lambda$ шамасына тең болған спектрдің екінші тәртіби ($k = 1$) түседі. Тап сол сыяқлы, екінші тәртіп спектрдің хәр бир участкасының үстине толқын ұзынлығы $\lambda' = \frac{2}{3}\lambda$ шамасына тең болған үшінші тәртіпли спектрдің участкасы түседі. Хәр қыйлы тәртіптердеги спектрлер бойынша жақтыландырыудың тарқалыуы b/a_0 қатнасынан ғәрезли болады хәм I_2

иймеклигинің жүриси бойынша анықланады. Егер, мысалы, саңлақлардың арасындағы мөлдір болмаған аралықтардың қалыңлығы a_1 ге тең болса, онда $b = 2a_0$ хәм (11)-формула бойынша жуп тәртіпті барлық спектрлер жоғалады.

Дифракциялық пәнжерелер биринши рет 1821-жылы Фраунгофер тәрәпинен спектрлерди үйрениў ушын пайдаланылды. Ол пайдаланған биринши пәнжерелер бир бирине параллель етип керилген көп санлы жиңишке сымлардан тұрған. Сымлардың арасындағы жақтылық өтетұғын саңлақтың хызметин атқаратұғын областлардың 1 сантиметрдеги саны 136 ға шекем жеткен. Кейинирек Фраунгофер пәнжерелерди шийше пластинканың бетине алмаздың жәрдемінде штрихларды салыў жолы менен соға баслады. Хәзирги ўақытлары ұсындай (мөлдір) пәнжерелер менен бир қатарда металл айнаның бетінде алмаздың жәрдемінде штрихларды салыў жолы менен соғылған шағылыстырыўшы пәнжерелер де кеңнен қолланылады. Бундай пәнжерелердің қасийетлери тийкарынан алмаздың жәрдемінде түсирилген штрихлардың формасы менен тереңлигинен ғәрезли болады. Хәқыйқый пәнжерелердеги жақтыландырылғанлықтың тарқалыўы биз қарап өткен бирдей кеңликтеги саңлақлары бар хәм мөлдір болмаған бирдей жолақлар менен айрылған идеалластырылған пәнжерередеги жақтыландырылғанлықтың тарқалыўынан үлкен айырмаға ийе болады. Соңғы ўақытлары тек қандай да бир спектрди беретұғын, мысалы биринши тәртіпті спектрлердің бирин беретұғын пәнжерелерди соғыўдың сәти түсти.

§ 271. Дифракциялық пәнжерениң дисперсиясы менен ажырата алыў күши. Барлық басқа спектраллық әсбаплар сыяқлы пәнжере тәрәпинен берилетұғын спектр мынадай шамалар менен тәрийипленеди: мүйешлик дисперсия хәм ажырата алыў күши.

Мүйешлик дисперсия D деп нұрлардың аўысыў мүйеши φ ден толқын ұзынлығы λ бойынша алынған тўўындыға тең шамаға айтады:

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda}. \quad (1)$$

$\Delta\lambda$ толқын ұзынлығының интервалы сәйкес келетұғын спектрдің киши участканың мүйешлик өлшемлери $\Delta\varphi$ ды жуўық түрде былайынша көретийге болады:

$$\Delta\varphi = D \cdot \Delta\lambda.$$

Буннан мүйешлик дисперсияның берилген толқын ұзынлығының қасындағы областтағы спектрдің жайылыў дәрежесин тәрийиплейди. 270-параграфтағы (7)-аңлатпаны дифференциаллап пәнжерениң мүйешлик дисперсиясы ушын мынадай аңлатпаны аламыз

$$D = \frac{k}{b \cos \varphi}. \quad (2)$$

Көринип тұрғанындай, дисперсия пәнжерениң штрихларының санынан ғәрезсиз, ал оның b тұрақлысы хәм спектрдің тәртіби k бойынша анықланады екен: пәнжерениң тұрақлысы қанша киши болса оның мүйешлик дисперсиясы үлкен болады.

Киши φ мүйешлерінде (2)-теңлик бойынша жуўық түрде

$$D = \left(\frac{d\varphi}{d\lambda} \right)_{\varphi \approx 0} = \frac{k}{b}$$

теңлигин аламыз, яғный $\varphi = 0$ ге жақын орынларда дисперсия тұрақлы мәнисин сақлайды; буннан бундай шараятларда спектраллық сызықлардың арасындағы мүйешлик қашықлық $\Delta\varphi$ диң толқын ұзынлықтарының айырмасы $\Delta\lambda$ ге пропорционал болатұғынлығы келип шығады. Тұрақлы дисперсияға ийе спектр әмелий жақтан барлық толқын ұзынлықлар областына созылған хәм сонлықтан ол спектрдің фиолет бөлими қызыл областына қарағанда әдеўир жайылатұғын призманың жәрдемінде алынған спектрден утымлы түрде ажыралып тұрады.

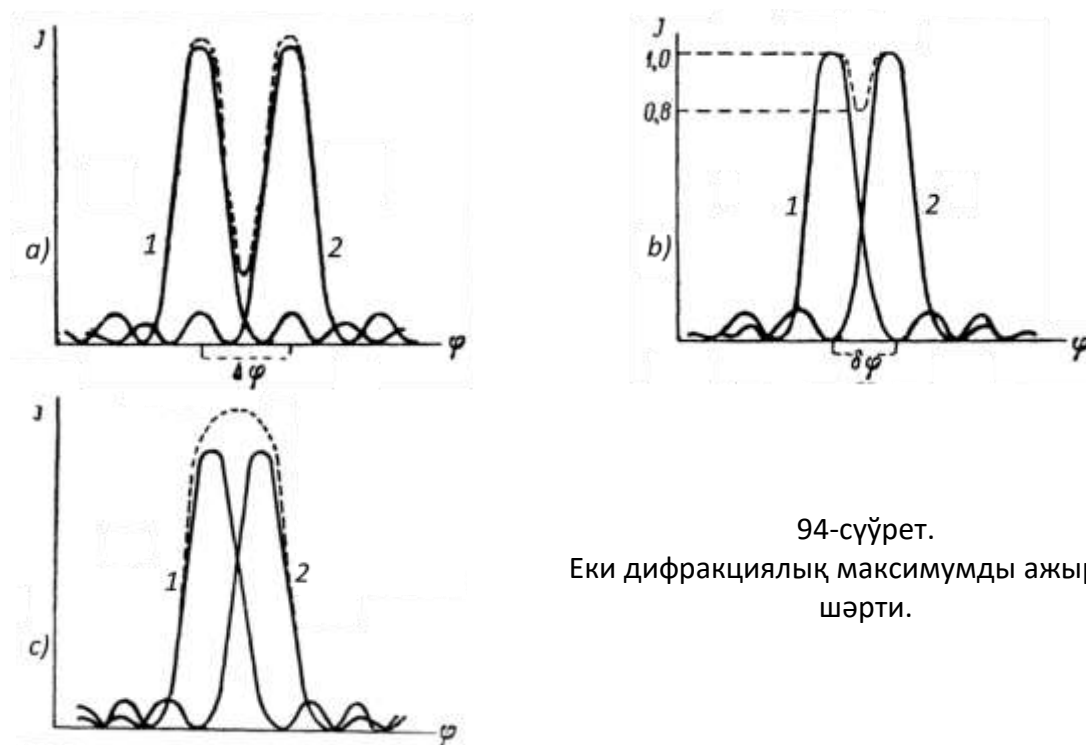
Ажырата алыў қәбилетлиги пәнжерениң толқын ұзынлықлары киши болған қандай спектраллық сызықларды ажырата алатұғынлығын көрсетеди. Егер әсбап ажырата

алатуғын қоңсылас сызықтардың толқын ұзынлықтарының айырмасы $\delta\lambda$ шамасына тең болатуғын болса, онда ажырата алыу күші деп

$$r = \frac{\lambda}{\delta\lambda} \quad (3)$$

шамасына айтамыз. Бұнда λ арқалы ажыратылатуғын сызықтың орташа толқын ұзынлығы белгіленген.

Спектраллық сызықтардың хәр қайсысы пәнжерениң спектринде дифракциялық максимумды береді. Қандай жағдайларда λ хәм $\lambda + \delta\lambda$ толқын ұзынлықтарына ийе сызықтарға сәйкес келетуғын еки дифракциялық максимумды бир биринен ажыратыуға болады деп сорау бериледи. 94-сүүретте бир биринен хәр қыйлы мүйешлик қашықлықтарда жайласқан еки қоңсылас максимумлар көрсетилген. Пунктир сызық максимумлардың екеуиниң қосынды интенсивлигин береді. Мүйешлик қашықлық $\delta\varphi$ диң киширейиу менен еки пунктир сызықтың бир биринен ажыралыуы кем-кемнен киширейеди хәм ең ақырында пүткиллей жоғалады (94-с сүүрет).



94-сүүрет.
Еки дифракциялық максимумды ажыратыу шәрти.

Рэлей еки дифракциялық сүүретти ажыратыудың төмендегидей әмелий мәниси бар критерийин ұсынды: егер олардың минимумының ординатасы қосынды иймекликтің максимумының ординатасының 0,8 ин қурайтуғын болса, онда олар бир биринен ажыратылған деп есапланады. Бұндай жағдайда минимумдағы салыстырмалы ойпат орын 20 процентке жетеді, ал бұл жағдайда көз бенен қарағанда еки максимумның арасында қараңғы аралықтың бар екенлиги айқын көринеді.

94-сүүретте келтирилген иймекликлерде иймекликлердің биреуиниң максимумы екінши иймекликтің минимумына сәйкес келген жағдайдағы ойық областтың шамасы 20 процентке жетеді. Солай етип, спектраллық сызықтардың арасындағы мүйешлик қашықлық $\delta\varphi$ бас максимум менен оған жақын болған минимумның арасындағы мүйешлик қашықлыққа тең болған жағдайда ұсы еки спектраллық сызық бир биринен ажыралған болады.

k -тәртіптеги бас максимумның орны 270-параграфтағы (7)-формуланың жәрдемінде

$$\sin \varphi = k \frac{\lambda}{b} \quad (4)$$

теңлигинің бойынша анықланады.

Оған ең жақын болған минимум 270-параграфтағы (8)-формула бойынша $\varphi + \delta\varphi$ мүйешинде

$$\sin(\varphi + \delta\varphi) = k' \frac{\lambda}{bN}$$

шәрті орынланатуғын жағдайда анықланады. Бұл формулада k' шамасын $kN + 1$ ге тең есаплау керек. Солай етип, мынаған ийе боламыз:

$$\sin(\varphi + \delta\varphi) = (kN + 1) \frac{\lambda}{bN}. \quad (5)$$

Жоқарыда айтылғанларға сәйкес, бір биринен зорға ажыралатуғын еки сызықтың арасындағы мүйешлик қашықтықтың шамасы $\delta\varphi$ ге тең болуы керек. Усы $\delta\varphi$ шамасын табыу үшін (5)-теңликтен (4)-теңликти ағзама-ағза алыу керек. Бұндай жағдайда

$$\sin(\varphi + \delta\varphi) - \sin \varphi = \frac{\lambda}{bN}$$

ямаса

$$2 \sin \frac{\delta\varphi}{2} \cos \frac{2\varphi + \delta\varphi}{2} = \frac{\lambda}{bN}$$

теңліклеринің орын алатуғынлығын көреміз. $\delta\varphi$ мүйешинің шамасының киши екенлигин есапқа алсақ, бұннан жууық түрдеги

$$\delta\varphi = \frac{\lambda}{Nb \cos \varphi}$$

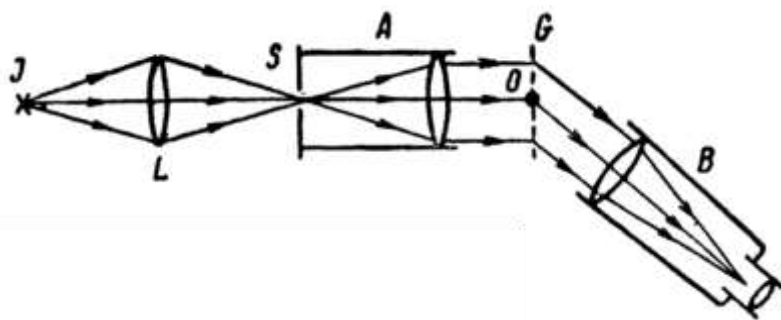
теңлигин аламыз. Бұл мүйешлик қашықтыққа толқын ұзынлықтарының $\delta\lambda$ айырмасы сәйкес келеди. Оның мәнісін мүйешлик дисперсияға арналған (2)-аңлатпаны пайдаланыу жолы менен аламыз:

$$\delta\lambda = \left(\frac{d\lambda}{d\varphi} \right) \delta\varphi = \frac{b \cos \varphi}{k} \cdot \frac{\lambda}{Nb \cos \varphi} = \frac{\lambda}{kN}. \quad (6)$$

(6)-формуладан саңлақлардың саны N үлкен және жоқары k тәртіпте спектрди пайдаланған жағдайда дифракциялық пәнжерениң бир бирине жақын болған спектраллық сызықларды ажырата алатуғынлығы көринип тұр. (6)-аңлатпадан ажырата алыу күші r ушын мынаны аламыз:

$$r = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = kN.$$

Пәнжерениң ажырата алыу күші b тұрақтысынан ғәрезли емес, ал саңлақлардың ұлыұмалық саны N хәм спектрдің тәртіби k бойынша анықланады.



95-сүрөт.
Мөлдір пәнжерели
дүзилистің схемасы.

Үлкен мүйешлик дисперсияға жетиу үшін b тұрақтысының мәнісін киши болуы, яғный пәнжерениң ұзынлығының бирлигине мүмкин болғанынша көп санлы штрихлардың сәйкес келиуі керек. Ал ажырата алыу күшінің үлкен болуы ушын штрихлар саны N ниң

үлкен болыуы шарт. Хәзирги ўақытлардағы пәнжерелер бир миллиметрде 1200 ге шекемги штрихларға ийе ҳәм ондағы штрихлардың улыўмалық саны 200 000 ға жетеди. Бундай пәнжере биринши тәртипте $\lambda/\delta\lambda = 200\,000$ шамасына тең ажырата алыў күшине тең. Егер ҳәр миллиметрде 1200 штрих бар пәнжереде бас фокуслық қашықлығы $F = 2$ м болған линзаның жәрдемінде спектрди алса, онда көзге көринетуғын биринши тәртипли спектрдин ұзынлығы шама менен 85 см ге тең болады.

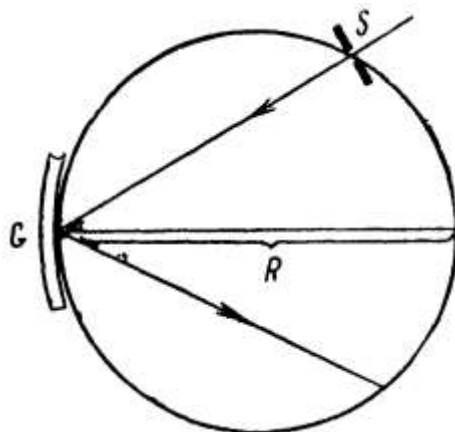
Мөлдир дифракциялық пәнжерениң ең әпиўайы схемасы 95-сүүретте келтирилген. Бул сүүретте S — пәнжерениң штрихларына параллель болған саңлақ, A — нурлардың параллель дәстесин беретуғын коллиматор. Бул дәсте нормаль бағытта G пәнжереге келип түседи. S саңлағы L линзаның жәрдемінде жақтылықтың I дерегинен жақтыландырылады. Спектр O көшериниң дөгерегинде бурыла алатуғын және пәнжере тұрған орын арқалы өтетуғын B трубасының жәрдемінде бақланады.

Дифракциялық пәнжере жақтылық толқынларының ұзынлықтарын өлшеўге мүмкиншилик береди. 270-параграфтағы (7)-теңликтен мынаған ийе боламыз

$$\lambda = \frac{b}{k} \sin \varphi. \quad (7)$$

Берилген k тәртиптеги спектрдеги сызыққа сәйкес келетуғын φ мүйешин өлшеп ҳәм пәнжерениң турақлысы b ны билип, (7)-теңлик бойынша бул сызық ушын толқын ұзынлығы λ ни табыўға болады.

96-сүүрет.
Ойыс дифракциялық пәнжере.

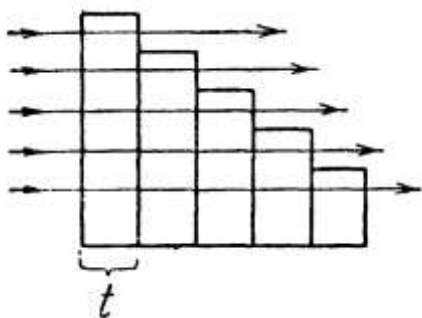


Тегис айнаға штрихларды жүргизиў жолы менен алынатуғын шағылыстырыўшы пәнжере менен бир қатарда ойыс пәнжерелерди де соғады. Ойыс пәнжереде ойыс сфералық бетте хорда бойынша есаплап, бир биринен теңдей қашықлықлардағы штрихлар қойылады. Ойыс пәнжере фокуслаўшы қәсийетке ийе болады ҳәм ҳеш қандай линзаларсыз пайдаланылады. Бул жағдай тегис пәнжереге салыстырғанда оның артықмашлығы болып табылады. Егер S саңлағы менен G ойыс пәнжере (96-сүүрет) радиусы u сы пәнжерениң майысқанлық радиусы R ден еки есе киши болған шеңберде жайластырылған болса, онда спектр сол шеңберде фокусланатуғынлығын көрсетиўге болады.

Спектрдин ұзақ инфрақызыл областында ислеў ушын шашыратыўшы пәнжерелерди ұзынлық бирлигине салыстырмалы көп болмаған штрихларды салыў менен таярлайды. Бундай пәнжерелерди эшелетлар деп атайды. Оларды бөлетуғын машинаның кесетуғын пышағын жумсақ мыстың бетине күш пенен басыў арқалы штрихларды пайда етиў жолы менен алады. Пайда болған ойық излер дурыс формаға ийе болады ҳәм бет текше тәризли форманы ийелейди. Ойықлықлардың шетлериниң қыялығын сәйкес түрде сайлап алып, спектрлердин инфрақызыл областтағы үлкен жарықлығын пайда етиўге болады.

§ 272. Жоқары ажырата алыўшылық күшине ийе спектроскопия. Спектрлерди үйрениў менен байланысly болған көп мәселелерди шешиў ушын жоқары ажырата

алыўшылық күшине ийе спектраллық әсбаплар талап етиледі. Тәжірийбелер көп санлы спектраллық сызықлардың структураға ийе болатуғынлығын, яғный бир бирине жүдә тығыз жайласқан бир неше құраўшылардан тұратуғынлығын көрсетти. Олардың ҳәр қайсысы өзиниң меншикли λ_i толқын ұзынлығына ийе. Айырым құраўшылардың арасындағы толқын ұзынлықларының айырмалары соншама киши болып, оларды әдеттеги призмалық спектрографлар менен ажыратыўдың мүмкиншилиги болмайды. Жоқары ажырата алыў күши магнит майданының спектраллық сызықларға тәсирин үйрениў (Зееман құбылысы, 346-параграф), сызықлардың контурларын ҳәм басқа да бир қатар мәселелерди шешиў ушын да керек.



97-сүўрет.
Текшли пәнжере.

Жоқары ажырата алыў күшине ийе спектраллық әсбаплардың қатарына үлкен дифракциялық пәнжерелер киреди. Буннан алдыңғы параграфта олардың жұмыс ислеўиниң көп санлы дәстелердиң интерференциясына тийкарланған екенлиги атап өтилди. Көп санлы дәстелердиң интерференциясы қолланылатуғын бир қатар спектраллық әсбаплар да бар. Усындай әсбаплардың теориясы биринши рет Б.Б.Голицин тәрәпинен берилди.

Әдеттегидей дифракциялық пәнжере ислеўтуғын принципте текшли пәнжере ямаса Майкельсон эшелоны деп аталатуғын бир бириниң үстине қойылған бирдей қалыңлықтағы шийше пластинкалардан тұратуғын дүзиліс ислеўди (97-сүўрет). Ҳәр бир келеси пластинка өзиниң алдындағы пластинкадан қысқарақ, сонлықтан, жақтылықтың дәстелери ҳәр қыйлы сандағы пластинкалар ("текшелер") арқалы өтеди. Пластинкалардың қалыңлығы t толқын ұзынлығының киши бөлимині тең дәлликте бирдей болыўы керек. Пластинкалардың бир бирине оптикалық контактта болыўы, яғный олар бир бири менен ҳаўаның ямаса желимлеўши заттың сезилерликтей қатламы болмаған ҳалда тийисип тұрыўы керек. Усындай текшли пәнжереге жақтылық нормаль бағытта түскенде (бул ең әпиўайы болған жағдай) қоңсылас дәстелердиң арасындағы жүрислер айырмасы $\Delta = (n - 1)t$ шамасына тең болады, бул теңликте n арқалы пластинкалар соғылған шийшениң сындырыў көрсеткиши белгиленген. Әдетте пластинкалардың қалыңлығы болған t шамасының мәниси 1 см дей болады. Бул интерференцияның жүдә үлкен тәртиби k ға алып келеди. Ҳақыйқатында да, $t = 1$ см, $n = 1,5$ ҳәм $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см болған жағдайда бас максимумлардың орынларын анықлайтуғын

$$\Delta = (n - 1)t = k\lambda$$

қатнасынан k ушын 10000 ға тең мәнисти аламыз. Солай етип, текшли пәнжере жүдә жоқары тәртиптеги спектрлерди береді. Усының салдарынан интерференцияланыўшы дәстелердиң салыстырмалы үлкен болмаған санында үлкен ажырата алыў күшин алыўдың мүмкиншилиги тўйылады. Әдетте, текшли пәнжерелерди бир неше онлаған пластинкадан соғады (30-40).

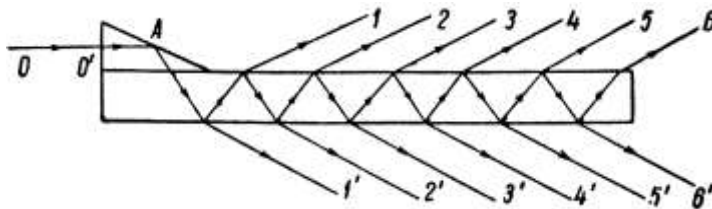
Интерференцияның жоқары тәртиплериниң басқаша нәтийжеси спектрлердиң бир бириниң үстине түсиўинен азат болған $\Delta\lambda$ участкасының киши мәниси болып табылады.

Хақыйқатында да, 270-параграфтағы (12)-формула бойынша λ_1 толқын ұзындығының бас максимумының үстине

$$\lambda_2 = \frac{k}{k-1} \lambda_1$$

толқын ұзындығының $(k-1)$ -максимумы түседі. Бұнан $\lambda_1 - \lambda_2 \cong -\lambda_1/k$ теңлігін аламыз. Демек, $k = 10000$ теңлігі орынланғанда $|\Delta\lambda| = |\lambda_1 - \lambda_2|$ шамасының мәнісі λ_1 толқын ұзындығының барлығы болып $1/10\,000$ үлесін ғана құрайды.

Спектроскопияда толқынлардың ұзындығын *ангстрем* (қысқаша $\text{\AA}$) деп аталатуғын бірліктерде өлшеу қабыл етілген. Оның шамасы 10^{-8} см ге тең. $k = 10000$ хәм $\lambda_1 = 5000 \text{\AA}$ (спектрдің жасыл бөлігі) теңліктері орын алғанда $|\Delta\lambda| = 0,5 \text{\AA}$ шамасын аламыз. $|\Delta\lambda|$ ниң ұсындай киші шамасы текше пәнжеренің жәрдемінде құрамалы құрамға ийе болған жақтылықты изертлеуіге болмайтуғынлығы келип шығады: қандай да бір ұсыл менен (мысалы, призманың жәрдемінде) барлық спектрден алдын-ала тар участка айырып алынады хәм ұсы участка кейін текше пәнжеренің жәрдемінде изертленеді.



98-сүрет.
Люмер-Герке пластинкасы.

Текше пәнжеренің ажырата алыушылық күшін мынадай ұсылдың жәрдемінде бағалауға болады: қоңсылас бас максимумлардың арасында $N-1$ дана минимум жайласатуғын болғанлықтан бас максимум менен оған ең жақын минимумның арасындағы мүйешлік қашықтық бф қоңсылас бас максимумлардың арасындағы қашықтықтан N есе киші болады. Бұнан мынадай жүймақ келип шығады: бір биринен зорға ажыралатуғын сызықлардың арасындағы толқын ұзындықтарының айырмасы болған $\delta\lambda$ шамасы толқын ұзындықтарының айырмасы $|\Delta\lambda|$ шамасынан жууық түрде N есе киші:

$$\delta\lambda = \frac{|\Delta\lambda|}{N}.$$

30 текшесі бар текше пәнжере үшін $N = 30$. $|\Delta\lambda| = 0,5 \text{\AA}$ теңлігі орынланғанда биз таллаған жағдай үшін мынаны аламыз:

$$\delta\lambda = \frac{0,5}{30} \text{\AA} \cong 0,017 \text{\AA}.$$

Көп дәстелерден интерференция алыудың басқа ұсылы жүдә жоқары сапалы мөлдир тегис-параллель пластинка болып табылатуғын Люмер-Герке пластинкасы деп аталатуғын пластинканы пайдаланыудан ибарат. Пластинканың ұшларының бирине үлкен болмаған толық ишки шағылысуы призмы A бекитілген (98-сүрет). Жақтылықтың OO' дәстесі A призмына түсіп, бұнан кейін пластинкада бір қатар шағылысуыға ұшырайды. Бұл сынған нұрлардың екі $1, 2, 3, \dots$ хәм $1', 2', 3', \dots$ нұрларының системасының пайда болуына алып келеді. Бұл системаның хәр қайсысындағы дәстелер когерентті хәм олар бір биринен тұрақлы фазалар айырмасына ийе болады. Егер бұл дәстелер системасының бирін линза менен жыйнасақ, онда оның фокаллық тегислігінде 270-параграфта тәрийіпленген интерференциялық сүрөт пайда болады. Хақыйқатында $1, 2, 3, \dots$ (ямаса $1', 2', 3', \dots$) дәстелеріндегі тербелістердің амплитудалары толық бірдей емес: шағылысулардың санының үлкейіуі менен амплитудалар кемейеді. Бирақ, онша ұзын болмаған пластинка үшін амплитуданың бұндай кемейіуін итибарға алмауға болады. Интерференцияланыушы дәстелердің саны N пластинканың өлшемлерінен, оның сындыруы коэффициентінен хәм пластинкада нұрлар шағылысатуғын мүйештің шамасынан ғәрезлі; бұл санның мәнісі $15-20$ ға жетіуі мүмкін. Қоңсылас дәстелердің арасындағы жүріслер айырмасы Δ пластинканың қалыңлығынан хәм оның сындыруы коэффициентінен ғәрезлі хәм әдетте жүдә үлкен болған $20\,000 \lambda$ хәм оннан да үлкен мәніске ийе бола алады. Ұсыған байланысly Люмер-

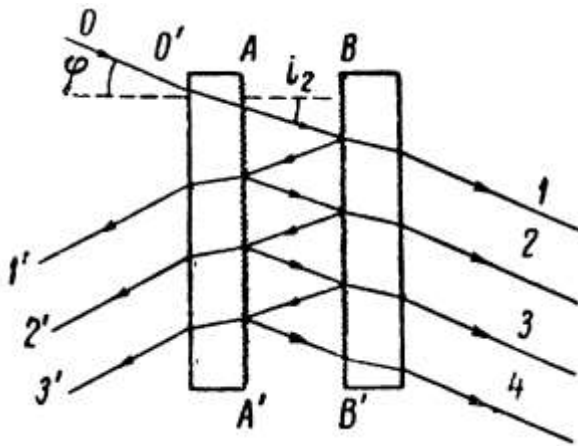
Герке пластинкасының жәрдемінде жүдә жоқары тәртіпке ийе болған интерференциялық жолақлар бақланады ($k \cong 20\,000$). Интерференцияның ұсындай жоқары тәртіптери хәр қыйлы толқын ұзындықтарына сәйкес келетуғын жолақлардың бир бириниң үстине түсіуіне алып келеди.

Сонлықтан, текше тәризи пәнжере болған жағдайдағыдай, Люмер-Герке пластинкасының жәрдемінде қандай да бир әсбаптың жәрдемінде барлық спектрден бөліп алынған спектрдің жүдә тар бөлимин ғана изертлеуге болады.

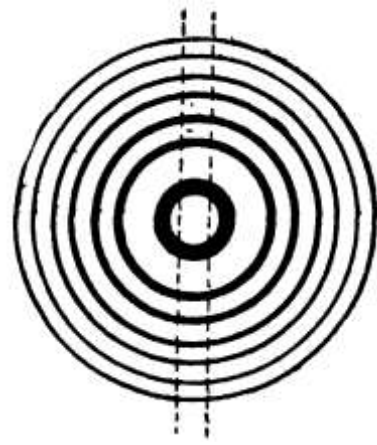
Люмер-Герке пластинкасының ажырата алыу күши бир неше жүзлеген мыңға жетеди.

Хәзирги ўақытлары Люмер-Герке пластинкасы сийрек пайдаланылады. Себеби жеткиликли дәрежедеги өлшемлерге ийе пластинкаларды алыу үшін бақасы қымбат болған бир текли шийшениң үлкен бөлеги керек болады. Сонлықтан көп санлы дәстелердің интерференциясын алыудың басқа ұсылы болған *Фабри хәм Перо интерферометрлери* ямаса *эталонлары* әдеуір кеңнен тарқалған.

Фабри хәм Перо эталоны еки пластинкадан тұрады, олардың AA' хәм BB' бетлери хәуаның тегис-параллель қатламын шеклеп тұрады (99-сүўрет). Бұл AA' хәм BB' бетлери металдың яримлай өткеретуғын мөлдир пленкалары менен жабылған. Эталонға түсетуғын жақтылықтың OO' дәстеси AA' хәм BB' бетлерінде көр рет шағылысады хәм өткен 1, 2, 3, ... нурларының системасы менен хәм кери шағылысқан 1', 2', 3' ... нурларының системасын пайда етеди. Хәр бир системадағы нурлардың дәстелери когерентли хәм бир биринен тұрақлы Δ жүрислер айырмасына ийе. Буннан былай биз тек өткен 1, 2, 3, ... нурларды ғана қараймыз.



99-сүўрет. Фабри хәм Перо эталонның схемасы.



100-сүўрет. Фабри хәм Перо эталоны беретуғын интерференциялық сақыйналардың көриниси.

Δ жүрислер айырмасының қатаң түрде тұрақлы болып қалыуы үшін бир бирине қараған AA' хәм BB' бетлери толқын ұзындығының киши бөлиimine шекемги дәлликте тегис хәм тап ұсындай дәлликте бир бирине параллель болыуы керек. Эталонның пластинкаларының еки басқа бетлерин де тегис етип соғады, Бирақ олардың биринши интерференциялық жолақлар системасының үстине түсетуғын екинши интерференциялық жолақлардың системасын пайда етпеуі үшін бир бирине салыстырғанда үлкен болмаған мүйешке бурылған болыуы керек. Эталонның пластинкаларын бир бирине салыстырғанда белгили болған t қашықлығында жайластыруу үшін оларды әдетте еки тәрептен балқытылған кварцтан ямаса инвардан соғылған сақыйнаға қысып жайластырады. Бұл материалларды олардың киши жыллылық кеңейиу коэффициентине ийе болыуына байланыслы сайлап алады. Пластинкалардың арасындағы қашықлық t ны үзликсиз түрде өзгертиу мүмкиншилиги пайда етилген әсбаптар да соғылады (бундай жағдайда Фабри хәм Перо интерферометрлери деп аталатуғын). Оның үшін пластинкалардың бирин қозғалмайтуғын етип бекитеди, ал екиншисин винттің жәрдемінде арнаўлы түрде соғылған дүзилесте жылжытады.

Фабри хәм Перо эталоны теңдей қыялықтар иймекликлерин пайда етеди (262-параграф). Көп санлы дәстелер интерференцияланатуғын болғанлықтан, монохромат жақтылықта қараңғы аралықтар менен айырылған енсиз жақтылы сақыйналар пайда болады (100-сүўрет). Қаншама көп санлы дәстелер интерференцияланатуғын болса бұл сақыйналардың сүўрети кескин болады.

Эталонда пайда болатуғын қоңсылас дәстелердің арасындағы жүрислер айырмасы $\Delta = 2t \cos i_2$ ге тең (262-параграфтағы есаплайды қараңыз, бұл жағдайда пластинкалардың арасындағы қауаның сындырыу коэффициенті 1 ге тең). Бұл теңлікте i_2 арқалы нұрлардың эталонның айналық пленкаларына түсіу мүйеши белгиленген. Эталонның пластинкалары тегис-паралелликке жақын болғанлықтан, i_2 мүйешинің мәніси эталонға түсіу мүйешине жақын (99-сүүрет). Усы мүйешти биз ф арқалы белгилеймиз.

Бундай жағдайда бас максимумлардың пайда болыу шәрти мынадай түрге енеди:

$$2t \cos \varphi = k\lambda. \quad (1)$$

Бұл теңлікте k - пүтин сан.

Максимумлардың тәртиби k ны жууық түрде $\cos \varphi \cong 1$ деп есаплап, (1)-теңликтен анықлаймыз. Бундай жағдайда мынаны аламыз:

$$k = \frac{2t}{\lambda}. \quad (2)$$

Буннан, эталон болған жағдайда да, текшели пәнжере хәм Люмер-Герке пластинкасы болған жағдайдағыдай жүдә жоқарғы тәртипли максимумлар менен жұмыс алып баратуғынлығымыз келип шығады. Эталонның қалыңлығы $t = 0,5$ см хәм $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см болғанда мынаған ийе боламыз

$$k = \frac{2 \cdot 0,5}{5 \cdot 10^{-5}} = 20\,000.$$

λ_1 толқын ұзынлығы менен k -тәртипли сақыйнаның үстине λ_2 толқын ұзынлығы менен $(k - 1)$ -тәртипли сақыйна түседі. 270-параграфтағы (12)-формуланы пайдаланып, сақыйналардың тап ұсындай бир бириниң үстине түсиуі

$$k\lambda_1 = (k - 1)\lambda_2$$

шәрти орынланғанда жүзеге келетуғынлығын аламыз. Буннан толқын ұзынлықтарының айырмасы $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ ушын

$$\Delta\lambda = -\frac{\lambda_2}{k}$$

теңлигин аламыз. Бұл теңлікке k ның (2)-формула бойынша анықланған мәнісин қойып хәм λ шамасының индексин қалдырып, мынаны аламыз:

$$\Delta\lambda = -\frac{\lambda^2}{2t}. \quad (3)$$

$\Delta\lambda$ шамасы бир толқын ұзынлығының сақыйналар системасын екінши толқын ұзынлығының сақыйналар системасы толық басатуғын толқын ұзынлықтарының айырмасы болып табылады. Бұл $\Delta\lambda$ шамасы эталонның "турақлысы" деп аталады. $\Delta\lambda$ "турақлысы" шеклерінде сақыйналар еле бир бириниң үстине түспейтуғын толқын ұзынлығының интервалын анықлайды. (3)-формуладан көринип тұрғанындай, "турақлы" эталонның қалыңлығы t дан ғәрезли болады: эталон қаншама қалың болса, оның ушын турақлының мәніси де киши болады. Эталонның қалыңлығы $t = 0,5$ см болғанда $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см толқын ұзынлығы ушын мынаны аламыз:

$$\Delta\lambda = -\frac{\lambda^2}{2t} = -\frac{(5 \cdot 10^{-5})^2}{2 \cdot 0,5} = -2,5 \cdot 10^{-9} \text{ см}.$$

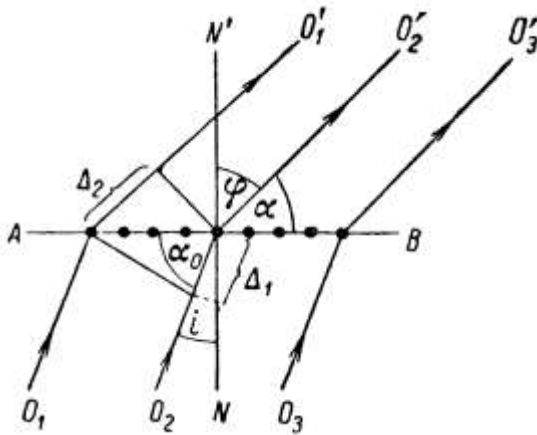
Демек, биз таллаған жағдайда эталонның турақлысы $\Delta\lambda = 0,25 \text{ \AA}$ шамасына тең екен. Сонлықтан, хәр қыйлы тәртиптеги сақыйналардың бир бириниң үстине түспеуі ушын эталонның жәрдемінде спектрдің тек ұсындай тар участкасының изертлениуі мүмкин.

Эталон айырым спектраллық сызықлардың структурасын изертлеу ушын қолланылады. Спектрдеги сызық қандай да бир спектраллық әсбаптың, мысалы, призмалық спектрографтың, жәрдемінде бөлип алынады. Эталон ұсы сызықтың жақтысы менен жақтыландырылады. Мейли, мысалы, Фабри хәм Перо эталонына толқын ұзынлықтары λ_1 менен λ_2 жүдә жақын болған жақтылық түсетуғын болсын. Усы толқын ұзынлықтарының хәр бирине сәйкес келетуғын жақтылық өзиниң сақыйналар системасын береді. Олардың мүйешлик өлшемлери бир биринен базы бир шамаға өзгеше болады. Нәтийжеде сақыйналардың барлығы қос сақыйналар түрине ийе болады.

§ 273. Көп өлшемли пәнжердеги дифракция. 270-параграфта биз параллель саңлақлардың қатарынан туратуғын дифракциялық пәнжерени қарадық. Саңлақлардың хәр қайсысын хәр қыйлы φ мүйешлерінде тарқалатуғын тербеліслердің дереги хызметин

атқарды. Бірақ, саңлақлардың орнына басқа формаға ие болған тесиклерди, мысалы, бир биринен бирдай қашықтықтарда жайласқан кишкене дөңгелек тесиклерди пайдаланыўға болады. Олардан шыққан жақтылықтың дәстелери бир бири менен интерференцияланып, белгили болған иймекликлердин бойында жататуғын максимумлардың системасын пайда етеди. Соның менен бирге тесиклерди шашыратыўшы орайлардың қатары менен, мысалы, киши шарлардың қатары менен алмастырыўға болады. Усындай шашыратыўшы орайлардың жәрдемінде тек тегис еки өлшемли пәнжерени жүзеге келтирип ғана қоймай, шариклерди параллель бетлерде жайластырып кеңисликлик пәнжерени де пайда етиўге болады.

Дәслеп, бирдей шашыратыўшы орайлардың қатарынан пайда етилген әпиўайы сызықты пәнжерени қараймыз. Шашыратыўшы орайлар AB тўрысының бойында бир биринен b қашықтығында жайласқан (101-сўрет). Мейли, пәнжереге сўрет тегислигинде жатқан хәм пәнжереге түсирилген NN' нормаль менен i мүйешин жасайтуғын $O_1, O_2, O_3, \dots$ когерентли нурлардың қатары түсетуғын болсын. Түсиўши толқынның тәсиринде шашыратыўшы орайлар сфералық толқынлардың дереклерине айналады. Орайлар тәрәпинен шашыратылған барлық нурлардың ишинен сызылма тегислигинде жататуғын хәм NN' нормалы менен φ мүйешин жасайтуғын $O'_1, O'_2, O'_3, \dots$ нурларын айырып аламыз.



101-сўрет.
Сызықты пәнжередеги дифракция.

101-сўретте көринип тұрғанындай, бул нурлардың ишиндеги қоңсылас нурлардың арасындағы жүрислер айырмасы Δ

$$\Delta = \Delta_2 - \Delta_1 = b \sin \varphi - b \sin i$$

шамасына тең. Енди қарап шығыўымыз ушан i хәм φ мүйешлериниң орнына шашыратыўшы орайлар жайласқан AB тўрысы менен нурлардың арасындағы α_0 хәм α мүйешлерин киргиземиз. Бундай жағдайда соңғы теңлик мынадай түрге енеди:

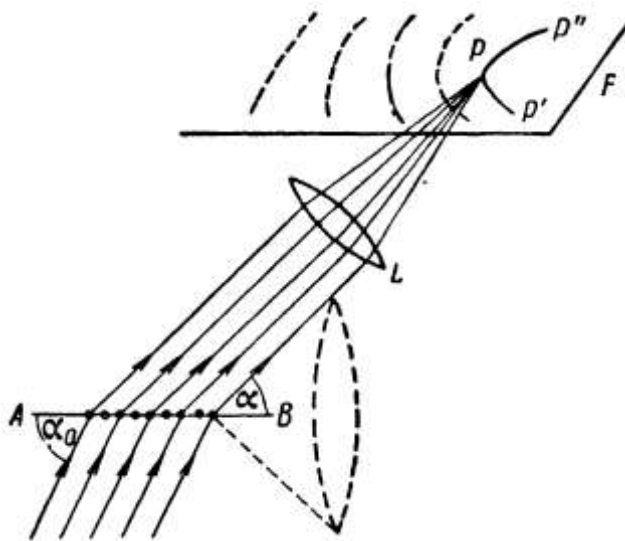
$$\Delta = b(\cos \alpha - \cos \alpha_0). \quad (1)$$

Егер $O'_1, O'_2, O'_3, \dots$ нурларын линзаның жәрдемінде жыйнасақ, онда оның фокаллық тегислигинде олар интерференцияланады хәм Δ жүрислер айырмасы пүтин сан еселенген толқын узынлығы λ ге тең болған жағдайда бас максимумларды береді:

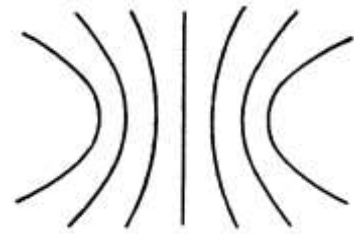
$$\Delta = b(\cos \alpha - \cos \alpha_0) = k\lambda. \quad (2)$$

α мүйешиниң тұрақты мәнисине көшери AB тўрысының даўамы болған хәм төбесиндеги мүйеш α ге тең болған конустың жасаўшысының бойында жайласқан нурлар сәйкес келеди (102-сўрет). Конустың жасаўшыларының биреўине параллель (мысалы, сызылма тегислигинде жатырған жасаўшыға) бизиң сызықты пәнжеремиздин барлық орайларында шашыраған нурларды айырып аламыз. Бул нурлар (2)-теңлик орынланғанда L линзаның F фокаллық тегислигинде бир бирин күшейтеди хәм P жақтылы дағын береді. Конустың басқа жасаўшысына параллель болған нурлар фокаллық тегисликте өзиниң жақтылы дақларын береді. Олар жыйналып $P'PP''$ жақтылы жолағының пайда болыўына

алып келеді. Бирдей толқын ұзындығына (2)-формуладағы k ның хәр қыйлы мәнісілеріне α мүйешінің хәр қыйлы мәнісілері хәм соған сәйкес төбесіндегі мүйешлердің шамасы хәр қыйлы болған конустар сәйкес келеді. Нәтийжеде, линзаның фокаллық тегислигинде 102-сүўrette пунктир менен сүўретленген жолақлардың системасы пайда болады. Егер линза AB тегислигине параллель тегисликте жататуғын болса, онда $P'PP''$ жолағы гипербола болып табылады. $\alpha_0 = \frac{\pi}{2}$ мүйешінде хәм $\alpha = \frac{\pi}{2}$ теңлиги орынланған жағдай ушын ноллик тәртиптегі жолақ сәйкес келеді ($k = 0$), ол линзаның фокаллық тегислигинде түүры түрине ийе болады. Оның оң хәм шеп тәреплерінде $k = \pm 1, \pm 2, \dots$ мәнісілеріне сәйкес келетуғын гиперболалар жайласады (103-сүўрет). Орайлардың саны үлкен болғанда интерференциялануғын дәстелердің саны үлкен болады хәм жолақлар кескин түрге енеді.



102-сүўрет. Сызықлы пәнжередегі дифракциядағы жақтылы $P'PP''$ сызықларының пайда болуы.



103-сүўрет. Сызықлы пәнжередегі дифракцияда пайда болатуғын гиперболалар.

Енди еки өлшемлі квадрат пәнжерениң түйинлерінде жайласқан бир қатар шашыратушы орайларды қараймыз. OX хәм OY көшерлерин пәнжерениң жасаушыларына параллель етип жүргиземиз (104-сүўрет). Бундай *еки өлшемлі пәнжерени* OX хәм OY көшерлеріне параллель болған сызықлы пәнжерелердің еки системасының қосылуы деп қарауға болады. Мейли, еки өлшемлі пәнжерге OX хәм OY көшерлері менен α_0 хәм β_0 мүйешлерин жасайтуғын нурлардың параллель дәстеси түсетуғын болсын. Бундай жағдайда орайларда шашыраған толқынлар линзаның фокаллық тегислигинде α хәм β мүйешлерінің екеуі де (2)-шәртти қанаатландыратуғын бағытларда максимумларды береді:

$$\begin{aligned} b(\cos \alpha - \cos \alpha_0) &= k_1 \lambda, \\ b(\cos \beta - \cos \beta_0) &= k_2 \lambda. \end{aligned} \quad (3)$$

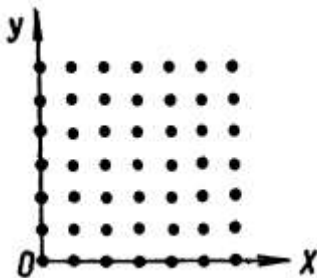
Бұл теңликлерде k_1 менен k_2 лер пүтин санлар. XOY тегислигине параллель болған линзаның фокаллық тегислигинде (3)-теңликлердің хәр бирине гиперболалардың өзінiң системасы сәйкес келеді (105-сүўретке қараңыз, бұл сүўретте $\alpha_0 = \beta_0 = \pi/2$ болған жағдай ушын гиперболалар келтирилген). (3)-шәрттиң екеуі де еки системаның гиперболалары кесилисетуғын ноқатларда орынланады. Солай етип, еки өлшемлі пәнжере менен монохромат нурланыу болған жағдайда максимумлар айырым жақтылы дақлар түрине ийе болады. Еки өлшемлі пәнжерени ақ жақтылық пенен жақтыландырғанда хәр қыйлы λ толқын ұзындықларына (k_1 менен k_2 лердің берілген

мәніслерінде) (3)-теңлік бойынша α хәм β мүйешлериниң хәр қыйлы мәніслери сәйкес келеди. Нәтийжеде хәр бир дақ спектрге жайылады. k_1 менен k_2 пүтин санларының хәр қыйлы мәніслери хәр қыйлы тәртиптеги спектрлер сәйкес келеди.

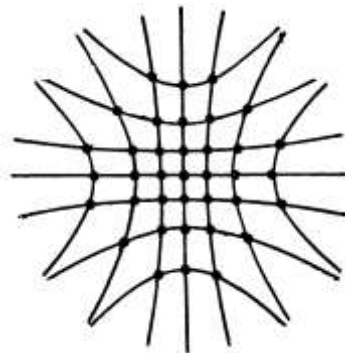
Ең ақырында ең әпиұайы болған жағдайда кублық пәнжерениң түйинлерінде жайласқан шашыратыұшы орайлардың системасы тәрөпинен пайда етилген *кеңисликлик пәнжерени* қараймыз. Бундай пәнжерени OX , OY хәм OZ көшерлерине параллель болған сызықлы пәнжерелердиң үш системасына бөлиўге болады. Тербелислердиң максимумлары

$$\left. \begin{aligned} b(\cos \alpha - \cos \alpha_0) &= k_1 \lambda, \\ b(\cos \beta - \cos \beta_0) &= k_2 \lambda, \\ b(\cos \gamma - \cos \gamma_0) &= k_3 \lambda \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

шәртлерин қанаатлардынатұғын α , β хәм γ мүйешлериниң жәрдемінде анықланатұғын бағытларда пайда болады. Бул теңліклерде k_1 , k_2 хәм k_3 лер пүтин санлар, α_0 , β_0 хәм γ_0 мүйешлери түсиўши толқынның бағытларын тәрийиплейди.



104-сүўрет. Еки өлшемли пәнжере.



105-сүўрет. Еки өлшемли пәнжередеги дифракцияда алынатұғын гиперболалардың системасы.

Қандай да бир бағыт пенен тўўры мүйешли координаталар системасының көшерлериниң арасындағы мүйешлердиң бир бири менен белгили болған қатнастардың жәрдемінде байланысқан екенлиги белгили. Атап айтқанда, олардың косинустарының квадратларының қосындысы 1 ге тең. Демек, (4)-шәртлерден басқа мынадай геометриялық шәртлердиң де орынланыўы керек:

$$\left. \begin{aligned} \cos^2 \alpha_0 + \cos^2 \beta_0 + \cos^2 \gamma_0 &= 1, \\ \cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma &= 1. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

(4)-менен (5)-шәртлерди толқын ұзынлығы λ ниң қәлеген мәниси қанаатландырмайды. Бирақ, λ ның белгили болған мәніслерине (4)- хәм (5)-шәртлер бир ўақытта қанаатландырады. Буннан кеңисликлик пәнжереге когерентли монохромат нурлар түскенде максимумлар қәлеген толқын ұзынлығы ушын емес, ал белгили болған толқын ұзынлықларында пайда болады. Бундай толқын ұзынлықларының мәнісин аңсат табыўға болады. (4)-теңликти мына түрде көширип жазамыз:

$$\left. \begin{aligned} \cos \alpha &= \cos \alpha_0 + k_1 \frac{\lambda}{b}, \\ \cos \beta &= \cos \beta_0 + k_2 \frac{\lambda}{b}, \\ \cos \gamma &= \cos \gamma_0 + k_3 \frac{\lambda}{b}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

(6)-теңликти квадратқа көтерип, оларды ағзама-ағза қосып хәм (5)-теңликти инабатқа алып,

$$1 = 1 + 2 \frac{\lambda}{b} (k_1 \cos \alpha_0 + k_2 \cos \beta_0 + k_3 \cos \gamma_0) + \frac{\lambda^2}{b^2} (k_1^2 + k_2^2 + k_3^2)$$

теңлигин табамыз. Буннан биз излеп атырған толқын ұзынлығы λ ұшын мынадай аңлатпаны аламыз:

$$\lambda = -2b \frac{k_1 \cos \alpha_0 + k_2 \cos \beta_0 + k_3 \cos \gamma_0}{k_1^2 + k_2^2 + k_3^2}. \quad (7)$$

түсіуші толқынның берілген бағытында (α_0, β_0 хәм γ_0 шамалары берілген) интерференцияның хәр бир берілген тәртіби k_1, k_2 хәм k_3 ұшын толқын ұзынлығы λ ниң тек бир мәніси табылады. Оның ұшын кеңісликлик пәнжере максимумды береді. Бул максимум пайда болатуғын бағыт (6)-шәртлерден зәрүрли болған α, β, γ мүйешлериниң мәніслери бойынша анықланады.

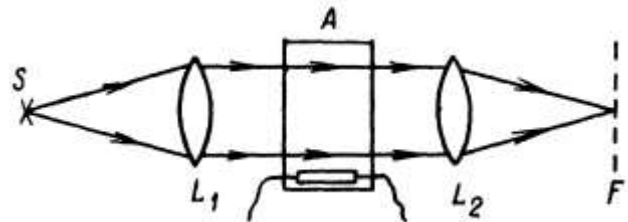
Улыўма айтқанда, берілген α_0, β_0 хәм γ_0 мүйешлеринде хәр қыйлы болған k_1, k_2 хәм k_3 санларына (7)-теңлик бойынша толқын ұзынлығы λ ниң хәр қыйлы мәніслери сәйкес келеді, яғнай, берілген толқын ұзынлығы λ максимумды беретуғын болса, онда ұсы толқын ұзынлығы бир белгили болған бағытта тек бир максимумды береді. Бирақ, дара жағдайларда бир λ толқын ұзынлығына хәр қыйлы тәртіптердеги k_1, k_2 хәм k_3 максимумлары сәйкес келеді. Шынында да, мейли, параллель нурлардың дәстеси күблық кеңісликлик пәнжерениң қаптал бетине нормаль бағытта келип түсетуғын болсын. Бундай жағдайда α_0, β_0 хәм γ_0 мүйешлериниң биреуі нолге, ал қалған екеуі $\pi/2$ ге тең. $\alpha_0 = 0$ хәм $\beta_0 = \gamma_0 = \pi/2$ теңликлери орынланады деп болжайық; бундай жағдайда (7)-теңлик мынадай түрге енеді:

$$\lambda = -2b \frac{k_1}{k_1^2 + k_2^2 + k_3^2}.$$

Егер бул теңлик k_1, k_2 хәм k_3 шамаларының белгили болған мәніслеринде орынланатуғын болса, онда $k_1, k_2, -k_3; k_1, -k_2, k_3$ хәм $-k_1, k_2, k_3$ мәніслеринде де, яғнай k_i шамаларының төрт комбинациясында орынланады. Бундай жағдайда толқын ұзынлығы λ болған нурлар хәр қыйлы болған төрт бағытта максимумларды береді.

106-сүўрет.

Тұрғын ультрасес толқынларындағы жақтылықтың дифракциясын бақлаў бойынша өткерилетуғын тәжирийбениң схемасы.



(7)-теңликти дәл қанаатландыратуғын толқын ұзынлығы λ ны сайлап алыў, көринип тұрғанындай, дым қыйын. Сонлықтан үш өлшемли пәнжерередеги дифракцияны бақлаў ұшын әдетте ақ жақтылықты пайдаланады. Ақ жақтылықты мүмкин болған барлық толқын ұзынлықлары қатнасады, хәм соған сәйкес олардың ишинде k_1, k_2 хәм k_3 шамаларының хәр қыйлы мәніслеринде (7)-теңликти қанаатландыратуғын λ_i толқын ұзынлықлары барлық ўақытта табылады. Усындай хәр бир λ_i толқын ұзынлығына (6)-теңлик бойынша өзиниң α_i, β_i хәм γ_i мүйешлери, яғнай максимум пайда болатуғын бағыт сәйкес келеді. Улыўма айтқанда, линзаның фокаллық тегислигинде симметриялы түрде жайласқан жақтылы нокатларды көремиз хәм олардың хәр қайсысы өзиниң толқын ұзынлығы λ_i ге сәйкес келеді.

Сызықлы пәнжерениң максимумларды бере алыўы ұшын $\lambda < 2b$ теңсизлигиниң орынланыўы керек. Себеби, бундай болмаған жағдайда α_0 хәм α ның хеш бир мәнісинде (2)-теңлемениң қанаатландырылыўы мүмкин емес. Тап усундай шәрттиң еки өлшемли хәм кеңісликлик пәнжере ұшын да орынланыўы керек. Екинши тәрәптен, егер пәнжерениң

турақлысы b толқын ұзынлығынан көп үлкен болса, онда жүдә жоқары тәртіпті k_i максимумлар ғана пайда болады, ал бұл жағдай оларды бақылауды қиындатады. Бұнан, кеңістіктік пәндерінің турақлысы b ның мәнісі бір неше толқын ұзынлығына тең болса, онда ұсындай кеңістіктік пәндерідегі дифракцияны бақылау әмеліі жақтан мүмкін болмай қалатуғынлығы келіп шығады. Көзге көрінетуғын жақтылық ұшын ұсындай пәндеріні бір бирінен ажыратылған қандай да бір шашырататуғын бөлекшелерді жайластырыу жолы менен жасалма түрде соғыу оғада қиын. Дурыс кеңістіктік пәндерідегі жағдайға базы бір дәрежеде ұсаған шараятлар думанда жүзеге келеді. Думан айырым майда тамшылардан тұрады. Бұл тамшылар тәртіпсіз жайласқан болса да, олардың араларындағы қашықтықтардың шамасы бір бирінен күшлі айырмаға иіе емес. Ұсының салдарынан Құяштың ямаса Айдың жақтылығы жүдә қалың думан арқалы өткенде жақтыртқыштың этирапында дифракциялық дөңгелектер пайда болады. Дөңгелектің сыртқы шеті қызыл реңге, ал ішкі шеті фиолет реңге иіе. Фиолет реңге иіе болған шет қысқарақ толқынлар ұшын дифракцияның киші мүйешіне сәйкес келеді.

Дурыс кеңістіктік пәндеріге сәйкес келетуғын шараятты жасалма түрде қандай да бір мөлдир сұйық ямаса қатты денеде тұрғын ультрасес толқынларын пайда етіу жолы менен жүзеге келтіріуге болады. Тұрғын бойлық толқынның түйінлерінде заттың тығызлығының максимумы пайда болады (І томдағы 110-параграфты қараңыз) хәм олар жақтылықты шашыратады. Ультрасес толқынының түйінлерінің арасындағы қашықтық 10^{-4} см шамасында болады, яғнай жақтылықтың толқын ұзынлығының шамасы менен барабар. Егер, мысалы, ішінде сұйықтық бар ыдыста бір биріне перпендикуляр бағытта тарқалатуғын үш бағытта ультрасес толқынларын қоздырса, онда олар ыдыстың дийұалларында шағылысып тұрғын толқынлардың системасын береді. Бұл толқынлар системасының түйінлері дурыс кеңістіктік пәндері түрінде жайласады. Жақтылықтың ұсындай пәндерідегі шашырауында жоқарыда тәрііііленген дифракциялық сүүрет пайда болады. Тұрғын ультрасес толқынларындағы дифракцияны бақылау схемасы 106-сүүретте келтірілген. Бұл сүүретте S - жақтылықтың дерегі, L_1 - жақтылықтың параллель дәстесін беретугын линза, A - ыдыс. Бұл ыдыстың ішінде пьезокварц пластинкасының жәрдемінде (І томдағы 118-параграф) ультрасес тербеліслері қоздырылады. Дифракцияға ұшыраған нұрлар L_2 линзаның жәрдемінде жыйналады хәм оның бас фокаллық тегісінде максимумларды береді. Тұрғын толқынлардағы дифракцияны хәр қыйлы затлардағы ультрасес толқынларының тезлігін анықлау ұшын пайдаланады. Жақтылық толқынының ұзынлығын биліп, дифракциялық максимумлардың орынлары бойынша пәндерінің турақлысы b ны, яғнай берілген заттағы ультрасес тербеліслерінің толқын ұзынлығын табыуға болады. Бұнан тербеліслер жийілігінің белгілі мәнісі бойынша олардың тарқалуы тезлігін табады.

Кеңістіктік пәндерідегі дифракцияның басқа әхміетлі түрі 274-параграфта қаралатуғын рентген нұрларының кристаллардағы дифракциясы болып табылады.

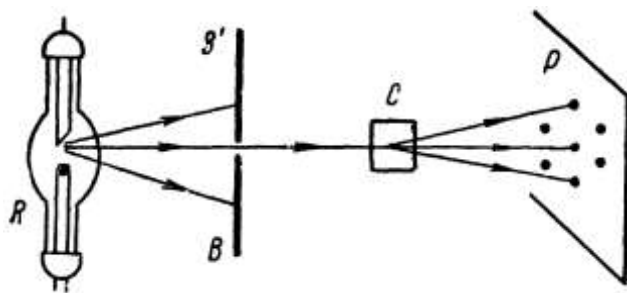
§ 274. Рентген нұрларының спектроскопиясы хәм рентгенструктуралық анализ. Рентген нұрлары көзге көрінетуғын нұрлардай толқынлық тәбиятқа иіе хәм тұтас хәм сызықты спектрлерді береді (352-параграф). Рентген нұрларының толқынлық тәбияты бирінші рет 1912-жылы тиккелей тастыйықланды. Ұсы ўақытта Лауэ дифракциялық пәндері сыпатында кристаллардың тәбіііі кеңістіктік пәндерісін пайдаланып рентген нұрларының дифракциясын бақылау мүмкін деген идеяны ұсынды (І том, 87-параграф). Рентгенген нұрлары ұшын дифракциялық қубылыстарды кристалларды пайдаланбай бақылау тек 1930-жылы совет физігі В.П.Линник тәрепіннен әмелге асырылды. Өзінің жұмыстарының бирінде В.П.Линник көзге көрінетуғын нұрлар ұшын орынланған Ллойдтың тәжірііііесіндеіі тәжірііібені әмелге асырды (261-параграф). Рентген нұрлары ұшын қатты денелердің сындыруы коэффициенті бирден бираз киші хәм түсіу

мүйешинің шамасы жүдә киши болғанда олар ҳаўа-қатты денениң шегарасында толық ишки шағылысыўға ушырайды. Рентген нурларының жүдә жиңишке дәстеси шийше пластинка арқалы тўўры өткен ҳәм оның бир бөлеги толық ишки шағылысыўға ушыраған

Дәстелер (тўўры өткен ҳәм шағылысқан) бир бириниң үстине түсип, бир қатар интерференциялық жолақларды пайда еткен ҳәм олардың фотосўўрети түсирилген. Интерференциялық жолақлардың арасындағы қашықлық шама менен $1,5 \text{ \AA}$ ге сәйкес келген (рентген нурларының дереги хызметин мыс антикатоды атқарған).

Кристаллардағы рентген нурларының дифракциясын бақлаўдың мүмкиншилиги рентген нурларының толқын ұзынлығы менен кристаллық пәнжерениң тұрақлысының шамаларының бирдей тәртипте екенлигине тийкарланған ($\sim 10^{-8} \text{ см}$). Солай етип, рентген нурлары кристаллар арқалы өткенде биз 273-параграфта таллаған көп өлшемли пәнжереди дифракция жүзеге келеди. Рентген нурларының дифракциясы бойынша Лауэ тәжирийбесиниң схемасы 107-сўўретте көрсетилген. Бул сўўретте R — рентген трубкасы, BB' - рентген нурларының дәстесин өткеретуғын тесиги бар қалың қорғасын экран. Бул экран арқалы өткен рентген нурлары C кристаллына келип түседи. Рентген нурлары ушын линзаларды соғыўдың мүмкиншилиги жоқ, себеби оның қатты денелердеги сыныў коэффициентиниң шамасы 1 ге жүдә жақын. Дифракциялық максимумлар дәстелердиң жиңишке болыўының салдарынан линзаларсыз бақланады. Бул жиңишке дәстелер P фотопластинкасы менен кесилисип, онда айырым максимумларды береди.

Кейинирек биз қатты денелерди тез қозғалатуғын электронлар менен бомбалағанда шығатуғын рентген нурларының (332-параграф) спектраллық қурамы бойынша бир текли емес екенлигин көремиз: олар ҳәр қыйлы ұзынлықтағы толқынларға ийе. Усыған сәйкес, P фотопластинкасында 273-параграфтағы (4)- ҳәм (5)-шәртлерди қанаатландыратуғын бағытларда ҳәр қыйлы толқын ұзынлықтары ушын бир қатар қараңғы (негативте) дақлар пайда болады. Бақланатуғын дифракциялық сўўретти еки мақсет ушын пайдаланыўға болады: 1) егер рентген нурларының толқын ұзынлығы белгили болса кристаллық пәнжерениң типі менен тұрақлысын анықлаў анықлаў; 2) егер кристаллық пәнжерениң типі менен b тұрақлысы белгили болса рентген нурларының толқын ұзынлығын анықлаў ушын.



107-сўўрет.
Рентген нурларының дифракциясы
бойынша тәжирийбенің схемасы.

Бул мүмкиншиликлердиң бириншиси қатты денелердиң тәбияты ҳаққындағы бизиң көз-қарасларымыздың раўажланыўында үлкен орынды ийеледи. Кристаллардағы рентген нурларының дифракциясының тийкарында биринши рет кристаллардағы бөлекшелердиң кеңисликлик пәнжерениң түйинлери бойынша жайласыўы ҳаққындағы гипотезаның дұрыс екенлиги исенимли түрде дәлилленди.

Екинши мүмкиншилик рентген нурларының толқын ұзынлығын дәл анықлаў ушын пайдаланылды. I томның 87-параграфында көрип өткенимиздей, тас дузы (NaCl) әпиўайы кублық пәнжереге ийе. Бул пәнжерениң тұрақлысы b (яғный қоңсылас ионлардың арасындағы қашықлық) тас дузының молекулалық салмағы M , оның тығызлығы ρ ҳәм Авагадро саны N арқалы

$$b = \sqrt[3]{\frac{M}{2N\rho}} \quad (1)$$

формуласының жәрдеминде анықланады. M ниң, N ниң хәм ρ ның белгили болған мәнислери бойынша $NaCl$ кристаллары ушын

$$b = 2,804 \text{ Å}$$

шамасы алынады.

Тас дузы рентген нурлары ушын дифракциялық максимумларды беретугын мүйешлерди өлшеп хәм b ның жоқарыда келтирилген мәнисин пайдаланып, толқын ұзынлығы λ ни табыўға болады. Мысалы, мыстың K_α нұры ушын $\lambda = 1,537 \text{ Å}$ шамасы алынады. Ең қысқа толқынлы рентген нурлары ушын толқын ұзынлығы шама менен $0,1 \text{ Å}$ ди құрайды. Кристаллардағы дифракцияның жәрдеминде өлшениўи мүмкин болған ең ұзын толқын ұзынлығы жуўық түрде 20 Å ге тең. Усындай толқын ұзынлықтарын өлшеў ушын үлкен b тұрақлысына ийе болған құрамалы органикалық затлардың кристалларын пайдаланыўға тўры келеди.

(1)-формуладан пәнжерениң тұрақлысы b ны есаплаў ушын Авогадро саны N ди билиў керек екенлиги көринип тұр. Солай етип, рентген нурларының толқын ұзынлығын өлшеў ушын Авогадро санының мәнисин билиў керек. Әлбетте, кери бағытта да жүрийге хәм рентген нурларының толқын ұзынлығы бойынша Авогадро санының мәнисин өлшеўге болады. Оның ушын толқын ұзынлығының мәнисин кристаллардағы дифракция менен байланысly болмаған ұсылдың жәрдеминде анықлаўға тўры келеди. Бундай өлшеўди рентген нурларының интерференциясы бойынша өткерилген тәжирийбелерде, мысалы В.П.Линниктиң тәжирийбесинде әмелге асырыўға болады. Хәзирги ўақытлары әдеттегидей шағылыстырыўшы дифракциялық пәнжереде рентген нурларының спектрин ала алады. Рентген нурларының жиңишке дәстеси шағылыстыратугын дифракциялық пәнжереге оның бети менен жүдә киши мүйеш жасайтуғындай етип түсириледі. Бундай жағдайда рентген нурлары ҳаўа-металл шегарасында толық ишки шағылысыўға ушырайды. Дифракциялық максимумлар мүйешлик минуттың оннан бир үлесинде мүйешлерде бақланады. Дифракция мүйеши менен пәнжере тұрақлысының мәнислери бойынша рентген толқынларының ұзынлығын табады. Бундай өлшеўлердің дәллигиниң жүдә жоқары болыўы мүмкин: салыстырмалы қәтеликти $0,002$ проценке шекем төменлетиўге болады. Буннан кейин кристалдағы рентген нурларының дифракциясын бақлап, дәлликтің сәйкес дәрежесинде кристалдың тұрақлысы b ны анықлаў мүмкин. Мысалы, кальцит пәнжереси ушын ($CaCO_3$) $b = 3,03560 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ шамасы алынған. Буннан, кальциттиң тығызлығы хәм молекулалық салмағы бойынша Авогадро санының мәниси өлшенген: $N = (6,0228 \pm 0,0011) \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$. Бул мәниси басқа да ұсыллар менен алынған мәнислерге толық сәйкес келеди.

Рентген нурларының спектрин үйрениў ушын рентген спектрографлары пайдаланылады. Олардағы дифракциялық пәнжерениң хызметин кристаллардың кеңисликлик пәнжереси атқарады.

Берилген толқын ұзынлығындағы кристаллық пәнжередеги дифракцияда бағытты есаплаўды тек (4)- хәм (5)-шәртлердің тийкарында ғана емес, ал әдеўир әпиўайы болған ұсыл менен есаплаўға болады. Бул ұсыл бир биринен ғәрезсиз рус физик-кристаллографы Ю.В.Вульф хәм англиялы әкели-балалы У.Г. хәм У.Л.Брэгглер тәрeпинен бир ўақытта табылды хәм Вульф-Брэгглер ұсылы деп аталады¹⁰. Бул ұсылдың мәнисин түсиндириў ушын кублық системадағы кристалда ойымызда элементар кублық қутының қаптал бетине

¹⁰ Бул ұсылдың тийкарында жататуғын $2d \sin \theta = n\lambda$ түриндеги теңлеме 1913-жылы У.Г.Брэгг, У.Л.Брэгг хәм Г.В.Вульф тәрeпинен келтирип шығарылды. Кристалдағы атомлар сыяқлы үш өлшемли дәўирлик структурадағы дифракцияны Брэгг дифракциясы деп атаў қабыл етилген (Аўдарыўшылар).

параллель хәм бир биринен қашықлығы b ға тең бетлерди өткеремиз. Бул тегисликлерде атомлар бирдей тығызлықта жайласқан. 108-сүретте бундай тегисликлердин сызылманың тегислиги менен кесилисү сызықлары 1, 1'; 2, 2'; 3, 3' х.т.б. сызықлары, ал атомлар болса қара дөңгелеклер менен көрсетилген. Мейли, кристалға толқын ұзынлығы λ болған бир бирине параллель хәм когерентли $O_1, O_2, O_3, \dots$ нурлары түсетуғын болсын. Бул нурлардың бағытын α_0 арқалы белгилеймиз, бул мүйеш ұсы нурлар менен 1, 1' тегислигиниң арасындағы мүйеш болып табылады. Бул нурларға тегис AB фронты сәйкес келеди. 1, 1' тегислигинде жайласқан атомлардағы шашыраўдың нәтийжесинде шағылысқан $A'B'$ фронты пайда болады. Бул фронтқа нормаль болған $O'_1, O'_2, O'_3, \dots$ нурлары 1, 1' тегислиги менен $\alpha = \alpha_0$ мүйешин жасайды. $A'B'$ фронтына параллель болған тап ұсындай $A''B''$ фронты 2, 2' тегислигинде жатырған атомлардағы шашыраўдың салдарынан пайда болады. $A''B''$ фронтына нормаль болған $O''_1, O''_2, O''_3, \dots$ нурлары $O'_1, O'_2, O'_3, \dots$ нурларына қатнасы бойынша

$$\Delta = af - ac - cd = ad \cos \alpha_0 - \frac{ad}{\cos \alpha_0}$$

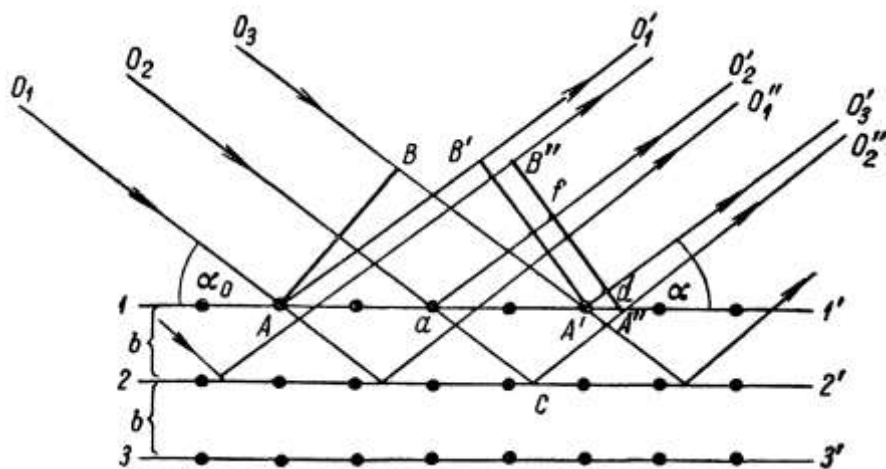
жүрислер айырмасына ийе болады. Буннан

$$\Delta = ad \frac{\sin^2 \alpha_0}{\cos \alpha_0}$$

теңлигин аламыз. $ad = 2b \operatorname{ctg} \alpha_0$ теңлигиниң орынлы екенлигин есапқа алсақ, онда

$$\Delta = 2b \sin \alpha_0$$

теңлигине ийе боламыз.



108-сүрет. Вульф-Брэгглер теңлемесин келтирип шығаруға.

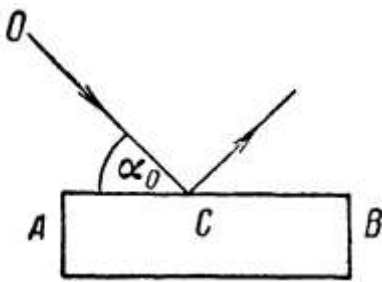
Тап сол сыяқлы дәстелер 3, 3'; 4, 4' хәм басқа да тегисликлерде жатырған атомлардағы рентген нурларының шашыраўының салдарынан да пайда болады хәм бул дәстелердин нурларының арасындағы жүрислер айырмасы Δ бирдей. Солай етип, айналық шағылысыў бағытында бир бириниң үстине түсетуғын тұрақлы жүрислер айырмасы Δ ға ийе дәстелер пайда болады. Қубылыс 270-параграфта талланған көп дәстелер интерференциясына сәйкес келеди Егер дәстелердин арасындағы жүрислер айырмасы пүтин сан еселенген толқын ұзынлығына тең болса, яғный

$$2b \sin \alpha_0 = k\lambda \quad (2)$$

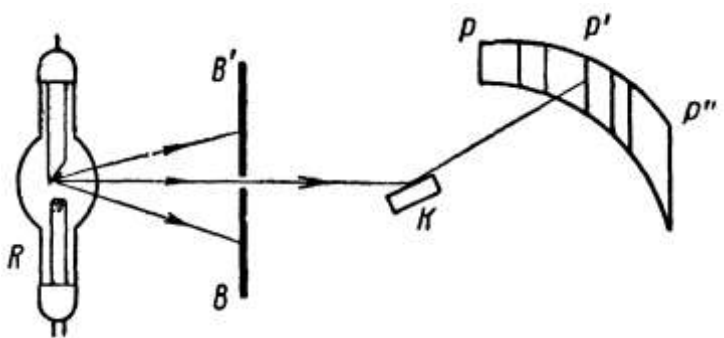
шәрти орынланатуғын болса (k арқалы пүтин сан белгиленген), онда айналық шағылысыў бағытында максимум пайда болады. Интерференцияланатуғын дәстелердин саны көп болғанда барлық басқа бағытлардағы тербелислердин қосынды амплитудасы жүдә киши

болады, яғный ис жүзінде шағылысқан нур болмайды. (2)-шәрт Вульф-Брэгглер шәрти деп аталады.

Вульф-Брэгглер шәртин келтирип шығарғанда биз кристалдың тәбийий қаптал бетине параллель болған тегисликлер системасындағы нурлардың шашырауын қарадық. Әлбетте, атомлардың жыйнағы арқалы өткерилген (мысалы, элементар кубтың диагоналары бойынша) хәм бир биринен теңдей қашықтықларда жайласқан тегисликлердеги шашырауды да қарауға болады. Бұл тегисликлердеги шашыраулар жаңа максимумларды береді. Усындай ұсыллар менен табылған максимумлардың бағытларының 273-параграфтағы (4)- хәм (5)-формулалардың жәрдемінде анықланған бағытларға сәйкес келетуғынлығын көрсетиуге болады. Бирақ Вульф-Брэгглер ұсылы мынадай артықмашлыққа ийе: бұл ұсыл хәр бир λ толқын ұзынлығына (егер $\lambda > 2b$ шәрти орынланатуғын болса) айналық шағылысқан толқын максимумды пайда ететуғын түсиў мүйеши α_0 ди табыуға мүмкиншилик береді. Мейли, кристалдың тегис AB бети тәбийий қаптал бет болсын (109-сүүрет). AB қапталына α_0 мүйеши менен монохромат рентген нурларының OC дәстеси келип түсетуғын болсын. Кристалды сүүреттиң тегислигине перпендикуляр болған C көшериниң дөгерегінде айландырып α_0 мүйешин өзгертеміз. Усы α_0 мүйеши (2)-шәртти қанаатландыратуғын мәниске ийе болғанда айналық шағылысу бағытында максимум пайда болады. α_0 мүйешиниң барлық басқа мәнислерінде шағылысқан нур пүткиллей болмайды.



109-сүүрет. Кристалдан рентген нурларының шағылысуы.



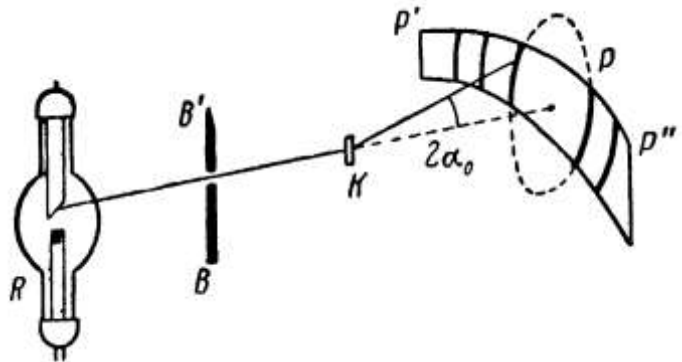
110-сүүрет. Айланыушы кристалы бар рентген спектрографының схемасы.

Айланыушы кристалы бар рентген спектрографының дүзилісі биз таллаған принципке тийкарланған. Бұл спектрографтың схемасы 110-сүүретте көрсетілген. Бұл сүүретте R - рентген трубкасы, BB' - рентген нурларының жиңишке дәстесін бөліп беретуғын енсіз саңлағы бар қорғасын диафрагма. Нурлар саңлаққа параллель болған көшердің дөгерегінде айлана алатуғын K кристаллына келип түседі. Орайы кристалдың айланыу көшерінде жатқан $PP'P''$ дөңгелегиниң доғасында фотографиялық пленка жайласады. Изертленетуғын рентген нурлары толқын ұзындықтары $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$ болған толқынларға ийе деп болжаймыз. Бұндай жағдайда түсиў мүйешиниң α_{0i} шамасында λ_i толқын ұзындығы үшін (2)-шәрт орынланатуғын жағдайда кристалдың қапталынан нурлардың шағылысуы жүзеге келеді хәм фотопластинкадағы сәйкес орында қарауытыу алынады. Кристалды айландыру жолы менен барлық $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$ толқын ұзындықтары үшін шағылысуды алыуға болады. Егер диафрагмадағы саңлақ тар хәм кристалдың шағылыстырушы қапталына параллель болса, онда фотопластинкадағы қаруытыудың айырым орынлары жиңишке жолақлар түрине енеді хәм сүүреттиң барлығы әдеттегідей дифракциялық пәнжерениң жәрдемінде алынған оптикалық спектрдің сүүретине ұсайтуғын болады.

Гейпара жағдайларда рентген нурларын регистрациялау үшін олардың қауаны ямаса басқа да газлерди ионластырыу қабилетлиги қолланылады. Оның үшін фотоленка кристалл айланатуғын көшердин дөгерегинде айлана алатуғын ионизациялық камера менен алмастырылады. Егер камераның айланыу мүйеши кристалдың айланыу мүйешинен еки есе үлкен болса, онда камераға шашыраған нур келип түсетуғын шәрт автомат түрде орынланады. Усындай нур камераға келип түскен жағдайда ионизацияны жүзеге келтиреди; ионизацияның дәрежеси электромметрдин жәрдемінде өлшенеди.

Кристаллардағы дифракцияның тек ғана рентген нурларының толқын ұзынлығын өлшеу үшін ғана емес, ал кери болған мәселени шешиу үшін да пайдаланылады: толқын ұзынлығы белгили болған нурлардың жәрдемінде кристаллардың структурасын анықлау. Анау ямаса мынау кристалдан алынған дифракциялық сүүретте терең үйрениу оларға сәйкес келетуғын пәнжерелердин геометриялық типин табыуға мүмкиншилик береді. Хәзирги ўақытлары ұсындай түрдеги изертлеулер рентгенструктуралық анализ деп аталатуғын физиканың өз алдына бөлиmine айланды. Рентгеноструктуралық анализ кристаллографияда да, техникада да кең түрде пайдаланылмақта хәм ол материаллардың (полаттың, реңли металллардың қуымаларын х.т.б.) қәсийетлерин изертлеудин әхмийетли ұсылы болып табылады.

111-сүүрет.
Унталған кристалға ийе болған
рентген спектрографияның схемасы.



Рентгенструктуралық анализдин мақсетлери үшін тек айырым монокристаллардағы рентген нурларының дифракциясы ұсылы ғана қолланылып қоймай, *порошок ұсылы* деп аталатуғын ұсыл да кеңнен қолланылады¹¹. Бұл ұсылда монокристалдың орнына цилиндр тәрезли бағанаға прессленген майда етип унталған монокристалл қолланылады. Егер ұсындай жиңишке бағана арқалы рентген нурларының монохромат дәстесин өткеретуғын болсақ, онда тәртипсиз түрде бағытланған айырым майда кристаллардың ишинде берилген λ толқын ұзынлығы үшін (2)-шәртти қанаатландыратуғын түсиуши нурға α_0 мүйеши менен бағытланған кристаллар да табылады. Олар келип түсиуши нур менен $2\alpha_0$ мүйешин жасайтуғын шағылысқан нурларды береді. Түсиуши нур бети менен α_0 мүйешин жасайтуғын майда кристаллардың мүмкин болған барлық бағытларына төбесиндеги мүйештин шамасы $2\alpha_0$ ге тең болған нурлардың конусы сәйкес келеді. Хәр қыйлы λ_i толқын ұзынлықларына хәм хәр қыйлы k_i тәртиплерине төбесиндеги мүйештин мәниси хәр қыйлы болған конуслар жууап береді. Порошок тәризли кристаллардан дифракциялық сүүретти алыудың схемасы 111-сүүретте келтирилген. Бұл сүүретте R - рентген трубкасы; BB' - нурлардың жиңишке дәстесин берип беретуғын диафрагма; K - прессленген кристалл порошоктың беғанасы. $PP'P''$ шеңбери бойынша жайласқан фотоленкада нурлар

¹¹ "Порошок ұсылы" атамасы менен бир қатарда "поликристаллар ұсылы" ямаса "унталған кристаллар ұсылы" атамалары да қолланылады. Бундай жағдайда поликристаллардағы кристаллық дәнешелердин өлшемлери унталған кристалдағы майдан кристалларының өлшемлери менен барабар болыуы керек (Аўдарыушылар).

конусларының фотоленка менен кесилисиіне сәйкес келетуғын доға тәризли максимумлар пайда болады. Кристаллық порошок ұсылының артықмашлығы алыныуы қыйын монокристалларды пайдаланыуды талап етпейтуғынлығынан ибарат.

XXIV БАП

ЖАҚТЫЛЫҚТЫҢ ИЗОТРОП ЗАТЛАР ХӘМ ОЛАРДЫҢ ШЕГАРАЛАРЫ АРҚАЛЫ ӨТИҮИ

§ 275. Жақтылықтың затлар менен өз-ара тәсирлесіуі. Биз 259-параграфта жақтылықтың киши толқын ұзынлығына ийе электромагнит толқын екенлигин көрдик. Демек, жақтылық қубылыстары электромагнит толқынларының пайда болыуы менен тарқалыуын ұсы толқынлардың затлар менен тәсир етисіуін есапқа алатуғын Максвелл теңдемелери менен тәрийипленеди екен.

Максвеллдің ең дәслепки теориясында затлардың электромагнитлик процесслерге тәсирин есапқа алыу үшін заттың мынадай үш характеристикасын есапқа алыу зәрүр еди: ϵ диэлектриклик тұрақлыны, μ магнитлик сиңиргишликти хәм σ өткізгешликти. Диэлектриклик тұрақлы ϵ менен магнит сиңиргишлик μ берилген орталықтағы электромагнитлик толқынлардың тарқалыу тезлиги v ны береді; Максвелл бойынша:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}. \quad (1)$$

Өткізгешлик σ толқынлардың жұтылыуын анықлайды.

Заттағы жақтылықтың тарқалыу тезлиги v оның сындырыу көрсеткіши менен

$$v = \frac{c}{n}$$

қатнасының жәрдемінде байланысқан. Бул формуланы (1)-теңлик пенен салыстырып, мынаны аламыз:

$$n = \sqrt{\epsilon\mu}. \quad (2)$$

Солай етип, сындырыу коэффициенті n ниң мәніси заттың диэлектриклик тұрақлысы ϵ менен магнит сиңиргишлигі μ бойынша анықланады екен. Егер ϵ менен μ диң электростатикалық хәм магнитлик өлшеулерде алынған мәніслерин пайдалансақ, онда бул қатнас ұзын электромагнит толқынлар үшін жақсы орынланады. Бирақ, жақтылық үшін ϵ менен μ диң сол мәніслери сындырыу көрсеткіши n үшін дұрыс емес нәтижелерді береді.

Мысалы, сүү үшін $\epsilon = 81$ хәм μ диң мәніси ис жүзінде бирге тең. Буннан (2)-теңликтен

$$n = \sqrt{81} = 9$$

шамасын аламыз. Ал хәқыйқатында, сүүдың сындырыу коэффициенті 1,3 ке тең. Тап сол сыяқлы орталықтың өткізгешлигі менен жақтылықтың жұтылыуы арасындағы қатнас та орынланбайды. Мысалы, сәйкес рең берилгенде шийшениң өткізгешлигиниң сезилерликтей өзгерисиниң орын алмауы мүмкін, Бирақ ол жақтылықты күшли жұтыу қәбилетлигине ийе бола алады.

Бул көринип тұрған қарама-қарсылықтың себеби мынадан ибарат: сыртқы электромагнит майданының, биз қарап атырған жағдайда жақтылық толқынының майданының үлкен жийиликлерінде ϵ , μ хәм σ шамалары жийиликтен күшли фәрезли

болады хәм сонлықтан ε , μ хәм σ шамаларының электростатикалық хәм магнитостатикалық өлшеулерде алынған мәнислерине тең емес.

Егер ε менен μ шамаларының сыртқы майдан менен үлкен сандағы атомлар менен молекулалардың орташаланған өз-ара тәсирин тәрийиплейтуғынлығын есапқа алған жағдайда бундай ғәрезликти түсиниўге болады (II томдағы 146- хәм 208-параграфларды қараңыз). Дәўири атомлардың ишиндеги хәм молекулалардың ишиндеги дәўир менен барабар болған қысқа жақтылық толқынлары ушын электромагнит майданның атомлар хәм молекулалар менен өз-ара тәсирлесийи әстелик пенен өтетуғын процесслердегидей болмайды хәм бундай жағдайда орташалаўдың нәтийжеси пүткиллей басқаша болады. Затлардың оптикалық қәсийетлери болса жақтылық электромагнит майданының жүдә қурамалы электрлик система болып табылатуғын хәр бир атом хәм молекула менен тәсирлесийиниң өзгешелигин есапқа алыўдың нәтийжесинде ғана толық талланады. II томда көрип өткенимиздей, атомлар менен молекулалардың қурамына электронлар да киреди хәм, солай етип, затлардың оптикалық қәсийетлерин таллаўды тек электронлық теорияның тийкарында ғана өткерий мүмкин болады. Лоренц көп санлы қубылысларды санлық жақтан түсиниў ушын атомлар менен молекулалардың ишинде олар менен квазисерпимли байланысқан электронлардың, яғный өзиниң тең салмақлық орынларының әтирапында аўысыўға пропорционал болған күштиң тәсиринде теребеле алатуғын электронлардың бар екенлиги ҳаққындағы гипотеза менен шеклениўдиң жеткилики екенлигин көрсетти.

Кейинирек бул гипотезаның жеткилики емес екенлигин хәм атомлардың қурылысының әдеўир қурамалы характерге ийе екенлигин дыққат орайына алыўдың керек болатуғынлығын көремиз.

§ 276. Жақтылықтың жутылыўы. Қәлеген зат арқалы өтиўдиң барысында жақтылық қандай да бир дәрежеде жутылады. Әдетте жутылыў селективлик характерге ийе, яғный хәр қыйлы толқын ұзынлығына ийе жақтылықтың жутылыўы хәр қыйлы. Толқын ұзынлығы реңди анықлайтуғын болғанлықтан, ұсыған сәйкес, хәр қыйлы реңге ийе болған нурлар берилген затта хәр қыйлы болып жутылады.

Көзге көринетуғын нурлардың интервалына киретуғын барлық ұзынлықлардағы толқынлардың бирдей аз жутылыўын беретуғын денелер реңге ийе болмайды. Мысалы, қалыңлығы 1 см болған шийше өзи арқалы өткен жақтылықтың шама менен тек 1 процентин ғана жутады. Ал ұсы шийше ультрафиолет хәм ұзақтағы инфрақызыл нурларды күшли жутады.

Көзге көринетуғын нурлардың шеклеринде жутылыўдың селективлигине ийе болған денелер реңли мөлдир денелер болып табылады. Мысалы, жасыл, көк хәм фиолет нурларды күшли жутатуғын хәм қызыл хәм қызғылт нурларды әззи жутатуғын денелер "қызыл" реңге ийе болады. Егер ұсындай шийшеге хәр қыйлы ұзынлықларға ийе толқынлардың араласпасынан туратуғын ақ жақтылық келип түсетуғын болса, онда ол арқалы тек қызыл рең сезимин беретуғын узынырақ толқынлар ғана өтеди, ал қысқа толқынлар жутылады. Тап сол шийшени жасыл ямаса көк реңли жақтылық пенен жақтыландырса, онда ол "қара" болып көринеди, себеби қызыл реңли шийше бундай нурларды жутады.

Серпимли түрде байланысқан электронлар теориясының көз-қарасы бойынша жақтылықтың жутылыўы өткен толқынның мәжбүрий тербелислерин қоздырыўы менен байланысly. Электронлардың турақлы түрдеги тербелислерин жүзеге келтирип турый ушын энергия жумсалады хәм буннан кейин бул энергия энергияның басқа түрлерине айланады. Егер атомлардың бир бири менен соқлығысыўының салдарынан электронлардың тербелислериниң энергиясы тәртипсиз түрдеги молекулалық қозғалыстың энергиясына өтетуғын болса, онда дене қызады.

Жақтылықтың жутылыуын жақтылық толқынларының жутыушы денелердің атомлар менен молекулалары менен тәсірлесіуінің механизмінің деталларына кирмей-ақ улыуға түрде энергиялық көз-қарасларда тәрийиплеуіге болады.

Мейли, бир текли зат арқалы параллель нұрлардың дәстеси тарқалатуғын болсын (112-сүүрет). Бұл затта жақтылықтың тарқалыуы бағытына перпендикуляр болған қалыңлығы dl болған бир бирине параллель тегисликлер менен шекленген шексиз жуқа қатламды айырып аламыз. Энергияның ағысының тығызлығы u ұсы қатлам арқалы өткенде $-du$ шамасына өзгереді. Ұсы кемейіудің $-du$ шамасын энергияның ағысының өзіне хәм жутыушы қатламның қалыңлығы dl ге пропорционал деп есаплау тәбийий:

$$-du = k u dl. \quad (1)$$

k коэффициенті жутыушы заттың қасийетлерине байланыслы хәм оны *жутыу коэффициенті* деп атайды. k коэффициентінің тұрақлы болыуы жутатуғын хәр бир қатламда ұсы қатламға жетип келген ағыстың бирдей болған бөлімінің жутылатуғынлығын аңғартады.

Қалыңлығы шеклі l болған қатламдағы энергияның ағысының тығызлығының кемейіу нызамын алыу үшін (1)-аңлатпаны

$$\frac{du}{u} = -k dl$$

түрінде көширип жазамыз хәм буннан кейин оны 0 ден l ге шекемги интервалда интеграллаймыз:

$$\int_0^l \frac{du}{u} = -k \int_0^l dl.$$

Мейли, қатламның басында ($l = 0$) ағыстың тығызлығы u_0 шамасына тең болсын. Ағыс заттың l тереңлигин өткендеги шамасын u арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда интеграллаудың нәтийжесінде мынаны аламыз:

$$\ln u - \ln u_0 = -kl$$

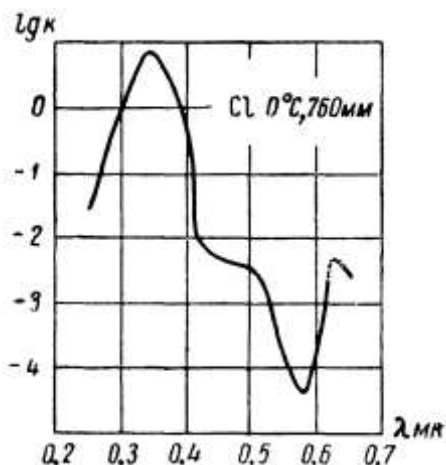
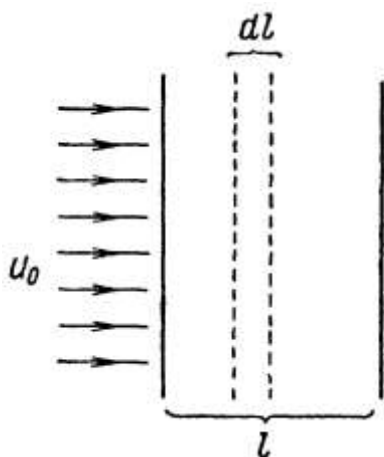
ямаса

$$\ln \frac{u}{u_0} = -kl.$$

Буннан

$$u = u_0 e^{-kl} \quad (2)$$

формуласына ийе боламыз. Бұл теңликте e арқалы натурал логарифмлердің тийкары белгиленген.



112-сүрет. Жақтылықтың жутылыуы
нызамын келтирип шығарыуға.

113-сүрет. Хлор үшін жутыу коэффициенті k
ның логарифминің толқын ұзындығы λ ден
ғәрезлиги.

Жутыу коэффициенті k ның мәнісі қаншама үлкен болса, жақтылық күшлирек жутылады. (2)-аңлатпа бойынша $l = 1/k$ теңлиги орынланғанда

$$u = \frac{u_0}{e} \cong \frac{u_0}{2,72}$$

шамасын аламыз. Демек, қалыңлығы $1/k$ шамасына тең болған қатлам энергияның ағысының тығызлығын 2,72 есе кемедейтеди екен. Хәр қандай затлар үшін жутыу коэффициенті k ның сан мәнісі кең шеклерде өзгереді. Атмосфералық басымдағы ҳауа үшін көзге көринетүғын область үшін k ның мәнісі шама менен 10^{-5} см^{-1} ге, шийше үшін $k \cong 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ ге, ал металлар үшін k ның мәнісі онлаған мыңға жетеді. Барлық затлар үшін k жутыу коэффициентинің мәнісі қандай да бир дәрежеде толқын ұзындығынан ғәрезли болады. 113-сүретте атмосфералық басымдағы хәм 0°C температурадағы газ тәризли хлор үшін $\lg k$ шамасының λ толқын ұзындығынан ғәрезлиги көрсетилген.

Көринип тұрғанындай, фиолет областта коэффициенттің шамасы үлкен, буннан кейин оның мәнісі сары-көк областта кескин киширейеди хәм қызыл областта қайтадан үлкейеди.

Тәжирийбелер жақтылық мөлдир ериткиште еритилген затларда жутылғанда жутылыудың жақтылықтың еритпедегі жолының бир бирлигиндеги жутыушы молекулалардың санына пропорционал екенлигин көрсетеді. Ұзындықтың бир бирлигине сәйкес келетүғын молекулалардың саны еритпениң концентрациясы C ға пропорционал болғанлықтан, жутыу коэффициенті k ның мәнісі C ға пропорционал болады хәм буннан $k = \kappa C$ теңлиги орынланады деп болжауға болады. Бул теңликте κ арқалы еритпениң концентрациясынан ғәрезсиз хәм тек жутатүғын заттың молекулаларының қәсийетлеринен бойынша анықланатүғын пропорционаллық коэффициент белгиленген. k ның бул мәнісин (2)-формулаға қойып, мынаған ийе боламыз:

$$u = u_0 e^{-\kappa C l}. \quad (3)$$

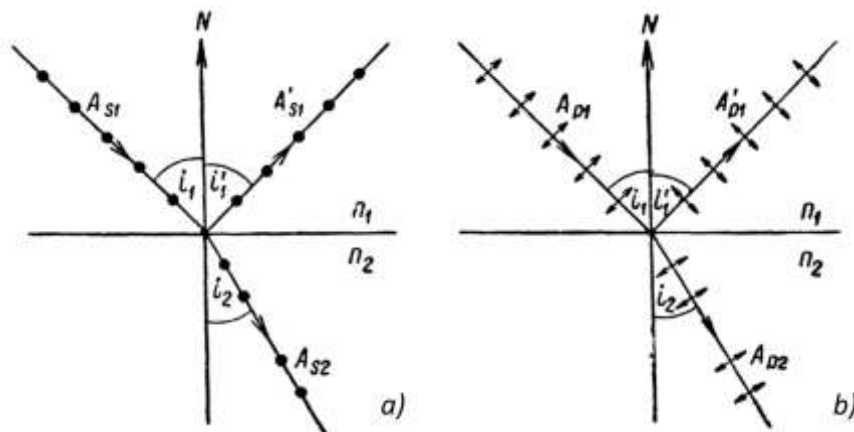
κ коэффициентинің шамасы еритпениң колнцентрациясынан ғәрезли емес деген тастыйықлау Беер нызамы деп аталады. Бун нызам хәр бир молекуланың қәсийетин қоңсы молекула өзгертпейди деген шәрт қойылған жағдайда орынланады. Еритпениң концентрациясы әдеуир үлкен болғанда молекулалардың бир бирине тәсири билине баслайды хәм бундай жағдайда Беер нызамы орынланбай қалады. Бул нызам орынланатүғын шараятларда (3)-қатнас еритпедегі жақтылықтың жутылыуының дәрежеси бойынша еритпениң концентрациясын алықлауға болады.

Жақтылықтың энергиясы басқа түрдеги энергияға айланатүғын "хақыйқый" жутыулардан басқа дәстедегі нурлардың энергиясының ағысының энергияның хәр тәрепке қарай шашырауының салдарынан кемеийуи де орын алады. Жақтылықтың затлардағы ұсындай шашырауын биз төменде қараймыз.

§ 277. Жақтылықтың еки мөлдир заттың арасындағы шегара арқалы өтиуи. Жоқарыда көрип өткенимиздей (251-параграф), жақтылық дәстеси еки мөлдир орталықтың арасындағы шегарадан өткенде шағылысқан хәм сынған дәсте болып екиге бөлинеди. Бул нурлардың бағыты шағылысуы хәм сынуы нызамлары бойынша анықланады. Бирақ еки мөлдир заттың арасындағы шегара арқалы жақтылықтың өтиуи менен байланысly болған қубылысларды толық тәрийиплеу үшін шағылысқан хәм сынған нурлардың интенсивликлеринің хәм поляризация халларының қандай екенлигин көрсетиу керек болады. Бул мәселелер Френель тәрепинен XIX әсирдин басында келтирип шығарылған формулалардың жәрдемінде шешиледи. Жоқарыда көрсетип өткенимиздей, Френель өзинің формулаларын жақтылықты эфирдеги серпимли деформациялардың

сыпатында қарау жолы менен келтирип шығарды. Бундай жағдайда Френель эфирге бир бирине қайшы келетуғын қасиеттерди бериуге тууры келди. Қарама-қарсылықтарға ийе болмаған Френель формулаларын жақтылықтың электромагниттік теориясының жәрдеминде алыуға болады. Френель, жақтылық тербелістерін қарағанда бөлекшедердің тең салмақтық орнына ауысуына сәйкес келетуғын тек бір вектордан пайдаланды. Ал, биз электромагнит толқынларының $\mathbf{E}$ хәм $\mathbf{H}$ векторлары менен тәрийипленетуғынлығын көрсеттик. Егер жақтылық тербелістерін электр векторының тербеліслері менен сәйкес келеди деп есапласақ, онда жақтылықтың электромагнит теориясы бойынша алынған формулалар Френель формулаларына сәйкес келеди. Жақтылық тербелістерін электр векторының тербеліслері менен сәйкес келеди деп есаплауға болады, себеби жақтылық толқынларының көриніуінің басым көпшилигі (физиологиялық хәм фотохимиялық тәсири, фотоэффект хәм люминесценция қубылысы) электр кернеулігі $\mathbf{E}$ векторы бойынша анықланады. Магнит векторы $\mathbf{H}$ тың тербеліслері электр векторы $\mathbf{E}$ ның тербеліслері менен тығыз байланысқан. Бирақ, электромагнит толқынында бул тербеліслер әдетте көринбейди. Сонлықтан, буннан былай жақтылық толқынындағы тербеліслер ҳақында гәп еткенимизде биз электр векторы $\mathbf{E}$ ның тербеліслерін ынабатқа аламыз.

Френель формулаларына өтиуде үш жағдайды қараймыз: 1) жақтылық түсіу тегислигинде поляризацияланған; 2) жақтылық түсіу тегислигине перпендикуляр тегисликте поляризацияланған. 259-параграфта айтылып өтилгениндей, биринши жағдайда жақтылық толқынындағы тербеліслер түсіу тегислигине перпендикуляр тегисликте, ал екинши жағдайда түсіу тегислигинде жүзеге келеди. 114-сүретте сүрөт тегислигине перпендикуляр тербеліслер ноқатлар, ал сүрөт тегислигинде жатқан тербеліслер стрелкалар менен көрсетилген.



114-сүрөт. Жақтылық толқынының сынуы хәм шағылысуы: а) жақтылық түсіу тегислигинде поляризацияланған, тербеліслер түсіу тегислигине перпендикуляр тегисликте жүзеге келеди; б) жақтылық түсіу тегислигине перпендикуляр поляризацияланған, тербеліслер түсіу тегислигинде жүзеге келеди.

Мейли, түсіу хәм сыну мүйешлері i_1 хәм i_2 , хәм шағылысу мүйешін $i'_1 = i_1$ болсын. Буннан былай мынадай белгилеулерди киргиземиз: түсіуші нурдағы түсіу тегислигиндегіне перпендикуляр болған тербеліслердің амплитудаларын A_{s1} , ал шағылысқан нурдағы түсіу тегислигиндегіне перпендикуляр болған тербеліслердің амплитудаларын A'_{s1} , сынған нурдағы амплитуданы A_{s2} арқалы белгилеймиз. Түсіу тегислигинде жүзеге келетуғын тербеліслердің амплитудалары түсіуші, шағылысқан хәм сынған нурлар үшін сәйкес A_{p1} , A'_{p1} хәм A_{p2} арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда Френель формулары бойынша

$$\frac{A'_{s1}}{A_{s1}} = \frac{-\sin(i_1 - i_2)}{\sin(i_1 + i_2)}, \quad (1)$$

$$\frac{A_{s2}}{A_{s1}} = \frac{2 \sin i_2 \cos i_1}{\sin(i_1 + i_2)}, \quad (2)$$

$$\frac{A'_{p1}}{A_{p1}} = \frac{\operatorname{tg}(i_1 - i_2)}{\operatorname{tg}(i_1 + i_2)}, \quad (3)$$

$$\frac{A_{p2}}{A_{p1}} = \frac{2 \sin i_2 \cos i_1}{\sin(i_1 + i_2) \cos(i_1 - i_2)}. \quad (4)$$

Түсіу мүйеши менен сынуу мүйеши арасындағы қатнас сынуу нызамы бойынша бериледи:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{21}.$$

Бул теңликте n_{21} арқалы екінші заттың бірінші затқа салыстырғанда сындырыу коэффициенті белгіленген.

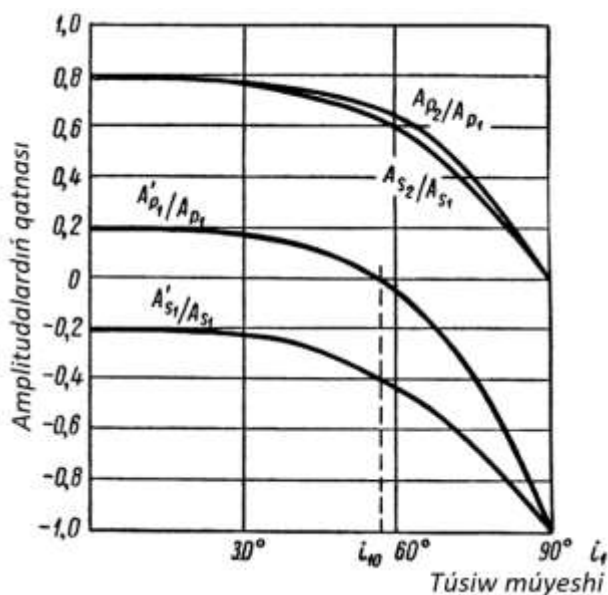
$n_{21} = 1,52$ теңлигі орын алатуғын дара жағдай болған қауа-шийше ушын $\frac{A'_{s1}}{A_{s1}}, \frac{A_{s2}}{A_{s1}}, \frac{A'_{p1}}{A_{p1}}$ хәм $\frac{A_{p2}}{A_{p1}}$ шамаларының түсіу мүйеши i_1 ден ғарезлигі 115-сүүретте келтирилген. Бул сүүреттен түсіу мүйешинің базы бир i_{01} мәнисинде $\frac{A'_{p1}}{A_{p1}} = 0$ теңлигинің орын алатуғынлығы көринип тур. (3)-формуладан көринип тұрғанындай, түсіу мүйеши болған i_{01} шамасының мәнисинің

$$\operatorname{tg}(i_1 + i_2) = \infty,$$

яғнай

$$i_1 + i_2 = \frac{\pi}{2}$$

шәрти бойынша анықланады. Бул шәрт Брюстер нызамына сәйкес келеди (258-сүүретке қараңыз). Егер шағылысқан хәм сынған нурлар бир бирине перпендикуляр болса, онда шағылысқан нур түсіу тегислигинде толық поляризацияланған (яғнай онда түсіу тегислигине параллель болған тербеліслер болмайды, $A'_{p1} = 0$).



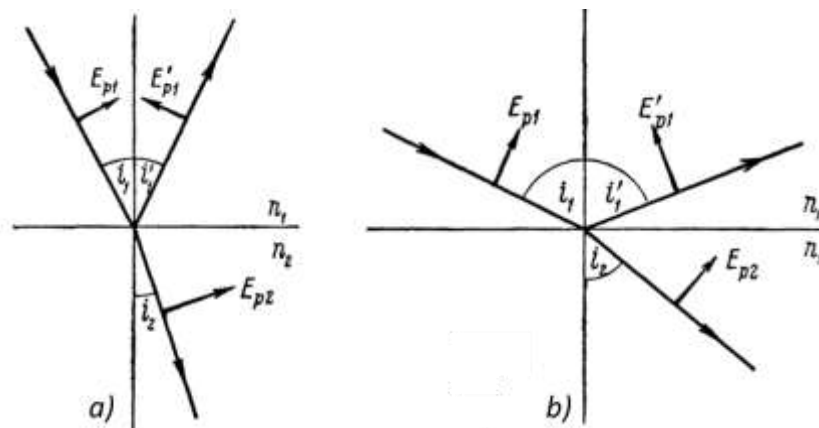
115-сүүрет.

Шағылысқан хәм түскен толқынлардағы амплитудалардың түсіуши толқындағы амплитудаға қатнасы.

Ең ақырында (1)-(4) формулалардағы белгилердің тұрқан орнын айқынластырыу керек. Вектордың құраушыларының белгилері координаталарды сайлап алыудан ғарезли:

(1)-(4) формулалар координаталар системасын былайынша сайлап алыуға сәйкес келеді: олардағы $\mathbf{E}$ векторының түсіу тегислигине параллель болған құраушылары түсіуші, шағылысқан хәм сынған толқынларда 116-сүретте көрсетілгендай болып бағытланған. Бул сүреттегі *a)* киши түсіу мүйешине, ал *b)* үлкен түсіу мүйешине тийисли. Түсіу тегислигине перпендикуляр болған құраушылардың оң бағыты барлық үш толқын үшін сызылманың арғы тәрәпине қарай бағытланған.

Бундай жағдайда (2)- хәм (4)-формулалардан қалеген жағдайда сынған нурдың фазасын өзгертпей пайда болатуғынлығы келип шығады. Шағылысқан толқында $n_{21} > 1$ теңсизлиги орынланатуғын жағдайларда түсіу тегислигине перпендикуляр болған тербелислердің қалеген түсіу мүйешинде (E_s) фазаның π шамасына өзгериси орын алады [(1)-формуладағы минус белгиси]. Түсіу тегислигине параллель болған тегисликлер үшін (E_p) шағылысқан толқында, $n_{21} > 1$, Брюстер мүйешинен киши болған түсіу мүйешлерінде, яғный $i_1 + i_2 < \pi/2$ теңсизлиги орынланғанда (3)-формуладағы $\tan(i_1 + i_2)$ ниң мәниси оң хәм, ұсыған сәйкес E_{pq} хәм E'_{p1} құраушылары қарама-қарсы бағытланған. Брюстер мүйешинен үлкен болған $i_1 + i_2 > \pi/2$ мүйешлерде $\tan(i_1 + i_2)$ ниң мәниси терис хәм (3)-формула бойынша E_{pq} хәм E'_{p1} шамаларының белгилери хәр қыйлы. 116-b сүретте көринип тұрғанындай, хәр қыйлы белгиниң енди E_{pq} хәм E'_{p1} лардың бир бирине қарама-қарсы бағытланғанлығын аңғартады. Брюстер мүйешине тең мүйешлерде E'_{p1} тербелислериниң амплитудасы нолге тең.



116-сүрет. Түсіуші, шағылысқан хәм сынған толқынлардағы $\mathbf{E}$ векторының құраушыларының бағытлары.

Жұмақлаймыз: Брюстер мүйешинен киши мүйешлерде де, Брюстер мүйешинен үлкен мүйешлерде де оптикалық тығызырақ болған орталықтағы жақтылық шағылысқанда фазаның π шамасын өзгериси, яғный ярым толқын ұзынлығының жоғалыуы орын алады. Бул Ньютон сақыйналарының орайындағы қараңғы дақтың (киши мүйеш пенен түсіу) хәм Ллойд тәжірийбесиндегі (үлкен мүйеште түсіу) қараңғы ноллик жолақтың пайда болыуына алып келеді.

Шағылысқан хәм сынған толқынлардағы энергиялардың ағысын анықлау үшін энергия ағысы W (оның мәниси Умов векторының ағыстың кесиминиң майданына көбеймеси менен анықланады) амплитуданың квадраты A^2 қа, толқынның тарқалыу тезлиги v ға хәм энергия алып өтилетуғын майдан S ке пропорционал (I иомдағы 112-параграф):

$$W = uS \sim A^2 v S.$$

Шағылысқан толқын үшін тарқалыу тезлиги менен кесе-кесимнің майданы S түскен толқынның тарқалыу тезлиги менен кесе-кесимнің майданына тең. Сонлықтан, шағылысқан хәм түскен нұрлардың энергияларының ағыстары W'_1 менен W_1 шамаларының қатнастары олардың квадраттарының қатнасындай болады. Буннан, (1)-формула бойынша түсіу тегислигине перпендикуляр болған тегисликтегі тербелістер үшін (жақтылық түсіу тегистигінде поляризацияланған, бұл жағдай $\parallel$ белгиси менен аңғартылған) мынадай қатнастарға ийе боламыз:

$$\left(\frac{W'_1}{W_1}\right)_{\parallel} = \left(\frac{A'_{s1}}{A_{s1}}\right)^2 = \frac{\sin^2(i_1 - i_2)}{\sin^2(i_1 + i_2)}. \quad (5)$$

Түсіу тегислигине параллель болған тербелістер үшін (жақтылық түсіу тегислигине перпендикуляр тегисликте поляризацияланған) (3)-формула бойынша мынадай аңлатпаны аламыз:

$$\left(\frac{W'_1}{W_1}\right)_{\perp} = \left(\frac{A'_{p1}}{A_{p1}}\right)^2 = \frac{\text{tg}^2(i_1 - i_2)}{\text{tg}^2(i_1 + i_2)}. \quad (6)$$

Жақтылық нормаль бағытта түсетуғын болса ($i_1 = i_2 = 0$) (5)- хәм (6)-аңлатпалар анық емес болған түрге ийе болады. Бұл анықсызлықты жасырыу үшін киши мүйешлерде олардың синустары менен тангенсин мүйештің мәніси менен алмастырыуға болатуғынлығын пайдаланамыз. Бундай жағдайда

$$\frac{\sin^2(i_1 - i_2)}{\sin^2(i_1 + i_2)} = \frac{\text{tg}^2(i_1 - i_2)}{\text{tg}^2(i_1 + i_2)} = \frac{(i_1 - i_2)^2}{(i_1 + i_2)^2} = \frac{\left(\frac{i_1}{i_2} - 1\right)^2}{\left(\frac{i_1}{i_2} + 1\right)^2}.$$

Бирақ, киши i_1 хәм i_2 мүйешлерінде сыныу нызамын былайынша жазыуға болады:

$$\frac{i_1}{i_2} = n_{21}.$$

Буннан киши мүйешлерде

$$\frac{\sin^2(i_1 - i_2)}{\sin^2(i_1 + i_2)} = \frac{\text{tg}^2(i_1 - i_2)}{\text{tg}^2(i_1 + i_2)} = \frac{(n_{21} - 1)^2}{(n_{21} + 1)^2}$$

теңліклеринің орын алатуғынлығын көреміз.

Буннан нормаль түсіу үшін (5)- хәм (6)-формулалардан түсіу тегислигине параллель болған жақтылық үшін да, перпендикуляр болған жақтылық үшін да бирдей болған

$$\left(\frac{W'_1}{W_1}\right)_{\perp} = \frac{(n_{21} - 1)^2}{(n_{21} + 1)^2} \quad (6a)$$

қатнасын аламыз.

Сынған толқындағы энергияның ағысын анықлау үшін (2)- хәм (4)-формулалардан пайдаланыуға болады. Бирақ, энергияның сақланыу нызамынан пайдаланған әпиұайырақ. Бұл нызам бойынша жұтпайтуғын затлар үшін шағылысқан хәм сынған нұрлардағы энергиялар тығызлығының сұммасы $W'_1 + W_2$ түсіуші нұрдағы энергияның ағысы W_1 ге тең, яғный:

$$W'_1 + W_2 = W_1.$$

Буннан

$$\frac{W_2}{W_1} = 1 - \frac{W'_1}{W_1} \quad (7)$$

теңлигин аламыз.

(5)- хәм (6)- хәм формулалар бойынша түсіу тегислигине параллель хәм перпендикуляр тегисликтерде поляризацияланған жақтылық үшін W'_1/W_1 қатнасын билип, тап сол жағдай үшін W_2/W_1 қатнасының мәнісин де табамыз.

Поляризацияның излери болмайтуғын тәбйий жақтылық үшін энергияның жартысы түсіу тегислигине параллель болған тербеліслерге, ал қалған ярымы түсіу тегислигине перпендикуляр болған тербеліслерге тийісли деп есеплауға болады. Буннан (5)- хәм (6)- аңлатпалар бойынша тәбйий жақтылық үшін шағылысқан жақтылықтағы энергияның ағысы

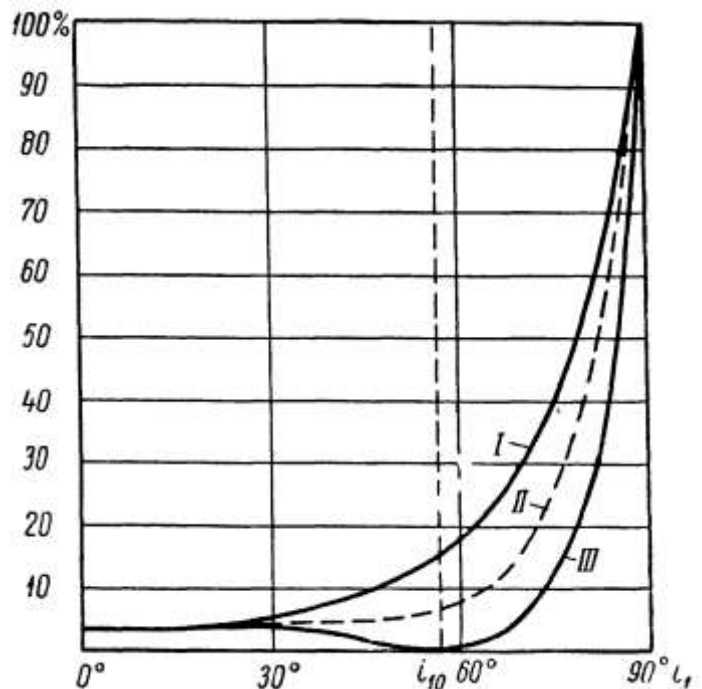
$$\frac{W'_1}{W_1} = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(i_1 - i_2)}{\sin^2(i_1 + i_2)} + \frac{\operatorname{tg}^2(i_1 - i_2)}{\operatorname{tg}^2(i_1 + i_2)} \right] \quad (8)$$

қатнасының жәрдеминде анықланады.

Тәбйий жақтылықтың нормаль түсіуі үшін (8)-формула (6-а) формулаға өтеди.

117-сүүретте түсіу тегислигінде поляризацияланған (I сызық), түсіу тегислигине перпендикуляр тегисликте поляризацияланған жақтылық (III сызық) хәм тәбйий жақтылық үшін W'_1/W_1 қатнасының түсіу мүйеши i_1 нен ғәрезлиги графикалық түрде сүүретленген. Иймекликлер салыстырмалы сындыруу коэффициенті $n_{21} = 1,52$ шамасына тең болған ҳауа-шийше шегарасында шағылысқан жақтылық үшін есепланған. $i_1 = i_{01} = 56^{\circ}41'$ теңлиги орынланғанда III иймеклик абсцисса көшери менен тийиседи, бул шағытысқан нурдың түсіу тегислигиндеги толық поляризациясына сәйкес келеди (Брюстер нызамы). $i_1 = 0$ мүйешинде, яғнай жақтылық айырып тұруу шегарасына номал бағытта түскенде, жақтылықтың ең киши муғлары шағылысады; урынба бағытта түскенде ($i_1 = \pi/2$) жақтылық толығы менен шағылысады.

117-сүүрет.
Шағылысқан хәм түскен
толқынлардағы энергияның
ағысларының қатнасы.
I - жақтылық түсіу тегислигінде
поляризацияланған;
II - тәбйий жақтылық;
III - жақтылық түсіу тегислигине
перпендикуляр тегисликте
поляризацияланған.



Френель формулаларын бир неше пайдаланыуды қараймыз.

1-Мысал. Базы бир оптикалық әсбапта жақтылық сындыруу коэффициенті 1,6 ға тең избе-из шийшеден соғылған алты линза арқалы өтеди. Линзаларға түсіу мүйешиниң шамасы киши деп есеплап, әсбап арқалы жақтылықтың қандай бөлегиниң өтетуғынлығын анықлаңыз.

Шешими. (6-а) формула бойынша бир шағылысқанда шийшениң бетинен түсіуши жақтылықтың мынадай бөлими шағылысады:

$$\frac{W'_1}{W_1} = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 = \frac{0,60^2}{2,6^2} = 0,053.$$

Демек, бет арқалы түсіуши жақтылықтың 0,947 бөлеги өтеди екен. Алты линза 12 бетке ийе болғанлықтан, барлық система арқалы мынадай ағыс өтеди:

$$W = 0,947^{12} W_0 = 0,52 W_0.$$

Бұл теңлікте W_0 арқалы дәслепки ағыс белгиленген. Солай етип, шағылысыудың салдарынан жоғалтыудың салдарынан әсбапқа түсетуғын жақтылықтың 48 проценти жоғалады екен.

2-мысал . Құрамалы объектив еки линзадан тұрады. Оның биреуи сыныу коэффициенти $n_1 = 1,2$ ге тең болған шийшеден, ал екіншиси сындырыу коэффициенти $n_2 = 1,6$ ге тең болған шийшеден исленген. Линзалар бир бири менен сындырыу көрсеткиши $n_3 = 1,54$ болған канада бальзамы менен желимленген. Линзалардың бетине жақтылық киши мүйеш пенен келип түседі деп есаплап, объективтеги шағылысулардың салдарынан жақтылықтың жоғалыуын анықлаңыз. Бұл жоғалтыуларды линзалар бир бири менен желимленбеген, ал олардың арасында қауа қатламы бар болған жағдай менен салыстырыңыз.

Шешими. Биринши бетте түсіуши жақтылықтың мынадай бөлими шағылысады:

$$\frac{W'_1}{W_1} = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 = \frac{0,52^2}{2,52^2} = 0,043.$$

Биринши бет арқалы түсіуши жақтылықтың 0,957 бөлими өтеді.

Шийше-канада бальзамы шегарасында шағылысқан жақтылықтың мұғдарын есаплау үшін салыстырмалы сындырыу коэффициенти n_{31} ди анықлау керек:

$$n_{31} = \frac{n_3}{n_1} = \frac{1,54}{1,2} = 1,013.$$

Буннан шийше-канада бальзамы шегарасында жақтылықтың мынадай бөлиминің шағылысатуғынлығын табамыз:

$$\left(\frac{n_{31}-1}{n_{31}+1} \right)^2 = \left(\frac{0,013}{2,013} \right)^2 = 0,00004.$$

Демек, бұл жағдайда шағылысу дерлик болмайды екен. Солай етип, тек объективтің соңғы бетинен шағылысқандағы жақтылықтың жоғалыуын ғана есаплау керек болады екен. Бұл жоғалтыу мынаған тең:

$$\left(\frac{n_2-1}{n_2+1} \right)^2 = \left(\frac{0,60}{2,60} \right)^2 = 0,053,$$

яғнай соңғы бет арқалы түсіуши жақтылықтың 0,947 бөлими өтеді. Демек, объективтің барлығы арқалы түскен жақтылықтың

$$W = 0,957 \cdot 0,947 W_0 = 0,906 W_0$$

бөлими өтеді. Объективтің барлығында шағылысуудың салдарынан жақтылықтың жоғалыуы 9,4 процентти құрайды. Линзалардың арасында қауа қатламы болғанда жоғалтыудың шамасы 18 процентке тең.

Жоқарыда келтирилген еки мысалдан ұлымалық жуумақ шығарыуға болады. Шағылыстырыушы бетлерге ийе болған оптикалық системаларда (әсиресе жақтылық қыа бағытта түскенде) шағылысуудың нәтийжесіндеги жақтылықтың жоғалыуы әдеуір сезилерликтей шамаларға жетеді. Бұл жоғалтыуларды системаның айырым бөлимлерин сындырыу коэффициентинің мәниси шийшениң сындырыу коэффициентине жақын болған мөлдир затлар менен желимлеу арқалы кемейтүүге болады.

Усының менен бир қатарда, орынланған есаплаулар және бир жуумақты шығарыуға мүмкиншилик береді. Сындырыу коэффициентлеринің мәнислери жақын болған еки заттың шегарасындағы шағылысу жүдә киши. Сонлықтан, егер мөлдир сұйықлыққа тап сондай сындырыу коэффициентине ийе мөлдир қатты денени салсақ, онда бұл дене көринбейтуғын болады. Бұл жағдайда балқытылған кварцты ($n = 1,458$) төрт хлорлы углеродқа ($n = 1,465$) салғанда аңсат демонстрациялауға болады. И.В.Обреимов тәрепинен ислеп шығылған сұйықлықлардың белгили болған сындырыу коэффициентлери бойынша шийшелердің сындырыу коэффициентин анықлау ұсылы ұсы қубылысқа тийкарланған.

3-мысал. Түсіу тегислиги менен $\psi = 45^\circ$ мүйеш жасап бағытланған тегисликте поляризацияланған жақтылық шийшениң бетине $i_1 = 30^\circ$ мүйеш пенен түседі. Шағылысқан нурдағы жақтылықтың қайсы тегисликте поляризацияланғанлығын анықлаңыз. Шийшениң сындырыу көрсеткиши $n = 1,46$.

Шешими. Мейли (118-сұрет) OX түсіу тегислигин, ал O_1O_2 поляризация тегислигин аңғартатуғын болсын. Түсіуши жақтылықтағы A_1 тербелислери поляризация тегислигине

перпендикуляр тегисликте жүреді. A_1 ди еки құраўшыға жиклеймиз: түсіў тегислигине параллель бағыттағы A_{p1} хәм түсіў тегислигине перпендикуляр бағыттағы A_{s1} .

Қойылған шәрт бойынша A_1 тегислиги менен OX тегислигиниң арасындағы мүйеш 45° шамасына тең болғанлықтан

$$A_{p1} = A_{s1} = \frac{A_1}{\sqrt{2}}$$

теңлигине ийе боламыз.

Сыныў мүйеши i_2 ни анықлаймыз:

$$\sin i_2 = \frac{\sin i_1}{n} = \frac{\sin 30^\circ}{1,46} = 0,342.$$

Буннан i_2 ниң 60° қа тең екенлигин көреміз.

(1)- хәм (3)-Френель формулалары бойынша A'_{s1} хәм A'_{s2} құраўшылары үшін шағылысқан жақтылықтың амплитудаларын аламыз:

$$A'_{s1} = -A_{s1} \frac{\sin(30^\circ - 20^\circ)}{\sin(30^\circ + 20^\circ)} = -A_{s1} \frac{\sin(10^\circ)}{\sin(50^\circ)} = -0,227A_{s1};$$

$$A'_{p1} = A_{p1} \frac{\operatorname{tg}(30^\circ - 20^\circ)}{\operatorname{tg}(30^\circ + 20^\circ)} = A_{p1} \frac{\operatorname{tg}(10^\circ)}{\operatorname{tg}(50^\circ)} = 0,148A_{p1}.$$

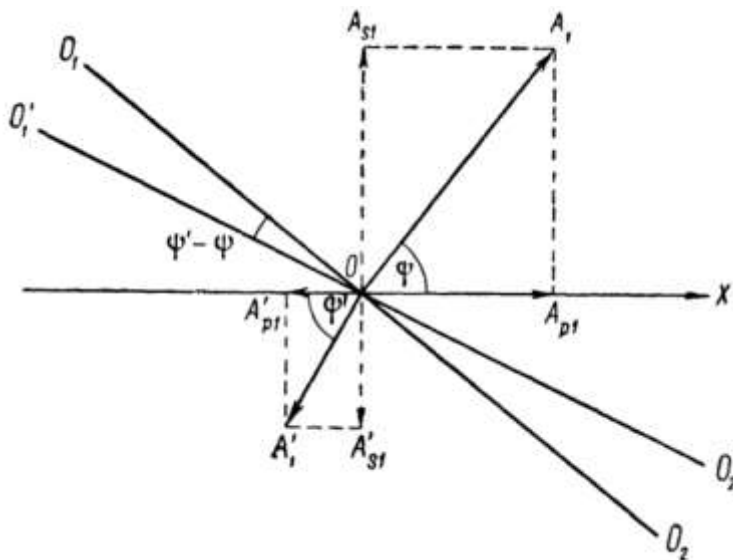
Жоқарыда айтылғанлар бойынша түсіў мүйешиниң шамасы Брюстер мүйешиниң шамасынан киши болғанда еки құраўшы да фазасын π ге өзгертеді. Сонлықтан, 118-сүўретте A'_{s1} хәм A'_{p1} шамаларының бағытлары A_{s1} хәм A_{p1} ге қарама-қарсы етип алынған.

118-сүўреттен шағылысқан нурдағы A'_1 тербелислериниң OX көшери менен

$$\operatorname{tg} \psi' = \frac{0,227}{0,148} = 1,53,$$

яғный $\psi' = 57^\circ$ мүйеш жасайтуғын тегисликте жүзеге келетуғынлығы көринип тұр. Шағылысқан нурдың поляризация тегислиги $O'_1O'_2$ түсіўши нурдың поляризация тегислигине салыстырғанда $\psi' - \psi = 57^\circ - 45^\circ = 12^\circ$ қа бұрылған.

Френель формулаларынан поляризация тегислиги түсіў тегислигине сәйкес келмесе ямаса оған перпендикуляр болмаса, онда еки мөлдір заттың арасындағы шегарадағы шағылысыў менен сыныўда поляризация тегислигиниң бұрылыўының орын алатуғынлығын аңсат көриўге болады.



118-сүўрет.
Жақтылықтың
шағылысыўындағы поляризация
тегислигиниң бұрылыўын
есаплайға.

252-параграфта көрсетип өтилгениндей, жақтылық оптикалық жақтан тығызырақ орталықтан оптикалық жақтан кемирек тығызлыққа ийе орталыққа (салыстырмалы сындырыў коэффициенті $n_{21} < 1$) шеклик мүйештен үлкен болған мүйешлерде түскенде сынған нұр болмайды. Бундай жағдайда жақтылық толығы менен шағылысады. Бул

құбылысты толық ишки шағылысы деп атайды. Шеклик мүйеш болған i_{1sh} шамасының мәнісі

$$\sin i_{1sh} = n_{21}$$

теңлиги бойынша анықланады.

Толық ишки шағылысы құбылысының орын алатуғынлығы Френель формулаларынан келип шығады. $\sin i_1 = \sin i_{1sh} = n_{21}$ теңлиги орынланған жағдайда сыныұ нызамы бойынша $i_1 = \pi/2$, буннан (5)- хәм (6)-Френель формулалары бойынша мынадай теңликлер орын алғанда толық шағылысы жүзеге келеди:

$$\left(\frac{W_1'}{W_1}\right)_{\parallel} = \frac{\sin^2\left(i_{1sh} - \frac{\pi}{2}\right)}{\sin^2\left(i_{1sh} + \frac{\pi}{2}\right)} = 1,$$

$$\left(\frac{W_1'}{W_1}\right)_{\perp} = \frac{\operatorname{tg}^2\left(i_{1sh} - \frac{\pi}{2}\right)}{\operatorname{tg}^2\left(i_{1sh} + \frac{\pi}{2}\right)} = 1.$$

Барлық $i_1 > i_{1sh}$ мүйешлери үшін сыныұ мүйеши i_2 ниң сыныұ нызамын қанаатландыратуғын затлық мәніслери болмайды. Сонлықтан $i_1 > i_{1sh}$ теңсизлиги орынлы болғанда сынған нурдағы энергияның ағысы нолге тең болып қалады хәм W_1'/W_1 қатнасы бұрынғыдай 1 ге тең бола береді.

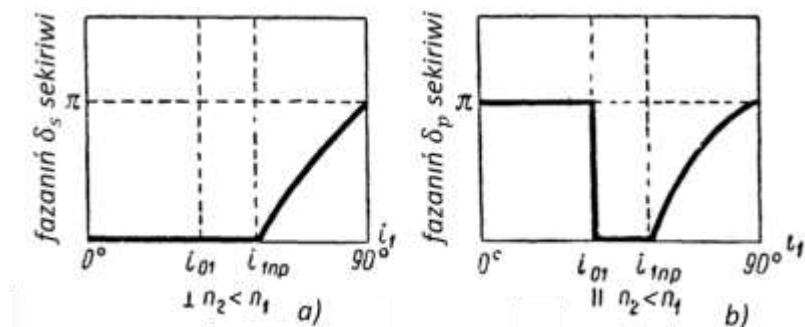
Толық ишки шағылысыда түскен нурдың фазасына салыстырғанда шағылысқан нурдың фазасының секириуи орын алады. Егер электр векторы E түсиұ тегислигине перпендикуляр тегисликте тербелетуғын болса, онда фазаның секириуи δ_s төмендегидей қатнастың жәрдемінде анықланады:

$$\operatorname{tg} \frac{\delta_s}{2} = \frac{\sqrt{\sin^2 i_1 - n_{21}^2}}{\cos i_1}; \quad (9)$$

Егер электр векторы түсиұ тегислигінде тербелетуғын болса, онда фазаның секириуи мынадай қатнастың жәрдемінде анықланады:

$$\operatorname{tg} \frac{\delta_s}{2} = \frac{\sqrt{\sin^2 i_1 - n_{21}^2}}{n_{21} \cdot \cos i_1}. \quad (10)$$

δ_s хәм δ_p фазаларының i_1 мүйешинен ғәрезлиги $n_{21} = \frac{1}{n_{21}} = \frac{1}{1,52}$ болған жағдай үшін 119-а хәм 119-б сүүретлерде келтирилген.



119-сүүрет. Оптикалық тығызлығы киши болған затта шағылысқандағы фазалардың секириуи: а) түсиұ тегислигине перпендикуляр болған тербелислер үшін; б) түсиұ тегислигине параллель болған тербелислер үшін.

(9)- хәм (10)-аңлатпалар бойынша поляризация тегислигине параллель хәм перпендикуляр тербелислер арасындағы фазалар айырмасы $\delta_p - \delta_s$ тиң шамасы мынадай қатнастардың жәрдемінде анықланады:

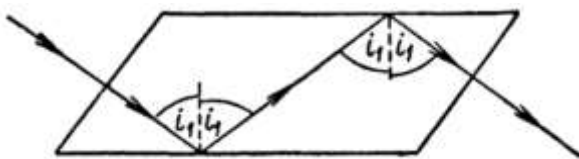
$$\operatorname{tg} \frac{\delta_p - \delta_s}{2} = \frac{\cos i_2 \sqrt{\sin^2 i_1 - n_{21}^2}}{\cos^2 i_1}. \quad (11)$$

(11)-формуладан $i_1 = i_{1sh}$ ($\sin i_{1sh} = n_{21}$) теңлиги орынланған жағдайда

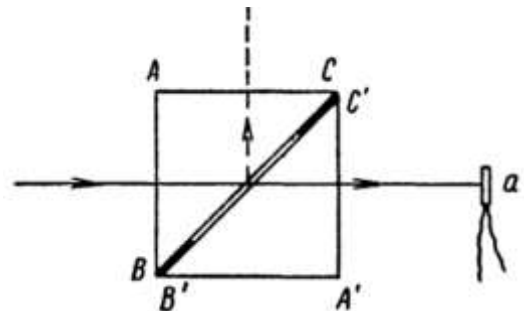
$$\operatorname{tg} \frac{\delta_p - \delta_s}{2} = 0$$

теңлигинің орынланатуғынлығы келип шығады, яғный нұр дәл шекли мүйеште шағылысатуғын болса, онда түсіу тегислиги E'_{1p} хәм E'_{1s} не параллель хәм перпендикуляр болған тербелислердің арасында хеш қандай айырма болмайды; тегис поляризацияланған жақтылық тегис поляризацияланған болып қала береді. Ал ұлыўма айтқанда толық ишки шағылысыўда пайда болған нурда электр векторының E'_{1p} хәм E'_{1s} құраушыларының арасында базы бир фазалар айырмасы бар болады.

Айырып тұрған шегараға шеклик мүйештен үлкен болған мүйеш пенен тегис поляризацияланған нұр түседі деп болжайық. Бул нурдың поляризация тегислиги менен түсиу тегислигинің арасындағы мүйештиң шамасы 0 менен $\pi/2$ ден өзгеше болсын. Бундай жағдайда шағылысқан нурдағы еки E'_{1p} хәм E'_{1s} тербелислери де бир тербелистен пайда болады, яғный олар когерентли болады. I томдағы 101-параграфта бир бирине перпендикуляр болған тербелислерди қосқанда ұлыўма айтқанда, эллипс бойынша қозғалыс пайда болады. Демек, толық ишки шағылысқан нурда электр векторының ушы эллипти сызатуғындай болып өзгереді. Усындай түрдеги тербелислерге сәйкес келетуғын жақтылықты *эллипс тәризли болып поляризацияланған* деп атайды. E'_{1p} хәм E'_{1s} құраушылары бирдей амплитудаға ийе болатуғын дара жағдайда олардың арасындағы фазалар айырмасы $\pi/2$ ямаса $3\pi/2$ шамасына тең болады, эллипс дөңгелекке айланады хәм биз *дөңгелек тәризли поляризацияланған* жақтылыққа ийе боламыз. Шийше-хаўа шегарасында ($n_{21} = 1,5$) $i_1 = 54^\circ 37'$ болған жағдайда фазалар айырмасы $\delta_p - \delta_s = 45^\circ$; тап усындай мүйеш пенен еки қайтара шағылысыў $\pi/2$ шамасына тең фазалар айырмасын береді, яғный дөңгелек тербелислердің пайда болыўына алып келеді. Френель избе-из еки рет $54^\circ 37'$ мүйеш пенен призмалардың арасындағы хаўа қатламында толық еки шағылысыў жүзеге келетуғын ромбны соқты (120-сүўрет). Егер дәслеп жақтылық тегис поляризацияланған болса, онда ромбдан нур дөңгелек бойынша поляризацияланған болып шығады. Эллипс ямаса дөңгелек тәризли поляризацияланған жақтылықты изертлеўдің усылларын төменде қараймыз.



120-сүўрет. Еки рет толық ишки шағылысқанда эллипс тәризли поляризацияланған жақтылықты алыў.



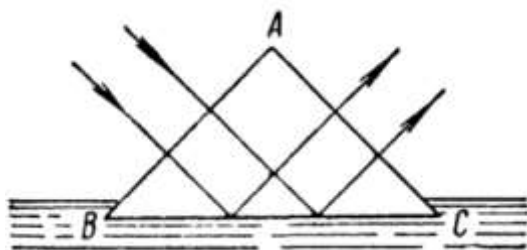
121-сүўрет. Призмалардың арасындағы жуқа хаўа қатламы арқалы инфрақызыл нурлардың өтиўи.

Толық ишки шағылысыўды электромагнитлик тербелислердің екінши орталыққа өтетуғынлығынан ибарат өзине тән қубылыс бақланады. Бирақ, бул тербелислер энергияның айырып тұрған шегара бойынша алып өтилиўин ғана болдырады; сынған нурлар пайда болмайды.

Тербелислердің екінши орталыққа өтиў қубылысын экспериментте табыўға болады. Егер оптикалық тығызлығы кем болған заттың қалыңлығы толқын ұзынлығының шамасы менен барабар болса, ал оннан кейин оптикалық жақтан тығыз болған зат жайласса, онда тербелислер оған өтеди хәм буннан кейин толқын әдеттегидей болып тарқалыўын даўам ете береді. Бундай экспериментте басқа жағдайларда толық ишки шағылысыў орын алатуғын бет арқалы энергияның бир бөлими

өтеді. 121-сүретте оптикалық жақтан тығызлығы киши болған қатлам арқалы тербеліслердің өтетұғынлығын анықлауға мүмкіншілік беретұғын тәжірийбениң схемасы келтирилген. Тас дузынан соғылған толық ишки шағылысыу орын алатұғын еки призма (инфрақызыл областта мөлдір болғанлығы ушын тас дузы алынады, төмендегі текстті қараңыз) бир бири менен қосылған. Бирақ жүдә жүқа болған металл фольгалардан соғылған прокладкалардың жәрдемінде олардың BC хәм $B'C'$ бетлериниң арасында жүқа хәуа қатламы қалдырылған. Егер фольганың қалыңлығы шама менен 5 мкм болса, онда хәуа қатламының қалыңлығы көзге көринетұғын жақтылықтың толқын ұзынлығынан үлкен болады хәм көзге көринетұғын нурлар BC бетінде пунктир сызықтың бағытында толық ишки шағылысыуға ушырайды. Хәуа қатламының тап ұсындай болған қалыңлығында жеткиликли дәрежеде үлкен толқын ұзынлығына ийе инфрақызыл нурлар хәуа қатламы арқалы $A'B'C'$ призмасына өтеді хәм оны α термопарасының жәрдемінде анықлауға болады. Егер хәуа қатламының арасындағы қалыңлықты микронның киши үлеслерине шекем киширейтсек, онда көзге көринетұғын нурлар $A'B'C'$ призмасына өтеді.

Тәжірийбениң басқа варианты Л.И.Мандельштам хәм Зелени тәрәпинен орынланды. ABC толық ишки шағылысыу призмасы (122-сүрет) BC қапталы менен флуоресценцияланыушы сұйықлыққа тийип тұрады. Бундай жағдайда тербелістің бир бөлими сұйықлыққа өтеді хәм жүқа қатламда оның флуоресценциясын жүзеге келтиреді.



122-сүрет.

Толық ишки шағылысыудағы жақтылықтың екінші затқа өтиўін демонстрациялау.

§ 278. Жақтылықтың металлдарда шағылысыуы. Металлар жақтылықты күшли жутатұғынлығы менен айрылып тұрады. Жақтылықтың қалыңлығы жақтылық толқынының ұзынлығынан азмаз ғана үлкен болған металл пленка арқалы сезилерликтей өтиўін аңғарыуға болады. Бундай жағдайда, ұлыўма айтқанда, әдеўир үлкен селективлик бақланады. Мысалы, өткен нурда алтынның жүқа пленкасы жасыл, ал гүмистиң жүқа пленкасы фиолет болып көринеди. Егер металдағы жутылыу 276-параграфтағы

$$u = u_0 e^{-kl} \quad (1)$$

түрінде жазылатұғын (2)-формуланың жәрдемінде тәрийипленетұғын болса, онда k коэффициенті ушын онлаған, жүзлеген мың см^{-1} шамасындағы мәнис алынады. Сонлықтан металлдардағы жутылыуды тәрийиплеу ушын k менен

$$k = \frac{4\pi}{\lambda}$$

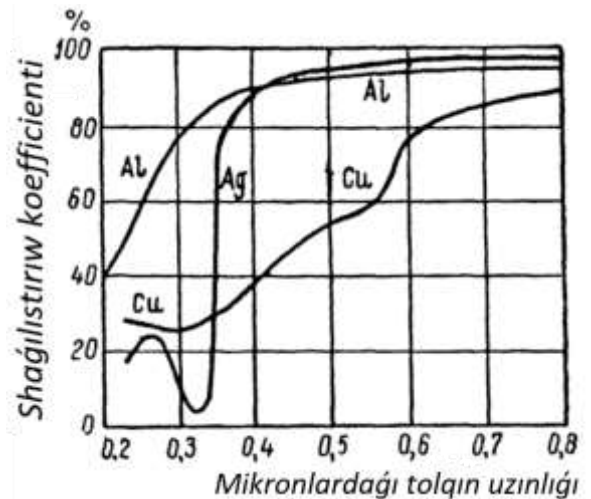
аңлатпасы менен байланысқан басқа k коэффициенті киргизиледи. Бул аңлатпада λ арқалы биз қарап атырған жақтылықтың толқын ұзынлығы белгиленген. Бундай жағдайда (1)-формула мынадай түрге енеді:

$$u = u_0 e^{-\frac{4\pi}{\lambda} kl}.$$

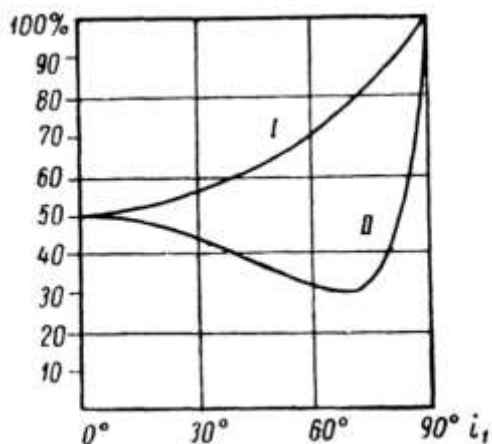
Жақтылық қалыңлығы ұсы жақтылықтың толқын ұзынлығына тең металл қатламы арқалы өткенде энергияның ағысы $e^{4\pi k}$ шамасына кемейеди. Көпшилик металл ушын k ның мәниси 1,5 пенен 5 тиң арасында жайласады.

123-сүрөт.

Алюминий, гүмис хэм мыстың шағылыстырыў коэффициентлериниң толқын узынлығынан ғәрезлиги.



Металлар жақтылықты үлкен жутыў менен бирге үлкен шағылыстырыў қәбилетлиги менен де айрылады. Ис жүзинде жақтылықты шағылыстырыў коэффициенти металдың бетиниң ҳалынан ғәрезли болады: коррозияның (тат басыўдың) жүдә киши болған излери шағылыстырыў қәбилетлигин әдеўир киширейте алады. Сонлықтан металлардың шағылыстырыў характеристикасы ушын таза полировкаланған бетлер менен ис алып барыўға тўўры келеди. Металлардағы шағылысыў да селиктивликке ийе. 123-сүрөтте алюминийдиң, гүмистиң хэм мыстың шағылыстырыў коэффициентиниң толқын узынлығынан ғәрезлиги көрсетилген. Көринип тұрғанындай, көзге көринетуғын областта алюминий менен гүмистиң шағылыстырыў коэффициенти 90 проценттен жоқары. Гүмис ушын шағылыстырыў коэффициенти фиолет областта ($\lambda \cong 0,4$ мкм) сезилерликтей киширейе баслайды хэм ультрафиолет областта кескин киширейеди хэм $\lambda = 0,32$ мкм шамасындағы толқын узынлығында минимумға жетеди. Алюминийдиң шығылыстырыў қәбилетлиги толқын узынлығының өзгериўине байланысly әстелик пенен бир текли өзгередеди хэм спектрдиң ультрафиолет областында да салыстырмалы жоқары болып қалады. Алюминийдиң ұсындай қәбилетлиги оның коррозияға қатнасы бойынша үлкен тұрақлылығы оны хәр қыйлы оптикалық әсбаплар ушын айналарды соғыў ушын пайдаланыўда айрықша жарамлы етеди. Мыстың шағылыстырыў коэффициенти көзге көринетуғын областтың өзінде күшли киширейеди хэм бул жағдай таза мыстың бетиниң өзине тән қызғыш реңге ийе болатуғынлығын тәмийинлейди.



124-сүрөт.

Мыстағы шағылысқан хэм түскен толқынлардың энергия ағысларының қатнасы: I - жақтылық түсиў тегислигинде поляризацияланған, II - жақтылық түсиў тегислигине перпендикуляр тегисликте поляризацияланған ($\lambda = 0,45$ мкм).

Полировкаланған металл бетлердиң шағылыстырыў коэффициентиниң шамасы түсиў мүйешинен ғәрезли. Бундай жағдайда түсиў тегислигине параллель хэм перпендикуляр

болған тербелісler ушын шағылыстырыў коэффициентиниң мәнислери ҳәр қыйлы болады. 124-сүүретте мыс ушын ($\lambda = 0,45$ мкм толқын узынлығындағы) шағылысқан ҳәм түскен нурлардағы энергиялардың ағысларының қатнасының түсиў мүйеши i_1 ден ғәрезлиги көрсетилген. I иймеклик түсиў тегислигине перпендикуляр, ал II иймеклик түсиў тегислигине параллель тербелісler ушын сызылған. Көринип тұрғанындай, иймекликлер шийшениң бетинде шағылысқан жақтылық ушын сызылған иймекликке ұсайды (117-сүүреттеги I ҳәм III иймекликлер). 124-сүүреттеги I ҳәм II иймекликлери $i_1 = 0$ түсиў мүйешинде қосылады ҳәм түсиў мүйешиниң $i_1 = \pi/2$ шамасында 1 ге умтылады. Түсиў тегислигине параллель болған тербелісlerге тийисли II иймеклик түсиў мүйешиниң белгили болған $i_1 = i_{10}$ мәнисинде минимумға жетеди. Мыс ушын бул i_{10} мүйештиң шамасы $69^{\circ}41'$ қа тең. Бирақ, Френель формулаларына сәйкес келетуғын иймекликлер менен (117-сүүрет) металлық шағылыстырыў иймекликлери арасында әдеўир үлкен айырма бар. Бириншиден, металлық шағылысыў нормаль түсиўде де үлкен, екиншиден, II иймеклик минимумында нолге жетпейди. Металлар ҳеш бир мүйеште шағылысқан нурлардың толық поляризациясын бермейди, ал, еки мөлдир заттың шегарасындағы Брюстер мүйеши менен шағылысыў орын алған жағдайда шағылысқан нур түсиў тегислигинде толығы менен поляризацияланған. Металл бетте шағылысқанда түсиў тегислигине параллель ҳәм перпендикуляр тербелісlerдин арасында қандай да бир мәнистеги фазалар айырмасы жүзеге келеди. Сонлықтан сызықлы поляризацияланған жақтылық металдың бетинде шағылысқанда эллипс тәризли поляризацияланған жақтылыққа айланады.

Металлардың оптикалық қәсийетлериниң теориясы оларда еркин электронлар бар деген болжаўға тийкарланған. Бундай жағдайда Френель формулаларының орнына мынадай формулалар алынады:

1) түсиў тегислигине перпендикуляр болған тербелісler ушын шағылысқан ҳәм түсиўши нурлардың энергияларының ағысларының қатнасы (жақтылық түсиў тегислигинде поляризацияланған) ушын 277-параграфтағы (5)-формуланың орнына:

$$\left(\frac{W'_1}{W_1}\right)_{\parallel} = \left(\frac{A'_{s1}}{A_1}\right) = \frac{(1 - \cos i_1)^2 + \kappa^2}{(1 + \cos i_1)^2 + \kappa^2} \quad (2)$$

түриндеги формула алынады.

2) түсиў тегислигине параллель болған тербелісler ушын шағылысқан ҳәм түсиўши нурлардың энергияларының ағысларының қатнасы (жақтылық түсиў тегислигинде поляризацияланған) ушын 277-параграфтағы (6)-формуланың орнына:

$$\left(\frac{W'_1}{W_1}\right)_{\perp} = \left(\frac{A'_{p1}}{A_p}\right) = \frac{\left(n - \frac{1}{\cos i_1}\right)^2 + \kappa^2}{\left(n + \frac{1}{\cos i_1}\right)^2 + \kappa^2} \quad (3)$$

түриндеги формула алынады.

(2)- ҳәм (3)-формуларда n металдың сындырыў коэффициентин, ал κ шамасы болса (1а) формула менен анықланатуғын жұтыў коэффициентин аңғартады.

Нормаль түсиў ушын ($i_1 = 0$) (2)- ҳәм (3)-формулардың екеўи де

$$\left(\frac{W'_1}{W_1}\right)_{\parallel} = \left(\frac{W'_1}{W_1}\right)_{\perp} = \frac{(n - 1)^2 + \kappa^2}{(n + 1)^2 + \kappa^2} \quad (4)$$

түрине енеди [277-параграфтағы (6а) формуланың орнына].

XIX әсирдин ақырында жақтылықтың базы бир муғдарын өткериўи ушын металлардың жуқа пленкаларын пайдаланыў жолы менен олардағы n менен κ шамаларының мәнислерин экспериментлерде тиккелей анықлаўға бағдарланған жұмыслар исленди. n менен κ шамаларын табыўдың екинши ұсылы ұсы n менен κ константаларын металларда шағылысқан жақтылықтың поляризациясы тәрийиплейтуғын шамаларды байланыстыратуғын теориялық формулаларды

пайдаланыуға тийкарланған. n менен κ шамаларының ұсындай жоллар менен табылған мәнислери III кестеде берилген.

Көринип тұрғанындай, бир қатар металлар үшін сындырыу коэффициентиниң мәниси 1 ден киши. Абсолют сындырыу коэффициенти n ниң 1 ден киши мәниске ийе болыуының мүмкиншилиги 282-параграфта көрсетиледи.

Теориялық жақтан металлардың оптикалық n менен κ константалары электр өткизгишлик σ менен былайынша байланысқан:

$$n\kappa = \frac{\sigma}{\nu}.$$

Бұл формулада ν арқалы жақтылықтың жиийлиги белгиленген. Бұл қатнас алыс инфрақызыл областлар үшін жақсы орынланады. Көзге көринетуғын область үшін әдеуір үлкен алшақтықтың бар екенлиги көринеди. Бұл жағдай металға көзге көринетуғын жақтылық келип түскенде тек еркин электронлардың ғана емес, ал байланысқан электронлардың да орынының үлкен екенлигин аңғартады.

III кесте. Металлар үшін $\lambda = 0,589$ мкм толқын ұзынлығына ийе жақтылық үшін сындырыу n , жұтыу κ хәм шағылыстырыу r коэффициентлериниң мәнислери

Металл	κ	n	r , процентлерде
Темир	1,63	1,51	32,6
Никель	3,32	1,79	62,0
Мыс	4,26	2,06	70,1
Алтын	2,82	0,37	85,1
Гүмис	3,61	0,18	95,0
Натрий	2,64	0,05	99,7

§ 279. Жақтылықтың дисперсиясы. Жақтылықтың дисперсиясы хаққында гәп еткенде заттың сындырыу коэффициентиниң жақтылықтың толқын ұзынлығынан ғәрезлиги түсиниледи. Хәр қыйлы толқын ұзынлығына ийе жақтылық, яғнай хәр қыйлы реңге ийе жақтылық еки мөлдир денениң арасындағы шегарада бирдей болып сынбайды. Анықлық үшін биз бослық-берилген заттың арасындағы шегарадағы сыныуды қараймыз, яғнай толқын ұзынлығы λ ниң сындырыу коэффициентиниң абсолют мәнисинен ғәрезлиги хаққында гәп етемиз. Бундай жағдайда берилген хәр бир зат үшін сыныу коэффициенти n ниң толқын ұзынлығы λ ның белгили болған функциясы екенлигин жазамыз:

$$n = f(\lambda). \quad (1)$$

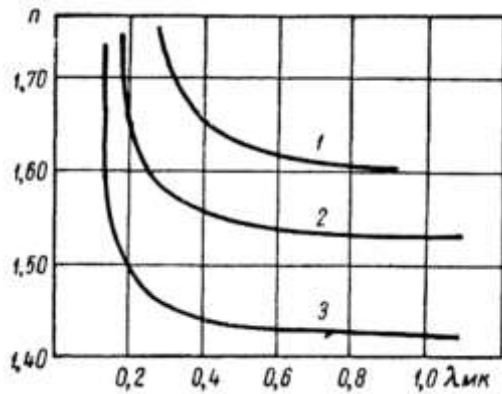
Заттың дисперсиясы деп сыныу коэффициенти n ниң толқын ұзынлығы λ ниң өзгеріуи менен қалайынша тез өзгеретуғынлығын анықлайтуғын шамаға айтады. Егер λ_1 хәм λ_2 толқынлары үшін сындырыу коэффициентлериниң n_1 хәм n_2 мәнислери сәйкес келетуғын болса, онда толқын ұзынлығы λ_1 ден λ_2 ге шекемги участка үшін заттың орташа дисперсиясы мынадай қатнастың жәрдемінде бериледи:

$$\bar{\nu} = \frac{n_2 - n_1}{\lambda_2 - \lambda_1}. \quad (2)$$

Бұл қатнаста $\Delta n = n_2 - n_1$ хәм $\Delta \lambda = \lambda_2 - \lambda_1$. Берилген λ толқын ұзынлығының қасындағы заттың дисперсиясының мәниси ν ди толқын ұзынлықтарының шексиз киши интервалына өтиу жолы менен аламыз. Бундай жағдайда (2)-қатнас

$$\nu = \frac{dn}{d\lambda} = \frac{d}{d\lambda} f(\lambda) \quad (2a)$$

түрине ийе болады.



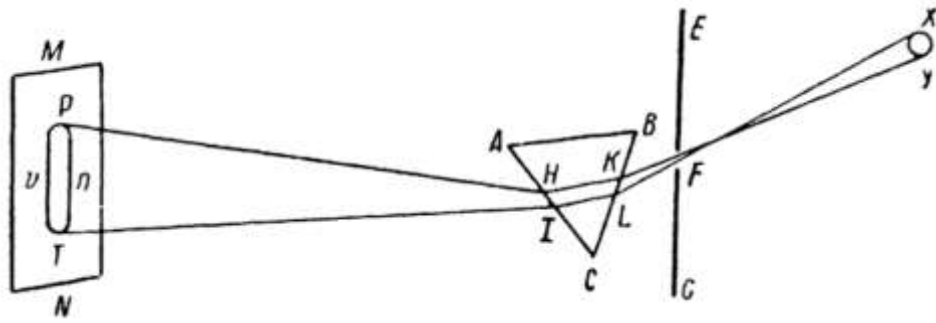
125-сүрөт.

1 - шийше (жеңил флинт), 2 - кварц, 3 - флюорит ушын сыныў көрсеткиши n ниң толқын узынлығы λ ден ғәрезлиги.

Барлық мөлдир затлар ушын сындырыў коэффициенти n ниң мәніси толқын узынлығы λ ниң киширейиўи менен монотонлы түрде үлкейеди. Бул белгили болған мөлдир денелердеги фиолет нурлардың жасыл нурларға, ал жасыл нурлардың қызыл нурларға салыстырғанда күшлирек сынатуғынлығы фактына сәйкес келеди. 125-сүрөтте шийше (жеңил флинт), кварц хәм флюорит ушын n ниң λ ден ғәрезлиги көрсетилген. Көринип тұрғанындай, қысқа толқын узынлықларында n сындырыў көрсеткиши толқын узынлығының киширейиўи менен күшли үлкейеди. Буннан, (2а) теңликтен барлық затлардың дисперсиясының сан мәніси бойынша толқын узынлығының киширейиўи менен үлкейетуғынлығы келип шығады.

Хәр қыйлы реңлерге ийе нурлар ушын сыныўдың хәр қыйлы болатуғынлығы құрамалы жақтылықты оның монохромат құраўшыларына жайыўға мүмкиншилик береді. Бундай тәжірийбе 1672-жылы Ньютон тәрепинен өткерилди. Ньютонның тәжірийбесиниң схемасы оның "Оптика" кітабынан алынған 126-сүрөтте келтирилген. Қуяштың нұры киши өжирениң EG айнасында соғылған дөңгелек F тесик арқалы өтеди. Буннан кейин, нур ABC призмасында сынып, MN ақ қағазына түседі. Бундай жағдайда F тесигиниң дөңгелек сүрети боялған TP жолағына созылады. Жолақтың қызыл ушы призмада ең кем сынған $FLIT$ нұрына, ал фиолет ушын ең көбірек сынған $FKHP$ нұрына сәйкес келеди. TP реңли жолағын Ньютон *спектр* деп атады. Қуяштың жақтылығы бир рең екинши реңге үзликсиз өтетуғын тутас спектрди береді. Хәзирги ўақытлардағы көз-қараслар бойынша бул Қуяштың жақтылығында мүмкин болған барлық толқын узынлықларына сәйкес келетуғын тербеліслердиң бар екенлигин аңғартады¹². Жақтылықтың базы бир жасалма дереклерин пайдаланғанда (металлардың дузлары менен боялған жалынлар, электр разрядында жақтылық шығаратуғын газлер ҳ.т.б.) сызықлы спектр алынады. Ол қараңғы аралықлар менен ажыратылған айырым жақтылы жолақлардан ("сызықлардан") тұрады. Бул бундай дереклердиң жақтылықтарының белгили болған толқын узынлықларына сәйкес келетуғын тербеліслерден туратуғынлығын көрсетеди.

¹² Жақыйқатында, Қуяштың спектринде оның атмосферасындағы жақтылықтың жұтылыўының салдарынан пайда болатуғын енсиз қараңғы сызықлар да бар болады (Фраунгофер сызықлары). Бирақ, Ньютон өткерген тәжірийбелерде бул жолақлар көринбеген.



126-сүрөт. Призманың жәрдеминде спектрди алыў бойынша Ньютон өткерген тәжирийбениң схемасы.

Сыныў коэффициентини n ниң толқын узынлығы λ ден ғәрезлигин анықлайтуғын (1)-функцияның аналитикалық түрин жуўық түрде былайынша жаза аламыз:

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2}. \quad (3)$$

Бундай жағдайда заттың дисперсиясы мынадай аңлатпа менен бериледи:

$$v = \frac{dn}{d\lambda} = -\frac{2B}{\lambda^3}.$$

Заттың жақтылықтың тарқалыўына тәсири жақтылықтың усы зат туратуғын атомлар хәм молекулалар менен өз-ара тәсирлесиўи менен байланыслы. Бул тәсирлесиў жақтылықтың тарқалыў тезлиги v ның өзгерисине, усыған сәйкес сындырыў коэффициентини $n = v/c$ ниң өзгериўине алып келеди. Бул теңликте c арқалы бослықтағы жақтылықтың тарқалыў тезлиги белгиленген.

Дисперсия теориясының тийкарларын жақтылық толқынларының атомлар менен молекулалардың қурамына киретуғын зарядланған бөлекшелер (электронлар хәм оң ядролар) менен тәсирлесиўин қараўдың тийкарында алыў мүмкин. Бундай жағдайда атомлар менен молекулалардағы зарядланған бөлекшелер өзлериниң тең салмақлық орынларының этирапында квазисерпимли күшлердиң тәсиринде ұслап тұрылады деп есапланады. Солай етип, хәр бир атом ямаса молекула өзиниң белгили болған меншикли тербелис жийилиги ω_0 менен тәрийипленеди. Түсиўши жақтылық толқынының тәсиринде атомлар менен молекулалардағы зарядланған бөлекшелер түсиўши толқынның жийилигине сәйкес келетуғын ω жийилиги менен мәжбүрий түрде тербеледи.

Келип түсетуғын электромагнит (жақтылық) толқыны зат арқалы c тезлиги менен тарқалып, бөлекшелердиң мәжбүрий тербелислерин жүзеге келтиреді. Усының салдарынан хәр бир бөлекшениң этирапында екинши толқынлар пайда болады. Бул екинши толқынлардың амплитудасы менен фазасы бөлекшелердиң мәжбүрий тербелислериниң амплитудасы хәм фазасы бойынша анықланады; бөлекшелердиң мәжбүрий тербелислериниң амплитудасы хәм фазасы болса түсиўши толқынның жийилиги менен меншикли тербелислердиң жийилиги ω_0 диң арасындағы қатнастан ғәрезли.

I томның 103-параграфында жийилиги ω болған мәжбүрлеўши күштиң амплитудасы

$$A = \frac{h}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}} \quad (4)$$

шамасына тең болған мәжбүрий тербелести қоздыратуғынлығы көрсетилди. Бундай тербелестиң фазасы α ны мынадай формуланың жәрдеминде анықлайды:

$$\operatorname{tg} \alpha = -\frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}.$$

Бұл аңлатпаларда h - константа хәм β - системаның сөниўин тәрийиплейтуғын коэффициенти. β коэффициентиниң киши мәнисинде сөниўдин тутқан орны меншикли тербелистин жийилиги ω_0 ге жақын болған мәжбүрлеўши күштиң жийилиги ω ушын ғана сезилерликтей болады. Сонлықтан әззи сөниўде ω_0 ге жүдә жақын болмаған барлық жийиликлер ушын жуўық түрде мынадай аңлатпаны жазыўға болады:

$$A = \frac{h}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (4a)$$

Мәжбүрий тербелислердин амплитуда менен фазасы ω_0 хәм ω жийиликлериниң қатнасынан ғәрезли болады. Резонанстың қасында A ның мәниси үлкен. $\omega \ll \omega_0$ болған жағдайда A ның мәниси әдеўир киши хәм ω ның киширейиўи менен нолге тең болмаған тұрақлы шекке ұмтылады. Егер $\omega \gg \omega_0$ теңсизлиги орынланатуғын болса мәжбүрий тербелислердин амплитудасы A мәжбүрлеўши күштиң жийилиги ω ның үлкейиўи менен нолге шекке кемейеди. Жийилик ω ның мәниси нолден ω_0 ден көп үлкен мәниске шекке үлкейгенде мәжбүрий тербелислердин фазасы нолген $-\pi$ ге шекке өзгередиди. Резонанстың қасында (сөниў киши болғанда) фазаның шамасы $-\pi/2$ ге жақын. Тап усындай жуўмақлар екінши толқынлардың амплитудасы менен фазасына да тийисли.

Екінши толқынлар биринши толқын менен қосылып амплитудасы хәм фазасы биринши толқынның амплитудасы менен фазасынан өзгеше болған қосынды толқынды пайда етеди. Бул толқынның зат арқалы тарқалғанда фазалық тезлигиниң бослық арқалы тарқалғандағы фазалық тезлигинен өзгеше болатуғынлығына алып келеди. Бөлекшелердин мәжбүрий тербелислери қаншама күшли болса, тезликлердин арасындағы айырма да соншама үлкен болады.

Буннан, жийилиги атомлар менен молекулалардың тербелислериниң меншикли жийиликлеринен киши болған жақтылықтың (электромагнит толқынның) зат арқалы ис жүзинде жийиликтен ғәрезсиз, Бирақ жақтылықтың бослықтағы тезлигинен басқа болған тезлик пенен тарқалатуғынлығы келип шығады (себеби $A \approx const \neq 0$)¹³.

Жийилиги атомлардың меншикли тербелис жийиликлеринен сезилерликтей үлкен болған жоқары жийиликли жақтылық ушын, екінши толқынлардың амплитудалары нолге жақын хәм ол зат арқалы жақтылықтың бослықтағы тарқалыў тезлигине жақын тезлик пенен өтеди. Оның ушын сындырыў коэффициентиниң мәниси 1 ге жақын. Теориядан қарап өтилген еки жағдайда да жақтылықтың жұтылыўының киши болатуғынлығы келип шығады. ω_0 ге жақын болған ω жийиликлерде заттағы жақтылықтың тезлиги жақтылықтың бослықтағы тезлигинен үлкен шамаға өзгеше болады. Усының салдарынан усындай жийиликлерде сыныў коэффициенти де 1 ден күшли айырмаға ийе: $\omega < \omega_0$ теңлиги орынланған жағдайда оның мәниси "аномаллық" үлкен мәниске, ал $\omega > \omega_0$ теңлиги орынланған жағдайда "аномаллық" киши мәниске ийе болады. Соның менен бирге ω_0 ге жақын болған ω жийиликлерде мәжбүрий тербелислердин үлкен мәнислериниң салдарынан жутыў да үлкен мәниске ийе болады.

Егер зат меншикли тербелис жийиликлериниң мәнислери ω_{0i} диң жыйнағынан туратуғын атомлар менен молекулалардан туратуғын болса, онда бундай зат өзи арқалы енсиз областларға ("сызықларға") ийе болған спектрге ийе жақтылықты өткередиди. Жутыў сызықларынан узақта жайласқан областларда сындырыў коэффициентиниң мәниси тұрақлы болады хәм жийиликтин өзгериўи менен тез өзгередиди, жақтылықтың зат пенен тәсирлесиўи күшли болған хәр бир жутылыў сызығының қасында 1 ден үлкен шамаға өзгеше айрылады.

¹³ Бул тезлик 275-параграфтағы (1)-формуланың жәрдемінде анықланады. Бундай жағдайда диэлектриклик тұрақлы ϵ ның мәниси ушын электростатикалық тәжирийбелерде алынған мәнисти алыўға, ал $\mu = 1$ шамасына тең болады.

Дисперсия теориясын сындырыў коэффициентини n менен диэлектриклик тұрақлы ε арасындағы байланыс тийкарында да дүзийге болады.

Жақтылықтың электромагнитлик теориясы бойынша, сындырыў коэффициентиниң мәніси 275-параграфтағы (2)-теңликтиң жәрдемінде анықланады:

$$n = \sqrt{\varepsilon\mu}.$$

Барлық мөлдир диэлектриклер ушын магнит сиңиргишлиги μ дың мәніси 1 ге тең. Сонлықтан

$$n^2 = \varepsilon$$

теңлигине ийе боламыз.

275-параграфта атап өтилгендей, диэлектриклик тұрақлы ε мәніси дегенде оның статикалық ямаса әстелик пенен өзгеретуғын электрлик процесслердеги мәніси түсиниледи. II томда биз затлардың диэлектриклик қәсийетлериниң олардың поляризациясы менен, ал поляризацияның өзиниң затлардағы атомлар менен молекулалардың ишиндеги зарядланған бөлекшелердиң тең салмақлық орнынан аўысыўының салдарынан пайда болатуғынлығын көрдик. Жақтылық толқынында орын алатуғын тез өзгеретуғын электр майданлары ушын бұл аўысыўлар (4)- ямаса (4а) типиндеги ағзалар менен аңлатылады. Сонлықтан, майда-шүйдесине шекем есапқа алып өткерилген есаплаўлар сындырыў коэффициентиниң квадратының

$$n^2 = 1 + \frac{a_1}{\omega_{01}^2 - \omega^2} + \frac{a_2}{\omega_{02}^2 - \omega^2} + \dots \quad (5)$$

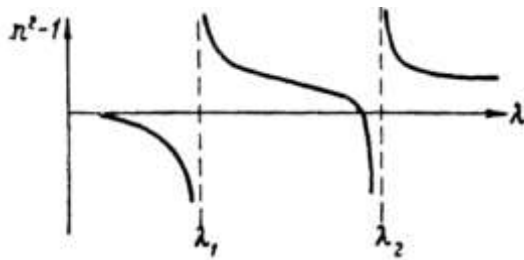
түриндеги аңлатпаның жәрдемінде анықланатуғынлығын көрсетеди. Бұл аңлатпада ω_{01} , ω_{02} , ... арқалы атомлар менен молекулалардың меншикли тербелислериниң жийиликтери, a_1 , a_2 , ... арқалы белгили болған коэффициентлер белгиленген. Толқын ұзынлығы λ ниң мәніси циклық жийилик пенен

$$\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$$

түриндеги аңлатпа арқалы байланысқан болғанлықтан (c арқалы бослықтағы жақтылықтың тезлиги белгиленген), (5)-формулаға мынадай түрди бериўге болады

$$n^2 = 1 + \frac{b_1\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{b_2\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} + \dots \quad (5a)$$

Бұл теңликте b_1 , b_2 , ... лер арқалы жаңа константалар белгиленген, ал λ_1 , λ_2 , ... лер арқалы дәл резонансқа сәйкес келетуғын толқын ұзынлықтары белгиленген. (5a) формула жутыў сызықларының арасындағы сындырыў коэффициентиниң жүрисин береді. Егер (5a) формулада еки ағза менен шекленсек (еки меншикли тербелис жийиликлерине ийе болған зат), онда $n^2 - 1$ шамасының λ ден 127-сүўретте көрсетилген ғәрезлиги алынады. Пунктир сызықлар заттың λ_1 хәм λ_2 сызықларының орынларын анықлайды. Жутыў иймеклигине жақын орынларда дисперсия иймеклиги кескин түрде майысады. Хәр бир жутыў сызығының қасында киши толқын ұзынлықтары тәрепинде ($\lambda < \lambda_i$) сындырыў коэффициентини n киши мәнислерге, ал ұзын толқынлар тәрепинде ($\lambda > \lambda_i$) жүдә үлкен мәнислерге ийе болады. (5a) формула бойынша λ_i толқын ұзынлығынан киши хәм оған дым жақын толқын ұзынлығы ушын n^2 шамасының терис мәніси алынады, ал ол n ушын жормал мәнисти береді. Бұл сөниў коэффициентини β ны есапқа алмағанның ақыбети болып табылады. Сонлықтан (5a) формуланы β жүдә киши болған жағдайларда ғана пайдаланыўға болады. Жутыў сызығынан алыста n сыныў коэффициентиниң мәніси тұрақлы шамаға жақынласады.

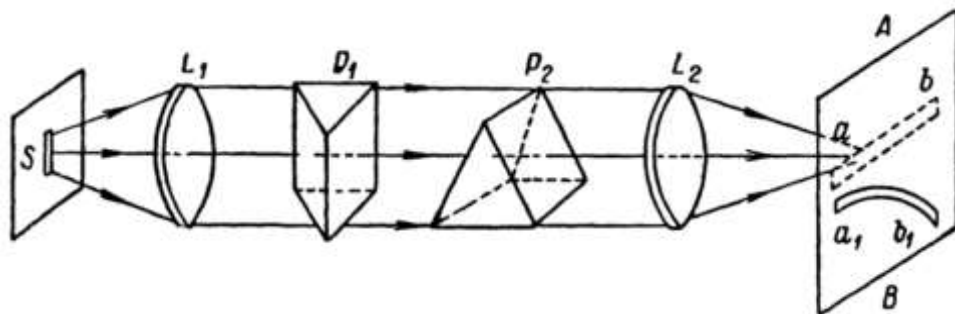


127-сүрөт.

λ_1 хэм λ_2 жутуу сызықтарының қасындағы сындырыу коэффициенті n нің толқын ұзындығы λ ден ғарезлиги.

127-сүрөтте көрсетілген жутуу сызығының қасында өзине тән иймектиклерге ийе болған дисперсияның ұлыұмалық жүрисин "аномаллық" дисперсия деп атайды. Қақыйкатында бул жағдайда ҳеш қандай "аномаллық" жоқ, керисинше, ол қубылыстың физикалық мәнисине жуўап беретуғын өзине тән жүристи көрсетеди. Еки жутуу сызығының арасындағы сыныу коэффициентиниң монотонлы өзгериўиниң областы мөлдир затлардың дисперсиясының характерин береді (125-сүрөт) хәм *нормаль дисперсия* атамасына ийе.

§ 280. Дисперсияны бақлау. Өткен параграфта баянланған Ньютонның призмадағы жақтылықтың сыныуы бойынша өткерген тәжирийбелери дисперсияны бақлау бойынша өткерилген ең биринши тәжирийбелерден болып табылады. Ньютон призмалардың жәрдеминде дисперсияны бақлаудың бир қатар ұсылларын ислеп шықты. Олардың ишинде дисперсияның жүрисин көргизбели түрде табатуғын атанақ түринде призмалар ұсылы болып табылады. Кесе қойылған призмалар ұсылының схемасы 128-сүрөтте келтирилген. Ақ жақтылық вертикаль бағыттағы S саңлағы хәм сындырыушы қабырғалары өз-ара перпендикуляр болған еки P_1 және P_2 призмалары арқалы өтеді. Сындырыушы қабырғасы вертикаль бағытта жайласқан тек бир P_1 призмасы бар болған жағдайда AB экарынында ab пунктир сызығы менен сүўретленген горизонт бағытындағы тұтас спектр алынған болар еди. Екинши призма болған жағдайда P_2 призмасының сындырыу коэффициенти қаншама үлкен болса нур төменге қарай соншама көбирек аўыстырылады. Усының салдарынан барлық ab спектри төменге қарай аўысқан хәм a_1b_1 аўхалын ийелеген болар еди. Оның қызыл ұшы төменге қарай ең кем, ал фиолет ұшы хәммесинен көп аўысады. Тап сол сыяқлы спектрдиң хәр бир басқа орны спектрдиң ұсы орнына сәйкес келетуғын толқын ұзындығы ұшын сындырыу коэффициенти қанша үлкен болса, соған сәйкес көбирек аўысады. Барлық жолақ иймейген болады хәм P_2 призмадағы дисперсияның жүрисин көргизбели түрде көрсетеди.



128-сүрөт. Атанақ түрде қойылған призмалар ұсылы.

Шийшелердиң, кварцтың, флюориттиң хәм басқа да көп санлы затлардың спектрдиң көзге көринетуғын областындағы дисперсиясы тийкарынан ультрафиолет областта күшли жутылыу жолағының бар екенлиги менен анықланады. Бул затлардағы жутылыудың екинши областы алысырақ инфрақызыл областта жатады хәм кемирек көринеди.

Спектрдің көзге көрінетуін областы үшін n^2 шамасының λ ден ғарезлигин жүйік түрде 279-параграфтағы (5а) формуланың жәрдеминде мынадай бир ағза менен беріуіге болады:

$$n^2 \cong 1 + \frac{b}{1 - \frac{\lambda_1^2}{\lambda^2}}.$$

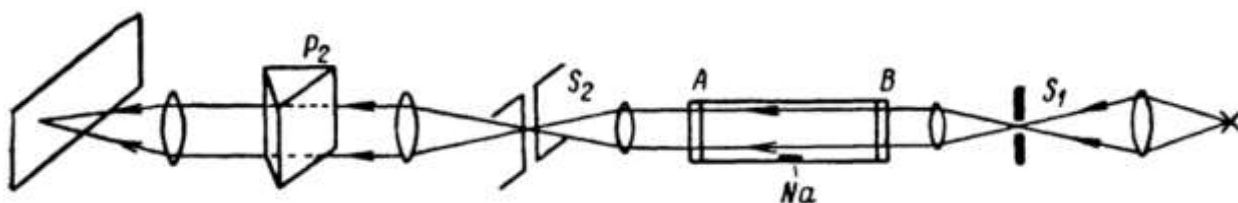
Бұл формуланың оң тәрәпин қатарға жайсақ, мынаны аламыз:

$$n^2 \cong 1 + b \left[1 + \left(\frac{\lambda_1}{\lambda} \right)^2 + \left(\frac{\lambda_1}{\lambda} \right)^4 + \dots \right].$$

$\frac{\lambda_1}{\lambda} \ll 1$ шәрти орынланғанда соңғы аңлатпа n үшін жүйік түрдеги

$$n^2 \cong A + \frac{B}{\lambda^2} \quad (1)$$

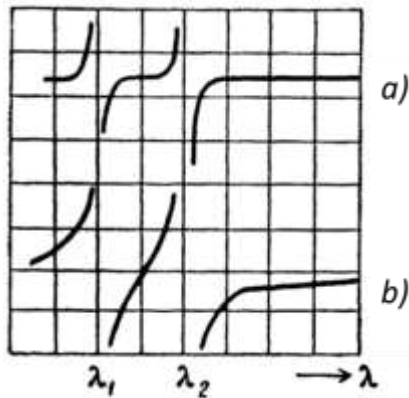
аңлатпасын береді. Бұл аңлатпада A, B арқалы базы бир константалар белгиленген. (1)-формула буннан бұрынғы параграфтың (3)-формуласына сәйкес келеді. Солай етип, мөлдир затлар үшін жүйік формуланың қолланыуға болатуғынлығы теориялық жақтан дәлилленеді.



129-сүүрет. Натрийдің пұлларындағы аномаллық дисперсияны бақлау ұсылы.

Аномаллық дисперсия спектрдің көзге көрінетуін областында кескин түрдеги жұтылыу сызықтарын беретуғын металлдың пұлларында барлығынан аңсат бақланады. Мысалы, сары областта натрийдің пұллары толқын ұзынлықтары $\lambda_1 = 0,5890$ мкм хәм $\lambda_2 = 0,5896$ мкм болған жүдә интенсивли болған бир бирине жақын жайласқан еки жұтылыу сызықтарын береді. Натрийдің пұлларындағы "аномаллық" дисперсияны бақлау үшін Вуд атанақ түрде қойылған призмалар ұсылын пайдаланды. Оның тәжирийбесиниң схемасы 129-сүүретте көрсетилген. Тұтас спектрге ийе деректен шыққан жақтылық горизонт бағытындағы саңлық арқалы хәм буннан кейин параллель дәсте түрінде ишинде металл натрий бар хәуасы сорып алынған АВ ыдысы арқалы өтеді. Ыдыс арқалы өткен нур S_2 саңлақ арқалы өтип P_2 призмада спектрге жайылады. Призманың сындырыушы қабырғасы S_2 саңлағына параллель хәм спектр горизонт бағытындағы жолақ түрінде алынады. Горизонт бағытындағы саңлақтың болғанлығы себепли бұл жолық тар. Егер металл натрийди АВ ыдысында қыздырсақ хәм ұсының менен бир ўақытта ұсы ыдыстың жоқарғы бөлимин салқынлатсақ, онда оның ишинде натрийдің пұлларының бир текли болмаған бағанасы алынады. Төменде пұдың тығызлығы үлкен, ал жоқарыда киши болады. Пұлардың ұсындай бир текли болмаған бағанасы сындырыушы қабырғасы жоқарыда хәм ыдыстың ұзынлығына перпендикуляр болған призма сыпатында хызмет етеді. Нәтийжеде P_2 призмаға атанақ түрде жайластырылған натрийдің пұлларынан алынған "призма" алынады. Жоқарыда айтылғандай, бұл призма спектрдің барлық областын жылыстырады. Бирақ, енди натрийдің пұлларының дисперсиясының аномаллық характерине байланысly аўыстырылған спектр монотонлы түрде иймейген болмайды, ал λ_1 хәм λ_2 толқын ұзынлықтарының қасында майысқан болып шығады. λ_1 хәм λ_2 толқын ұзынлықтарына жүап беретуғын орынларда қараңғы жұтылыу жолақтары пайда болады. 130а сүүретте алынатуғын спектрдің майысыуы көрсетилген. Жұтылыу сызығының үлкен толқын ұзынлықтары тәрәпинде спектр төменге қарай күшли аўысқан. Бұл жағдай бұл

областтағы натрийдің сындырыу коэффициентинің үлкен мәніслерине сәйкес келеді. Жутылуы сызығының қысқа толқын ұзындықтары тәрепинде спектр жоқары қарай майысқан. Бул сындырыу коэффициентинің $n < 1$ болған мәнісіне сәйкес келеді. Жутылуы сызықтарының екеуінің арасында сындырыу коэффициентинің мәнісі толқын ұзындығының үлкейіу тәрепине қарай кескин киширейеди. Пуудың үлкен тығызлықтарында спектрдің майысыуы үлкейеди хәм 130b сүүреттегі түрге ие болады.

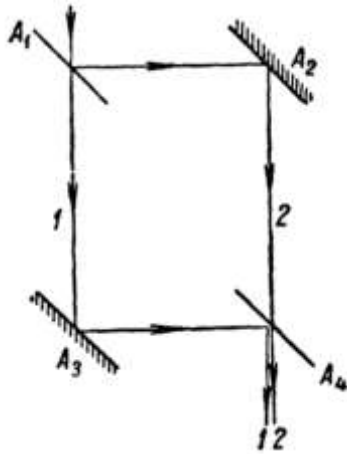


130-сүүрет.

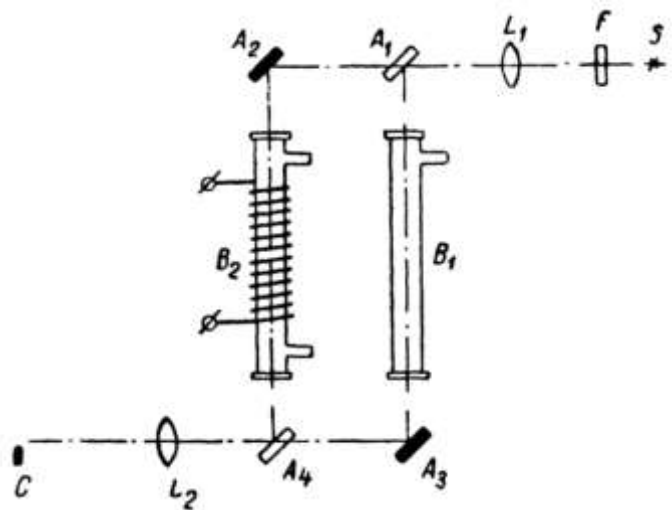
Натрийдің пуұларындағы жутылуы сызықтарының қасындағы аномаллық дисперсия: а) натрий пуұларының киши хәм б) натрий пуұларының үлкен концентрацияларындағы.

Аномаллық дисперсияны үйрениудің басқа ұсылы Д.С.Рожественский тәрепинен ұсынылды. Бул ұсылда Жаменнің өзгертилген интерферометри қолланылады (264-параграф). 1 хәм 2 дәстелери бир биринен көп сантиметрге ажыралатуғындай етип өзгертилген. Рожественскийдің интерферометри 131-сүүретте келтирилген. Бул сүүретте A_1 , A_2 , A_3 хәм A_4 лер төрт тегис айна, олардың ишиндеги A_2 менен A_3 айналары тутас, ал қалған екеуі ярым мөлдір. A_1 менен A_2 айналарындағы шағылысыуларда күшли ажыратылған 1 хәм 2 жақтылық дәстелери алынады. Буннан кейин олар A_3 хәм A_4 айналарының жәрдемінде қайтадан жыйналады хәм интерференцияланады.

Д.С.Рожественский өзінің интерферометрин аномаллық дисперсияны үйрениу ұшын пайдаланды. Рожественскийдің ұсылының мәнісі мынадан ибарат: интерферометрдің еки шақасына бирдей болған еки B_1 хәм B_2 кюветалары жайластырылады (132-сүүрет). Кюветаларының бирине, мысалы B_2 ге изертленетуғын металл киргизиледи; бул кюветаны зәрүрли болған басымда оның ишиндеги металдың пуұлары пайда болғанша электр қыздырғышының жәрдемінде қыздырылады. Екинши кюветаның ишиндегі хаўа сорып алынады. Интерферометр арқалы тутас спектрге ие болған S дерегинен шыққан жақтылық өтеди. Пайда болған интерференциялық сүүрет L_2 линзасының жәрдемінде спектрографының C саңлағына проекцияланады. B_2 кюветасы қыздырылмаған хәм онда пуұлар жоқ деп болжайық. Бундай жағдайда интерферометр спектрографтың саңлағында саңлақтың ұзындығына перпендикуляр болған жолақтар түріндегі бир қатар интерференциялық максимумлар менен минимумларды береді. Ноллик жүрислер айырмасына сәйкес келетуғын максимумның орны толқын ұзындығынан ғәрезли емес. Буннан спектрограф тәрепинен берилетуғын тутас спектрдегі бул максимумға спектр бойынша жайылған горизонт бағытындағы жақтылы жолақтың жуўап беретуғынлығы келип шығады. Жүрислер айырмасы бир, еки, үш х.т.б. толқын ұзындықтарына сәйкес келетуғын максимумлар болса түсіуши толқынның хәр қыйлы ұзындықтары ұшын саңлақтың хәр қыйлы бийикликлерінде жайласады. Оларға ноллик жолақтың үстинде хәм астында жайласқан және спектрдің көк областынан қызыл областына желпиуиштей (веердей) болып ашылған жақтылы жолақтар жуўап береді. Жақтылы жолақтардың арасында саңлаққа қарай жиберилген интерференциялық сүүреттегі минимумларға сәйкес келетуғын қараңғы жолақтар жайласады. Нәтийжеде тутас спектр барлық ұзындығы бойынша избе-из жақтылы хәм қараңғы жолақтар менен сызылған болып алынады.



131-сүрөт. Д.С.Рожественский интерферометрининң схемасы.



132-сүрөт. Аномаллык дисперсияны бақлаўдың Д.С.Рожественский усылы.

Егер энди B_2 кюветасын оның ишинде изертленип атырған металдың пұўлары пайда боламан дегенше қыздырсақ, онда бұл пұўлардың бағаналары қосымша жүрислер айырмасын береді хәм интерференциялық жолақлар ұсы қосымша жүрислер айырмасына пропорционал болған шамаға жылысады. Пұўлардың берилген бағанасындағы жүрислер айырмасы $n - 1$ шамасына пропорционал (n арқалы пұўлардың сындырыў коэффициенті белгиленген). Усының салдарынан спектрографтағы интерференциялық жолақлардың аўысыўы барлық бақланатуғын областтың дисперсиясының жүрисин тиклейди. Егер бұл областқа изертленетуғын пұўдың қандай да бир жутыў сызығы киретуғын болса, онда интерференциялық жолақлар оның этирапында 133а сүрөтте көрсетилгендей болып иймейеди. Олардың иймейиўи жутылыў сызығының қасындағы сындырыў көрсеткишиниң жүрисин көргизбелі етип сүрөтлейди.

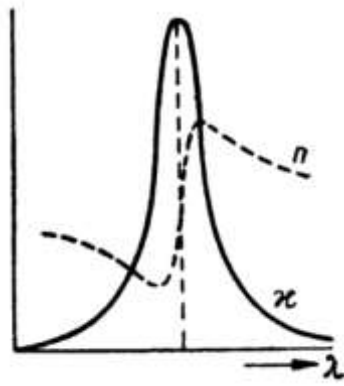
Кейинирек Рожественский жоқарыда көрсетилген ұсылды дәл санлы өлшеўлерди жүргизиўге болатуғындай дәрежеде жетилистирди. Ол егер интерферометрдің екинши шақасына шийшеден соғылған тегис параллель пластинканы орналастырса, онда спектрографтағы интерференциялық жолақлардың ийилетуғынлығын хәм жутылыў сызығының қасында өзине тән "илмеклердің" пайда ететуғынлығын көрсетти (133б сүрөт). Шийше пластинканың берилген қалыңлығында "илмеклердің" орны пұўлардың қарап атырылған жутылыў сызығының қасындағы дисперсияның шамасы менен анықланады. Сызықтың қасындағы пұўлардың дисперсиясы қаншама күшли болса, "илмеклер" сызықтан алысырақта пайда болады. Солай етип, "илмеклердің" тұрған орны бойынша жутылыў сызығының қасындағы пұўлардың дисперсиясының шамасын тиккелей өлшеўге болады екен.



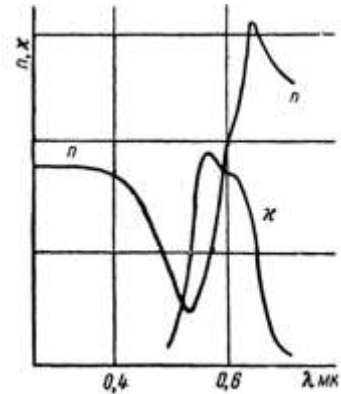
133-сүрөт.

Жутылыў сызығының қасындағы интерференциялық иймекликлердің ийилиўи.

279-параграфтағы (5)-дисперсия формуласы электронлардың тербелислериниң сөниўи киши деп есапланған жағдайлар ұшын алынған.



134-сүрөт. Жутуу жолағы областындағы жутуу коэффициенти κ менен сындыруу коэффициенти n ниң толқын ұзындығы λ ден ғәрезлиги.



135-сүрөт. Цианин үшін жутуу коэффициенти κ менен сындыруу коэффициенти n ниң толқын ұзындығы λ ден ғәрезлиги.

Сөниўди есапқа алыў сындыруу коэффициенти n ниң жийилик ω дан ғәрезлигиниң 279-параграфтағы (5)-формула беретўын ғәрезликтен әдеўир қурамалы болған ғәрезликти береді. Егер κ арқалы 278-параграфтағы (1а) формула менен анықланатуғын жутуу коэффициенти белгиленген болса, онда n менен κ шамаларының арасындағы байланыс мынадай түрге ийе болады:

$$\left. \begin{aligned} 2n^2\kappa &= \sum_i \frac{a_i g_i \omega}{(\omega_{0i}^2 - \omega^2)^2 + g_i^2 \omega^2}; \\ n^2(1 - \kappa^2) &= 1 + \sum_i \frac{a_i(\omega_{0i}^2 - \omega^2)}{(\omega_{0i}^2 - \omega^2)^2 + g_i^2 \omega^2} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Бул формулалардағы a_i, g_i хәм ω_{0i} лер белгили болған константалар. $g_i = 0$ теңлиги орынланғанда бул формулалардың бириншиси $\kappa = 0$ теңлигин береді, ал екиншиси болса 279-параграфтағы (5)-формулаға өтеди. Бир неше жутылыў жолақлары бар болған жағдайда (2)-формулаларға i индексиниң ҳәр қыйлы мәнислерине сәйкес келетуғын ағзалардың қосындысы киреди.

(2)-формулалар кең жутуу жолағының ишиндеги сындыруу коэффициентиниң қалайынша жүретўынлығын анықлаўға мүмкиншилик береді. 134-сүрөтте пунктир сызық n ниң λ ден, ал тұтас сызық κ ның λ ден ғәрезлигин сүўретлейди. Көринип тұрғанындай, бул жағдайда сындыруу коэффициенти узын толқынлар тәрепте үлкен мәнислерге, ал қысқа толқынлар тәрепте киши мәнислерге ийе болады. Жутылыў жолағының ишинде болса сындыруу коэффициентиниң үлкен мәнисинен киши мәнисине бир тегис өтиўи орын алады. Жолақтың ишинде сындыруу коэффициенти толқын ұзындығының киширейиўи менен киширейеди, яғнай мөлдир денелердеги жүриске қатнасы бойынша кері ("аномаллық") жүристи береді.

Егер сындыруу коэффициентиниң жүрисине тәсир етиў ушын заттың жутуўы әдеўир үлкен болыўы керек. Мысалы, боялған шийшелерде әдетте дисперсияның "аномаллық" жүриси бақланбайды. Себеби ультрафиолет хәм инфрақызыл областларындағы күшли жутылыў тийкарғы орынды ийелейди. Жутуўдың дисперсияның жүрисине тәсири эксперименталлық ұсыллар менен XIX әсирдиң ақырында күшли бояўшы затларда (фуксин, цианин) үйренилди. Өлшеўлерди жутылыў жолағының ишинде жүргизиў ушын бояўшы затларды жуқа қатламлар түринде алыў керек.

135-сүрөтте цианин ушын (2)-формула менен жақсы сәйкес келетуғын жутуу коэффициенти κ менен сындыруу коэффициенти n ди эксперименталлық өлшеўдиң

нәтижелери келтирилген. Өлшеулер шийшеге желимленген қатты цианиннің жүдә жуқа өткір призмаларында өткерилди.

Дисперсиялық формуланы келтирип шығарғанда түсіуші толқынның тәсирінде мәжбүрий тербелетуғын зарядқа қоңсылас атомлар менен молекулалардағы зарядлар тәсир етпейди деп болжанады. Жеткиликли дәрежеде үлкен басымларда тұрған газлер ушын, бундай жағдайда суйық хәм қатты денелер ушын бундай болжау дурыс емес. Бундай жағдайда хәр бир берилген зарядқа қоңсылас зарядлардың тәсирин есапқа алыу зәрүр. Бундай есапқа алыу жақтылықтың сыныу коэффициентиниң көлем бирлигиндеги бөлекшелердин санынан, яғный заттың тығызлығынан ғәрезликке алып келеди. Теория бундай жағдайда заттың сындырыу коэффициентиниң n менен оның тығызлығы δ арасында салыстырмалы әпиуайы қатнастың орын алатуғынлығын көрсетеди:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{\delta} = \text{const.} \quad (3)$$

(3)-қатнас 1880-жылы бир ўақытта хәм бир биринен ғәрезсиз Г.А.Лоренц хәм Л.Лорентц тәрәпинен келтирип шығарылды хәм Лоренц-Лорентц формуласы атамасына ийе болды. $\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{\delta}$ шамасын *заттың рефракциясы* R деп аталады. Тәжирийбелер ҳақыйқатында да, көп жағдайларда басымның астында, температура өзгергенде хәм хәтте агрегат хал өзгергенде мөлдир заттың тығызлығы өзгергенде R рефракцияның турақлы болып қалатуғынлығын көрсетеди.

IV кесте.

δ , тығызлық	Рефракция, $R \cdot 10^7$	$(n - 1) \cdot 10^4$
1	1953	2,8
42,1	1959	12,4
96,2	1961	28,4
149,5	1956	44,2

IV кестеде көзге көринетуғын спектрдин орта бөлими ушын хәр қыйлы басымдағы ҳаўаның рефракциясы R диң мәнислери келтирилген.

Көринип тұрғанындай, ҳаўаның тығызлығы 150 есе үлкейгенде рефракция R бақлаўлардың дәллиги шеклеринде өзгериссиз қалады, ал соның менен бир ўақытта $n - 1$ шамасы (n арқалы сындырыу коэффициентини белгиленген) күшли өзгередиди. Араласпалар пайда болғанда R рефракция аддитивли түрде қосылады. Егер R_i арқалы араласпаның бир құраўшысының рефракциясын хәм m_i арқалы усы құраўшының массасын белгилесек, онда араласпаның рефракциясы R мынаған тең болады:

$$mR = \sum_i m_i R_i. \quad (4)$$

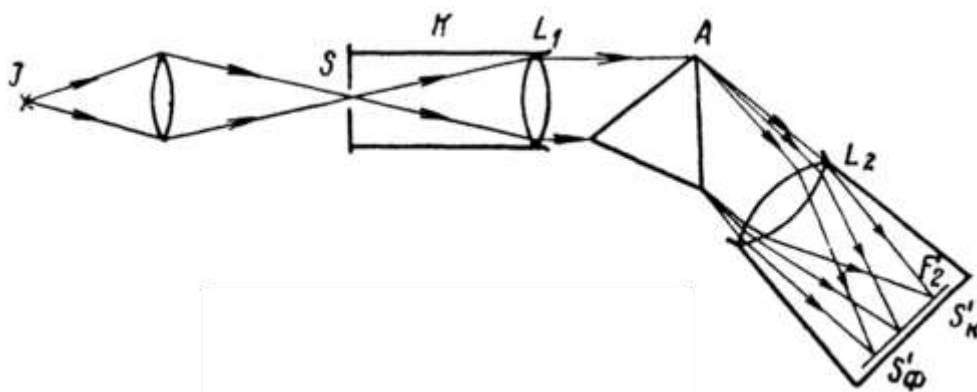
Бул теңликте m арқалы араласпаның көлем бирлигиниң массасы белгиленген.

Физикалық химияда көп жағдайларда құрамалы заттың рефракциясын оны құраўшы элементлердин рефракцияларының қосындысы түринде табыу мүмкин болады. Атомлық рефракция дегенде берилген химиялық элементтин R_i рефракциясы менен оның атомлық салмағы A_i ның көбеймесине айтады. Тап сол сыяқлы, молекулалық рефракция ҳаққында гәп еткенде құрамалы заттың R рефракциясының молекулалық салмақ M менен көбеймесин нәзерде тұтады. Молекулалық рефракция берилген бирикпени пайда ететуғын элементлердин атомлық рефракцияларының қосындысынан ибарат. Егер молекулада берилген атомның саны k_i болса, онда молекулалық рефракция ушын мынаған ийе боламыз:

$$MR = \sum_i k_i A_i R_i. \quad (5)$$

(4)- хәм (5)-қатнастарының орынланатуғынлығы тек берилген сорттағы бөлекшелердин арасында өз-ара тәсирлесуидиң орын алатуғынлығын көрсетеди. Хәр қыйлы сорттағы бөлекшелер бир бири менен тәсирлесетуғын болса, онда рефракциялардың аддитивли түрде қосылуы қағыйдасы орынланбайды.

§ 281. Призмалық спектраллық әсбаптар. 279-параграфта Ньютонның спектрди призманың жәрдемінде алыў бойынша тәжирийбелери тәрийипленди. Ҳәзирги ўақытлары спектрлерди ўирениў ушын визуаллық бақлаўлар өткерийў ямаса спектрлердиң фотосўўретлерин түсирийў ушын пайдаланылатуғын спектроскоплар ямаса спектрографлар деп аталатуғын призмалық әсбаплар жийи қолланылады.



136-сўўрет. Призмалық спектрографтың схемасы.

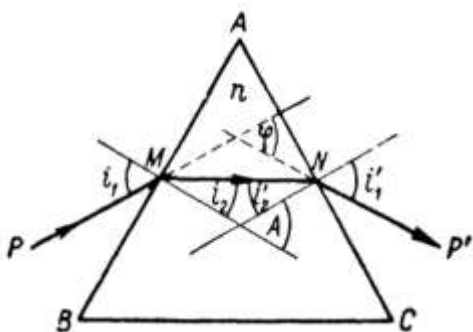
Призмалық спектрографтың схемасы 136-сўўретте келтирилген. Бул сўўретте S - саңлақ, K арқалы L_1 объективи бар коллиматорлық труба белгиленген, A - призма, L_2 - фокаллық тегислигинде спектр пайда болатуғын екинши объектив. S саңлағы линзаның жәрдемінде ўиренилетуғын I дерегинен келип түсетуғын жақтылық пенен жақтыландырылады. Коллиматордың мақсети нурлардың параллель дәстесин алыўдан ибарат болып, бул дәсте буннан кейин призмаға келип түседи. Мейли, саңлақ қандай да бир монохромат жақтылық, мысалы қызыл жақтылық пенен жақтыландырылатуғын болсын; бундай жағдайда призма нурларды тек бурады хәм L_2 объективи өзиниң бас фокаллық тегислигинде саңлақтың сўўрети S'_q ты пайда етеди. Егер саңлақты толқын ұзынлығы басқа болған монохромат нур менен жақтыландырсақ (мысалы, фиолет жақтылық пенен), онда призма нурларды күшлирек бурады хәм саңлақтың сўўрети S'_f басқа орында алынады. Егер дерек толқын ұзынлығы хәр қыйлы болған $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$ монохромат нурларының жыйнағынан тұратуғын болса, онда спектр айырым жақтылы сызықлардан тұрады, олардың хәр қайсысы сәйкес толқын ұзынлығына ийе жақтылықтағы саңлақтың сўўрети болып табылады (сызықлы спектр). Саңлақ ақ жақтылық пенен жақтыландырылатуғын болса, оның хәр қыйлы реңлердеги сўўретлери бир бириниң үстине түсип, үзликсиз боялған жолақты береди (тутас спектр).

Көзге көринетуғын хәм жақын инфрақызыл областтағы спектрлерди ўирениў ушын спектрографтың призмалары шийшеден соғылады. Ультрафиолет областтағы спектрлерди ўирениў ушын линзалар менен призмалар соғылатуғын затлар ультрафиолет областта мөлдир болыўы керек; усындай затлар сыпатында әдетте кварц пайдаланылады.

Спектрографтың жұмыс ислеўиниң санлық характеристикасынын бериў ушын симметриялы үш қапталлы призмадағы жақтылықтың сыныўын қараймыз (137-сўўрет). PM монохромат нуры призмада сынып, оннан түскен нурдың бағыты менен φ мүйешин жасайтуғын NP' бағытта шығады. Берилген призма ушын аўысыў мүйеши φ диң шамасы PM нурының призмаға түсийў мүйеши i_1 ден ғәрезли. Бул i_1 мүйешиниң базы бир белгили болған мәнисинде аўысыў мүйеши φ диң шамасы минимум болған φ_0 шамасына жетеди. φ_0 диң бул мәнисин *ең киши аўысыў мүйеши* деп атайды.

Сәйкес есаплаў нурдың призма арқалы симметриялы өткенде, яғный MN нуры призманың тийкары BC ға параллель болғанда $\varphi = \varphi_0$ теңлиги орынланады. Енди усы жағдайға итибар

береміз хәм ең киши аўысыў мүйеши φ_0 диң шамасын призманың сындырыўшы мүйеши A менен призма соғылған заттың сындырыў коэффициентини менен байланыстырамыз.



137-сүўрет.

Жақтылықтың призмадағы сыныўы.

Призманың биринши AB қапталындағы нурдың сыныў мүйешин i_1 арқалы белгилеймиз. Мейли, MN нұры AC қапталына түсиў мүйешин i_2' арқалы белгилейик. 137-сүўреттен мынадай жағдайға ийе боламыз:

$$i_1 + i_2' = A.$$

MN нұры призма арқалы симметриялы түрде өткенде $i_2' = i_2$ теңлиги орынланады хәм соңғы теңликтен мынаны табамыз:

$$i_2 = \frac{A}{2}. \quad (1)$$

Буннан кейин, сүўреттен мынадай теңликти аламыз:

$$\varphi_0 = (i_1 - i_2) + (i_1' - i_2').$$

Ең киши бурылыў мүйешинде $i_2' = i_2$ хәм $i_1' = i_1$ теңликтери орынланатуғын болғанлықтан

$$\varphi = 2i_1 - 2i_2$$

теңлигине ийе боламыз.

Бул теңликке i_2 ниң орнына оның (1)-теңлик бойынша алынған мәнисин қойып

$$\varphi_0 = 2i_1 - A$$

ямаса

$$i_1 = \frac{A + \varphi_0}{2} \quad (2)$$

формулаларын аламыз.

Сыныў нызамы бойынша

$$n = \frac{\sin i_1}{\sin i_2}$$

аңлатпасына ийе боламыз. Бул аңлатпада n арқалы призманың материалының сындырыў коэффициентини белгиленген.

Сыныў нызамына (1)- хәм (2)-аңлатпалар бойынша i_1 менен i_2 шамаларының мәнислерин қойып мынаны аламыз:

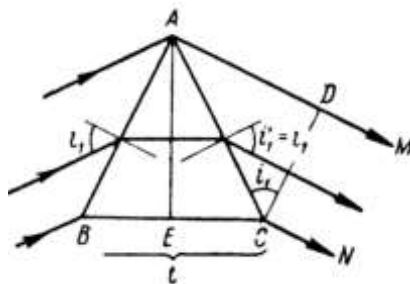
$$n = \frac{\sin \frac{A + \varphi_0}{2}}{\sin \frac{A}{2}}. \quad (3)$$

(3)-теңлик ең киши бурылыў мүйеши φ_0 ди призманың сындырыўшы мүйеши A , хәм призма соғылған материалдың сындырыў коэффициентини n менен байланыстырады.

Әдетте спектрографларда призманы ең киши бурыў мүйешине сәйкес жайластырады. Бундай жағдайда хәр қайсысына хәр қыйлы сындырыў коэффициентини n сәйкес келетуғын хәр қыйлы толқын ұзындықларына ийе нурлар (3)-теңликке сәйкес хәр қыйлы φ_0 мүйешлерине бурылады.

138-сүрет.

Призманың ажырата алыу күші үшін
аңдатпаны келтиріп шығарыуға.



Бұрыу мүйешинің шамасынан толқын ұзындығы бойынша алынған түйіндыға тең D шамасын *мүйешлик дисперсия* деп атайды:

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda}. \quad (4)$$

Бұрылу мүйеши φ (берілген i_1 түсіу мүйешиндегі) n нен ғәрезли, ал n болса λ ден ғәрезли. Сонлықтан мынадай аңдатпаны жазыуға болады:

$$D = \frac{\delta\varphi}{\delta n} \frac{dn}{d\lambda}. \quad (4a)$$

(3)-формуланың оң хәм шеп тәрәпинен φ_0 бойынша түйінды алсақ, онда

$$\frac{\delta\varphi}{\delta\varphi_0} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\cos \frac{A + \varphi_0}{2}}{\sin \frac{A}{2}}$$

аңдатпасына ийе боламыз, буннан D дисперсиясы үшін (4a) бойынша мынаны табамыз:

$$D = \frac{d\varphi_0}{d\lambda} = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\cos \frac{A + \varphi_0}{2}} \cdot \frac{dn}{d\lambda}. \quad (5)$$

Бұл аңдатпаны түрлендириуға болады. Оның үшін дәслеп (2)-аңдатпа бойынша мынадай теңликтің орын алатуғынлығын аңғарамыз:

$$\cos \frac{A + \varphi_0}{2} = \cos i_1 = \sqrt{1 - \sin^2 i_1}.$$

Буннан кейин (1)-теңликти пайдаланып сыныу нызамы бойынша

$$\sin i_1 = n \sin i_2 = n \sin \frac{A}{2}$$

аңдатпаларын аламыз, буннан кейин $\cos \frac{A + \varphi_0}{2}$ үшін мынаған ийе боламыз:

$$\cos \frac{A + \varphi_0}{2} = \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}.$$

$\cos \frac{A + \varphi_0}{2}$ үшін жазылған бұл аңдатпаны (5) ке қойып призманың мүйешлик дисперсиясы үшін мынадай формуланы аламыз:

$$D = \frac{d\varphi_0}{d\lambda} = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}} \cdot \frac{dn}{d\lambda}. \quad (6)$$

$dn/d\lambda$ шамасы заттың дисперсиясы деп аталады хәм оның шамасы призма соғылған заттың қасиетлеринен ғәрезли. (6)-формула сындыру мүйеши A берілген призманың мүйешлик дисперсиясының ұсы призма соғылған заттың сындыру коэффициенті n менен дисперсиясы $\frac{dn}{d\lambda}$ қаншама үлкен болса, соншама үлкен болатуғынлығын көрсетеди. Сонлықтан спектрографлардың призмаларын сындыру коэффициенті менен дисперсиясы мүмкін болғанынша үлкен болған шийшелерден соғады (ауыр флинтлер деп аталатуғын шийшелерден). Призманың берілген материалында призманың сындыру мүйеши A үлкейген сайын мүйешлик дисперсиясы үлкейеди. Әмелде сындырушы мүйешти әдетте 60° қа тең етип алады. Себеби үлкен мүйешлерде призмаға жүдә қыя түсетуғын жақтылық дәстеси менен ис алып барыуға түүры келеди.

271-параграфта айтылғандай, спектрографтың характеристикасы үшін оның ажырата алыу күші де қаралады. Бұл параграфтың басында биз хәр бир сызықтың жақтылығында спектрде саңлақтың сүүретинің пайда болатуғынлығын көрдик. Шексиз тар S саңлағы үшін хәм спектрографтың оптикалық системасы абберацияға толық коррекцияланғанда ажырата алыу күшинің шегине дифракциялық құбылыстардың болыуы тәсир етеди. Призмалы спектрографтың объективи L_2 ге (толқын ұзынлығы берілген λ ге сәйкес келетуғын жақтылықта) нұрлардың AM, CN параллель дәстелери түсетуғын болсын (136- хәм 138-сүүретлер). Бұл дәсте призманың габаритлери менен шекленген, нәтийжеде ол кеңлиги CD болған саңлақ арқалы өткен дәсте менен бирдей күшке ийе. L_2 объективинің F'_2 фокаллық тегислигинде ол биз 269-параграфта таллаған бир саңлақтың беретуғын дифракциялық сүүретине сәйкес келеди.

Бұл дифракциялық сүүреттеги бас максимум менен биринши минимумның арасындағы мүйешлик қашықтық $\delta\varphi$ мынаған тең:

$$\delta\varphi = \frac{\lambda}{d}. \quad (7)$$

Бұл теңликте d арқалы CD дәстесинің кесе-кесими белгиленген.

Егер ұсының менен бир ўақытта призмаға басқа толқын ұзынлығына ийе болған жақтылық түсетуғын болса (мысалы, толқын ұзынлығы $\lambda' = \lambda + \delta\lambda$ шамасына тең), онда бұл жақтылық та өзинің дифракциялық сүүретин береді. Бұл дифракциялық сүүрет бириншисине салыстырғанда бир қанша жылысқан болады. Релей критерийи бойынша (271-параграф) егер, олардың максимумларының арасындағы мүйешлик қашықтық $\delta\varphi$ ге тең болса, онда бұл дифракциялық сүүретлерди бир биринен ажыратыуға болады.

Екинши тәрептен, толқын ұзынлықтарының арасындағы айырма $\delta\lambda$ шамасына тең болса, онда сызықлардың арасындағы мүйешлик қашықтық $\delta\varphi$ ге тең болады. Оның шамасын (6)-формула бойынша таба аламыз:

$$\delta\varphi = \frac{A \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \delta\lambda.$$

$\delta\varphi$ үшін жазылған бұл аңлатпаны ұсы $\delta\varphi$ үшін жазылған (7)-теңлемеге теңлестіріп бир биринен азмаз ажыралатуғын спектраллық сызықлардың (Релейдің критерийи мәнисинде) толқын ұзынлықтарының айырмасы $\delta\lambda$ қанаатландырыуы керек болған шәрттиң

$$\frac{A \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \delta\lambda = \frac{\lambda}{d}$$

ямаса

$$\delta\lambda = \frac{\lambda \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}{2d \sin \frac{A}{2}} \cdot \frac{1}{\frac{dn}{d\lambda}} \quad (8)$$

түрине ийе болатуғынлығын көреміз.

Бұл аңлатпаны түрлендіреміз. 138-сүүреттен мынаған ийе боламыз:

$$d = AC \cos i_1 = AC \sqrt{1 - \sin^2 i_1}.$$

Аўысыўдың минимумы үшін $\sin i_1 = n \sin i_2 = n \sin \frac{A}{2}$. Усының нәтийжесинде d үшін жазылған аңлатпаны былайынша көширіп жазыуға болады:

$$d = AC \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}.$$

Буннан кейин t арқалы призманың ултанын BC белгилесек, онда

$$AC = \frac{CE}{\sin \frac{A}{2}} = \frac{t}{2 \sin \frac{A}{2}}$$

теңлигин аламыз. Буннан d үшін мынадай аңлатпаны аламыз:

$$d = \frac{t \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}{2 \sin \frac{A}{2}}.$$

d ның бул мәнісін (8) ге қойып $\delta\lambda$ үшін мынадай аңлатпаға ийе боламыз:

$$\delta\lambda = \frac{\lambda}{t \cdot \frac{dn}{d\lambda}}. \quad (9)$$

(9)-формуладан призманың ұлтаны t қанша үлкен болса хәм призма соғылған заттың дисперсиясы $\frac{dn}{d\lambda}$ қаншама үлкен болса, онда призма бир бирине жақын болған спектраллық сызықларды бир биринен ажырата алатуғынлығы келип шығады.

(9)-формуладан призманың *ажырата алыу күши* үшін (9)-аңлатпа бойынша

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = t \cdot \frac{dn}{d\lambda} \quad (9a)$$

аңлатпасын аламыз.

Солай етип, призманың ажырата алыу күши тек оның ұлтаны t ның шамасы менен заттың дисперсиясы бойынша анықланады екен. Ұлтанының ұзынлығы бирдей болған, Бирақ сындырыу мүйеши A хәр қыйлы болған призмалар бирдей ажырата алыу күшине ийе болады. (9a) формуланың призма жақтылық дәстеси менен толық толған деген болжауда келтирип шығарылғанлығын нәзерде тутыу керек.

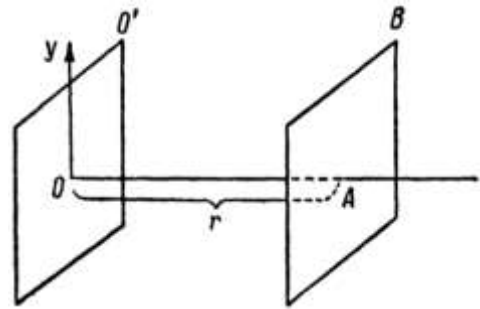
§ 282. Жақтылықтың группалық тезлиги. I томдағы 108-параграфтағы

$$y = a \cos \left(t - \frac{r}{v} \right)$$

теңлеме менен тәрийипленетуғын монохромат толқын барлық кеңисликти толтырып туратуғын хәм шексиз ұзақ даўам ететуғын кеңисликлик-ўақытлық дәўирли процесс болып табылады. r кесиндиси базы бир басланғыш OO' тегислигине салыстырғандағы AB бирдей фазалар бетиниң орнын анықлайды (139-сүўрет). Бирдей фазалар бетлерине нормаль болған хәр бир тўўры бойлап аўысыу u шексиз косинусоида менен бериледи. v шамасы қәлиплескен толқынлық процессте хәр бир бирдей фазаға ийе болған AB тегислиги қозғалатуғын тезлик болып табылады; жоқарыда айтылып өтилгениндей, бул шама фазалық тезлик деп аталады. Гюйгенс принципи бойынша сыныу нызамын келтирип шығарғанда (255-сүўрет) толқынлардың фазалық тезликлери қаралды. Сонлықтан сындырыу коэффициенти $n_{21} = v_1/v_2$ үшін аңлатпадағы v_1 хәм v_2 тезликлери фазалық тезликлер болып табылады.

Сындырыушы затта монохромат болмаған жақтылық тарқалғанда оның монохромат болмаған айырым косинусоидалық құраўшылары хәр қыйлы тезликлер менен тарқалады хәм бул жағдайда да, фазалық тезлик пенен бир қатарда группалық тезликти де қарау керек (I том, 114-параграф). Группалық тезлик ҳаққында айтқанда айырым монохромат толқынларды қосыўдың нәтийжесинде алынатуғын құрамалы тербелмели процесстин тербелислериниң максимумы тарқалатуғын тезлик нәзерде тутылады (майда шрифт пенен жазылған текстте бул анықламаның дәллиги жоқарылатылады). Егер айырым толқынлар хәр қыйлы тезликлер менен тарқалатуғын болса, онда бул максимум фазалық тезликлерге тең болмаған тезлик пенен тарқалады. Қәлеген толқын ұзынлығына ийе толқынлардың тезликлери бирдей болатуғын затта группалық хәм фазалық тезликлер бир бирине сәйкес келеди. Солай етип, қәлеген дисперсиялаитуғын заттағы монохромат болмаған жақтылық үшін группалық хәм фазалық тезликлерди айырыу керек.

139-сүрет.
Бирдей фазалар бети.



I томның 114-параграфында группалық тезлик u дың мынаған тең екенлиги көрсетілген еди:

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}. \quad (1)$$

Бұл аңлатпада v - фазалық тезлик, λ - толқын ұзынлығы. (1)-формуладан $\frac{dv}{d\lambda} > 0$ теңсізлігі орынланатуғын, яғнай v тезлигинің шамасы λ ниң өсиі менен үлкейетуғын жағдайда u группалық тезлигинің v фазалық тезликтен киши болатуғынлығы көринип тұр. Бұл жағдайға толқын ұзынлығының үлкейіуі менен сындырыу коэффициенті n ниң кемейіуі сәйкес келеди. Бұл жағдай мөлдир затларда орын алады (нормаль дисперсия).

Солай етип, нормаль дисперсия областында группалық тезлик фазалық тезликтен киши болады. Толқын ұзынлығы үлкейген жағдайда сындырыу коэффициенті үлкейетуғын областта (күшли жутылыудағы "аномаллық" дисперсия) группалық тезлик фазалық тезликтен үлкен болады.

Ис жүзінде жақтылық тербелислери барлық ўақытта (белгили болған реңдеги жақтылық ажыратып алынған жағдайда) қурамалы тербелис болып, оны Фурье теоремасы бойынша косинусоидалардың шексиз көп санлы көплигине жайыўға болады. Хәр бир косинусоидағы энергияның шексиз киши мәниси сәйкес келеди. Мысалы, ұсындай қурамалы жақтылыққа қақпақты ашыў жолы менен базы бир ўақыт моментинен баслап белгили болған бағытта тарқалыў мүмкиншилигин беремиз. Дисперсиялайтуғын орталықта оның хәр қыйлы қураўшылары хәр қыйлы тезликлерде тарқалады хәм бақлаўшыға хәр қыйлы ўақытларда келип жетеди. Хәр бир айырым қураўшы шексиз киши мұғдардағы энергияны алып келеди, ал энергияның тийкарғы бөлими тербелислер максималлық болған область тәрeпинен алып жүриледі. Максимумы келип жеткен ўақытта бақлаўшы тербелислерди сезеди. Буннан энергияның бир орыннан екінши орынға алып берилиўи ушын кететуғын ўақыттың ишинде толқынның тарқалыў тезлигин өлшегенде группалық тезликтің өлшенетуғынлығы түсиникли болады. Бирақ, жақтылықтың тезлигин өлшеў бойынша жоқарыда тәрийипленген ұсыллардың (254-параграф) барлығы да ұсындай ұсылға киреди: Юпитердің жолдасларының тутылыў ұсылы, Физо ұсылы, айланыўшы айналар хәм призма ұсыллары. Жұлдызлық аберрация ұсылы бойынша базы бир гүманның пайда болыўы мүмкин, Бирақ, терең өткерилген таллаўдың бундай жағдайда да группалық тезликтің өлшенетуғынлығын көрсетеди. Солай етип, жақтылықтың тезлигин тиккелей өлшейтуғын ұсыллардың барлығында да оның группалық тезлигин өлшейди.

Хаўа ушын дисперсия жүдә киши болғанлықтан, группалық тезлик ис жүзінде фазалық тезликке сәйкес келеди. Фазалық хәм группалық тезликлердің айырмасы көзге көринетуғын областта үлкен дисперсияға ийе болған күкиртли углерод ушын Майкельсон тәрeпинен табылды. Майкельсон бослықтағы хәм күкиртли углеродтағы жақтылықтың тезликлериниң қатнасы ушын 1,76 шамасын алды. Ал, күкиртли углеродтың жақтылықтың бослықтағы тезлигинің фазалық тезликке қатнасын беретуғын сындырыў көрсеткиши 1,64 ке тең.

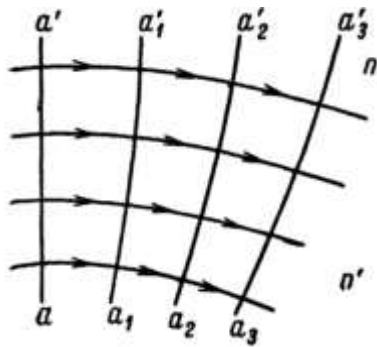
Интенсивли жұтылыу жолағының ишінде $\frac{dn}{d\lambda}$ шамасы оң мәніске ийе (134-сұйрет), демек $\frac{dv}{d\lambda} > 0$ ($n = \frac{c}{v}$). Усыннан басқа, резонанслық толқын ұзынлығынан көп киши болмаған толқын ұзынлықтарында $n < 1$, демек, фазалық тезлик $v > c$. Буннан (1)-формула бойынша жұтылыу жолағының ишінде группалық тезликтің c дан үлкен болатуғынлығы келип шығады. Бирақ, бул жұймақ салыстырмалық теориясына қайшы келмейди (салыстырмалық теориясы бойынша энергияны жақтылықтың бослықтағы тезлигинен үлкен тезлик пенен алып беріу мүмкин емес). Мәселе соннан ибарат, затлардың жақтылықтың тарқалыу тезлигине тәсири жақтылық толқынының атомлар менен молекулалардың құрамына киретуғын зарядланған бөлекшелер менен тәсирлесіуі бойынша анықланады. Өз-ара тәсирлесіудің жүзеге келиуі ушын толқынның сәйкес бөлекшелерге жетип келиуі керек. Бөлекшелердің арасында жақтылық бослықта тарқалатуғын тезлик пенен тарқалады.

Буннан, хәтте группалық тезликтің шамасы c дан үлкен болған жағдайда да қәлеген затта, яғнай дисперсиялайтуғын зат арқалы толқын фронтының бослықтағы жақтылықтың тезлигиндей тезлик пенен тарқалатуғынлығы, энергияның бир орыннан екинши орынға жақтылықтың бослықтағы тезлигинен үлкен тезлик пенен алып берилиуінің мүмкин емес екенлиги келип шығады. Қатаң теория қәлеген заттағы толқынның фронтының тезлигинің бослықтағы жақтылықтың тезлигине тең екенлигин тастыйықлайды. Ал, энергияның тарқалыу тезлигине келетуғын болсақ (тербеліслердің максимумының тезлиги), онда (1)-формула бойынша анықланған группалық тезликтің дисперсия нормаль болған орынларда ғана энергияның тарқалыу тезлигине сәйкес келетуғынлығын көреміз. Аномаллық дисперсия областында болса энергияның тарқалыу тезлиги группалық тезликтен сезилерликтей айырмаға ийе болады хәм барлық ўақытта c дан киши.

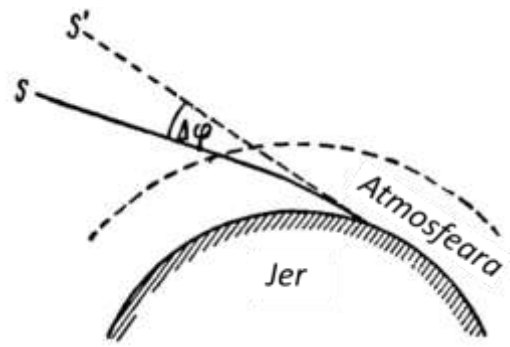
§ 283. Оптикалық жақтан бир текли болмаған заттағы жақтылықтың тарқалыуы.

Оптикалық жақтан бир текли болмаған зат хәкқында гәп еткенде сындырыу коэффициенті n бир ноқаттан екинши ноқатқа өткенде үзликсиз өзгеретуғын затты нәзерде тутарды. Бундай затта толқын фронтының хәр қыйлы бөлімлері хәр қыйлы тезлик пенен тарқалады, усының нәтижесінде фронттың бети үзликсиз түрде деформацияланады. Бирдей фазалар бетине ортогонал болған нұрлар бул жағдайда *ийілген* болып шығады. Сындырыу коэффициенті n нен n' ке шекем үзликсиз өзгеретуғын затты қараймыз (140-сұйрет). Анықлық ушын $n < n'$ теңсизлиги орынланады деп есаплаймыз. Мейли, базы бир ўақыт моментінде толқын фронты сұйрет тегислигине перпендикуляр болған aa' тегислиги көринисине ийе болған болсын. Толқынның буннан былай тарқалыуында n киши болған орынларда aa' тезирек, ал n киширек болған орынларда әстерек жылысады. Сонлықтан буннан кейинги ўақыт моментлеріндеги оның орынлары иймек $a_1a'_1$, $a_2a'_2$ х.т.б. бетлер менен сұйретленеди. 140-сұйретте толқын фронтының хәр бир орнын нормаль бағытта кесип өлетуғын нұрлар төменге қарап иймейеди.

Бир текли болмаған заттың мысалы сыпатында жеткиликли дәрежеде қалың қатламда қаралатуғын жердің атмосферасы хызмет ете алады. Бийикликке байланыслы атмосфераның басымының өзгериси бийикликке байланыслы сындырыу коэффициентінің өзгерисін жүзеге келтиреди. Үлкен бийикликлердеги сындырыу коэффициентінің мәнісі киши, ал Жердің бетіндеги сындырыу коэффициентінің мәнісі үлкен. Усының салдарынан қандай да бир жұлдыздан Жерге келип түсетуғын нұр атмосферада сынып, иймейеди (141-сұйрет). Жұлдыздың көзге көринетуғын орны S' оның хәкыйқый орны S ке салыстырғанда жылысқан. Бул қубылысты *астрономиялық рефракция*, ал мүйешлик аўысыу $\Delta\varphi$ *дифракция мүйеши* деп аталады. Зенитте жайласқан жұлдызлар ушын астрономиялық рефракция мүйеши $\Delta\varphi$ нолге, ал горизонтта жайласқан жұлдызлар ушын максималлық мәніске тең. Бул жағдайда оның мәнісі $35'$ қа жетеди.



140-сүрет. Бир текли болмаған заттағы нурлардың иймейіуі.

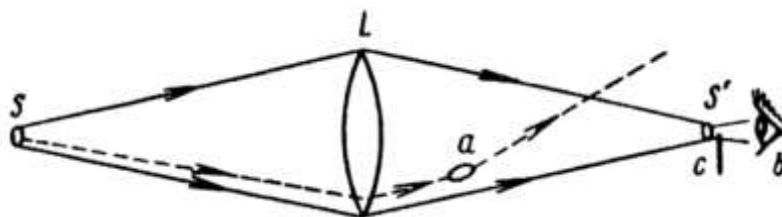


141-сүрет. Жер атмосферасындағы нурлардың иймейіуі.

Астрономиялық рефракцияға байланысly горизонттың қасында Қуяш жалпайған болып көрінеді хәм оның орны хақықый орнынан көтерілген болады; бұл жағдай күннің ұзынлығының базы бир шамаға созылыуына алып келеді. Атмосферадағы нурлардың сыныуын үлкен қашықлықтардағы геодезиялық өлшеулерде есапқа алыуға тууры келеді. Атмосферадағы тосыннан жүзеге келетуғын жергиликли бир текли болмаған орынлардың пайда болыуы жұлдызлардың жылтылдауына алып келеді. Жердің ямаса теңиздің қызған бетінде орын алатуғын атмосфераның температурасының бийиклик бойынша бир текли болмауы сындырыу коэффициентинің өзгериуіне алып келеді хәм бұл қубылыс мираждың пайда болыуын түсіндіреді. Қызған беттің үстінде нурды тарқалыуға мәжбүрлеп, миражды жасалма түрде пайда етиуге болады.

Сындырыу коэффициенті үзликсиз өзгереуіне областлардағы жақтылықтың сыныуына мөлдир денелердегі үлкен болмаған жергиликли бир текли болмаған орынларды табыу ұсылы тийкарланған (шийшедегі, хаўадағы х.т.б.). Бұл ұсылдың схемасы 142-сүретте келтирилген. Ұзын фокуслы L линзасы S' ноқатында жақтылықтың киши болған S дерегинің хақықый сүуретін пайда етеді (мысалы, ұшқынның ямаса вольт дугасының кратеринің). Егер S' сүуретинің артындағы b ноқатында көзді сүуреттен шыққан жақтылық оған түсетуғындай етип жайластырсақ хәм көзді L линзасының бетине фокусласақ, онда линзаның бетинің барлығы тең өлшеули жақтыландырған болып көрінеді. S' сүуретинің бир бөлимин c мөлдир болмаған экран менен жапқан жағдайда да линзаның бетинің барлығы бұрынғыдай жақтыландырған болып көрінеді. Себеби S' сүуретинің хәр бир ноқаты L линзаның барлық орынлары арқалы өткен нурлар менен пайда болады. Бирақ, экранның нурлардың бир бөлимин иркиуінің салдарынан линзаның жақтыландырылғанлығы хәлсиреген болады. Егер L линза менен c экранның арасында қоршаған орталыққа салыстырғанда жақтылықты басқаша сындыратуғын қандай да бир текли болмаған a орны бар болса, онда ұсы орын арқалы өтетуғын нур аўысады. Ұсының салдарынан c экранның қасынан бундай орын болмаған жағдайға салыстырғанда көбирек ямаса кемирек жақтылық өтеді (бир текли болмаған орынның жақтылықты қайсы бағытта аўыстыратуғынлығына байланысly). Нәтийжеде бир текли болмаған область линзаның бетине салыстырғанда жақтырақ ямаса қараңғырақ болады. Ұсындай ұсылдың жәрдемінде сындырыу коэффициентинің мәніси заттың қоңсылас участкаларының сындырыу коэффициентинің мәнісінен жүдә киши болған бир текли болмаған орынларды табыуға болады.

Ұсылдың дәллигин жоқарылатыу үшін бақлауды көриу трубасының жәрдемінде өткеріуге ямаса көзді L линзаның бетине фокусланған фотокамера менен алмастырыуға болады.

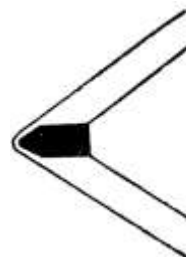


142-сүрөт. Мөлдир затлардағы бир текли болмаған орынларды анықлау үсылы.

Жоқарыда келтирилген үсылды оптикалық шийшениң сапасын қадағалау үшын пайдаланады. Бундай шийшеде бир текли болмаған орынлардың болыуы (оларды свиллер деп атайды) оларды дәл оптикалық әсбапларды соғыу үшын жарамсыз етеди. Егер ушқынның жәрдемінде жүдә қысқа ўақыт жақтыландырыу пайдаланылса, онда ўақытқа байланыслы орны өзгерип туратуғын бир текли болмаған участкалардың бир заматлық орынларының фотосүүретин түсириүге мүмкиншилик туўылады. Усындай жоллар менен сес толқынларындағы, ҳаўада қозғалатуғын предметлер тәрeпинен пайда етилетуғын партланыу толқынларындағы, мысалы ушыўшы оқ тәрeпинен пайда етилген толқынлардағы қойыўласыу менен сийрекленетуғын орынлардың фотосүүрети түсириледи (143-сүүрет).

143-сүүрет.

Ҳаўада ушатуғын оқ пайда еткен толқынның фотосүүретин түсириу.



§ 284. Гүңгирт зат арқалы жақтылықтың өтиуи. Жақтылық нурларының дәстеси гүңгирт зат (думан, қалқып жүрген бөлекшелери бар суйықлық, коллоидлық еритпе ҳ.т.б.) арқалы өткенде жақтылықтың бир бөлими қаптал тәрeплерге қарай шашырайды; усының салдарынан қапталдан бақлағанда дәсте көринетуғын болады.

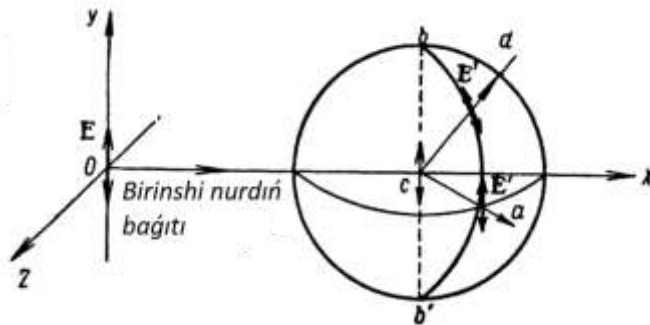
Гүңгирт заттағы қапталға қарай шашыраудың салдарынан тарқалыу бағытында энергия ағысының тығызлығы тек жутыу бар болған жағдайға салыстырғанда тезирек кемейеди. Сонлықтан гүңгирт зат үшын жақтылықты жутыу нызамының аңлатпасында [276-параграфтағы (2)-формула] ҳақыйқый жутыу коэффициенти k менен бир қатарда шашырау менен байланыслы болған қосымша k' коэффициенти де болады:

$$u = u_0 e^{-(k+k')l}. \quad (1)$$

k' коэффициентин *экстинкция коэффициенти* деп атайды.

Гюйгенс-Френель принципи бойынша бослықта ямаса бир текли затта тарқалатуғын толқын фронтының ҳәр бир ноқатын екинши элементар толқынлардың дереги деп қарауға болады. Бул екинши толқынлар олардың тарқалыу бағытында бир бирин күшейтеди ҳәм басқа бағытларда сөндиреди. Ис жүзинде, қалеген заттағы оның атомлық қурылысы тәрeпинен пайда етилген бир текли емес орынлар ҳеш қандай орынды ийелемейди. Себеби, олардың өлшемлери жақтылық толқынының ұзынлығынан көп киши (жақтылық толқынының толқын ұзынлығы $\lambda \cong 10^{-5}$ см, суйық ҳәм қатты денелердеги атомлардың арасындағы қашықлық 10^{-8} см, ал газлерде болса нормаль шараятларда 10^{-7} см). Егер бир текли затқа бир биринен толқын ұзынлығынан үлкен қашықлықларда жайласқан бөлекшелер киргизилген болса (бөлекшелердің өзлериниң өлшемлериниң толқын ұзынлығынан киши болыуы мүмкин) жағдай басқаша болады. Бул жағдайда ҳәр бир бөлекшеде шағылысқан толқынлар белгили болған фазалар айырмасына ийе болмайды

хәм барлық бағытларда бир бирин азы-кемли күшейтеди. Солай етип, қаптал тәреплерге қарай шашыраған жақтылық пайда болады.



144-сүррет.

Шашыраған толқынның пайда болыуы; биринши толқын тегис поляризацияланған.

Жақтылық толқынының электр векторының тәсиринде шашыратыушы бөлекшедеги электронлар мәжбүрий түрде тербеледи хәм олардың өзлери толқынларды шығара баслайды. Егер бөлекше жақтылық толқынының толқын ұзынлығынан киши болса, ондағы тербеліслердің жыйнағын бир электр диполының тербеліси менен алмастырыуға болады. Әпиұайылық ушын жақтылықты түүры сызықты поляризацияланған хәм E векторы OY көшерине параллель тербеледи деп болжаймыз (144-сүррет). Бундай жағдайда изотроп C бөлекшесіндеги мәжбүрий электр тербеліслери де усы OY көшерине параллель бағытта жүзеге келеди. Олар екінши поляризацияланған сфералық толқынның пайда болыуына алып келеди. Бул шашыраған толқындағы хәр бир бағытта E' электр векторы диполдың көшери bb' ны өзиниң ишине алатуғын тегисликте жатады; жақтылық толқынларының көлденеңлигине байланысly E' векторы соның менен бирге толқынның тарқалыу бағытына перпендикуляр (мысалы, Ca ямаса Cd бағытларына перпендикуляр). Екінши толқынның амплитудасы XOZ тегислигинде жататуғын бағытларда максимал; диполдың көшери bb' тың бағытында ол нолге тең. Нәтийжеде биз мынаған ийе боламыз: егер биринши дәсте тегис поляризацияланған болса, онда шашыраған жақтылық та тегис поляризацияланған болып, хәр қыйлы бағытларда хәр қыйлы интенсивликлерге ийе болады. 145-сүретте биринши дәстениң тарқалыу бағытына (144-сүретте YOZ тегислигине параллель) перпендикуляр болған тегисликтеги шашыраған жақтылықтың интенсивликлериниң тарқалыуының векторлық диаграммасы көрсетилген.

Тегис поляризацияланған дәсте гүңгирт затта тарқалғанда оған қапталдан биринши дәстениң поляризация тегислиги тәрепинен қарағанда дәсте жақсы көринеди, егер оған биринши дәстениң поляризация тегислигинде перпендикуляр бағытта қарағанда дәсте пүткіллей көринбейди¹⁴.

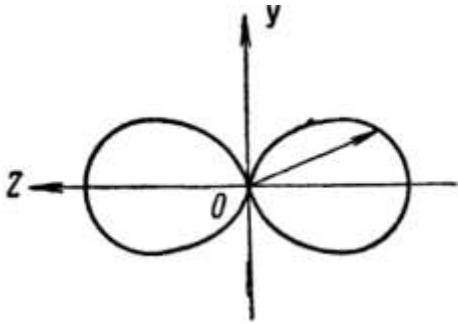
Шашыратыушы бөлекшедеги мәжбүрий тербеліслердің жийилиги ν түсіуши толқындағы тербеліслердің жийилигине тең болады. Сонлықтан *шашыраған жақтылықтың жийилиги биринши дәстедеги жақтылықтың жийилигиндей болады*. Жақтылықтың электромагнит теориясы бойынша электр диполи тәрепинен нурландырылатуғын толқынның амплитудасы оның тербеліс жийилигиниң квадраты болған ν^2 шамасына пропорционал. Энергияның ағысының тығызлығы менен өлшенетуғын жақтылықтың интенсивлиги амплитуданың квадратына пропорционал. Буннан *шашыраған жақтылықтың интенсивлигиниң жийиликтиң төртинши дәрежесине пропорционал болатуғынлығы* ямаса басқа сөз бенен *айтқанда толқын ұзынлығының төртинши дәрежесине кері пропорционал екенлиги* келип шығады:

¹⁴ Поляризация тегислигиниң электр векторы E тербелетуғын тегисликке перпендикуляр екенлигин еслетип өтемиз. 144-сүретте XOZ тегислиги биринши дәстениң поляризация тегислиги болып табылады.

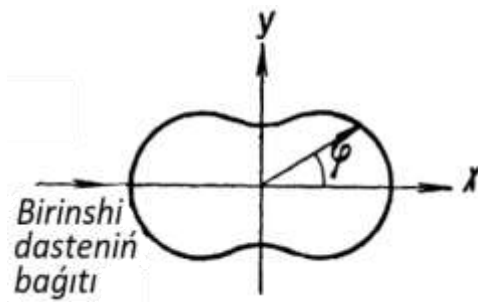
$$I \sim v^4 \sim \frac{1}{\lambda^4}. \quad (2)$$

Бұл қатнас Релей нызамы деп аталады.

Майда бөлекшелерге ийе болған гүңгирт затта ақ жақтылық шашырағанда шашыраған жақтылық аспан көк болып көринеді, себеби, Релей нызамы бойынша киши толқын ұзынлығына ийе болатуғын аспан көк хәм көк нұрлар сары хәм қызыл нұрларға салыстырғанда күшлірек шашырайды. Ал гүңгирт зат арқалы өтетұғын ақ жақтылық киши толқын ұзынлығына ийе болған нұрлардың күшлірек шашырауының салдарынан қызғыш реңге ийе болады.



145-сүрөт. Шашыраған жақтылықтағы интенсивликтиң тарқалыуы.



146-сүрөт. Шашыраған жақтылықтың интенсивлигиниң φ мүйешинен ғәрезлиги.

Егер биринши дәстедегі жақтылық поляризацияланған болмаса, онда шашыраған жақтылықтың интенсивлиги түсіуші дәстеге перпендикуляр болған тегисликте жататуғын барлық бағытларда бирдей болады. Тек шашыраған жақтылықтың интенсивлигиниң биринши дәстениң бағыты менен шашырау бағытының арасындағы φ мүйешинен ғәрезлиги ғана қалады.

Интенсивликтиң φ мүйешинен ғәрезлиги мынадай характерге ийе болады:

$$I \sim (1 + \cos^2 \varphi);$$

Бұл ғәрезлик графикте биринши дәстеге хәм оған перпендикуляр болған сызыққа симметриялы иймеклик пенен аңғартылады (146-сүрөт).

Биринши жақтылық поляризацияланбаған болса да шашыраған жақтылық поляризацияланған болады. Бұл жақтылық толқынларының көлденеңлигиниң нәтийжеси болып табылады. Хәқыйкатында да, биринши дәсте OX көшериниң бағытында тарқалғанда (144-сүрөт) электр векторы E ниң тербелислери YOZ тегислигинде болады. Биринши дәстеге перпендикуляр болған бағытта шашыраған жақтылықты бақлағанда (мысалы OZ көшериниң бағытындағы) шашыратушы бөлекшелердегі мәжбүрий тербелислерди еки қураушыға жиклеуге болады: бириншиси OY бағытындағы, екиншиси OZ бағытындағы. Жақтылық толқынларының көлденеңлигиниң нәтийжесинде OZ көшериниң бағытында шашыраған жақтылық толқынларындағы тербелислер бөлекшелердің тек OY көшериниң бағытындағы тербелислериниң нәтийжесинде жүзеге келеді. Солай етип, шашыраған жақтылықтағы E' электр векторы OY көшерине параллель бағытта тербеледі хәм жақтылық толық поляризацияланған болады. Биринши дәстеге салыстырғанда қыя бағытта шашыраған жақтылық ярымлай поляризацияланған.

Егер шашырататуғын бөлекшелердің өлшемлери жақтылықтың толқын ұзынлығынан үлкен болған жағдайларда жокарыда келтирилген нызамлықлар орынланбайды. Бұндай бөлекшелер ушын шашыраған жақтылықтың интенсивлиги толқын ұзынлығының квадратына кери пропорционал. Ири шашыратушы бөлекшелер бар болған жағдайда шашыраған ақ жақтылық Релей нызамы орынланатуғын майда шашырататуғын бөлекшелер болған жағдайға салыстырғанда аспан көк реңге кемирек ийе болады. Бұл

мынадай жақсы белгили болған фактке сәйкес келеди: майда тамшылардан тұратуғын думан көк болып, ал ирирек болған тамшылардан тұратуғын думан ақ болып көринеди.

Ири бөлекшелер болатуғын жағдайда шашыраған тек ярымлай поляризацияланған хәм поляризация дәрежеси бөлекшелердің өлшемлери менен формаларынан ғәрезли болады. Усының менен бирге шашыраған жақтылықтың интенсивлигинің шашырау бағытынан ғәрезлиги де әдеуір құрамалы характерге ийе.

Усы параграфтың басында бир текли заттың жақтылықты шашыратпайтуғынлығы көрсетилген еди. Бирақ, хақыйқатында, оғада муқиятлы түрде шаңлардан тазартылған хәм өзге бөлекшелерге ийе болмаған затлар да базы бир дәрежеде жақтылықты шашыратады. Л.И.Мандельштам менен М.Смолуховскийлер оның себебинің тығызлықтың флуктуацияларының бар болыуы менен байланысly екенлигин анықлады. Тығызлықтың флуктуациялары заттың құрылысының молекулалық-кинетикалық тәбияты менен байланысly болғанлықтан (I томға қараңыз), флуктуациялардағы шашырауды *молекулалық шашырау* деп атайды.

Молекулалық шашырау газлерде де, суйықлықларда да, қатты денелерде де орын алады. Ол жүдә әззи болып, көпилик жағдайларда оның көлем бирлигиндеги шамасы биринши дәстениң энергиясының 10^{-6} - 10^{-7} бөлегин ғана құрайды.

Молекулалық шашыраудың интенсивлиги температураға байланысly жоқарылайды. Себеби, температура жоқарылағанда тығызлықтың флуктуациялары күшлирек болады.

Усы белгиси бойынша молекулалық шашырау өзге бөлекшелердің бар болыуы менен байланысly болған шашыраудан өзгешеликке ийе. Өзге бөлекшелердің бар болыуы менен байланысly болған шашырау температурадан ғәрезли болмайды. Биринши дәсте тегис поляризацияланған болған жағдайда флуктуацияларда шашыраған жақтылық поляризацияланған, Бирақ ярымлай. Оның деполяризация дәрежеси молекулалардың анизотропиясының дәрежесинен ғәрезли.

Аспанның көк реңи молекулалық шашырау менен түсиндириледі. Молекулалық қозғалысларға байланысly атмосферадағы үзликсиз түрде пайда болатуғын хаўаның қойыуласқан хәм сийреклескен орынлары Қуяштың жақтысын шашыратады. Бундай жағдайда, Релей нызамы бойынша аспан көк хәм көк реңли нұрлар сары хәм қызыл нұрларға салыстырғанда күшлирек шашырайды. Аспан гүмбези тәрепинен шашыратылған жақтылық ярымлай поляризацияланған; бул поляризацияның шамасы менен характери теориялық есаплау ұсылы менен алынған нәтийжелерге сәйкес келеди.

Теория экстинкция коэффициенти k' тың мәнисин де береді. Газдеги молекулалық шашырау ұшын экстинкция коэффициенти

$$k' = \frac{8\pi^3}{3N\rho} \cdot \frac{(\varepsilon - 1)^2}{\lambda^2}$$

түрине ийе. Бул аңлатпада N - Авагадро саны, ρ - тығызлық, ε - диэлектриклик тығызлық.

1912-жылы Тенериф шыңында өткерилген бақлаулар бойынша атмосферада шаң болмаған шараятларда хаўа ұшын k' коэффициентинің мәниси $5,6 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-1}$ (нормаль басым менен температурадағы $\lambda = 0,375 \text{ мкм}$ толқын ұзындығындағы жақтылық ұшын) шамасына тең болып

шықты. Бұнан, Авагадро саны үшін $N = 6,6 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ шамасы алынады. Бұл шама бақлаулардың қателігінің шеклерінде жақыйқый мәнісіне сәйкес келеді.

Әдеуір үлкен болған флуктуациялардың пайда болыуы үшін шараят заттардың критикалық қалпының қасында пайда болады. Бұл флуктуациялардың бар болыуының нәтижесінде жақтылықтың интенсивли түрде шашырауы орын алады. Жақыйқатында да, критикалық температурада жақтылықтың интенсивли түрдегі шашырауы орын алады хәм оны *критикалық опалесценция* деп атайды. Интенсивли түрдегі молекулалық шашыраудың еритпелерде араласыудың критикалық температурасында бақланады. Араласыудың критикалық температурасы дегенде белгили болған пропорцияда алынған еки сұйықлық бир текли араласпаны пайда ететұғын температураны түсінеди. Араласыудың критикалық температурасына жақынлағанда концентрацияның үлкен флуктуацияларының пайда болады хәм бұл жағдай жақтылықтың интенсивли түрдегі шашырауына алып келеді.

Л.И.Мандельштам сұйықлықтың бетінде де жақтылықтың шашырауының орын алатұғынлығы анықлады. Молекулалардың жыллылық қозғалыстарының ақыбетінде сұйықлықтың бети идеал айна болмайды хәм соның менен бирге базы бир гүңгиртликке ийе болады. Бирақ, әдеттеги шараятларда бет керими күшлеринің бар болыуының салдарынан бұл гүңгиртлик жүдә әззи көринеди.

Бет керими коэффициентлеринің мәніслери бир бирине жақын болған еки сұйықлықтың арасындағы шегарада бет керими күшлеринің тұтқан орны әдеуір киши. Жақыйқатында да, еки сұйықлықтың шегарасында жақтылықтың әдеуір үлкен болған шашырауы бақланады.

Шашыраған жақтылықты үйрениу физикалық химиядағы қандай да бир затларда жүзип жүрген коллоидлық бөлекшелердің физикалық қасиетлерин изертлегенде әхмийетли орынды ийелейди.

Шашыраған жақтылықтың болыуы еритпеді коллоидлық бөлекшелердің бар екенлигин көрсетеди. Релей нызамы бойынша шашыраған жақтылықтың интенсивлиги толқын ұзынлығының төртінши дәрежесине кери пропорционал хәм шашыратыушы бөлекшелердің көлеминің квадратына түүры пропорционал (бөлекшелердің өлшемлери толқын ұзынлығынан киши болған шараятларда). Солай етип, шашыраған жақтылықтың интенсивлиги хәм реңи бойынша коллоидлық бөлекшелердің өлшемлери жаққында гәп етиуге болады.

Толқын ұзынлығының төртінши дәрежесине кери пропорционаллық нызамы металлардың коллоидлық бөлекшелери үшін орынланбайды. Бұндай бөлекшелер жақтылықтың тек шашыратып ғана қоймай, селективли түрде жутады да.

Демек, коллоидлық бөлекшелердің еритпеси арқалы өтетұғын жақтылықтың реңи еки себептен ғәрезли екен: бөлекшелердегі нурлардың шашырауынан хәм олардағы жұтылыуынан. Бұл өткен жақтылықтың реңинің бөлекшелердің өлшемлеринен құрамалы түрдегі ғәрезлигине алып келеді. Мысалы, гүмистің коллоидлық еритпеси бөлекшелердің өлшемлерине байланысly қызыл ямаса жасыл реңге боялыуы мүмкин.

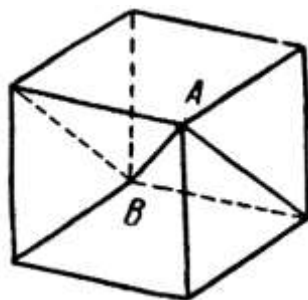
Қандай да бир мөлдир қатты дененің ишиндегі коллоидлық бөлекшелерде де жақтылықтың шашырауы бақланады. Мысалы, шийшеде коллоидлық бөлекшелердің болыуы оған қызғыш-көк ("рубин") реңин береді.

XXV БАП

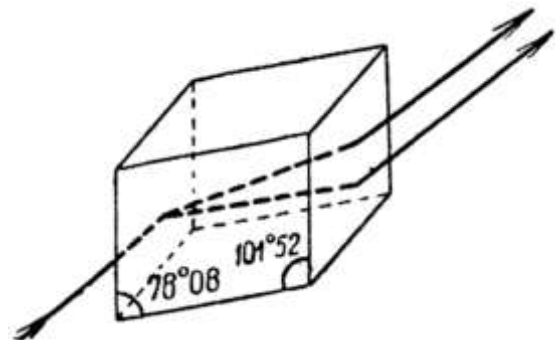
ЖАҚТЫЛЫҚТЫҢ АНИЗОТРОП ЗАТЛАР АРҚАЛЫ ӨТИҮИ

§ 285. Жақтылықтың анизотроп затлар арқалы өтиуі. Жақтылықтың анизотроп затлар (кристалл) арқалы өтиуі бир қатар өзине тән құбылыстар менен байланысly. 1670-жылдың өзінде Эразм Бартоломинус жақтылық нұры исланд шпаты арқалы өткенде еки нұрға ажыралатуғынлығын бақлады. Бұл құбылыс қос нұр сындырыу атамасына ийе болды¹⁵.

Исландия шпаты кристаллы ромбоэдрди пайда етип, белгили болған тегисликлер бойынша бөлинеди (бөлиниу тегисликлери) (147-сүүрет). Бундай кристалдағы сыныудың нәтийжесинде жақтылықтың жиңишке дәстеси ҳәр қыйлы болған бир неше бағытларда еки дәстени береди. Егер дәстелер жеткиликли дәрежеде жиңишке болса, онда кристалдан шыққанда еки дәсте де келип түскен дәстеге параллель болады. Ал кристал жеткиликли дәрежеде қалың болса, онда еки дәсте бир биринен кеңисликте көбирек ажыралған болады (148-сүүрет). Көз бенен ұсындай кристалл арқалы қандай да объектке қараса, ол екиленеди. Мысалы, ақ қағазға қара ноқатты түсирсек ҳәм оған исландия шпаты кристаллы арқалы қарасақ, онда еки ноқатты көремиз.



147-сүүрет. Тәбийий исландия шпаты кристаллы; AB көшерине параллель болған қәлеген тууры оптикалық көшер болып табылады.



148-сүүрет. Исландия шпаты кристаллындағы қос нұр сындырыу.

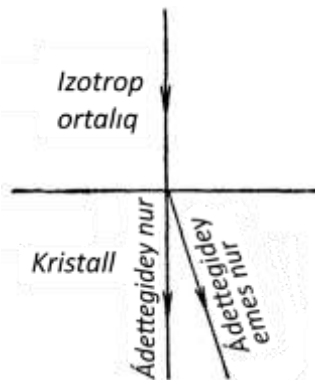
Басқа мөлдир кристаллардың көпшилиги қандай да бир шамада қос нұр сындырыу қәсийетине ийе болады. Кублық системаға киретуғын кристаллар қос нұр сындырыу қәсийетине ийе емес (мысалы тас дузы кристаллары).

Қандай да бир жоллар менен кристалдан тегис параллель пластинканы кесип алып, ондағы қос нұр сындырыуда пайда болған еки нұрдың бағытларын изертлегенде олардың бири ұшын түсиу мүйеши өзгергенде түсиу мүйешиниң синусының сыныу мүйешиниң синусына қатнасы $\frac{\sin i_1}{\sin i_2}$ шамасының тұрақлы болып қалатуғынлығына көз жеткерийге болады; бұл нұр түсиуши нұр, нұрдың түсиу ноқатында пластинканың бетине түсирилген нормаль менен бир тегисликте жатады. Солай етип, бұл нұр әдеттеги сыныу ызыамын қанаатландырады. Бұл нұрды *әдеттегидей нұр* деп атайды. Екинши нұрды *әдеттегидей емес нұр* деп атайды. Түсиу мүйешиниң шамасы өзгергенде оның ұшын $\frac{\sin i_1}{\sin i_2}$ қатнасы тұрақлы болып калмайды. Хәтте жақтылық пластинканың бетине нормаль бағытта түскенде де әдеттегидей емес нұр дәслепки бағытынан бурылады (149-сүүрет). Бундай

¹⁵ Көмир қышқыл қальцийдин ($CaCO_3$) гексагоналлық системаға киретуғын кристаллы.

жағдайда $\sin i_1 = 0$, ал $\sin i_2 \neq 0$ хәм $\frac{\sin i_1}{\sin i_2}$ қатнасы да нолге тең болады. Әдеттегидей емес нурдың кристалдан ҳауаға өтиүинде түсиў мүйешиниң синусының сыныў мүйешиниң синусына қатнасы шексизликке тең болыўы мүмкин. Әдеттегидей емес нур, әдетте, түсиў тегислигинде, яғный түсиўши нур хәм бетке түсирилген нормаль менен бир тегисликте жатпайды. Әдеттегидей емес нурдың сыныў мүйеши, соның менен бирге оның менен түсиў тегислигиниң арасындағы мүйеш тек ғана басланғыш нурдың түсиў мүйешинен ғана емес, ал кристалдың оптикалық көшерине салыстырғандағы (төменде қараңыз) пластинканың сындырыўшы бети менен түсиў тегислигиниң ориентациясынан да ғарезли.

Нурлардың екеўи де, *әдеттеги нур да, әдеттегидей емес нур да бир бирине перпендикуляр болған тегисликлерде толық поляризацияланған.*



149-сүрөт.

Кристалдың сындырыўшы бетине нормаль бағытта келип түскендеги әдеттегидей емес нурдың бұрылыўы.

Түсиўши нурдың бағытын өзгертип кристалдың ишинде нурлардың екиге бөлинбей тарқалатуғын бағытлардың бар екенлигине көз жеткерийге болады. Исландия шпатында тәбийий ромбоэдрдің доғал мүйешин тутастыратуғын AB диагоналына параллель болған бағыт ұсындай бағыт болып табылады (147-сүрөт). Кристалдың қәлеген ноқатынан қос нур сындырыў орын алмайтуғын бағытта түсирилген тўўры *оптикалық көшер* деп аталады. Оптикалық көшер менен берилген нур жататуғын тегислик ұсы нурға сәйкес келетуғын *бас кесим* ямаса кристалдың *бас тегислиги* деп аталады. Әлбетте, кристалл арқалы шексиз көп сандағы оптикалық көшерлерди хәм шексиз көп сандағы бас кесимлерди өткерийге болады. Қәлеген еки бас кесимниң кесилисий сызығы оптикалық көшер болып табылады.

*Әдеттегидей нур оған сәйкес келетуғын бас кесим тегислигинде, ал әдеттегидей емес нур болса оған сәйкес келетуғын бас кесим тегислигине перпендикуляр бағытта поляризацияланған*¹⁶.

Улыўма айтқанда, әдеттегидей хәм әдеттегидей емес нурлардың бас кесимлери бир бирине сәйкес келмейди. Бирақ, көпшилик жағдайларда әдеттегидей хәм әдеттегидей емес нурлардың бас кесимлери тегисликлериниң арасындағы мүйеш киши хәм, соған сәйкес, еки нурдың поляризация тегисликлериниң арасындағы мүйеш $\pi/2$ ге жақын.

Егер оптикалық көшер түсиў тегислигинде жатса, онда еки бас кесим бир бирине сәйкес келеди.

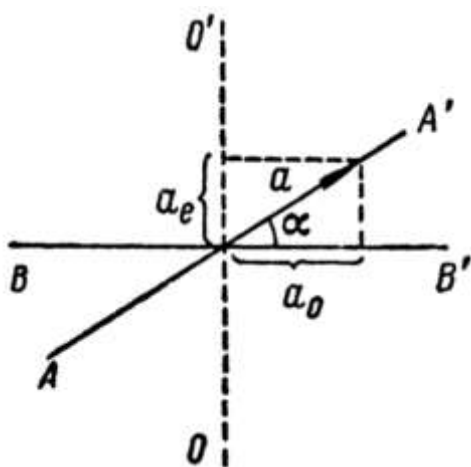
¹⁶ Егер кристалдағы бир бағыт бойынша дәслеп сынған нурлардың бири, ал кейнинен екиншиси өтетуғындай етип түсиўши нурдың бағытын өзгертетуғын болса, онда әдеттегидей хәм әдеттегидей емес нурлардың поляризация тегисликлери қатаң түрде бир бирине перпендикуляр болады. Егер әдеттегидей хәм әдеттегидей емес нурлар бир ўақытта бир түсиўши нурдан пайда болатуғын болса (әдетте ұсындай жағдай орын алады), ондай жағдайда олардың поляризация тегислиги, улыўма айтқанда бир бирине толық перпендикуляр болмайды (төменде қараңыз). Себеби әдеттегидей хәм әдеттегидей емес нурлар ұшын, улыўма айтқанда бас кесимлер бир бирине сәйкес келмейди.

Қос нұр сындырыу тек бир бағытта орын алмайтуғын кристалларды *бир көшерли* кристаллар деп аталады. Қос нұр сындырыу орын алмайтуғын еки бағыт бар кристаллар да бар, оларды *еки көшерли* кристаллар деп атайды.

Мөлдир бир көшерли кристаллардың көпшилигинде әдеттегидей хәм әдеттегидей емес нұрлардың жутылыуы бирдей болады. Бирақ, нұрлардың бири күшлирек жутылатуғын кристаллар да бар. Бундай хәр қыйлы жутыуды *дихроизм* деп атайды.

Көзге көринетуғын нұрларда турмалин кристаллында жүдә күшли дихроизм бақланады. Қалыңлығы 1 мм болған турмалин кристалларында әдеттегидей нұр дерлик толық жутылады. Турмалиннің бул қәсийети поляризациялық жақтылықты алыу үшін қолланылады.

Тәбийий қатты кристаллар менен бир қатарда қос нұр сындырыу сұйық кристаллар деп аталатуғын затларда, деформациялаған жағдайда аморф денелерде хәм электр майданына жайластырылған сұйықлықларда бақланады (293-параграф).



150-сүүрет.
Әдеттегидей хәм әдеттегидей емес
нұрлардағы тербеліслердің
амплитудалары.

Усы ўақытқа шекем биз кристалға тәбийий жақтылық түседі деп болжадық. Бундай жағдайда сынған әдеттегидей нұрлар да, әдеттегидей емес нұрлар да толық поляризацияланған хәм бирдей жарықтыққа ийе еді (дехроизм болмаған жағдайда). Енді кристалға қандай да бир белги болған тегисликте поляризацияланған жақтылық келип түседі деп болжаймыз. Улыўма айтқанда, бул жағдайда да еки нұр пайда болады. Бирақ олардың жарықтығы бирдей болмайды. Мейли, AA' (150-сүүрет) түсіўши толқынның электр векторы тербелетуғын тегислик болсын (бул тегислик түсіўши толқынның поляризация тегислигине перпендикуляр). Әдеттегидей хәм әдеттегидей емес нұрлардың бас кесимлеринің арасындағы айырманы есапқа алмаймыз хәм бул тегисликлерди бир бирине сәйкес келетуғын тегисликлер деп болжаймыз. Мейли, OO' еки нұрдың бас кесиминің тегислиги болсын (еки нұрдың да). Әдеттеги нұр кристалдың бас кесими OO' тегислигинде поляризацияланған, демек, әдеттеги толқындағы электр векторы OO' тегислигине перпендикуляр болған BB' тегислигинде тербеледі. Шағылысыў менен жутылыўдың салдарынан жоғалтыўларды есапқа алмағандағы әдеттегидей нұрдың BB' бағытындағы амплитудасы a_0 мынаған тең:

$$a_0 = a \cos \alpha.$$

Бул теңликте α арқалы әдеттегидей нұрдағы түсіўши, сынған нұрлардың тербеліс тегисликлеринің арасындағы мүйеш белгиленген. Энергияның ағысы амплитуданың квадратына пропорционал болғанлықтан, әдеттегидей нұрдың ағысы W_0 үшін мынадай аңлатпаны аламыз:

$$W_0 = W \cos^2 \alpha. \quad (1)$$

Бул аңлатпада где W - түсіўши нұрдағы энергияның ағысы.

Әдеттегідей емес нұр кристалдың бас кесиміне перпендикуляр тегіслікте поляризацияланған, ондағы тербелістер бас кесім OO' тегісliğінің өзінде жүзеге келеді. Сонлықтан әдеттегідей емес нұрдың амплитудасы a_e

$$a_e = a \sin \alpha$$

хәм, ұсыған сәйкес, энергияның ағысы W_e мынаған тең:

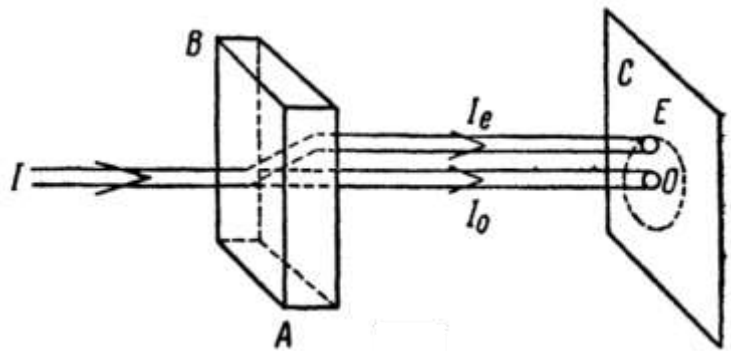
$$W_e = W \sin^2 \alpha. \quad (1a)$$

Бир тегіс поляризацияланған нұрдан пайда болған әдеттегідей хәм әдеттегідей емес нұрлардағы энергияның ағысын анықлайтуғын (1)- хәм (1a) формулаларды Малю нызамы деп атайды¹⁷. Тегіс поляризацияланған нұр үшін әдеттегідей хәм әдеттегідей емес нұрлардағы ағыстардың қатнасы үшін (1)- хәм (1a) формулалар бойынша

$$\frac{W_e}{W_0} = \operatorname{tg}^2 \alpha \quad (2)$$

формуласына ийе боламыз.

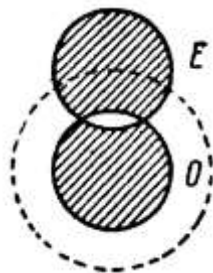
151-сүрөт. Тегіс поляризацияланған нұрдан пайда болған әдеттегідей хәм әдеттегідей емес нұрлардың интенсивліктерін салыстырыу.



Екі нұрдағы ағыстардың қосындысы түсіуші нұрдағы ағысқа тең

$$W \cos^2 \alpha + W \sin^2 \alpha = W.$$

Бұл теңлік энергияның сақланыу нызамынан келип шығады.



152-сүрөт.

Әдеттегідей хәм әдеттегідей емес нұрлардың интенсивліктерінің қосындысының тұрақты болуы.

Біз алған нәтижелерді тәжірибеде аңсат иллюстрациялауға болады. Мейли, тегіс поляризацияланған жақтылықтың жиңишке дәстеси пластинка түрінде кесип алынған кристалдың AB қапталына нормаль бағытта келип түсетуғын болсын (151-сүрөт). Егер кристалдың оптикалық көшери AB қапталына нормаль бағытта түспейтуғын, соның менен бирге параллель де емес болса, онда әдеттегідей емес I_e нұры кристалда бұрылады хәм оннан әдеттегідей нұр I_o ге параллель болып шығады. Екі нұр C экранында O хәм E дөңгелектерін береді. Кристалды әдеттегідей нұр I_o менен сәйкес келетуғын көшердің дөгерегінде бұрғанда экрандағы O дөңгелегі қозғалыссыз қалады, ал E дөңгелегі 151-сүрөтте көрсетілгендей болып жылжыйды. Бұндай жағдайда дәстелердің жарықтылығы

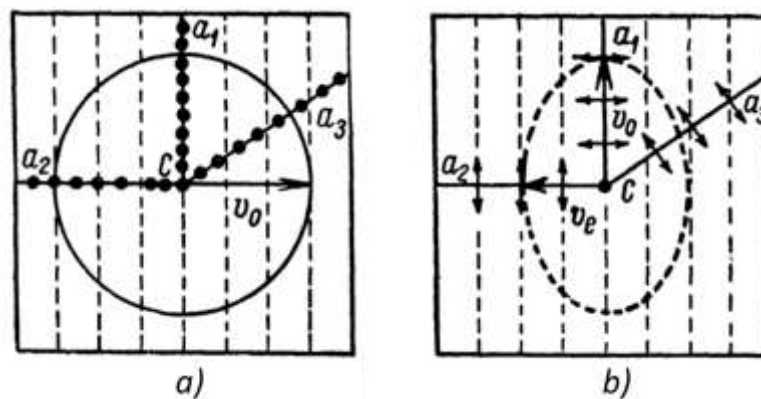
¹⁷ Рүс тилиндегі физикалық әдебиетте (1) хәм (1a) формулалар гейпара ұақытлары Малюс нызамы деп те аталады. Бұл формулалар 1810-жылы француз физиги Malus тәрөпинен келтирип шығарылды (Малю деп оқылады) хәм экспериментте Араго тәрөпинен тастыйықланды.

өзгереді. Егер кристалды оның бас кесими түсіуші жақтылықтың поляризация тегислигине параллель жайластырсақ ($\alpha = 0$), онда I_0 нұры максималлық жарықтыққа иіе болады, ал I_e нұры сөнеди. Кристалды бұрғанда әдеттегідей емес I_e нұры пайда болады хәм оның жарықтығы $\alpha = \pi/2$ теңлиги орынланғанда максималлық мәніске жетеді; бундай жағдайда әдеттегідей нұр болмайды. $\alpha = \pi$ теңлиги орынланғанда әдеттегідей нұр қайтадан максималлық жарық болып, әдеттегідей емес нұр сөнеди х.т.б.

Усының менен бир қатарда еки нұрдың жарықтығының қосындысының тұрақлы болып қалатуғынлығын аңсат тексеріп көріуге болады. Оның ушын жақтылықтың түсіуші нұрын C экранындағы O хәм E нұрлары бир бири менен базы бир дәрежеде бетлесетуғын болыуы ушын түсіуші нұрды кеңейтеміз (152-сүүрет). Бундай жағдайда кристалды бұрғанда дөңгелеклердің хәр биринің жарықтығы өзгереді, Бирақ олар бир бири менен бетлесетуғын областта жарықтық барлық ұақытта өзгериссиз қалады.

§ 286. Бир көшерли кристалдағы толқынлық бетлер. Бир көшерли кристаллардағы қос нұр сындыруы қубылысы биринши рет Гюйгенс тәрепинен оның 1690-жылы жарық көрген "Жақтылық хәққындағы трактат" кітабында түсиндирилді. Гюйгенс кристалдағы әдеттегідей нұрға сфера тәрізлі толқынлық бет, ал әдеттегідей емес нұрға айланыу эллипсоиды түріндегі бет сәйкес келеді деп болжады. Гюйгенстің гипотезасы жақтылықтың тәбияты хәм кристаллардың құрылысы хәққындағы хәзіргі заман көз-қарасларына сәйкес келеді.

Кристаллардың анизотропиясы олардың тек макроскопиялық қасиетлерінде ғана емес (серпимлилик, жыллылық кеңейіуі х.т.б.), ал олар тұратуғын бөлекшелердің қасиетлерінде де көрінеді. Кристалларды пайда ететуғын атомлар менен ионлар, әдетте, анизотроп вибраторлар болып табылады. Анизотроп вибратор өзинің меншикли тербеліс жийилигі менен бирге (изотоп вибратор сыяқлы) бир бирине перпендикуляр толық белгили болған үш бағытта хәр қыйлы ω_1 , ω_2 хәм ω_3 меншикли тербеліс жийиликлеріне иіе болады.



153-сүүрет. Кристалдағы еки түрлі толқынлық бетлердің пайда болыуы: а) сфералық хәм б) - эллипс тәрізлі.

Вибраторлардың ұсындай анизотропиясы олардың асимметриясы (симметрия болмаған құрылысқа иіе молекулалар) ямаса кристаллық пәнжерередегі хәр бир бөлекшеге тәсир ететуғын күшлердің характери менен байланысly болады. Егер жақтылық толқынындағы электр векторының тербеліслерінің бағыты, мысалы, жоқарыда еслетилип өтилген биринши бағыт пенен сәйкес келетуғын болса, онда мәжбүрий тербеліслердің амплитудасы жақтылықтың жийилигі ω ның квадраты менен ω_1 меншикли тербеліс жийилигінің квадратының айырмасы менен анықланады. Егер кристалл электр векторының бағыты басқа бағытлардың бирине сәйкес келетуғын, мысалы, екінши бағытқа сәйкес келетуғын болса, онда мәжбүрий тербеліслердің

амплитудасы $\omega^2 - \omega_0^2$ айырмасының мәнісі бойынша анықланады. Бұл жақтылық толқынындағы тербелісдердің қарқындылығына, ұсыған байланыссыз қарқынды тарқалып тезліктерінің сәйкес келетіндігіне алып келеді (279-параграф). Бір көшерлі кристаллар үшін үш меншікті тербелісдердің екеуі бір бирине сәйкес келеді. Сондықтан тек екі жиілік бір бирине тең емес.

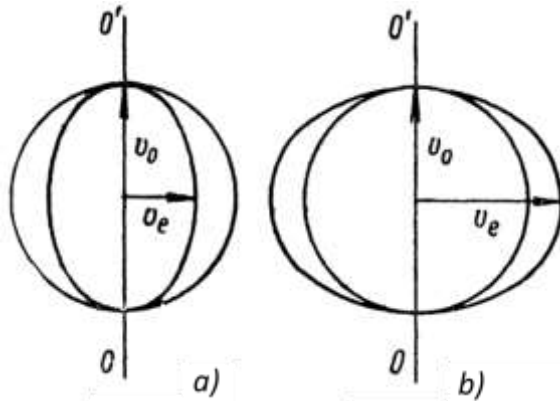
Кристалды пайда ететін бөлікшелер ұсы кристалдың оптикалық көшірінің бойындағы тербелісдер үшін ω_1 меншікті тербеліс жиілігіне, ал оптикалық көшерге перпендикуляр бағытта ω_2 меншікті тербелісдер жиілігіне ие болсын.

Кристалда бас кесім тегіслігін айырып аламыз және біз C нүктесінен бұл тегісліктегі қарқынды бағыттарда тарқалатын нұрларды қараймыз (153-сүрет). Мейлі, бұл нұрлардың қарқындысы толық поляризацияланған және нұрлардың қарқындысы кристалдың біз қарап отырған бас кесіміне перпендикуляр бағытта тербелетіндігі болсын.

153-а сүретте оптикалық көшерге параллель болған бағыттар нүктелік сызықтар менен, ал электр векторының тербелістерінің бағыты нүктелер менен белгіленген. Көрініп тұрғанындай, Ca_1 , Ca_2 ж.б. нұрлардың қалғаны үшін тербелісдер оптикалық көшерге перпендикуляр. Усының салдарынан жақтылық толқыны вибраторларды меншікті тербеліс жиілігі ω_2 болған жиілік сәйкес келетіндігі оптикалық көшерге перпендикуляр бағытта тербелтеді; демек, тербелістері бас кесім тегіслігіне перпендикуляр болған барлық нұрлар бірдей v_0 тезлігі менен тарқалады. C орамынан шыққан барлық нұрлар бірдей уақыт аралығында жетіп келетіндігі нүктелердің геометриялық орны 153-а сүретте тұтас сызық пенен көрсетілген шеңберді пайда етеді. Егер біз C нүктесі арқалы өтетіндігі мүмкін болған барлық бас кесімдердің жиынына қарасақ, онда барлық нұрлардың ұшларының геометриялық орны сфера болып табылады. Поляризация тегіслігі электр векторының тербелістері жүзеге келетіндігі тегіслікке перпендикуляр болғандықтан, біз қарап өткен жағдай бас кесім тегіслігінде поляризацияланған жақтылыққа сәйкес келеді. Бұнан біз мынадай жүйеке келеміз: кристалдың бас кесімдерінің тегіслігінде поляризацияланған нұрлар барлық тәріздерде бірдей v_0 тезлігі менен тарқалады. Олар бети изотроп орталықтардағыдай сфера тәрізді болған толқын фронты пайда етеді және ұсыған сәйкес әдеттегідей сыныу нызамына бағынады. Бұл нұрлар үшін сындыру коэффициенті $n = \frac{c}{v}$, бұл теңлікте c арқалы сыныу коэффициенті белгіленген.

Енді электр векторының тербелістері бас кесім тегіслігінде тербелетіндігі нұрларды қараймыз (153-б сүрет). Бұл кристалдың бас кесімі тегіслігіне перпендикуляр болған тегіслікте поляризацияланған жақтылыққа сәйкес келеді. Сүретте көрініп тұрғанындай, және қарқынды болған Ca_1 , Ca_2 , Ca_3 нұрлары үшін тербелісдер оптикалық көшерге қарқынды мүйешілер менен жүзеге келеді. Мысалы, Ca_1 нұрындағы тербелісдер оптикалық көшірлерге перпендикуляр, ал Ca_2 нұрындағы тербелісдер оптикалық көшерге параллель. Бұл нұрлардың біріншісі вибраторлардың амплитудасы ω_2 жиілігі менен анықланатын тербелісін пайда етеді және, сондықтан, v_0 тезлігі менен тарқалады. Екінші Ca_2 нұры вибраторлардың амплитудасы ω_2 жиілігі менен анықланатын тербелісін пайда етеді және сондықтан оның тезлігі Ca_1 нұрының тезлігінен өзгеше болуы керек; бұл тезлікті v_e арқалы белгілейміз. Қандай да бір басқа бағытта тарқалатын нұр, мысалы Ca_3 нұры v_e менен v_0 тезліктерінің арасындағы тезлік пенен тарқалады. Солай етіп, кристалдың бас кесіміне перпендикуляр тегіслікте поляризацияланған нұрларға және қарқынды бағытта қарқынды болған тезліктер сәйкес келеді. Усының нәтижесінде толқынлық бет изотроп заттағыға салыстырғанда басқаша

формаға, атап айтқанда айланыу эллипсоидының формасына ийе болады. Оның бас тегисликтердегі кесімлерінің биігі 153-б сұйретте келтірілген (әдеттегідей емес нұрлардың толқынлық бетінің жақындығында да айланыу эллипсоиды болатындығының дәлілі 287-параграфта қараңыз). Усындай толқынлық бетке сәйкес келетұғын нұрлар әдеттегідей сыныу нызамына бағынбайды.



154-сұйрет.
а) оң хәм б) терис кристаллардағы
толқынлық бетлер.

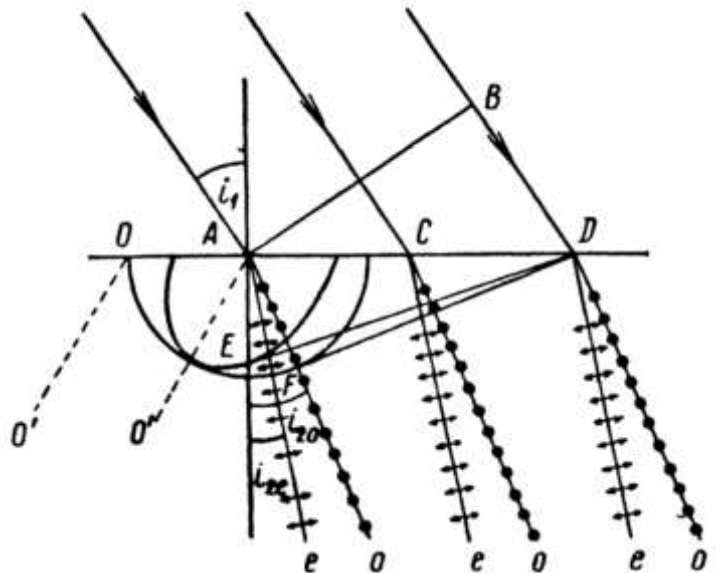
Базы бир кристаллар ұшын оптикалық көшерге параллель болған тербеліслердің тарқалыу тезлігі оптикалық көшерге перпендикуляр болған тербеліслердің тарқалыу тезлігіне салыстырғанда киші ($v_e < v_o$). Бұндай кристалларды *оң кристаллар* деп атайды, олар ұшын эллипсоид тәрізлі толқын бетінің үлкен ярым көшери сфералық толқынлық беттің радиусына сәйкес келеді (154-а сұйрет). *Терис* деп аталатұғын басқа кристаллар ұшын эллипсоидтың киші ярым көшери сфералық толқынлық беттің радиусы менен сәйкес келеді (154-б сұйрет). Екі жағдайда да OO' оптикалық көшери эллипсоид хәм сфера тәрізлі бетлердің тийісіу нұқаты арқалы өтеді, бұл көшер арқалы қалеген тегисликте поляризацияланған нұрлардың тарқалыу тезліктері бирдей.

§ 287. Бир көшерлі кристаллардағы әдеттегідей хәм әдеттегідей емес нұрларды табыу. Бир қатар дара жағдайлар ұшын бұннан алдыңғы параграфта орнатылған сфера хәм эллипсоид тәрізлі толқынлық бетлер жақындығы көз-қарасларды бир көшерлі кристаллардағы әдеттегідей хәм әдеттегідей емес нұрларды құрыу ұшын пайдаланамыз.

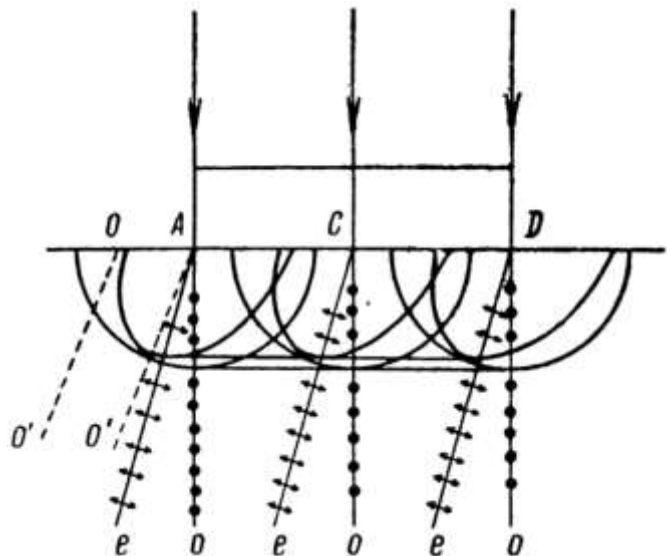
1. Түсіу тегислігінде OO' оптикалық көшери кристалдың сындырыушы қапталына сүйір мүйеш жасайды (155-сұйрет). Мейлі, кристалдың сындырыушы қаптал бетіне тегис AB толқын фронты түсетұғын болсын. Түсіу мүйеші i_1 шамасына тең. B фронтының оң шеті бирінші орталықта D нұқатына тарқаламан дегенше кристалда A нұқатының дөгерігінде сфералық хәм эллипсоидалық болған екі толқынлық бет пайда болады. Олар бир биігі менен AO' оптикалық көшерінің бағытында тийіседі. 155-сұйретте эллипсоид тәрізлі бет өзінің барлық нұқатлары менен сфера тәрізлі беттің ишінде жайласады. Бұл жағдай оң кристалға сәйкес келеді. A менен D нұқатларының ортасындағы барлық нұқаттардан да толқынлық бетлер пайда болады, Бирақ бұл бетлердің өлшемлері киші. Гюйгенс принципі бойынша биз DF - сфераларға ұрынба хәм DE эллипсоидларға ұрынба болған екі бетті өткеріуіміз керек. Биріншісі сынған әдеттегідей толқынның фронтын, екіншісі әдеттегідей емес сынған толқынның фронтын береді. Әдеттегідей сынған AO , CO хәм DO нұрларын сфералық бетлердің DF тегислігі менен кесілісіу орынларына сызықтарды жүргізіу арқалы аламыз. Әдеттегідей емес нұрлардағы электр векторының тербелісleri сұйрет тегислігіне параллель болған кристалдың бас кесіміне перпендикуляр тегислігіне перпендикуляр бағытта жүзеге келеді; олар нұқаттардың жәрдемінде белгіленген. Сынған әдеттегідей емес Ae , Co хәм De нұрларын эллипс тәрізлі бетлердің DE тегислігі менен тийісетұғын нұқатлары арқалы сызық жүргізіу

жолы менен аламыз. Биз қарап атырған жағдайда олар түсіу тегислигинде жатады, Бірақ олар толқын фронтына *нормаль бағытланған емес*. Әдеттегідей емес нурларда электр векторының тербеліслери кристалдың бас кесими тегислигинде жүреді (стрелкалардың жәрдемінде көрсетілген). Солай етип, сүүретте хәр қыйлы бағытларда тарқалатуғын әдеттегідей хәм әдеттегідей емес нурлардың еки системасының пайда болатуғынлығы көрсетілген.

155-сүүрет.
Әдеттегідей хәм әдеттегідей емес нурларды қурыу: OO' оптикалық көшери түсіу тегислигинде сындырыушы қаптал бет пенен сүйір мүйеш жасап жатыр.



156-сүүрет.
Әдеттегідей хәм әдеттегідей емес нурларды қурыу: жақтылық сындырыушы қаптал бетке нормаль бағытта келип түседі, OO' оптикалық көшери сындырыушы қаптал бет пенен сүйір мүйеш жасайды.



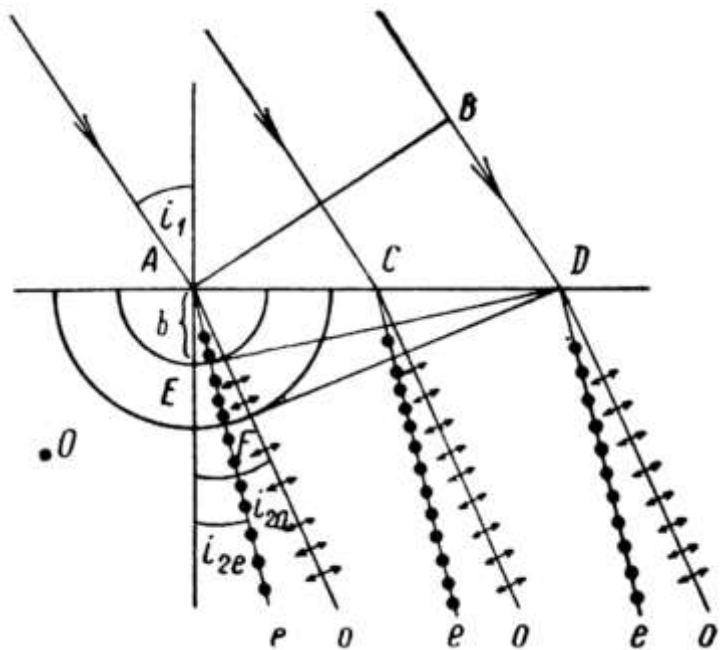
Егер жақтылықтың түсіу тегислиги оптикалық тегисликке параллель болмаса, онда әдеттегідей хәм әдеттегідей емес нурлар бир тегисликте жатпаған болар еди. Хәқыйқатында да, сызылма тегислигин түсіу тегислиги менен қайтадан сәйкес келтирип, AO' оптикалық көшери (155-сүүрет) хәм толқын фронтының эллипс тәризли бет пенен кесилисүү ноқаты E сызылма тегислигинде жатпайтуғынлығын көремиз. Буннан әдеттегідей емес AE нурының сызылма тегислигинде жатпайтуғынлығы келип шығады, ал әдеттегідей AF нуры болса бұрынғыдай сызылма тегислигинде жатады. Бундай жағдайда да сынған әдеттегідей емес DE толқынының фронтының түсіу тегислигине перпендикуляр болатуғынлығын атап өтиу үлкен әхмийетке ийе.

2. Жақтылық кристалдың сындырыушы қаптал бетине нормаль бағытта түседі. OO' оптикалық көшери кристалдың сындырыушы қаптал беті менен сүйір мүйеш

жасайды (156-сүрөт). Бундай жагдайда барлык A, C хэм D ноқатларының этирапында бирдей радиуска ийе болған сфералық толқынлық бетлер пайда болады, ұсының салдарынан кристалдағы әдеттегидей нурлардың толқын фронты түсіуші толқынға параллель тарқалады хэм әдеттегидей AO, CO хэм DO нурлар кристалдың қаптал бетин сынбай кесип өтеди. Әдеттегидей емес толқынның толқын фронты да түсіуші фронтқа параллель, Бирақ оның эллипсоид тәризли толқынлық бет пенен кесилисүү ноқатлары A, C хэм D ноқатларына салыстырғанда жылысқан. Бұл әдеттегидей емес Ae, Ce хэм De толқынларының жақтылықтың түсіу бағытына салыстырғанда бұрылыуына алып келеди. Солай етип, Гюйгенстиң толқын фронтын геометриялық құрыу ұсылы жақтылық кристалдың қаптал бетине перпендикуляр бағытта түскенде әдеттегидей емес нурдың бағытының өзгеретуғынлығы түсиндиреди.

3. *Оптикалық көшер сындырыушы қаптал бетке параллель хэм түсіу тегислигине перпендикуляр.* Бұл жагдай 157-сүрөтте көрсетилген. Түсіу тегислиги сызылма тегислигине параллель етип қойылған. Оптикалық көшер OO' сызылма тегислигине перпендикуляр.

157-сүрөт.
Әдеттегидей хэм әдеттегидей емес нурларды құрыу: OO' оптикалық көшери сындырыушы қаптал бетке параллель хэм түсіу тегислигине перпендикуляр.



Оптикалық көшер эллипс тәризли беттің айланыу көшери болып табылатуғын болғанлықтан, биз қарап атырған жагдайда әдеттегидей емес толқынның толқынлық бетинің сызылма тегислиги менен кесилисүү сызығы дөңгелек түрине ийе. Оң кристал ұшын бұл дөңгелектің радиусы AE эллипсоидтың киши ярым көшери b ға тең хэм әдеттегидей толқынның сфералық бетинің радиусынан киши.

Сызылмадан әдеттегидей емес нур ұшын i_1 түсіу мүйешинің синусының сыныу мүйеши i_{2e} ниң синусына қатнасының i_1 мүйешинің қалеген мәниси ұшын

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_{2e}} = \frac{BD}{b}$$

теңлигинің орынлы болатуғынлығы көринип түр.

Егер биринши орталықта (бослықта) жақтылық BD кесиндиси өтетуғын ўақытты t арқалы белгилесек, онда

$$BD = ct$$

хэм

$$b = v_e t$$

теңліктерін аламыз. Бұл теңліктерде c - бослықтағы жақтылықтың тезлиги, v_e арқалы электр векторының тербеліслері оптикалық көшерге параллель болған кристалдағы жақтылықтың тарқалыу тезлиги белгіленген.

Буннан

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_{2e}} = \frac{c}{v_e} \quad (1)$$

теңлигінә ийе боламыз.

$\frac{c}{v_e}$ қатнасы тұрақлы болғанлықтан, бундай жағдайда әдеттегідей емес нұр әдеттегі сыныу нызамына бағынады.

$$\frac{c}{v_e} = n_e$$

қатнасы *әдеттегідей емес нұрдың сыныу коэффициенті* деп аталады.

Оң кристаллар үшін әдеттегідей емес нұрлар үшін сындыру коэффициенті n_e әдеттегідей нұрлар үшін сындыру коэффициенті n_o ден үлкен. Теріс кристаллар үшін $n_e < n_o$.

V кесте.

$\lambda = 0,589$ мкм толқын ұзындығына ийе жақтылық үшін
әдеттегідей нұрдың сыныу коэффициенті n_o менен
әдеттегідей емес нұрдың сыныу коэффициенті
 n_e лердің мәніслері

Кристалл	n_o	n_e
Исландия шпаты	1,658	1,486
Натрий селитрасы	1,585	1,337
Кварц	1,543	1,552
Мүз	1,309	1,310

Көпшілік кристалларда әдеттегідей хәм әдеттегідей емес нұрлар үшін сыныу коэффициентлерінің мәніслері бір биринен үлкен айырмаға ийе емес.

V кестеде бір қатар кристаллар үшін n_o хәм n_e сыныу коэффициентлерінің мәніслері келтірілген.

4. Оптикалық көшер сындырушы қаптал бетке хәм жақтылықтың түсіу тегіслигінә параллель. Бундай жағдайда (158-сүрәт) A нұқатынан кристалдың ишине сфералық хәм эллипсоид тәрізлі толқынлық бетлер тарқалады, олардың бір бирине тийісіу нұқатлары кристалдың сындырушы қаптал бетінде түсіу тегіслигінде жатады. C нұқатынан ұрынба CF хәм CE ұрынба тегісликтерін өткеріп әдеттегідей хәм әдеттегідей емес сынған толқынлардың фронтларын аламыз. Әдеттегідей емес толқынлық бет пенен сызылма тегіслигінің кесими эллипс болып табылады, оның үлкен ярым көшери a сфераның радиусы R ге сәйкес келеді (оң кристалл), ал киші ярым көшер b оған перпендикуляр. Эллипстің белгілі болған қасиеті бойынша CD ұрынба асты кесіндісінің ұзындығы киші ярым көшер b ның ұзындығынан ғәрезлі емес. Буннан F пенен E кесілісіу нұқатларының CA ға перпендикуляр болған бір FED түйірісінің бойында жайласатуғынлығы келіп шығады.

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} i_{2o} &= \frac{AD}{DF}, \\ \operatorname{tg} i_{2e} &= \frac{AD}{DE}. \end{aligned}$$

Бұл теңлікте i_{2o} - әдеттегідей нұрдың сыныу мүйеши, i_{2e} - әдеттегідей емес нұрдың сыныу көрсеткіші. Бұл қатнастардан мынаны аламыз:

$$\frac{\operatorname{tg} i_{20}}{\operatorname{tg} i_{2e}} = \frac{DE}{DF} = \frac{b}{R}.$$

Бирақ, $\frac{b}{R}$ қатнасы v_e/v_0 қатнасына тең. Буннан

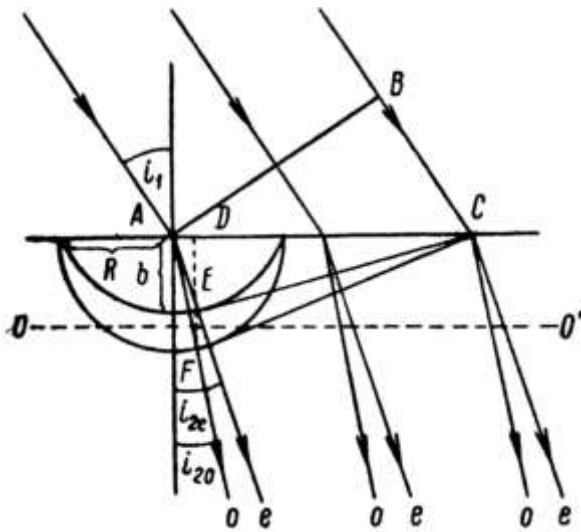
$$\frac{\operatorname{tg} i_{20}}{\operatorname{tg} i_{2e}} = \frac{v_e}{v_0} \quad (2)$$

формуласына ийе боламыз. Ең ақырында

$$\frac{v_e}{v_0} = \frac{n_0}{n_e}$$

теңлигин аламыз. Бұл теңликте n_0 - әдеттегідей нурдың сыныу коэффициенті, n_e - әдеттегідей емес нурдың сыныу коэффициенті. Буннан (2)-қатнасы мынадай түрге ийе болады:

$$\frac{\operatorname{tg} i_{20}}{\operatorname{tg} i_{2e}} = \frac{n_0}{n_e}. \quad (2a)$$

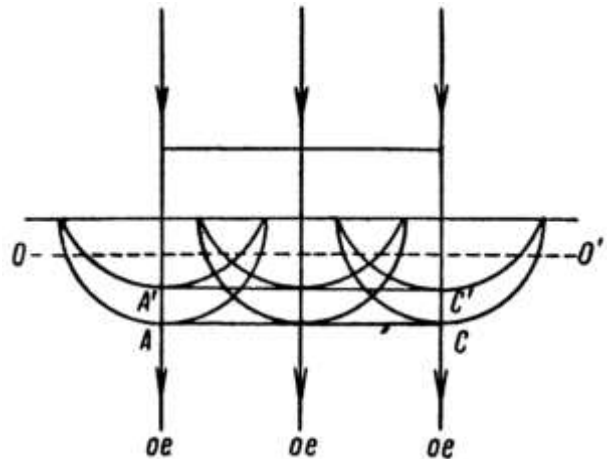


158-сүрөт.

Әдеттегідей хәм әдеттегідей емес нурларды қурыу: OO' оптикалық көшери сындырыушы қаптал бетке хәм түсіу тегислигине параллель.

159-сүрөт.

Әдеттегідей хәм әдеттегідей емес нурларды қурыу: OO' оптикалық көшери сындырыушы қаптал бетке параллель. Жақтылық сындырыушы қаптал бетке перпендикуляр бағытта түседі.



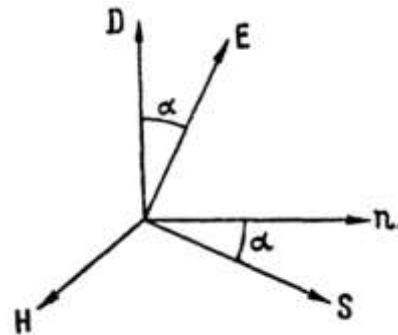
(2a) формуласының дұрыс екенлиги эксперименттерде тастыйықланады. (1)- хәм (2)- қатнастардың хәқыйқатында да орынланатуғынлығы факты әдеттегідей емес толқынның фронтының оптикалық көшерге перпендикуляр болған кесимде дөңгелек түрине ийе болатуғынлығын, ал оптикалық көшерге параллель болған кесимде эллипс түрине ийе болатуғынлығын көрсетеді. Буннан әдеттегідей емес толқынның бетинің қандай да бир басқа бет емес, ал айланыу эллипсоиды болатуғынлығы тиккелей келип шығады.

5. Оптикалық көшер сындыратуғын қаптал бетке параллель. Жақтылық сындырыушы қаптал бетке нормаль бағытта келип түседі. 159-сүрөттен бұл жағдайда

әдеттегідей хәм әдеттегідей емес нурлардың сынбай өтетұғынлығы хәм кристалда бирдей бағытта тарқалатуғынлығы көринип тұр. Бирақ, әдеттегідей хәм әдеттегідей емес толқынлардың AC хәм $A'C'$ фронтлары бир бирине сәйкес келмейді: оң кристалл болған жағдайда әдеттегідей емес толқынның $A'C'$ фронты әдеттегідей толқынның AC фронтынан *артта* қалады; теріс кристалл болған жағдайда әдеттегідей болмаған толқынның фронты әдеттегі толқынның фронтынан *озады*. Усының салдарынан еки жағдайда да әдеттегідей хәм әдеттегідей емес толқынлардың арасында фазалар айырмасы пайда болады.

§ 288. Нормаллар бети. Жақтылықтың изотроп орталық арқалы өтиўин қарағанымызда биз жақтылықтың фазалық хәм группалық тезликлерин айырдық. Егер жақтылық монохромат болмаса хәм за дисперсияға ийе болса, онда группалық тезлик энергияның тарқалыў тезлигин анықлайды. Қатаң түрдеги монохромат жақтылық үшін (оған қатаң түрде белгили болған жийиликке ийе, кеңіслик пенен ўақыт бойынша шекленбеген толқын сәйкес келеди) изотроп орталықлар үшін да, анизотроп орталықлар үшін да группалық тезлик ҳаққындағы түсиник мәнисин жоғалтады.

160-сүўрет.
Әдеттегідей емес нурдағы майданның
векторларының жайласыўы.



Изотроп орталықта тарқалатуғын қатаң түрдеги монохромат толқын болған жағдайда фазалық тезлик тек толқынның фазаның тарқалыў тезлигин ғана анықлап қоймай, энергияның алып жүрилиў тезлигин де анықлайды. Анизотроп орталықта болса аўхал басқаша; әдеттегідей емес нурда толқынның фазасы менен оның энергиясының тарқалыў тезликлери тек шамасы бойынша ғана емес, ал бағыты бойынша да ҳәр қыйлы болады. Әдеттегідей нурдың тезликлериниң екеўи де бирдей болады. Әдеттегідей емес нурдағы толқынның фазасы менен энергияның шамасы бойынша да, бағыты бойынша да ҳәр қыйлы болыўы бул нурдағы жақтылық тербелислериниң көлденеңлиги менен байланысly. Изотроп орталықларда бир бирине параллель болған электр майданының кернеўлиги E менен индукция D векторлары анизотроп орталықлардағы әдеттегідей емес нурда бир бирине параллель емес, олардың арасында базы бир α мүйеши болып, оның шамасы кристалдағы жақтылықтың тарқалыў бағытынан ғәрезли болады (II томдағы 140-параграфты қараңыз). Магнит майданының кернеўлиги векторы H электр майданының кернеўлиги E ге де, индукция D ға да перпендикуляр (160-сүўрет). D менен H векторлары жатырған тегисликке түсирилген нормаль n (160-сүўрет) толқынның фазасының тарқалыў бағытын анықлайды, ал толқынның энергиясының тарқалыў бағыты Умов-Пойнтинг векторының бағыты менен анықланады (E хәм H векторлары жатырған тегисликке перпендикуляр болған S бағыты). Теорияның көрсетиўи бойынша

$$v'_e = v_e \cos \alpha.$$

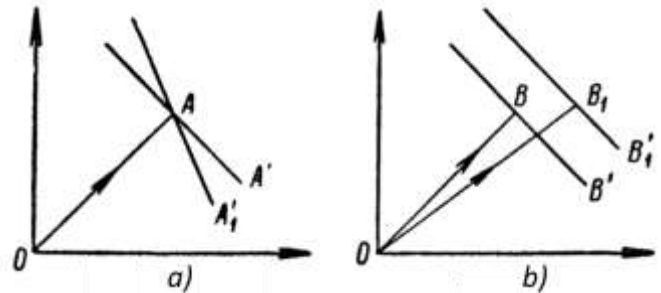
Бул теңликте v'_e - фазаның тарқалыў тезлигиниң сан мәниси, v_e - әдеттегідей емес нурдағы энергияның тарқалыў тезлигиниң сан мәниси. Әдеттегідей нурда E хәм D нурлары бир бирине параллель хәм шамалары бойынша да бирдей: $v'_e = v_e$, Бирақ, әлбетте, әдеттегідей болмаған нурдағы тезликке тең емес.

286-параграфта толқынлық бетлерди құрғанда, биз нурлардың бағытында энергияның тарқалыў тезликлери v'_e хәм v_e лерди қойдық. Тек ұсындай жағдайда ғана 287-параграфта көрсетилген қағыйдалар бойынша Гюйгенс құрыўы дұрыс нәтийжелерге алып келеди: сфералық хәм эллипсоид тәризли толқынлық бетлерге урынба тегислик толқынлардың фронтларының орнын

анықлайды (турақты фазалар тегисликтери); нурлар тийисий ноқатлары арқалы өткериледи хәм энергияның алып жүрилиүй бағыты менен сәйкес келеди; толқынның фронты өзиниң нормалының бағытында тарқалады.

161-сүүрет.

- а) нурлардың бир OA бағытына сәйкес келетуғын еки AA' хәм AA'_1 фронтлары;
 б) бир бирине параллель болған BB' хәм $B_1B'_1$ фронтларына сәйкес келетуғын OB хәм OB' нурлары.



Бизиң жоқарыда көргенимиздей, әдеттегидей емес толқындағы нурлар әдетте толқынлық бетке перпендикуляр емес. Тек бир OA бағытында тарқалатуғын әдеттегидей хәм әдеттегидей емес нурларға (161а сүүрет) бир бирине параллель болмаған тегис AA' хәм AA'_1 фронтлары сәйкес келеди. Бир бирине параллель болған әдеттегидей BB' хәм әдеттегидей емес $B_1B'_1$ фронтларына хәр қыйлы болған еки OB хәм OB' нурлар сәйкес келеди (161б сүүрет).

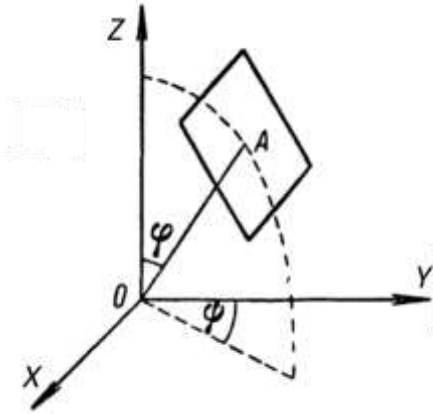
Бирақ, кристалдағы тегис фронтты қарағанда нурлардың орнына фронтқа түсірилген нормалардың семействосын өткеріуге де болады. Нормалар энергияның алып жүрилиүй бағытына сәйкес келмесе да, жақтылықтың кристалдағы тарқалыуын бир мәнисли тәрийиплей алады. Нурлар менен нормалардың арасындағы айырма жақтылық кристалдың қаптал бетине перпендикуляр бағытта түскен жағдайда айрықша айқын көринеди (бундай жағдайда оптикалық көшер менен кристалдың қаптал бетиниң арасындағы мүйештиң сүйір болыуы керек, 287-параграфтағы 2-жағдай). 156-сүүретте көринип тұрганындай, бундай жағдайда тек әдеттегидей Ao , Co хәм Do нурлар кристалдың қаптал бети арқалы сынбай өтеди. Ал әдеттегидей емес Ae , Ce хәм De нурлары бир тәрепке қарай бұрылады. Бирақ еки тегис фронт та (әдеттегидей хәм әдеттегидей емес) бир бирине параллель хәм келип түсіуши биринши тегис фронтқа параллель. Буннан еки фронтқа түсірилген нормалардың бир бирине сәйкес келетуғынлығы хәм кристалдың қаптал бети арқалы сынбай өтетуғынлығы келип шығады. Биз қарап атырған жағдайда нурлар әдеттегидей емес жақтылық дәстесиниң кристалдың қаптал бети арқалы өткендеги бұрылыу қәсийетин тәрийиплейди, ал қаптал бет арқалы сынбай кесип өтетуғын нормаллар кристалдың ишинде әдеттегидей емес фронттың кристалға келип түсіуши фронтқа параллель болып қалатуғын жағдайға сәйкес келеди.

Мейли, бир көшерли кристалда A тегис фронты тарқалатуғын болсын (162-сүүрет). Оған түсірилген нормалдың бағыты φ хәм ψ мүйешлери бойынша анықланатуғын болсын. Егер бұл тегис фронт өзи өзине параллель қалған жағдайда t ўақытының ишинде O ноқатынан A ноқатына келип жететуғын болса, онда

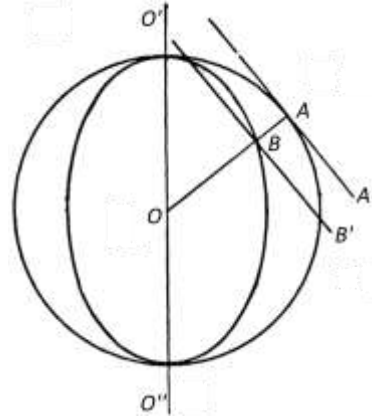
$$v' = \frac{OA}{t}$$

шамасы фазаның тарқалыу тезлигин ямаса әдетте "нормаль" тезлик деп аталатуғын тезликти береді. O ноқатынан (163-сүүрет) "нормаль" тезликлерге пропорционал болған нормалардың кесиндилерин φ хәм ψ мүйешлеринде қойып нормалардың ушларының геометриялық орынлары болған бетти аламыз; бундай бетти *нормаллар бети* деп атайды. Әдеттегидей нур ушын фронтқа түсірилген нормаль нурға сәйкес келеди хәм толқынлық бет те, нормаллар бети де сфераны пайда етип, бир бирине сәйкес келеди. Әдеттегидей емес нур ушын нормаллар бети толқынлық бетке сәйкес келмейди. Бирақ олар бир биринен үлкен шамаға айрылмайды, себеби кристаллар ушын нурлар менен нормалардың арасындағы мүйешлер үлкен емес. Нәтийжеде бир көшерли кристаллар ушын әдеттегидей хәм әдеттегидей емес нурлар ушын нормаллар бети толқынлық бетке келеди (163-сүүрет). Олар да еки ноқатта бир бири менен тийиседи хәм олар арқалы $O'O''$ оптикалық көшери өтеди. Берилген OA нормалына әдеттегидей AA' хәм әдеттегидей емес BB' нурлардың параллель тегис толқынлары сәйкес келеди. Әдеттегидей тегис AA' фронты,

бұрынғыдай, сфералық бетке ұрынба бағытланған, ал әдеттегідей емес BB' тегис фронт болса нормаллардың эллисоид тәрізлі бетін кеседі.



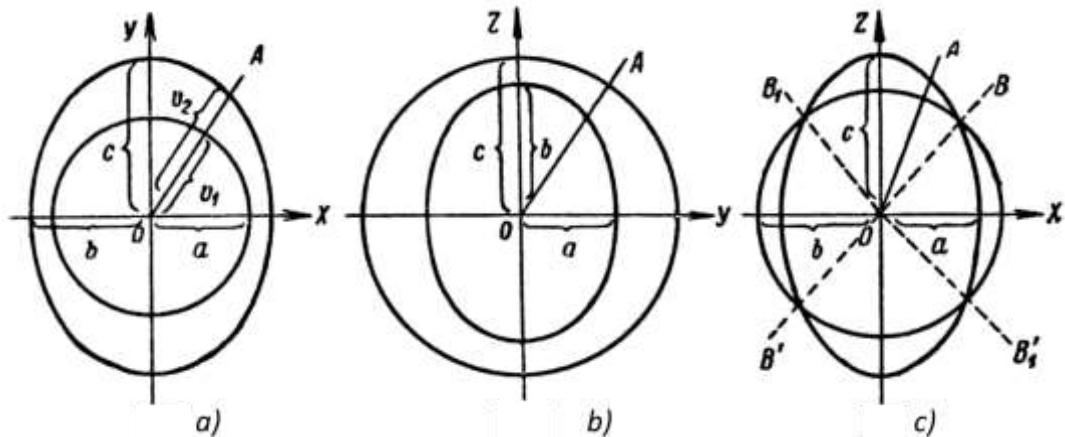
162-сұйрет. Нормаллар бетін құрыуға.



163-сұйрет. Бир көшерлі кристалдың нормаллар беттері.

Кристалдың шегарасындағы тегис фронттың сыныуы үшін Гюйгенс құрыуын әмелге асырып (287-параграфқа қараңыз), оптикалық көшердің қалған жайласуы үшін екі фронтқа түсірілген нормаллардың түсіу тегислигинде қалатұғынлығын аңсат аңғаруға болады. Жоғарыда айтылып өтилгендей, әдеттегідей емес нұр болса сыныуда түсіу тегислигинен шыға алады.

§ 289. Екі көшерлі кристаллар. Екі көшерлі кристаллар деп аталатуғын кристалларда нұр сынғанда ұлыұма айтқанда бир көшерлі кристаллардағыдай екіге ажыралады. Бирақ, екі көшерлі кристалларда нұрлардың екеуі де әдеттегідей сыныу нызамына бағынбайды: олар үшін түсіу мүйешинің синусының сыныу мүйешинің синусына қатнасы тұрақлы болып қалмайды. Нұрлардың екеуі де тегис поляризацияланған хәм егер олардың хәр қайсысын гезекпе-гезек өз алдына кристалдағы бир бағыт бойынша тарқалуға мәжбүрлесе (285-параграфтағы сноскаға қараңыз), онда олардың поляризациясы бир бирине перпендикуляр болады. Бул екі нұрға құрамалы түрге ийе толқынлық бет сәйкес келеді, оның бир бирине перпендикуляр болған OXZ , OXY хәм OYZ тегисликлеріндеги кесімлері 164-сұйретте көрсетілген. Бул кесімлердің хәр бири эллипс хәм дөңгелек болып табылады. 165-сұйретте екі көшерлі кристалдың толқынлық бетинің кеңісиклік модели көрсетілген. Толқынлық бет дегенде биз бұрынғыдай нұрлардың ұшларының геометриялық орны болған бетті түсинеміз. Солай етип, қалған OA радиус-векторының беттің бөлімлері менен кесілісіу нұқатлары (164-сұйрет) берілген бағыттағы екі нұрдың тарқалуы тезліктері v_1 менен v_2 ни анықлайды. 164-сұйретте көриніп тұрғанындай, v_1 хәм v_2 тезліктері бир бирине тең болатуғын BB' хәм BB'_1 бағытлары болады. Бул бағытларды *биринші әулад оптикалық көшерлер* ямаса *бирадиаллар* деп атайды. Екі көшердің болуы кристаллардың екі көшерлі атамасын да анықлайды. Хәр қыйлы кристаллар үшін көшерлердің арасындағы мүйешлердің мәніслері хәр қыйлы хәм көп градусларға жетеді. Егер ойымызда көшерлердің арасындағы мүйешті кишірейтсек, онда 164-сұйреттеги дөңгелек пенен шеңбердің кесілісіу нұқатлары бир бирине жақынласады хәм шекте бир бирине сәйкес келеді. Бундай жағдайда толқынлық бет екі нұқтада бир бирине тийісетуғын сфералық хәм эллипсоид тәрізлі екі бетке айрылады. Бул жағдай бир көшерлі кристалға сәйкес келеді. Солай етип, бир көшерлі кристалды екі көшерлі кристалдың дара жағдайы деп қаруға болады.

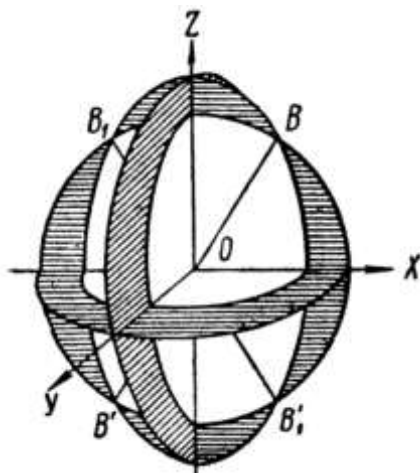


164-сүрет. Еки көшерли кристалдың толқынлық бетлерінің а) OXY , б) OYZ хәм с) OXZ тегисликлери менен кесимлери.

VI кесте

Еки көшерли кристаллар үшін $\lambda = 0,5893$ мкм толқын ұзындығы
 үшін бас сындырыу коэффициентлери n_a, n_b, n_c хәм
 оптикалық көшерлердің арасындағы 2α мүйешлерінің мәніслери

Кристалл	n_a	n_b	n_c	2α
Слюда	1,560	1,594	1,598	42°
Аррагонит	1,531	1,682	1,686	18°
Күкирт (кристалл)	1,950	2,043	2,240	69°
Топаз	1,619	1,620	1,627	49°



165-сүрет.
 Еки көшерли кристаллардың толқынлық
 бетлери.

Еки көшерли кристаллардағы жақтылықтың тарқалыу теориясы кристалдың хәр бир бөлекшеси анизотроп вибратор болып табылады хәм ол мынадай қасиетлерге ийе болады деген болжаудан келип шығады: бир бирине перпендикуляр үш бағыт болып, ұсы бағытлардың хәр бири бойынша аұысқанда ұсы аұысыуға қарама-қарсы бағытланған квазисерпимли күш пайда болады. Егер ұсы бағытлар менен туұры мүйешли координаталар системасының OX, OY хәм OZ көшерлерин сәйкеслендирсек, онда мынадай теңликлер орынланады деп есаплауға болады:

$$f_x = -k_x \cdot x, f_y = -k_y \cdot y, f_z = -k_z \cdot z.$$

Егер аұысыудың бағыты s координаталар көшерлери менен α, β хәм γ мүйешлерин жасайтуғын болса, онда пайда болатуғын f күши оның көшерлердің бағытындағы мынадай құраушыларының жәрдеминде анықланады:

$$f_x = -k_x s \cdot \cos \alpha, f_y = -k_y s \cdot \cos \beta, f_z = -k_z s \cdot \cos \gamma.$$

Бұл жағдайда f күші ағысыуға қарама-қарсы бағытланған болмайды, Бирақ оның менен базы бир сүйир мүйешти құрайды. Үш OX, OY хәм OZ бағытларына кристалдың диэлектриклик тұрақлыларының үш бас мәнислери $\varepsilon_x, \varepsilon_y$ хәм ε_z лер хәм жақтылықтың тезлигиниң мынадай үш мәнислери сәйкес келеди:

$$v_a = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_x}}, v_b = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_y}}, v_c = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_z}}.$$

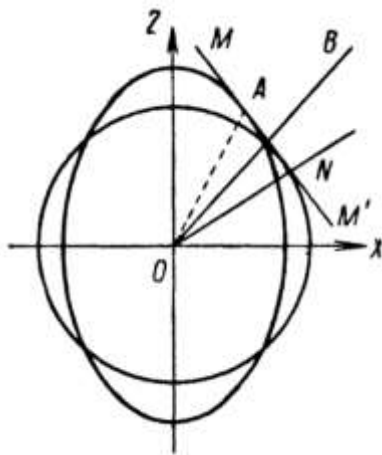
Тезликтің бұл v_a, v_b, v_c мәнислери толқынлық беттің кесимлеріндегі дөңгелеклердің радиусын хәм эллипсдердің ярым көшерлери a, b, c ларды анықлайды (164-сүррет).

$$\frac{c}{v_a} = \sqrt{\varepsilon_x}, \frac{c}{v_b} = \sqrt{\varepsilon_y}, \frac{c}{v_c} = \sqrt{\varepsilon_z}$$

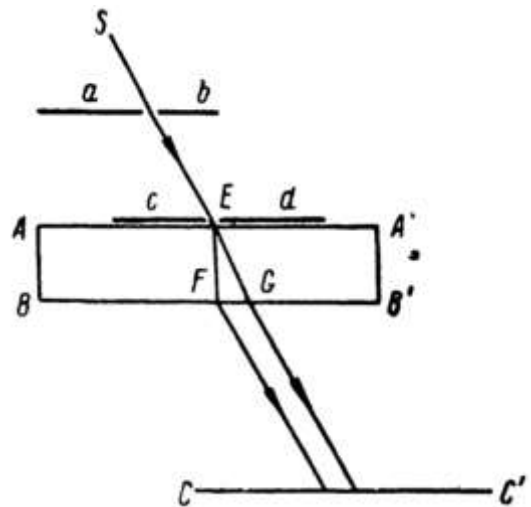
қатнастары еки көшерли кристаллардың бас сындырыу коэффициентлери деп аталады. VI кестеде базы бир еки көшерли кристаллардың бас сындырыу коэффициентлери менен оптикалық көшерлериниң арасындағы мүйешлердің шамалары келтирилген.

Бир көшерли кристаллардағы сыяқлы, еки көшерли кристаллар ушын да толқынлық бетлер менен бир қатарда нормаллар бетлерин де құрыуға болады. Сыртқы түри бойынша олар толқынлық бетлерге ұсайды. Нормаллар бетлерин құрғанда кристалда пайда болатуғын еки тегис фронтқа түсірилген нормаллардың бир бирине сәйкес келетуғын еки бағыттың болатуғынлығы көринеди. Биринши әулад оптикалық көшерлердің бағытларынан өзгеше бағытларға ийе бұл бағытларды екінши әулад оптикалық көшерлери ямаса бинормаллар деп атайды.

Биринши әулад оптикалық көшерлери өтетуғын еки көшерли кристаллардағы орынларда толқынлық бет төрт шаршар тәризли ойыққа ийе болады. Бұл ойықтардың болыуы *ишки хәм сыртқы конустық рефракциялар* деп аталатуғын өзине тән оптикалық қубылыстардың көриніуіне алып келеди.



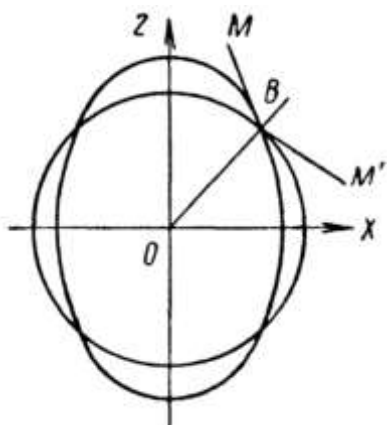
166-сүррет. Ишки конустық рефракцияның пайда болыуы.



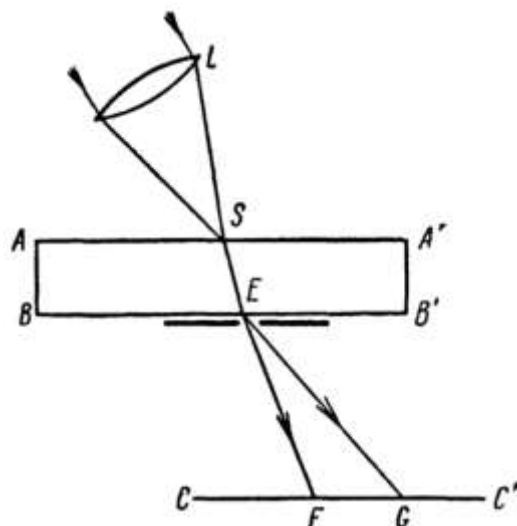
167-сүррет. Ишки конустық рефракцияны бақылаудың ұсылы.

Толқынлық бетті XOZ тегислиги менен кесіудің салдарынан алынған дөңгелек пенен эллипс ұлыұмалық MM' урынбаға ийе болады (166-сүррет). Дөңгелек пенен эллипстің кесилисіу нокатына өткерилген OB биринши әулад оптикалық көшери болып табылады. MM' урынбасына түсірилген ON нормалы бинормаль болып табылады (екінши әулад оптикалық көшери). Егер MM' арқалы ON бинормалына перпендикуляр болған тегислик жүргизилсе, онда ол толқынлық бетті дөңгелек бойынша кесетуғын болып шығады. Сонлықтан MM' толқынының тегис фронтына төбеси O нокатында жайласқан конустың жасаушысының бағытында жайласқан хәм диаметри NA ға тең болған дөңгелек ұлтанға ийе шексиз көп санлы нурлар сәйкес келеди. Бұл нурлардың бири ON бинормалына сәйкес келеди. Жақтылық кристалдан шыққанда барлық нурлар тегис толқын фронтына перпендикуляр болады, ұсының нәтижесінде экранда (ямаса визуал түрде бақылағанда

көздің сетчаткасында) дөңгелек жақтылы сақыйнаны беретұғын нурлардың иши бос цилиндри пайда болады. Бұл құбылысты ишки конуслық рефракция деп атайды. Ишки конуслық рефракцияны тегис AA' пенен BB' қаптал бетлери ON бинормалына перпендикуляр болған аррагонит пластинкасында бақлауға болады. Киши тесиклерге ийе болған ab хәм cd экранларының жәрдемінде (167-сүўрет) жақтылықтың SE жиңишке нұры бөлип алынады. SE нұры белгили бағытқа ийе болғанда, кристалл пластинканың ишинде нурлардың иши қуўыс болған EFG конусы алынады. Жақтылық кристалдан шыққанда бұл конус нурлардың иши қуўыс цилиндирине айланады хәм ол CC' экранында диаметри ұсы CC' экранынан кристалға шекемги қашықтықтан ғәрезсиз болған нурлардың иши қуўыс цилиндирине айланады.



168-сүўрет. Сыртқы конуслық рефракцияның пайда болыуы.



169-сүўрет. Сыртқы конуслық рефракцияны бақлаудың ұсылы.

Сыртқы конуслық рефракция еки көшерли кристалда биринши әўлад оптикалық көшериниң бағытында тарқалатуғын бир OB нұрына шексиз көп санлы BM , BM' х.т.б. тегис толқын фронтларының сәйкес келетуғынлығының нәтийжеси болып табылады (168-сүўрет). Бұл тегис фронтлар кристалдан шыққанда хәр қыйлы бағытларда тарқалады, ал оларға перпендикуляр болған нурлар конустың жасаушыларының бойында жайласады. Сыртқы конуслық рефракцияны бақлау ұшын кристалда биринши әўлад оптикалық көшериниң бағытында тарқалатуғын SE нұры пайда болатуғындай етип L линзасының жәрдемінде кристалдың пластинкасына нурлардың жыйналатуғын конусы түсириледи (169-сүўрет). Усы нур E саңлағы арқалы кристалдан шыққанда мөлдир болмаған экранда нурлардың иши қуўыс EFG конусы пайда болады. Нурлардың бұл конусы CC' экранында жақтылы сақыйнаны пайда етеди. Бұл сақыйнаның диаметри CC' экраны менен кристалдың арасындағы қашықтықтың үлкейиі менен үлкейеди.

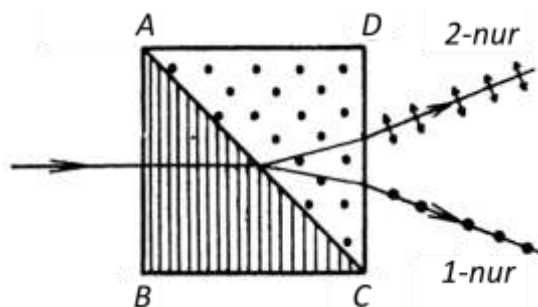
Конус тәризли рефракциялардың болыуы жақтылықтың кристалларда тарқалыу теориясының оғада зор тастыйықланыуы болып табылады.

§ 290. Поляризациялық әсбаплар. Тәбийий жақтылықтан тегис поляризацияланған жақтылықты алыу ұшын Брюстер мүйеши менен шағылысқандағы поляризацияны ямаса қандай да бир кристалдағы қос нур сындырыуды пайдаланыуға болады. Бирақ тиккелей пайдаланғанда бұл еки ұсыл да қолайлы емес. Брюстер мүйеши менен түсиуши нурдың тек үлкен болмаған бөлими ғана шағылысады. Усының нәтийжесинде алынған тегис поляризацияланған нурдың интенсивлиги киши болады. Кристалдың қалыңлығы жүдә үлкен болмаған жағдайда қос нур сындырыудағы еки нурдың арасындағы мүйеш үлкен болмайды.

Нұрлардың тарқалыу бағытларының арасындағы мүйештің шамасын үлкейтіу үшін кристаллардан тұратуғын құрамалырақ болған системаларды пайдаланады. Олардың ишіндегі ең көп тарқалғандарын биз қарап өтеміз.

1 Волластон призмы. Волластон призмы (170-сүрөт) исландия шпатынан соғылған екі тууры мүйешли призмадан тұрады. Призмалар гипотенузалары бойынша бір бири менен желимленген. ABC призмында оптикалық көшер AB катетине параллель; ACD призмында оптикалық көшер сызылма тегислигине перпендикуляр болған C қабырғасына параллель. Тәбийий нұр нормаль бағытта AB қаптал бетине келип түседі; ABC призмында пайда болған әдеттегидей хәм әдеттегидей емес нұрлардың екеуі де оптикалық көшерге перпендикуляр болған бір бағытта тарқалады хәм олар сәйкес v_0 хәм v_e тезликлерине ийе болады. Екинши ACD призмында да олар оптикалық көшерге перпендикуляр бағытта тарқалады, Бирақ, екі призмадағы оптикалық көшерлер бір бирине перпендикуляр болғанлықтан, онда биринши призмадағы әдеттегидей нұр екинши призмадағы әдеттегидей емес нұрға (хәм керисинше әдеттегидей емес нұр әдеттегидей нұрға) айланады. Нәтийжеде, биринши призмада әдеттегидей болған нұр екі призманың арасындағы шегарада n_e/n_0 салыстырмалы сындырыу коэффициенті менен сынады, ал биринши призмадағы әдеттегидей емес нұр n_0/n_e салыстырмалы сындырыу коэффициенті менен сынады. Исландия шпаты үшін $n_0 > n_e$, ұсыған сәйкес $\frac{n_e}{n_0} < 1$, ал $\frac{n_0}{n_e} < 1$ хәм ұсыған сәйкес биринши нұр ACD призмының C қабырғасына қарай, ал екинши нұр оның ұлтаны AD тәрепке қарай сынады. Ұсының салдарынан нұрлардың арасындағы мүйештің әдеуір үлкен шамасы алынады. Екі нұр да тегис поляризацияланған: биринши нұрда (екинши призмадағы әдеттегидей емес нұр) электр векторы екинши призманың оптикалық көшерине параллель бағытта тербеледі, екинши нұрда (екинши призмадағы әдеттегидей нұр) электр векторы екинши призманың оптикалық көшерине перпендикуляр бағытта тербеледі.

170-сүрөт.
Волластон призмы.

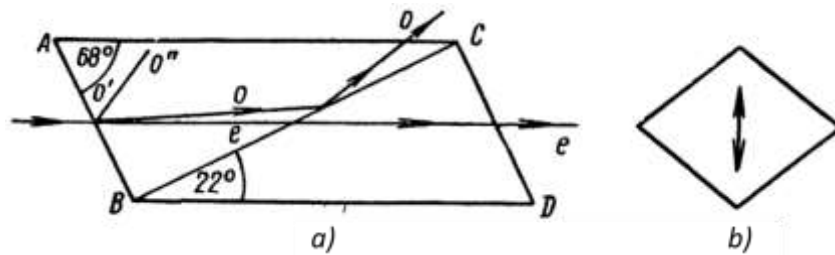


2. Николь призмы. Николь призмы (қысқаша николь, 171-а сүрөт) исландия шпатынан соғылған екі тууры мүйешли призмадан тұрады. Призмалардың сүйір мүйешлері 68° хәм 22° шамаларына тең; призмалар канада бальзамы менен BC катети бойынша желимленген. $O'O''$ оптикалық көшери сызылма тегислигинде BA қапталына 48° мүйеш жасайды (екинши призмада да тап сол сыяқлы). Биринши призмада түсіуші нұр екиге ажыралады, олардан әдеттегидей нұр O канада бальзамының BC қатламына шама менен 76° мүйеш пенен түседі. Канада бальзамының сындырыу коэффициенті $n = 1,550$ әдеттегі нұр үшін сындырыу коэффициенті болған $n_0 = 1,658$ шамасынан киши; $i = 76^\circ$ түсіу мүйеші шеклік мүйештің шамасынан үлкен хәм әдеттегидей O нұры кристалл-канада бальзамы шегарасында толық ишки шағылысыуға ұшырайды. Сонлықтан ол екинши призмаға өтпейді хәм AC қапталы арқалы сыртқа шығады. Әдеттегидей емес нұр үшін сындырыу коэффициенті канада бальзамының сындырыу коэффициентінен киши, сонлықтан ол толық ишки шағылысыуға ұшырамайды хәм екинши призма арқалы өтеді.

Солай етип, еки призма арқалы тек бир әдеттегидей емес нур өтеди. Әдеттегидей нурдың призмалардың қараңғылатылған қаснағында жутылыуы мүмкін. Николь призмасы дәстедегі толық поляризацияланған жақтылықты 29° шамасына шекемгі мүйешлерде өзі арқалы өткереді.

Кесимінде призма ромб түріне ийе болады. Өткен жақтылықта электр векторы ромбаның қысқа диагоналының бағытына параллель бағытта тербеледі (171-б сұйретте стрелканың жәрдеминде көрсетілген).

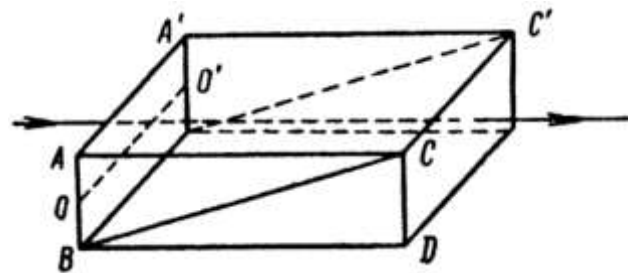
Николь призмасының кемшилигі канада бальзамының ультрафиолет нурлар үшін мөлдір емеслігінен ибарат. Сонлықтан призма тек тегіс поляризацияланған көзге көринетұғын нурларды алыу үшін ғана жарамлы.



171-сұйрет. Николь призмасы.

Бұл жағдайда да толық ишки шағылысуға тийкарланған Николь призмасының өзгертилген түрі 172-сұйретте келтирилген. OO' оптикалық көшери AA' қапталына параллель. Призманың еки ярымы да канада бальзамы ямаса глицерин менен желимленеди; глицерин менен желимленген жағдайда призма ультрафиолет үшін мөлдір. Призманың алдыңғы хәм артқы бетлери AC хәм $A'C'$ қабырғаларына перпендикуляр, бұл жақтылықтың призма арқалы бағытын өзгертпей өтиіне мүмкиншилик береді.

172-сұйрет.
 OO' оптикалық көшери AA' қабырғасына
параллель болған поляризациялық
призма.



3. Дихоризмди пайдаланыуға тийкарланған дүзиліс. 285-параграфта айтылып өтилгениндей, турмалин кристаллары күшли дихроизмге ийе: қалыңлығы 1 мм болған турмалин кристаллы ис жүзінде тек әдеттегидей емес нурды өткереді хәм, ұсыған сәйкес, поляризатордың хызметін атқара алады. Әдеттегидей емес нур үшін да селективлік жутыудың болыуы турмалиннің кемшилигі болып табылады. Турмалин арқалы өтетұғын тегіс поляризацияланған нур жасыл-көк түске ийе. Бұл жағдай турмалин кристалларының поляризациялық дүзиліс сыпатында қолланылуына әдеуір шек қояды.

Соңғы ўақытлары поляроид деп аталатуғын поляризациялық пленкалар кең қолланыла баслады. Олар целлулоидтың ямаса басқа да мөлдір материалдың пленкасы болып табылады. Олардың бетіне күшли дихроизм орын алған бағытланған микроскопиялық кристаллар отырғызылған. Усындай материал сыпатында герпатит деп аталатуғын күкірт қышқыл иод-хинин пайдаланылады. Герпатит жутыуда сезилерліктей селективлікке ийе болады, ұсының салдарынан бир бири менен атанақ түрінде жайластырылған еки

поляроид өзи арқалы спектрдің фиолет тәрәпин өткереди. Бирақ, ұсындай жағдайларға қарамастан, поляроид жұқа жапырақ тәрізлі болып, бетинің майданының әдеуір үлкен болыуы мүмкін. Айрықша жоқары болмаған поляризацияның дәрежесі талап етимейтуғын жағдайларда жеңіл хәм салыстырмалы арзан екенлиги оның неликтен кең қолланылатуғынлығын түсіндиреди.

Поляризациялық әсбаплар тәбийий жақтылықты поляризациялық жақтылыққа айландырыу үшін да, поляризацияның характерин таллау үшін да қолланылады. Егер, мысалы, бақланатуғын жақтылық николдың базы бир белгили болған аўхалында толық сөнетуғын болса, онда бул жағдай оның толығы менен поляризацияланған екенлигин аңлатады. Жоқарыда көрсетилип өтилгениндей, Николь призмасы арқалы өткен жақтылықтағы электр тербелислериниң оның кесиминиң қысқа диагоналына параллель. Сонлықтан жақтылықтың поляризация тегислигин призманың қысқа диагоналы, *жақтылық толығы менен сөнетуғын* оның аўхалы береді.

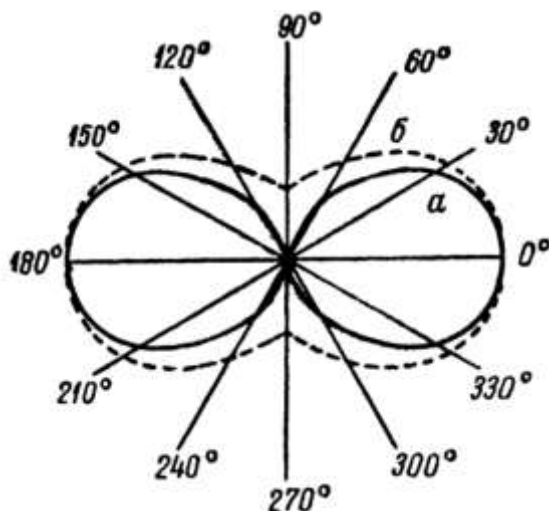
Егер николдың қысқа диагоналының бағыты призмаға келип түсетуғын жақтылықтың E_0 электр векторы тербелетуғын тегислик пенен α мүйешин жасайтуғын болса, онда николь арқалы өтетуғын электр тербелислериниң векторының амплитудасы $E = E_0 \cos \alpha$ шамасына тең.

Буннан, егер биз Николь призмасына түсетуғын поляризацияланған жақтылықтың қуўатының ағысын ω_0 арқалы, ал призма арқалы өткен поляризацияланған жақтылықтың қуўатының ағысын ω арқалы белгилесек, онда

$$\omega = \omega_0 \cos^2 \alpha \quad (1)$$

формуласына ийе боламыз.

173-сұйретте векторлық диаграмма түрінде (тутас иймеклик) ω шамасының α мүйешинен ғәрезлиги көрсетилген. Еки аўхалда ($\alpha = 0$ хәм $\alpha = \pi$) жақтылық николь арқалы толығы менен өтеди хәм еки аўхалда ($\alpha = \pi/2$ хәм $\alpha = 3\pi/2$) - толығы менен сөнеди. Хәқыйқатында, қәлеген никольде жақтылықтың жоғалыуы да, бир текли болмаған участкалардағы шашырауы да орын алады (көбиклер, тырналған орынлар х.т.б.), сонлықтан $\alpha = 0$ хәм $\alpha = \pi$ теңликлери орынланатуғын жағдайларда өткен жақтылықтың қуўаты ω түскен жақтылықтың қуўаты ω_0 ден киши болады. Ал $\alpha = \pi/2$ хәм $\alpha = 3\pi/2$ теңликлери орынланатуғын жағдайларда призма арқалы жақтылықтың белгили дәрежеде өтеди.



173-сұйрет.
Жақтылықтың қуўатының николдың бурылыу мүйешинен ғәрезлиги:
а) тегис поляризацияланған жақтылықтың;
б) толық емес поляризацияланған жақтылықтың.

Поляризациялық әсбаплар толығы менен поляризацияланбаған жақтылықтағы поляризацияның дәрежесин анықлауға да мүмкиншилик береді. Николь призмасына (ямаса басқа поляризациялық әсбапқа) толығы менен поляризацияланбаған жақтылық келип түсетуғын болса, онда призманың қәлеген аўхалында жақтылықты сөндириуге болмайды. Бундай жағдайда жақтылық ағысының қуўатының α мүйешинен ғәрезлиги 173-сұйреттеги пунктир иймеклик пенен бериледи (биз төменде ұсындай ғәрезликтің эллипс тәрізлі поляризацияланған жақтылықта да

алынатуғынлығын көреміз). Толығы менен поляризацияланбаған жақтылықты поляризацияланған хәм тәбийий жақтылықтардың араласпасы деп қарауға болады.

Толық емес поляризацияланған жақтылықтың *поляризация дәрежесі* деп

$$Q = \frac{w_p}{w_p + w_n} \quad (2)$$

шамасына айтады. Бұл теңлікте w_p арқалы жақтылықтың поляризацияланған бөлімінің ағысының қуыаты хәм w_n арқалы жақтылықтың тәбийий бөлімінің қуыаты белгіленген. $w_p + w_n$ шамасы толық емес поляризацияланған жақтылықтың толық қуыаты w ге тең болғанлықтан, (2)-аңдатпа мынадай түрге де енеді:

$$Q = \frac{w_p}{w}.$$

§ 291. Поляризацияланған нурлардың интерференциясы. Эллипстик хәм дөңгелек поляризация. Қос нур сындырыуда *тәбийий жақтылықтан* пайда болған әдеттегидей хәм әдеттегидей емес нурлар когерентли емес. Егер тәбийий нурларды хәр қыйлы болған еки A хәм B тегисликте поляризацияланған нурларға бөлсек хәм буннан кейін поляризациялық әсбаптың жәрдемінде олардағы тербеліслерди бир тегисликке алып келсек, онда олар интерференцияланбайды. Бұл мынадай жағдайдың орын алатуғынлығы менен түсіндириледі: тәбийий жақтылықта хәр қыйлы тегисликтердегі жақтылық тербеліслери хәр қыйлы атомлар менен молекулалар тәрәпинен шығарылған. Демек, олар бир бири менен байланыспаған хәм тұрақлы фазалар айырмасына ийе болмайды (когерентли емес).

Бир поляризациялық нурдан пайда болатуғын әдеттегидей хәм әдеттегидей емес нурлар когерентли. Егер ұсындай еки нурдағы тербеліслерди поляризациялық әсбаптың жәрдемінде бир тегисликке алып келсек, онда нурлар әдеттегидей болып интерференцияланады. Егер еки когерентли тегис поляризациялық нурлардағы тербеліслер бир бирине перпендикуляр бағытларда жүзеге келетуғын болса, онда олар бир бирине перпендикуляр тербелмели қозғалыс түрінде қосылады хәм эллипс тәрізлі характердегі тербеліслердің пайда болыуына алып келеді (I том, 101-параграф).

Ұақыттың өтіуі менен электр векторының ұшы эллипти сызатуғындай болып өзгеретуғын болса, онда бундай жақтылықты *эллипс тәрізлі поляризацияланған* деп атайды. Дара жағдайда эллипстің дөңгелекке айлана алады хәм бундай жағдайда *дөңгелек бойынша поляризацияланған жақтылыққа* ийе боламыз. Толқындағы магнит векторы барлық ұақытта электр векторына перпендикуляр хәм биз қарап атырған типтегі толқынларда ол да ұақытқа байланыссыз тап сондай болып өзгереді. Демек, оның ұшын эллипти ямаса дөңгелекті сызады.

Эллипс тәрізлі толқынлардың пайда болыуын толығырақ қараймыз. 287-параграфта биз нурлардың дәстеси оптикалық көшери сындырыушы бетке параллель болған бир көшерли кристалдан соғылған пластинкаға келип түскенде әдеттегидей хәм әдеттегидей емес нурлардың бир бағытта, Бирақ хәр қыйлы тезликлер менен тарқалатуғынлығын көрдик. Мейли, ұсындай пластинкаға тегис поляризацияланған нур келип түсетуғын хәм оның поляризация тегислигі менен пластинканың бас кесими тегислигінің арасындағы мүйеш нолден хәм $\pi/2$ ден өзгеше болсын. Бундай жағдайда пластинкада әдеттегидей нур да, әдеттегидей емес нур да пайда болады хәм олар когерентли нурлар болып табылады. Олар пайда болған моментте пластинкадағы олардың арасындағы фазалар айырмасы нолге тең, Бирақ нурлардың пластинкаға өтіуі менен фазалар айырмасының шамасы өсе баслайды. Бұл фазалар айырмасын есаплаймыз.

Қалыңлығы l болған пластинка арқалы өткенде нурлардың хәр бири фазасы бойынша $2\pi l/\lambda$ шамасына кейін қалады, бұл қатнаста λ арқалы берілген нурдағы толқын ұзынлығы белгіленген. Әдеттегидей нур ұшын толқын ұзынлығы $\lambda_0 = v_0/v$. Бұл теңлікте v_0 -

толқынның кристалдағы тарқалыу тездігі, ал v - тербелістердің жиілігі. $v_0 = c/n_0$ теңлігі орынлы болғанлықтан (бұл теңлікте n_0 арқалы әдеттегідей нұр үшін сыныу коэффициенті белгіленген), $\lambda_0 = c/n_0 v$ теңлігіне ийе боламыз. Тап ұсындай жоллар менен кристалдағы әдеттегідей емес нұр үшін $\lambda_e = c/n_e v$ теңлігін аламыз. Бұл теңлікте n_e - әдеттегідей емес нұр үшін сыныу коэффициенті. Бұнан, екі нұрдың арасындағы фазалар айырмасы мынаған тең болып шығады:

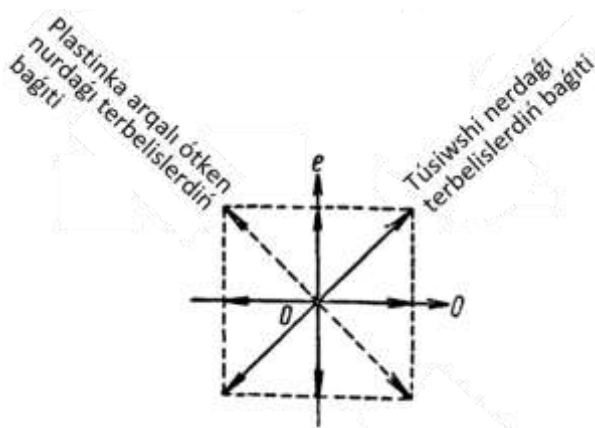
$$\Delta = \frac{2\pi l}{\lambda_0} - \frac{2\pi l}{\lambda_e} = \frac{2\pi l v}{c} (n_0 - n_e).$$

c/v шамасы жақтылықтың бослықтағы толқын ұзындығы λ болғанлықтан

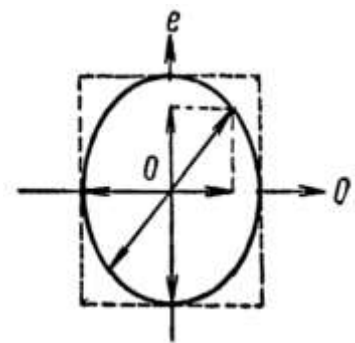
$$\Delta = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_0 - n_e) \quad (1)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Солай етип, $n_0 - n_e$ сындыру коэффициенттерінің арасындағы айырма менен кристалдың қалыңдығы l қанша үлкен болса, екі нұрдың арасындағы фазалар айырмасының шамасы да сонша үлкен болады екен. Егер пластинканың қалыңдығын $\Delta = k\pi$ шамасына (k арқалы пүтин сан белгіленген) тең етип сайлап алсақ, онда екі нұр да пластинкадан шыққанда қайтадан тегіс поляризацияланған жақтылықты береді. k жуп болған жағдайда оның поляризация тегісliği пластинкаға түскен нұрдың поляризация тегіслігіне сәйкес келеді; егер k ның мәнісі тақ болса, онда пластинкадан шыққан нұрдың поляризация тегісliği пластинкаға түсетуғын нұрдың поляризация тегіслігіне салыстырғанда $\pi/2$ мүйешіне бұрылған болады (174-сүррет). Фазалар айырмасы Δ ның барлық басқа мәнісдерінде пластинкадан шыққан екі нұрдың тербелістері бір бири менен қосылып, эллипс тәрізлі тербелісті береді. Егер $\Delta = (2k + 1)\frac{\pi}{2}$ теңлігі орынланатуғын болса, онда эллипстің көшерлері әдеттегідей хәм әдеттегідей емес нұрлардағы тербелістердің бағыты менен сәйкес келеді (175-сүррет).



174-сүррет. Фазалар айырмасы $k\pi$ ге тең болған бир бирине перпендикуляр тербелістерді қосыу.



175-сүррет. Эллипс тәрізлі тербелістердің пайда болуы.

Әдеттегідей хәм әдеттегідей емес нұрлардағы тербелістердің амплитудалары пластинкаға келип түсетуғын нұрдың поляризация тегісliği менен пластинканың басы кесиминің арасындағы мүйеш пенен анықланады (285-параграф). Егер түсіуші нұрдың поляризация тегісliği менен пластинканың бас кесиминің арасындағы мүйеш 45° болса, онда екі нұрдың амплитудалары теңлеседі. Бұл жағдайда эллипс дөңгелекке айланады хәм, ұсыған сәйкес, дөңгелек бойынша поляризацияланған жақтылық пайда болады.

Тегіс поляризацияланған нұрды дөңгелек бойынша поляризацияға ($\Delta = \pi/2$) айландыра алатуғын пластинканың ең киші болған қалыңдығы [(1)-формулаға қараңыз]

$$\frac{\pi}{2} = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_0 - n_e)$$

теңлигинің жәрдеминде анықланады. Буннан

$$l = \frac{\lambda}{4(n_0 - n_e)} \quad (2)$$

теңлигине ийе боламыз.

Бундай пластинка әдеттегидей хәм әдеттегидей емес нұрлардың арасында $\lambda/4$ шамасына тең жүрислер айырмасын береді. Сонлықтан бундай пластинканы *шерек толқынлы пластинка* деп атайды. Әлбетте, шерек толқынлы пластинка еки нұр арасындағы $\lambda/4$ шамасына тең жүрислер айырмасын тек λ толқын ұзынлығы үшін ғана береді. Басқа толқын ұзынлықтарына ийе болған жақтылық үшін l диң λ ден түүрыдан-түүры ғәрезлиги хәм λ ниң сындырыў көрсеткишлериниң $n_0 - n_e$ айырмасынан ғәрезли болғанлығы себепли ол $\lambda/4$ тен өзгеше болған жүрислер айырмасын береді.

Әлбетте, шерек толқынлы пластинка менен бир қатарда *"ярым толқынлық" пластинканы* да, яғный әдеттегидей хәм әдеттегилей емес нұрлардың арасындағы $\lambda/2$ шамасына тең (бұл π ге тең фазалар айырмасына сәйкес келеді) жүрислер айырмасын беретұғын пластинканы да соғыўға болады. Жоқарыда айтылғанлар бойынша бундай пластинка тегис поляризацияланған жақтылықтың поляризация тегислигин $\pi/2$ мүйешине бурады.

Мысал сыпатында исландия шпатынан соғылған шерек толқынлық пластинканы қараймыз. Сары жақтылық үшін ($\lambda = 0,59$ мкм) исландиялы шпат сындырыў коэффициентлериниң $n_0 - n_e = 0,172$ шамасына тең айырмасын береді.

Буннан (2)-формуланың жәрдеминде шерек толқынлық пластинканың қалыңлығы l үшін мынадай шаманы аламыз:

$$l = \frac{5,9 \cdot 10^{-5}}{4 \cdot 0,172} \text{ см} = 8,6 \cdot 10^{-5} \text{ см}.$$

Тап сол исландия шпатындағы көк жақтылық үшін ($\lambda = 0,46$ мкм) сындырыў коэффициентлериниң айырмасы $n_0 - n_e = 0,184$ шамасына тең хәм, сонлықтан, шерек толқынлық пластинканың қалыңлығы $7,8 \cdot 10^{-5}$ см шамасына тең болыўы керек.

Көринип тұрғанындай шерек толқынлық пластинкалардың қалыңлығы жүдә киши, сонлықтан бундай пластинкаларды соғыў үлкен қыйыншылықларды пайда етеді. Сонлықтан, әдетте пластинканы $\Delta = \frac{\pi}{2} + 2k\pi$ фазалар айырмасын пайда ететұғындай етип соғады (k арқалы пүтин сан белгиленген). Бундай пластинканың тәсири шерек толқын ұзынлығы пластинкасының тәсириндей болады. Себеби $2k\pi$ шамасына тең фазалар айырмасы хеш қандай әхмийетке ийе емес.

Әдетте шерек толқынлық пластинкаларды исландия шпатынан емес, ал қайта ислениўи қолайлы болған слюдадан ямаса гипстен соғады. Бұл кристаллардың екеўи де еки көшерли кристаллар болып табылады (289-параграф), Бирақ олардан еки нұрға $\lambda/4$ шамасына тең жүрислер айырмасын беретұғындай пластинкаларды кесип алыўға болады.

Жоқарыда көрсетилип өтилгениндей, $\lambda/4$ пластинкасының жәрдеминде поляризацияланған нұрдан эллипс тәризли ямаса дөңгелек бойынша поляризацияланған хәм, керисинше, ұсындай пластинкалардың жәрдеминде эллипс тәризли ямаса дөңгелек бойынша поляризацияланған нұрдан тегис поляризацияланған жақтылықты алыўға болады.

Бұл жағдайды эллипс тәризли поляризацияланған жақтылықты толығы менен поляризацияланбаған жақтылықтан ямаса дөңгелек бойынша поляризацияланған жақтылықты тәбийий жақтылықтан айырыўға мүмкиншилик береді. Бирақ, тек бир поляризациялық әсбаптың, мысалы николдин, нұрлардың поляризациясының ұсындай типлерин бир биринен ажыратыў үшін жеткилики емес. Ғақыйқатында да, эллипс

тәризли поляризацияланған жақтылық болған жағдайда да, толық поляризацияланбаған жақтылық болғанда да николди бурғанда жақтылықтың жарықтығының базы бир максималлық хәм минималлық мәнислериниң арасындағы өзгериси ғана бақланады. Дөңгелек бойынша ямаса тәбийий жақтылық болған жағдайда николди қәлегенше түрғанда жақтылықтың жарықтығы өзгерисиз қалады. Егер, алдын ала сәйкес түрде бағыт берилген $\lambda/4$ пластинканы киргизгенде эллипс тәризли поляризацияланған жақтылық түүры сызықлы поляризацияланған жақтылыққа айланады хәм оны николдин жәрдемінде сөндирийге болады. Ал толық емес поляризацияланған жақтылықтың $\lambda/4$ пластинкасы арқалы өтиўиниң барысында өзгериске ушырамайды. Тап сол сыяқлы, дөңгелек бойынша поляризацияланған жақтылықты $\lambda/4$ пластинка арқалы өткенде николь тәрәпинен толық сөндирилетуғынлығы бойынша айырыўға болады.

Эллипс тәризли поляризацияланған жақтылықты николь арқалы өткергенде жақтылықтың интенсивлиги толық емес поляризацияланған жақтылықта орын алатуғын жағдайдағыдай, никольдин бурылыў мүйешинен ғәрезли болады. Жақтылық ағысының қуўаты ω ның никольдин бурылыў мүйеши α дан ғәрезлиги 173-сүүретте пунктир сызық пенен көрсетилген. Жақтылық ағысының максимумы менен минимумы ω_{max} хәм ω_{min} алынатуғын бағытлар эллипстин еки $2a$ хәм $2b$ көшерлериниң бағытларын береді. Ярым көшерлердин қатнасы a/b мынаған тең:

$$\frac{a}{b} = \sqrt{\frac{\omega_{max}}{\omega_{min}}}.$$

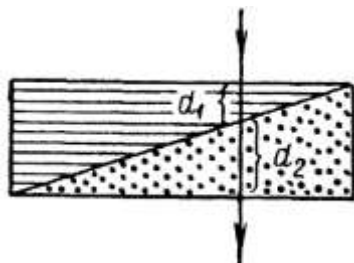
Бул теңлик жақтылық ағысының қуўатының максималлық хәм минималлық мәнислерине сәйкес келетуғын тербелислердин амплитудаларының эллипстин ярым көшерлери a менен b ға тең болатуғынлығының салдары болып табылады.

Эллипс тәризли поляризацияланған жақтылықты $\lambda/4$ пластинканың жәрдемінде жоқарыда келтирилген ұсылдың жәрдемінде таллаўды эллипс тәризли поляризациялануы фазалар айырмасы $\pi/2$ ге тең болған бир бирине перпендикуляр болған хәр қыйлы амплитудаларды қосыўдың салдарынан пайда болатуғын жағдайда ғана өткерийге болады. Егер эллипс тәризли поляризация фазалар айырмасы $\Delta \neq \pi/2$ шамасына тең болған бир бирине перпендикуляр болған еки тербелести қосыўдың салдарынан пайда болатуғын болса, онда бундай жақтылықты тегис поляризацияланған жақтылыққа айландырыў ушын Δ менен қосқанда π шамасына (ямаса $2\pi k$) тең болған фазалар айырмасын беретуғын Δ' қосымша фазалар айырмасын киргизий керек болады. Бундай жағдайда $\lambda/4$ пластинканың орнына *компенсаторлар* деп аталатуғын фазалар айырмасы Δ ның қәлеген мәнисин беретуғын айрықша әсбаплар қолланылады.

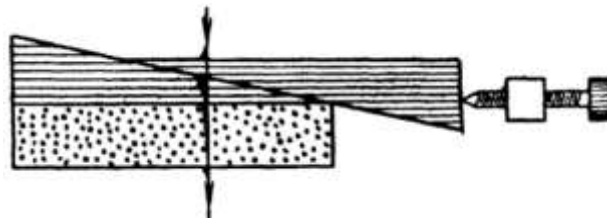
Бабине компенсаторы деп аталатуғын компенсаторлардың ең әриўайы типі еки кварк сынадан турады хәм олардың оптикалық көшерлери бир бирине перпендикуляр болыўы керек (176-сүүрет). Бундай жағдайда жоқары сынада әдеттегидей болған нұр төменги сынада әдеттегилей емес нұрға (хәм керисинше) айланады. Усының салдарынан жақтылық сыналардың бирдей қалыңлықлары арқалы өткенде хеш қандай фазалар айырмасы пайда болмайды. Жақтылық бир сынада екінши сынадағы d_2 қалыңлығынан өзгеше болған d_1 қалыңлығын өткенде нұрлардың арасында белгили бир фазалар айырмасы пайда болады.

Солай етип, жақтылық сыналар арқалы өтетуғын орынға байланысly қәлеген фазалар айырмасын алыўға болады екен. Бабине компенсаторының қолайсызлығы жүдә жиңишке болған нұрлардан пайдаланыўдың зәрүрлигинен ибарат. Себеби кең дәсте ушын оның хәр қыйлы болған орынларында хәр қыйлы фазалар айырмасы пайда болады. Солейль компенсаторы бундай кемшиликке ийе емес. Ол оптикалық көшерлери бир бирине параллель болған еки кварц сынадан хәм көшери сыналардың көшерлерине перпендикуляр болған кварц тегис-параллель пластинкадан

турады (177-сүрет). Жоғарғы сынаны өзі өзіне параллель бағытта микрометрлік винттің жәрдемінде жылыстырыуға болады. Бұндай орын алмастырыуда сыналардың бір бирине тийисип тұрған орынларының барлық ұзындығында тұрақлы болған олардың қосынды қалыңдығы өзгереді хәм төменгі пластинканың қалыңдығына тең ямаса оннан өзгеше болыуы мүмкін. Биринши жағдайда компенсатор еки нұрдың арасындағы фазалар айырмасына хеш қандай фазалар айырмасын қоспайды, ал екинши жағдайда болса фазалар айырмасын қосады хәм бұл фазалар айырмасының мәнісі қәлеген талап етилген шамаға тең болыуы мүмкін.



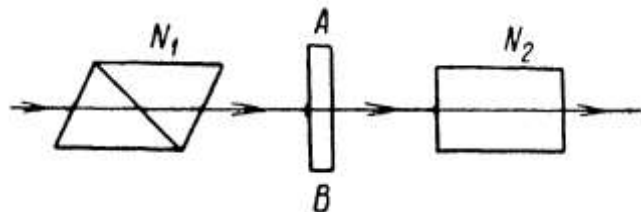
176-сүрет. Бабине компенсаторы.



177-сүрет. Солейль компенсаторы.

178-сүрет.

N_1 хәм N_2 николларының арасындағы тегис-параллель кристалл пластинка.



§ 292. Николлердің арасындағы кристаллық пластинка. Усы ўақытларға шекем биз тербелислери бир бирине перпендикуляр бағытларда болатуғын нурлардың интерференциясын қарадық. Енди тербелислери бир тегисликке алып келинген поляризациялаған нурлардың интерференциясын қараймыз. Бұндай жағдайда N_1 хәм N_2 николларының арасына тегис параллель AB пластинкасын жайластырыу жолы менен жүзеге келтириуға болады (178-сүрет). Мейли, пластинка бир текли кристалдан оның оптикалық көшерине параллель етип кесип алынған болсын. Николлер бир бирине атанақ түрде жайластырылған хәм система арқалы нурлардың параллель дәстеси өтеди деп болжайық. Николлардың екеўиниң де бас кесимлериниң аўхалын N_1 хәм N_2 арқалы белгилейик (179-сүрет). Бұндай жағдайда биринши николден өткен нурдағы электр векторы N_1 диң бағытында тербеледи; бұл тербелислердиң амплитудалары A_1 векторының жәрдемінде берилген. Мейли, OO' сызығы AB пластинкасының бас кесиминиң аўхалына сәйкес келетуғын болсын (178-сүрет). AB пластинкасына келип түсетуғын нур екиге, бирдей бағытта, Бирақ хәр қыйлы тезликлер менен тарқалатуғын әдеттегидей хәм әдеттегидей емес нурларға бөлинеди. Әдеттегидей емес толқындағы электр векторы OO' бағытында тербеледи, ал әдеттегидей толқында болса электр векторы OO' бағытына перпендикуляр бағытта тербеледи. Олардың бириншисиниң амплитуда векторын A_e арқалы, екиншисиниң амплитуда векторын A_0 арқалы белгилеймиз. A_e хәм A_0 векторларының екеўиниң де мәнислерин A_1 векторын OO' бағытына хәм оған перпендикуляр болған бағытқа проекциялау жолы менен аламыз. Егер пластинканың бас кесими биринши николдиң бас кесими менен α мүйешин жасайтуғын болса, онда

$$A_e = A_1 \cos \alpha, A_0 = A_1 \sin \alpha. \quad (1)$$

теңликлерине ийе боламыз.

Амплитудалары A_e хәм A_0 болған еки нурдың тербелислериниң арасында

$$\Delta = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_e - n_o)$$

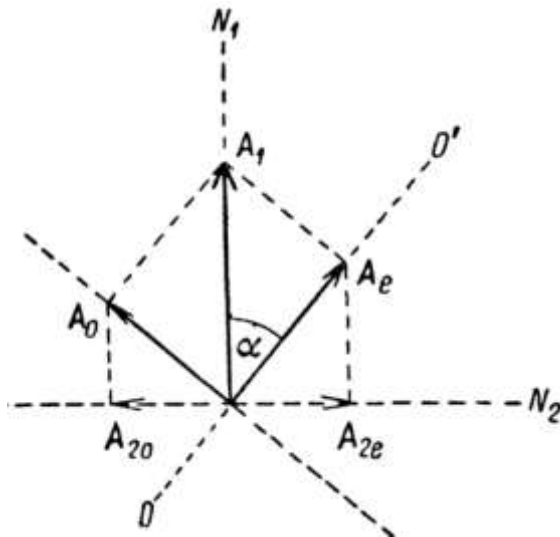
шамасына тең фазалар айырмасы пайда болады. Екинши николь өзи арқалы A_e хәм A_0 тербелислериниң N_2 бағытына түсирилген проекцияларынан ибарат тербелислерди ғана өткереді. 179-сүўретте бул тербелислердиң амплитудаларының векторлары A_{2e} хәм A_{20} стрелкаларының жәрдемінде көрсетилген. 179-сүўреттен хәм (1)-теңликтен мынаған ийе боламыз:

$$\begin{aligned} A_{2e} &= A_e \sin \alpha = A_1 \sin \alpha \cos \alpha, \\ A_{20} &= A_0 \cos \alpha = A_1 \sin \alpha \cos \alpha. \end{aligned}$$

Солай етип, A_{2e} хәм A_{20} амплитудалары санлық мәнислери бойынша бир бирине тең. Бир қарап атырған еки тербелис те бир тегис поляризацияланған A_1 тербелистен пайда болады. Сонлықтан олар когерентли хәм интерференциялана алады. 179-сүўреттен көринип тұрғанындай, A_{2e} хәм A_{20} векторлары қарама-қарсы тәреплерге бағытланған хәм, сонлықтан, оларға сәйкес келетуғын тербелислердиң арасында (2)-формуланың жәрдемінде анықланатуғын Δ ға тең фазалық айырмасы менен бирге қосымша π шамасына тең фазалар айырмасы да пайда болады. Солай етип қосынды фазалар айырмасы Δ_1 мынаған тең:

$$\Delta_1 = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_e - n_o) + \pi.$$

$\Delta_1 = 2\pi k$ болған жағдайда, бул теңликте k арқалы пүтин сан белгиленген, еки тербелис бир бирин максималлық дәрежеде күшейтеді хәм атанақ түрінде қойылған николлер арқалы қарағанда майдан жақтылы болып көринеді. $\Delta_1 = \pi(2k + 1)$ теңлиги орынланған жағдайда тербелислер бир бирин толық өширеді хәм майдан қараңғы болып қалады. Системаны ақ жақтылық пенен жақтыландырғанда хәр қыйлы ұзынлықлардағы толқынлар ушын тербелислердиң максималлық күшейиўи хәм хәлсиреўи шәрти бир ўақытта орынланбайды хәм, сонлықтан, атанақ етип қойылған николлердиң арасына жайластырылған тегис-параллель пластинканың берилген қалыңлығында майдан тең өлшеўли боялған болып көринеді. Боялыўдың тоны пластинканың қалыңлығынан хәм сыныў көрсеткишлериниң айырмасы $n_e - n_o$ шамасынан ғәрезли.



179-сүўрет.

Бир бирине атанақ түрінде жайластырылған николлер хәм кристаллық пластинка арқалы өткен тербелислердиң амплитудасын анықлаўға.

Егер николлердиң басы кесимлерин бир бирине параллель етип жайластырсақ (180-сүўрет), онда

$$\begin{aligned} A_{2e} &= A_e \cos \alpha = A_1 \cos^2 \alpha, \\ A_{20} &= A_0 \cos \alpha = A_1 \sin^2 \alpha \end{aligned}$$

теңликлерине ийе боламыз.

Енди A_{2e} хәм A_{20} векторларының екеуі де бир тәрәпке қарай бағытланған хәм сәйкес тербелислердің арасындағы фазалар айырмасы мынаған тең:

$$\Delta_2 = \Delta = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_e - n_0),$$

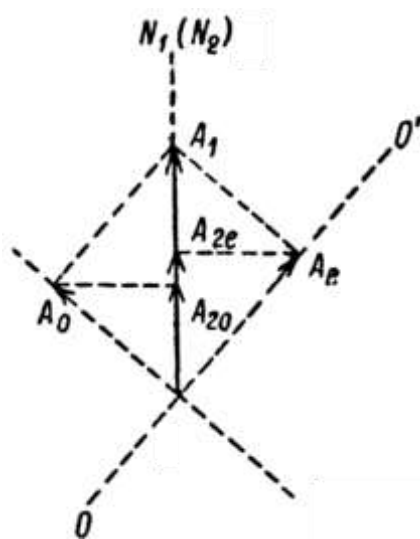
яғный Δ_1 фазалар айырмасынан π шамасына айрылады.

$\pm\pi/4$ шамасынан басқа α мүйешинің қәлеген мәнисінде A_{2e} хәм A_{20} амплитудалары бир бирине тең емес хәм, усыған сәйкес пластинканың қалыңлығының қәлеген мәнисінде тербелислер бир бирин толығы менен сөндире алмайды. Бир бирине параллель етип қойылған пластинканың қәлеген қалыңлығында ($n_e - n_0$ айырмасының қәлеген мәнисінде) майдан азы-көпли жақтыландырылған хәм боялған болады. Тек $\alpha = \pm\pi/4$ теңлиги орынланған жағдайда ғана A_{2e} хәм A_{20} амплитудалары бир бирине тең. Бундай жағдайда николлердің арасына жайластырылған пластинка жақтылықты өшире алады.

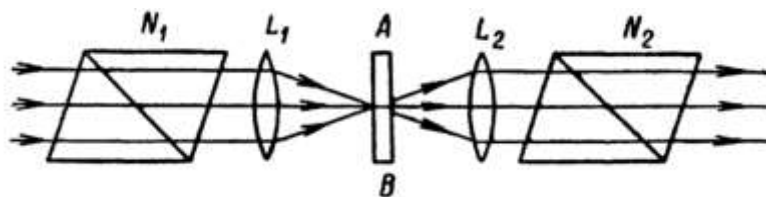
Δ_2 фазалар айырмасы Δ фазалар айырмасынан π ге айрылатуғын болғанлықтан, бир бирине атанақ түрінде қойылған николлер арқалы өткенде күшейетуғын нурлар параллель қойылған николлерде хәлсирейди хәм керисинше. Усының салдарынан системаны ақ жақтылық пенен жақтыландырғанда параллель хәм атанақ етип қойылған николлерде хәр қыйлы реңлерге боялған жолақлар алынады; бундай бояўларды *қосымша бояўлар* деп атайды. Егер николлердің бирин бурса, онда бояўдың түри үзликсиз өзгериске ушырайды. Тап ұсындай жағдай қозғалмайтуғын николлерде пластинканы бұрғанда (α мүйешин өзгерткенде) орын алады.

180-сүўрет.

Кристаллық пластинка хәм бир бирине параллель жайластырылған николлер арқалы өткен тербелислердің амплитудасын анықлаўға.



Жоқарыда тәрийипленген қубылысларды *хромат поляризация* деп аталады. Хромат поляризация қос нур сындырыўды табыў ұшын жүдә сезгир ұсыл болып табылады. Сындырыў коэффициентлериниң айырмасы болған $n_e - n_0$ шамасының киши мәнислерінде әдеттегидей хәм әдеттегидей емес нурларды тиккелей бақлаў жолы менен қос нур сындырыўшы табыў дым қыйын. Әззи анизотропияға ийе заттан соғылған пластинканы бир бирине атанақ етип қойылған николлер арқалы қарағанда майдан жақтыланады хәм бұл қос нур сындырыўдың бар екенлигиниң дәлили болып табылады.



181-сүрет. Жыйналыушы нурлардағы кристаллық пластинка.

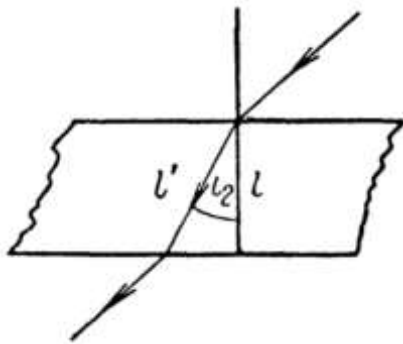
Хромат поляризацияның құрамалырақ болған түри жыйналатуғын нурларда бақланады. Бундай жағдайда N_1 хәм N_2 николларының арасына жайластырылған АВ кристал пластинкасына (181-сүрет) L_1 линзасының жәрдемінде нурлардың жыйналатуғын конусы түсириледі. Пластинканың бетине түсирилген нормаль менен i_2 мүйешин жасайтуғын нур (182-сүрет) пластинканың

$$l' = \frac{l}{\cos i_2}$$

қалыңлығын өтеді. Кристалл арқалы берилген бағытта тарқалатуғын әдеттегидей хәм әдеттегидей емес еки нурдың арасында

$$\Delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{l}{\cos i_2} (n_0 - n_1)$$

фазалар айырмасына ийе болады. Бұл теңлікте n_1 - берилген бағыттағы әдеттеги нур ушын сыныу көрсеткіши. Нурлардың интерференциясының салдарынан құрамалы сүррет пайда болады. Бундай сүррет ушын дара жағдай 183-а сүретте көрсетилген. Еки көшерли кристалдан кесип алынған пластинкаларда алынатуғын сүррет оннан да құрамалы болады; пайда болатуғын интерференциялық сүрреттің бири 183-б сүретте келтирилген.



182-сүрет.

Пластинканың бетине түсирилген нормаль менен i_2 мүйешин жасайтуғын нурдың жолының ұзындығы.

§ 293. Жасалма қос нур сындырыу. XIX әсирдің басында изотроп мөлдір орталықлардағы механикалық деформацияның тәсирінде қос нур сындырыудың орын алатуғынлығы табылды. Деформацияның тәсирінде пайда болатуғын оптикалық анизотропияны изертленетуғын А денесин атанақ түрінде жайластырылған николлердің арасына жайластырыу арқалы аңсат бақлауға болады (184-сүрет).

Денени OO' бағытында бир бағытта қыссақ ямаса созсақ, онда OO' оптикалық көшери бар бир текли кристалдың анизотропиясына эквивалент болған оптикалық анизотропия пайда болады. Әдеттегидей хәм әдеттегидей емес нурлар OO' бағытына перпендикуляр бағытта тарқалмай, бирақ хәр қыйлы болған v_0 хәм v_e тезликлери менен тарқалады. Егер николдың бас кесими OO' бағытына параллель де, перпендикуляр да болмаса, онда деформацияланған дене арқалы өткен жақтылық эллипс тәризли поляризацияланған болады хәм оны N_2 николинің жәрдемінде өшириуге болмайды.

Сындырыу коэффициентлеринің айырмасы $n_0 - n_e = \frac{v_0}{c} - \frac{v_e}{c}$ пайда болған анизотропияның өлшеми болып хызмет ете алады. Тәжірийбелер $n_0 - n_e$ айырмасының деформацияланған денеге түсирилген p басымына пропорционал екенлигин көрсетеді:

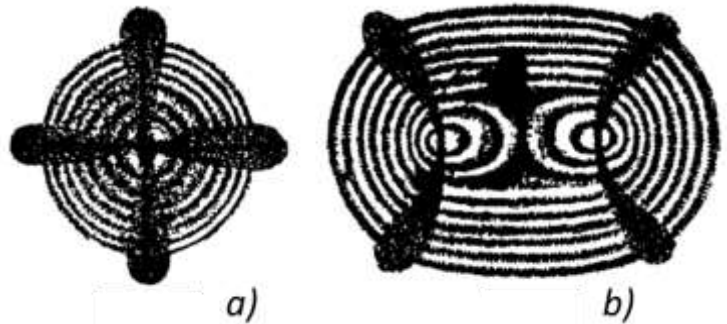
$$n_0 - n_e = kp.$$

Бұл теңлікте k арқалы заттың қасиетлери бойынша анықланатуғын константа белгиленген. Әдеттегидей хәм әдеттегидей емес нурлар денеде l қалыңлығын өткенде алатуғын фазалар айырмасы мынаған тең:

$$\Delta = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_0 - n_e) = cpl.$$

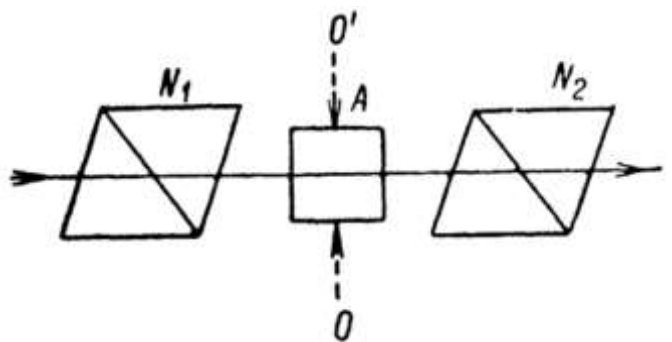
Бұл теңлікте $c = \frac{2\pi k}{\lambda}$ - жаңа константа. Заттың түрине байланыссыз c константасының шамасы оң да, теріс те бола алады; соның менен бірге оның мәнісі толқын ұзындығы λ ден де ғарезли. Δ ның λ ден ғарезлигине байланыссыз, тәбыйй кристаллар беретұғын хромат поляризацияны бақлағанда майдан қандай боялған болса, деформацияның салдарынан жақтыландырылған майдан да тап сондай болып боялған болады.

183-сүрөт. Жыйналыұшы дәсте еки николдің арасына жайластырылған кристаллық пластинка арқалы өткенде пайда болатұғын интерференциялық сүрөт: а) пластинка бир көшерли кристалдан соғылған; б) пластинка еки көшерли кристалдан соғылған.



Егерде денеде керіулер сақланатұғын болса, онда деформациялаұшы күшлердің тәсири тоқтағаннан кейин де қос нур сындырыұ сақланады. Мысалы, шынықтылырған шийшениң бөлеклеринде айқын көринетұғын хромат поляризация орын алады. Хромат поляризацияның ұсындай түриниң көриниұи бойынша мөлдир денелердеги керіулердің бар екенлиги изертленеди. Жасалма қос нур сындырыұ мөлдир моделлердеги деформацияларды үйрениұ ұшын да әмелде қолланылады. Оптикалық анизотропияның шамасы басымға пропорционал болғанлықтан, атанақ түрде қойылған николлердің арасындағы моделди бақлағанда пайда болатұғын бирдей реңге ийе жолақлардың (изохромлардың) түри бойынша керіулердің шамасы хаққында гәп етиұге болады. Мөлдир денеден (әдетте целлулоидтан) моделлерди таярлап анаұ ямаса мынаұ күшлердің тәсиринде хәр қыйлы формаларға ийе болған денелерде пайда болатұғын деформациялар хаққындағы бир қатар теориялық хәм әмелий мәселелерди шешиұге болады. Хәзирги ўақытлары деформацияларды изертлеұдың ұсындай ұсылы (фотосерпимлик деп аталатұғын ұсыл) жүдә кең тарқалған. 3-сүрөтте (қосымшаны қараңыз) бир тәреплик созыұда киши дөңгелек тесиги бар пластинкада пайда болатұғын изохромлардың фотосүрети келтирилген.

184-сүрөт. Механикалық деформацияда пайда болатұғын қос нур сындырыұды бақлаұ.



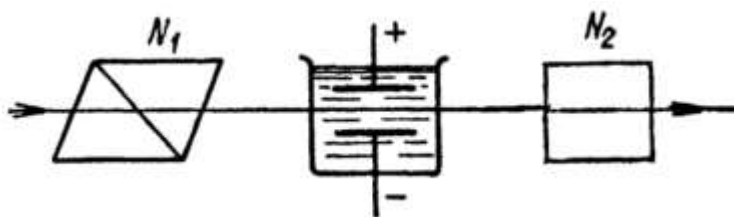
Сұйықлықларда да динамикалық сыртқы тәсирлердің тәсиринде оптикалық анизотропия пайда бола алады. Тезликтің градиенти орын алатұғын сұйықлықтағы қос нур сындырыұ оның мысалы хызметин атқара алады. Егер сұйықлық еки дийұалдың арасында ламинар ағатұғын болса (мысалы қозғалмайтұғын хәм айланатұғын коаксиаллық цилиндрлерди айырып тұрған

дийәаллардың арасындағы), онда ол оптикалық жақтан анизотроп болады. Бұл анизотропия әдеттегідей хәм әдеттегілей емес нурлардың сындырыу коэффициентлериниң арасындағы айырма Δn нен хәм сұйықтықтың оптикалық көшери менен ағыстың бағытының арасындағы мүйеш α дан ғәрезли. Бир текли сұйықтықтың анизотропиясы керіулердің салдарынан пайда болады хәм бұл өзгешелиги бойынша ол деформацияның нәтижесінде қатты денелерде пайда болатуғын анизотропияға ұсайды. Сұйықтықты қандай да бир анизотропиялық бөлекшелер болған жағдайда, онда қос нур сындырыу бұл бөлекшелердің ағыстағы ориентациясы бойынша анықланады. Егер бөлекшелердің өзлери изотроп, ал олардың формалары шар тәрізли болмаса да қос нур сындырыу пайда болады. Бөлекшелердің хызметин ериген заттың молекулалары да атқара алады (мысалы базы бир органикалық затлардың ири молекулалары).

Ағыстағы оптикалық анизотропияның пайда болуы В.Н.Цветков хәм оның менен бирге ислейтуғын хызметкерлер тәрепинен полимерлердің, мысалы жасалма каучуклар менен пластмассаларды алыуда пайдаланылатуғын полимерлердің қасиетлерин үйрениу үшін қолланылды.

Сұйықтықтағы қос нур сындырыу ұсы сұйықтықта ультраакустикалық тербеліслерді қоздырған жағдайларда да жүзеге келеди. Бұл қубылыс сес майданында сұйықтықтың тезлигиниң градиентиниң болатуғынлығы менен түсіндириледі. Солай етип, бұл эффект, мәніси бойынша буннан алдыңғы эффектке алып келинеди.

§ 294. Электр майданындағы қос нур сындырыу. Жасалма анизотропияның басқа мысалы электр майданының тәсирінде пайда болатуғын анизотропия болып табылады. Бұл қубылыс 1875-жылы Керр тәрепинен ашылды хәм *Керр қубылысы* деп аталады. Электр майданындағы қос нур сындырыу биринши рет қатты диэлектриклерді зарядланған конденсатордың астарларының арасына жайластырғанда табылды. Бирақ бұл жағдайда мынадай гүмән пайда болады: бундай жағдайдағы электр майданының тұтқан орны жанапай орын болып қалмай ма, ал бақланған қос нур сындырыу электр майданының тәсирінде пайда болған механикалық деформация менен байланыслы емес пе (электрострикция қубылысы, II томдағы 141-параграф)? Керр бұл эффектти статикалық қысуу оптикалық анизотропияға алып келмейтуғын сұйықтықларда тапқаннан кейин электр майданының тиккелей тәсири биротала тастыйықланды. Кейин (1930-жылы) электр майданының тәсиріндегі қос нур сындырыу газлерде де табылды.



185-сүурет. Электр майданындағы қос нур сындырыуды бақлау.

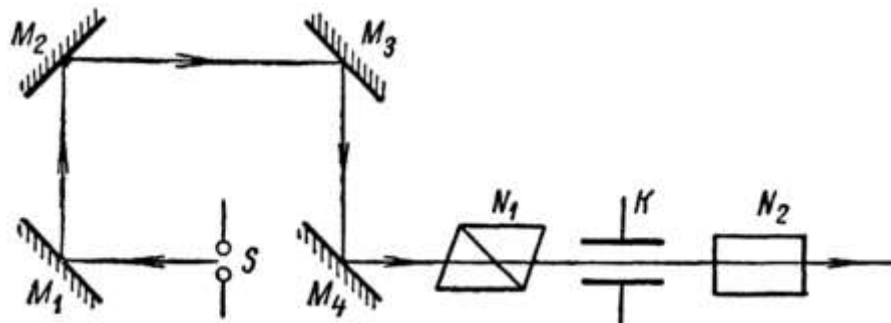
Сұйықтықлардағы Керр қубылысын бир бирине перпендикуляр жайластырылған N_1 хәм N_2 николларының арасына ишине тегис конденсаторлардың пластинкалары киргизилген кюветаны жайластырыу жолы менен бақлауға болады ("Керр ячейкасы"). Конденсаторды зарядлағанда жақтылық николлер арқалы өте баслайды. Сұйықтық көшери электр майданының бағыты менен бағытлас болған бир көшерли кристалдың қасиетлерине ийе болады. Тәжирийбелер сынуу коэффициентлериниң айырмасы $n_o - n_e$ ниң майданның кернеулиги E ниң *квадратына пропорционал екенлигин көрсетеди*. Буннан пайда болған әпиұайы хәм әпиұайы емес нурлардың арасындағы фазалар айырмасы Δ ның

$$\Delta = B l E^2$$

шамасына тең болатуғынлығы келип шығады. Бұл теңлікте l - сұйықтың қалыңлығы, B - сұйықтың тек сортынан ғәрезли болған тұрақты шама (Керр тұрақтысы). Сұйықтың көпшилигі үшін $B > 0$. Сұйықтың барлығының ишінде ең үлкен Керр тұрақтысына нитробензол ийе, оның үшін $B = 2 \cdot 10^{-5} \text{ CGSE}$. Δ ның E ден квадратлық ғәрезликке ийе болуының салдарынан әдеттегідей хәм әдеттегідей емес нурлардың арасындағы фазалар айырмасы электр майданының бағытынан ғәрезли емес.

Керр қубылысы электр майданының сұйықтың анизотроп молекулаларына бағытлаушы тәсири менен түсіндириледі. Майданның бағытлаушы тәсири молекулалардың тұрақты электр моментинің бар болуы (диполлық молекулалар) ямаса сыртқы майданда пайда болған моменттің болуы менен байланысly болуы мүмкин. Молекулалардың сыртқы электр майданында бағытларын өзгертип үлгеріуі уақыты 10^{-9} секундтан үлкен емес; усындай уақыттың ишінде бағытлары тәртіплескен молекулалар электр майданының тәсири алып кетилгеннен кейін тәртіпти толық жоғалта алады хәм нәтижеде қос нур сындырыу жоғалады.

Қос нур сындырыудың пайда болуы хәм жоғалуы үшін жеткиликли болған уақыт аралығының усындай киши мәніси биринши рет схемасы 186-сүүретте келтирилген тәжірийбенің жәрдемінде анықланды. S ушқынынан шыққан жақтылық $M_1 M_2 M_3 M_4$ айналарының системасында шағылысып, арасында Керр ячейкасы K жайласқан N_1 хәм N_2 николлери арқалы өтеді. Керр ячейкасының пластинкаларына хәм S ушқынлық аралығына өзгермели электр қозғаушы күшине ийе болған бир деректен потенциаллар айырмасы түсириледі. Потенциаллар айырмасының мәніси тесіу кернеүйіне жеткенде S электродларының арасында ушқын пайда болады хәм Керр ячейкасының конденсаторы разрядланады (зарядсызланады). M_1 хәм M_2 айналарын бир биринен қашықтастырып, жақтылықтың Керр ячейкасына шекемги жолының ұзынлығын үлкейтиуге болады хәм усындай жоллар менен конденсатор разрядланатуғын уақыт моменти менен хәм жақтылық сол орынға жетип баратуғын уақыт моментинің жүдә киши, Бирақ сезилерликтей болған айырмасын алыуға болады. Егер ұсы уақыт аралығының ишінде молекулалар тәртіплескен бағытларын бұзып үлгеретуғын болса, онда сұйықтық қос нур сындырыуды беріуін тоқтатады хәм жақтылық николь тәрәпинен сөндириледі. Тәжірийбелерден Керр ячейкасындағы қос нур сындырыудың жоғалып үлгеріуі үшін ушқыннан Керр ячейкасына шекемги жақтылықтың жолының шама менен 3 м ге тең болуының керек екенлиги келип шығады. Усындай ұзынлықты жақтылық 10^{-8} сек уақыттың ишінде өтеді.

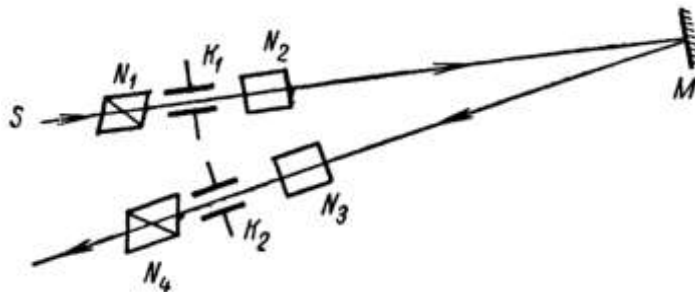


186-сүүрет. Қос нур сындырыудың жоғалуы үшін кеткен уақытты анықлау үшін өткерилген тәжірийбенің схемасы.

Кейинирек өткерилген дәллиги жоқары болған өлшеулер электр майданы өширилгеннен кейін сұйықтың анизотропиясының жоғалуы үшін зәрүрли болған уақыттың шама менен 10^{-9} секундқа тең екенлигин көрсетти.

Жасалма қос нур сындырыу айырым сұйықлықтарда магнит майданының тәсирінде де жүзеге келеді. Магнит майданының тәсирінде пайда болатуғын сындырыу коэффициентлеринің айырмасы $n_0 - n_e$ магнит майданының кернеулигинің квадратына түүры пропорционал. Түсирийү мүмкин болған магнит майданларындағы $n_0 - n_e$ айырмасының шамасы жүдә киши.

Электр майданындағы қос нур сындырыу жүзеге келетуғын хәм жоқ болатуғын ўақыт аралығының киши мәниси Керр ячейкасын инерциясын әмелий ислерде хәм лабораториялық изертлеулерде пайдаланылатуғын затвор сыпатында пайдаланыўға мүмкиншилик береді. 254-параграфта Керр ячейкасының жәрдеминде алынған жақтылықтың тезлигинің мәниси келтирилди. Усындай өлшеўди әмелге асырыўға мүмкиншилик беретуғын дүзилистің схемасы (187-сүүрет) принципінде Физо тәжирийбесинің схемасына сәйкес келеді. K_1 хәм K_2 арқалы белгиленген еки Керр ячейкасына жийилиги белгили болған v шамасына тең өзгермели потенциаллар айырмасы синхронлы түрде түсириледі. Ячейкалардың екеўи де атанақ түриндеги николлердің арасына жайластырылған. Ячейканың астарларына потенциаллар айырмасы түсирилгенде жақтылық Керр ячейкасынан хәм еки никольден тұратуғын система арқалы өтеді. K_1 ячейкасына ийе биринши система тәрәпинен өткерилген жақтылық M айнасына шекем жетип келеді, оның бетінде шағылысады хәм K_2 ячейкасы бар екинши системаға келип түседі. Егер, жақтылық K_1 ячейкасынан M айнасына хәм кери бағытта K_2 ячейкасына жетип келетуғын t ўақыттың ишинде потенциаллар айырмасы нолге шекем төменлесе, онда жақтылық николь тәрәпинен өшириледі. t ўақытының шамасын белгили болған өзгермели потенциаллар айырмасының жийилиги v арқалы анықлап хәм жақтылық өткен қашықтықтың шамасын билип, жақтылықтың тезлиги c ны анықлаўға болады.



187-сүүрет. Керр ячейкасының жәрдеминде жақтылықтың тезлигин анықлаў.

Инерциясыз затвор сыпатында Керр ячейкасы хәр қыйлы техникалық мақсетлер, мысалы, телевизорларда, сести қайтадан тиклейтуғын аппаратурада, кино дүзилислерінде ҳ.т.б. қолланылады.

§ 295. Поляризация тегислигинің айланыўы. Кристалда оптикалық көшердің бағытында жақтылық қос нур сындырыўды бермей, бир текли орталықта тарқалғандай болып тарқалады. Бирақ кварц кристалларында жақтылықтың оптикалық көшердің бағытында тарқалыўының изотроп орталықтағы тарқалыўынан айырмаға ийе екенлиги анықланған. Тегис поляризацияланған жақтылық кварц арқалы тарқалғанда поляризация тегислигин бурады екен. Кейинирек бул қубылыс басқа да бир қатар кристалларда хәм айырым сұйықлықтарда табылды хәм *поляризация тегислигинің айланыўы* атамасына ийе болды. Поляризация тегислигин айландыратуғын затлар *оптикалық актив затлар* деп аталады.

Егер көшерге перпендикуляр етип кесилген кварц пластинкасын атанақ етип қойылған николлердің арасына жайластырса, онда майдан жақтыланады. Екинши николди базы бир мүйешке бурыу жолы менен жақтылықты қайтадан сөндирийүге болады. Бул жақтылықтың

тегис поляризацияланған болып қалғанлығын хәм оның поляризация тегислигинің базы бир мүйешке бурылғанын көрсетеди. Жақтылықтың дереги монохромат болған жағдайда ғана николди бурыу арқалы жақтылықты толық өшириуге болады. Егер ақ жақтылықты пайдаланса, онда атанақ етип қойылған кварц пластинкасын жайластырғанда боялған майдан алынады; николлердің бирин бурғанда майданның реңлери өзгериске ушырайды. Бул айландырыу қәбилетлигинің толқын ұзынлығынан ғәрезли екенлигин көрсетеди (айландырыу қәбилетлигинің дисперсиясы). Поляризация тегислигинің айланыу мүйешинің шамасы пластинканың қалыңлығына пропорционал. Егер нурдың тарқалыу бағытына қарама-қарсы бағытта қараса, онда берилген кристалл ушын поляризация тегислиги белгили бағытта бурылған болады: саат стрелкасының бағытында (оңға қарай) ямаса саат стрелкасына қарама-қарсы (шепке қарай). Пластинканы 180° қа бурғанда айланыу бағыты өзгериссиз сақланады. Сонлықтан, егер нурды поляризация тегислигин оптикалық көшердің бағытында айландыратуғын қәсийетке ийе кристаллық пластинка арқалы өтиуге мәжбүрлесек хәм буннан кейин оны нормаль бағытта айнада шағылыстырып, сол пластинка арқалы кери бағытта өткерсек, онда поляризация тегислиги бурылмаған болып шығады.

Оң тәрепке қарай буратуғын затларды *оңға буратуғын*, ал шеп тәрепке қарай буратуғын затларды *шепке буратуғын* затлар деп атайды. Кварц кристалларының еки түри ушырасады оңға буратуғын хәм шепке буратуғын. Оңға буратуғын хәм шепке буратуғын кварц кристаллары өзинің сыртқы кристаллық формасы бойынша айрылады - биреулері екиншилериінің айналық сүүрети болып табылады; кристаллографияда усындай еки форма *энантиоморфлық формалар* деп аталады.

Кварцтаға айланыу әдеуір үлкен: қалыңлығы 1 мм болған кварц пластинкасы сары жақтылықтың ($\lambda = 0,5890$ мкм) поляризация тегислигин $21,7^\circ$ қа, ал фиолет жақтылықтың ($\lambda = 0,4047$ мкм) поляризация тегислигин $48,9^\circ$ қа бурады; спектрдің ультрафиолет областында поляризация тегислигинің айланыуы оннан да үлкен: тап сол пластинка толқын ұзынлығы $\lambda = 0,2147$ мкм болған нурды 236° қа айландырады.

Френель егер оң хәм шеп бағытларға ийе дөңгелек бойынша поляризацияланған нурлар кристалда хәр қыйлы тезликлер менен тарқалатуғын болса, онда поляризация тегислигинің айланыуын түсиндириуге болатуғынлығын көрсетти. I томдағы 101-параграфта көрсетилип өтилгениндей, түүры сызықлы гармоникалық тербелмели қозғалысты тап сондай жийилик пенен болатуғын, Бирақ кери бағытлардағы еки дөңгелек қозғалысқа жайыуға болады.

Мейли, OO' бағыты (188-сүүрет) кристалға келип түсетуғын тегис поляризацияланған толқындағы тербелислердің бағытын көрсететуғын болсын. Тербелислер амплитудасының векторы $\mathbf{A}$ ны $\mathbf{A}'$ хәм $\mathbf{A}''$ еки векторына жаямыз. Олардың бириншиси оңға қарай, ал екиншиси шеп тәрепке қарай айланатуғын болсын. Егер дөңгелек тербелислердің кристалдағы тарқалыу тезликлери хәр қыйлы болатуғын болса, онда жақтылық кристалл арқалы l аралығын өткенде $\mathbf{A}'$ тербелиси фазасы бойынша $\varphi' = 2\pi \frac{l}{\lambda'}$ шамасына, ал $\mathbf{A}''$ тербелиси болса $\varphi'' = 2\pi \frac{l}{\lambda''}$ шамасына артта қалады; бул теңдиклерде λ' хәм λ'' лер арқалы кристалдағы еки тербелиске сәйкес келетуғын толқын ұзынлықтары белгиленген.

Пластинканың қалыңлығы φ' мүйешинің шамасы пүтин сан еселенген 2π ге тең болатуғындай деп болжаймыз. Бундай жағдайда $\mathbf{A}'$ векторы өзинің бурынғы аўхалын ийелейди, ал $\mathbf{A}''$ векторы болса 188-сүүретте пунктир менен көрсетилген базы бир жаңа аўхалға ийе болады. Бул жаңа аўхал бурынғы аўхалға салыстырғанда

$$\Delta\varphi = \varphi' - \varphi'' = 2\pi l \left(\frac{1}{\lambda'} - \frac{1}{\lambda''} \right)$$

мүйешине бұрылған болады. Нәтижесінде қосынды вектор $\mathbf{A}$ ұсы векторға салыстырғанда

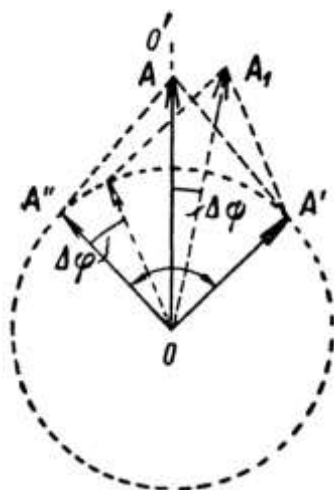
$$\Delta\psi = \frac{\Delta\varphi}{2} = \pi l \left(\frac{1}{\lambda'} - \frac{1}{\lambda''} \right) \quad (1)$$

мүйешине бұрылған жаңа аўхалда жайласады.

Дөңгелек бойынша оң хәм шеп бағытларда поляризацияланған нурлар ұшын сындырыў коэффициентлери n' хәм n'' лерди киргиземиз. Бундай жағдайда $\lambda' = \lambda_0/n'$ хәм $\lambda'' = \lambda_0/n''$ теңликлерине ийе боламыз. Бул теңликлерде λ_0 - биз қарап атырған жақтылықтың бослықтағы ұзынлығы. Бул λ' хәм λ'' шамаларын (1)-аңлатпаға қойып

$$\Delta\psi = \pi \frac{l}{\lambda_0} (n' - n'') \quad (2)$$

формуласына ийе боламыз.



188-сүўрет.

Поляризация тегислигиниң айланыўының жүзеге келиўи.

Солай етип, поляризация тегислигиниң бұралыў мүйеши $\Delta\psi$ ның шамасы дөңгелек бойынша оңға қарай хәм шепке қарай поляризацияланған нурлардың сындырыў коэффициентлери n' менен n'' шамаларының айырмасы бойынша анықланады екен.

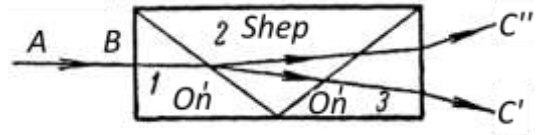
Френель өзиниң гипотезасын кварцтың үш бөлегин бир бири менен желимлеў жолы менен алынған құрамалы призма арқалы өткеріў жолы менен тексерип көрди (189-сүўрет). 1- хәм 3-призмалар оңға буратуғын, ал 2-призма шепке буратуғын кварцтан соғылған. Призмалардың үшеўи де оптикалық көшерлери олардың ұлтанларына параллель етип кесилген. Призмалар системасына тегис поляризацияланған AB нұры нормаль бағытта түскенде, бул нур биринши призма арқалы сыныўсыз өтеди. Биринши хәм екинши призмалардың арасындағы шегарада нур екиге бөлинеди, себеби түскен нур бөлінген оң хәм шеп дөңгелек тербелислер ұшын сындырыў коэффициентлериниң мәнислери хәр қыйлы. Екинши хәм үшінши призмалардың шегарасында нурлар бир биринен және де күшлирек қашықласады. Нәтижесінде призмадан C' хәм C'' нұрлары шығып, олардың екеўи де дөңгелек бойынша поляризацияланған: биреўиниң айланыў бағыты оң, ал екиншисиники шеп. Хақыйкатында ұсындай болып дөңгелек бойынша поляризацияланған еки нур Френель тәрепинен алынды.

Кристаллар менен бир қатарда поляризация тегислигин бура алатуғын сұйықлықлар да бар. Бундай сұйықлықлардың қатарына скипидар, қанттың суўдағы еритпеси, вино-тас кислотасының еритпеси х.т.б. киреди. Вино-тас кислотасының еритпеси еки модификацияда ұшырасады - оңға хәм шепке қарай буратуғын. Еритпелер ұшын мынадай нызамлар орын алады: айландырыў мүйеши (бұрыў мүйеши) $\Delta\psi$ еритпениң қатламының қалыңлығы l ге пропорционал хәм актив заттың концентрациясы c ға пропорционал:

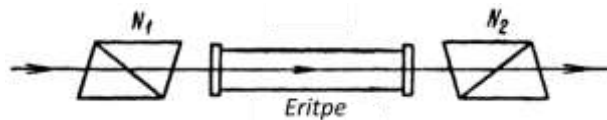
$$\Delta\psi = \alpha c l. \quad (3)$$

α шамасы заттың түрінен ғарезли; оны *айландырыу турақлысы* деп атайды. Аморф халда актив болған барлық заттар (балқытылған ямаса еритпелер түріндегі) кристаллар түрінде де актив. Бирақ бұндай халлардағы айландырыу коэффициенті α ның шамасының хәр қыйлы болыуы мүмкін. Керисинше, аморф халда актив болмаған базы бир затлар кристаллық халда поляризация тегислигин айландырады. Мысалы, кристаллық халда күшли айландыратуғын кварц аморф халда (балқытылған кварц) айландырыуды тоқтатады. Буннан затлардың поляризация тегислигин айландыра алыу қәбилетлигинің олардың молекулаларының құрылысы менен де, кристаллық пәнжередегі молекулаларының жайласыуы менен де анықланатуғынлығы келип шығады.

189-сүүрет. Оңға хәм шепке буратуғын кварцтан соғылған құрамалы призма арқалы өткенде нұрлардың ажыралыуы.



Электронлық теория көз-қарасларында айландырыу қәбилетлигин ең биринши түсиндириу мынадай болжауға тийкарланған еди: оптикалық актив молекулада сондай байланыслар болады, жақтылық толқынының тәсиринде электронлар винт тәризи траекториялар бойынша қозғалады. Актив кристалларда (мысалы, кварцта) кремний менен кислород атомлары винтлик сызықлардың бойында жайласқан. Бир қанша ўақыттан кейин поляризация тегислигинің айланыуының симметрия орайына да, симметрия тегислигине де ийе болмаған анизотроп молекулалардың бар болыуы менен де байланыслы екенлиги айқын болды. Бұндай жағдайда молекуланың шеклериндегі электромагнит майданының бир текли болмайтұғынлығын да есапқа алыуға тууры келеди.

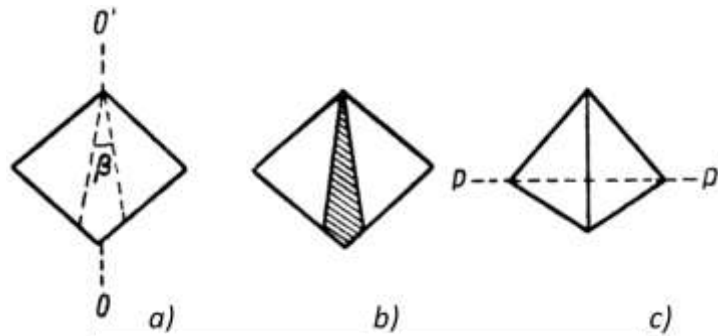


190-сүүрет. Сахариметрдің дүзилісинің схемасы.

Поляризация тегислигинің бұрылыуы қубылысы еритпедегі қанттың концентрациясын өлшегенде әмелий жақтан қолланылады. Берилген шараяттағы айландырыу турақлысы α ның мәнісин анықлап, (3)-формула бойынша еритпенің концентрациясын табыуға болады. Бұндай өлшеулер қант санаатында *сахариметрлер* деп аталатуғын арнаулы әсбаптардың жәрдемінде өткериледи. Ең әпиұайы сахариметрдің схемасы 190-сүүретте келтирилген. N_1 хәм N_2 николлеринің арасына тегис параллель айналар менен жабылған кювета жайластырылады. Еритпе болмаған жағдайда николлерди "қараңғы", яғнай олардың бас кесимлерин өз-ара перпендикуляр етип жайластырады. Кюветаны еритпе менен толтырғанда майдан жақтылана баслайды. Майданды және де қараңғы етиу үшін N_2 никольди базы бир мүйешке бұрады хәм бұл мүйеш еритпедегі поляризация тегислигинің бұрылыуын анықлайды (оның мәніси π ден киши болған жағдайда).

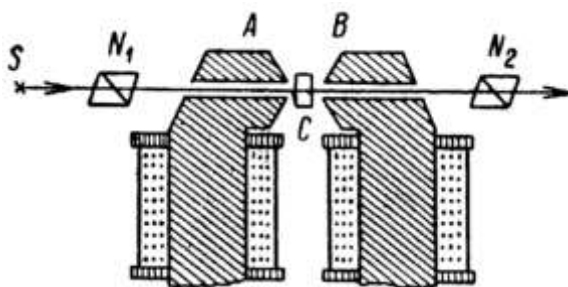
Николлерди "қараңғыға" жүдә дәл қойыудың мүмкиншилиги болмағанлықтан, басқа поляризациялық дүзиліслер қолланылады. Хәзирги ўақытлары *ярым саялық анализаторлар* деп аталатуғын дүзиліслерди жийи қолланады. Ярым саялық анализатор Николь призмаларынан алынады. Бұндай жағдайда бас кесим тегислиги болған OO' тегислигине симметриялы хәм бир бири менен үлкен болмаған β мүйешин құрайтұғын еки тегислик бойынша кесиледи (бұл тегисликлердің орны 191-а сүүретте пунктир сызықлар менен көрсетилген). Тегисликлердің арасында жататуғын сына (191-б сүүретте штрихланған) алып тасланады хәм еки ярымды кесе кесимінде олар дурыс емес ромбаны пайда ететуғындай етип желимлейди (191-с сүүрет). Ярымлардың хәр бири өз алдына хызмет ететуғын анализатор болып табылады, соның менен бирге бұл анализаторлардың бас кесимлери бир бирине салыстырғанда β мүйешине бұрылған. Егер

түсіуші жақтылықтың поляризация тегислиги PP' еки ярым желимленген бетке перпендикуляр болса (191-с сүүрет), онда еки ярымның жақтылықтары бирдей болып көринеди¹⁸. Поляризация тегислигинің басқа барлық аўхалларында ярымлардың биреуінің жақтылығы екіншисинен жоқарырақ болады. Көз қоңсылас болған майданлардың жарықлығын үлкен дәлликте анықлай алатуғын болғанлықтан, усындай ұсылдың жәрдеминде PP' поляризация тегислигинің аўхалын жақсы белгилеп алыўға болады. Ярым саялық анализатор менен жұмыс ислегенде монохромат жақтылықты пайдаланыў зәрүр. Сонлықтан, жақтылықтың дереги сыпатында натрий лампы ямаса жасыл фильтри бар сынап лампы қолланылады.



191-сүүрет. Ярым саялық анализатордың дүзилиси.

§ 296. Поляризация тегислигинің магнитлик айланыўы. Поляризация тегислигин айландырыўдың тәбийий қәбилетлигине ийе болмаған затлар бундай қәбилетликке сыртқы магнит майданының тәсиринде ийе болады. Поляризация тегислигинің магнитлик айланыўы қубылысы 1846-жылы Фарадей тәрөпинен ашылды. Бұл илимий ашылыў Фарадейдің көп жыллар даўамында жақтылық хәм магнит қубылысларының арасындағы байланыстың бар екенлигин табыўдың нәтийжеси болып табылады. Фарадей магнит майданының жақтылыққа тиккелей тәсирин табыўдың сәти түсти деп болжады. Усыған байланыслы ол "Маған жақтылықтың нурын магнитлеўдің хәм электрлеўдің және магнит күш сызықларын жақтыландырыўдың сәти түсти" деп жазды. Ал ҳақыйқатында Фарадей ашқан қубылыс басқа характерге ийе: магнит майданы ұсы магнит майданына жайластырылған затқа тәсир етеди хәм бұл тәсир жақтылықтың тарқалыў характерин өзгертеди.



192-сүүрет.

Поляризация тегислигин магнитлик айландырыўды бақлаў ұсылы.

Поляризация тегислигинің магнитлик айланыўы жақтылық мөлдир затта магнит кернеўлигинің бағытында тарқалғанда жүзеге келеди. Сонлықтан магнитлик айналыўды электромагниттің наконечниклеринде жиңишке каналларды жүргизиў жолы менен бақлаў ең қолайлысы. Тәжирийбениң схемасы 192-сүүретте келтирилген. Бұл сүүретте S - жақтылықтың дереги, A хәм B - электромагниттің наконечниклери, N_1 хәм N_2 - николлер

¹⁸ Егер PP' поляризация тегислиги призманың бөлимлери желимленген тегисликке параллель болса еки ярымның жақтылығы бирдей болады. Бирақ, бұл жағдайда жақтылық үлкен, ал жұмыс ислеў ұшын шараат кемлеў болады.

хәм C - поляризация тегислиги айланатуғын дене. Магнит майданы болмағанда (оның ушын электромагниттеги тоқтың өширилиуи керек) атанақ тәризли жайластырылған N_1 хәм N_2 николлери арқалы жақтылық барлық система арқалы өтпейди. Электромагниттиң шынжыры арқалы тоқ өткенде полюслардың арасында магнит майданы пайда болады, C денеси арқалы өткен жақтылықтың поляризация тегислиги айланады хәм жақтылық N_2 николи арқалы өтеди.

Поляризация тегислигиниң бұрылыу мүйешиниң шамасы жақтылықтың заттағы жүриу жолының узынлығы l ге хәм магнит майданының кернеулиги H қа пропорционал:

$$\psi = klH. \quad (1)$$

Бул теңликте k коэффиценти берилген денениң магнит майданында поляризация тегислигин айландыра алыу қабилетлигин тәрийиплейди. Улыўма айтқанда k ның сан мәниси үлкен емес. Магнит майданында поляризация тегислигин айландырыу қабилетлигине мөлдир қатты денелер сыяқлы сұйықлықлар да, газлер де ийе болады. Егер ψ мүйешин минутларда, H ты эрстедлерде, ал l ди сантиметрлерде өлшесе, онда шийшениң базы бир сортлары ушын (аўыр филинт) k ның мәниси 0,1 ге жетеди.

Егер денелер тәбийий оптикалық активликке ийе болса, онда оларды магнит майданына алып келгенде олардың поляризация тегислигин айландырыудың тәбийий қабилетлигине магнит майданының тәсиринде пайда болған поляризация тегислигин айландырыу қабилетлиги қосылады.

Жүдә үлкен айландырыу темир, никель, кобальт сыяқлы ферромагнит металлрдың жүдә жуқа қатламларында орын алады (олар мөлдир боларлықтай жуқа болған). Қалыңлығы 0,1 мкм болған темир пленкасы кернеулиги 10 000 э болған магнит майданында поляризация тегислигин 2° қа бұрады. Ферромагнит затлардағы айланыу мүйеши сол ферромагнит заттың магнитленгенлигине пропорционал хәм, сонлықтан, (1)-қатнасқа бағынбайды.

Хәр қыйлы денелер поляризация тегислигин хәр қыйлы бағытларда бұрады. Оңға бұратуғын ямаса оң затлар деп магнит майданының бағытында бақлау жүргизип атырған бақлаушы ушын поляризация тегислигин оң тәрепке қарай айландыратуғын затларға айтамыз. Басқа сөзлер менен айтқанда, егер магнит кернеулиги сызықлары бурғының илгерилемели қозғалысының бағытына сәйкес келеди деп есапласақ, онда оң айландырыушы денелер ушын бурғының тұтқасының айланыу бағыты поляризация тегислигиниң айланыу бағытын көрсетеди. Оң затлар ушын k коэффиценти оң деп есаплайды. Поляризация тегислигин усы бағытқа қарама-қарсы бағытта айландыратуғын затларды *шепке бұратуғын* ямаса *терис затлар* деп атайды. Терис затлар өзиниң құрамында барлық ўақытта парамагнит атомларға ийе болады. Парамагнит затлардың өзлери барлық ўақытта терис болмайды. Хәр бир берилген зат ушын *айланыу бағыты тек магнит майданының бағыты менен ғана анықланады хәм жақтылықтың тарқалыу бағытынан ғарезли емес*. Усындай қәсийети бойынша магнит айланыуы тәбийий айланыудан айрылады. Ал тәбийий айланыуда болса айланыудың бағыты оның жақтылық нурының бағытында ямаса оған қарама-қарсы бағытта бақланғанлығына байланыслы 295-параграфта атап өтилгениндей, жақтылық нурының дәслеп тәбийий айландыратуғын дене арқалы бир бағытта, оннан кейин сол дене арқалы оған қарама-қарсы бағытта өткенинде усы денениң поляризация тегислигин айландырмайтуғынлығы атап өтилген еди. Магнит айландырыуында болса айланыу мүйешиниң шамасы айландырыушы дене арқалы алға хәм кейин өткенде тек үлкейеди. Бул жағдай жақтылықтың айландырыушы денениң ишинде көп санлы шағылысыўында магнитлик айланыудың шамасын үлкейтиўге мүмкиншилик береді. Қарама-қарсы тәреплериндеги жиңишке жолақлардан басқа бөлимлери гүмисленген электромагниттиң полюсларының арасында параллелепипед түриндеги изертленетуғын ab заты жайластырылады (193-сўүретте гүмисленген орынлар

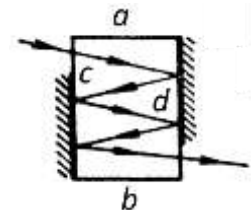
штрихлау менен белгиленген). Жақтылық нуры гүмисленген бетлерде шағылысып дене арқалы бир неше рет алған хәм кейин қарай өтеди хәм жоқарыда айтылғанларға сәйкес поляризация тегислигиниң бурылыу мүйеши $\Delta\psi$ денедеги нурдың улыўмалық узынлығына пропорционал өседи.

Магнит айланыўының шамасы жақтылықтың толқын узынлығынан ғәрезли. Себеби берилген зат ушын k коэффициенти хәр қыйлы толқын узынлықлары ушын хәр қыйлы мәнислерге ийе болады.

Поляризация тегислигиниң магнитлик айланыў қубылысы заттың атомлары менен молекулаларының құрамына киретуғын электронлардың магнит майданы бар болған жағдайдағы прецессиясы тәрепинен жүзеге келеди. Усындай прецессияның нәтийжесинде дөңгелек бойынша саат стрелкасының бағытында хәм оған қарама-қарсы бағытта поляризацияланған толқынлар ушын дене хәр қыйлы сындырыў коэффициентлерине ийе болады. Усының нәтийжесинде дөңгелек бойынша хәр қыйлы бағытларда поляризацияланған нурлар хәр қыйлы тезликлер менен тарқалады. Ал, 295-параграфта көрсетилип өтилгениндей, бундай жағдай поляризация тегислигиниң бурылыўына алып келеди. Поляризация тегислигиниң магнитлик айланыў қубылысы атомлар тәрепинен шығарылатуғын жақтылықтың жийилигиниң магнит майданының тәсиринде өзгериўине алып келинетуғын Зееман қубылыс деп аталатуғын қубылыс пенен тығыз байланысқан (346-параграфты қараңыз). Магнит майданы пайда етилгеннен кейин поляризация тегислигиниң магнитлик айланыўы жүдә киши ўақыт аралығының ишинде жүзеге келеди хәм магнит майданы өширилгеннен кейин жүдә киши ўақыт аралығының ишинде жоқ болады. Керр эффектндегидей, кешигиў ўақыты 10^{-9} секундты құрайды.

193-сүўрет.

Көп қайтара шағылыстырғанда поляризация тегислигиниң магнитлик айланыў мүйешиниң үлкейиўи.

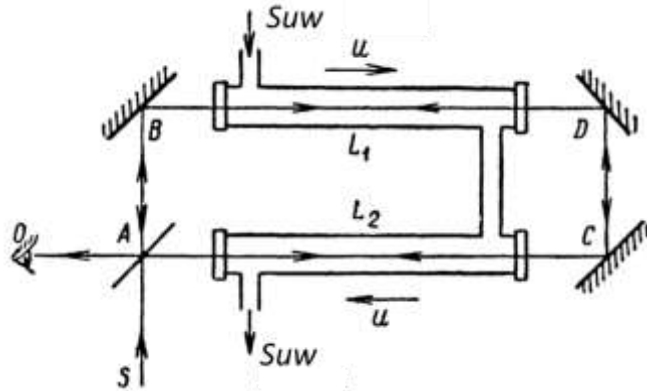


Магнит майданы жақтылықтың металдың полировкаланған бетиндеги шашыраўына да тәсирин тийгизеди. Атап айтқанда, егер тегис поляризацияланған жақтылық магнитленген темирдің полировкаланған бетинде шағылысатуғын болса, онда ол магнитленбеген темирдің бетинде шағылысқанда (басқа барлық шараятлар бирдей болғанда) ийе болатуғын поляризациядан өзгеше болған эллипс тәризли поляризацияға ийе болады (278-параграф).

XXVI БАП

ЖАҚТЫЛЫҚТЫҢ ҚОЗҒАЛЫҰШЫ ДЕНЕЛЕРДЕГИ ТАРҚАЛЫҰЫ

§ 297. Қозғалыұшы денелер менен өткерилген тәжірийбелер. Қозғалыұшы денелердеги жақтылықтың тарқалыұын үйрениұ физикалық қубылыслардың тәбияты, ал кейинирек кеңислик пенен ўақыттың тәбияты ҳаққындағы бизиң билимлеримиздиң раўажланыұында айрықша үлкен орынды ийеледи. Бизиң 250-параграфта көрсетип өткенимиздей, жақтылықтың толқынлық теориясы дұньялық эфир - барлық дұньялық кеңисликти толтырып турған ҳәм барлық денелер арқалы өтетуғын орталық ҳаққындағы көз-қарасларының пайда болыұына алып келди. Дәслепп эфирге классикалық механиканың нызамларын қолланыұға болады ҳәм механикалық система болған эфир есаплаұ системасы бола алады, яғнай денелердиң қозғалысын эфирге салыстырғанда анықлаұға болады деп болжады. Жақтылықтың электромагнит теориясының раўажланыұына байланыслы эфир ҳаққындағы көз-қарасларды улыұмалық электромагнитлик көз-қараслар менен алмастырыұ денелердиң қозғалысын эфирге салыстырғанда анықлаұ жөниндеги болжаұды өзгертпеди (II томдағы 216-параграфты қараңыз). Эфирди дұньялық кеңисликти толтырып турған орталық деп есаплаұдың себебинен усы эфирге салыстырғандағы қозғалысты "абсолют" қозғалыс деп есаплады. Буннан былай "абсолют" қозғалыс ҳаққында гәп етилгенде, биз усындай гипотезалық қозғалмайтуғын эфирге салыстырғандағы қозғалысты нәзерде тутамыз.



194-сүрөт. Эфирдин қозғалатуғын сұй менен алып жүрилиуі бойынша өткерилген Физо тәжірийбесиниң схемасы.

Эфирдин бар екенлиги ҳаққындағы гипотеза мақсети эфирдин қәсийетлерин ҳәм оның әдеттегидей затлар менен өз-ара тәсирлесийүн дәлирек үйрениу болған бир қатар тәжірийбелердин орынланыуын күн тәртибине қойды. Ең дәслеп мөлдір денелер қозғалғанда олардың ишинде жайласқан эфирди өзи менен алып жүре ме ямаса жүрмей ме? деген сорау пайда болды. Бул сорауға жууапты 1851-жылы орынланған Физо тәжірийбесиниң бериуі керек еди. Физо тәжірийбеси мынадай схема бойынша өткерилди (194-сүрө): S жақтылық нұры A ярым гүмисленген пластинкасына келип түскен ҳәм бул пластинкада ол еки AB ҳәм AC нұрларына айрылған. Өзлерине келип түсетуғын нұрларға 45° мүйеш пенен қойылған B, C ҳәм D айналары нұрларды 90° қа бурған. Солай етип, ярым гүмисленген A пластинкада екиге ажыратылған нұрлар дүзилисти айланып шығады: бириншиси саат стрелкасының қозғалыу бағытында, екиншиси - оған қарама-қарсы бағытта. Олар қайтадан ярым мөлдір A пластинкасына келип түсип олар биригеди ҳәм бул интерференция сүүретин бақлауға мүмкиншилик береді. Нұрлардың жолында ишинде сүүретте қозғалыс бағыты стрелка менен көрсетилген u тезлиги менен қозғалатуғын сұй қуйылған L_1 ҳәм L_2 трубалары жайластырылған.

Нұрлардың бири труба арқалы өткенде барлық ўақытта ағыстың бағытында, ал екиншиси - оған қарама-қарсы бағытта тарқалады. Егер сұйдың ишиндеги эфир усы сұй менен алып жүрилетуғын болса, онда нұрлардың екеуі де дүзилис арқалы өтип ҳәм O ноқатында қосылып, нұрлардың барлық жол арқалы өтиуі ушын кеткен ҳәр қыйлы ўақытларға байланысly базы бир фазалар айырмасына ийе болыуы керек. Фазалардың бул айырмасы O ноқатындағы интерференцияның характерин анықлайды. Нұрлардың дүзилис арқалы өтиу ўақыты тек қозғалыушы сұйдағы нұрлардың жүриси менен ғана байланысly, себеби барлық басқа жағдайларда олардың жүрип өтетуғын жолларының узынлықлары ҳәр қыйлы болады. Тынышлықта тұрған сұйдағы жақтылықтың тезлигин v арқалы белгилеймиз Эфир теориясының көз-қараслары бойынша v тынышлықта тұрған сұйдың ишиндеги эфирдеги жақтылықтың тезлиги болып табылады. Эфирди қозғалыушы дене тәрәпинен толық емес алып жүриледі, яғнай оның дүзилиске салыстырғандағы тезлиги αv ға тең деп болжаймыз. α ның шамасы бирге тең ямаса оннан киши болыуы ҳәм оның мәнисиниң тәжірийбеде анықланыуы керек.

Бундай жағдайда ағысқа қарсы бағытта тарқалатуғын жақтылық ушын дүзилиске салыстырғандағы жақтылықтың тезлиги $v - \alpha u$ шамасына, ал ағыстың бағытында тарқалатуғын нұр ушын жақтылықтың тезлиги $v + \alpha u$ шамасына тең болады. Буннан нұрлардың екеуиниң дүзилисти айланып шығыуы ушын жумсалған ўақытлардың айырмасы Δt мынаған тең болады

$$\Delta t = \frac{2l}{v - \alpha u} - \frac{2l}{v + \alpha u} = \frac{4l\alpha u}{v^2 - \alpha^2 u^2}.$$

Бұл теңлікте l - сұй менен толтырылған трубалардың хәр қайсысының ұзындығы. Еки нурдың арасындағы δ фазалар айырмасы $2\pi\nu\Delta t$ шамасына тең (ν арқалы жақтылықтың жийилиги белгиленген). Солай етип, фазалар айырмасының мәнісін алып жүриў коэффициенті α ге байланысly екен.

Физо тынышлықтағы хәм ағып тұрған сұйдағы интерференциялық сұйретти алған хәм жолақлардың аұысыұын өлшеген. Бул аұысыұ бойынша фазалар айырмасын хәм, усыған сәйкес, эфирдің алып жүрилиў коэффициентин анықлаў мүмкин болды. Физо тәжирийбелери α ның мынадай формула бойынша аңлатылатуғынлығын көрсетти:

$$\alpha = 1 - \frac{1}{n^2}. \quad (1)$$

Бул формулада n арқалы сұйдың сындырыў көрсеткиши белгиленген¹⁹.

Солай етип, интерференциялық бақлаўлардың жәрдемінде болжанған эфирдің қозғалышы дене тәрeпинен ярымлай алып жүрилетуғынлығы анықланды. Соның менен бирге "алып жүрилиў коэффициентин" болған α шамасы заттың сындырыў коэффициентинен ғарезли екен: сындырыў коэффициентин 1 ге тең болған заттың эфирди өзи менен бирге алып жүрмеўи керек.

Физо тәжирийбелериниң нәтийжелери Жердің "абсолют" қозғалысын анықлаўға мүмкиншилик беретуғындай болып көринди. Хәқыйқатында да, хәўа атмосферасы 1 ге жақын болған сындырыў коэффициентин n ге тең болғанлықтан, оның эфирди өзи менен сезилерликтей алып жүрмеўи керек. Усыған сәйкес, Жердің оған жақын жайласқан эфирдің бөлимлерине салыстырғандағы қозғалысы биз жоқарыда келтирген мәнистеги "абсолют" қозғалыс болып табылады. Жердің абсолют қозғалысын анықлаўи керек болған тәжирийбенің идеясы төмендегиден ибарат. Жерди эфирдеги базы бир бағытта v тезлиги менен қозғалады деп болжайық. Эфирде c тезлиги менен тарқалатуғын жақтылықтың Жерде базы бир l жолын өтиўи ушын қанша ўақыттың талап етилетуғынлығын есаплаймыз. Егер жақтылық эфирдеги Жердің қозғалыс бағытында тарқалатуғын болса, онда бул ўақыттың шамасы $\frac{l}{c-v}$ шамасына тең. Себеби Жерге салыстырғандағы жақтылықтың тезлиги жақтылықтың эфирдеги тезлиги менен эфирдің Жерге салыстырғандағы тезлигиниң айырмасына тең. Әлбетте, жақтылық Жердің эфирдеги қозғалыс бағытына қарама-қарсы бағытта тарқалатуғын болса, онда l жолын өтиўи ушын керек болатуғын ўақыт $\frac{l}{c+v}$ шамасына тең болады. Енди, егер жақтылық эфирдеги Жердің қозғалыс бағытына перпендикуляр бағытта тарқалатуғын жағдайда l жолын өтетуғын болсын. Бундай жағдайда жақтылықтың Жерге салыстырғанда $l = ab$ жолын өтетуғын ўақыттың ишинде Жер эфирге салыстырғанда $aa' = vt$ жолын өтеди (195-сұйрет). Жақтылықтың эфирге салыстырғандағы жолы ab' тўўрысы менен белгиленген, ал оның бул жолды өтиўи ушын зәрүр болған ўақыт мынадай қатнастың жәрдемінде анықланады:

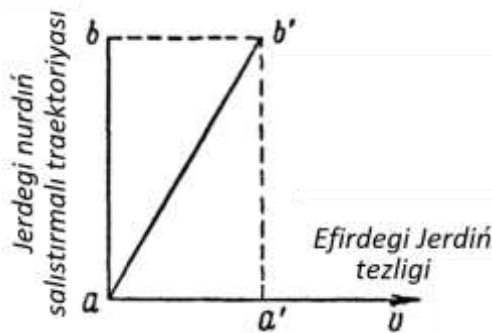
$$t = \frac{\sqrt{l^2 + (vt)^2}}{c}.$$

Бул теңліктеги бөлшектің алымында эфирдеги нурдың жолы, ал бөлиминде оның тезлиги тұр. Бул қатнастан t ны анықлап, мынаны аламыз:

$$t = \frac{l}{\sqrt{c^2 - v^2}} = \frac{l}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (2)$$

¹⁹ Физо тәжирийбелериниң эфир теориясын ислеп шыққан Френель тәрeпинен бұрынырақ келтирип шығарылған (1)-формуланың дұрыслығын тексерип көриўи ушын қойылғанлығын аңғарамыз.

Демек, Жердеги бир жолды өтиу үшін кеткен уақыттың шамасының бұл жолдың Жердің эфирге салыстырғандағы қозғалысының бағытына ғарезли болуы керек.



195-сүрөт.

Жердің қозғалыс бағытына перпендикуляр бағытта жақтылықтың тарқалыу уақытын есеплеуға.

Усындай көз-қарастың тийкарында Майкельсон тәрепинен 1881-жылы оның өзі конструкцияланған интерферометрдің жәрдеминде тәжірийбе исленди (264-параграф).

Дүзилистің схемасы 196-сүрөтте келтирилген. S дерегинен шыққан жақтылық нұры келип түсетуғын нурдың бағытына 45° мүйеш пенен жайластырылған ярым гүмисленген A пластинкасына келип түседі; бұл пластинка нурды өз-ара перпендикуляр бағытларда тарқалатуғын еки нурға бөледі. AM хәм AM' нурлары M хәм M' айналарында шағылысып A пластинкасына қайтып келеді. Ал бұл пластинкада еки нурдың еки бөлімге бөлинуі орын алады. Жақтылықтың бир бөліми дерекке қайтып келеді, екінши бөліми S' бағытында тарқалып, сол бағытта интерференция бақланады. Интерференция картинасы еки нурдың жүрислер айырмасы бойынша анықланады. Егер AM хәм AM' жоллары геометриялық жақтан бир бирине тең болса, онда еки нурдың арасындағы жүрислер айырмасы $AM = AM' = l$ жолларын хәр қыйлы уақытлардың ишинде жүрип өтиудің есабынан ғана пайда болады.

Әсбап Жерде оның AM "ийини" Жердің эфирдеги тезлигине параллель етип қойылған деп болжайық. Бұндай жағдайда нур AM жолын алған хәм кейинге қарай өтиу үшін мынадай уақытты жумсайды:

$$t_1 = \frac{l}{c - v} + \frac{l}{c + v} = \frac{2l}{c} \cdot \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}}.$$

Жердің эфирдеги қозғалыс бағытына перпендикуляр бағытта AM' жолын алған хәм кейин қарай өтиу үшін (2)-формулаға сәйкес мынадай уақытты жумсайды:

$$t_2 = 2t = 2 \frac{l}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Уақытлардың айырмасы мынаған тең болады:

$$t_2 - t_1 = \frac{2l}{c} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}} \right).$$

Егер $\frac{v}{c} = \beta$ қатнасын киши деп есеплейтуғын болсақ, онда соңғы теңлемени былайынша жаза аламыз:

$$t_2 - t_1 \cong -\frac{l\beta^2}{c}.$$

Егер әсбапты толығы менен 90° мүйешке AM бағыты AM' бағыты менен сәйкес келетуғындай етип бұрсақ, онда нурлар өзлеринің бағытларын Жердің қозғалыс

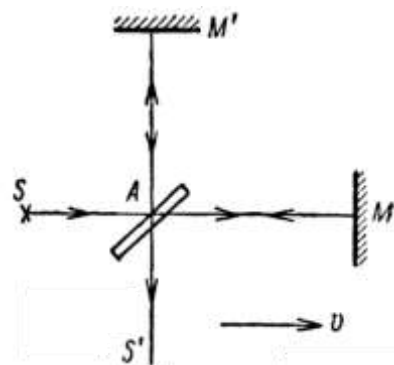
бағытына салыстырғанда өзгертеді хәм ўақыттың айырмасының белгиси өзгереді. Демек, әсбапты бурый ўақытлардың айырмасының $\frac{2l\beta^2}{c}$ шамасына өзгериўине алып келеди. Егер ўақыттың айырмасы жақтылық тербелислериниң бир дәўирине тең шамаға өзгеретуғын болса, онда интерференциялық сўўреттиң бир жолаққа өзгериўиниң орын алыўы керек. Биз қарап атырған жағдайда әсбапты бурғанда алынатуғын интерференциялық сўўреттеги жолақтың T дәўирдиң $\frac{2l\beta^2}{c}$ бөлиминен сәйкес келетуғын шамаға, яғный

$$x = \frac{2l\beta^2}{cT} = \frac{2l}{\lambda} \beta^2$$

шамасына жылысыўы керек.

196-сўўрет.

Майкельсон тәжирийбесиниң схемасы.



Әсбапты бурғанда интерференциялық жолақлардың қанша шамаға жылысатуғынлығын өлшеп, β шамасын хәм, ұсыған сәйкес, Жердиң эфирге салыстырғандағы тезлигин анықлаўға болады.

Биз күтип атырған эффекттиң шамасын бағалаў ушын Жердиң эфирдеги тезлигин оның Қуяштың дөгерегиндеги орбита бойынша қозғалыс тезлигине тең деп болжаймыз, яғный $v = 3 \cdot 10^6$ см/сек. Майкельсонның соңғы тәжирийбелеринде (1887-жыл) l ұзынлығының шамасы 11 м ге тең болды, бақлаўлар толқын ұзынлығы $5,9 \cdot 10^{-5}$ см болған жақтылықта өткерилди. Демек, бундай жағдайда интерференциялық сўўреттиң

$$x = \frac{2l\beta^2}{\lambda} = \frac{2 \cdot 1,1 \cdot 10^3 \cdot 10^{-8}}{5,9 \cdot 10^{-5}} = 0,4$$

жолаққа жылысыўы күтилди. Ал Майкельсон пайдаланған дүзиліс сўўреттеги жолақтың жүзден бирине жылысыўын сезе алатуғындай дәликке ийе еді.

Майкельсонның тәжирийбелеринде жолақлардың сезилерликтей жылысыўы табылған жоқ. Тәжирийбелер жылдың хәр қыйлы мәўсимлеринде хәм хәр қыйлы географиялық ноқатларда қайтадан өткерилди. Бирақ, олардың барлығы да күтилген нәтиьжени бермеді.

Майкельсонның алған нәтиьжелери эфирдиң Жер атмосферасы тәрепинен толығы менен алып жүрилетуғынлығын көрсетті. Бирақ, бул жағдай Физо тәжирийбесинде алынған нәтиьжелерге қарама-қарсы келеди ямаса есаплаў системасы сыпатында хызмет ете алатуғын эфир ҳаққындағы бизиң көз-қарасларымыздың дурыс емес екенлигин көрсетеді. Биринши болжаў - эфирдиң Жер тәрепинен толығы менен алып жүрилетуғынлығы тек Физо тәжирийбесине ғана емес, ал жұлдызлық аберрация қубылысына да сәйкес келмейді. Жұлдызлық аберрация Жер тынышлықта тұрған эфирге салыстырғанда қозғалады деген болжаў бойынша тезликлерди қосыўдың элементар теоремасы тийкарында жақсы түсиндирилетуғынлығы мәлим (254-параграфқа қараңыз). Сўў менен толтырылған телескоптың жәрдемінде жұлдызлық аберрацияны бақлаў эфирдиң толық емес алып жүрилиўи теориясына, яғный Физо тәжирийбесиниң

нәтижелеріне толық сәйкес келеді. Демек, эфир теориясына тийкарланып биз бир Ұақытта Физо тәжірийбесін, жулдызлық аберрация қубылысын хәм Майкельсон тәжірийбесін түсіндіре алмаймыз. Майкельсон тәжірийбесін түсіндіріу ушын эфир сәйкес қасиетлерге, ал жулдызлық аберрация хәм Физо тәжірийбесін түсіндіріу ушын пүткиллей қарама-қарсы болған қасиетлерге ийе болыуы керек.

Майкельсон тәжірийбелерінің терис нәтижелері кең хәм кескин түрдеги илимий дискуссияны жүзеге келтирди. Эфир теориясынан бас тартпай Майкельсон тәжірийбесін түсіндіріуге тырысулар болды. Мысалы, жақтылықтың эфирдеги тезлиги усы жақтылықтың дерегінің эфирдеги тезлигінен ғәрезли хәм қозғалмайтуғын дерек орын алғанда жақтылық дерегінің эфирдеги тезлиги менен эфирдеги жақтылықтың тезлигінің қосындысынан турады деген гипотеза ұсынылды. Бул гипотеза Майкельсон тәжірийбесін түсіндіре алды, Бирақ Допплер қубылысының бар болыуы (I том, 113-параграф) хәм Жерден тыстағы дереклерди (мысалы, қос жулдызлар) бақлаулар менен сәйкес келмеди. Ең ақырында, ең соңғы Ұақытлары (1956-жылы) А.М.Бонч-Бруевич хәм В.А.Молчановлар тәрепинен орынланған Қуяштың хәр қыйлы шетлери тәрепинен нурландырылған жақтылықлардың тезликлерін түүрынан-түүры өлшеулерде жақтылықтың тезлигінің деректің тезлигінен ғәрезсиз екенлигін көрсетти (бул жағдайда өзінің көшерінің дегерегінде айланатуғын Қуяштың).

Буннан бир қанша бұрынырақ қозғалатуғын денелердің қозғалыс бағытындағы өлшемлерінің қысқартатуғынлығы хәққындағы гипотеза ұсынылды. Бул гипотеза бойынша эфирге салыстырғанда қозғалатуғын қәлеген дене эфирде қозғалмай тұрған денеге салыстырғанда қысқарақ болады (қозғалыс бағытында). Бундай жағдайда қозғалыушы денелердің сызықлы өлшемлерінің тынышлықта тұрған денелердің сызықлы өлшемлеріне қатнасы

$$\frac{l'}{l} = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

шамасына тең болады деп болжады. Бул теңликте v арқалы дененің эфирге салыстырғандағы тезлиги белгиленген. Майкельсон тәжірийбесін түсіндіре алған бул гипотеза бир Ұақытлары электронлық теорияда үлкен орынды ийеледі.

Майкельсон тәжірийбесі менен бир қатарда басқа да тәжірийбелер исленди хәм талланды және олардың барлығында Жердің абсолют қозғалысын анықлауға тырысты (мысалы, II том, 216-параграфтағы Трутон хәм Ноблдің тәжірийбесі). Бул тәжірийбелердің барлығы да терис нәтижелерди берди - оларда Жердің абсолют қозғалысы билинбеди.

Бул тәжірийбелердің барлығының жыйнағы эфирге салыстырғандағы қозғалысты анықлау хәққындағы гипотезаның хәқыйқатлыққа сәйкес келмейтуғынлығын хәм эфирдің есаплау системасы хызметін атқара алатуғын орталық бола алмайтуғынлығын көрсетти. Эфирдің бар екенлиги хәққындағы гипотеза пайдаланыуға болмайтуғын гипотеза болып шықты. Себеби бул гипотеза тиккелей бақланатуғын фактлерге қайшы келеді. Майкельсон тәжірийбесі *жақтылықтың вакуумдағы тезлигінің барлық есаплау системалары ушын, олардың қозғалыс халынан ғәрезсиз, бирдей екенлигін көрсетти*. Нәтижеде биз Эйнштейн тәрепинен 1905-жылы ұсынылған еки жағдайға келемиз: 1) системаның "абсолют" тезлиги болмайды; 2) бир бирине салыстырғанда тең өлшеули хәм түүры сызықлы қозғалатуғын системалардағы бослықтағы жақтылықтың тезликлерінің сан шамалары бирдей (өлшем бирликлери бирдей болғанда). Салыстырмалық теориясы усы еки жағдайға тийкарланады.

Көп санлы буржуазиялық философлардың салыстырмалық теориясын идеалистлик релятивистлик философия позициясында турып таллауының атап өтиу керек. Бирақ,

хақыйқатында, салыстырмалық теориясын ұсындай етип таллауға хеш қандай тийкар жоқ. Салыстырмалық теориясының хақыйқый мазмұны кеңіслік пенен ўақыттың объективлік қасиетлерин анықлауға, бир бирине салыстырғанда тўры сызықлы хәм тең өлшеўли қозғалатуғын есаплау системаларының бириншисинен екіншисине өтиў формулаларын анықлайтуғын тәбияттың объектив болған ызамларын анықлауға алып келинеди.

§ 298. Салыстырмалық теориясы. Ньютон механикасы механикалық салыстырмалық принципине бағынады. Бул принцип материаллық ноқаттың тезлениўин оған тәсир ететуғын күшлер менен байланыстыратуғын Ньютон ызамларының нәтийжеси болып табылады:

$$m\ddot{x} = f_x; m\ddot{y} = f_y; m\ddot{z} = f_z. \quad (1)$$

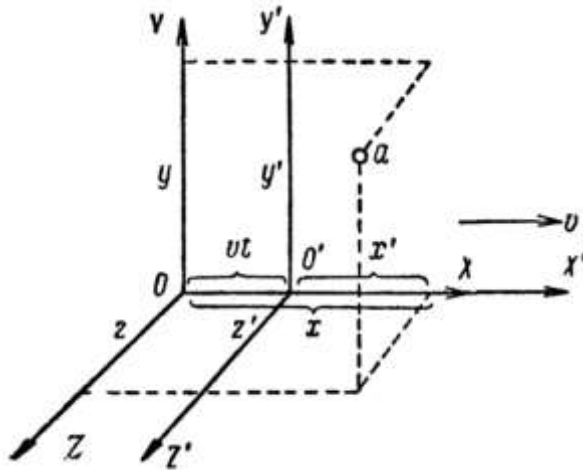
Бул теңликлерде $\ddot{x}$, $\ddot{y}$ хәм $\ddot{z}$ лер тезлениўдің қураўшылары, ал f_x , f_y , f_z лер күштиң координата көшерлериниң бағытларындағы қураўшылары болып табылады.

Ньютонның теңлемелери қәлеген инерциаллық система, яғный бир бирине салыстырғанда тең өлшеўли хәм тўры сызықлы қозғалатуғын шексиз көп санлы инерциаллық есаплау системалары ұшын дурыс. Механиканың (1)-теңликлер менен келтирилген ызамлары барлық инерциаллық есаплау системаларында дурыс болатуғын болса, онда системаның ишинде өткерилген хеш бир механикалық тәжирийбениң жәрдемінде оның тең өлшеўли хәм тўры сызықлы қозғалысын анықлаўдың мүмкиншилиги болмайды. Бул тастыйықлаўды механикалық салыстырмалық принципиниң формулировкасы деп есаплауға болады (I том, 19-параграф).

Бул мәселеге екінши көз-қарастан да келиўге болады. Бир координаталар системасынан оған салыстырғанда қозғалатуғын координаталар системасына өтиў координаталардың түрлендирийи менен әмелге асырылады. XYZ системасы тынышлықта тұр, ал сәйкес координата көшерлериниң бағыты ұсы XYZ координаталар көшерлеринең бағытларына параллель болған $X'Y'Z'$ системасы оған салыстырғанда OX көшериниң бағытында тұрақлы v тезлиги менен қозғалады деп болжаймыз (197-сүўрет). Бундай жағдайда қозғалыстың бағытына перпендикуляр болған барлық көшерлердің координаталары еки координаталар системасында бирдей, ал қозғалыс бағытындағы координата болса $x' = x - vt$ теңлиги бойынша байланысқан болады. Демек, еки координаталар системаларындағы ноқаттың координаталарының арасындағы мынадай байланысқа ийе боламыз:

$$x' = x - vt, y' = y, z' = z. \quad (2)$$

Координаталардың арасындағы бул қатнастарды *Галилей түрлендирийлерини* деп атайды. v тезлиги тұрақлы болғанлықтан (2)-түрлендирийи формулаларынан $\ddot{x}' = \ddot{x}$, $\ddot{y}' = \ddot{y}$, $\ddot{z}' = \ddot{z}$ түрлендирийи формулалары келип шығады, яғный ноқаттың тезлениўи системалардың екеўинде де бирдей болатуғынлығын хәм (1)-Ньютон формулаларының еки системада да бирдей екенлиги келип шығады. Ньютон теңлемелериниң формасы XYZ координаталар системасынан $X'Y'Z'$ координаталар системасына өткенде өзгермейди ямаса бундай жағдайда *Ньютон механикасының теңлемелери Галилей түрлендирийлерине қарата инвариант* деп айтыў қабыл етилген.



197-сүрөт.

Бир бирине салыстырғанда v тездиги менен қозғалатуғын еки координаталар системасы.

Галилей түрлендириулеринен тездиклерди қосыу теоремасы келип шығады. Ҳақыйқатында да, (2) ниң биринши теңлемесине ўақыт бойынша туўынды алсақ, онда

$$\dot{x}' = \dot{x} - v$$

ямаса

$$\dot{x} = \dot{x}' + v$$

теңликлерине ийе боламыз. Әлбетте $\dot{x}$ шамасы тездиктиң OX көшерине түсирилген проекциясы ("абсолют" тездиктиң проекциясы), ал $\dot{x}'$ шамасы тездиктиң OX' көшерине түсирилген проекциясы (салыстырмалы тездиктиң проекциясы) болып табылады. v - көширмели тездик.

Демек, $\dot{x} = \dot{x}' + v$ теңлиги XYZ координаталар системасындағы OX көшериниң бағытындағы a ноқатының тездигиниң құраўшысы усы a ноқатының $X'Y'Z'$ координаталар системасындағы OX' көшердиң бағытындағы проекциясы менен $X'Y'Z'$ координаталар системасының XYZ координаталар системасына салыстырғандағы көширмели v тездигиниң (болжаўымыз бойынша OX көшериниң бағытындағы) қосындысына тең.

Майкельсон тәжирийбелери тек механикалық құбылыслардың жәрдемінде ғана емес, ал оптикалық құбылыслардың жәрдемінде де системаның "абсолют" қозғалысын табыўдың мүмкин емес екенлигин көрсетти. Бундай жағдайда системаның эфирге салыстырғандағы қозғалысын табыўға болған тырысыўлардың тездиклерди қосыу теоремасын оптикалық құбылыслар областына қолланыў ҳаққындағы болжаўға тийкарланған екенлигин атап өтиў әҳмийетли. Майкельсон тәжирийбелериниң есаплаўлары усы теорияның тийкарында өткерилди. Усы жағдайға байланысly Майкельсон тәжирийбелериниң унамлы нәтийжелерди бермегенлиги бундай областта тездиклерди қосыу теоремасын, соған сәйкес Галилей түрлендириулерин пайдаланыўға болмайтуғынлығын көрсетти.

Электронлық теорияны ислеп шығыўды эфир моделинен пайдаланған Лоренц мынадай жағдайлардың орынлы екенлигин көрсетти: егер эфирге салыстырғанда қозғалыс ҳалында туратуғын денелердиң қысқаратуғынлығы ҳаққындағы гипотеза ҳәм соның менен бирге қозғалатуғын координаталар системасы ушын қозғалмайтуғын координаталар системасындағыдан өзгеше болған ўақыт өлшеми қабыл етилсе, онда эфирге салыстырғандағы қозғалысты анықлаўдың мүмкин емес екенлиги ҳаққындағы тәжирийбеде алынған нәтийжелердиң теорияның теңлемелери менен сәйкес келетуғынлығын көрсетти. Бул нәтийже математикалық түрде Лоренц тәрeпинен бир бирине салыстырғанда туўры сызықлы тең өлшемли қозғалыс ҳалындағы еки системадағы координаталар менен ўақытты байланыстыратуғын түрлердириулер формасында аңлатылды. 197-сүрөтке сәйкес қозғалатуғын еки система ушын Лоренц түрлендириулериниң формулалары төмендегидей түрге ийе:

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}, y' = y, z' = z, t' = \frac{t - \frac{xv}{c^2}}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (1)$$

Бул формулаларда $\beta = v/c$ - системаның тезлигинің жақтылықтың тезлигине қатнасы.

Әдеттегідей тезликтер үшін Лоренц түрлендіріулері Галилейдің классикалық түрлендіріулерінен жүдә киши айырмаға ийе. Себеби еки түрлендіріудің айырмасы әдетте жүдә киши болған $\beta = v/c$ шамасы бойынша айрылады. $\beta \rightarrow 0$ шегінде Лоренц түрлендіріулері Галилей түрлендіріулеріне өтеди.

Лоренц өзи алған түрлендіріулерге формал түрдегі мәнисти берди, ал туўрыдан-туўры мәнисти ол эфирге салыстырғанда қозғалатуғын денелердің ұзынлығының қысқарыуы гипотезасы хәм қозғалыушы координаталар системалары үшін өзинің "жергиликли ўақытты" киргизиўдің зәрүрлиги менен байланысly деп есаплады. Бирақ, тәжирийбелерде алынған мағлыўматларды таллаў Лоренц түрлендіріулерінің эфирдің бар екенлиги ҳаққындағы гипотеза менен байланысly емес екенлигин көрсетеди хәм оның қосымша математикалық усыл болып табылмайтуғынлығы, Бирақ тәжирийбелерден келип шығатуғын кеңислик пенен ўақыттың тийкарғы объективлик қасийетлерин аңлататуғынлығы ҳаққындағы жуўмаққа алып келеди. Егер жағдай ҳақыйқатында да ұсындай болса хәм координаталар менен ўақытты дұрыс түрлендіріулер (3)-аңлатпалар менен берилетуғын болса, онда Галилей түрлендіріулерінің жуўық екенлигин хәм олардың тек әдеттегі механикалық тәжирийбелерде орын алатуғын v/c қатнасының киши мәнислерінде дұрыс болатуғынлығы келип шығады.

Классикалық физика "абсолют" кеңислик хәм ўақыт ҳаққындағы метафизикалық көз-қараслардан пайдаланды. Бул түсиниклерге Ньютонның өзи мынадай анықламаларды берди: "Абсолют, ҳақыйқый хәм математикалық ўақыт өз-өзинен хәм өзинің тәбиятына сәйкес қандай да бир объекттен ғәрезсиз тең өлшеўли өтеди " хәм "Абсолют кеңислик өзинің тәбиятына байланысly қандай да бир басқа объекттен ғәрезсиз бирдей болып хәм қозғалыссыз қалады". Бирақ, кеңислик пенен ўақыттың объективлик қасийетлері ҳақыйқатында басқаша, оларды биз тек тәжирийбеде алынған мағлыўматлардың тийкарында биле аламыз.

Салыстырмалық теориясының тийкарлары тәжирийбеде алынған мағлыўматлар тийкарында алынуатуғын нәтийжелерди избе-из қолланыўдың тийкарында алынады (297-параграфқа қараңыз): 1) тең өлшеўли хәм туўры сызықлы қозғалыстағы барлық системалар эквивалент, яғный системада өткерилген оның "абсолют" қозғалысын анықлай алатуғын тәжирийбе болмайды; 2) салыстырмалы тең өлшеўли хәм туўры сызықлы қозғалатуғын қәлеген системада өлшенген жақтылықтың тезлиги бул жақтылықтың дерегинің тезлигинен ғәрезсиз бирдей мәниске тең болады. Усындай анықламалардан Лоренц формулаларының келип шығатуғынлығын көрсетиўге болады (майда шрифт пенен жазылған текстти қараңыз). Солай етип, егер есаплаў системасы сыпатында пайдаланыўға болатуғын эфир ҳаққындағы гипотезаны дыққаттан шығарып тасласақ хәм тәжирийбелерде алынған мағлыўматларды ғана пайдалансақ, онда Лоренц түрлендіріулерин алыў үшін ҳеш қандай қосымша физикалық гипотезаны киргизиўдің кереги болмайды. Керисинше, Лоренц түрлендіріулерин пайдаланыў есаплаў системалары бир бирине салыстырғанда қозғалғандағы, соның ишинде қозғалыушы денелердің оптикасы менен байланысly болған қәлеген физикалық қубылысты таллаўға болады. Бундай барлық жағдайларда тәжирийбелерде алынған мағлыўматлар менен дәл сәйкес келиў орын алады.

Салыстырмалық теориясы қәлеген физикалық нызамның Лоренц түрлендіріулерин қанаатландырыўы керек деп есаплайды. Бул математикалық жақтан бир системаның

координаталарында аңлатылған тәбиғаттың нызамының (3)-формула бойынша екінші системаның координаталарына өткенде өзінің түрін сақлайтуғынлығын аңғартады. Демек, қалеген нызамның Лоренц түрлендириулерине қарата инвариант болатуғынлығы келип шығады. Галилей түрлендириулерине қарата инвариант болған Ньютон нызамлары Лоренц түрлендириулерине қарата инвариант емес. Салыстырмалық теориясының идеяларының раўажланыуы Ньютон теңлемелериниң мынадай мәнистеги өзгерислерине алып келди: Лоренц түрлендириулерине қарата инвариант хәм $\beta = v/c$ қатнасының шексиз киши мәнисинде Ньютон теңлемелерине өтетуғын механиканың теңлемелери келтирип шығарылды. Механиканың жаңа теңлемелериниң нәтийжелерин тәжирийбеде сынап көриу бул жаңа теңлемелердиң дурыс екенлигин көрсетти. Электродинамиканың теңлемелерине (Максвелл теңлемелерине) келетуғын болсақ, онда олар Лоренц түрлендириулерине қарата инвариант болып шықты. Солай етип, классикалық физиканың электродинамика областындағы, соған сәйкес оптика областындағы нызамларының салыстырмалық теориясының талаптарын қанаатландыратуғынлығы айқын болды. Ал классикалық (Ньютонлық) механиканың нызамларының тек ғана $v \ll c$ теңсизлиги орынланатуғын анықланды. $v > c$ тезликлери ушын Лоренц түрлендириулериниң мәнисиниң жоғалатуғынлығына итибар беремиз. Бул денелердиң жақтылықтың тезлигинен үлкен тезликлерде қозғала алмайтуғынлығына сәйкес келеди.

Лоренц түрлендириулерин келтирип шығаруу ушын еки координаталар системасын қараймыз: штрихланбаған XYZ системасы (бул системаны қозғалмайды деп шәрт қоямыз) хәм салыстырмалы қозғалыстағы штрихланған $X'Y'Z'$ системасы (бул системаны қозғалады деп шәрт қоямыз, 198-сүүрет). Еки системаның көшерлерин бир бирине параллель етип аламыз, $X'Y'Z'$ системасының XYZ системасына салыстырғандағы тұрақлы салыстырмалы тезлиги v ның бағыты OX көшери менен бағытлас етип аламыз хәм ўақыттың басланғыш моментинде ($t = 0, t' = 0$) системалардың екеуиниң координаталар басы бир ноқатта тұрды деп болжаймыз. Бундай шәртлер орын алғанда y хәм z координаталарының

$$y' = y, z' = z$$

теңликлери бойынша түрленетуғынлығын аңсат көрсетиўге болады хәм бул мәселе менен биз шұғылланбаймыз. x координатасы менен ўақыт t ның қалайынша түрленетуғынлығын қараймыз. Қозғалатуғын системаның координаталар басына сәйкес келетуғын ноқатты аламыз, әлбетте оның координатасы x' нолге тең болады:

$$x' = 0. \quad (4)$$

Усы ноқаттың x координатасы (қозғалмайтуғын системада) t ўақыт моментинде (қозғалмайтуғын системада белгилеп алынған) $x = vt$ ға тең болады

Бул теңликти былайынша көширип жазамыз:

$$x - vt = 0. \quad (5)$$

(4)- хәм (5)-теңликлерди салыстырып кеңисликтің бир ноқатында x' шамасының да (штрихланған системадағы), $x - vt$ шамасының да (штрихланбаған системадағы) нолге айланатуғынлығы аңғарамыз. Сонлықтан x' хәм $x - vt$ шамалары ўақыттың қалеген моменти ушын бир биринен тек тұрақлы α көбейтиўши менен ғана айрылады деп болжау тәбийий.

$$x' = \alpha (x - vt). \quad (6)$$

Енди қозғалмайтуғын системаның координаталар басына сәйкес келетуғын ноқатты қараймыз; усы системадағы оның x координатасы нолге тең:

$$x = 0. \quad (7)$$

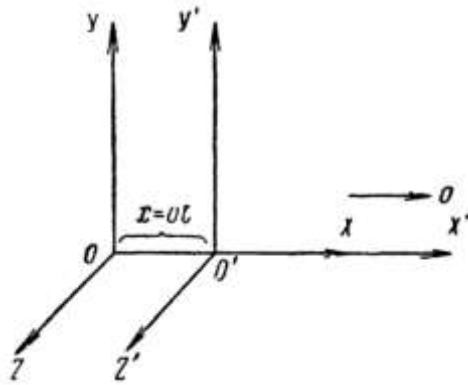
Қозғалатуғын системада болса t' ўақыт моментинде (қозғалатуғын системада белгилеп алынған) усы ноқат $x' = -vt'$ шамасына тең болған x' координатасына ийе болады. Буннан усы ноқат ушын

$$x' + vt' = 0$$

теңлиги орынлы болады. Бул теңликти тап сол ноқатты тәрийиплейтуғын (7)-теңлик пенен салыстырып, жоқарыда ислегенимиздей

$$x = \alpha(x' + vt') \quad (8)$$

теңлигин жазамыз.



198-сүрөт.

Лоренц түрлендириулеринин формулаларын келтирип шыгарыуға.

(6)- хэм (8)-формулалардағы пропорционаллық коэффициентлердин бирдей болыуының керек екенлигин еки системаның эквивалент екенлиги ҳаққындағы тәжирийбеде алынған нәтийжелерге, яғнай системалардың қайсысының абсолют қозғалатуғынлығын анықлаудың мүмкин емес екенлигине тийкарланып аңсат көрсетиуе болады.

Түрлендириу нызамын табыу үшін α коэффициентин анықлау керек. Оның үшін еки системада өлшенген жақтылықтың тезлигинин бир c шамасына тең болатуғынлығы ҳаққындағы тәжирийбеде алынған мағлыұматларға сүйенемиз. Жақтылық сигналын еки координаталар системаларының координаталар баслары бир ноқатта тұрған моментте жиберемиз (еки системадағы бул моментти басланғыш момент деп есаплаймыз: $t = t' = 0$). Ыақыттың ықтыярлы түрде алынған t (t') моментлеринде координаталары сәйкес

$$x = ct, x' = ct' \quad (9)$$

теңликери менен анықланатуғын ноқатларға келип жетеди.

(6)- хэм (8)-теңлемелерден мынаған ийе боламыз:

$$xx' = \alpha^2(x - vt)(x' + vt').$$

Бул теңликке x пенен x' тың орынларына олардың (9)-аңлатпалар бойынша анықланған мәнислерин қойып

$$c^2 = \alpha^2(c^2 - v^2)$$

теңлемесин табамыз. Бул теңлемени α ге қарата шешип мынаған ийе боламыз (түбирдин алдындағы оң белги үшін):

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

α ның табылған мәнислери (6)- хэм (8)-координаталарды түрлендириуди мына түрде жазыуға мүмкиншилик береді:

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}, x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Биринши теңликтен x' ты қойып, мынаны табамыз:

$$x\sqrt{1 - \beta^2} = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}} + vt'.$$

Бул теңлемени t' шамасына қарата шешип, мынадай формулаға ийе боламыз:

$$t' = \frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Тап ұсындай жоллар менен t үшін мынадай формуланы аламыз:

$$t = \frac{t' + \frac{v}{c^2}x'}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Алынған барлық қатнастарды бириктирип, қозғалатуғын системадағы координаталар менен ўақыт үшін аңлатпаларды қозғалмайтұғын системадағы координаталар менен ўақыт арқалы жазамыз:

$$\left. \begin{aligned} x' &= \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad y' = y, \quad z' = z, \\ t' &= \frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Қозғалмайтуғын системадағы координаталар менен ұақыт үшін аңлатпаларды қозғалатуғын системадағы координаталар менен ұақыт арқалы былайынша жазамыз:

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad y = y', \quad z = z', \\ t &= \frac{t' + \frac{v}{c^2}x'}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \end{aligned} \right\} \quad (10a)$$

(10)- хәм (10a) формулалар координаталар менен ұақытты бир есаплау системасынан екінши есаплау системасына өткендеги түрлендириулерди аңғартады. Көринип тұрғанындай, (10)- формулалар (3)-Лоренц түрлендириулерине сәйкес келеди

Штрихланған хәм штрихланбаған системалардың эквивалент екенлигин хәм (10)- түрлендириудің (10a) түрлендириуден салыстырмалы тезликтің белгисин өзгертиу менен алынатұғынлығын аңғарамыз.

§ 299. Салыстырмалық теориясының түрлендириулеринен келип шығатуғын нәтижелер. Лоренц түрлендириулеринің ең әхмийетли нәтижелерин қараймыз.

а) Хәр қыйлы системалардағы денелердің ұзынлығы. Лоренц түрлендириулері бир дененің ұсы дене тұрған системадағы сызықлы өлшемлеринің ұсы денеге салыстырғанда қозғалыста болатуғын системадағы ұсы дененің сызықлы өлшемлерине тең болмайтуғынлығын көрсетеди. XYZ системасында тынышлықта тұрған базы бир стержень OX көшеринің бағытында жайласқан хәм бұл системада l ұзынлығына тең (бұл ұзынлық оның басы менен ушының координаталарының айырмасына тең) деп болжаймыз:

$$l = x_2 - x_1.$$

Стерженге салыстырғанда оның ұзынлығының бағытында v тезлиги менен қозғалатуғын штрихланған координаталар системасындағы оның ұзынлығы неге тең?

Бұл l' ұзынлығын табыу үшін оны штрихланған системадағы стерженнің басы менен ушының x'_2 хәм x'_1 координаталарының айырмасы түрінде аңғартыу керек. Бундай жағдайда Лоренц түрлендириулерин пайдаланып, x'_2 хәм x'_1 координаталарын *штрихланған системада анықланған ұақыттың бир моментінде алыу керек*. Солай етип, x'_2 хәм x'_1 координаталарын 298-параграфтағы (3)-формуланың жәрдемінде x_2 хәм x_1 координаталары менен байланыстырып, *штрихланған системадағы ұақытты алыу керек*. Бұл ұақытты тұрақлы деп есаппа төмендегилерге ийе боламыз:

$$x'_2 = x_2 \sqrt{1 - \beta^2} - vt', \quad x'_1 = x_1 \sqrt{1 - \beta^2} - vt'.$$

Буннан мынадай теңлик келип шығады:

$$x'_2 - x'_1 = (x_2 - x_1) \sqrt{1 - \beta^2}$$

ямаса

$$l' = l \sqrt{1 - \beta^2}.$$

Өзине салыстырғанда қозғалатуғын координаталар системасындағы стержень ұсы стержень тынышлықта тұрған координаталар системасына салыстырғанда келтерек болады:

$$l' < l.$$

Егер биз штрихланған системада тынышлықта тұрған стерженди алсақ, оның ұзынлығы $l' = x'_2 - x'_1$ шамасына, ал штрихланбаған системада оның ұзынлығы $l = x_2 - x_1$ шамасына

тең болған болар еди. Енди өлшеулерди штрихланбаған системадағы t ўақыт моментинде өткеріу керек. 298-параграфтағы (3)-Лоренц түрлендіріулеринен пайдаланып, x_2 хәм x_1 шамаларын x'_2 хәм x'_1 шамалары арқалы аңлатамыз. Бундай жағдайда биз

$$x_2 - x_1 = (x'_2 - x'_1)\sqrt{1 - \beta^2}$$

ямаса

$$l = l'\sqrt{1 - \beta^2}$$

теңлигине ийе боламыз, яғный стержень тынышлықта тұрған системада ұзынырақ болады екен.

Денелердің OY хәм OZ көшерлериниң бағытындағы өлшемлериниң еки системада да бирдей болатуғынлығын аңғарамыз.

Салыстырмалық теориясының бул жуўмағы эфирге салыстырғандағы денелердің өлшемлериниң қысқартуғынлығы ҳаққындағы гипотезаны алмастырады. Салыстырмалық теориясы бойынша стержень тынышлықта тұрған системада ең үлкен ұзынлыққа ийе болады.

б) Хәр қыйлы системалардағы ўақыялардың ұзақлығы. Ўақыялардың ұзақлығы да хәр қыйлы координаталар системаларында хәр қыйлы болады. Штрихланбаған XYZ координаталар системасындағы A ноқатында ұзақлығы $\tau = t_2 - t_1$ болған базы бир ўақыя жүзеге келди деп болжайық (199-сүүрет). Бул теңликте t_1 менен t_2 арқалы XYZ координаталар системасында белгиленип алынған усы ўақыяның басы менен ақырының ўақыт моментлери белгиленген. Штрихланған $X'Y'Z'$ координаталар системасындағы усы ўақыяның ұзақлығы $\tau' = t'_2 - t'_1$ қандай болады? XYZ координаталар системасында белгиленип алынған t_1 хәм t_2 ўақыт моментлерине $X'Y'Z'$ координаталар системасындағы A ноқаты ушын t'_1 хәм t'_2 ўақыт моментлери сәйкес келеди (яғный x координатасының бир мәниси ушын). Демек, бизге x координатасының бир мәниси ушын t' пенен t ны байланыстыратуғын 298-параграфтағы (3)-формуланы пайдаланыу керек болады. Нәтийжеде биз мынадай аңлатпаларға ийе боламыз:

$$\sqrt{1 - \beta^2} \cdot t'_1 = t_1 = \frac{xv}{c^2}, \quad \sqrt{1 - \beta^2} \cdot t'_2 = t_2 = \frac{xv}{c^2}.$$

Буннан

$$\sqrt{1 - \beta^2}(t'_2 - t'_1) = t_2 - t_1$$

ямаса

$$\tau' = \frac{\tau}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

формулаларын аламыз.

τ' ўақыт аралығы τ ўақыт аралығынан киши болады.

Кери мәселени қойыўға да болады. Мейли, штрихланған системада (x' тұрақлы) базы бир ўақыяның ұзақлығы $\tau' = t'_2 - t'_1$ шамасына тең болсын. Бул ўақыяның штрихланбаған системадағы ұзынлығы қандай болады?

Бул сораўға жуўап бериу ушын 298-параграфтағы (3)-түрлендіріуді пайдаланамыз хәм ондағы x' шамасын тұрақлы деп болжаймыз. Бундай жағдайда

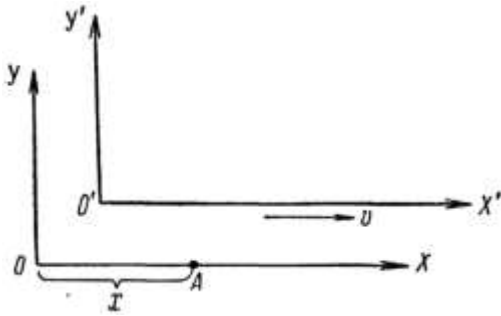
$$t_2 - t_1 = \frac{t'_2 - t'_1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

ямаса

$$\tau = \frac{\tau'}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

формулаларына ийе боламыз. Енди τ ўақыт аралығы τ' ўақыт аралығынан үлкен. Буннан мынадай жуўмаққа келемиз: *базы бир A ноқатында болып өтетуғын ўақыяның*

ұзындығы u A нүктесі тынышлықта тұратуғын координаталар системасындағыға салыстырғанда кінші.



199-сүрөт.

Ұақыялардың хәр қыйлы координаталар системаларындағы ұзындықларын анықлауға.

298-параграфтағы түрлендіріудің (3)-математикалық формасына сәйкес системалардың салыстырмалы тезлиги қанша үлкен болса, онда u екі системаға қарата анықланған ұақыяның ұзындықтарының айырмасы үлкен болады.

с) тезликлерди қосыу теоремасы. Жоқарыда айтылып өтилгениндей, Ньютон механикасындағы тезликлерди қосыу теоремасы Галилей түрлендіріулері менен байланысly. Әдетте бұл теорема былайынша айтылады: нүктенің "абсолют" тезлиги u оның салыстырмалы тезлиги (u') пенен көшірмели (v') тезликлеринің геометриялық қосындысына тең:

$$u = u' + v'.$$

Бұндай жағдайда "абсолют" тезлик деп (оны эфирге салыстырғандағы гипотезалық "абсолют" тезлик пенен шатастырмау керек) берілген мәселенің шәрті бойынша қозғалмайды деп қабыл етилген системаға салыстырғандағы тезликті түсінеди. Бұл системаны XYZ арқалы белгілеймиз. Демек, "абсолют" тезлик штрихланбаған системада өлшенеди. Салыстырмалы u' тезлик деп биз штрихланған системада өлшенген тезликті, ал көшірмели v' тезлик деп штрихланған системаның штрихланбаған системаға салыстырғандағы тезлигин түсінемиз. Лоренц түрлендіріулеринен жоқарыда келтирилген тезликлердің арасындағы байланыстың Ньютон механикасындағы тезликлердің арасындағы байланыстан өзгеше болатуғынлығы келип шығады. Бұл байланысты табыу үшін 298-параграфтағы (3)-теңлемелердің бириншисин соңғысына ағзама-ағза бөлемиз хәм нәтийжеде

$$\frac{x}{t} = \frac{x' - vt'}{t' + \frac{x'v}{c^2}} = \frac{\frac{x'}{t'} + v}{1 + \frac{x'}{t'} \cdot \frac{v}{c^2}}$$

теңлигине ийе боламыз. x/t ның "абсолют" тезликтің OX көшерине түсірилген проекциясы (дәлирегі оның орташа мәніси), x'/t' тың салыстырмалы тезликтің $O'X'$ көшерине түсірилген проекциясы, ал v ның системаның көшірмели тезлиги екенлигин аңғарып, соңғы аңлатпаны

$$u_x = \frac{u'_x + v}{1 + u'_x \frac{v}{c^2}} \quad (1)$$

түрінде жазамыз. Тап сондай жоллар менен тезликтің басқа да проекцияларын аламыз:

$$u_y = \frac{u'_y \sqrt{1 - \beta^2}}{1 + u'_x \frac{v}{c^2}}, \quad u_z = \frac{u'_z \sqrt{1 - \beta^2}}{1 + u'_x \frac{v}{c^2}}. \quad (1a)$$

298-параграфтағы (3)-теңлемелерди пайдаланып ұсындай жоллар менен

$$u'_x = \frac{u_x - v}{1 - u'_x \frac{v}{c^2}}, \quad u'_y = \frac{u_y \sqrt{1 - \beta^2}}{1 - u'_x \frac{v}{c^2}}, \quad u'_z = \frac{u_z \sqrt{1 - \beta^2}}{1 - u'_x \frac{v}{c^2}}$$

формулаларын алыўға болады. Бул формулалар (системалардың салыстырмалы қозғалысы ОХ көшериниң бойында болады деген болжаўдың тийкарында келтирип шығарылған) классикалық физиканың тезликлерди қосыў ушын жазылған әдеттеги формулаларды алмастырады. Тезликтің "көлденең" хәм "бойлық" проекциялары ушын жазылған (1)- хәм (1а) формулалардың хәр қыйлы екенлигин аңғарамыз. Егер биз жақтылықтың тезлигине барабар тезликлер менен ис алып барсақ бул формулалар бойынша өткерилген есаплаўлардың нәтийжелери классикалық механиканың формулалары бойынша өткерилген есаплаўлардың нәтийжелеринен үлкен айырмаға ийе болады. Мысал ретинде штрихланған системада $O'X'$ көшериниң бағытында c тезлиги менен қозғалатуғын жақтылық нұрын қараймыз хәм оның штрихланбаған системадағы тезлигин анықлаймыз. (1)-формула бойынша $u'_x = c$ теңлиги орынлы деп болжап, биз излеп атырған шама ушын

$$u_x = \frac{c + v}{1 - c \frac{v}{c^2}} = c$$

нәтийжесине ийе боламыз. Штрихланбаған системадағы тезлик c ға тең. Классикалық формуланың бул жағдайда $c + v$ тезлигин беретүғынлығы тәбийий. Әлбетте, бул нәтийжениң алыныўын күтиў керек еди, себеби Лоренц түрлендириўлерин келтирип шығарыў жақтылықтың тарқалыў тезлигиниң системаның қозғалысынан ғәрезсиз екенлигине тийкарланған еди.

Жоқарыда атап өтилген жақтылықтың тезлигиниң шеклик характери тезликлерди қосыў формулаларынан айқын көринип тұр; u'_x хәм v тезликлериниң екеўин де c ға тең деп есаплаған жағдайда да u_x тезлиги ушын c мәнисин қайтадан аламыз.

§ 300. Қозғалыўшы денелер оптикасы хәм салыстырмалық теориясы. Жоқарыда көрсетилип өтилгениңдей, эфир теориясының сәтсизлиги Физо, Майкельсон тәжирийбелерин хәм жұлдызлық аберрация қубылысын бирден-бир көз қараста таллаўдың барысында көринди. Усыған байланыслы мынадай сораўдың пайда болыўы тәбийий: бул қубылыслар салыстырмалық теориясында қалайынша түсиндириледи? Майкельсон тәжирийбеси арнаўлы түрдеги таллаўды талап етпейди, себеби, атап айтқанда, оның өзи салыстырмалық теориясының тийкарғы талапларын белгилеўде басланғыш жағдай сыпатында қабыл етилди.

Физо тәжирийбесиниң нәтийжелери тезликлерди қосыў теоремасының тўўрыдан-тўўры нәтийжеси сыпатында эфирдиң толық емес алып жүрилиўи ҳаққындағы болжаўсыз-ақ алынады. Тәжирийбени ұсындай көз-қараста қараймыз. Суўдың сындырыў коэффициентин n арқалы белгилеп, суўдағы жақтылықтың салыстырмалы тезлиги u'_x ты

$$u'_x = \frac{c}{n}$$

шамасына тең етип аламыз.

Суўдың ағысы v көширмели тезлиги менен анықланады. Интерференция картинасы жақтылықтың дүзилiske салыстырғандағы тезлиги u_x бойынша анықланады. v/c шамасын киши деп есаплап хәм оның екнши, үшінши хәм оннан да жоқары дәрежелерин есапқа алмай, 299-параграфтағы тезликлерди қосыў теоремасы (1) тийкарында мынаны аламыз:

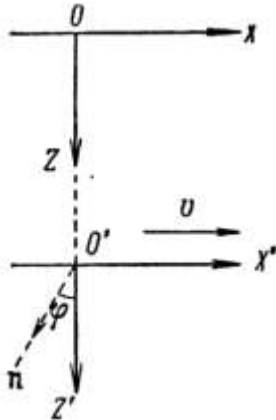
$$u_x = \frac{\frac{c}{n} + v}{1 + \frac{c}{n} \cdot \frac{v}{c^2}} \cong \left(\frac{c}{n} + v \right) \left(1 - \frac{v}{nc} \right).$$

Буннан кейин v/c қатнасы бар ағзаны есапқа алмай жолы менен төмендеги теңликке ийе боламыз:

$$u_x = \frac{c}{n} + v \left(1 - \frac{1}{n^2} \right). \quad (1)$$

Егер эфирдің алып жүрилиі коэффициентін $\left(1 - \frac{1}{n^2} \right)$ шамасына тең деп есептасақ, онда бұл нәтиже тезліктерді қосыудың әдеттегі теоремасына, яғни Физо тәжірибесінің нәтижесіне сәйкес келеді.

Солай етіп, Майкельсон және Физо тәжірибелері бірден-бір көз-қарастан түсіндіріледі екен.



200-сүрет.
Жұлдызлық абберация құбылысын
түсіндіріңге.

Жұлдызлық абберация құбылысын қараймыз. Оның үшін штрихланбаған системаны биз бақылауын жұлдыз бенен, ал штрихланған система телескоп орналастырылған Жер менен байланыссыз деп болжаймыз (200-сүрет). Мейли, жұлдыздың жақтылық нұры OZ көшерінің бағытында тарқалатуын болсын. Бұл нұрдың Жердегі $O'Z'$ көшери менен қандай мүйешті жасайтуғынлығын анықтаймыз. Екі системаның OX және $O'X'$ көшерлері Жердің тезлігі v ға параллелью XOZ тегислигінде OZ бағытында тарқалатуын жақтылық нұрының теңлемесі мынадай түрге ийе:

$$s = a \cos 2\pi v \left(t - \frac{z}{c} \right). \quad (2)$$

Бұл теңлікте a арқалы тербелістің амплитудасы, ал v арқалы жиілігі белгіленген. Тап сол нұр $O'X'Z'$ координаталар системасында $O'Z'$ көшерінің бағытында емес, ал $O'X'Z'$ тегислигінде жететуын $\mathbf{n}$ векторы менен анықланатуын базы бір бағытта тарқалады. Бұл нұрдың теңлемесін

$$s = a \cos 2\pi v' \left(t' - \frac{x'\alpha + z'\gamma}{c} \right) \quad (3)$$

түрінде жазыуға болады. Бұл теңлемеді α менен γ арқалы нұр менен $O'X'$ және $O'Z'$ көшерлерінің арасындағы мүйештер белгіленген. Ал t' болса $X'Y'Z'$ системасында есепленген уақыт болып табылады.

Жер менен байланыссыз болған системадағы нұрдың бағытын анықлау үшін (2)-теңлемеді координаталар менен уақытты Лоренц формулаларының жәрдеминде түрлендіреміз және штрихланған системадағы тербелістердің фазасын анықтаймыз.

298-параграфтағы (3)-түрлендіріуді пайдаланып,

$$s = a \cos 2\pi v \left(t - \frac{z}{c} \right) = a \cos 2\pi v \left(\frac{t' + x' \frac{v}{c^2}}{\sqrt{1 - \beta^2}} - \frac{z'}{c} \right)$$

ямаса

$$s = a \cos 2\pi \frac{v}{\sqrt{1-\beta^2}} = a \cos 2\pi v \left(t' + \frac{x' \frac{v}{c} - z' \sqrt{1-\beta^2}}{c} \right)$$

теңлигине ийе боламыз. Бул теңликти (3)-формула менен салыстырып

$$v' = \frac{v}{\sqrt{1-\beta^2}}, \alpha = -\frac{v}{c}, \gamma = \sqrt{1-\beta^2} \quad (4)$$

формулаларына ийе боламыз.

(4)-формуладан Жер менен байланысly болған координаталар системасында Жұлдыздың жақтылығы $O'Z'$ көшери менен косинусы $\gamma = \sqrt{1-\beta^2}$ шамасына тең φ мүйешин жасайды екен; демек, телескоптың трубасы вертикалға салыстырғанда ұсындай мүйешке қыяланған болыуы керек. φ мүйешинің синусы $\beta = \frac{v}{c}$ шамасына тең. Жердің орбитасындағы тезлиги $3 \cdot 10^6$ см/сек, ал жақтылықтың тезлиги $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек шамасына тең болғанлықтан $\beta = 10^{-4}$ шамасына тең болады. β ның ұсындай мәніслерінде синус пенен тангенслер ис жүзінде бир бирине тең хәм биз жұлдызлық аберрация ұшын классикалық сәйкес келиуіге ийе боламыз: *телескоптың көшеринің қыялық мүйешинің тангенсін v/c ға тең*. Биз аберрация қубылысын дара мысалда түсіндірдик; мәселени нурдың ықтыярлы бағыты ұшын ұлыұмаластырыуға болады²⁰.

Допплер қубылысын таллағандағы Лоренц түрлендіріулеринің тутқан орны жүдә әхмийетли. Бул қубылыс жақтылықтың дерегине салыстырғанда қозғалатуғын системада қабыл етилетуғын жақтылықтың жийилигинің өзгерисинен ибарат. Серпимли орталықта тарқалатуғын толқынлар ұшын әдеттеги Допплер қубылысы төмендегиден ибарат (I том, 113-параграаф). Дерек тербелислер тарқалатуғын орталықта қозғалғанда тербелислерди регистрациялайтуғын қандай да бир әсбап тәрөпинен қабыл етилетуғын жийиликтің шамасы v' дерек тәрөпинен шығарылған жийилик v дан өзгеше болады. v' жийилиги v жийилиги менен былайынша байланысқан:

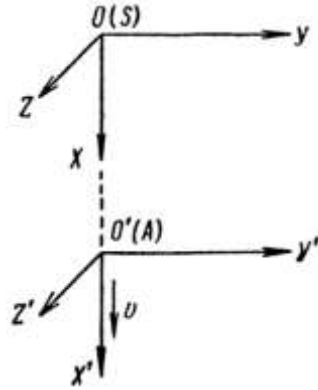
$$v' = v \frac{V - v_1}{V - v_2}. \quad (5)$$

Бул теңликте V - тербелислердің орталықта тарқалыу тезлиги, v_1 менен v_2 - регистрациялайтуғын әсбап пенен деректің тезликлеринің олардың екеуін тұтастыратуғын туурыға түсірилген проекциялары; егер v_1 хәм v_2 тезликлери жақтылықтың тарқалыу бағыты менен бағытлас болса, онда оларды оң белгиге ийе деп есапланады. (5)-формула жийиликтің өзгерисинің тек салыстырмалы тезлик $v = v_1 - v_2$ ден ғана ғарезли емес, ал тербелис тарқалатуғын орталыққа салыстырғандағы v_1 хәм v_2 тезликлеринің өзлеринен де ғарезли екенлигин көрсетеди. Демек, жийиликті өлшеу орталықтағы жақтылықтың дерегинің (ямаса регистрациялайтуғын әсбаптың) тезлигин анықлау ұшын да хызмет ете алады екен.

Жақтылық эфирде қозғалады деп есапланған жағдайда Допплер эффектіндеги жийиликтің өзгериси эфирге салыстырғандағы қозғалысты, яғнай "абсолют" қозғалысты табыуға болады деп болжауға болады. "Абсолют" қозғалысты табыудың мүмкин емес екенлиги табылғаннан кейин жақтылық толқынлары ұшын Допплер қубылысының теориясын қайтадан қарап шығуыдың хәм оны салыстырмалық теориясының талаплары менен сәйкес келтириудің зәрүрлиги пайда болды.

²⁰ Қатаң түрде айтқанда, аберрация қубылысын Жердің Қуяштың дөгерегіндеги хақыйқый қозғалысының инерциаллық емес характеринен де түсіндіриуіге болады. Бундай жағдайда оны тең өлшеулі хәм тууры сызықлы қозғалыс пенен алмастыриудың кереги жоқ.

201-сүрет.
Допплер құбылысы үшін аңдатпаны
келтиріп шығарыуға.



Деректің хәм жақтылық толқынларының тәсири үйренилетуғын системаның салыстырмалы қозғалысындағы жийиликтің өзгерісі Лоренц түрлендіріулерінің жәрдемінде аңсат алынады. XYZ координаталар системасы S дерегі менен байланысқан, ал жийиликті өлшеу $X'Y'Z'$ системасында әмелге асырылады хәм оның v арқалы белгіленген салыстырмалы тезлігі $O'X'$ көшери менен бағытлас деп болжаймыз.

Мейли, жақтылық S дерегінен (201-сүрет) OX көшерінің бағытында тарқалатуғын болсын. Бундай жағдайда XYZ системасындағы тербеліслердің фазасы $2\pi\nu\left(t - \frac{x}{c}\right)$ ға тең. Бұл аңлатпада ν - дерек тәрепіннен шығарылған жақтылықтың жийилигі; басқа сөз бенен айтқанда ν арқалы XYZ системасында ўақыт бирлігінде қабыл етилетуғын тербеліслердің санына тең (ұсы системада саналған). $2\pi\nu\left(t - \frac{x}{c}\right)$ фазасын $X'Y'Z'$ системасындағы координаталар менен ўақытқа түрлендіремиз. 298-параграфтағы (3)-формулалар бойынша

$$2\pi\nu\left(t - \frac{x}{c}\right) = 2\pi\nu\left(\frac{t' + x'\frac{v}{c^2}}{\sqrt{1 - \beta^2}} - \frac{x' - vt'}{c\sqrt{1 - \beta^2}}\right) \quad (6)$$

теңлігіне ийе боламыз.

$X'Y'Z'$ системасында ν ўақыт бирлігіндегі тербеліслердің санына (яғный жақтылықтың жийилигіне) тең болмайды. Себеби бұл системада ұзынлық пенен ўақыттың масштаблары басқаша. $X'Y'Z'$ системасында қабыл етилетуғын жақтылықтың жийилигі ν' ты (6)-аңлатпаның оң тәрепін $2\pi\nu\left(t - \frac{x}{c}\right)$ түріне алып келиу жолы менен табамыз.

$$2\pi\nu'\left(t' - \frac{x'}{c}\right) = 2\pi\nu\left(\frac{t' + x'\frac{v}{c^2}}{\sqrt{1 - \beta^2}} - \frac{x' - vt'}{c\sqrt{1 - \beta^2}}\right)$$

теңлігінен

$$\nu' = \nu \frac{1 - \frac{v}{c}}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (7)$$

теңлігін аламыз.

(7)-аңлатпаны

$$\nu' = \nu \sqrt{\frac{1 - \frac{v}{c}}{1 + \frac{v}{c}}} \quad (7a)$$

түрінде де ямаса жууық түрде

$$\nu' \cong \nu \left(1 - \frac{1}{2} \frac{v}{c}\right) \left(1 - \frac{1}{2} \frac{v}{c}\right) \cong \nu \left(1 - \frac{v}{c}\right)$$

түрінде жазыуға болады. Тап ұсындай жууықлауда классикалық (5)-формула мынаны береді:

$$v' \cong v \left(1 - \frac{v_1 - v_2}{V} \right) = v \left(1 - \frac{v}{V} \right).$$

Буннан, биз көрсеткен жууықлауда салыстырмалық теориясының формулалары менен классикалық формуланың бир бирине сәйкес келетуғынлығын көреміз.

Бирақ, дәл болған (7а) формула менен классикалық (5)-формуланың арасында үлкен айырма бар: классикалық (5)-формулаға регистрациялайтуғын әсбаптың тезлиги v_1 менен деректің тезлиги v_2 өз алдына бөлек киретуғын болса, (7а) формулаға тек регистрациялайтуғын әсбап пенен деректің салыстырмалы тезлиги v ғана киреди. Солай етип, басқа барлық физикалық қубылыстар сыяқлы Допплер қубылысы да қандай да бир системаның "абсолют" тезлигин анықлауға мүмкиншилик бермейди.

Салыстырмалық теориясының екінші әхмийетли нәтижеси Допплердің көлденең қубылысы болып табылады. Бұл қубылыстың мәнісі $X'Y'Z'$ системасындағы оның тезлик v ға перпендикуляр бағытта тарқалғандағы жақтылықтың жийилигинің өзгерисинен ибарат.

Егер Лоренц түрлендириулерин ықтыярлы бағытта тарқалатуғын толқынға қоллансақ, онда (7)-формуланың орнына

$$v' = v \frac{1 - \frac{v}{c} \cos \varphi}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (8)$$

формуласы алынады. Бұл формулада φ арқалы жақтылықтың тарқалыу бағыты менен v тезликтің бағытының арасындағы мүйеш белгиленген (XYZ системасында өлшенген). Жақтылық тезликтің бағытына перпендикуляр бағытта тарқалса ($\varphi = \pi/2$), (8)-формула мынаны береді:

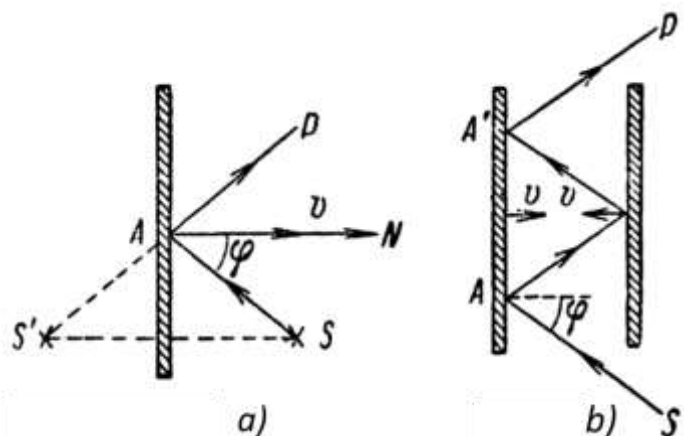
$$v' = \frac{v}{\sqrt{1 - \beta^2}} \cong v \left(1 + \frac{1}{2} \beta^2 \right). \quad (8a)$$

[(4)-формула менен салыстырыңыз]. Егер мүйештің $X'Y'Z'$ системасындағы мәнісін алсақ, онда (8)- хәм (8a) формулаларындағы v менен v' шамаларының орынларын алмастырыу керек болады.

Көлденең эффект бойлық эффекттен әдеуір киши, себеби ол тек β^2 шамасынан ғана ғәрезли.

Оптикадағы Допплер қубылысын тиккелей бақлау бойынша бирінші тәжирийбелерди А.А. Белопольский тәрепинен өткерилди (1900-жылы).

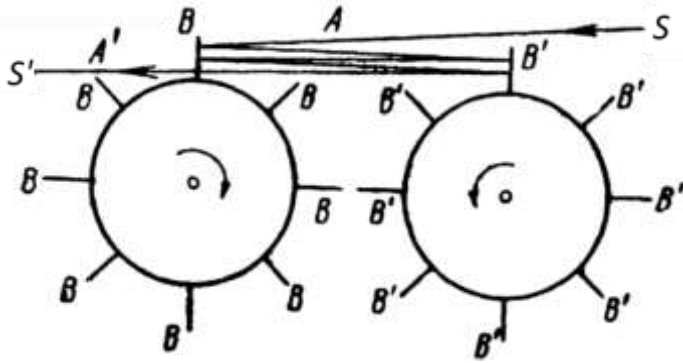
202-сүүрет.
Айнаның қозғалыуындағы
сүүреттің орын алмастырыуы.



Бұл тәжіриьбелердің схемасы төмендегидей. Жақтылық қозғалатуғын айнада шағылысқанда объектінің сүьреті қозғалады. Мейли, (202-а сүьрет) айна v тезлигине нормаль бағытта қозғалатуғын, ал нур нормалдың бағытына φ мүйешин жасап түсетуғын болсын. Бундай жағдайда S' сүьрет тегислигинің көріу бағыты болған $S'AP$ бағытына түсірілген проекциясының $2v \cos \varphi$ шамасына тең болатуғынлығын аңсат есаплауға болады. Егер SA нуры бир бирине қарай қозғалатуғын айналарда (202-б сүьрет) n рет шағылысатуғын болса, онда хәр бир шағылысыу $2v \cos \varphi$ тезлигин пайда етеди хәм $A'P$ бағытында тарқалатуғын жақтылық ұсы $A'P$ бағытында $2vn \cos \varphi$ тезлиги менен тарқалатуғын жақтылыққа эквивалент болады. Солай етип, айналардың қозғалысы жақтылықтың дерегинің қозғалысын алмастыра алады. Егер айналардың салыстырмалы қозғалысы 202-б сүьретте көрсетілгендей болса, онда ол деректің A ноқатына қарай қозғалысына эквивалент болады. Бундай жағдайда бақланатуғын жийиликтің деректің жийилигинен үлкен болыуы керек; спектраллық сызықтың аұысыуы киши толқын ұзынлықларына қарай болады. Айналардың қозғалысының қарама-қарсы бағытларында аұысыу үлкен толқын ұзынлықларына қарай болады. А.А.Белопольский параллель көшерлери бар еки айланатуғын барабанды алды. Бұл барабанларда 203-сүьретте көрсетілгендей етип B хәм B' айналары жайластырылды. SA жақтылық нуры B айнасына түсип B хәм B' айналарында бир қатар избе-из шағылысыуларға ұшырады хәм $A'S'$ бағытында спектраллық әсбапқа келип түскен. Егер барабанлар сүьретте көрсетілген бағытларда айланысқа келтирилсе, B хәм B' айналары бир бирине қарай қозғалады. Барабанлардың айланысының қарама-қарсы бағытында айналар бир биринен қашықласады. Усындай тәжіриьбелердің жәрдемінде А.А.Белопольскийге доплерлик аұысыуды табыудың сәти түсти хәм аұысыудың белгисинің теория талап еткен белгиге сәйкес келетуғынлығын көрсетти. Кейинирек бұл тәжіриьбе Б.Б.Шолицын тәрeпинен әдеуир дәлирек өткерилди.

Допплер құбылысы астрономиялық бақлауларда үлкен әхмийетке ийе. Мысалы, аспан денелеринің спектріндеги спектраллық сызықлардың аұысыуы бойынша бундай денелердің Жерге салыстырғандағы нұрлық тезлиги хаққында жуумақларды шығарады. Қос жулдызлардың бар болыуы факты спектраллық сызықлардың екиге ажыралыуы бойынша табылады. Бундай екиге ажыралыу жулдызлардың екеуинің хәр қыйлы нұрлық тезликлерге ийе болыуының салдарынан жүзеге келеди. Қуяш дискисинің хәр қыйлы шетлеринен келип жететуғын фраунгоферлик сызықларды бақлау оның бетинің қозғалысын анықлауға мүмкиншилик береді. Жақтыртқышлардың спектринің үстинде ұсындай типтеги изертлеулерди тұрақлы түрде өткереді хәм бундай изертлеулер олардың қозғалысларын үйрениуде баслы орынды ийелейди.

Жоқарыда келтирилген тәжіриьбелер қайсы формуланың хақыйқатлыққа (салыстырмалық теориясының ямаса классикалық теорияның формуласының) жақсырақ сәйкес келетуғынлығын тексерип көріу ұшын жеткиликли дәрежеде дәл емес. Еки теорияның сезилерликтей айырмасы салыстырмалық теориясының "көлденең эффектти" беретуғынлығында, ал ески теорияда бұл эффект жоқ. Бұл эффекттің жүдә киши екенлигине байланысly оны эксперименталлық бақлау жүдә қыйын. Бирақ, 1938-жылы тезлиги шама менен 10^8 см/сек шамасына тең каналлық водород нұрландырған жақтылықты бақлаудың барысында көлденең эффектти бақлады. Солай етип, салыстырмалық теориясына сәйкес келетуғын Допплер эффектинің формуласы тастыйықланды.



203-сүрөт.
А.А.Белопольскийдин
тәжірийбесиниң схемасы.

§ 301. Салыстырмалық теориясының механикасы. Жоқарыда келтирилген таллауларымызда Ньютон механикасының ыңғайлары инвариант болған Галилей түрлендіріулериниң Лоренц түрлендіріулериниң v/c қатнасының нолге ұмтылатуғын жағдайдағы шеклік аңдатпасы болатуғынлығын көрдик. Сонлықтан Ньютон механикасының теңдемелериниң де салыстырмалық теориясы талап ететуғын Лоренц түрлендіріулерине қарата инвариант болған базы бир ұлыұмалық теңдемелердиң шеклік дара жағдай болып табылады деп ойлауға болады.

Егер Ньютон теңдемелерине оларды Лоренц түрлендіріулерине қарата инвариант ететуғындай өзгерістерди киргизсек, онда салыстырмалық теориясының механикасының теңдемелериниң түрін табыуға болады.

Ньютон механикасының теңдемесин векторлық түрде жазамыз:

$$\frac{d}{dt}(m\mathbf{v}) = \mathbf{f}. \quad (1)$$

Ньютон механикасында масса m ди қозғалыс қалынан ғәрезсіз болған тұрақлы шама деп есаплайды. Бұл болжаудың теңдемелердиң Лоренц түрлендіріулерине қарата инвариант болуы талабы менен сәйкес келмейтуғынлығын көрсетіуіге болады. Салыстырмалық теориясының механикасындағы, Ньютон механикасындағыдай, қәлеген изоляцияланған системада қозғалыс мұғдарының сақланыу ыңғайының орынланыуы талабы менен бир системадан екинши системаға өткенде тезліклерди түрлендіріу ыңғайларын есапқа алыу салыстырмалы қозғалыс қалында болатуғын қәр қыйлы системалардағы денениң массасының қәр қандай болатуғынлығына алып келеди. Бундай жағдайда массаларды түрлендіріу ыңғайы мынадай түрге ийе болады:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (2)$$

Бұл теңдікте m_0 арқалы ол тынышлықта тұрған системада өлшенген масса, ал m арқалы биринши системаға салыстырғанда v тезлиги менен қозғалатуғын системада өлшенген сол массаның мәніси белгіленген. Егер (1)-формуладағы m массасының орнына (2)-ыңғай бойынша түрленетуғын массаны қойсақ, онда механиканың теңдемелери Лоренц түрлендіріулерине қарата инвариант болады. Солай етип, салыстырмалық теориясының механикасының теңдемелери төмендегидей формаға ийе болады:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \mathbf{v} \right) = \mathbf{f}. \quad (3)$$

Әлбетте, Ньютон теңдемелеринен өзгешеліклерге ийе болған бұл теңдемелер классикалық механиканың беретуғын нәтижелеринен басқа нәтижелерди бериуі керек.

Тәжірийбелердеги бұл нәтижелерди тексерип көриў теңлемелердиң өзлерин тексерип көриў болып табылады.

Классикалық механикада қозғалыс теңлемесин мына түрде жазыўға да болады: $\frac{d}{dt} \mathbf{p} = \mathbf{f}$. Бұл теңлемеді $\mathbf{p}$ арқалы қозғалыс мұғдары белгиленген. Оны (3)-теңлеме менен салыстырып, салыстырмалық теориясының механикасында қозғалыс мұғдарының орнын

$$\mathbf{p} = \frac{m_0 \mathbf{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = m \mathbf{v} \quad (4)$$

ийелейтуғынлығын көриўге болады.

(3)-формуладан келип шығатуғын күш пенен тезлениўдиң арасындағы байланыс күштиң басланғыш тезликтің бағытында ямаса оған перпендикуляр бағытта тәсир ететуғынлығына байланысly хәр қыйлы болады. Биринши жағдайдағы күш пенен тезлениўди бойлық (f_t, w_t) , ал екинши жағдайдағыны көлденең (f_n, w_n) деп атайды. Бойлық күш ушын

$$\frac{m_0}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}} w_t = f_t,$$

көлденең күш ушын

$$\frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} w_n = f_n$$

түриндеги аңлатпалар алынады. Сонлықтан $\frac{m_0}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}}$ шамасына тең массаны көлденең, ал

$\frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ шамасына тең массаны бойлық масса деп атайды. Соңғы формула II томдағы 218-параграфта талланған көлденең электр майданындағы электронлардың қозғалысы ушын тексерип көрилди хәм алынған нәтижелер формуланың дұрыслығын толық тастыйықлады.

Салыстырмалық теориясының оғада әхмийетли болған нәтижеси энергия менен массаның арасындағы байланыстың орнатылыўы болып табылады. (3)-формулаға тийкарланып, бұл қатнасты табамыз. Классикалық механикада материаллық ноқаттың кинетикалық энергиясының өзгериси усы ноқатқа түсирилген сыртқы күшлер тәрепинен исленген жұмысқа тең. (3)-теңлеме ушын сәйкес таллаўлар өткеремиз. f күшиниң элементар жұмысы dA күш пенен усы күштиң тәсиринде ноқаттың орын алмастырыўы dr диң скаляр көбеймесине тең:

$$dA = f \cdot dr.$$

Бұл шама ноқаттың кинетикалық энергиясының өсимин бериўи керек:

$$dA = dE_k.$$

(3)-формуланың тийкарында

$$dE_k = dA = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right) \cdot dr$$

теңликлерин аламыз. Дифференциаллаўды орынлап

$$dE_k = \left(\frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \frac{d\mathbf{v}}{dt} + \frac{m_0 v}{c^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}} \frac{dv}{dt} \mathbf{v} \right) \cdot d\mathbf{r}$$

ямаса, $d\mathbf{r}/dt$ шамасы $\mathbf{v}$ тезлікке тең болғанлықтан,

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} \cdot d\mathbf{r} = \frac{d\mathbf{r}}{dt} \cdot d\mathbf{v} = v dv; \quad \frac{dv}{dt} \mathbf{v} \cdot d\mathbf{r} = dv \mathbf{v} \cdot \mathbf{v} = v^2 dv$$

теңдіклеринің орынлы екенлігін есепке алсақ, онда

$$dE_k = \frac{m_0 v}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}} \cdot dv$$

аңдатпасын аламыз. Екінші тәрептен, (2)-формула бойынша

$$dm = \frac{m_0 v}{c^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}} \cdot dv$$

теңлігінің орынлы болатуғынлығын табамыз. Соңғы формулаларды бір бири менен салыстырып dE_k менен dm ниң арасында

$$dE_k = c^2 dm \quad (5)$$

түріндегі байланыстың бар екенлігін табамыз. Энергияның өзгерісі массаның өзгерісіне пропорционал екен, оның үстіне пропорционаллық коэффициенті хызметін жақтылықтың тезлігінің квадраты атқарады. Егер E энергия менен m массаның арасында

$$E = mc^2 \quad (5a)$$

түріндегі ұлыұмалық байланыс болатуғынлығын көреміз.

Масса менен энергия физика изертлейтуғын материяның түрлерінің сапалық жақтан хәр қыйлы болған қасиеттерінің характеристикалары болып табылады. Масса материяның инерциялық қасиеттерін (Ньютонның екінші нызамы) хәм пүткіл дүньялық тартысыұда көринетуғын қасиеттері тәрийиплейди. Энергия болса өзгерісі система тәрепинен орынланған жұмысты анықлайтуғын шама болып табылады. Салыстырмалық теориясынан келип шығатуғын (5)- хәм (5a) қатнастар ұсы еки характеристикалардың арасында байланыстың бар екенлігін көрсетеди: биреуінің өзгерісі екіншісінің эквивалент болған өзгерісіне алып келеди. Системаның массасының өзгерісі тек сыртқы денелер менен (атомлар хәм молекулалар менен) зат алмасыұдың салдарынан ғана өзгеріп қоймай, системаға энергияны беріудің салдарынан да өзгереді. Мысалы, егер системаға ΔQ жыллылық энергиясы берілсе, ұсының салдарынан (5)-теңлікке сәйкес оның массасы да бир ұақыттың ишінде $\Delta m = \Delta Q/c^2$ шамасына үлкейеди. Басқа мысал: егер нурланыұдың салдарынан системаның энергиясы ΔE шамасына кемейетуғын болса, онда соның менен бир ұақытта оның массасы $\Delta m = \Delta E/c^2$ шамасына кемейеди. Жабық система ұшын оның массасы сақланады, демек оның толық энергиясы да сақланады.

Жақтылықтың бослықтағы тарқалыұ тезлігі с ның жүдә үлкен екенлігіне байланысly энергияның ΔE шамасының белгили болған санлық мәнісіне массаның жүдә киши болған Δm шамасына өзгерісі орын алады. Системаның энергиясы болған E шамасы $1 \text{ Дж} = 10^7$ эрг шамасына үлкейгенде оның массасы тек $\Delta m \cong 1,1 \cdot 10^{-14} \text{ г}$ шамасына ғана үлкейеди. Сонлықтан денелердің энергиясының әдеттегидей өзгерісінде массаларының өзгерісі соншама киши болады хәм бундай өзгеріслерди тиккелей сезиұ қыйын болады. Бирақ, хәзирги заман физикасы ядролық реакцияларда бөлинип шығатуғын энергияның жүдә үлкен болатуғынлығы менен байланысly энергия менен массаның арасындағы қатнасты тексеріұ мүмкиншилигіне ийе (369-параграф).

Энергия менен массаның арасындағы қатнастан энергия менен қозғалыс мұғдарының арасындағы байланыстың формасы келип шығады. (5-а) аңлатпаға m ниң орнына оның (2)-аңлатпа бойынша мәнісін қойып энергия менен массаның арасындағы

$$E = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} c^2 \quad (6)$$

түріндегі байланысты аламыз. Бұл теңликти квадратқа көтерип хәм алгебралық түрлендириўлерди өткергеннен кейин

$$m_0^2 c^4 = E^2 - E^2 \frac{v^2}{c^2}$$

ямаса (4)-аңлатпаның тийкарында

$$m_0^2 c^4 = E^2 - p^2 c^2 \quad (7)$$

аңлатпаларына ийе боламыз.

Салыстырмалық теориясы физикадағы басқа қәлеген ири илимий ашылыў сыяқлы толық қәлиплескен хәм үйреншикли болған, солардың ишинде, мысалы, денелердиң ұзынлығының олардың қозғалыс ҳалынан ғәрезсизлиги, массаның өзгермейтуғынлығы ҳ.т.б. көз-қарасларды қайтадан қарап шығыўды талап етти. Көп санлы буржуазия философлар бул ашылыўларды идеалистлик "материя жоғалды" ҳ.т.б. көз-қарасларды тийкарлаў ушын пайдаланып келди хәм ҳәзирги ўақытлары да пайдаланбақта ...

XXVII БАП

ЖАҚТЫЛЫҚТЫҢ АҒЫСЫ ХӘМ НУРЛАНЫҰ ТЕРМОДИНАМИКАСЫ

§ 302. Көриниў функциясы. Жақтылықтың ағысы. Қандай да бир майдан арқалы ўақыт бирлигиндеги жақтылық толқыны тәрeпинен алып өтилетуғын энергияны *жақтылық энергиясының ағысы* деп атайды. Жақтылық энергиясының ағысы қуўаттың өлшем бирлигине ийе болып, ағысты толығы менен жутатуғын денеге берилген жыллылықтың мұғдары бойынша өлшеўге болады.

Тек айырым жағдайларда ғана жақтылықты шама менен бир толқын ұзынлығына ийе деп қарайды хәм көз тәрeпинен "таза" спектраллық рең сыпатында қабыл етиледи

(монохромат жақтылық). Көпшилик жағдайларда биз көзге көрінетуғын да, көзге көрінбейтуғын да областарға сәйкес келетуғын жүдә хәр қыйлы болған толқын ұзынлықтарына ийе толқынлардың қосындысы менен ис алып барамыз. Қыздырылған қатты хәм сұйық денелер нұрландыратуғын ақ жақтылықта мүмкин болған барлық ұзынлықтағы толқынлар қатнасады. Бундай жақтылықтың толық энергиялық характеристикасы ұшын *энергияның толқын ұзынлықтары бойынша тарқалыұын* көрсетиұ керек болады. Улыұмалық қуұаты E болған жақтылықтың ағысында базы бир λ_1 толқын ұзынлығынан λ_2 толқын ұзынлығына шекемги толқын ұзынлықтарының интервалын айырып аламыз. Егер толқын ұзынлықтарының $\lambda_2 - \lambda_1 = \Delta\lambda$ интервалын жүдә киши етип алсақ, онда ұсы интервалға сәйкес келетуғын $\Delta E_{\lambda, \lambda+\Delta\lambda}$ қуұатты $\Delta\lambda$ шамасына пропорционал деп есаплаұға болады:

$$\Delta E_{\lambda, \lambda+\Delta\lambda} = e_\lambda \cdot \Delta\lambda. \quad (1)$$

Шекте $\Delta\lambda$ шамасын шексиз киши деп болжаймыз хәм (1)-қатнасты былайынша жазамыз:

$$\Delta E_{\lambda, \lambda+\Delta\lambda} = e_\lambda \cdot d\lambda. \quad (1a)$$

Берилген λ толқын ұзынлығының қасында алынған толқын ұзынлығының бир бирлигине сәйкес келетуғын қуұатқа тең болған e_λ шамасын энергияның толқын ұзынлығы бойынша тарқалыұы функциясы деп атайды. Бұл функция толқын ұзынлығының функциясы болып табылады, оның түри нұрландырыұшы денениң тәбиятынан хәм нұрланыұ жүзеге келип атырған шараятлардан ғәрезли. Бази бир дара жағдай ұшын e_λ функциясының толқын ұзынлығы λ ниң функциясы сыпатындағы өзгерислери 204-сүұретте көрсетилген. λ_1 ден λ_2 ге шекемги шекли интервалға сәйкес келетуғын қуұат штрихланған бағананың майданы менен сүұретленеди. λ_1 ден λ_2 ге шекемги шекли интервалға сәйкес келетуғын қуұаттың мәниси

$$E_{\lambda_1, \lambda_2} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} e_\lambda \cdot d\lambda \quad (2)$$

интервалының жәрдемінде бериледи.

Графикте E_{λ_1, λ_2} қуұаты ABCD фигурасының майданы менен сүұретленеди.

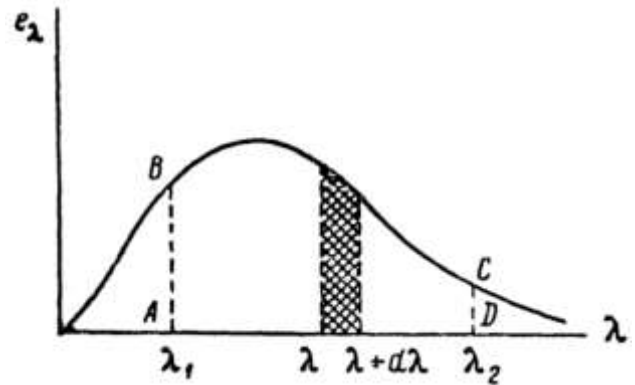
Барлық толқын ұзынлығына сәйкес келетуғын толық ағысты (2)-аңлатпадағы интегралды толқын ұзынлықтарының $\lambda_1 = 0$ ден $\lambda_2 = \infty$ мәнисине шекемги барлық областына тарқатыұ арқалы аламыз:

$$E = \int_0^{\infty} e_\lambda \cdot d\lambda. \quad (2a)$$

Жақтылық ағысының ұсы характеристикасы энергиялық көз-қарастан толық болып табылады. Бирақ ол жақтылық ағысы пайда ететуғын субъективлик сезим хәққында хеш нәрсени де айта алмайды. Сезиұдың интенсивлиги көздің анаұ ямаса мынаұ толқын ұзынлығына сезгирлигиниң дәрежесинен ғәрезли болады. Қурамында инфрақызыл хәм ультрафиолет нұрлар бар, Бирақ көзге көрінетуғын нұрлар болмаған ағыс ұсы ағыс тәрөпинен алып жүрилетуғын энергияның шамасы жүдә үлкен болған жағдайда да, хеш қандай көриұ сезимин пайда етпейди. Керисинше, көз ең сезгир болған нұрлардан тұратуғын ағыстың қуұаты жүдә киши болған жағдайда да интенсивли түрдеги көриұ сезимин пайда етеди. Адамның көзиниң көзге көрінетуғын хәр қыйлы реңлерге болған сезгирлиги хәр қыйлы болады. Мысалы, бирдей интенсивликтеги сезимниң пайда болыұы ұшын қызыл реңге ийе болған нұрлардың қуұаты жасыл реңдеги нұрлардың қуұатынан әдеұир үлкен болыұы керек. Сонлықтан, жақтылық ағысының көриұ сезимин пайда етиұ қәбилетлигин тәрийиплейтуғын шаманы киргизиұ ұшын көздің хәр қыйлы ұзынлықтағы

жақтылық толқынларына болған сезгирлигин қарау керек болады. Көздің сезгирлигине қатнасы бойынша әдейі индивидуаллық ауысыулар ұшырасады. Сондықтан "орташа" сезгирлікті алыуға тәуір келеді. "Орташа" сезгирлік көп санлы адамдарды изерттеудің нәтижесінде алынады. Усы көп санлы адамдардың арасына көріу дефекті бар адамдар кірмейді. Адамның көзінің ұсындай "орташа" салыстырмалы сезгирлігін тәріііплейтуғын шама *көриніу функциясы* деп аталады.

204-сүрет.
Нурланыу қуатының толқын
ұзындықтары бойынша тарқалыуы.



Көриніу функциясының графигін дүзіу әдейі қыйыншылық пенен әмелге асырылады. Себебі субъективлік көз-қарастан хәр қыйлы реңлердің (мысалы қызыл хәм көк) "жарықлығын" анықлау аңсат емес (толығырақ 306-параграфта қараңыз).

Хәзиргі ўақытлары көриніу функциясын дүзіу ұшын "басқышлы" ұсылдан пайдаланады. Оның мәнісі толқын ұзындықтары бойынша бир бирине жақын болған еки дәстениң субъективлік жарықлығының бирдей екенлігін анықлауға алып келинеді.

Мейли, еки қоңсылас майдан, мысалы, гүңгирт шийшениң қоңсылас болған еки участкасы, ұсындай еки дәсте менен жақтыландырылған болсын. Толқын ұзындықтарының айырмасы киши болғанлықтан жақтыландырылған еки майдан дерлік бирдей реңге ийе болып көринеңди. Бул еки майданның субъективлік жарықлығының қандай жағдайда бирдей болатуғынлығын жеткиликли дәрежедегі дәллікте анықлауға болады. Мейли, биринши ағыс базы бир белгили болған λ_1 толқын ұзындығының қасындағы тар болған $d\lambda$ интервалға киретуғын толқынлардан, ал екинши толқын болса шамасы λ_1 толқын ұзындығына жақын болған λ_2 толқын ұзындығының қасындағы тар болған $d\lambda$ интервалға киретуғын толқынлардан туратуғын болсын. Еки ағыстың қуаты $dE_{\lambda_1} = e_{\lambda_1} d\lambda$ хәм $dE_{\lambda_2} = e_{\lambda_2} d\lambda$ шамаларына тең. Егер көздің сезгирлігі толқын ұзындықтарының екеуі λ_1 менен λ_2 ге бирдей болатуғын болса, онда қуаттардың теңлігі $dE_{\lambda_1} = dE_{\lambda_2}$ орын алғанда майданлардың екеуі де бирдей жарық болып көринеңди. Хәқыйқатында болса, субъективлік жарықлықтардың тең болыуы ұшын ағысларының хәр қыйлы болған dE_{λ_1} хәм dE_{λ_2} қуаттарын алыуға тәуір келеді: көздің сезгирлігі үлкен болған толқын ұзындықтары ұшын ағыстың киши қуатын алыу жеткиликли.

Сонлықтан, көзлерді $\Phi(\lambda)$ көриніу функциясының жәрдемінде тәріііплеп, ұсы $\Phi(\lambda)$ көриніу функциясының бир бирине жақын болған λ_1 хәм λ_2 толқын ұзындықтары ұшын сан мәнісінің жарықлықтың бирдей сезимін беретуғын dE_{λ_1} хәм dE_{λ_2} қуаттарына кери пропорционал болады деп болжаймыз:

$$\frac{\Phi(\lambda_2)}{\Phi(\lambda_1)} = \frac{dE_{\lambda_1}}{dE_{\lambda_2}}. \quad (3)$$

Бир қоңсылас спектраллық участкадан екиншисине избе-из өтиу жолы менен көзге көринетуғын барлық спектрдің шеклеріндегі көриніу функциясы $\Phi(\lambda)$ ниң салыстырмалы мәніслерін анықлауға болады. Адамның көзінің сезгирлігі толқын

ұзындығы 0,555 мкм болған жасыл жақтылыққа жоқары. Бұл толқын ұзындығы үшін көриніу функциясының мәнісін 1 ге тең етіп алады. Бұндай жағдайда басқа толқынлардың барлығы үшін $\Phi(\lambda) < 1$, ал көзге көрінетұғын спектрдің шеклерінің сыртында $\Phi(\lambda) = 0$.

$\Phi(\lambda)$ көриніу функциясының хәр қыйлы толқын ұзындықтары үшін мәніслері VII кестеде берілген; $\Phi(\lambda)$ функциясының толқын ұзындығына байланысly өзгерісі 205-сұйретте келтирилген (1-тутас сызық).

Мысалы, VII кестеден бірдей жақтыландырылғанлық сезимін беріуі үшін толқын ұзындығы 0,650 мкм болған қызыл нұрлардың қууатының толқын ұзындығы 0,555 мкм болған жасыл нұрдың қууатынан дерлік 10 есе үлкен болуының керек екенлігі көриніп тұр.

VII кесте

Көриніу функциясының сан мәніслері

мкм лардағы λ .	$\Phi(\lambda)$ көриніу функциясы
1,400	0,0004
0,450	0,038
0,500	0,323
0,550	0,995
0,555	1,000
0,560	0,995
0,590	0,757
0,650	0,107
0,700	0,0041
0,760	0,00006

Көриніу функциясын қарап, биз жақтылықты көріу сезимін пайда ете алуы қабилетлігі бойынша тәрийиплей алатұғын жаңа шаманы киргизе аламыз. Бұндай шама *жақтылық ағысы* деп аталады хәм *оның мәнісі жақтылық энергиясының ағысы менен көриніу функциясының көбеймесінен* тұрады. λ толқын ұзындығының қасындағы толқын ұзындықтарының жүдә тар интервалы $d\lambda$ ге сәйкес келетұғын монохромат ағыс үшін жақтылық ағысы

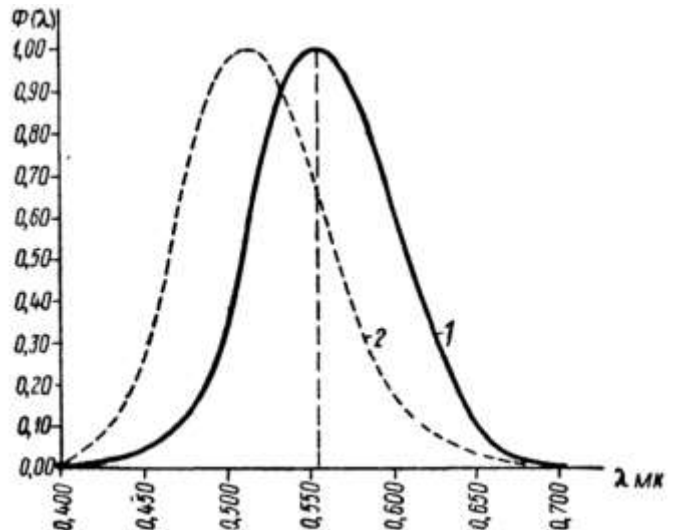
$$dF_{\lambda} = \Phi(\lambda) \cdot dE_{\lambda} = \Phi(\lambda) \cdot e_{\lambda} d\lambda \quad (4)$$

түрінде жазылады. Нұрланыудың толық ағысы F мынаған тең

$$F = \int_0^{\infty} \Phi(\lambda) \cdot e_{\lambda} d\lambda. \quad (4f)$$

Интеграллау 0 ден ∞ ке шекемгі шеклерде өткериледи, себебі көзге көрінетұғын спектрге сәйкес келетұғын толқын ұзындықтарының шеклерінің сыртында $\Phi(\lambda) = 0$. F жақтылық ағысы бойынша берілген қуатқа ийе хәм берілген спектраллық құрамдағы жақтылықтың қандай субъективлік көріу сезимін пайда етіуге қабилетлі екенлігін айтыуға мүмкіншилиік береді.

205-сүрөт.
Көринүү функциясы:
1 - күндизги көриү;
2 - геүгимдлик көриү.



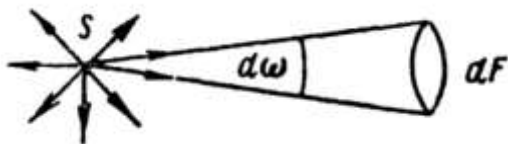
§ 303. Жақтылыктын күши, жарқынлык ҳәм жақтыландырылғанлык. Жақтылыкты барлык тәреплерге таркататуғын S ноқатлық дерегин қараймыз (206-сүрөт). Базы бир бағытта шексиз киши $d\omega$ денелик мүйешин айырып аламыз. Мейли, усы денелик мүйештиң шеклеринде dF жақтылық ағысы тарқалатуғын болсын. Бундай жағдайда

$$I = \frac{dF}{d\omega} \quad (1)$$

шамасын деректиң берилген бағыттағы жақтылығының күши деп атайды. (1)-қатнастан жақтылықтың күшиниң бир бирлик денелик мүйешке сәйкес келетуғын жақтылықтың ағысына тең екенлиги көринип тұр. Егер дерек изотроп болса, яғный оның жақтылық күши барлык бағытларда бирдей болса, онда (1)-қатнастағы шексиз тар денелик мүйешти Ω денелик мүйеши менен алмастырыўға болады ҳәм бундай жағдайда

$$I = \frac{F}{\Omega}$$

қатнасына ийе боламыз.



206-сүрөт.
Шексиз тар $d\omega$ денелик мүйештиң шеклериндеги жақтылық ағысы.

Соңғы теңликтен изоляцияланған дерек ушын

$$F = I \cdot \Omega \quad (2)$$

теңлигине ийе боламыз.

(2)-теңликтеги Ω денелик мүйешин 4π ге тең деп болжап, изотроп дерек тәрепинен барлык тәреплерге нұрландырылатуғын толық ағыс F ти аламыз:

$$F = 4\pi I. \quad (2a)$$

Изотроп емес дерек ушын ҳәр қыйлы бағытлардағы жақтылықтың күши ҳәр қыйлы. Поляр координаталарды киргизген жағдайда биз жақтылық күшиниң поляр мүйешлердиң функциясы болатуғынлығын көремиз: $I = I(i, \varphi)$.

Графикалық түрде изотроп болмаған деректи базы бир басланғыш O ноқатынан барлык тәреплерге қарай радиус-векторларды жүргизиў арқалы сүүретлеўге болады. Усы радиус-векторлардың узынлықлары ҳәр бир берилген бағытта усы бағыттағы жақтылықтың күши $I = I(i, \varphi)$ ге пропорционал болыўы керек. Бул радиус векторлардың ушларын қоршап тұратуғын сызық ҳәр қыйлы тәреплердеги деректиң жақтылық күши ҳаққындағы көз-

қарасты береді. 207-сұйретте әдеттегідей электр лампасы үшін ұсындай векторлық диаграмма келтірілген.

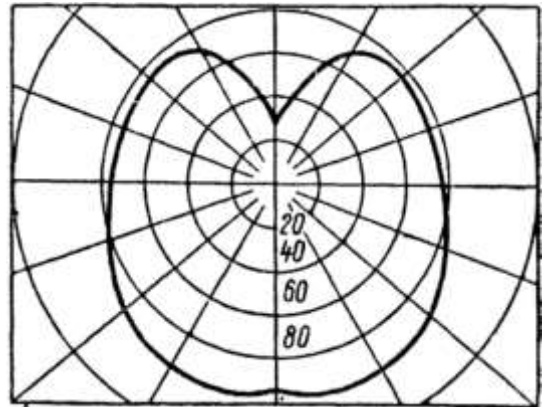
Изотроп емес дерек үшін таллауларды өткеріуге

$$I_0 = \frac{F}{4\pi} \quad (3)$$

қатнасының жәрдемінде анықланатуғын *жақтылықтың орташа сфералық күші* I_0 деп аталатуғын шаманы киргизіуге болады. Бұл теңлікте F арқалы дерек тәрәпинен барлық тәрәплерге нұрландырылатуғын толық ағыс белгіленген.

207-сұйрет.

Электр лампасының жақтылық күшінің векторлық диаграммасы.



(3)- хәм (2а) теңліклерін салыстырыу изотроп дерек үшін жақтылықтың орташа сфералық күшінің оның ҳақыйқый жақтылық күші I ге тең екенлигин көрсетеди.

(1)-теңлік бойынша изотроп емес дерек тәрәпинен нұрландырылатуғын жақтылық ағысының шексиз тар болған денелик мүйеш $d\omega$ ның шеклеріндеги мәніси мынаған тең:

$$dF = I(i, \varphi) \cdot d\omega. \quad (4)$$

Поляр координаталарда денелик мүйеш $d\omega = \sin i \cdot di \cdot d\varphi$ теңлигиниң жәрдемінде анықланатуғынлығы белгили. Буннан, (4)-формуланы былайынша көширип жазыуға болады:

$$dF = I(i, \varphi) \cdot \sin i \cdot di \cdot d\varphi. \quad (4a)$$

Ω мүйешиниң шеклеріндеги F ағысын (4)- ямаса (4а) аңлатпасын интеграллау жолы менен аламыз:

$$F = \int_{\Omega} I(i, \varphi) \cdot d\omega = \int_{\varphi} \int_i I(i, \varphi) \cdot \sin i \cdot di \cdot d\varphi.$$

Енди жақтылық күші I болған изотроп ноқатлық дерек тәрәпинен төбесіндеги мүйеш α ге тең болған конустың шеклерінде шығарылатуғын жақтылық ағысын анықлаймыз.

Конустың көшерин сфералық координаталар системасының OZ көшери менен сәйкеслендиремиз (208-сұйрет). Конустың төбесіндеги мүйештиң шамасы сұйрет тегислигинде жатырған OA хәм OB жасаушыларының арасындағы мүйешке тең. Конустың шеклерінде тарқалатуғын жақтылық ағысы F тиң мәніси (5)-интегралдың жәрдемінде анықланады. Бұл жағдайда тұрақлы болып табылатуғын жақтылықтың күші I ди интеграл белгисинен сыртқа шығарыуға болады:

$$F = I \int_{\varphi} \int_i \sin i \cdot di \cdot d\varphi.$$

Интеграллауды φ мүйеши бойынша 0 ден 2π ге шекем, ал i мүйеши бойынша 0 ден $\alpha/2$ ге шекем өзгертиуге болады. Нәтийжеде биз мынаған ийе боламыз

$$F = I \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\alpha}{2}} \sin i \cdot di \cdot d\varphi = 2\pi I \int_0^{\frac{\alpha}{2}} \sin i \cdot di = \quad (6)$$

$$= 2\pi \left(1 - \cos \frac{\alpha}{2}\right) I.$$

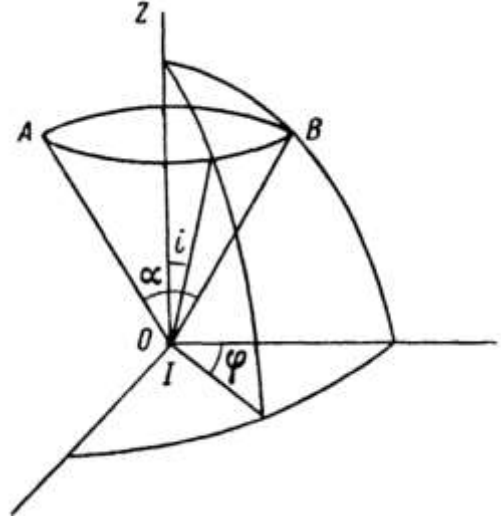
$1 - \cos \frac{\alpha}{2}$ шамасын $2 \sin^2 \frac{\alpha}{4}$ шамасы менен алмастырып, ең ақырында

$$F = 4\pi I \sin^2 \frac{\alpha}{4} \quad (7)$$

аңлатпасын аламыз.

208-сүрөт.

Төбесіндеги мүйештиң шамасы α ге тең болған конустың шеклеріндеги жақтылық ағысын есаплаўға.



(7)-формуладан изотроп дерек тәрәпинен барлық тәрәптерге қарай тарқалатуғын толық жақтылық ағысы үшін (2а) аңлатпаны қайтадан алыўға болады. Ҳақыйқатында да, (7)-аңлатпада $\alpha=2\pi$ теңлиги орынланады деп болжап, $F = 4\pi I$ аңлатпасын аламыз.

Енди жақтылықтың дереги шекли өлшемлерге ийе, мысалы қыздырылған қатты дене деп болжаймыз. Онда беттиң элементи dS ти айырып аламыз. Майданы dS болған ұсы участка тәрәпинен барлық тәрәптерге (2π шамасына тең денелик мүйештиң шеклерінде) тарқатылатуғын толық жақтылық ағысын dF арқалы белгилеймиз (209-сүрөт).

$$R = \frac{dF}{dS} \quad (8)$$

шамасы dS майданының *жарқынлығы* деп аталады. *Жарқынлық сан мәниси бойынша жақтылық шығарып турған денениң бетиниң майданы тәрәпинен шығарылатуғын толық жақтылық ағысына тең.*

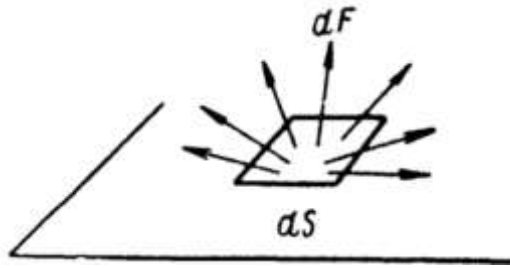
Жақтылық ағысы денелерден олардың тек жақтылық тербелислериниң өз бетинше дереги болғанлығы себепли ғана нурландырылмайды (қыздырылған денелер, фосфоресцияланыўшы денелер ғ.т.б.), ал басқа денелер тәрәпинен нурландырылған жақтылықтың олардың бетлерінде шашыраўының ямаса шағылысыўының салдарынан да пайда болады. Сонлықтан, көп санлы мәселелерди қарағанда жақтыландырылған денениң анаў ямаса мынаў бөлиmine қанша муғдардағы жақтылық ағысының келип түсетуғынлығын да билиў керек болады. Оның үшін сан мәниси

$$A = \frac{dF}{dS} \quad (9)$$

шамасына тең болған *жақтыландырылғанлық* деп аталатуғын физикалық шама киргизиледи. Бул теңликте dF арқалы dS майданына келип түсетуғын толық ағыс белгиленген (210-сүрөт). Сан мәниси жақтылындырылғанлық жақтыландырылатуғын денениң бетиниң майданының бир бирлигине түсетуғын жақтылық ағысына тең.

(8)- хәм (9)-формуларды салыстырыў R жарқынлық пенен A жақтыландырылғанлықтың бир dF/dS қатнасы менен аңғартылатуғынлығын көрсетеди. Айырма мынадан ибарат: жарқынлықтың аңлатпасындағы dF ҳаққында гәп етилгенде dS

майданы тәрәпинен нурландырылған жақтылық ағысы, ал жақтыландырылғанлықтың аңлатпасында болса - dS майданына келип түсетуғын жақтылықтың ағысы нәзерде тұтылады.



209-сүрөт.

dS майданынан тарқалатуғын толық жақтылық ағысы.

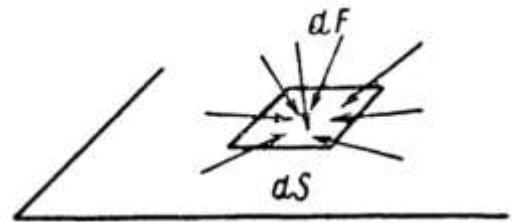
Әлбетте, өз бетинше жақтылық тербелислериниң дереги болып табылатуғын денениң жарқынлығы улыўма айтқанда оның жақтыландырылғанлығы болып табылмайды. Керисинше, жақтылықты шығаратуғын денениң түсиўши нурлардың есабынан шашыраўының ямаса шағылысыўының есабынан жүзеге келетуғын жарқынлығы оның жақтыландырылғанлығы бойынша анықланады. Бундай денениң жақтыландырылғанлығы A қаншама үлкен болса, онда оның жарқынлығы R де соншама үлкен болады:

$$R = kA. \quad (10)$$

k шамасы шашыратыў (шағылыстырыў) коэффициентини деп аталады. Барлық ҳақыйқый денелер ушын $k < 1$.

210-сүрөт.

dS бетиниң жақтыландырылғанлығы оған түсетуғын толық жақтылық ағысы dF бойынша анықланады.

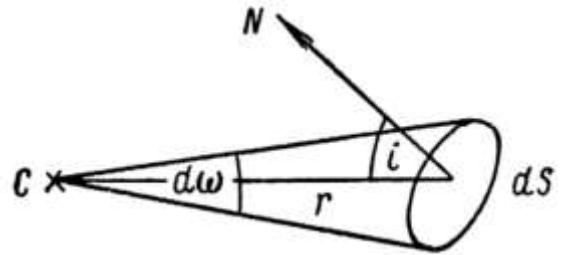


Денелердиң көпшилиги жақтылықты селективли түрде шашыратады, яғный олар ушын ҳәр қыйлы толқын узынлықларында k ның мәнислери ҳәр қыйлы болады. Бундай денелер бизге "боялған" болып көринеди: егер олардың бетине ақ жақтылық келип түсетуғын болса, онда шашыраған жақтылық өзиниң қурамы бойынша ақ жақтылықтан өзгеше болады ҳәм белгили бир рең сезимин береді. Ақ дене деп k коэффициентини 1 ге жеткиликли дәрежеде жақын болған ҳәм көзге көринетуғын спектрдиң шеклериндеги барлық толқын узынлықлары ушын тұрақлы болған денеге айтады. Ал k коэффициентини барлық толқын узынлықлары ушын тұрақлы ҳәм 1 ден көп киши болған зат қара зат болып табылады. Магнезийдиң қатламы менен қапланған бет ямаса жаңа ғана жаўған қардың бети ушын k коэффициентиниң мәниси 0,9 ға жете алады. Қара гүңгирт бетлер ушын $k \cong 0,02$.

Бирдей жақтыландырылғанлықта ҳәр қыйлы k шашыратыў коэффициентлерине ийе болған денелер ҳәр қыйлы жарқынлыққа ийе болады. Мысалы, биз ақ қағаздың бетиниң бир бөлимин ақ етип қалдырсақ, онда $k = 0,8$ ге теңлиги орынлы болады. Ал егер усы ақ қағаздың бетиниң екинши бөлимин k ның шамасы 0,02 ге тең болатуғындай етип қара бояў менен боясақ, онда тең өлшемли жақтыландырылғанлықта қараңғылатылған бөлимниң жарқынлығы ақ бөлимниң жарқынлығынан 40 есе киши болады.

211-сүрөт.

C нокатлык деректен алынууун
жақтыландырылганлыкты есаплайға.



Бул параграфтың ақырында жақтылык күши I ге тең болған нокатлык жақтылык дерегиниң r қашықтықта тұрған бетте қандай жақтыландырылғанлыкты пайда ететуғынлығын қараймыз. Мейли, C - жақтылыктың нокатлык дереги (211-сүрөт), ал dS - жақтыландырылатуғын бет болсын. Жақтылыктың C дерегинен dS бетиниң ортасына түсирилген радиус-вектор ұсы бетке түсирилген нормаль менен i мүйешин жасайды деп болжаймыз. C дереги тұрған орыннан dS бети көринетуғын денелик мүйешти $d\omega$ арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда жақтылыктың C дерегинен майданы dS болған бетке түсетуғын ағыс

$$dF = Id\omega$$

шамасына тең болады. Бирақ, денелик мүйеш үшін

$$d\omega = \frac{dS}{r^2} \cos i$$

теңлиги орынлы болады. Буннан

$$dF = dS \frac{I}{r^2} \cos i$$

аңлатпасына ийе боламыз. Ағыстың шамасы dF ти dS бетке бөлип, A жақтыландырылғанлыктың шамасын анықлаймыз:

$$A = \frac{dF}{dS} = \frac{I}{r^2} \cos i. \quad (11)$$

(11)-аңлатпадан нокатлык дерек тәрепинен пайда етилетуғын жақтылындырылғанлыктың оның жақтылык күши I ге пропорционал хәм сол нокатлык деректен жақтылындырылатуғын бетке шекемги қашықтықтың квадратына кері пропорционал екенлиги келип шығады. Усының менен бирге, жақтыландырылғанлык нурдың бетке түсиу мүйеші i ден де ғәрезли: нур бетке қаншама үлкен қыялық пенен түсетуғын болса, онда соншама киши жақтыландырылғанлык пайда болады.

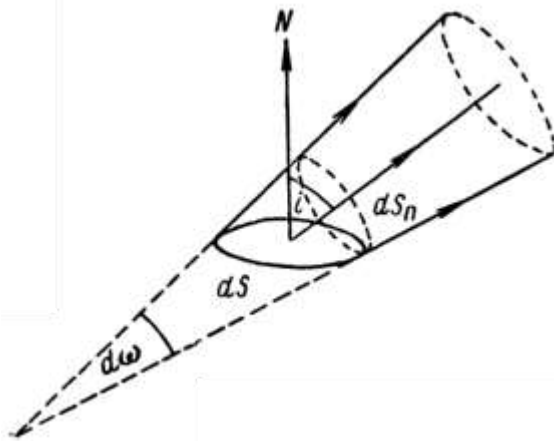
§ 304. Жарықлық. Буннан алдыңғы параграфта жарқынлықтың жақтылык шығарып тұрған беттиң барлық тәреплерге нурландыратуғын жақтылык ағысы менен анықланатуғынлығы көрсетилди. Енди беттиң dS элементи тәрепинен бетке түсирилген нормаль менен i мүйешин жасайтуғын бағыттағы шексиз киши денелик мүйеш $d\omega$ ның шеклериндеги жақтылык ағысы dF ти қараймыз (212-сүрөт). Бул ағыс $d\omega$ денелик мүйешине пропорционал хәм беттиң майданы dS тен, мүйеш i ден хәм беттиң қаншама ашық жақтылык шығарып тұрғанлығынан ғәрезли. Ағыстың i мүйешинен ғәрезлигин анықлау үшін ағыстың шамасы dF ти dS майданының көзге көринетуғын өлшемлери менен анықланады, яғнай ағыс тарқалатуғын бағытқа перпендикуляр тегисликтеги dS_n проекциясы бойынша анықланады деп болжаймыз. $dS_n = dS \cos i$ теңлиги орынлы болғанлықтан

$$dF = B \cos i dS d\omega \quad (1)$$

теңлиги орынлы болады деп болжаймыз.

B шамасы жақтылык шығарып тұрған беттиң қасиетлеринен ғәрезли болады хәм **жарықлық деп аталады**. Егер dF ағысы dS майданының көзге көринетуғын өлшемлерине пропорционал деген болжау дурыс болатуғын болса, онда B жарықлық жақтылык шығарып тұрған берилген бет үшін i мүйешинен ғәрезли болмаған турақлы болыуы керек.

Егер бундай болмағанда dF ағысының i мүйешинен ғәрезлилиги (1)-теңликтеги $\cos i$ көбейтiшисинiң бар болыуы менен шекленип қоймаған хәм B жарықлықтың өзи болса i мүйешиниң базы бир функциясы болып табылған болар еди. Тәжирийбелер көп санлы жақтылық шығаратуғын денелер үшін (мысалы гедир-будыр бетке ийе қыздырылған денелер үшін) dF ағысының жақынласыудың жеткилики дәрежесинде $\cos i$ ға пропорционал екенлигин хәм B жарықлықтың тұрақлы екенлигин көрсетеди. Бундай денелерди *косинуслық нурландырыушы денелер* деп атайды. Улыўма айтқанда B жарықлықтың i мүйешинен ғәрезлигин есапқа алыу керек болады, қала берсе хәр бир берилген жағдай үшін бул ғәрезлик өзине тән характерге ийе болады. Шашыраған жақтылықтың есабынан жақтылық шығаратуғын бетлер болған жағдайда жарықлық сийрек тұрақлы болады. Тек гүңгирт бет үшін (мысалы, жылтырақ емес фарфордың, сызылма сызатуғын қағаздың, жаңа ғана жаўған кардың бети) жуўықлаўдың жеткилики дәрежесинде i мүйешинен ғәрезли емес. (1)-қатнас дәл орынланатуғын шашыратыушы бетти *идеал шашыратқыш* деп атайды. Ис жүзинде бар болған бетлер үшін B жарықлықтың шамасы тек беттиң өзиниң қәсийетлеринен ғана емес, ал түсиўши нурдың бағытынан да ғәрезли болады. Бет қандай да муғдарда "жылтырайтуғын" болса, онда B жарықлықтың шамасы айналық шағылысыу бағытында басқа бағытлардағыға салыстырғанда үлкенирек болады (251-параграфта айтылғанлар менен салыстырыңыз).



212-сүрөт.
Жарықлықты анықлаўға.

(1)-формула жақтылық шығарып тұрған беттиң dS элементиниң шексиз киши болған $d\omega$ денелик мүйештиң шеклериндеги dF ағысын береді. Беттиң dS элементиниң Ω денелик мүйештиң шеклериндеги dF ағысын (1)-аңлатпаны интеграллаў жолы менен анықланады:

$$dF = dS \int_{\Omega} B \cos i \, d\omega. \quad (2)$$

Егер берилген беттиң жарықлығы B тұрақлы болса, онда оны интеграл белгисинен сыртқы шығарыуға болады хәм бундай жағдайда

$$dF = B \, dS \int_{\Omega} \cos i \, d\omega \quad (2a)$$

теңлигине ийе боламыз.

Беттиң жарықлығы менен оның жарқынлығының арасындағы байланысты табамыз. Оның үшін dS майданы тәрепинен барлық тәрептерге нурландырылатуғын dF ағысын қараймыз. Поляр координаталар системасын киргиземиз (213-сүрөт) хәм оның OZ көшерин dS бетине перпендикуляр етип өткеремиз. $d\omega$ денелик мүйеши поляр

координаталар системасында былайынша жазылады $d\omega = \sin i \, di \, d\varphi$. Сонлықтан dS бетинен шексиз киши болған $d\omega$ денелик мүйешинің шеклерінде нурланатуғын dF ағыс ушын аңлатпаны былайынша жазамыз:

$$dF = B \cos i \sin i \, di \, d\varphi \, dS. \quad (3)$$

Барлық тәреплерге тарқалатуғын толық dF ағысын алыў ушын (3)-теңликти φ мүйеши бойынша 0 ден 2π ге, ал i мүйеши бойынша 0 ден $\pi/2$ ге шекемги шеклерде интеграллаймыз:

$$dF = B \, dS \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{i=0}^{\pi/2} \cos i \sin i \, di \, d\varphi = 2\pi B \, dS \int_0^{\pi/2} \cos i \sin i \, di.$$

Усының менен бирге

$$\int_0^{\pi/2} \cos i \sin i \, di = \frac{1}{2}$$

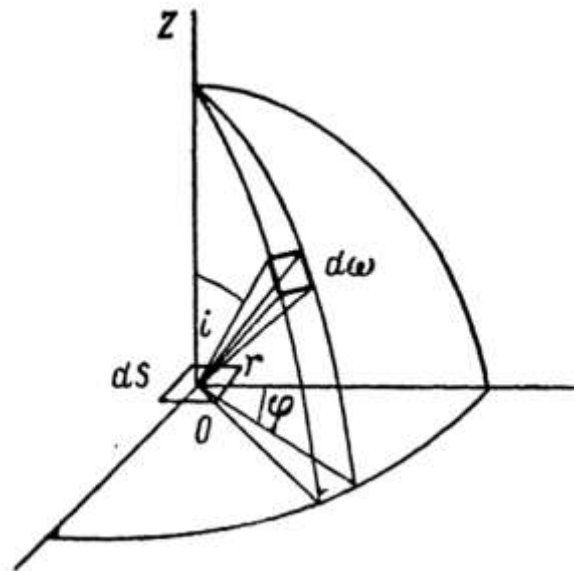
теңлиги орынлы болғанлықтан

$$dF = \pi B \, dS \quad (3a)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

213-сүрөт.

Берилген жарықтыққа ийе болған майданнан шыққан толық жақтылық ағысын есаплаўға.



303-параграфта айтылғанлар бойынша тап сол беттиң жарқынлығы болған R шамасы dF/dS ке тең. Буннан

$$R = \frac{dF}{dS} = \pi B$$

ямаса

$$B = \frac{1}{\pi} R \quad (4)$$

теңлигин аламыз.

Алынған қатнас тек косинуслық нурландырыўшы ушын дурыс, себеби тек соның ушын жарықтық B тұрақлы ҳәм, сонлықтан, оны (2)-аңлатпадағы интегралдың алдына шығарыўға болады. Солай етип, косинуслық нурландырғыш ушын беттиң жарықтығы оның жарқынлығынан π есе киши болады.

Егер бет өзине түсетуғын нурланыўдың есабынан жақтылық шығаратуғын болса, онда 303-параграфта айтылып өтилгениндей, оның жарқынлығы R оның жақтыландырылғанлығы A арқалы

$$R = kA$$

аңлатпасының жәрдемінде анықланады. Бұл аңлатпада k арқалы шашырау коэффициенті белгіленген.

(4)-қатнасты пайдаланып, биз R жарқынлықты B жарықтық арқалы аңлата аламыз. Бұндай жағдайда

$$B = \frac{k}{\pi} A \quad (5)$$

формуласына ийе боламыз. (5)-формулада шашыраған жақтылықтың есабынан жақтылық шығаратуғын беттің жарықтылығының оның жақтыландырылғанлығы менен шашырау коэффициентіне пропорционал екенлигі көринип тұр.

Енді жарқынлық пенен жақтылықтың күшинің арасындағы байланысты табамыз. Оның үшін (1)-аңлатпаны былайынша қайтадан жазамыз:

$$B = \frac{dF}{dS \cos i \, d\omega} \quad (6)$$

Бирақ, 303-параграфтағы (1)-теңлік бойынша

$$\frac{dF}{d\epsilon} = I.$$

Бұл теңлікте I арқалы жақтылықтың күші белгіленген. Буннан

$$B = \frac{I}{dS \cos i} \quad (6a)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Бұл аңлатпадан мынадай жағдай келип шығады: *беттің жарықтылығы нормаль бағытта беттің майданының бир бирлиги тәрәпинен берилетуғын жақтылықтың күшине тең* ($i = 0$).

Усы параграфтың ақырында беттің жарықтылығы B болған dS элементи тәрәпинен оннан r қашықтығында жайласқан беттің dS' элементіндегі жақтыландырылғанлықты қараймыз. Мейли, r бағыты бетлердің dS хәм dS' элементлеріне түсірілген нормаллар менен i хәм i' мүйешлерін жасайтуғын болсын (214-сүрөт). dS' майданына беттің dS элементінен шыққан жақтылықтың $d\omega$ денелик мүйешінің шеклеріндегі жақтылық ағысы келип түседі (dS майданында тұрып қарағанда dS' майданы $d\omega$ денелик мүйешінің ишінде болып көринеди). (1)-аңлатпа бойынша бұл ағыс мынаған тең:

$$dF = B \, dS \cos i \, d\omega.$$

Бирақ, $d\omega$ денелик мүйеші төмендегідей теңлік орынлы болады:

$$d\omega = B \frac{dS \, dS' \cos i \cos i'}{r^2}$$

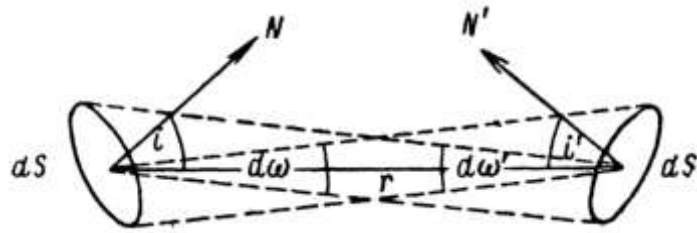
Бұл соңғы аңлатпаны түрлендіріуге болады. Оның үшін $\frac{dS \cos i}{r^2}$ шамасының dS' майданы жайласқан орыннан ишінде dS майданы көринетуғын $d\omega'$ денелик мүйеші болып табылады. Буннан

$$dF = B \, dS' \, d\omega' \cdot \cos i'$$

формуласын аламыз. dS' майданының биз ізлеп атырған жақтыландырылғанлығы мынаған тең:

$$A' = \frac{dF}{dS'} = B \, d\omega' \cdot \cos i'. \quad (8)$$

Солай етип, беттің жақтылық шығарып тұрған элементи тәрәпинен пайда етилетуғын жақтыландырылғанлық, ұсы элементтің жарықтылығына хәм бұл элемент жақтыландырылғанлығы анықланып атырған ноқаттан қарағанда көринетуғын денелик мүйештің шамасына пропорционал.



214-сүрөт. Берилген жарыктыкка ийе болган майданнан алынуатуғын жақтыландырылганлыкты есаплаўға.

Бул нәтийжени 303-параграфтағы (11)-формула менен салыстырыўдың барысында мынаны көремиз: жақтылық шығарып турған бет тәрепинен пайда етилетуғын жақтыландырылганлык оның жарыклығына пропорционал, ал жақтылықтың ноқатлық дереги тәрепинен пайда етилетуғын жақтыландырылганлык оның жақтылық күшине пропорционал.

§ 305. Фотометрлик шамалардың өлшем бирликлери. Жақтылық ағысын хәм жақтылық қубылысларының санлық характеристикаларын өлшейтуғын физиканың бөлими *фотометрия* деп аталады.

Тийкарғы фотометрлик бирлик сыпатында жақтылық күшиниң бирлиги қабыл етилген. Хәр қыйлы ўақытларда бул бирлик хәр қыйлы усыллар менен анықланды. Ең дәслеп бирлик сыпатында шамның жалынының белгили болған бағытта беретуғын жақтылық күши қабыл етилди. Шам стандартластырылды - оның материалы, диаметри, пиликтиң узынлығы көрсетилди. Буннан кейин шамның жалыны таза амилацетат жанатуғын белгили болған конструкцияға ийе лампаның жалыны менен алмастырылды. Буннан кейин пликли лампа электр лампасы менен алмастырылды. Бундай жағдайда жақтылық күшиниң бирлиги сыпатында эталон электр лампасының орташа сфералық жақтылық күши қабыл етилди. Лампаның конструкциясы, өлшемлери, оған электр энергиясын бериў шараятлары стандартласты. Метрологиялық мәкемелерде усындай эталон лампалардың жыйнақлары сақланып тур хәм жақтылықтың күшиниң бирлиги барлық жыйнақтың лампаларының жақтылық күшиниң орташа мәниси сыпатында табылады. Ўақыттың өтиўи менен лампалар өзлериниң қәсийетлерин өзгертетуғын болғанлықтан (қартаяды), лампалардың жыйнағы тұрақлы түрде жаңаланып тұрған. Бундай жағдайда эталонның тұрақлы болыўы лампаларды бир бири менен салыстырып көриў жолы менен әмелге асырылады. Усындай усыл менен анықланған жақтылық күшин *халық аралық шам* деп атайды (қысқаша х.ш.)

СССР да ҳәзирги ўақытлары қайтадан тикленетуғын жақтылық эталоны қабыл етилген. Бул эталон платинаның қатыў температурасындағы (2046,6 K) абсолют қара дене түринде соғылған. Бундай жақтылық эталоны Пүткил Союзлық метрология илим-изертлеў институтының проф. П.М.Тиходеев тәрепинен басқарылатуғын фотометрия лабораториясында жүзеге келтирилген. Жақтылықтың күшиниң бирлиги болған жаңа шам (ш) сыпатында жоқарыда айтылған эталонның 1 см^2 бетинен нормаль бағытта нурландырылған жақтылық күшиниң $1/60$ бөлими қабыл етиледі. Оннан бұрынғы халық аралық шам жаңа шамның $1,005$ бөлиминен тең.

Қалған фотометрлик шамалардың өлшем бирликлери жақтылықтың күши менен байланыслардың нызамлықлары тийкарында орнатылады.

Жақтылық ағысының бирлиги 303-параграфтағы (1)-қатнастың тийкарында табылады:

$$dF = I d\omega.$$

Жақтылық ағысының бирлиги сыпатында люмен (қысқаша лм) қабыл етилген. Оның шамасы жақтылық күши 1 ш болған изотроп деректен 1 стерадиан денелик мүйештиң шеклериндеги жақтылықтың ағысына тең.

Люменнің ұсы жақтылық эталонының жәрдеминде тиккелей анықланыуы да мүмкін. Атап айтқанда: люмен бетінің майданы $5,305 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$ болған платинаның қатыу температурасындағы абсолют қара дене тәрәпинен шығарылатуғын жақтылықтың ағысына тең.

303-параграфтағы (2а) формула бойынша жақтылық күши 1 ш болған изотроп дерек тәрәпинен нурландырылатуғын толық ағыс мынаған тең:

$$F = 4\pi I = 3\pi \text{ лм} \cong 12,566 \text{ лм}.$$

Жақтыландырылғанлықтың бирлиги 303-параграфтағы (9)-формуланың тийкарында табылады:

$$A = \frac{dF}{dS}.$$

Жақтыландырылғанлықтың бирлиги сыпатында 1 см^2 майданда бир текли тарқалған 1 лм ағысқа тең *фот* (қысқаша *ф*) қабыл етилген. Фот пенен бир қатарда жақтыландырылғанлықтың басқа бирлиги *люкс* (қысқаша *лк*) қолланылады. Оның шамасы 1 лм ағыс тәрәпинен 1 м^2 майданда тең өлшеули тарқалған ағыс тәрәпинен пайда етилген жақтыландырылғанлыққа тең. Көринип тұрғанындай, люкс пенен фоттың арасында мынадай қатнас бар:

$$1 \text{ люкс} = 10^{-4} \text{ фот}. \quad (1)$$

$R = dF/dS$ қатнасының жәрдеминде анықланатуғын жарқынлық та фотларда өлшенеди.

Стильб (қысқаша *сб*) деп аталатуғын жарықлықтың өлшем бирлигин анықлау үшін 304-параграфтағы (6а) қатнасынан пайдаланамыз:

$$B = \frac{I}{dS \cdot \cos i}.$$

Усы қатнастың тийкарында стильбтиң майданы 1 см^2 болған тегис беттен тең өлшемли түрде күши 1 ш ға тең жақтылықтың нормаль бағытта ($i = 0$) беретуғын жарықлыққа тең екенлигин көреміз.

Шашыраған жақтылықтың есабынан пайда болатуғын бетлердің жарықлығын өлшеу үшін гейпара жағдайларда *апостильб* деп аталатуғын басқа бирлик пайдаланылады. Апостильб жақтыландырылғанлығы 1 *лк* шамасына тең идеал түрдеги шашыратушы беттің жарықлығына тең. Идеал ақ (ямаса абсолют ақ) бет деп барлық толқын ұзындықлары хәм барлық толқын ұзындықлары үшін $k = 1$ коэффициентине ийе болған бетке айтады.

304-параграфтағы (5)-формула бойынша шашыраған жақтылықтың есабынан жақтылық шығаратуғын беттің жарықлығының

$$B = \frac{k}{\pi} A$$

шамасына тең. Бұл теңдикте A - жақтыландырылғанлық. A ны фотларда, B ны стильблерде өлшеп хәм $1/\pi$ диң шама менен 0,318 ге тең екенлигин есапқа алып, мынаны аламыз:

$$B (\text{стильб}) = 0,318 kA (\text{фот}).$$

Буннан, түсийши нур бетінде 1 люкс = 10^{-4} фот жақтыландырылғанлықты пайда ететуғын идеал ақ беттің ($k = 1$) жарықлығының

$$B = 0,318 \cdot 10^{-4} \text{ sb} = 3,18 \cdot 10^{-5} \text{ sb}$$

шамасына тең екенлигин аламыз.

Бұл жарықлық 1 апостильбке тең деп қабыл етилетуғын болғанлықтан,

$$1 \text{ апостильб} = 3,18 \cdot 10^{-5} \text{ стильб}$$

теңлигине ийе боламыз.

Жоқарыда келтирилген жақтылық күши, жақтыландырылғанлық хәм жарықлық пенен бир қатарда оларға ұқсас болған энергиялық шамаларды қарауға да болады. Оларды тап сол қатнастардың жәрдеминде жақтылықтың ағысын энергиялық ағыс E менен

алмастырыудың жәрдемінде алынады. Бул шамаларды абсолют өлшемде өлшеуге болады. Мысалы, энергиялық жақтыландырылғанлықты (эрг/сек) · см² ямаса вт/см² җ.т.б. өлшеу мүмкін. VIII кестеде тийкарғы фотометрлик хәм энергиялық шамалар және олардың өлшем бирликлери келтирилген.

Жийи ушырасатуғын жағдайлар ушын жақтыландырылғанлықлар менен жарықлықлардың жуўық түрде алынған мәнислерин IX кестеде көрийге болады.

1 лм шамасына тең жақтылық ағысына жақтылықтың спектраллық қурамының қандай болуына байланысly хәр қыйлы ағыслар сәйкес келеди. Бирақ, егер гәп спектраллық қурамы белгили болған жақтылық ҳаққында айтылатуғын болса, онда 1 лм шамасына тең ағысқа мәниси белгили болған қуўат сәйкес келеди хәм, солай етип, фотометрлик хәм энергиялық бирликлердин арасындағы байланысты қурыўға болады. $\lambda = 0,555$ мкм толқын узынлығының, яғный адамның көзиниң сезгирлиги максимал болған жағдайға сәйкес келетуғын толқын узынлығының қасына тийисли тар интарвалға киретуғын жақтылықты қараў қабыл етилген. Бул областта 1 лм ағысқа 0,00155 вт қуўат сәйкес келеди:

$$1 \text{ люмен } (1 = 0,555 \text{ мк}) = 0,00155 \text{ ватт.} \quad (2)$$

Басқа қәлеген спектраллық қурамға 1 лм жақтылық ағысына үлкен қуўат сәйкес келеди. Сонлықтан 0,00155 вт/лм шамасы жақтылықтың минималлық механикалық эквиваленти атамасына ийе.

VIII кесте.

Шама	Өлшем бирликлери	
	фотометрлик	энергиялық
Жақтылық ағысы F, E	люмен	эрг/сек; вт
Тарқалыў функциясы e_λ	-	эрг/(сек·см); вт/см
Жақтылық күши I	халық аралық шам	эрг/(сек·стр); вт/стр
Жақтыландырылғанлық A	фот, люкс	эрг/(сек·см ²); вт/см ²
Жарқынлық R	фот	эрг/(сек·см ²); вт/см ²
Жарықлық B	стильб	эрг/(сек·стр·см ²); вт/(стр·см ²)

IX кесте

Жақтыландырылғанлық	Люкслер	Жарықлық	Стильблер
Қуяштың нурларының туўры астында (жазда).	10 ⁵	Қуяштың атмосфера арқалы.	1,47·10 ⁵
Күндиз, Қуяш болмағандағы ашық орында.	~10 ³	Электр доғасының кратериниң.	1,5·10 ⁴
Күндиз өжирениң ишинде.	~10 ²	Газ бенен толтырылған вольфрам сымның.	4,5·10 ²
Оқыў ушын зәрүрли болған.	3·10 ¹	75 ⁰ тағы ашық аспандағы Қуяштан.	1,5·10 ⁻¹
Майда жұмысларды орынлаў ушын зәрүрли болған.	10 ²	Атмосфера арқалы Айдың бетиниң.	2,5·10 ⁻¹
Толық Айда.	2,5·10 ⁻²	Қуяштың нуры туўры түсип турған ақ беттиң.	3
8-шамадағы жулдыздан.	1,4·10 ⁻⁹	30 лк болған жағдайдағы ақ беттиң.	10 ⁻³

(2)-қатнастан

$$1 \text{ ватт } (\lambda = 0,555 \text{ мкм}) = 650 \text{ люмен} \quad (3)$$

теңлигинің орынлы екенлігін көреміз. Қалеген толқын ұзындығына тең болған монохромат жақтылық үшін мынадай қатнас орынлы:

$$1 \text{ ватт } (\lambda) = 650 \cdot \Phi(\lambda) \text{ люмен.} \quad (3a)$$

Бұл теңлікте $\Phi(\lambda)$ арқалы сол толқын ұзындығы үшін көриніу функциясының мәнісі белгіленген.

Төмендегідей мысалды қараймыз.

Беттің үстінде $h = 4$ м бийиклікте жақтылық күші $I = 100$ ш болған нокатлық изотроп дерек жайластырылған. Тегисліктің бетінде h кесиндисинің төменгі бөлімінен x қашықтығында жайласқан C нокатыдағы жақтыландырылғанлықты табыу керек (215-сүррет).

Шешими. 303-параграфтағы (11)-формула бойынша C нокатыдағы жақтыландырылғанлықтың шамасы мынаған тең:

$$A = \frac{I \cos i}{r^2}. \quad (4)$$

Бұл теңлікте r арқалы деректен C нокатына шекемгі қашықтық белгіленген. Сызылмадан

$$r = \sqrt{x^2 + h^2}, \quad \cos i = \frac{h}{r} = \frac{h}{\sqrt{x^2 + h^2}}$$

теңліклеринің орынлы екенлігін көреміз. Буннан кейін (4)-формула мынадай түрге енеді:

$$A = \frac{I h}{(x^2 + h^2)^{3/2}}. \quad (5)$$

I ди халық аралық шамларда, h пенен x ты метрлерде аңғартып, A ны люкслерде аламыз. Жақтылықтың дерегинің астында ($x = 0$):

$$A = \frac{100}{16} \text{ лк} = 6,2 \text{ лк}.$$

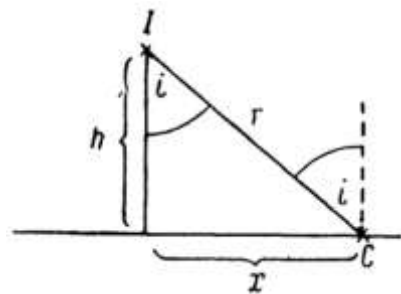
$x \gg h$ болған жағдайларда (5)-формуладағы h ты x қа салыстырғанда есапқа алмауға болады хәм бундай жағдайда

$$A \cong \frac{I h}{x^3}$$

теңлігине ийе боламыз.

215-сүррет.

I нокатлық дереги беретұғын жақтыландырылғанлықты есаплайға.

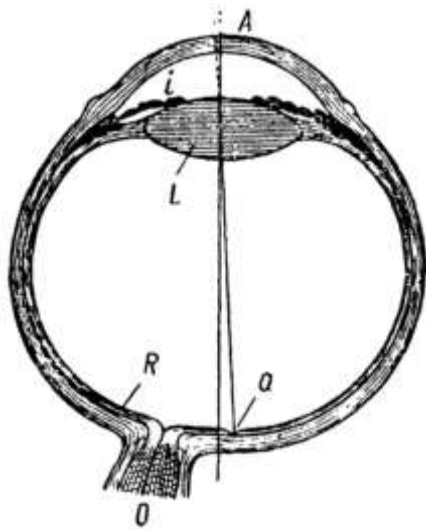


Жоқарыда келтирилген мысалда жақтылық күші 100 ш болған нокатлық деректен бир неше метр қашықтықтағы жақтыландырылғанлық китап оқыу үшін зәрүрлі болған жақтыландырылғанлықтан киши екенлігі көринип түр (30 лк). Бирақ, егер өжиреде 100 ш лампа бар болатұғын болса, оннан бир неше метр қашықтықта китапты оқыуға болатұғынлығын хәммеге мәлим. Мәселе соннан ибарат, өжирениң ишинде жақтылықтың дийуаллардағы, төбедегі, полда көп қайтара шағылысуы орын алады. Ал бұл жағдай жақтыландырылғанлықтың үлкейіуіне алып келеді (307-параграф пенен салыстырыңыз).

§ 306. Жақтылықты қабыллау. Фотометрлік шамаларды өлшеу визуаллық түрде (визуаллық фотометрия) ямаса анау ямаса мынау қабыл ететуғын аппаратураның жәрдемінде әмелге асырылады (*объективлік фотометрия*). Сонлықтан ең дәслеп

жақтылықты қабыл ететуғын аппарат сыпатында көз бенен, соның менен бирге жақтылықты қабыллау үшін хызмет ететуғын басқа да объективлик аппаратлар менен танысу зәрүр.

Субъективлик визуаллық сезим көздің тор тәризли қабығын жақтыландырыудың нәтийжесинде пайда болатуғын көриу нервиниң титиркениуиниң нәтийжесинде пайда болады. Адамның көзиниң кесими 216-сүүретте келтирилген. Бул сүүретте *A* - мөлдир қабық, *L* — хрусталик, *i* — радугалық ямаса ирислик қабық, *R* - торлы қабық, *O* - көриу нерви. Мөлдир қабық пенен хрусталиктиң арасындағы кеңислик сұйықлық пенен, ал хрусталик пенен тор тәризли қабықтың арасындағы кеңислик шийше тәризли дене деп аталатуғын дене менен толтырылған. Радугалық қабық қарашық деп аталатуғын тесикке ийе. Қарашықтың өлшемлери өзгереді хәм соның салдарынан көздің ишине келип түсетуғын жақтылық ағысының шамасын ретлейди.



216-сүүрет.
Адамның көзиниң кесими.

Жүдә қурамалы құрылысқа ийе болған торлы қабық көриу нерви талшықларының тармақланыуы болып табылады. Төменде қарап өтилетуғын (326-параграф) көздің оптикалық системасы торлы қабықта көзден сыртта жайласқан предметлердің хақыйқый сүүретин береді. Көриу сезиминиң интенсивлиги торлы қабықта көзге түсетуғын жақтылық ағысы пайда ететуғын жақтыландырылуы бойынша анықланады. Торлы қабықтың схема түріндеги кесими 217-сүүретте келтирилген.

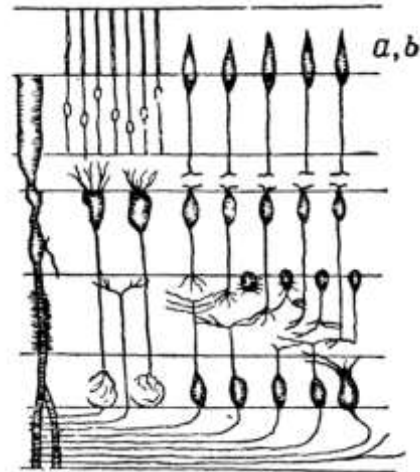
Таяқшалар ямаса колбалар (a, b) деп аталатуғын элементлер көздің жақтылықты сезетуғын элементлери болып табылады. Адамның көзиндеги колбалардың саны 7 млн ға, ал таяқшалардың саны 100 млн ға жетеді. Торлы қабықтың перифериялық бөлими тек таяқшаларға ийе. Колбалар болса тийкарынан торлы қабықтың орайлық бөлиминде жайласқан. Көриу нервинен азмаз бир тәрепте *орайлық ойықлыққа ийе болған сары дақ* жайласады (216-сүүреттеги *a*). Орайлық ойық областында тек колбалар жайласады. Көзге көриу нерви киретуғын орын жақтылықты қабыл етпейди (қараңғы дақ).

Көриу сезими пайда болғанда таяқшалар менен колбалар хәр қыйлы орынды ийелейди. Таяқлардың сезгирлиги колбаларлық сезгирлигине салыстырғанда әдеуір жоқары, Бирақ олар реңлерди айырыу мүмкиншилигин бермейди. Реңди сезиу колбалардың титиркениуиниң салдарынан жүзеге келеді. Усының менен бир қатарда сетчатканың колбалар менен толған областлары таяқшалар менен толған областына салыстырғанда әдеуір көп санлы деталларды айырыуға мүмкиншилик береді. Усыған сәйкес, адам хәр қыйлы болған еки көриуге ийе болады. Колбалардың титиркениуи менен байланысly болған олардың бири жеткиликли үлкен болған жақтыландырыуларда

хәрекет етеди, ол реңлерди ажыратыўға хәм көп санлы деталларды бир биринен ажыратып көриўге мүмкиншилик береді. Бул көриўди *күндизги көриў* деп атайды. Екиншиси таяқшалардың титиркениўи менен байланыслы болып, она *геўгимдеги көриў* деп атайды. Таяқшалар торлы қабықтың перифериясында жайласқан болғанлықтан, оны *перифериялық көриў* деп те атайды. Әдетте еки көриў де қандай да бир дәрежеде бир ўақытта хәрекет етеди, Бирақ жақтыландырылғанлық киши болған жағдайда тек геўгимдеги көриў ғана хәрекетте болады.

217-сүўрет.

Көздиң торлы қабығының кесими.



Үлкен жақтыландырыўлардан киши жақтыландырыўға өткенде таяқшалар дәрхәл максималлық сезиўге өтпейди, усының салдарынан күндизги көриўден геўгимдеги көриўге өтиў салыстырмалы әстелик пенен жүзеге келеди. Күндиз көшеден жаман жақтыландырылған имаратқа кирип келгенде дәслепп хәш нәрсениң көринбей қалатуғынлығы хәммеге мәлим. Тек әстелик пенен, көздиң "үйрениўи" менен хәр қыйлы предметлерди бир биринен ажыратып көриў қәбилетлиги пайда болады. Геўгимлик көриўдиң иске түсиў процессин *адаптация* деп атайды. Толық адаптация ушын көзлерди қараңғыда 30-40 мин ушлап тұрыў керек. Толық адаптацияланған көздиң сезгирлиги жүдә үлкен: ол энергиясы шама менен $4 \cdot 10^{-10}$ эрг/сек болған жақтылықты сезе алады²¹. Жасыл реңли нурлар ушын бул қарашықтағы шама менен $5 \cdot 10^{-10}$ лк жақтыландырыўға сәйкес келеди. Көриў сезимин пайда ете алатуғын минималлық жақтылық ағысы *көриниў шеги* деп аталады. Әлбетте адаптацияланған көз ушын көриниў шеги ҳаққында гәп етиў керек. Күндизги көриўде көз 200 эрг/сек ағысты да қабыл ете алады. Үлкен қуўатларда айыр сезимлер пайда болады хәм торлық қабықтың зақымланыўы мүмкин. Зақымланыў киши ағыслардан үлкен ағысларға жүдә тез өтиўдиң салдарынан да пайда бола алады. Бундай жағдайда улыўма айтқанда үлкен қуўаттың мәниси көздиң айырмай қабыл ете алатуғын қуўаттың шегинен үлкен болмайды.

Көриўдиң шекли мүйеши менен көринетуғын предметлердиң субъективлик жарықлығының олардың фотометрлик жарықлығы менен байланыслы екенлигин биз кейинирек көремиз (327-параграф).

Геўгимдеги көриўде хәр қыйлы узынлықлардағы жақтылық сөк-сур реңдеги бирдей сезимди пайда етеди. Хәр қыйлы толқын узынлықлары ушын геўгимлик көриўдиң сезгирлиги хәр қыйлы болады. Геўгимлик көриўди күндизги көриўдиң көриниў функциясынан басқа көриниў функциясы менен тәрийиплеўге болады. Усындай геўгимлик

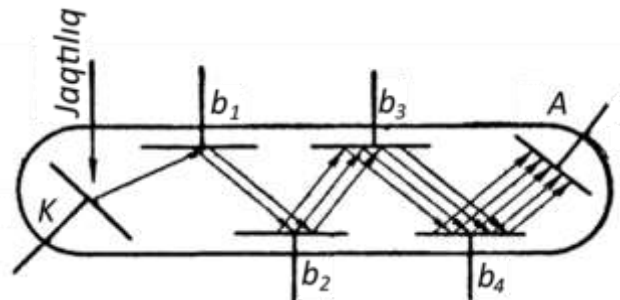
²¹ Демек, адамның көзінде көриў сезиминиң пайда болыўы ушын көзге 1 сек ўақыттың ишинде хәр бириниң энергиясы $2,48 \text{ eV} = 3,97 \cdot 10^{-12}$ эрг болған (бул көз сезгир болған жасыл-сары жақтылыққа сәйкес келеди) жүз фотонның келип түсиўи керек (Аўдарыўшылар).

көриу үшін көриніу функциясы 205-сүрреттегі 2-пунктирлік иймеклік пенен сүрретленген. 2-иймекліктің максимумы күндизгі көриудің көриніу функциясын беретуғын 1-иймеклікке салыстырғанда қысқарақ толқынлар областына қарай жылысқан; ол 0,510 мкм толқын ұзынлығының қасында жатады.

Көриудің жоқарыда келтирилген өзгешеликлері көзді фотометрлік өлшеулерде қабыл ететуғын аппарат сыпатында пайдаланғанда жүдә әхмийетли.

Күндизгі көриуден геуғимлік көриуге өтиуді хәм оның өзине тән өзгешеликлерин демонстрациялауды салыстырмалы жеңил әмелге асырыуға болады. Оның үшін толық қараңғылатылған өжиреде проекциялық фонардың жәрдемінде экранға хәр қыйлы реңге ийе болған (мысалы, биреуі қызыл, екіншиси көк) еки ярым дөңгелек проекцияланады. Бул ярым дөңгелеклердің реңлерин оларды бирдей жарық болып көринетуғындай етип сайлап алынады. Буннан кейин жақтылық ағысын әстелик пенен хәлсизлендириу керек, ұсының жәрдемінде реңли сүрреттің екеуі де пайда болады. Буны фонардың объективинің қасындағы дәстелер бир биринен еле ажыраспаған орында еки николди қойу жолы менен әмелге асырыуға болады. Николлердің "параллель" халдан "атанақ" халға избе-из өтиуінде қызыл хәм көк сүрретлерді пайда ететуғын ағыслардың қууаты бирдей шамаға хәлсирейди. Бирақ жүдә киши болған жақтыландырыуда көк ярым дөңгелек қызыл ярым дөңгелектен жарығырақ болып көринеди. Ағысларды хәлсиретиуді буннан былай дауам еткенде қызыл реңли ярым дөңгелек көк реңли ярым дөңгелектен бұрын сөнеди, соның менен бирге көк реңли ярым дөңгелек өзинің реңин өзгертеди хәм сұрлау болып көринеди. Бул тәжирийбе бир геуғимлік көриудің тәсирінде реңлик сезимнің жоғалыуын хәм геуғимлік көриудің қызыл реңге салыстырғанда көк реңге сезгирлигинің жоқары болатуғынлығын айқын түрде көрсетеди.

218-сүррет.
Фотоэлектрлік көбейткиш.



Объектив түрдегі қабыл ететуғын аппаратлардан биз мынадай принциптерде ислейтуғынларын атап өтеміз: фотоэлектрлік, термоэлектрлік, фотографиялық хәм жыллылық.

Фотоэлектрлік қубылыслар принципінде ислейтуғын аппаратларды *фотоэлементлер* деп атайды (333-параграф). Вакуумлық хәм қатты фотоэлементтер бар. Фотолэемент қосылған шынжырға түсіуші жақтылықтың тәсирінде электр тоғы пайда болады. Пайда болған тоқтың күши фотоэлементке түсетуғын *жақтылық ағысы* бойынша анықланады. Вакуумлық фотоэлементтер үшін тоқтың күши менен жақтылықтың қууатының арасында түүры пропорционаллық орын алады (берилген толқын ұзынлығында). Қатты фотоэлементтер үшін түүры пропорционаллық орын алмайды. Соның менен бирге олар вакуумлық фотоэлементтерге салыстырғанда кемирек тұрақтылыққа ийе. Фотоэлементтер күшли көринетуғын селективлікке ийе: олардың хәр қыйлы толқын ұзынлықтарына болған сезгирлигі хәр қыйлы. Сезгирлік иймеклигі жақтылықты сезгиш қатламның тәбиятынан ғәрезли хәм хәр қыйлы қатламлар үшін пүткиллей хәр қыйлы болады. Барлық фотоэлементтердің сезгирлигі үлкен толқын ұзынлықтары тәрөпинен шекленген. Бети таза цезийден туратуғын вакуумлық фотоэлемент $\lambda = 0,63$ мкм ге шекемгі жақтылықты сезеди, кислородлы-цезийли катодқа ийе фотоэлементтер $\lambda = 1,2$ мкм, қатты таллофидлік фотоэлементтер $\lambda = 1,4$ мкм, ал

селенлик-қорғасынлы хәм теллурлы-қорғасынлы катодқа ийе фотоэлементлер $\lambda = 5,5$ мкм толқын ұзынлығына шекемги жақтылықты сезеди.

Фотоэлементлер ис жүзінде инерцияға ийе емес хәм сонлықтан жүдә қысқа болған жақтылық импульслерин хәм жақтылық ағысының ўақытқа байланыслы өзгерислерин регистрациялаў ушын қолланылады.

Фотоэлементлердің сезгирлиги жүдә жоқары хәм 1 люменде 100 микроамперге жетеди. Ал қатты фотоэлементлер болса 500 мка/лм шамасына жететуғын оннан да жоқары сезгирликке ийе.

Фотоэлектрлик әсбаплардың сезгирлигин жоқарылатыў ушын ҳәзирги ўақытлары электронлық лампаларға ийе болған күшейтиўши схемалар қолланылады²². Фототоқты күшейтиў ушын биринши рет Г.А.Кубецкий тәрәпинен ұсынылған екинши электронлық эмиссия қубылысына тийкарланған принцип қолланылады (II том, 173-параграф). Усы принципте соғылған фотоэлектрлик көбейткиштің (ФЭК) схемасы 218-сүўретте көрсетилген. Бул схемада K - жақтылықты сезгиш катод, оннан түсиўши жақтылықтың тәсиринде фотоэлектронлар ушын шығарылады. Бул электронлар түсирилген электр майданының тәсиринде b_1 электродына қарай тезлетиледи. Екинши электронлық эмиссияның салдарынан b_1 электродынан оған келип түскен электронлардың санынан көп сандағы электронлар ушып шығады. Пайда болған электронлар b_2 электродына қарай қайтадан тезлетиледи хәм бул электродта оннан да көп санлы электронлар шығарылады х.т.б. Ақырғы есапта A анодына K катодынан ушып шыққан электронларға салыстырғанда әдеўир көп санлы электронлар жетип барады хәм ФЭК тұтастырылған шынжырда өлшеў аңсат болған жеткилики дәрежеде күшли тоқ пайда болады. Хәзирги ўақытлардағы ФЭК лердің сезгирлиги хәр люменге бир неше амперге жетеди.

Термоэлектрлик әсбаплар II томның 170-параграфында тәрийипленди. Оларда электр тоғы электр тоғы дәнекерленген орынлардың қызыўының есабынан пайда болады хәм кең шеклерде нурланыўдың қуўатына пропорционал. Соның менен бирге дәнекерленген орынларды қараға жақсылап боялғанда термоэлектрлик әсбаплар селективликке ийе болмайды хәм принципінде қәлеген толқын ұзынлықларының ағысларын өлшеў ушын жарамлы. Фотоэлементлерге салыстырғанда термоэлектрлик әсбаплар сезилерликтей инерцияға ийе болады.

Фотографиялық пластинка да жақтылық ағысларын регистрациялыў хәм өлшеў ушын кең түрде пайдаланылады. Фотографиялық пластинканың қараўытыўы жақтыландырылғанлық бойынша анықланады. Бирақ бир ағыстың қандай майданға тарқалғанлығына байланыслы пүткиллей хәр қыйлы қараўытыўды бериўи мүмкин. Фотопластинка интеграллаўшы қәсийетке де ийе болады; жақтыландырыў ўақытының үлкейиўи қарўытыўдың үлкейиўине алып келеди. Бул фотопластинканың жәрдемінде жүдә киши болған қуўатты табыўға мүмкиншилик береді (егер олар жеткилики дәрежеде ұзақ ўақыт тәсир ете алатуғын болса). Хәзирги заман фотографиялық ұсыллары жүдә киши болған толқын ұзынлықларынан шама менен 1,2 мкм ға шекемги толқын ұзынлықларын регистрациялаў ушын қолланылады.

Жыллылық ұсыллары түскен жақтылық ағысын жутыўдың тәсиринде қызыўдың салдарынан пайда болатуғын екинши қубылысларға тийкарланған. Соңғы ўақытлары бул ұсыллар совет физиклери тәрәпинен табыслы ислеп шығылмақта.

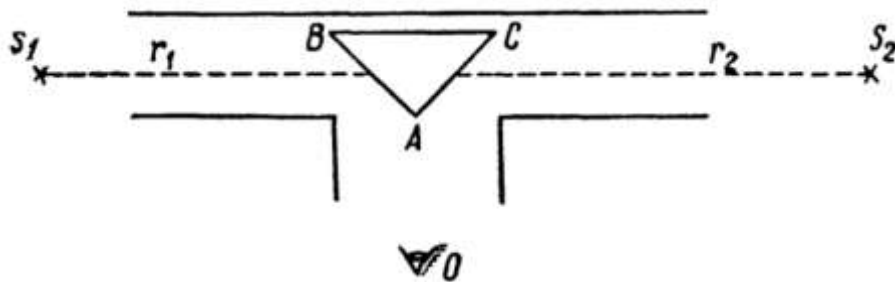
М.Л.Вейнгеро́в денелердің жыллылық кеңейиў бойынша нурланыўды регистрациялаўдың ұсылын ислеп шықты. Балқытылған кварцтың жүдә жуқа пленкасына металл висмуттың қараўытқан қатламы түсириледи. Бундай қос планка вакуумда илдирип

²² Хәзирги ўақытлары электронлық лампаларға ийе болған күшейткишлер пүткиллей қолланылмайды.

қойылады. Оған нурланып келип түскенде ол біраз қызады хәм бундай жағдайда балқытылған кварц пенен висмуттың жыллылық кеңейіп коэффициентлериниң хәр қыйлы болыуы себепли майысады. Майысыуды микроскоптың жәрдеминде тиккелей бақлауға ямаса планканың шетиндеги шашыраған жақтылық нурының ауысыуы бойынша бақлауға болады.

Екинши жыллылық усылы жутылатуғын жақтылықтың тәсиринде метал жолақтың қызыуының салдарынан оның омлық қарсылығының өзгериуіне тийкарланған. Бул усылды болометрлик усыл деп атайды хәм ол XIX әсирде инфрақызыл нурларды регистрациялау үшін пайдаланылды. Бирақ сезгирлиги жеткилики дәрежеде болмағанлықтан, бул усыл пайдаланылмай қалды. Соңғы ўақытлары Б.П.Козырев оны біраз жетилистирди хәм соның нәтийжесинде бул усыл өзиниң сапасы бойынша басқалардан төмен емес дәрежеге жетти. Бул жағдайда да, қараға боялған алтын фольга вакуумда илдирип қойылады. Бул жолақтың омлық қарсылығының өзгериси тоқтың шамасын буннан былай күшейтип, көпир усылы бойынша өлшенеди (II том, 167-параграф). Жолақтың киши массасына байланыслы әсбаптың инерциясы жүдә киши болады.

§ 307. Фотометрлик шамаларды өлшеу. Көз, басқа да сезиу органлары сыяқлы титиркендириушиге санлық баға бере алмайды, яғный субъективлик көриу сезиминиң тийкарында бир жақтылық ағысының екинши жақтылық ағысынан неше есе үлкен екенлигин анықлай алмайды. Бирақ, көзлер, егер бирдей реңдеги жақтылық пенен жақтыландырылған болса, онда еки қоңсылас майданлардың *бирдей болып жақтыландырылғанлығын* жоқары дәрежели дәлликте анықлауға мүмкиншилик береді. Сонлықтан визуаллық фотометрияның барлық усыллары көз бенен бақланатуғын жақтыландырылғанлықты теңлестириуға алып келинеди. Ең әпиўайы түрде бул принцип үш қапталлы призмалы фотометрде жүзеге келтириледі (219-сүрет). Ақ үш қапталлы ABC призмасы қараңғылатылған трубаның ишинде жайластырылған. Еки симметриялы AB хәм AC қапталлары еки S_1 хәм S_2 дереклери тәрәпинен жақтыландырылады. O көз бенен AB хәм AC қапталларының екеуін де көргенде олардың бирдей болып жақтыландырылуы шәртин аңсат табыуға болады.



219-сүрет. Үш қапталлы призмаға ийе фотометр.

Көрсетилген фотометр дереклердің жақтылық күшлерин салыстыруға мүмкиншилик береді. Егер дереклердің өлшемлери киши болса хәм олар призмадан жеткилики дәрежеде алыста жайласқан болса, онда оларды ноқатлық дереклер деп есаплауға болады.

Бул жағдайда 303-параграфтағы (11)-формула бойынша AB хәм AC қапталларының жақтыландырылғанлығы тең:

$$A_1 = \frac{I_1}{r_1^2} \cos i, \quad A_2 = \frac{I_2}{r_2^2} \cos i. \quad (2)$$

Бул теңдиклерде I_1 менен I_2 арқалы сәйкес S_1 хәм S_2 дереклериниң жақтылық күшлери, r_1 хәм r_2 лер арқалы олардан призмаға шекемги қашықтықлар, i арқалы

нурлардың призманың қапталына түсіу мүйеши белгиленген (S_1 хәм S_2 дереклери симметриялы жайласқан жағдайда AB хәм AC қапталларына нурлар бирдей мүйеш пенен келип түседі). Қашықтықлардың бирейін, мысалы r_2 ни, өзгертип жақтыландырылғанлықлардың теңлигин жүзеге келтириу мүмкин: $A_1 = A_2$, бундай жағдайда (1)-қатнастан

$$\frac{I_1}{I_2} = \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2$$

қатнасына ийе боламыз. Усындай жоллар менен еки деректің жақтылық күшлеринің қатнасын оларға шекемги қашықтықлар r_1 менен r_2 лердің қатнасы бойынша өлшеуге болады екен. Егер дереклердің биринің жақтылық күши белгили болса, онда екінши деректің жақтылық күшин өлшеуге болады екен.

(1)-қатнас жақтылық призманың AB хәм AC қапталларынан келип түсетуғын хәм қоршаған предметлерде шағылысқан ямаса шашыраған жақтылық болмаған жағдайда ғана орынланады. Сонлықтан фотометрлегенде дереклердің артқы тәреплери менен қапталларын қараңғылатылған бетлер менен жаўып қойыу керек.

Шекли өлшемлерге ийе болған дереклер үшін олар пайда еткен жақтыландырылғанлық олардың B жарықтығына пропорционал. 304-параграфтағы (7)-формула бойынша жақтылық шығарып тұрған dS бетинен dS' бетине түсетуғын ағыс мынаған тең

$$dF = B \frac{dS dS' \cos i \cdot \cos i'}{r^2}.$$

Бұл аңлатпада r - майданлардың арасындағы қашықтық хәм i, i' - нурлар менен еки бетке түсирилген нормаллардың арасындағы мүйешлер. Усы қатнасқа тийкарланып, жоқарыда айтылған фотометрдің жәрдемінде жақтылық шығарып тұрған еки беттің жарықтығын салыстырыуға болады. Мейли, бир бири менен салыстырып көрилетуғын S_1 хәм S_2 дереклери фотометрдің көшерине нормаль бағытта жайласқан үлкен болмаған жақтылық шығарып тұрған dS хәм dS' майданлары болсын ($i_1 = i_2 = 0$), бундай жағдайда AB хәм AC қапталларының жақтыландырылғанлығы сәйкес мыналарға тең:

$$A_1 = \frac{dF_1}{dS'} = B_1 \frac{dS_1 \cos i'}{r_1^2},$$

$$A_2 = \frac{dF_2}{dS'} = B_2 \frac{dS_2 \cos i'}{r_2^2}.$$

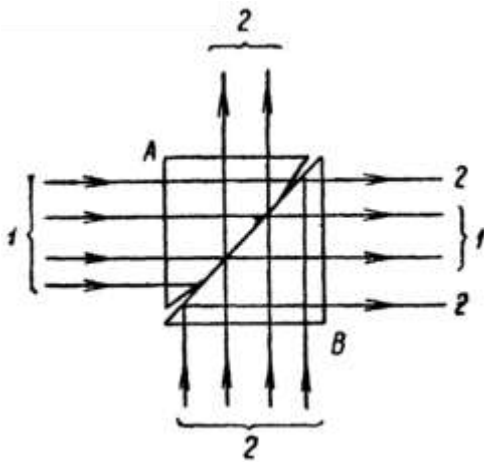
Бұл аңлатпаларда dS' арқалы AB хәм AC призмаларының биринің бети, i' арқалы ұсы қапталларға нурлардың түсиу мүйеши белгиленген. r_1 менен r_2 қашықтықларын сәйкес түрде сайлап алып, биз A_1 менен A_2 жақтыландырылғанлықтарының бирдей болыуына қайтадан жетисийүмиз мүмкин. Бундай жағдайда (2)-аңлатпадан төмендегидей қатнасты аламыз:

$$\frac{B_1}{B_2} = \frac{dS_2}{dS_1} \cdot \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2.$$

Буннан майданлардың қатнасы болған dS_2/dS_1 қатнасының хәм r_1/r_2 қатнасының шамасын билип, жақтылық шығарып тұрған еки беттің жарықтықтарының қатнасын табыудың мүмкин екенлиги келип шығады.

Дәлирек болған фотометрлерде ABC призмасы Луммер-Бродхун кубы деп аталатуғын куб пенен алмастырылады. Бұл кишкене куб (220-сүўрет) A хәм B туйры мүйешли шийше призмаларынан турады, олардың биринде (220-сүўреттеги A қапталы) гипотенузаға сәйкес келетуғын қаптал тек орайды тегис етип қалдырылған; оның шетлери шлифовкаланған. Призмалардың бир бирине тийисип тұрған орынларда бир текли мөлдир денедей қәсийетке ийе болыуы үшін олар бир бирине қысылған ("оптикалық контактқа" келтирилген). Мейли, кубқа 1 хәм 2 жақтылық ағыслары келип түсетуғын болсын. 1-ағыс контактқа келтирилген орын арқалы өтип оң тәрепке қарай шығады. A призмасының қапталы шлифовкаланған орынларда 1-нур қапталларға шашырайды. 2-ағыс контактқа

келтирилген орын арқалы жоқары қарай өтеди. Қалған орынларда ол толық ишки шағылысыуға ушырайды хәм оң тәрәпке қарай шығады. Усының салдарынан оң тәрәпке қарай ағыслардың екеуиниң де нурлары шығады, бул бир ўақытта еки жақтыландырылған майданды бақлаўға мүмкиншилик береди. Луммер-Бродхунның кублы фотометриниң улыўмалық схемасы 221-сүүретте көрсетилген. Бул схемада S_1 менен S_2 - өлшенетуғын дереклер, E - еки тәрәпи де толық бирдей болған ақ экран, E' пенен E'' - басқа еки ақ экран, AB - Луммер-Бродхун кубы, L - лупа, O - бақлаўшының көзи. Бақлаўларды өткергенде кубтың орайы S_1 дерегинен шыққан нур менен, ал кубтың сыртқы бөлими S_2 дегеринен шыққан нур менен жақтыландырылады. Солай етип, бир дерек тәрәпинен жақтыландырылған майдан басқа дерек тәрәпинен жақтыландырылған майданды қоршап турады хәм жақтыландырыўлар бирдей болмаған жағдайда олардың арасындағы айырма кескин түрде көринеди. Жақтыландырыўлар бирдей болғанда шегара толық жоғалады.

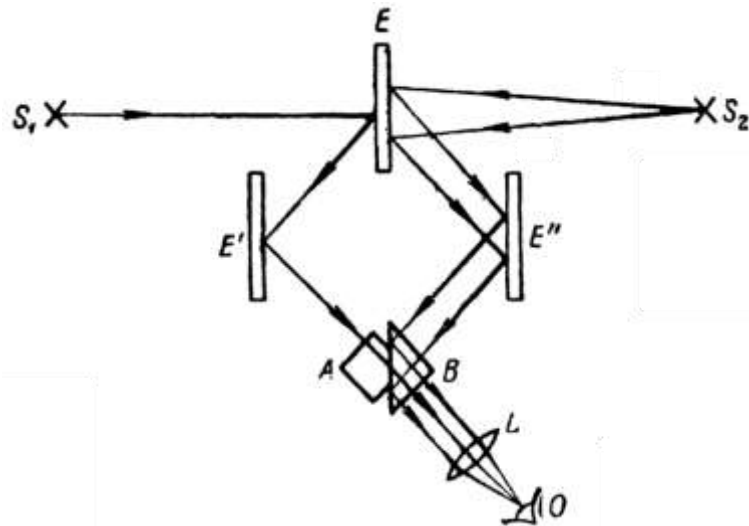


220-сүүрет.
Луммер-Бродхун кубы.

Жақтыландырылғанлықларды теңлестирейди тек дереклерге шекемги қашықлықларды өзгерей жолы менен ғана емес, ал басқа да дүзилислердің жәрдемінде әмелге асырайға болады. Олардың ишиндеги ең жийи қолланылатуғыны жутыўшы сыналар менен поляризациялық системалар болып табылады.

Жақтылық дәстелерин хәлсиретей ушын сымларының майданына қатнасы бойынша үлкен ямаса киши болған торлар хәм хәр қыйлы өлшемлерге ийе кесилген саңлақларға ийе болған айланатуғын дисклер де қолланылады. Соңғы дүзилис ис жүзинде ағысты емес, ал ағыстың тәсир етей ўақытын өзгертеди. Ал ағыстың хәм оның тәсир ететуғын ўақытының бир бирине эквивалент емес екенлигин атап өтемиз.

Визуаллық фотометрияның жоқарыда талқыланған усыллары хәр қыйлы реңге ийе болған ағысларды салыстырайға жарамайды (гетерохромлық фотометрия), егер бул жақтыландырылғанлықларды реңи бойынша бир биринен күшли айрылатуғын жақтылық ағыслары пайда ететуғын болса еки майданның жақтыландырылғанлықларының айырмасын табайға болмайды. Гетерохромлы фотометрияның мәселелерин визуаллық түрде адаптацияланған көздің жәрдемінде шешиўге болады (С.И.Вавилов усылы, майда шрифт пенен жазылған текстти қараңыз).

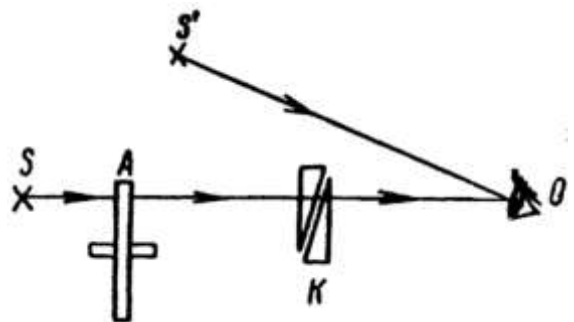


221-сүрөт. Луммер-Бродхун кубы бар фотометрдин схемасы.

С.И.Вавилов ҳам оның хызметкерлери тәрәпинен адаптацияланған көриўдин босағасының үлкен тұрақлылыққа ийе болатуғынлығын көрсетилди. Бул жүдә хәлсиз болған жақтылықтың дереклерин фотометрлеўдин усылларын ислеп шығыўға мүмкиншилик береди. Көриў сезиминиң жоғалыў моментин дәлирек белгилеў ушын жыпылықлаўлар усылы қолланылады. Бул усылдың схемасы 222-сүрөтте келтирилген. Бақлаўшының көзи O қосымша болған әззи S' жақтылық дерегине қарай бағдарланған. S жақтылық дерегинен шыққан өлшенетуғын ағыс көздин торлы қабығының перифериялық (шетки) бөлиmine келип түседи. Нәтийжеде бул деректиң жақтылығының перифериялық (геўгимлик) қабыл етилиўин тәмийинлейди. Нұрдың SO жолына саңлағы бар айланатуғын A диски қойылады ҳам ол S дерегиниң жылпылдысын пайда етеди. K сынасының жәрдемінде S дерегинен жетип келген ағысты белгили бир сан есе хәлсиретийге болады. Жақтылықтың қуўаты көриний босағасынан киши болғанда жылпылды жоғалады.

222-сүрөт.

С.И.Вавиловтың адаптацияланған көриўдин босағасы бойынша фотометрлеў усылының схемасы.



Жылпылдылардың жоғалыўы ушын жақтылықтың дерегинен көздин қарашығына келип түсетуғын дәслепки ағыс F тиң шамасы k есе хәлсиретилген деп болжаймыз. Бундай жағдайда

$$\frac{F}{k} = F_0. \quad (3)$$

Бул теңликте F_0 - көриў босағасына сәйкес келетуғын ағыс. Егер берилген бақлаўшы ушын адаптацияланған көриў босағасының шамасы алдын-ала өлшенген болса, онда (3)-қатнас F шамасын өлшеўге мүмкиншилик береди. Дәслеп хәр қыйлы толқын узынлықлары ушын көриў босағасын өлшеп, ұсындай жоллар менен тек ғана бирдей реңге ийе болған жақтылық дереклерин ғана емес, ал хәр қыйлы толқын узынлықларына ийе жақтылықты беретуғын дереклерди де, яғный гетерохромлық фотометрияның мәселелерин шешиўге болады.

Объективлик фотометрия усылларында буннан алдыңғы параграфтағы жақтылықты сезетуғын усыллардың бири қолланылады. Аппаратты тек ағыслардың тең екенлигин анықлаў ушын пайдаланыўға болады. Бундай усыллар дифференциаллық атамасына ийе

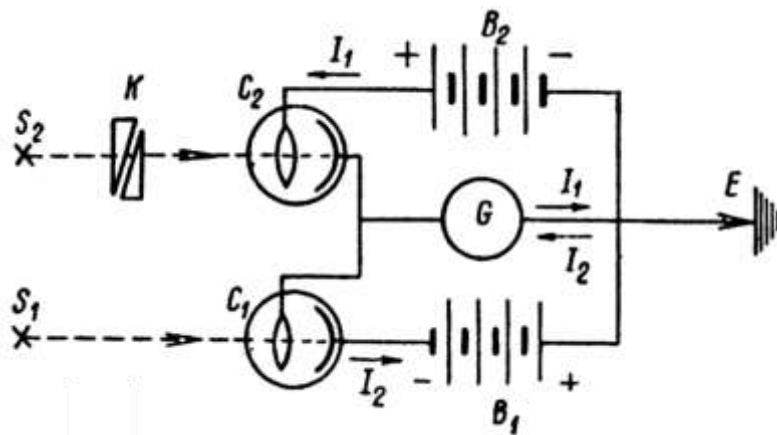
хәм аппаратқа келип түсетуғын жақтылық ағысы менен ұсы аппарат көрсеткен шаманың арасындағы пропорционаллықты талап етпейди. Еки фотоэлементке ийе болған дифференциаллық фотометрдің әпийайы схемасы 223-сүўретте келтирилген. Бул сүўретте S_1 менен S_2 - бир бири менен салыстырылатуғын жақтылықтың дереклери, C_1 менен C_2 - бирдей болған еки фотоэлемент, B_1 менен B_2 - батареялар, G - гальванометр. Шынжырдың E ноқаты Жер менен тутастырылған. Фотоэлементлерди жақтыландырғанда олар арқалы стрелкалардың бағытында I_1 хәм I_2 тоқлары өтеди. Көринип тұрғанындай, гальванометр арқалы $I_1 - I_2$ тоқлардың айырмасына тең тоқ өтеди. Мейли, S_2 дереги S_1 дерегинен интенсивлирек болсын. Бундай жағдайда S_2 дерегинен шыққан дәстениң алдына K сынасын жайластырып, еки фотоэлементке келип түсетуғын ағысларды теңлестиріўге болады. Усының нәтийжесинде $I_1 - I_2$ тоқлардың айырмасы нолге тең болады хәм G гальванометриниң стрелкасының бурылыўы тоқтайды. Егер оның ушын S_2 дерегинен шыққан дәстениң интенсивлигин k есе кемейтиў керек болса, онда

$$\frac{1}{k} F_2 = F_1$$

теңлигине ийе болады. Бул аңлатпада F_1 арқалы S_2 дерегинен келетуғын ағыс белгиленген. Буннан еки деректиң ағысларының қатнасын аламыз:

$$\frac{F_2}{F_1} = k.$$

Пайда болатуғын электр тоғының шамасы оларға түсетуғын жақтылық ағысына пропорционал болған вакуумлық фотоэлемент пенен термопараны ағыслардың шамаларын тиккелей өлшеў ушын пайдаланыўға болады. Бундай жағдайда термопара, соның менен бирге М.Л.Вейнгеров пенен Б.П.Козыревтың қараға жақсылап боялған жыллылық әсбаплары хәр қыйлы толқын ұзынлықларына ийе ағыслардың қуўатларын салыстырыў, яғный гетерохромлық фотометрияның мәселелерин шешиў ушын жарамлы.



223-сүўрет. Дифференциаллық фотоэлектрлик фотометрдің схемасы.

Фотоэлементлер менен термопарлардағы жақтыландырыўдың нәтийжесинде пайда болған тоқларды күшейтиў ушын радиотехникалық күшейтиўши схемалар пайдаланылады. Усындай күшейтиўши схемаларды пайдаланыў жақтылық ағысларын өлшеў менен регистрациялаўдың объективлик усылларының сезгирлигин көп есе жоқарылатыўға мүмкиншилик береді.

Селективлик қәсийетлериниң бар болыўына байланысly фотоэлементлерди гетерохромлы фотометрияның мәселелерин тиккелей шешиў ушын пайдаланыўға болмайды. Бирақ, егер энергияның спектри белгили болса, онда хәр қыйлы толқын ұзынлықларына ийе еки жақтылық ағысы ушын қуўатлықлардың қатнасын анықлаўға болады. Оның ушын ағыслардың хәр қайсысы энергияның тарқалыўы белгили болған

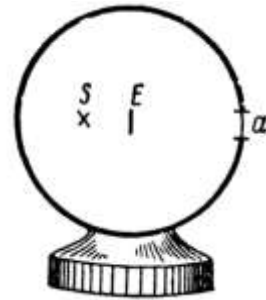
деректің спектринің сәйкес участкасы менен салыстырылады. Буннан нурландырылатұғын ағыстардың қуәттарының қатнасы табылады. Энергиясының спектр бойынша тарқалыуы белгили болған дерек сыпатында өзинің қәсийетлери бойынша мүмкин болғанынша абсолют қара денеге жақын дерек алынады (309-параграф).

Ис жүзінде белгили болған орынлардағы, солардың ишинде жұмыс орнындағы жақтыландырылғанлық мәселесин шешиўге тўры келеди. Жақтыландырылғанлықты өлшейтуғын хәм люкслерде градуировкаланған әсбапларды люксметрлер деп атайды. Әпиўайы люксметрлерде өлшенетуғын жақтыландырылғанлық стардарт лампа тәрепинен пайда етилген жақтыландырылыў менен салыстырылады. Соңғы ўақытлары гальванометр менен тутастырылған қатты фотоэлементтен туратуғын люксметрлер кең тарқала баслады. Гальванометрдің шкаласы люкслерде градуировкаланады. Бундай люксметрлер үлкен тұрақлылық хәм дәллик пенен айрылып турмайды, Бирақ көплеген әмелий мәселелерди шешиўде олар толық жарамлы хәм пайдаланыў ушын қолайлы.

Жақтылық техникасында жақтылық дерегинің орташа сфералық күшин анықлаў әҳмийетли мәселелердің қатарына киреди.

Бирақ, дерек ис жүзінде жийи ушырасатуғын анизотроп болған жағдайда (мысалы электр лампы) жақтылық күшинің орташа сфералық күшин анықлаў әдеўир қыйыншылықларды пайда етеди. Бундай жағдайда хәр қыйлы бағытлардағы жақтылықтың күшин көп санлы өлшеўлер хәм алынған нәтийжелерди орташалаў талап етиледи. Бул қыйыншылық *интеграллық фотометр* деп аталатуғын әсбаптың жәрдемінде аңсат шешиледи. Бундай фотометр иши қуўыс, ишки тәрепи аққа боялған ыдыс түрине ийе болады. Бундай ыдыстың ең қолайлы түри - сфералық (шар тәризли) фотометр болып табылады. Өлшенетуғын дерек (224-сўўрет) шардың ишине жайластырылады. Ыдыстың ишинде жақтылықтың көп санлы шағылысыўларының салдарынан деректің жақтылықтың орташа сфералық күшине тең жақтыландырыў пайда болады. Бул жақтыландырыўды өлшеў ушын шарда a гүңгирт шийше менен жаўып қойылған тесик исленеди. Мөлдир емес E пластинкасы гүңгирт шийшени S дерегинен тўры шыққан нурлардан сақлайды.

224-сўўрет.
Шар фотометр.



Есаплаўлар шардың ишиндеги оның бетиндеги жақтыландырылғанлықтың мынаған тең екенлигин көрсетеди:

$$A = A_0 + \frac{kI_0}{(1-k)R^2}. \quad (4)$$

Бул теңликте I_0 - жақтылық дерегинің орташа сфералық күши, k - дийўаллар тәрепинен жақтылықты шашыратыў коэффициенти, R - шардың радиусы хәм A_0 - дерек пайда ететуғын жақтыландырыў.

Шар фотометрде (224-сўўрет) a гүңгирт айнасы тўры жақтыландырыўдан сақлайтуғын E пластинкасының жәрдемінде сақланған, сонлықтан оның ушын $A_0 = 0$ хәм

$$A = \frac{kI_0}{(1-k)R^2},$$

яғный жақтыландырылыў жақтылықтың сфералық күши I_0 бойынша анықланады. Көринип тұрғанындай, бул жағдайда A ның мәниси деректің шардың ишиндеги қайсы орында

жайласқанлығынан ғәрезли емес. k менен R ди билип хәм өлшенген жақтыландырылғанлық A бойынша жақтылықтың орташа сфералық күши I_0 ди анықлауға болады.

(4)-аңлатпа биз үшін басқа тәрептен де қызық: k ның шамасы 1 ге жақын болған жағдайларда жақтылықтың сфераның ишки бетінде көп санлы шашырауының салдарынан пайда болған жақтыландырыудың шамасы нурлардың деректен түүрыдан-түүры келип түсиіуинің нәтийжесінде пайда болған жақтыландырыудың шамасынан әдеуір үлкен болады (305-параграфта айтылып өтилген жағдай менен салыстырыңыз). Мысал үшін жақтылық күши I ге тең болған ноқатлық деректиң шардың орайында тұрған жағдайды қараймыз.

Бундай жағдайда $A_0 = I/R^2$ хәм толық жақтыландырылғанлық A үшін мынадай аңлатпаға ийе боламыз:

$$A = \frac{I}{R^2} + \frac{kI}{(1-k)R^2} = \frac{1}{1-k} \cdot \frac{I}{R^2}.$$

Демек, бундай жағдайда пайда болатуғын жақтыландырылғанлықтың мәніси түүры жақтыландырылғанлық A_0 диң мәнісинен $\frac{1}{1-k}$ есе үлкен болады екен. $k = 0,9$ теңлиги орынлы болғанда $\frac{1}{1-k} = 10$, яғный толық жақтыландырылғанлық ишки бети қараға боялған шардағы түүры жақтыландырылғанлықтан 10 есе үлкен болады екен.

§ 308. Температуралық нұрланыў. 275-параграфта айтып өткенимиздей, жақтылықтың шығарылыўы менен жутылыўы атомлар менен молекулалардағы зарядланған бөлекшелердиң тербелислериниң салдарынан жүзеге келеди. Сонлықтан, жақтылықтың шығарылыўы менен жутылыўы қубылысларын толық тәрийиплеўди зарядланған бөлекшелер менен нұрланыў арасындағы өз-ара тәсирлесиўлердиң ызамларының тийкарында бериў керек. Кейинирек (332-параграф) биз бул ызамлардың классикалық электродинамиканың шеклеринен шығатуғынлығын хәм айрықша квантлық характерге ийе болатуғынлығын көремиз. Бирақ жақтылықтың шығарылыўы менен жутылыўы менен байланыслы болған бир қатар қубылысларды олардың механизмлерин есапқа алмай, ал оларды тек энергиялық (термодинамикалық) көз-қарасларда тұрып таллаўға болады. Усындай таллаўлар менен шуғылланатуғын физиканың бөлимин *нұрланыў термодинамикасы* деп атайды.

Қәлеген нұрланыў энергияның жоғалыўы менен жүзеге келеди. Сонлықтан нұрланыў денениң өзиниң энергиясының кемеийўи ямаса сырттан алынған энергия менен байланыслы.

Бир неше мысаллар келтиремиз.

1. Фотолюминесценция қубылысы жүзеге келеди (332-параграф): алдын ала жақтылықты жутқан дене өзинен-өзи жақтылық шығарады. Жақтылықты жутқанда денеде өзгерислер жүзеге келеди, нәтийжеде ол қоздырыў энергиясы (ямаса активация энергиясы) деп аталатуғын базы бир энергияны алады. Буннан кейинги нұрланыў қоздырыў энергиясының есабынан болады.

2. Денен химиялық реакциялардың есабынан жақтылық шығарады (хемилюминесценция). Мысалы ҳаўадағы кислородтағы әстелик пенен окислениўдиң салдарынан фосфор жақтылық шығарады. Бул жағдайда химиялық процессте ажыралып шығатуғын энергияның есабынан нұрланыў энергиясы пайда болады.

3. Сийреклетилген газ арқалы электр тоғы өткенде ұсы газдиң жақтылықты шығыратуғынлығы бақланады. Газдиң нұрланыў үшін жумсайтуғын энергиясы электронлардың соқлығысыўдың салдарынан атомлар менен молекулаларға беретуғын энергиясының есабынан толтырылып барылады.

4. Белгили болған температураға шекем қыздырылған денелер де жақтылық шығарады.

Егер дене қоршаған денелерден нұрланыуды жұтыу ямаса шығару жолы менен энергияны алатуғын болса, онда нұрланыудың есабынан ұсы дененің энергиясының кемеіуіи компенсацияланып барады хәм бундай процесс *тең салмақлы* түрде өтеди. Бундай жағдайда нұрланыушы дененің халы белгили болған турақлы T температурасы менен тәрийипленеди. Температура түсинигин статистикалық тең салмақлық орын алған жағдайда ғана қолланыуға болатуғынлығын еске түсиремиз (I том, 66-параграф). Сонлықтан жоқарыда көрсетилген тең салмақлық нұрланыуы температуралық нұрланыу деп аталады.

Дене тәрепинен сырттан алынатуғын жаллылықтың муғдары нұрланыу энергиясын толық компенсациялау ұшын жеткилики болмаса, онда нұрланыу энергиясының бир бөлими дененің ишки энергиясының запасының есабынан алынады. Улыўма айтқанда, бул жағдайда бөлекшелердиң тарқалыуы бұзылады хәм нұрланыу тең салмақлық нұрланыуы болыудан қалады. Бирақ, егер нұрланыу сондай әстелик пенен жүретуғын болса, онда денедеги ишки энергияның тарқалыуы теңлесиўге үлгереди хәм нұрланыу тең салмақлық нұрланыуы болып қала береді. Бундай жағдайда нұрланыу тең салмақлық характерге ийе болады. Бирақ, дененің температурасы төменлейди хәм хәр бир берилген моменттеги дененің халын тең салмақлық хал деп қарауға хәм оған температураның белгили болған мәнисин берийге болады.

Қарап шығыу ұшын *дененің энергиялық жарқынлығы* деп аталатуғын R_e шамасын киргиземиз хәм оны, 303-параграфта айтылғанларға сәйкес, жақтылық шығарып тұрған дененің бетинің майданының бир бирлигинен шығатуғын жақтылық ағысы dE ниң сан мәнисине тең деп анықлаймыз²³:

$$R_e = \frac{dE}{dS}. \quad (1)$$

Бул аңлатпада dE *жақтылық энергиясының интеграллық ағысы*, яғный дене тәрепинен шығарылатуғын барлық толқын ұзынлықларындағы жақтылық энергиясының ағысы болып табылады. (1)-теңлик бойынша dE ұшын

$$dE = R_e dS \quad (2)$$

теңлигине ийе боламыз.

302-параграфта биз жақтылық ағысындағы энергияның толқын ұзынлықлары бойынша тарқалыуын тәрийиплейтуғын e_λ шамасын киргизген едик. Тап сондай жол менен толқын ұзынлығы r_λ бойынша тарқалыу функциясы болған энергиялық жарқынлық R_e функциясын да киргизиўимиз мүмкин. Бундай жағдайда толқын ұзынлықларының $\lambda, \lambda + d\lambda$ интервалына тийисли болған хәм dS майданынан нұрландырылатуғын жақтылық энергиясының тығызлығы ұшын

$$dE_\lambda = r_\lambda d\lambda dS \quad (3)$$

аңлатпасын аламыз. r_λ шамасы берилген λ толқын ұзынлығының қасындағы толқын ұзынлығының бир бирлик интервалына сәйкес келетуғын энергиялық жарқынлық болып табылады; оны дененің *нур шығару қабилетлиги* деп атайды.

Барлық толқын ұзынлықларына сәйкес келетуғын R_e интеграллық энергиялық жарқынлық, әлбетте, мынадай интегралдың жәрдемінде бериледи:

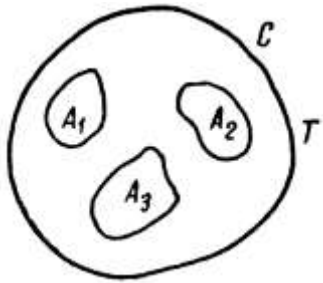
$$R_e = \int_0^\infty r_\lambda d\lambda. \quad (4)$$

²³ Жарқынлық R менен энергиялық жарқынлық R_e диң арасындағы айырма толқын ұзынлығының $d\lambda$ интервалына сәйкес келетуғын жақтылық ағысы менен жақтылық энергиясының ағысының арасындағы айырманың Φ көбейтйушисиниң бар екенлигине байланысly (көриниу функциясы, 302-параграф).

Енди денениң жақтылықты жутыўын қараймыз. Мейли, денеге базы бир белгили болған λ толқын ұзынлығының қасындағы киши толқын ұзынлықлары $d\lambda$ интервалына киретуғын жақтылық энергиясының ағысы dE_λ түсетуғын болсын. Бұл ағыстың бир бөлими денеде шашырайды хәм шағылысады (мөлдир денелерде болса жақтылықтың бир бөлими дене арқалы өтеди), бир бөлими жутылады. Тап сол $d\lambda$ интервалына киретуғын ағысты dE'_λ арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда берилген λ толқын ұзынлығындағы ағыстың қандай бөлиминиң жутылатуғынлығын аңғартатуғын

$$a_\lambda = \frac{dE'_\lambda}{dE_\lambda} \quad (5)$$

шамасын *денениң жутыў қабилетлиги* деп аталады. Ис жүзинде денелердиң барлығы селективликке ийе болады, яғный олар ҳәр қыйлы толқын ұзынлықларын бирдей жутпайды. Олар ушын a_λ толқын ұзынлығының функциясы болып табылады. Егер қандай да бир дене толқын ұзынлықларының базы бир интервалында жақтылықтың ағысын толығы менен жутатуғын болса, онда ұсындай толқын ұзынлықлары ушын $a_\lambda = 1$. Ағыс толығы менен жутылмайтұғын барлық жағдайларда $dE'_\lambda < dE_\lambda$ хәм $a_\lambda < 1$.



225-сүўрет.
Температурасы T тұрақлы болған
қабықтың ишиндеги денелер.

Тәжирийбелер денелердиң шығарыў r_λ хәм жутыў a_λ қабилетликлериниң арасында белгили болған байланыстың бар екенлигин көрсетеди. Бир неше A_1, A_2, A_3 денеси тұрақлы T температурасында ұслап тұрылатуғын C қабығының ишинде жайластырылған болсын (225-сүўрет). Мейли, қабықтың иши бослық болып, денелер бир бири хәм қабық пенен жақтылықты шығарыў ямаса жутыў жолы менен энергия алмасатуғын болсын. Тәжирийбелер денелердиң ұсындай системасының базы бир ўақыттан кейин жыллылық тең салмақлығына келетуғынлығын, яғный денелердиң барлығының қабықтың температурасына тең болған T температурасына ийе болатуғынлығын көрсетеди. Бирақ үлкен энергиялық жарқынлық R_e ге ийе болған денелер ўақыт бирлигинде бетлериниң майданының бир бирлигинен киши энергиялық жарқынлыққа ийе болған денеге салыстырғанда көбирек энергияны жоғалтады. Демек, басқа денелердиң температурасындай болған T температурасында тұрыўы ушын, бундай денелердиң энергияны көбирек жутыўы керек. Солай етип, тек нұрланыў хәм жутыў менен энергия алмасатуғын денелердиң арасындағы термодинамикалық тең салмақлықтың орын алыўы ушын денелердиң шығарыў хәм жутыў қабилетликлериниң арасында пропорционаллықтың орын алыўы шәрт. Кирхгоф бул пропорционаллықтың өз алдына алынған толқын ұзынлықларының ҳәр бир интервалы ушын орынланатуғынлығын көрсетти. Егер $A_1, A_2, A_3, \dots$ денелери сәйкес $r_{\lambda_1}, r_{\lambda_2}, r_{\lambda_3}, \dots$ хәм $a_{\lambda_1}, a_{\lambda_2}, a_{\lambda_3}, \dots$ нұр шығарыў хәм нұрды жутыў қабилетликтерине ийе болса, онда

$$\frac{r_{\lambda_1}}{a_{\lambda_1}} = \frac{r_{\lambda_2}}{a_{\lambda_2}} = \frac{r_{\lambda_3}}{a_{\lambda_3}} = \dots = f(\lambda, T) \quad (6)$$

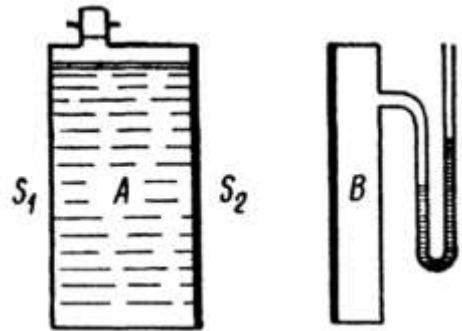
қатнасы орынланады. Бул (6)-қатнас Кирхгоф нызамын аңғартады: *нұр шығарыў қабилетлиги менен нұрды жутыў қабилетлигиниң қатнасы r_λ/a_λ денениң табиятынан*

ғарезли емес хәм оның мәниси барлық денелер ушын бирдей болған және толқын ұзынлығы λ менен T температураның функциясы болған $f(\lambda, T)$ функциясына тең.

Нур шығарыушылық хәм нурды жутыушылық қабилетликлердің арасындағы байланысты аңсат демонстрациялауға болады. Нурландырыушы сыпатында параллелепипед түрине ийе ыдыс алынады (226-сүүрет) хәм оның бир тәрәпи S_1 жақсы полировкаланған металдан соғылған, ал екінши тәрәпи (S_2) қараға боялған. Ыдыс ыссы сүү менен толтырылған хәм нәтийжеде ол жеткилики қуўатқа ийе болған инфрақызыл нурлардың дерегине айланады. S_1 бети өзине түскен нурлардың үлкен бөлимин шағылыстырады хәм соған сәйкес әззи жутады. S_2 бети күшли жутады. Кирхгоф нызамы бойынша S_1 бетиниң S_2 бетине салыстырғанда әззирек нурландырыуы керек. Нурланыудың дереги сыпатында манометр менен тутастырылған жабық B ыдысы алынады. Бул ыдыстың дийўалларының бири қараңғылатылған. Егер оның қараңғылатылған бетин A нурландырығышының S_2 бетине қарай бурсақ (бул жағдай 226-сүүретте көрсетилген), онда B ыдысы жутылған нурланыудың есабынан сезилерликтей қызады хәм оның ишиндеги газ кеңейеди. Бул жағдайда монотрдің көрсетиўинен анықлауға болады. Егер A ыдысын қараңғылатылған бет тәрәпте полировкаланған бет қарайтуғындай етип бурсақ, онда ҳаўаның кеңейиўиниң шамасы әдеўир киши болады. Бул температураның бир мәнисинде полировкаланған S_1 бетиниң қараңғылатылған S_2 бетине салыстырғанда нурды кем шығаратуғынлығын көрсетеди.

226-сүүрет.

Полировкаланған хәм қараға боялған бетлердің нурды ҳәр қыйлы шығаратуғынлығын демонстрациялау.



§ 309. Абсолют қара дене. Қәлеген температурада қәлеген қурамға ийе жақтылықты толық жутатуғын денени алыу мүмкин деп болжайық. Оның ушын жутыу қабилетлиги a_λ ниң температурадан ғарезсиз хәм қәлеген толқын ұзынлығы ушын 1 ге тең болыуы керек. Бундай денени *абсолют қара дене* деп атайды.

308-параграфтаға (6)-формула менен аңлатылатуғын Кирхгоф нызамы бойынша, барлық денелер ушын нур шығарыу қабилетлиги r_λ диң жутыу қабилетлиги a_λ ға қатнасы толқын ұзынлығы менен температураның барлық денелер ушын бирдей болған функциясына тең:

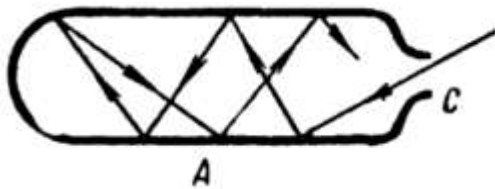
$$\frac{r_\lambda}{a_\lambda} = f(\lambda, T).$$

Абсолют қара дене ушын $a_\lambda = 1$ хәм ұсыған сәйкес оның нур шығарыушылық қабилетлиги $f(\lambda, T)$ функциясының жәрдемінде тиккелей анықланады:

$$r_\lambda = f(\lambda, T). \quad (1)$$

Анықламасы бойынша нур шығарыушылық қабилетлиги болған r_λ шамасы жарқынлықтың толқын ұзынлығы бойынша тарқалыуы болғанлықтан, онда (1)-қатнастан биз мынадай жағдайға ийе боламыз: *берилген температурада барлық абсолют қара денелер нурландырылатуғын энергияның толқын ұзынлығынан бирдей тарқалыуына ийе болады; барлық қара денелердің жарқынлығы температураға байланыссы бирдей болып өзгереді.*

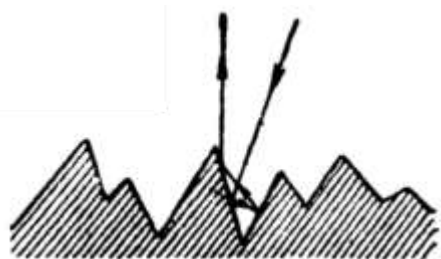
Тәбиғатта қасиетлери бойынша абсолют қара дененің қасиетлеріндей болған денелер болмайды. Күйік менен ямаса қара платина менен қаптанған денелер тек толқын ұзындығы λ нің шекленген интервалында ғана 1 ге жақын болған a_λ жұтыу қабилетлигине ийе болады; алыстағы инфрақызыл областта олардың жұтыу қабилетлиги 1 ден сезилерликтей киши. Бирақ, абсолют қара денеге жасалма түрде қалегенше жакынласыуға болады. Үлкен болмаған C саңлағына ийе дерлик жабық ыдысты аламыз (227-сүүрет). Усы C саңлағы арқалы ыдыстың ишине кирген нур тек көп санлы шағылысыулардан кейин ғана сыртқа шыға алады. Мейли, ыдыстың ишки бетине бир рет түскен нурдың жақтылық энергиясының k үлеси ғана шағылысатуғын болсын. n рет шағылысыуда дәслепки ағыстың nk бөлими ғана шағылысады. k ның мәниси барлық ўақытта 1 ден киши болғанлықтан, n шамасының жеткилики дәрежедеги үлкен мәнислеринде nk шамасының мәниси жүдә киши болады. Солай етип, C саңлағы арқалы кирген нурлардың тек оғада киши болған бөлими ғана сыртқа шыға алады хәм, сонлықтан барлық толқын ұзындықлары ушын C саңлағының жұтыу қабилетлиги 1 ге жүдә жақын болады.



227-сүүрет.
Абсолют қара дененің модели.

Усындай жуўмақ ушын әпиўайы мысал ретинде көшеде тұрып қарағандағы айналардың ашылыуы хызмет ете алады. Айналардың өлшемлери өжирениң өлшемлерине салыстырғанда киши болғанлықтан, хәтте өжириниң дийўалларында жақтылық жақсы шағылысатуғын болған жағдайда да, айналардан кирген жақтылықтың тек үлкен болмаған бөлими ғана көшеге кери бағытта қайтадан шығады. Сонлықтан иштеги дийўаллардың реңинен фәрезсиз айналардың иши бираз қараңғы болып көринеди.

Усының менен бирге, қайтадан шағылысыудың салдарынан нурлардың хәлсиреўиниң нәтийжесинде, қандай да бир дененің гедир-будыр бети тап сол дененің полировкаланған бетинен қараңғырақ болып көринеди. Гедир-будыр бетке түскен нур көпилик жағдайларда сыртқа шығаман дегенше бир неше рет шағылысады (228-сүүрет).



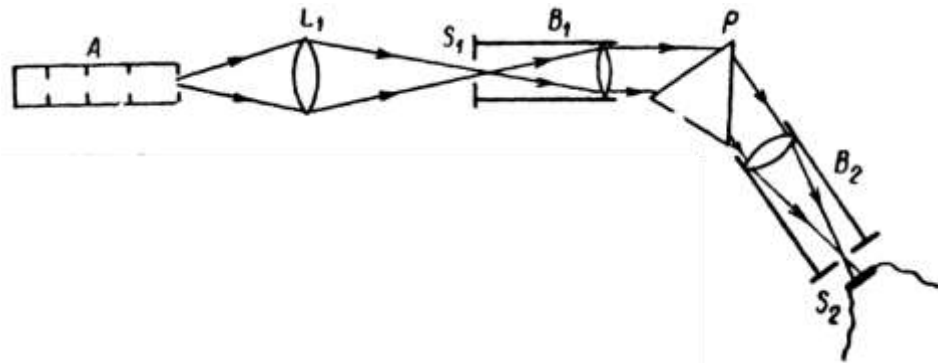
228-сүүрет.
Гедир-будыр беттен жақтылықтың
шағылысыуы.

Кирхгоф нызамы бойынша a_λ шамасы 1 ге жақын болған беттиң жарқынлығы абсолют қара дененің жарқынлығына жақын болады. Солай етип, егер A ыдысының дийўаллары базы бир T температурасына ийе болса (227-сүүрет), онда C саңлағынан температурасы тап сол T температураға жақын болған абсолют қара дененің нурланыуына жақын болған нурланыу шығады.

Әмелде абсолют қара дененің жоқарыда келтирилген моделин әдетте қыйын балқыйтуғын металдан исленген ұзын хәм жиңишке най түринде соғады. Жақтылықтың

қыя бағытта түсіюінде орын алатуғын көп қайтара шағылысыуларды болдырмау үшін саңлақлары бар бір қатар өткеллерди орналастырады.

Найды электр қыздырғышының ишине жайластырады хәм усы қыздарғыштың жәрдемінде найдың диүйәаллары биз қәлеген базы бир T температурасына шекем қыздырылады. Найдың бир ұшынан шыққан нурланыу өзиниң қәсийетлери бойынша абсолют қара денениң нурланыуына ұсайды. Усындай моделдиң жәрдемінде шама менен 3000 K температурасына шекемги жарқынлықты алыуға болады.



229-сүүрет. Абсолют қара денениң жарқынлығын анықлау бойынша өткерилетуғын тәжірийбениң схемасы.

229-сүүретте абсолют қара денениң жарқынлығының толқын ұзынлықлары бойынша тарқалыуын анықлауға мүмкиншилик беретуғын тәжірийбениң схемасы көрсетилген. Бул схемада A - абсолют қара денениң хызметин атқаратуғын қыздырылатуғын най, L_1 - жақтылық дәстесин B_1 найының S_1 саңлағына жыйнайтуғын линза. B_1 найы P призмасына түсетуғын параллель нурлардың ағысын береді. P призмасы хәр қыйлы ұзынлықтағы толқынлардың дәстесин хәр қыйлы мүйешлерге бурады (281-параграфқа қараңыз)²⁴. B_2 найының қандай мүйешке бурылғанлығына сәйкес S_2 саңлағы арқалы белгили λ_1 менен $\lambda_1 + \Delta\lambda_1$ аралығындағы толқын ұзынлықлары участкасына сәйкес келетуғын жақтылық ағысы өтеді. Бул ағыс бети қараға боялған термоэлементке келип түседі хәм ол сол ағыстың энергиясы ΔE_{λ_1} ди өлшейди. B_2 найының басқа бұрылыу мүйешинде S_2 саңлағы арқалы белгили λ_2 менен $\lambda_2 + \Delta\lambda_2$ аралығындағы толқын ұзынлықлары участкасына сәйкес келетуғын басқа ΔE_{λ_2} шамасына тең болған жақтылық ағысы өтеді. 308-параграфтағы (3)-формула бойынша бул ағыстардың қатнасы $\Delta E_{\lambda_1}/\Delta E_{\lambda_2}$ денениң нур шығарыу қәбилетлиги r_λ менен байланыслы:

$$\frac{\Delta E_{\lambda_1}}{\Delta E_{\lambda_2}} = \frac{r_{\lambda_1}}{r_{\lambda_2}} \cdot \frac{\Delta\lambda_1}{\Delta\lambda_2}.$$

Буннан,

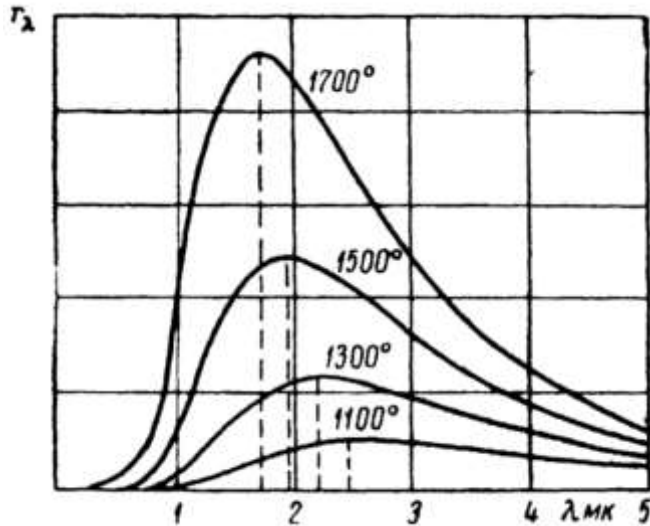
$$\frac{r_{\lambda_1}}{r_{\lambda_2}} = \frac{\Delta E_{\lambda_1}}{\Delta E_{\lambda_2}} \cdot \frac{\Delta\lambda_2}{\Delta\lambda_1} \quad (2)$$

қатнасына ийе боламыз.

Сондай жоллар менен берилген T температурасындағы хәр қыйлы толқын ұзынлықлары λ лер үшін абсолют қара денениң нур шығарыушылық қәбилетлиги r_λ ниң айырым мәнислериниң алыныуы мүмкин. Бундай тәжірийбелерди өткергендеги қыйыншылықтар қабыл ететуғын әсбаптың (термопараның) селективлигинен хәм

²⁴ Призманың орнына бұрылыу мүйешиниң шамасы бойынша толқын ұзынлығын өлшеуге мүмкиншилик беретуғын дифракциялық пәнжерениң пайдаланған қолайлы (270-параграф). Бирақ бундай алмастыруу дүзилистің принципаллық схемасын өзгертпейди.

әсбаптың оптикалық бөлими тәрепинен қосылатуғын майысыўлардан қутылыўдың жоқ екенлиги менен байланысly. Бирақ, усындай жағдайларға қарамастан, ҳазирги ўақытлары абсолют қара денениң жарқынлығының толқын ұзынлықлары бойынша тарқалыўы жақсы белгили. Берилген T температурасындағы нур шығарыўшылық қәбилетлиги r_λ ниң толқын ұзынлығынан ғәрезлиги 230-сўўретте келтирилген. Усы 230-сўўреттеги ҳәр қыйлы иймекликлер ҳәр қыйлы температураларға тийисли. Көринип турғанындай, абсолют қара денениң нурландырыў қәбилетлиги r_λ температураға байланысly тез өседи.



230-сўўрет.
Абсолют қара денениң
жарқынлығының толқын
ұзынлықлары бойынша тарқалыўына
сәйкес келетуғын иймекликлер.

Ҳәр бир иймеклик бир максимумға ийе, ол температураның өсиўи менен қысқа толқынлар тәрепке қарай жылысады хәм өткирирек түрге ийе болады. Бул иймекликлердиң түри жарқынлықтың, соған сәйкес денелердиң жарықлығының температураның жоқарылаўына байланысly тез өсетуғынлығы хәм шығарылатуғын жақтылықтың реңиниң өзгериў фактын жақсы түсиндиреди. Төменги температураларда нур шығарыў қәбилетлигиниң максимумы үлкен толқын ұзынлықлары областына сәйкес келеди хәм дене тийкарынан инфрақызыл нурларды нурландырады. Бундай жағдайда нурлардың көзге көринетуғын нурларға сәйкес келетуғын үлесиниң шамасы жүдә киши хәм, сонлықтан, оны көз қабыл етпейди. Бир неше жүз градус температурадағы нурланыўдың қурамы усындай. Шама менен 600°C температурада көзге көринетуғын спектрдиң узын толқынлы шетине сәйкес келетуғын қуўат көриў сезимин пайда етиў ушын жеткиликли болады хәм дене қараңғы-қызыл реңдеги жақтылықты шығарады. Температураның буннан былай жоқарылаўы менен максимум қысқа толқынлар тәрепке қарай жылысады, көзге көринетуғын нурларға сәйкес келетуғын қуўаттың бөлими үлкейеди хәм дене шығарып турған жақтылық кем-кемнен ақ реңге ене баслайды.

Абсолют қара дене косинуслық нурландырыўшы болып табылады (304-параграф). Сонлықтан, абсолют қара денениң энергиялық жарқынлығы менен энергиялық жарықлығының арасында әпиўайы қатнас орын алады:

$$B_e = \frac{1}{\pi} R_e.$$

Толқын ұзынлықларының бир интервалына сәйкес келетуғын энергиялық жарқынлық r_λ (нур шығарыў қәбилетлиги) менен бир қатарда толқын ұзынлықларының бир бирлигине сәйкес келетуғын b_λ энергиялық жарықлықты да киргизиўге болады. b_λ шамасы абсолют қара денениң нур шығарыўшылық қәбилетлиги r_λ менен мынадай қатнас бойынша байланысқан:

$$b_\lambda = \frac{1}{\pi} r_\lambda.$$

Бұннан абсолют қара дененің энергиялық жарықтығының толқын ұзындықтары бойынша тарқалыуының оның энергиялық жарқынлығының тарқалыуына сәйкес келетуғынлығын келип шығады.

§ 310. Абсолют қара дененің нұрланыуы ызыамлары. Бұннан бұрынғы параграфларда айтылғанлардан абсолют қара дененің нұр шығарыуының характеринің оның температурасы T менен тәрийипленетуғынлығы келип шығады. Абсолют қара дененің нұрландырыушылық қәбилетлиги r_λ толқын ұзындығы менен температураның белгили функциясы болып табылады: $r_\lambda = f(\lambda, T)$. Тек термодинамикалық көз-қараслардағы таллаулар бұл функцияның түрин анықлауға мүмкиншилик бермейди. Бирақ, термодинамикалық таллаулардан абсолют қара дененің нұрланыуы бағыныуы керек болған бир қатар ұлыұмалық ызыамларды келтирип шығарыуға болады. Биринши ызыам интеграллық жарқынлыққа тийисли: *абсолют қара дененің интеграллық энергиялық жарқынлығы R_e дененің абсолют температурасының төртинши дәрежесине пропорционал өседи*

$$R_e = \sigma T^4. \quad (1)$$

Бұл ызыамды *Стефан-Больцман ызыамы* деп атайды. Интеграллық жарқынлық нұр шығарыушылық қәбилетлиги r_λ менен 308-параграфтағы (4)-қатнас бойынша байланысқан болғанлықтан, Стефан-Больцман ызыамын былайынша жазыуға болады:

$$\int_0^\infty r_\lambda d\lambda = \sigma T^4. \quad (1a)$$

Өлшеулер σ тұрақлысы ұшын мынадай мәнисти береді:

$$\sigma = 5,71 \cdot \frac{erg}{sek \cdot sm^2 \cdot grad^4} = 5,71 \cdot 10^{-12} \frac{vt}{sm^2 \cdot grad^4}.$$

230-сүүреттеги графиклерде интеграллық жарқынлық сәйкес нұрландырыу қәбилетлигинің тарқалыуы иймеклиги менен абсцисса көшеринің арасындағы майдан менен сүүретленеди.

Екинши ызыам 230-сүүреттеги нұр шығарыушылық қәбилетлиги r_λ ниң максимумлардың тұрған орынларына тийисли. Винниң аұысыу ызыамы деп аталатуғын бұл ызыам бойынша нұр шығарыушылық қәбилетлиги r_λ диң максимумына сәйкес келетуғын толқын ұзындығы λ_{max} абсолют температураға кери пропорционал өзгереді:

$$\lambda_{max} = \frac{C'}{T}. \quad (2)$$

Бұл теңдикте C' арқалы белгили болған константа белгиленген.

Абсолют қара дененің температурасы қаншама жоқары болса, нұр шығарыушылық қәбилетлиги r_λ диң максимумына сәйкес келетуғын толқын ұзындығы λ ниң шамасы киши болады. Өлшеулер C' тұрақлысы ұшын мынадай санлы мәнисти береді:

$$C' = 2886 mkm \cdot grad.$$

Вин ызыамынан нұрланыудың максимумы сәйкес келетуғын λ_{max} толқын ұзындығының микронлардағы мәнисинің мынадай болатуғынлығы келип шығады:

$$\lambda_{max}(mkm) = \frac{2886}{T}. \quad (2a)$$

Бұл теңдикте T температуралардың абсолют шкаласында өлшенген. (2a) қатнастан температураның әмелде жетиу болған мәнислеринде абсолют қара дененің нұрландырыу қәбилетлигинің максимумына сәйкес келетуғын толқын ұзындығының инфрақызыл областта жататуғынлығын көриуге болады. 3000 К температурада нұрланыу қәбилетлигинің максимумы спектрдиң көзге көринетуғын шегинің сыртында, $\lambda = 0,96$ мкм шамасының қасында жатады. Тек 5000 К температурада ғана максимум спектрдиң сары-

жасыл областына киреди ($\lambda_{max} = 0,577$ мкм). 7200 К нен жоқары температураларда максимум ультрафиолет областта жатады.

Үшінші нызам абсолют қара денениң максималлық нұрландырыўшылық қәбилетлиги $r_{\lambda_{max}}$ шамасының абсолют қара денениң температурасының бесинши дәрежесине пропорционал өсетуғынлығын көрсетеди:

$$r_{\lambda_{max}} = C'' T^5. \quad (3)$$

Өлшеўлер C'' ушын мынадай сан мәнисти береді:

$$C'' = 1,301 \cdot 10^{-15} \frac{vt}{cm^2 \cdot mkm \cdot grad^5}.$$

Х кестеде абсолют қара денениң ҳәр қыйлы температуралардағы интеграллық жарқынлығының хәм жарықлығының мәнислери келтирилген.

Х кестеден абсолют қара денениң жарқынлығының температураның өсиўи менен жүдә тез өсетуғынлығын хәм жоқары температураларда жүдә үлкен болған мәнислерге ийе болатуғынлығын көринип тур. 6000 К температурада абсолют қара денениң бетиниң ҳәр бир квадрат сантиметринен 7399 вт, яғный 10 "ат күшинен" артығырақ қуўатлыққа ийе ағыс шығады.

Х кесте.

Кельвинлердегі температура	Микронлардағы λ_{max}	vt/sm^2 лардағы энергиялық жарқынлық	lm/sm^2 лардағы жарқынлық	Sb лардағы жарықлық
1200	2,405	11,84	0,0452	0,0144
1600	1,804	37,41	6,55	2,08
2000	1,443	91,34	139,1	44,2
3000	0,962	462,4	888,1	2824
4000	0,721	1461	$7,351 \cdot 10^4$	$2,338 \cdot 10^4$
5000	0,577	3568	$2,642 \cdot 10^5$	$3,402 \cdot 10^4$
6000	0,481	7399	$6,230 \cdot 10^5$	$1,931 \cdot 10^5$
8000	0,361	23 384	$1,830 \cdot 10^6$	$5,819 \cdot 10^5$
10000	0,289	57 090	$3,503 \cdot 10^6$	$1,114 \cdot 10^5$

§ 311. Абсолют қара денениң жарқынлығының толқын ұзынлықлары бойынша тарқалыўы. Москвалы физик В.А.Михельсон биринши болып эксперименталлық иймекликлерди қанаатландыратуғын $r_\lambda = f(\lambda, T)$ функциясының аналитикалық түрин анықлаўға тырысты. Бирақ, функцияның ол тапқан функцияның түри 310-параграфтағы (1)-, (2)- хәм (3)-термодинамикалық нызамларды қанаатландырмады.

XIX әсирдин ақырында статистикалық физикадағы энергияның еркинлик дәрежелери бойынша теңдей тарқалыўы талабынан келип шыққан ҳалда Релей хәм Джинс $r_\lambda = f(\lambda, T)$ функциясының түрин анықлаўға тырысты. Дийўаллары идеал шағытыстыратуғын хәм ишинде электромагнит нұрлар бар болған жабық ыдысты көз алдымызға елеслетейик. Дийўаллардағы шағылысыўлардың нәтийжесинде ыдыста шексиз көп санлы тұрғын толқынлар пайда болады. Егер нұрланыў T температурасына сәйкес келетуғын тең салмақлық болса, онда энергияның еркинлик дәрежелери бойынша тарқалыўы нызамы бойынша ҳәр бир меншикли тербелис ушын T ға пропорционал бирдей энергияның сәйкес келиўи керек. Электромагнитлик толқынларға энергияның еки түри сәйкес келеди - электрлик хәм магнитлик. Сонлықтан, ҳәр бир меншикли тербелиске $2 \cdot \frac{1}{2} kT = kT$

энергиясының сәйкес келіуі керек. Бұл теңлікте k арқалы Больцман тұрақтысы белгіленген (қатты денедегі бөлшекшелердің қар бир тербелмелі еркінлік дәрежесіне тербелістердің кинетикалық қам потенциаллық энергияларының бар болатуғынлығына байланысты kT энергиясының сәйкес келетуғынлығы сыяқты). Биз қарап атырған көлемі V ға тең болған абсолют шашырататуғын дийуаллары бар ыдыстың ишінде пайда болған меншикли тербелістердің саны сол V көлемге ийе болған тутас орталық тербеле алатуғын меншикли тербелістердің санына тең. Меншикли тербелістердің саны Релей қам Джинс тәрелінен есапланды. Олар ыдыстың ишіндегі толқын узынлықтарының $d\lambda$ интервалына сәйкес келетуғын нурланыу энергиясының тығызлығы ушін мынадай аңлатпаны алды:

$$u_\lambda = 8\pi kT \lambda^{-4} d\lambda. \quad (1)$$

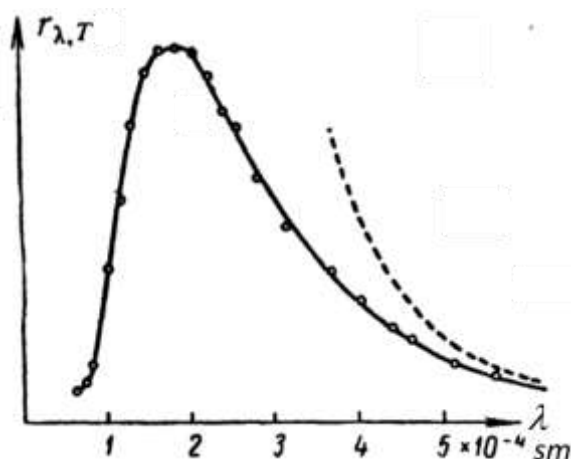
(1)-формуланы Релей-Джинс формуласы деп атайды. ν жийиликлері шкаласында бұл формула мынадай түрге ийе болады:

$$u_\nu = \frac{8\pi \nu^2}{c^3} kT d\nu. \quad (1a)$$

Релей-Джинс формуланың ақылға мууапық келмейтуғын нәтижеге алып келетуғынын аңсат көриуге болады: энергияның интеграллық тығызлығының шамасы шексізлікке тең болып шығады. Қажыйқатында да, нурланыу энергиясының интеграллық тығызлығы U ушін мынаны аламыз:

$$U = \int_0^\infty u \cdot d\nu = \frac{8\pi kT}{c^3} \int_0^\infty \nu^2 \cdot d\nu = \infty.$$

Бұл денелер менен нурланыудың арасындағы тең салмақтықтың нурланыудың шексіз үлкен тығызлығында орын алатуғынлығын аңғартады. Бұл жағдай тәжірийбеде алынған жағдайларға кескин қайшы келеді. Абсолют қара дененің Релей-Джинс формуласына сәйкес келетуғын жарқынлығының тарқалыу ийемклигі толқын узынлығының киширейіуі менен монотонлық қам тез өсиуді береді. Ал, қажыйқатында, абсолют қара дененің жарқынлығының спектр бойынша тарқалыуы қоңырау түрізлі түрге ийе болады (230-сүүрет). Тек 1900-жылы ғана Планкке тәжірийбелерде алынған мағлыуатларға сәйкес келетуғын қам 310-параграфтағы (1)-, (2)- қам (3)-термодинамикалық нызамлар дара жағдайы болып табылатуғын $f(\lambda, T)$ функциясының түрін табыудың сәті түсті.



231-сүүрет.
Эксперименталлық мағлыуатларды
Планк қам Релей-Джинс формулалары
менен салыстырыу.

Планк бойынша

$$r_{\lambda, T} = f(\lambda, T) = 2\pi h c^2 \frac{\lambda^{-5}}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1} \quad (2)$$

нызамы орынлы болады. Бұл нызамда c - жақтылықтың тезлігі, k - Больцман тұрақтысы, h - жаңа тұрақты. Оның мәнісі $h = 6,624 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек. Бұл тұрақтыны Планк тұрақтысы

деп атайды. 231-сүреттегі тұтас иймеклик $T = 1600$ К температура үшін Планк формуласына сәйкес келеді; нәтижелерді сүреттейді; пунктир менен сызылған иймеклик Релей-Джинс формуласы беретұғын тарқалыу функциясын сәулелендіреді. Солай етип, эксперимент жақыйқатлықтың Релей-Джинс формуласына емес, ал (2)-формулаға сәйкес келетұғынлығын айқын түрде көрсетеді. Бирақ, (2)-формуланы келтирип шығарыу үшін Планкке классикалық көз-қараслар үшін жат болған болжауды ұсыныуға, атап айтқанда жақтылық энергияның $\varepsilon = h\nu$ шамасына тең порциялары түрінде бөлек-бөлек нұрландырылады деп есаплауға түүры келді, бұл теңликте ν - нұрланыудың жиілиги, ал h - Планк тұрақлысы.

Дурыслығы көп санлы тәжирийбелер тәрепинен тастыйықланған хәм жақтылықтың тәбияты хәм атомлардың ишиндегі процесслердің тәбияты жаққындағы бизиң көз-қарасларымыздың раўажланыуында оғада әхмийетли орынды ийелейтуғын бұл болжауда биз төменде тоқтаймыз (XXIX хәм XXX баплар).

Егер, абсолют қара денениң спектри бойынша энергияның тарқылыуын жиіиликлер шкаласында көрсететұғын болсақ, онда $r_{\lambda,T}$ ның орнына жиіиликлердің бир бирлик интервалына сәйкес келетұғын $r_{\nu,T}$ жарқынлығын киргизіуіге түүры келеді. Бұндай жағдайда

$$dR = r_{\nu,T} d\lambda = r_{\nu,T} d\nu. \quad (3)$$

$\lambda = \frac{c}{\nu}$ теңлиги орынлы болғанлықтан, c - жақтылықтың бослықтағы тезлиги, $|d\lambda| = \frac{c}{\nu^2} d\nu$ теңлигин пайдаланамыз хәм (3)-аңлатпадан

$$r_{\nu,T} = r_{\lambda,T} \frac{|d\lambda|}{d\nu} = r_{\lambda,T} \frac{c}{\nu^2}$$

теңлигине ийе боламыз.

$r_{\nu,T}$ менен $r_{\lambda,T}$ арасындағы ұсы қатнасты пайдаланып, жиіиликлер шкаласы үшін Планк формуласына мынадай аңлатпаны табамыз:

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi h}{c^2} \cdot \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (4)$$

Үлкен жиіиликлер областы үшін $h\nu \gg kT$ хәм ұсыған сәйкес (4)-формуланың бөлиминдегі 1 ди есапқа алмауға болады хәм бұндай жағдайда жууық түрдегі

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} e^{-h\nu/kT} \quad (4a)$$

формуланы аламыз. Тап сондай жоллар менен $\lambda T \ll hc/k$ теңсизлиги орынланатұғын жағдайлар үшін (2)-формуладан жууық түрдегі

$$r_{\lambda,T} = C_1 \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T} \quad (5a)$$

формулаға ийе боламыз. Бұл формуладарда қысқалық үшін $2\pi h c^2$ хәм hc/k шамалары сәйкес C_1 хәм C_2 арқалы белгиленген. Олар мынадай сан мәніслерине ийе: $C_1 = 3,70 \cdot 10^{-5}$ эрг·см²/сек хәм $C_2 = 1,433$ см·град.

(5)- хәм (5a) формулалардың абсолют қара денениң нұрландырыу қәбилетлиги иймеклигинің максимумға салыстырғанда киши толқын ұзындықларында жететұғын бөлимин жууық түрде көрсетіуіге жарайтуғынлығын аңсат көрсетіуіге болады.

310-параграфтағы (1)-, (2)- хәм (3)-нызамлардың Планк формуласынан келип шығатұғынлығын аңсат тексерип көріуіге болады. Оның үшін (2)- Планк формуласына жаңа $x = C_2/\lambda T$ өзгеріуішин киргиземіз хәм $2\pi h c^2$ шамасын C_1 арқалы белгилеймиз. Бұндай жағдайда

$$r_{\lambda,T} = f(x) = \frac{C_1 T^5}{C_2^5} \cdot \frac{x^5}{e^x - 1} \quad (6)$$

формуласына ийе боламыз.

Буннан интеграллық энергиялық жарқынлық R_e үшін мынадай аңлатпаның орынлы екенлигин табамыз:

$$R_e = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T} d\lambda = \frac{C_1 T^4}{C_2^4} \int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx.$$

Бұл аңлатпаның оң тәрепінде тұрған анық интеграл мынадай мәніске ийе:

$$\int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx = 6,4939.$$

Буннан

$$R_e = 6,4939 \frac{C_1}{C_2^4} T^4$$

теңлігіне ийе боламыз. $6,4939 \frac{C_1}{C_2^4}$ шамасын σ арқалы белгилеп,

$$R_e = \sigma T^4$$

формуласын аламыз хәм оның 310-параграфтағы (1)-формуланың жәрдеминде берилген Стефан-Больцман нызамы екенлигин аңғарамыз.

310-параграфтағы (2)- хәм (3)-нызамларды келтирип шығарыў үшін (6)-теңлик пенен берилетуғын $f(x)$ функциясының максимумын табамыз. $f(x)$ функциясынан тўйынды алып хәм оны нолге теңлестирип, мынадай аңлатпаға ийе боламыз:

$$f'(x) = \frac{5x^4(e^x - 1) - x^5 e^x}{(e^x - 1)^2} = 0.$$

Буннан

$$5(e^x - 1) - x e^x = 0$$

теңлемеси келип шығады. Бұл трансцендент теңлемениң шешими

$$x_{max} = 4,9650$$

болып табылады. Бұл шешим $f(x)$ функциясының максимумына сәйкес келеди. Буннан иймекликтің максимумының координаталары болған λ_{max} менен $r_{\lambda_{max}}$ шамаларының мыналарға тең екенлигин табамыз:

$$\lambda_{max} = \frac{C_2}{x_{max} T} = \frac{C_2}{4,9650} \cdot \frac{1}{T},$$

$$r_{\lambda_{max}} = \frac{C_1 T^5}{C_2^5} \cdot \frac{(4,9650)^5}{e^{4,9650} - 1} = 21,202 \frac{C_1}{C_2^5} T^5.$$

$\frac{C_2}{4,9650}$ хәм $21,202 \frac{C_1}{C_2^5}$ шамаларын сәйкес C' хәм C'' арқалы аңлатып,

$$\lambda_{max} = \frac{C'}{T}$$

хәм

$$r_{\lambda_{max}} = C'' T^5$$

формулаларын аламыз хәм олардың 310-параграфтағы термодинамикалық (2)- хәм (3)-формулаларға сәйкес келетуғынлығын аңғарамыз.

$$\xi = \frac{\lambda}{\lambda_{max}}, \quad \eta = \frac{r_{\lambda}}{r_{\lambda_{max}}} \quad (7)$$

салыстырмалы координаталарын киргизиў жолы менен (2)- Планк формуласын түрлендириўге болады. Бұл теңликлерде λ_{max} хәм $r_{\lambda_{max}}$ арқалы энергияның спектр бойынша тарқалыў иймеклигинің максимумының координаталары белгиленген. λ_{max} хәм $r_{\lambda_{max}}$ шамаларының олардың (2)- хәм (3)-аңлатпалар бойынша мәніслерин қойып,

$$\lambda = \lambda_{max} \xi = \frac{C'}{T} \xi$$

хәм

$$r_{\lambda} = r_{\lambda_{max}} \eta = C'' T^5 \eta$$

аңлатпаларына ийе боламыз.

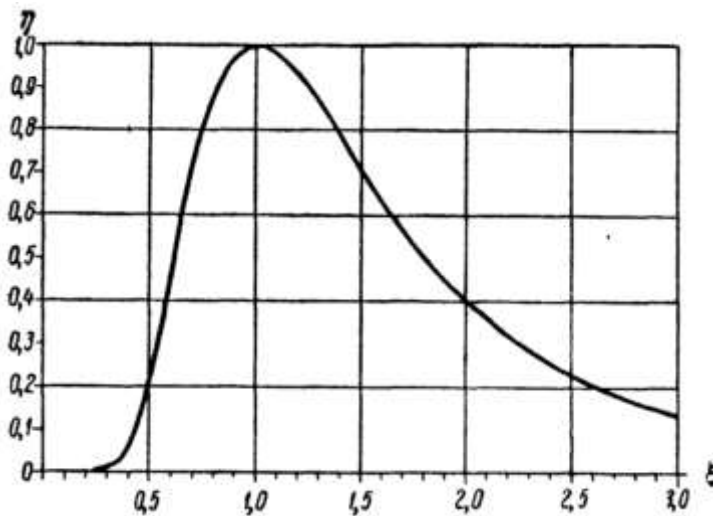
λ менен r_{λ} шамаларының бұл мәніслерін (2)-формулаға қойыу жолы менен келтирилген түрдегі Планк формуласын аламыз:

$$\eta = \frac{C_1}{C'' C'^5} \cdot \frac{\xi^{-5}}{e^{C_2/C' \xi} - 1}. \quad (8)$$

Егер бұл формулаға C_1 , C_2 , C' хәм C'' шамаларының сан мәніслерін қойсақ, онда (8)-формула мынадай түрге енеді:

$$\eta = 142,32 \frac{\xi^{-5}}{e^{4,9650/\xi} - 1}. \quad (8a)$$

(8)- хәм (8a) формулалар T температураға айқын түрде ийе емес. Олар 232-сүрреттегі дурыс масштабларда сүрретенген иймекликти береді. Иймеклик $\xi_{max} = 1$ хәм $\eta_{max} = 1$ болған жағдайда максимумды береді.



232-сүррет.
Планк тарқалыуының келтирилген
координаталардағы иймеклиги.

Енді, абсолют қара дененің нурланыуының қуатының қандай бөлімінің λ_1 ден λ_2 ге шекемгі толқын ұзындықтарының интервалына сәйкес келетұғынлығын анықлаймыз. Әлбетте, бұл бөлімнің шамасы

$$k = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_{\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} r_{\lambda} d\lambda} = \frac{\int_{\xi_1}^{\xi_2} \eta d\xi}{\int_0^{\infty} \eta d\xi} \quad (9)$$

теңлигинің жәрдемінде анықланады. Бұл теңлікте λ_1 хәм λ_2 толқын ұзындықтарына сәйкес келетұғын ξ шамасының мәніслері ξ_1 менен ξ_2 арқалы белгиленген.

$\int_{\xi_1}^{\xi_2} \eta d\xi$ интегралын былайынша көрсетиуге болады:

$$\int_{\xi_1}^{\xi_2} \eta d\xi = \int_0^{\xi_2} \eta d\xi - \int_0^{\xi_1} \eta d\xi. \quad (10)$$

Төмендегідей белгилеуді киргиземіз:

$$\psi(\xi) = \frac{\int_0^{\xi} \eta d\xi}{\int_0^{\infty} \eta d\xi}. \quad (11)$$

Бұндай жағдайда (10)- хәм (11)-теңліклердің тийкарында толқын ұзындықтарының λ_1 ден λ_2 ге шекемгі интервалына сәйкес келетұғын нурланыудың бөлімінің үлеси ушын мынадай аңлатпаны аламыз:

$$k = \psi(\xi_2) - \psi(\xi_1). \quad (12)$$

$\psi(\xi)$ функциясы мәнісін (11)-формула бойынша есаплауға болатұғын ξ шамасының функциясы болып табылады. Дурыс масштабтағы бұл функцияның түрі 233-сүрrette келтирилген.

232- хәм 233-сүүретлерде келтирилген иймекликлер абсолют қара денениң нурланыўына тийисли болған мәселелерди санлы түрде шешиўге мүмкиншилик береді. Төмендегидей үш мысалды қараймыз.

1-мысал. Абсолют қара денениң жарқынлығы r_λ ниң $T = 5000$ К температурадағы спектрдиң қызыл шегарасынан ($\lambda_1 = 0,76$ мкм) сары-жасыл бөлімниң ортасына ($\lambda_2 = 0,58$ мкм) шекем қанша шамаға өзгеретуғынлығын анықлаңыз.

310-параграфтағы (2а) Вин нызамы бойынша $T = 5000$ К температурадағы нурланыўдың максимумы ушын толқын ұзынлығының мәнисин табамыз:

$$\lambda_{max} = \frac{2886}{T} = \frac{2886}{5000} \text{ mkm} = 0,577 \text{ mkm}.$$

λ_{max} шамасының бұл мәнисі бойынша (7)-аңлатпа бойынша ξ диң мәнисин табамыз:

$$\xi = \frac{\lambda}{\lambda_{max}} = \frac{\lambda}{0,577} = 1,72 \lambda.$$

Буннан $\lambda_1 = 0,76$ мкм шамасының $\xi_1 = 1,72 \cdot 0,76 = 1,31$ шамасына, ал $\lambda_2 = 0,58$ мкм шамасының $\xi_2 = 1,72 \cdot 0,58 = 1,00$ шамасына сәйкес келетуғынлығы келип шығады. ξ_1 менен ξ_2 шамаларының бұл мәнислери бойынша 232-сүүретте келтирилген иймеклик бойынша $\eta_1 = 0,86$ хәм $\eta_2 = 1,00$ шамаларын аламыз. Буннан жарқынлықлардың қатнасы ушын

$$\frac{r_{\lambda_1}}{r_{\lambda_2}} = \frac{\eta_2}{\eta_1} = \frac{1,00}{0,86} = 1,16$$

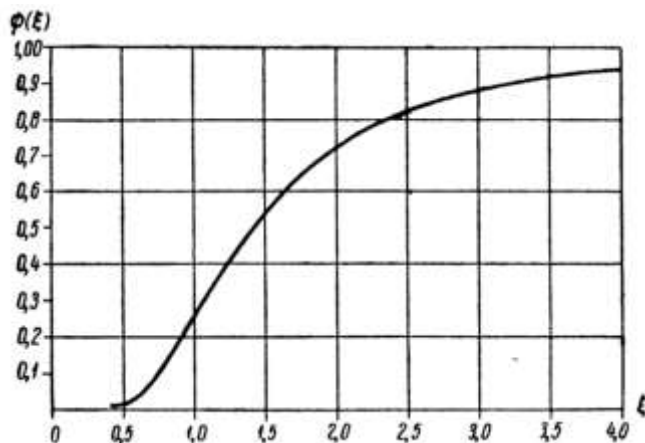
шамасын аламыз. Солай етип, 5000 К температурада спектрдиң қызыл ушынан оның сары-жасыл областына өткенде абсолют қара денениң жарқынлығының 1,16 есе үлкейетуғынлығын табамыз.

2-мысал. $T = 5000$ К температурадағы абсолют қара денениң спектриниң көзге көринетуғын бөлімине ($\lambda_1 = 0,40$ мкм, $\lambda_2 = 0,76$ мкм) улыўмалық қуўаттың қандай бөліминиң сәйкес келетуғынлығын анықлаңыз.

Буннан алдыңғы мысалдағыдай, $\xi_1 = 0,69$ хәм $\xi_2 = 1,31$ шамаларын табамыз. ξ_1 хәм ξ_2 шамаларының бұл мәнислери бойынша $\psi(\xi)$ функциясы ушын $\psi(\xi_2) = 0,44$ хәм $\psi(\xi_1) = 0,07$ шамаларын аламыз. Буннан қуўатлардың қатнасы ушын (12)-аңлатпадан мынаны табамыз:

$$k = \psi(\xi_2) - \psi(\xi_1) = 0,44 - 0,07 = 0,37.$$

k ның табылған мәнисі $T = 5000$ К температурадағы абсолют қара денениң спектриндегі көзге көринетуғын областқа оның нурландыратуғын улыўмалық қуўатының 37 процентиниң сәйкес келетуғынлығын аңғартады.



233-сүүрет.

0 ден берілген λ ге шекемги толқын ұзынлықтары интервалына сәйкес келетуғын абсолют қара денениң нурланыўының салыстырмалы қуўатының иймеклиги.

3-мысал. Температураны 3000 К дан 5000 К ға шекем көтергенде абсолют қара денениң спектриндегі барлық инфрақызыл областқа ($\lambda \geq 0,76 \text{ mkm}$) сәйкес келетуғын қуўаттың неше есе өзгеретуғынлығын табыңыз.

$\psi(\xi)$ функциясы $\xi = 0$ шамасынан берілген ξ шамасына шекемги областқа сәйкес келетуғын қуўаттың үлесин береді. Буннан берілген ξ ден $\xi = \infty$ ге шекемги областқа сәйкес келетуғын қуўаттың үлесиниң

$$\psi'(\xi) = 1 - \psi(\xi)$$

шамасы менен аңлатылатуғынлығына көз жеткереміз.

Вин нызамына сәйкес $T_1 = 3000$ К температурада $\lambda_{max} = 0,962$ мкм. Буннан ұсындай температурада $\lambda = 0,76$ мкм толқын ұзындығына $\xi_1 = \frac{0,76}{0,962} = 0,79$ шамасының сәйкес келетуғынлығын табамыз. $T_1 = 5000$ К температурада (1-мысалға қараңыз): $\lambda_{max} = 0,577$ мкм, $\xi_2 = 1,31$ шамаларына ийе боламыз. Ал, 233-сұйретте келтирилген мағлұматтар бойынша ξ_1 менен ξ_2 шамалары үшін мыналарды табамыз:

$$\psi'(\xi_1) = 1 - \psi(\xi_1) = 1 - 0,12 = 0,88;$$

$$\psi'(\xi_2) = 1 - \psi(\xi_2) = 1 - 0,44 = 0,56.$$

Солай етип, $T_1 = 3000$ К температурада инфрақызыл область үшін нурланыудың ұлыұмалық қуатының 0,88, ал $T_1 = 5000$ К температурада 0,56 бөлими сәйкес келеди екен. Стефан-Больцман нызамы бойынша нурланыудың ұлыұмалық қуаты T^4 ке пропорционал өзгеретуғын болғанлықтан, инфрақызыл нурланыудың биз ізлеп атырған қуаты

$$\frac{0,56}{0,88} \cdot \frac{5000^4}{3000^4} \cong 4,9$$

есе өседі екен.

Бұл мысалда мынадай жағдай көринип тұр: температура 3000 К шамасынан 5000 К шамасына жоқарылағанда нурланыудың максимумы инфрақызыл областтан ($\lambda = 0,962$ мкм) көзге көринетуғын ($\lambda = 0,962$ мкм) областқа жылжытуғынлығына қарамастан барлық инфрақызыл областқа сәйкес келетуғын қуаттың әдеуір (дерлик бес есе) үлкейетуғынлығын көремиз.

Планк формуласын абсолют қара денениң тек жарқынлығы үшін ғана емес, ал тең салмақтық нурланыудың тығызлығы үшін да пайдаланыуға болады. Абсолют қара дийұалларға ийе хәм T температурасындағы жабық ыдысты қараймыз. Тең салмақтық орнағанда ыдыстың ишиндегі кеңіслик белгили тығызлыққа хәм энергияның жийиликлер бойынша белгили болған тарқалыуына ийе нурланыу менен толған болады. Есаплаулар бұндай тең салмақтық нурланыу үшін ν ден $\nu + d\nu$ интервалына сәйкес келетуғын жақтылық энергиясының тағызлығының мынаған тең екенлигин көрсетеди:

$$u_\nu = \frac{8\pi h}{c^3} \cdot \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu.$$

Бұл формулада T - ишиндегі нурланыу менен тең салмақтықта тұрған ыдыстың дийұалларының температурасы. Көринип тұрғанындай, тең салмақтық нурланыудың энергиясының тығызлығына сәйкес келетуғын ийемкликтің абсолют қара денениң энергиялық жарқынлығына сәйкес келетуғын ийемклик пенен бирдей түрге ийе болады. Сонлықтан ұсындай нурланыудың өзін "абсолют қара" деп атайды. Абсолют қара нурланыу үшін энергияның тығызлығы менен оның жийиликлер бойынша тарқалыуы температура T бойынша бир мәнисли анықланатуғын болғанлықтан, T ның өзін *нурланыудың температурасы* деп атайды. Нурланыу температурасы түсиниги биринши рет 1893-жылы Б.Б.Голицин тәрeпинен киргизилди.

Жабық қуыслықтың ишинде абсолют қара нурланыудың пайда болыуы үшін, оның дийұалларының абсолют қара болыуының зәрүрлиги жоқ. Кирхгоф нызамы бойынша қәлеген дене үшін нур шығарыушылық ұқыплығы менен нурды жутыушылық ұқыплығының қатнасы абсолют қара дене үшін жазылған тап ұсындай қатнасқа тең, соның үшін жабық қуыслықтың ишиндегі тең салмақтық нурланыудың құрамы дийұаллардың тәбиятынан ғәрезсиз бирдей болады. Тек ғана барлық жийиликлер үшін жутыу қәбилетлигинің нолден өзгеше болыуы әхмийетли. Егер ишинде абсолют қара нурланыу бар жабық ыдыста саңлақ пайда етсек, онда саңлақтың ишинде энергия бойынша қандай тарқалыу орын алатуғын болса, ұсы саңлақ арқалы тап сондай бойынша энергия бойынша тарқалыуға ийе дәсте шығады. Тап ұсындай дерлик жабық болған ыдыс абсолют қара денениң модели болып табылатуғынлығын атап айтамыз. Усындай дерек тәрeпинен шығарылатуғын жақтылықтың дәстеси үшін нурланыудың температурасы түсинигин сақлауға болады.

Әлбетте, нурланыу температурасы түсинигин тек (13)-формула бойынша тарқалыуға ийе ("Планк" тарқалыуына ийе) болған дәсте үшін ғана қолланыуға болады. Егер абсолют қара дене тәрeпинен шығарылған жақтылық дәстеси энергияның тарқалыуын өзгертетуғын қандай да бир жутыушы зат арқалы өтсе, онда өткен дәстеге температура түсинигин қолланыуға болмайды. Тап сол сыяқлы, жақтылық дәстеси қандай да бир қара емес дене тәрeпинен тең салмақтық болмаған жағдайда шығарылатуғын болса, онда энергияның тарқалыуы (13)-формула бойынша энергияның

тарқалыуынан басқаша болып шығады хәм бундай дәстеге температура түсинигин қолланыўға болмайды.

§ 312. Жақтылықтың дереклери. Хәзирги замандағы жақтылықтың тийкарғы дереклери болып қыздырылған қатты денелер хызмет етеди²⁵. Бундай денелер абсолют қара болмағанлықтан хәм нурланыў тең салмақлық болмаған жағдайда жүзеге келетуғын болғанлықтан, олар тәрeпинен нурландырылатуғын жақтылықтың қурамын анықлаў керек болады.

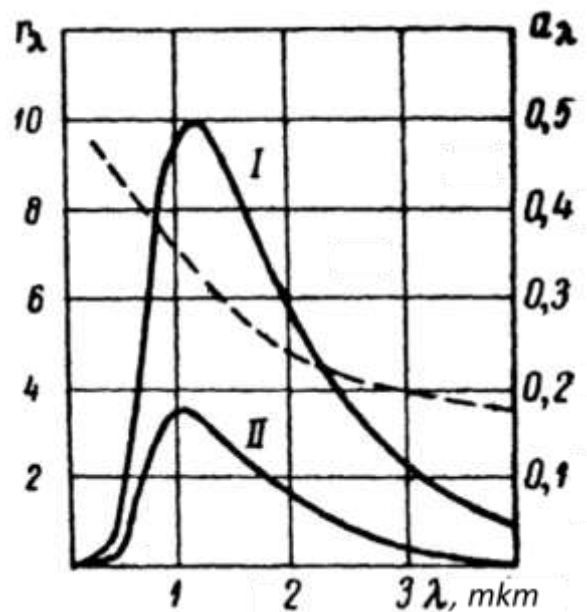
Кирхгоф нызамы бойынша қара емес дене ушын толқын ұзынлықларының бир бирлик интервалы ушын нурландырыў қәбилетлиги

$$r'_\lambda = a_\lambda r_\lambda \quad (1)$$

аңлатпасының жәрдемінде анықланады. Бул формулада a_λ арқалы биз қарап атырған денениң жұтыў қәбилетлиги, ал r_λ арқалы тап сол температурадағы хәм толқын ұзынлықларының тап сол интервалына тийисли абсолют қара денениң жұтыў қәбилетлиги белгиленген.

Барлық қара емес денелер ушын $a_\lambda < 1$ хәм сонлықтан: *барлық қара емес денелердиң нурландырыў қәбилетлиги сол температурадағы абсолют қара денениң нурландырыў қәбилетлигинен киши*. Абсолют қара дене берилген температурада мүмкин болған максималлық нурландырыў қәбилетлигине ийе.

234-сүрeт.
Абсолют қара денениң (I) хәм
вольфрамның (II) жарқынлықларының
тарқалыуларын салыстырыў; пунктир
сызық вольфрамның жұтыў қәбилетлигин
береди.



Егер базы бир дене ушын a_λ ниң мәниси 1 ден киши, Бирақ барлық λ лер ушын турақлы болса, онда бундай денени *сур дене* деп атайды. Тәбиятта қәсийети сур денениң қәсийетине дәл сәйкес келетуғын денелер болмайды, Бирақ толқын ұзынлықларының шекленген областында денелердиң қәсийетлери сур денелердиң қәсийетлерине жақын болыуы мүмкин. Ис жүзинде углеводородлардың, мысалы ацетилинниң жалыны "сур" болады. Сур дене ушын нурланыў энергиясының тарқалыуы сол температурадағы абсолют қара денениң спектриндеги тарқалыў менен бирдей, Бирақ беттиң майданының бир бирлигинен нурландырылатуғын қуўат киши болады. Қара де емес, сур да емес барлық

²⁵ Бул китаптың XX әсирде жазылғанлығын нәзерде тутыў керек. Хәзирги ўақытлары көшерлерди, өжирелерди, басқа да орынларда жақтыландырыў ушын қыздырыў лампалары пүткиллей қолланылмайды (Аўдарыўшылар).

хақыйқый денелер үшін олардың жутыу қабилетлиги a_λ толқын ұзындығынан хәм температурадан, соның менен бирге нурлардың поляризация халынан хәм түсиу мүйешиниң шамасынан ғәрезли. Бундай денелердин спектриндеги тарқалыу иймеклиги Планк иймеклигинен айрылады. 234-сүүретте I иймеклиги абсолют қара денениң жарқынлығының $T = 2100$ К температурадағы толқын ұзындықлары бойынша тарқалыуы көрсетилген, II иймеклик вольфрамның жарқынлығының тарқалыуын, ал пунктирлик иймеклик - тап сол температурадағы вольфрамның жутыу қабилетлигин береді. Көринип тұрғанындай, вольфрамның жутыу қабилетлиги қысқа толқынларда үлкен, ал ұзын толқынларда киши. Усы жағдайға сәйкес, вольфрамның жарқынлығы қысқа толқынлар үшін абсолют қара денениң жарқынлығынан аз шамаға айрылады, ал ұзын толқынлардағы вольфрамның жарқынлығы менен абсолют қара денениң жарқынлығының арасындағы айырма үлкен. Сонлықтан вольфрамның нурланыуының реңи абсолют қара денениң нурланыуының реңинен өзгеше: вольфрамның нурланыуында сол температурадағы абсолют қара денениң нурланыуына салыстырғанда қызыл рең киширек болады. Ал жарықтыққа келетуғын болсақ, онда вольфрам үшін барлық толқын ұзындықтарындағы жарықтық абсолют қара денениң жарықтығына салыстырғанда киши.

Барлық толқын ұзындықлары үшін тәбиятта бар барлық денелерде $a_\lambda < 1$, сонлықтан олардың интеграллық жарқынлығы да абсолют қара денениң интеграллық жарқынлығынан кем. Егер абсолют қара денениң интеграллық жарқынлығы

$$R_e = \sigma T^4$$

Стефан-Больцман нызамы менен берилетуғын болса ($\sigma = 5,71 \cdot 10^{-5} \text{ erg}/(\text{sek} \cdot \text{sm}^2 \cdot \text{grad}^4)$), онда қара емес денелер үшін

$$R'_e = k\sigma T^4$$

аңлатпасын жаза аламыз. Бул теңликтеги k коэффициентиниң мәніси денениң тәбиятынан, оның бетиниң халынан, оның температурасынан х.т.б. ғәрезли. XI кестеде 1500 К температурадағы бир қатар затлар үшін k коэффициентиниң мәніслери келтирилген.

XI кестеде көринип тұрғанындай, барлық металлар үшін k коэффициентиниң мәніслери 1 ден әдеуір киши. Үлкен шағылыстырыушылық қабилетликке ийе болған, соның салдарынан өзине келип түскен жақтылықтың тек киши бөлимин ғана жутатуғын гүмис үшін k коэффициентиниң мәніси айрықша киши. $T = 1500$ К температурада гүмис бетиниң бир бирлигинен абсолют қара денеге салыстырғанда жақтылықты 25 есе кем шығарады.

k коэффициентлериниң мәніслери беттиң халынан күшли ғәрезли. Жоқарыда айтылып өтилгениндей, берилген заттың гедир-будыр, гүңгирт бетлери олардың полировкаланған бетлерине салыстырғанда жақтылықты күшлирек жутады. k ның мәніси температурадан да ғәрезли. XI кестеде келтирилген мағлыұматлар бойынша, $T = 1500$ К температурада вольфрам үшін $k = 0,15$; сол вольфрам үшін $T = 3500$ К температурада $k = 0,34$.

Жарқынлықтың жутыу қабилетлигинен ғәрезлигин аңсат демонстрациялауға болады. Егер ақ жылтыратылған фарфордың бетиниң бир бөлимин күйе менен қараға бояса хәм буннан кейин оны қыздыра басласа, онда күйе менен боялған бөлим фарфордың қоңсылас ақ орынларына салыстырғанда жақтылықты күшлирек шығара баслайды.

Жоқарыда айтылғанлардың тийкарында жақтылықтың ең утымлы болған температуралық дереги өзиниң қәсийетлери бойынша абсолют қара денениң қәсийетлерине жақын хәм 6000 К шамасындағы температураға шекем қыздырылған дене болып табылады. Бундай температурада жарқынлықтың максимумы спектрдин көзге көринетуғын областында жатады хәм абсолют қара дене шама менен 84 лм/вт жақтылықты береді.

305-параграфта биз толқын ұзындығы $\lambda = 0,555$ мкм болған монохромат жақтылықта (көздің сезгирлігінің ең жоқары областы) 1 Вт қа 650 лм ниң сәйкес келетуғынлығын көрдик. Егер жақтылық дерегінің пайдалы тәсір коэффициенті деп оның жақтылық беріушилигінің жақтылық беріушиликтің максималлық мәнісіне қатнасына айтатуғын болсақ, онда $T = 6000$ К температурада абсолют қара дененің

$$\kappa = \frac{84}{650} = 0,129 \cong 13$$

процент шамасына тең пайдалы тәсір коэффициентіне тең болатуғынлығын көреміз.

Бұнан жоқарырақ ямаса төменірек температураларда пайдалы тәсір коэффициентінің мәнісі киши болады.

XI кесте.

Зат	$T = 3500$ К температурадағы k ның мәнісі
Вольфрам	0,15
Платина	0,15
Молибден	0,12
Темир	0,11
Гүмис	0,04
Көмир	0,52
Никелдің окиси	0,84
Темирдің окиси	0,89

Қатты денелердің басым көпшилигінің балқыу температурасы 3000 К нен жоқары емес болғанлықтан, жақтылықтың дереклерінің жетісіуі мүмкін болған п.т.к. лерінің мәнісі 13 % тен әдеуір киши болады.

Ең көп тарқалған жақтылықтың техникалық дерегінің қыздырыу электр лампы екенлігі белгілі. Ол қауасы сорап алынған ыдысқа орналастырылған электр тоғының жәрдемінде қыздырылатуғын шаш тәрізлі металл ямаса көмірден тұрады. Ис жүзінде пайдаланыуға жарамлы болған бирінші электр лампаларын 1873-жылы рес ойлап табыушысы А.Н.Лодыгин тәрәпинен соғылды. Усы жылы А.Н.Лодыгин Петербург қаласында көшелерді қыздырылатуғын электр лампаларының жәрдемінде жақтыландырыу бойынша тәжірийбелер өткерді.

Лодыгиннің бирінші лампаларында тоқтың тәсірінде көмірден соғылған кишкене стержень қыздырылды; кейинірек (1890-жылы) Лодыгин вольфрамнан, молибденнен хәм басқа да қыйын балқытуғын металлдардан соғылған сымға ийе болған электр лампаларына патент алды. Хәзіргі ұақытлардағы қыздырыу лампаларында қызыуды жоқарылатыу мақсетінде жиңішке спираль түріндегі вольфрам сымы пайдаланылады. Лампа қызатуғын сымның жанып кетпеуі хәм лампаның хызмет етиу дәуірін ұзайтыу ұшын $\frac{1}{2}$ атм ға шекемгі басымдағы инерт газлардың бири (аргон, криптон) менен толтырылады. Қыздырыу лампаларының санлы характеристикалары XII кестеде берілген.

XII кесте

Жақтылықтың дерегі	Темпера- турасы, К	Жақтылық бергішлигі, лм/Вт.	Жарқынлығы, сб.	П.т.к., %
Көмірден соғылған қыздырыу лампы.	2095	2,5	50	0,4

50 ваттлық газ бенен толтырылған вольфрам лампа.	2800	10,0	450	1,6
1000 ваттлық газ бенен толтырылған вольфрам лампа.	3000	20	1000	3,0
Электр доғасы.	4000	25	15000	4,0
Люминесцентлик лампа.	-	40	1,5	6,0
Жоқары басымлы сынап лампасы.	-	60	15000	9,0

Жақтылықтың буннан басқа болған көп пайдаланылатуғын дереги сыпатында русс алымы В.В.Петров тәрәпинен (II том, 190-параграф) ашылған хәм П.Н.Яблочков тәрәпинен көшени жақтыландырыў ушын пайдаланылған көмир электродларының арасындағы электр доғасы хызмет етеди. Электр доғасында тийкарынан оң көмир электродта пайда болған кратер жақтылық шығарады. Оның температурасы 4000 К ге шекем көтеріледі. Кратерден басқа екінши электрод та, электродлардың арасында пайда болған қыздырылған пуўлар да жақтылық шығарады. Шығатуғын жақтылықтың муғдарын көбейтиў ушын көмирге хәр қыйлы металлдардың дузларын да қосады хәм бундай жағдайда электродлардың арасындағы жарықлық әдеўир күшейеди. Бирақ, қалай деген менен, доғаның жақтылық бериўшилиги 25 лм/вт шамасынан аспайды.

Төменги басымлардағы пуўлардағы электр разрядындағы жақтылықтың шығыўында жоқары п.т.к. алыўға болады. Бул жағдайда процесс тең салмақлық характерине ийе болмайды хәм жоқарыда гәп етилген термодинамикалық нызамлар орынланбайды. Бул жағдайда алып келинетуғын электр энергиясының дерлик барлығының көзге көринетуғын жақтылықтың энергиясына айланыўы, яғный п.т. коэффициентиниң мәнисиниң 100 процентке жақынласыўы мүмкин. Ис жүзинде натрийдиң пуўлары бар лампалардағы п.т.к. ниң мәниси 70 % ке жетеди. Бирақ бул типтеги лампалар күшли боялған, көз ушын пүткиллей жағымсыз болған реңди береді. Құрамы температурасы $T = 5600 \text{ К}$ болған абсолют қара денениң нұрландыратуғын жақтылығына жақын болған Қуяштың жақтысын биз "ақ жақтылық" деп есаплаймыз. Қыздырыў электр лампалары болса ($T = 3000 \text{ К}$) сарырақ болған жақтылықты береді, Бирақ бул "сары" жақтылықтың "ақ" жақтылыққа салыстырғандағы айырмасы үлкен емес. Көбирек ямаса азырақ монохромат болған жақтылық дереклери (жоқарыда келтирилген разрядлы лампалар) өзиниң шағаратуғын жақтылығының реңлери бойынша пайдаланыўға болмайды. Усындай лампалардың реңин дүзетиў ушын С.И.Вавилов тәрәпинен люминесцияланыўшы затларды пайдаланыў усынылды (361-параграф). Усы принципте ислеитуғын хәзирги заман лампалары төменги басымлардағы аргон менен сынаптың пуўларынан туратуғын разрядлы най түринде соғылады. Сынап пуўлары арқалы электр тоғы өткенде спектрдиң ультрафиолет областында жататуғын интенсивли спектраллық сызықларды шығарады. Разрядлы найдың ишки бетине ультрафиолет нұрлардың тәсиринде люминесцияға ушырайтуғын порошоктың жуқа қатламы жағылады. Порошоктың құрамы ол беретуғын жақтылықтың құрамы бойынша ақ жақтылыққа сәйкес келетуғындай етип алынады.

Люминесцентли лампалар әдеттеги қыздырыў лампаларына салыстырғанда шама менен үш есе үлкен п.т.коэффициентине ийе болады. Олардың жарықлығы қыздырыў лампасының спиралының жарықлығынан әдеўир киши болады, Бирақ бул жағдай люминесцентли лампалардың артықмашлығы болып табылады. Мәселе соннан ибарат, жүдә жоқары жарықлыққа ийе болған предметлерге қараған жағдайда көзде аўрыў сезими пайда болады. Сонлықтан әдетте қыздырыў лампаларындағы спираль жүдә жоқары жарықлыққа ийе болғанлықтан, оларды гүңгирт қалпақлардың астына жайластырады. Ал бул қалпақлар олардың пайдалы тәсир коэффициентиниң шамасын

және де кемедейтеди. Люминесцентлик лампаларды болса, олардың киши жарықтыққа ийе болғанлығы себепли, қалпақсыз пайдаланады. Люминесцентлик лампалардан алынатуғын улыұмалық жақтылық ағысының шамасын жақтылық шығаратуғын беттиң майданын үлкейтиўдин есабынан үлкейтиўге болады.

Разрядлы лампалардың басқа типі жоқары басымлардағы сынап пуўлары арқалы электр разряды өтетуғын лампалар болып табылады.

Бул жағдайда жүзеге келетуғын процесслер жүдә жоқары температураларға сәйкес келетуғын тең салмақлық процесслерине жақынлайды. Бул лампалардың п.т. коэффиценти жоқары, бирақ, олар беретуғын жақтылық жасылға жақын түске ийе болады хәм олар жүдә аз жасаў ўақытына және бир қатар техникалық кемшиликлерге ийе болады.

§ 313. Оптикалық пирометрия. Абсолют қара денениң температурасының жоқарыда қарап өтилген нұрланыў нызамларының бириниң тийкарында оның нұрланыўының характери бойынша анықланыўы мүмкин. Усы нызамларға тийкарланған температураны анықлаўдың усыллары *оптикалық пирометрияның* усыллары деп аталады. Абсолют қара денениң нұрланыў нызамларының аңлатпаларына температура абсолют шкалада киретуғын болғанлықтан, оптикалық пирометрия абсолют температураларды анықлаўға мүмкиншилик береді. I томның 44-параграфында биз жыллылық қәсийетленин алдын ала билиў мүмкин болмаған термометрлик денениң жәрдемінде температураны абсолют шкалада өлшеўдин принципаллық қыйыншылығын көрсеткен едик. Термодинамиканың екинши басламасына тийкарланған термодинамикалық усыл (I том, 73-параграф), принципаллық көз-қарастан термометрлик денениң тәбиятынан ғәрезсиз температураны өлшеўге мүмкиншилик береді, Бирақ бул усылды әмелде жүзеге келтириў жүдә қыйын мәселелердин бири болып табылады. 309-параграфта атап өткенимиздей, абсолют болған қара дене қанша болса да жақсы жақынласыўда температураны қайтадан көрсете алады. Бул оптикалық пирометрияны температураны абсолют шкалада өлшеўдин әмелий жақтан жарамлы усылына айландырады. Усының менен бирге, оптикалық усылды жүдә жоқары температураларды өлшеў ұшын пайдаланыўға болады хәм бул жағдай оның артықмашлығын көрсетеді. Сонлықтан хәзирги ўақытлардағы термометрлик шкаланың жоқары температуралардағы тийкарғы ноқатлары оптикалық усыллардың жәрдемінде анықланған.

Оптикалық пирометрияның усыллары көп санлы әмелий мәселелерди шешиў ұшын да жарамлы. Күнделикли тұрмыста бақланатуғын объекттиң өзиниң қәсийетлери бойынша абсолют қара денениң қәсийетине жақын болған жағдайлар жийи ушырасады. Мысалы, лабораториялық хәм заводлардағы печлер усындай объектлердин қатарына киреди. Егер печте киши саңлақ пайда етсек, онда ол абсолют қара денеге жақсы жақынласыў болып табылады. Тең салмақлық болмаған шараятлардағы қара болмаған денелердин температурасын оптикалық усыл менен өлшегенде олардың қәсийетлерин есапқа алыў зәрүр. Бирақ, егер бул қәсийетлер белгили болса, онда оптикалық пирометрия өзиниң әпиўайылығы менен исенимлиги бойынша жүдә қолайлы усыл болып табылады. Температураның өлшениўи нұрланыў нызамларының қайсысына тийкарланған екенлигине байланыссы, оптикалық пирометрия усыллары өзине тән өзгешеликлерге ийе болады. Бул усылларды өз алдына қараймыз.

1. Жарықтықтың толқын ұзынлықлары бойынша тарқалыўына тийкарланған усыл. 310-параграфта биз абсолют қара денениң жарықтылығының толқын ұзынлықлары бойынша тарқалыўының бирден-бир параметр болған температура менен анықланатуғынлығын көрдик. Сонлықтан, иймекликтин түри бойынша T температураны анықлаўға болады. Мысалы, тарқалыўдың максимумы сәйкес келетуғын толқын ұзынлығы λ_{max} ты анықлаў жеткилики. Бундай жағдайда 310-параграфтағы (2а) Вин формуласы бойынша T ұшын

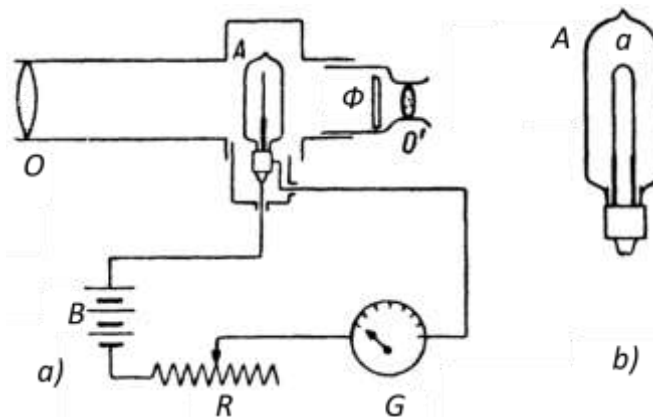
$$T = \frac{2886}{\lambda_{max}} \quad (1)$$

түріндегі аңлатпаға ийе боламыз. Бұл аңлатпада λ_{max} ның мәніси микронларда берилиуі керек. Мысалы, ұсы ұсылдың жәрдемінде Қуяштың температурасы анықланады. Жер атмосферасындағы жұтылуы үшін дүзетиулерди есапқа алған жағдайда Қуяштың нурланыуының максимумы $\lambda_{max} = 0,47$ мкм шамасына жақын жатады. Буннан, Қуяшты абсолют қара дене деп есаплап, оның сыртқы қатламының температурасы үшін $T = 6150$ К шамасына ийе боламыз.

Абсолют қара емес денелер үшін (1)-формула қақыйқық T температураның мәнісин бермейди. (1)-формуланың жәрдемінде анықланған ұсындай денелердің температурасын *реңли температура* деп атайды.

Егер бақланатуғын дене үшін жарықтықтың толқын ұзынлығы бойынша тарқалыуының иймеклиги Планк иймеклигинен үлкен айырмаға ийе болмаса, онда реңли температура T_r нурланыуының реңи бойынша бақланатуғын дененің нурланыуына жүдә жақын болған абсолют қара дененің температурасын аңғартады. Нур шығарыуында әдеуір селективлик орын алатуғын денелер үшін реңли температура қаққындағы түсиник өзинің мәнісин жоғалтады.

2. Жарықтық бойынша анықлау ұсылы. Егер b_λ шамасы абсолют өлшемде анықланған болса, онда тек бир λ толқын ұзынлығығына сәйкес келетуғын жарықтық бойынша Планк формуласының жәрдемінде T температураны анықлауға болады.



235-сүррет. Жоғалатуғын сымы бар пирометр.

Жарықтықтың абсолют мәнісин өлшеу дым қыйын болғанлықтан, әдетте бақланатуғын дененің жарқынлығын базы бир белгили болған жарқынлық пенен салыстырыу менен шекленеди. Оның үшін жоғалатуғын сымы бар пирометр деп аталатуғын әсбапты пайдаланады. Бұл әсбаптың схемасы 235-сүретте көрсетилген. Әсбаптың тийкарғы бөлими болып O объективине хәм O' окулярына ийе болған көриу трубасы хызмет етеди. O объективинің фокаллық тегислигинде бақланатуғын дененің сүүрети алынады. Биз кейинирек (324-параграфта) сүүреттің жарықтылығының объекттің жарықтылығына пропорционал екенлигин көремиз. O объективинің фокаллық тегислигинде бир текли дийуаллары бар шийше баллон түрінде соғылған A электр лампочкасы орналастырылады. Лампочканың қыздырылатуғын сымы a әдетте ярым дөңгелек түрінде иймейтилген. O' окулярында изертленетуғын дененің бети менен лампочканың сымы бақланады. Тар спектраллық участка O' окулярының қасында жайластырылған Φ жақтылық фильтринің жәрдемінде ажыратып алынады. Әдетте спектрдің қызыл бөлиминдегі $\lambda = 0,66$ мкм болған область ажыратып алынады. Лампочканың сымына B

батареясынан кернеу түсириледі. Тоқтың күшін R реостатының жәрдеминде өзгертип, сымды азлау ямаса көптеу қыздыруға болады. Егер сымның жарықтығы дененің бетінің сұретінің жарықтығынан үлкен болса, онда ол сұреттің фонында жақтылы жолақ түрінде ажыралып көриніп тұрады. Егер оның жарықтығы киші болса, онда ол қараңғырақ болып көринеді. Сым менен сұреттің жарықтықтары бирдей болғанда сымның сұреті дененің сұретінің фонында жоғалады. Усындай жоллар менен әдейі жоқары дәллікте сым менен бақланатуғын дененің бетінің сұретінің жарықтықтарының теңлігине ерисиуге болады. Әсбапты абсолют қара дене бойынша градиуровкалауға болады. Оның үшін I накал тоқтарының күшлерінің қандай мәнісіне сымның жоғалуының сәйкес келетуғын абсолют қара дененің температураларының мәнісірін табыу керек. Буннан кейін G өлшеу әсбабының сымның жоғалуына сәйкес көрсетіулері бойынша толқын ұзындықтарының берілген интервалындағы абсолют қара дененің қандай b_λ жарықтығына ие болатуғынлығын хәм бақланатуғын дененің жарықтығы b'_λ ты тиккелей табыуға болады. Егер бақланатуғын дене абсолют қара дене болып табылатуғын болса, онда ұсындай жоллар менен анықланатуғын температура хәқыйқый температура болып табылады. Қара емес денелер үшін ұсындай ұсыл менен анықланған температураны *жарықтық бойынша анықланған температура* деп атаймыз.

Егер жарықтықтардың қатнасы $k_j = b'_\lambda / b_\lambda$ белгили болса, онда дененің жарықтық температурасы болған T_j шамасынан хәқыйқый температура T ға өтиуге болады. Абсолют қара дененің жарықтығы оның жарқынлығынан тек $1/\pi$ көбейтиушісіне ғана айрылады. Сонлықтан, нурланыудың максимумына сәйкес келетуғын λ_{max} толқын ұзындығынан киші толқын ұзындықтары үшін мыналарды жазыуға болады [311-параграфтағы (5)-формула]:

$$b_{\lambda, T_j} = \frac{C_1}{\pi} \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{C_2}{\lambda T_j}}, \quad b'_{\lambda, T} = k_j \frac{C_1}{\pi} \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{C_2}{\lambda T}}. \quad (2)$$

$b'_{\lambda, T} = b_{\lambda, T_j}$ теңлігі орынланған жағдайда

$$k_j \frac{C_1}{\pi} \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{C_2}{\lambda T}} = \frac{C_1}{\pi} \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{C_2}{\lambda T_j}}$$

теңлігине ие боламыз хәм буннан

$$k_j = e^{\frac{C_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_j} \right)} \quad (3)$$

формуласына ие боламыз. Бул формуланы логарифмлесек, онда T температура үшін

$$T = \frac{C_2 T_j}{\lambda T_j \ln k_j + C_2} \quad (4)$$

аңлатпасына ие боламыз.

XIII кесте.

Зат	$T = 1500 \text{ K}$ температурадағы k
Молибден.	0,32
Тантал.	0,44
Темир.	0,36
Көмир.	0,89
Никелдің окиси.	0,85
Темирдің окиси.	0,92

(4)-формуладан, егер берілген дене үшін k_j белгили болса, онда жарықтық бойынша температура T_j ның мәнісі бойынша хәқыйқый температура T анықлауға болатуғынлығы көриніп тұр. XIII кестеде $\lambda = 0,66$ мкм толқын ұзындығына сәйкес келетуғын хәм $T = 1500 \text{ K}$ температурадағы базы бир денелер үшін k_j коэффициентінің мәнісірі келтирилген. Бул k_j

коэффициентинің мәніслері XI кестеде келтирилген денелердің интеграллық жарқынлықтарының ямаса жарықтықтарының абсолют қара дененің интеграллық жарқынлықтарының (ямаса жарықтығының) қатнасына тең болған k коэффициентинің мәнісінен азмаз өзгеше екенлігі көрініп тұр. k_j коэффициентлеринің шамасы үлкен болмаған дәрежеде температурадан ғәрезли болады.

3. Радиациялық ұсыл. Бұл ұсыл дененің интеграллық энергиялық жарықтығын өлшеуге тийкарланған. Интеграллық жарықтық $B_e = \frac{1}{\pi} R_e$ теңлігінің жәрдемінде анықланады. Бұл теңлікте R_e - 310-параграфтағы (1) - Стефан-Больцман нызамына бағынатуғын интеграллық энергиялық жарқынлық:

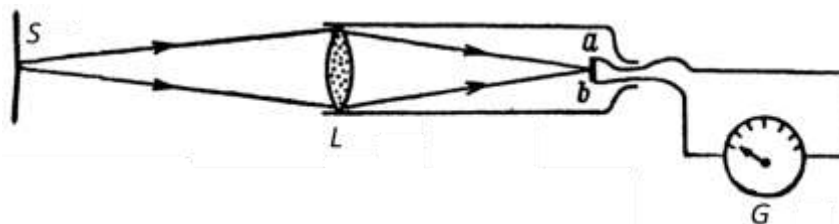
$$B_e = \frac{\sigma}{\pi} T^4. \quad (5)$$

(5)-формуладан дененің температурасы T ны интеграллық жарықтық B_e ны өлшеу арқалы табыуға болатуғынлығы келип шығады.

Жарықтық B_e ни анықлау үшін *радиациялық пирометрлер* деп аталатуғын әсбаплар пайдаланылады.

236-сұйретте радиациялық пирометрдің схемасы берилген: L - линза, ab - термopapa, G - термopapaда пайда болатуғын тоқтың күшін өлшейтуғын гальванометр. Пирометр қыздырылған дененің S бетине ұсы беттің L линза беретуғын сұйреті ab термopapасы тұрған орында пайда болатуғындай етип жайластырылады. Бизің көрсетіп өткениміздей, линза тәрeпiнен берилетуғын сұйреттің жарықтығы B_e нің шамасы деректің жарықтығына пропорционал. Өз гезегінде, термopapаның қызыуы сұйреттің жарықтығы B'_e шамасына пропорционал (сұйреттің өлшемлері термopapаның өлшемлерінен үлкен болатуғын жағдайда). Ақырғы есапта, гальванометрдің көрсетіуі бақланатуғын абсолют қара дененің жарықтығы болған B_e шамасына пропорционал хәм, демек, (5)-аңлатпа бойынша оның абсолют температурасының төртінші дәрежесіне пропорционал. Белгилі болған температуралар бойынша пирометрді градуировкалап, оны буннан кейін қәлеген температураны өлшеу үшін қолланыуға болады.

Егер температурасы өлшенетуғын дене абсолют қара болмаса, онда радиациялық пирометр оның хақыққый T температурасын бермейді. Бундай жағдайда өлшенген температураны *радиациялық температура* T_p деп атайды. Оның шамасы интеграллық жарықтығы бақланатуғын дененің интеграллық жарықтығындай болған абсолют қара дененің температурасына тең.



236-сұйрет. Радиациялық пирометр.

312-параграфта айтылғанындай, қара емес денелер үшін

$$B_e = \frac{k\sigma}{\pi} T^4 \quad (5a)$$

теңлігі орынлы болады. Бұл теңлікте k арқалы хәр қыйлы денелер үшін мәніслері XI кестеде келтирилген коэффициент белгіленген. Радиациялық температураның шамасы

$$B_e = \frac{k\sigma}{\pi} T_p^4 \quad (6)$$

қатнасының жәрдемінде анықланатуғын болғанлықтан, (5a) хәм (6)-формуларды салыстыруы жолы менен дененің температурасы менен оның радиациялық температурасының арасындағы байланысты табамыз:

$$T = \frac{1}{\sqrt[4]{k}} T_p.$$

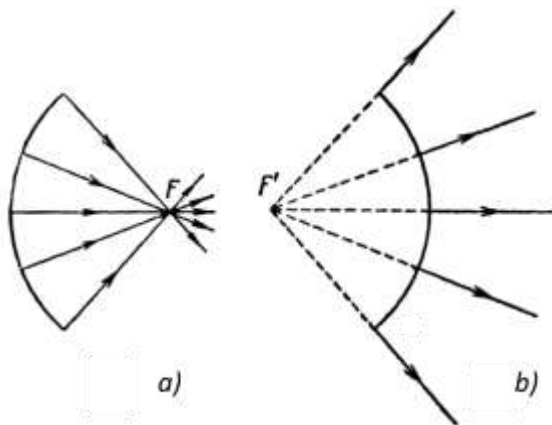
XI кестениң мағлыұматлары бойынша, барлық денелер ушын $k < 1$ болғанлықтан, барлық қара емес денелердің ҳақыйқый температуралары олардың радиациялық температураларынан жоқары болады. Мысалы, темир ушын $k = 0,11$, буннан $\frac{1}{\sqrt[4]{k}} = 1,74$ ҳәм, ұсыған сәйкес, $T = 1,74T_p$, яғный ҳақыйқый температура радиациялық температурадан бир ярым есе жоқары. Радиациялық температура бойынша ҳақыйқый температураны анықлаўдың қыйыншылығы k коэффициентлериниң тұрақлы емес, ал олардың өзлериниң температурадан ғәрезли екенлиги менен байланысly.

XXVIII БАП

ӘМЕЛИЙ НУРЛЫҚ ОПТИКА

§ 314. Кирисіў. Көп санлы оптикалық әсбаплардың дүзилиси бир текли орталықларда тўўры сызықлы қозғалатуғын хәм бөлип туратуғын шегарада шағылысатуғын хәм сынатуғын жақтылық нурлары көз-қарасларына тийкарланған. Усындай әсбаплардың теориясын қарайтуғын оптиканың бөлимин нурлық ямаса геометриялық оптика атамасына ийе. Нурлық оптика еки ызамды пайдаланады: жақтылықтың шағылысыўы хәм сыныўы ызамы (251-параграф). Биз кейинирек, оптикалық әсбаплардың барлық қәсийетлерин анықлаў ушын бул еки ызамның жеткиликсиз екенлигин көремиз. Бириншиден, сўўреттиң жарықлығы менен жақтыландырылғанлығын анықлаў ушын фотометрлик қатнаслардың есапқа алыныўы керек. Екиншиден, жақтылықтың тўўры сызықлы тарқалатуғынлығы ҳаққындағы көз-қараслардың пайдаланылыў шеклерин беретўын жақтылықтың интерференциясы менен дифракциясы қубылысларының ийелеген орнын есапқа алыў талап етиледи. Бирақ, бул қубылыслардың үлкен әҳмийетке ийе екенлигине қарамастан, оптикалық әсбаплардың биринши теориясының тек нурлық оптиканың ызамларына тийкарланған болыўы мүмкин.

Нурлық оптиканың принципинде ислеитўын әсбаплар ҳәр қыйлы мақсетлер ушын хызмет ете алады: объектлерге қарағанда көзди толықтырыў, объектлердин ҳақыйқый сўўретлерин бериў, жақтыландырылғанлықты өзгертиў ҳ.т.б. Бул жағдайлардың барлығында әсбаплардың ийелеген орны объектлерден шығатуғын нурлардың тарқалыўын шеклейтуғын денелик мүйешлерди өзгертиўге алып келинеди. Усы жағдайға сәйкес, нурлар дәстесиниң улыўмалық қәсийетлерин қараў әҳмийетли мәселелердин бирине айланады.

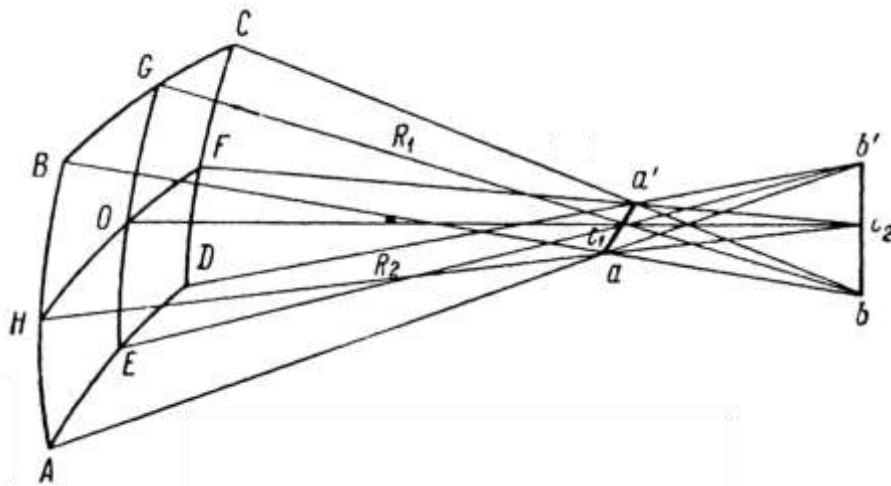


237-сўўрет.
Гомоорайлық дәстелер:
а) жыйналатуғын,
б) тарқалатуғын.

Сфералық беттиң участкасына нормаль болған тўўры сызықлар тәрәпинен пайда етилген нурлардың дәстесин көз алдымызға келтиремиз. Дәстениң жыйналыўшы болыўы мүмкин (237а сўўрет), онда оның барлық нурлары бир F нокатында кесилиседи. Соның менен бирге дәстениң тарқалыўшы болыўы да мүмкин (237б сўўрет). Бундай жағдайда бир F' нокатында олардың даўамы кесилиседи (237б сўўретте пунктир сызықлар менен көрсетилген). F нокаты (ямаса, сәйкес F' нокаты) дәстениң фокусы деп аталады. *Ноқатлық фокусқа ийе дәстени гомоорайлық дәсте деп атайды.* Толқынлық бет нурларға ортогонал болғанлықтан, *гомоорайлық нурға сфералық толқынлық бет сәйкес келеди.* Гомоорайлық дәстениң дара жағдайы параллель нурлардың дәстеси болып табылады; оған шексизликте жатырған фокус хәм тегис толқынлық бет сәйкес келеди.

Буннан былай $ABCD$ бетинің қалеген иймеклигин қараймыз (238-сүррет).

Оның хәр қыйлы кесимлери хәр қыйлы ийрекликке ийе. Геометриядан минималлық хәм максималлық ийрекликке ийе болған қалеген иймеклик ушын кесимнің бетлеринің бир бирине перпендикуляр екенлиги белгили (I бап, 81-параграфқа қараңыз). Беттиң биз сайлап алған элементинде O ноқатын белгилеймиз хәм усы ноқат арқалы бир бирине перпендикуляр болған EOG хәм HOF кесимлерин өткеремиз. Мейли олардың бириншисине ийрекликтің минималлық радиусы, ал екіншисине ийрекликтің максималлық радиусы сәйкес келетуғын болсын. E , O хәм G ноқатларына түсірилген нормаллар беттен R_1 қашықтығында жайласқан ийрекликтің ортасы C_1 ноқатында кесилеседи; H , O хәм F түсірилген нормаллар беттен R_2 қашықтығында жайласқан ийрекликтің ортасы C_2 ноқатында кесилеседи. Енди EOG кесимине параллель хәм жақын болған AHB хәм CFD кесимлерин айырып аламыз. Оларға R_1 шамасына тең ийреклик радиусы сәйкес келеди хәм оларға түсірилген нормаллар C_1 ноқаты менен бир түүрыда жайласқан a хәм a' ноқатларында кесилеседи. aa' хәм bb' түүрылары бир бирине перпендикуляр. $ABCD$ бетине перпендикуляр жүргизилген нұрлардың барлығы да aa' хәм bb' түүрыларының биринің бойында жатырған ноқатта кесилеседи. Нәтийжеде биз мыналарға ийе боламыз: қалеген иймек беттиң элементине сәйкес келетуғын нұрлар бир бирине перпендикуляр болған, еки түүры aa' хәм bb' кесиндилеринде кесилеседи. Усындай нұрлардың дәстеси астигматикалық дәсте деп аталады. aa' хәм bb' кесиндилери фокаллық сызықлар, ал олардың арасындағы қашықтықты астигматикалық айырма деп атайды. Астигматикалық нұрлардың дәстеси хеш бир орында ноқатлық фокусты бермейди. Астигматикалық айырма қаншама киши болса, фокаллық сызықлар бир бирине соншама жақын жайласады хәм олардың хәр бири соншама қысқа болады. Шекте олардың бир ноқатта қосылыуы мүмкин хәм бундай жағдайда астигматикалық дәсте гомоорайлық дәстеге өтеди.



238-сүррет. Астигматикалық дәсте.

Әлбетте, хәр бир ноқатлық деректен гомоорайлық дәсте шығады. Оптикалық системаның усындай объектінің ноқатлық сүретин бериуі ушын, объектен шыққан нұрлардың бир ноқатта кесилесіуі керек. Бул оптикалық системаның гомоорайлық дәстелерди гомоорайлық етип сақлауы хәм усы дәстениң шеклеп туратуғын денелик мүйешлердің шамалары ғана өзгериске ушырасады. Дифракция қубылысының орын алатуғынлығына байланысly қатаң түрдеги гомоорайлық дәстелер болмайды, Бирақ, егер нұрлық оптиканың нызамларын пайдаланыу менен шекленетуғын болсақ, онда шағылысқаннан хәм сынғаннан кейин гомоорайлық дәслередиң гомоорайлық дәстелер

болып қалатуғын жағдайлардың мүмкін екенлігін көріуге болады. Бірақ, биз төменде бундай жағдайлардың жүдә сийрек ұшырасатуғынлығын көреміз.

Сонлықтан, оптикалық әсбаптарды соққанда әдетте астигматизмнен қутылыудың сәтіннің түспейтуғынлығы хәм тек оның шамасын минимумға алып келиу мәселеси ғана қойылады.

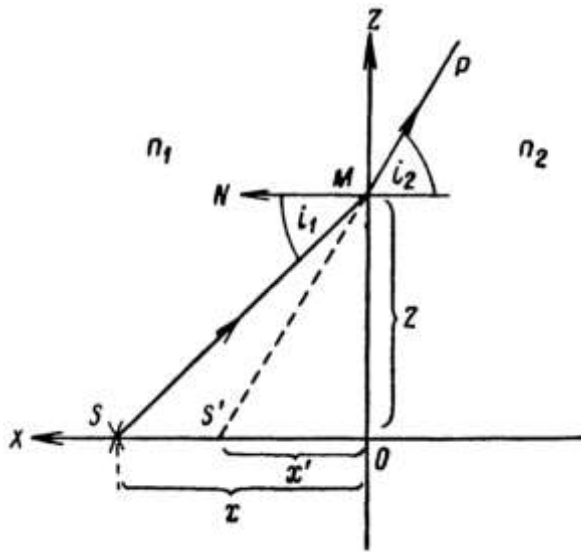
Оптикалық әсбаптарда дәстелер тарқалатуғын мүйешлердің шеклерін өзгертиу хәр қыйлы опикалық қәсийетлерге ийе болған затларды айырып туратуғын тегис ямаса иймек бетлердеги шығылысыулар менен сыныулардың жәрдемінде әмелге асырылады. Принципінде мүйешлердің өзгериуін жақтылық нурларының оптикалық жақтан бир текли емес орталықлардағы тарқалыуының нәтижесінде жүзеге келтириуге болады (283-параграф), Бірақ бир текли болмаған областлардың тарқалыуы берилген затларды соғыу техникалық жақтан жүдә қыйын хәм, сонлықтан, бундай ұсыл ұсы Ұақытларға шекем пайдаланылмайды. Сындырыушы бетлер сыпатында дерлик тегис ямаса сфералық бетлер қолланылады, себеби басқа формаларға ийе болған бетлерди соғыу жүдә қыйын. Оптикалық әсбаптарды соғыу ұшын мөлдір материал сыпатында шийше хызмет етеди, Бірақ бундай шийшелер өзлеринің қәсийетлери бойынша жүдә бир текли болыуы керек. Ең ақырында, оптикалық деталлардың бетлери берилген геометриялық бетлерден жақтылықтың толқын ұзынлығының бир неше бөлімнен үлкен, яғнай 10^{-5} см ден әдеуір киши айырмаға ийе болмауы керек. Булардың барлығы опотехниканы соғыуды өндиристиң ең құрамалы хәм үлкен дәллікті талап ететуғын тарауына айландырады. Ұсының менен бирге, хәзирги Ұақытлары оптикалық әсбаптардың әмелий жақтан әхмийети жүдә ұллы: лабораториялық техника, дерлик барлық дәл өлшейтуғын техника, өнімлердің сапасын қадағалаудың көп санлы ұсыллары, фотография, қорғаныу техникасының бир қатар бөлімлери оптикалық системаларды қолланыуға тийкарланған.

Россияда әмелий оптиканың рауажланыуының биринши дәуірлери XVIII әсирдің орталары болып табылады. М.В.Ломоносов өзи дүзген проектлер бойынша хәр қыйлы әсбаптарды (телескоптар, микроскоптар хәм теңизде жүзиушилер пайдаланатуғын оптикалық әсбаптар) соғатуғын оптикалық ұстахананы шөлкемлестирди. Ол киши жақтыландырыуларда бақлауларды өткериуге мөлшерленген оригиналлық үлкен жақтылық күшине ийе болған көриу трубасын конструкциялады. Бул трубаны М.В.Ломоносов "түнде көретуғын" труба деп атады. Атақлы рус ойлап табыушысы И.П.Кулибин Илимлер Академиясының бир қатар экспедициялары ұшын өлшеу әсбаптарын соқты: геодезиялық трубалар, астролябиялар х.т.б. 1779-жылы ол биринши шағылыстырыушы прожекторды соқты. Оның ұшын ол ойыс бетте жайластырылған көп санлы майда айналардан туратуғын үлкен ойыс айнаны соқты. Оның заманласларының айтыуы бойынша бул айна "оның алдына тек бир шамды қойса, жақтылықты сол бир шамның жақтылығына салыстырғанда бес жүз хәм оннан да көбирек есе көбейтеди...".

Әмелий оптика Ұллы Октябрь революциясынан кейин кең түрде рауажланды. Оғада хәр қыйлы болған сорттағы хәм жоқары сапалы оптикалық шийшени үлкен масштаблардағы соғыу иске асырылды. Совет опотехникасы өз алдына жол менен рауажланды, елдің оптикалық аппаратураға болған толық қанаатлардыратуғын оғада көп сандағы жаңа оригиналлық конструкцияларды берди.

§ 315. Тегис беттің қасындағы шағылысыу хәм сыныу. Тегис беттеги шағылысыуды биз 251-параграфта талладық. Биз тегис айнаның ноқатлық объекттің жормал сүүретін беретуғынлығын көрдик. Бул тегис айнадан шағылысқанда гомоорайлық дәстениң гомоорайлық болып қалатуғынлығын аңғартады. Бундай жағдайда дәстедеги нурлардың тарқалыуының денелик мүйешинің шағылысқаннан кейин де өзгериссиз қалатуғынлығын хәм тек ғана нурлардың тарқалыу бағыттарының өзгеретуғынлығын аңғартады. Ал, егер шағылысыу сындыруу коэффициентлеринің мәніслери хәр қыйлы болған еки мөлдір

заттың шегарасындағы сыныўда жағдай өзгеше болады: бундай жағдайда гомоорайлық нур астигматлық нурға айланады.



239-сүўрет.

Еки орталықтың арасындағы тегис шегарадағы жақтылықтың сыныўы.

Мейли, еки мөлдир бир текли затты айырып тұрған тегис бет YOZ тегислигине сәйкес келетуғын болсын (239-сүўрет; OY көшери сызылма тегислигине перпендикуляр). Затлардың сындырыў коэффициентлери n_1 хәм n_2 арқалы белгилеймиз хәм $n_2 < n_1$ теңсизлиги орынланады деп есаплаймыз. Ноқатлық S жақтылық дереги OX көшериниң бойында жатады хәм оннан шыққан нур айырып тұрған шегараға M ноқатында түседи деп болжаймыз. Түсиў ноқатында MN нормалын түсиремиз хәм түсиў және сыныў мүйешлерин i_1 хәм i_2 арқалы белгилеймиз. Сыныў нызамы бойынша

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2 \quad (1)$$

теңлигин жаза аламыз. Сынған MP нұрының даўамы OX көшери S' ноқатында кесип өтеди. S хәм S' ноқатларының координаталары сәйкес x хәм x' арқалы, ал M ноқатының координатасын z арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда SMO үш мүйешликлеринен

$$\sin i_1 = \frac{z}{\sqrt{x^2 + z^2}}, \quad \sin i_2 = \frac{z}{\sqrt{x'^2 + z^2}},$$

теңликлерине ийе боламыз. $\sin i_1$ менен $\sin i_2$ шамаларының бул мәнислерин (1)-теңликке қойып хәм алынған теңликти x' шамасына қарата шешип,

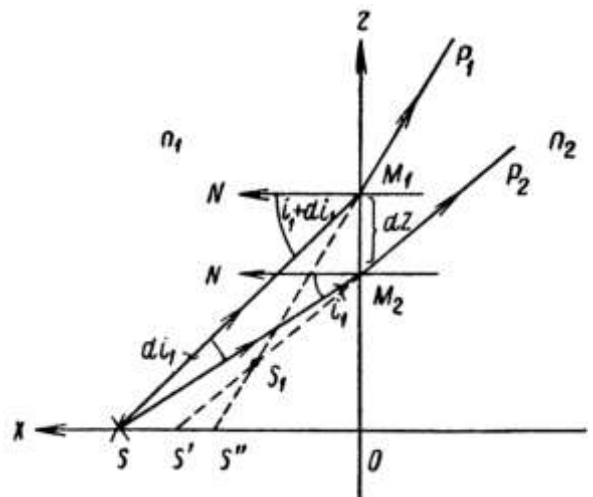
$$x' = \frac{n_2}{n_1} \sqrt{x^2 + \left(1 - \frac{n_1^2}{n_2^2}\right) z^2} \quad (2)$$

формуласына ийе боламыз. (2)-формуладан S дерегиниң берилген орнында (x шамасы берилген) S' ноқатының ийелеген орнының сыныў ноқаты M ниң қайсы орында тұрғанлығынан ғәрезли, яғный SM нұрының бағытынан ғәрезли екенлиги келип шығады. Бир заттан екінши затқа өткенде хәр қыйлы нұрлар хәр қыйлы болып сынады хәм олардың даўамлары OX көшери x' қыйлы орынларда кеседи. Түсиў мүйешлери шексиз киши di_1 мүйешке айрылатуғын еки SM_1 хәм SM_2 нұрларын қараймыз (240-сүўрет). Сынғаннан кейин олар M_1P_1 хәм M_2P_2 нұрларын пайда етеди, олардың даўамлары OX көшери сәйкес S'' хәм S' ноқатларында кесип өтеди; бул еки нұр бир бири менен S_1 ноқатында кесилиседи. S ноқатлық дерегинен шығатуғын және SM_1 хәм SM_2 нұрларының арасындағы барлық нұрлар даўамлары S_1 ноқатында кесилисетуғын хәм OX көшери S'' хәм S' ноқатларының арасында кесип өтетуғын нұрларды береді. Әлбетте, S ноқатлық дерегинен шығатуғын хәм SM_1 хәм SM_2 нұрларының арасында жататуғын барлық басқа нұрлар сынғаннан кейин даўамлары S_1 ноқатында кесилисетуғын хәм OX көшери S'' хәм S'

ноқаттарының арасында кесіп өтетұғын нұрларды береді. S нұқаттық дерегинен шексіз киші болған $d\omega_1$ денелик мүйешинің шеклерінде шығатуғын нұрлардың кеңістік дөстесін айырып алыу үшін 240-сұрретті OX көшеринің дөгерігінде $d\varphi$ мүйешіне бурамыз. Бундай жағдайда биз $d\omega_1$ шамасына тең нұрлардың тар болған гомоорайлық дөстесін аламыз. Сынғаннан кейін бұл дәсте басқа $d\omega_2$ дөстесіне айланады хәм оның XOZ тегіслигі менен кесімі M_1P_1 хәм M_2P_2 сызықтары менен анықланады. $d\omega_2$ дөстесінің барлық нұрларының дауамлары OX көшерін $S'S''$ кесіндісінің шеклерінде кесіп өтеді. Буннан сынған $d\omega_2$ дөстесінің астигматикалық дәсте болып табылатұғынлығын хәм $S'S''$ сызығының оның фокаллық сызықтарының бири екенлігі келип шығады. Екінші фокаллық сызықты табыу үшін XOZ тегіслигінде жататуғын сынған нұрлардың дауамының S_1 нұқатында кесілесетуғынлығын аңғарамыз. Сұрретті OX көшеринің дөгерігінде $d\varphi$ мүйешіне бұрғанда нұқат үлкен болмаған доғаны сызады. $d\varphi$ мүйеші жүдә киші болғанда бұл доғаны сұррет тегіслигіне перпендикуляр болған түүрының кесіндісі деп есаплауға болады. $d\omega_2$ дөстесіне тийіс болған барлық нұрлардың дауамы бұл кесіндіні кесіп өтеді. Солай етип, XOZ тегіслигіне перпендикуляр болған биз қарап атырған кесінді сынған дәстениң екінші фокаллық сызығы болып табылады. Сұррет тегіслигінде жататуғын фокаллық сызық сагитталлық, ал сұррет тегіслигіне перпендикуляр болған фокаллық сызық меридионаллық деп аталады.

240-сұррет.

Айырып туратуғын тегіс шегарадағы сынғандағы дәстениң астигматизмі.



Түсіу мүйешінің өзгеріуі менен фокаллық сызықтардың екеуінің де орынлары өзгереді. 241-сұрретте нұқаттардың геометриялық орны S_1 пүнктер сызық пенен көрсетілген. Бұл сызықты *каустикалық* деп атайды. Сагитталлық фокаллық сызықтар OX көшеринің бойында S' нұқатынан басланады хәм O нұқатында тамам болады. Жақтылық шығарып тұрған S нұқатынан шығатуғын хәм айырып тұрған шегараға нормаль бағытта келип түсетуғын шексіз тар дәсте ($i_1 = 0$) үшін фокаллық сызықтардың екеуі де бир S' нұқатында қосылады; бундай жағдайда сынған нұр гомоорайлық болып қала береді. S' нұқатының координатасы x' ты (2)-формулада $z = 0$ деп есаплау жолы менен анықлаймыз:

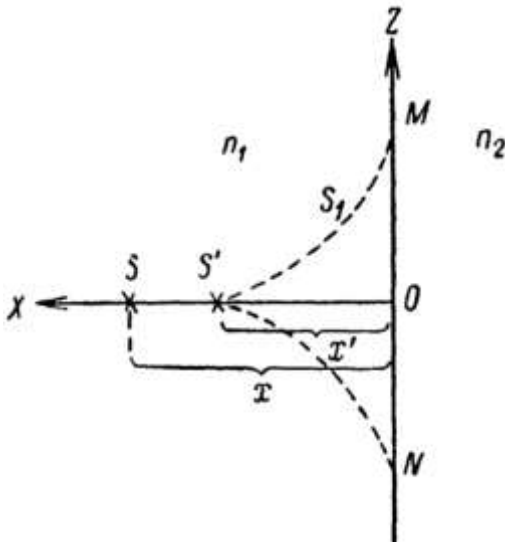
$$x' = \frac{n_2}{n_1} x. \quad (2)$$

Түсіу мүйешінің мәнісінің өзгеріуі менен шексіз тар дәстелердің меридионаллық фокаллық сызығы i_1 мүйешінің белгісіне байланыссы каустиканың $S'M$ ямаса $S'N$ шақаларының биринің бойын менен жылысады. Бундай жағдайда сагитталлық фокаллық сызық O нұқатынан OX көшеринің бағытында қозғалады. M хәм O (ямаса N хәм O) нұқаттарына сәйкес келетуғын фокаллық сызықтардың шеклік орынлары түсіу мүйешінің мәнісі ұсы шеклік мәністен баслап толық ишки шағылысу жүзеге келетуғын шәртке сәйкес келеді.

Жоқарыда айтылғанлардан, айырып тұрған шегараға дәсте қаншама қыя түсетуғын болса, онда сынған нурдың астигматизми соншама үлкен болатуғынлығы келип шығады.

Егер, мысалы, сұйдың астында тұрған предметлерди сұйдың бетине түсірилген нормалға жақын бағытта қарайтуғын болсақ, онда сұйрет өзиниң анықлығын сақлайды, себеби бул жағдайда астигматизм киши болады; қыя мүйешлер менен қарағанда астигматизмнің себебинен сұйреттиң анықлығы бузылады.

§ 316. Бир сфералық беттеги сыныў. Мейли, сындырыў коэффициентлери n хәм n' болған еки бир текли мөлдир зат иймеклик радиусы r болған сфералық бет пенен айрылған болсын.



241-сұйрет.
Каустика.

Биз жақтылықтың ноқатлық дереги P хәм беттиң иймеклик орайы C арқалы өтетуғын *бас оптикалық көшер* деп аталатуғын көшерди жүргиземиз (242-сұйрет). Белгилердиң төмендегидей қағыйдасынан пайдаланамыз: ұзынлықларды сындырыўшы O бетинен баслап белгилеймиз хәм егер жақтылықтың тарқалыў бағыты менен бағытлас болса, оны оң деп есаплаймыз; мүйешлерди бас оптикалық көшердиң бағытынан баслап есаплаймыз (ямаса сфералық бетке түсірилген нормалдан баслап) хәм егер саат стрелкасының қозғалыў бағытында анықланған болса оны оң белгиге ийе деп есаплаймыз. Сызылмаларда барлық ўақытта ұзынлықлар менен мүйешлердиң оң мәнислерин белгилеймиз. Мысалы, егер s хәриби менен белгиленген базы бир ұзынлық терис болса, онда сызылмадағы сәйкес кесиндиниң қасына $-s$ белгисин қоямыз ҳ.т.б. P ноқатлық деректен шығатуғын нурлардың бағытын бас оптикалық көшер PC менен жасайтуғын мүйеш пенен анықлаймыз. Оптикалық көшер менен тек киши мүйешлерди жасайтуғын нурларды ғана қараймыз, олар ушын синуслар менен тангенслер мүйешлердиң мәнисине тең, ал косинуслар болса бирге тең болыўы керек. Бундай нурларды *параксиаллық нурлар* деп атайды.

P объектинен шығатуғын, затлардың арасындағы шегараға M ноқатында түсетуғын хәм сынғаннан кейин бас оптикалық көшерди P' ноқатында кесип өтетуғын нурды қараймыз. Жоқарыда келтирилген белгилер қағыйдасын есапқа алғанда мүйеш хәм 242-сұйретте стрелка менен көрсетилген бағыт терис. $-u$ шамасы оң болады. Түсиў хәм сыныў мүйешлери i менен i' лер де терис. $-i$ менен $-i'$ шамалары оң. Сыныў нызамы бойынша

$$n \sin(-i) = n' \sin(-i').$$

Биз қарап атырған нурды параксиаллық деп есаплап, синусларды мүйешлердиң өзлери менен алмастырамыз хәм бундай жағдайда

$$n(-i) = n'(-i') \quad (1)$$

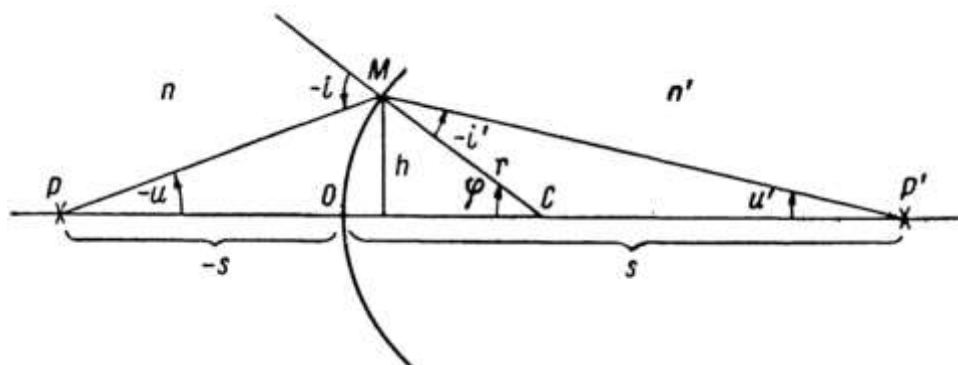
теңлигине ийе боламыз.

PMC үш мүйешлигінен $-i = \varphi - u$ теңлигине хәм $CM P'$ үш мүйешлигінен $-i' = \varphi - u'$ теңликлерине ийе боламыз. Бул теңликлерде $-u$ менен u' арқалы PM хәм MP' нурлары менен бас оптикалық көшердің арасындағы оң мүйешлер, ал φ болса сол көшер менен CM радиусының арасындағы оң мүйеш болып табылады.

$-i$ мүйеши менен $-i'$ мүйешинің бул мәнислери (1)-теңликке қойып

$$n(\varphi - u) = n'(\varphi - u') \quad (2)$$

теңлигине ийе боламыз.



242-сүрөт. Жақтылықтың бир сфералық беттеги сыныўы.

$-s$ хәм s' арқалы сәйкес сындырыўшы беттиң төбесинен P хәм P' ноқатларына шекемги қашықтықты хәм h арқалы M ноқатынан PC көшерине түсірилген перпендикулярдың ұзынлығын белгилеп, биз қарап атырған жүйеке ушын

$$-u = \frac{h}{-s}, \quad u' = \frac{h}{s'}$$

теңликлерине ийе боламыз. Тап сол сыяқлы φ мүйеши ушын

$$\varphi = \frac{h}{r}$$

қатнасын аламыз.

Бул $-u$, u' хәм φ шамаларын (2)-теңликке қойып,

$$n \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{s} \right) = n' \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{s'} \right) \quad (3)$$

ямаса

$$\frac{n'}{s'} - \frac{n}{s} = \frac{n' - n}{r} \quad (4)$$

теңликлерине ийе боламыз.

(4)-теңликтің оң тәрәпинде тұрған шама тек биз қарап атырған затлардың сындырыў коэффициентлеринен хәм оларды бөлип тұрған шегараның ийемклик радиусынан ғарезли. Демек, берилген затлар хәм берилген бет ушын бул шама тұрақлы; оны сындырыўшы беттиң оптикалық күши деп атайды хәм Φ ҳәрипинің жәрдеминде белгиленеди:

$$\Phi = \frac{n' - n}{r}. \quad (5)$$

(4)-аңлатпаға оптикалық күшти киргизип,

$$\frac{n'}{s'} - \frac{n}{s} = \Phi \quad (5a)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

P объектинің белгили болған орнында (s кесиндисі берилген болса) (4a) формуладан u мүйешинің мәнисинен ғарезсиз s' кесиндисинің белгили болған мәнисі алынады. Бул ноқатлық P объектинен киши u мүйешлерде шығатуғын барлық нурлардың сыныўдан

кейин бир P' ноқатында кесилисетуғынлығын аңғартады. Биз қабыл еткен жүйікәуларда параксиаллық нурлар ушын гомоорайлық дәсте сфералық бетте сынғаннан кейин гомоорайлық болып қала береді; P' ноқатлық объекттиң ноқатлық сүүрети болып табылады.

Жоқарыда келтирилген таллаулардан жақтылықтың дерегин P' ноқатына жайластырсақ, онда P ноқатының оның сүүретине айланатуғынлығы келип шығады. Егер еки P хәм P' ноқатларының бири объект болатуғын, ал екиншиси оның сүүрети болатуғын болса, онда оларды *түйинлес* ноқатлар деп атайды.

Бас оптикалық көшер менен үлкен u мүйешлерин жасайтуғын нурлар сфералық бетте сынғаннан кейин бир P ноқатында кесилиспейди, сынғаннан кейин дәсте гомоорайлық болыудан қалады хәм ноқатлық объект ноқатлық сүүретти бермейди.

Хәзирше параксиаллық нурларды қарау менен шекленип, сфералық бетте сынғаннан кейин параллель нурлар дәстесиниң қайсы орында жыйналатуғынлығын табамыз. Оның ушын $-s = \infty$ теңлиги орынланады деп болжаймыз. Бундай жағдайда (4)-формула бойынша:

$$s' = \frac{n'}{n' - n} r \quad (6)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Сфералық бетке параллель дәсте түрінде түсетуғын нурлардың сынғаннан кейин кесилисетуғын орны *сындырыушы беттиң екинши бас фокусы F'* деп аталады. Ал, сындырыушы беттиң төбеси O менен екинши бас фокусқа шекемги қашықтықты *екинши бас фокуслық қашықтық f'* деп атайды. (6) бойынша f' бойынша мынадай мәнисти аламыз:

$$f' = \frac{n'}{n' - n} r. \quad (7)$$

Сындырыушы беттиң *биринши сындырыушы фокусы F* деп мынадай шәртти қанаатландыратуғын ноқатқа айтамыз: бұл ноқатқа жақтылықтың P ноқатлық дерегин жайластырғанда сынғаннан кейин параллель нурлардың дәстесиниң алыныуы керек. Сындырыушы беттиң төбеси O ноқатынан биринши бас фокусқа шекемги қашықтықты *биринши бас фокуслық қашықтық f* деп аталады. f ти анықлыу ушын (4)-формулағы $s' = \infty$ мәнисин қойсақ, онда

$$f = -\frac{n}{n' - n} r \quad (8)$$

формуласына ийе боламыз.

(7)- хәм (8)-формуларды салыстырыу жолы менен биринши хәм екинши бас фокуслық қашықтықлардың арасындағы қатнасты табамыз:

$$\frac{f'}{f} = -\frac{n'}{n}. \quad (9)$$

(9)-формуладан бас фокуслық қашықтықлардың фокуслар жатқан затлардың сындырыу коэффициентлерине пропорционал екенлигин көрсетеди. (9)-теңликтиң оң тәрәпиндеги минус белгиси бас фокуслық қашықтықлардың хәр қыйлы белгилерге ийе болатуғынлығын көрсетеди, яғный биринши хәм екинши бас фокуслар сындырыушы беттиң хәр қыйлы тәрәплеринде жайласқан.

(4а) формулаға бас фокуслық қашықтықларды киргиземиз. Оның ушын бұл формуланың оң хәм шеп бөлимлерин $\frac{n'-n}{n}$ шамасына бөлемиз

$$\frac{1}{s'} \cdot \frac{n'}{n' - n} r - \frac{1}{s} \cdot \frac{n}{n' - n} r = 1$$

ямаса (7)- хәм (8)-қатнастардың тийкарында

$$\frac{f'}{s'} + \frac{f}{s} = 1 \quad (46)$$

аңлатпасын аламыз.

(46) формулағы басқа да түр беріуге болады. Оның үшін P хәм P' нокатларының орнын анықлау үшін кесиндилерди сындырыушы беттиң O төбесинен емес, ал сәйкес биринши хәм екинши бас фокуслар F хәм F' лерден өткеріуимиз керек. Бул кесиндилерди x хәм x' арқалы белгилеймиз (243-сүүрет). Бундай жағдайда

$$-s = -f - x; \quad s' = f' + x'$$

теңликлерине ийе боламыз. s пенен s' тың мәнислерин (46) ға қойып,

$$\frac{f'}{f' + x'} + \frac{f}{f + x} = 1$$

ямаса

$$f'(f + x) + f(f' + x') = (f' + x')(f + x)$$

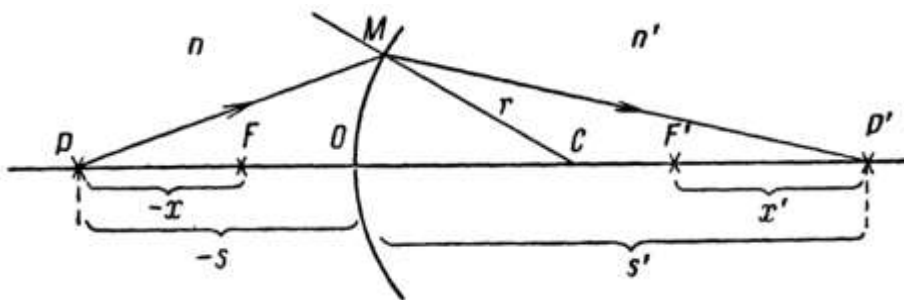
теңликлерин аламыз.

Қаўсырмаларды ашып хәм ұқсас ағзаларды қысқартып, биз мынадай аңлатпаға келемиз:

$$xx' = ff'. \quad (4c)$$

Усындай симметриялы түрдеги бул формуланы Ньютон формуласы деп атайды.

(4)-, (4а)-, (4б) хәм (4с) формулалары бир бирине толық эквивалент: олардың хәр бири нокатлық объекттиң турған орны бойынша оның сүүретин табыуға мүмкиншилик береді.



243-сүүрет. Бас фокуслардан баслап түсірилген x хәм x' кесиндилериниң жәрдемінде объекттиң орны P менен оның сүүретиниң орны P' ты табыу.

Ең ақырында бас фокуслық қашықтықлар f хәм f' пенен сындырыушы беттиң оптикалық күши Φ тиң арасындағы қатнасты табамыз.

(5)-, (7)- хәм (8)-формуларды салыстырып,

$$\Phi = \frac{n'}{f'} = -\frac{n}{f} \quad (10)$$

формуласына ийе боламыз.

Бир сфералық сындырыушы бет үшін алынған нәтижелерди сфералық айна үшін ұлыұмаластырыуға болады. Мейли, i - түсіу мүйеши, ал i' - шағылысу мүйеши болсын. Биз киргизген белгилер қағыйдасын есапқа алғанда шағылысу нызамы мынадай түрге енеді:

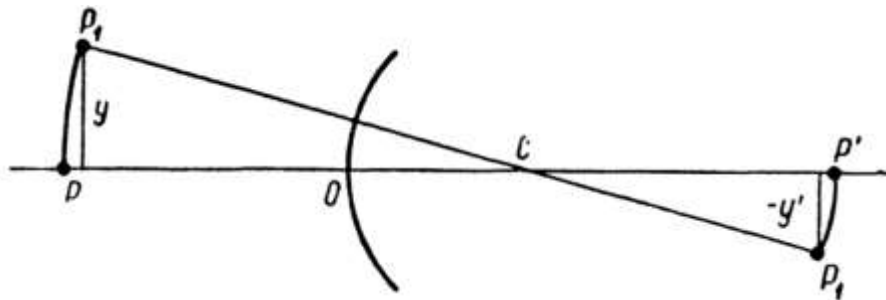
$$i = -i'.$$

Егер сындыру коэффиценти n' ты $-n$ ге тең етип алса, онда бул нызам (1)-сыныұ нызамынан формаллық түрде алынады. Буннан бир сындырыушы бет үшін алынған формулар да, егер оларда $n' = -n$ теңлиги орынланады деп болжаса, онда сфералық айналар үшін жазылған формуларға өтетуғынлығын көриуге болады. Мысалы, (4)-формуладан мынаны аламыз:

$$\frac{1}{s'} + \frac{1}{s} = \frac{2}{r}.$$

Бұл теңдік объектінің тұрған орны бойынша сфералық айна тәрепіннен берилетуғын сұйреттің орнын анықлауға мүмкіншілік береді.

§ 317. Бир сындырыушы бет тәрепіннен берилетуғын үлкейтіу. Усы ўақытқа шекем биз ноқатлық объекті хәм усы ноқатлық объектінің сфералық сындырыушы бет тәрепіннен берилетуғын ноқатлық сұйретін қарадық. Енди оптикалық көшерге перпендикуляр болған тўурының кесиндисинің сұйретинің қандай болатуғынлығын қараймыз. Оның ушын 214-сұйретке итибар беремиз. Бұл сұйретте P - ноқатлық объект хәм P' оның сұйрети. PC көшерин сындырыушы беттің иймеклик орайы C ның дөгерегинде киши мүйешке бурамыз. Бундай жағдайда P ноқаты P_1 аўхалына, ал оның сұйрети P'_1 аўхалына өтеди. PP_1 доғасының барлық ноқатлары $P'_1P'_1$ доғасының сәйкес ноқатлары менен сұйретленеди. Егер PP_1 хәм $P'_1P'_1$ доғалары киши болса, онда биз оларды POP' көшерине перпендикуляр болған тўуры сызықлы u кесиндилери менен алмастыра аламыз. Нәтийжеде биз оптикалық көшерге перпендикуляр болған киши u кесиндисинің сұйретинің оптикалық көшерге перпендикуляр болған u' кесиндиси болып табылатуғынлығын көремиз. Буннан, оптикалық көшерге перпендикуляр болған тегис ΔS бетинің сұйретинің де оптикалық көшерге перпендикуляр $\Delta S'$ тегис бети болатуғынлығы келип шығады. Бұл жўўмақ киши болған ΔS майданлары ушын дұрыс. Егер ΔS майданының өлшемлери үлкен болса, онда оның сұйретин тегис деп есаплауға болмайды: сұйрет белгили формаға ийе майыстырылған беттің бир бөлими болып табылады.



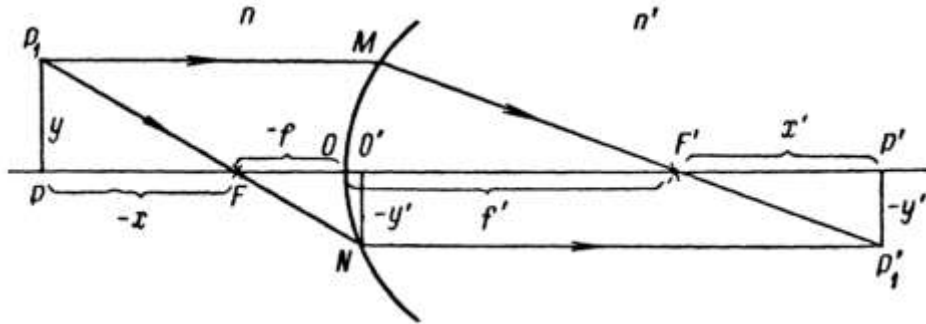
244-сұйрет. PP_1 доғасында жататуғын ноқатлар $P'_1P'_1$ доғасында жататуғын ноқатлар менен сұйретленеди.

Сұйреттің хәр бир ноқаты объектінің тўйинлес ноқатынан шығатуғын барлық нурлардың кесилисиў орны болып табылады. Бұл орынды табыў ушын қәлеген еки нурдың кесилисиўин табыў жеткилики. Мысал ретинде оптикалық көшерге перпендикуляр болған PP_1 кесиндиси түриндеги объекті қараймыз (245-сұйрет). P_1 ноқатының сұйретин табыў ушын сфералық бетте сынғаннан кейинги бағытлары бизге белгили болған төмендегидей еки нурдан пайдаланамыз: 1) оптикалық көшерге параллель болған P_1M нурды; сынғаннан кейин ол екинши бас фокус F' арқалы өтеди; биринши бас фокус арқалы өтетуғын P_1FN нурын; бұл нур сынғаннан кейин оптикалық көшерге параллель өтеди. Бұл еки нурдың кесилисиў ноқатын P'_1 арқалы белгилесек, онда ол P_1 ноқатының сұйретин береді. PP_1 кесиндисинің сұйрети оптикалық көшерге перпендикуляр болған P'_1P' кесиндиси болып табылады.

Объектінің ұзынлығын y , ал оның сұйретинің ұзынлығын y' арқалы белгилейик. Сұйреттің сызықлы өлшемлеринің объектінің сызықлы өлшемлеринің қатнасын сызықлы үлкейтіу β деп атайды:

$$\beta = \frac{y'}{y}. \quad (1)$$

Егер оптикалық көшерге перпендикуляр болған кесинди жоқарыға қарай бағытланған болса оң, ал төменге қарай бағытланған болса теріс деп есепләйміз. 245-сүретте келтірілген жағдай үшін объектің ұзындығы оң, ал сүреттің ұзындығы теріс. N нокатынан оптикалық көшерге перпендикуляр түсіреміз; бұл перпендикулярдың ұзындығы болған NO' шамасы $-y'$ шамасына тең.



245-сүрет. Сүретті құрыу.

PP_1F хәм $NO'F$ үш мүйешліклерінен мынаған ийе боламыз:

$$\frac{-y'}{y} = \frac{-f}{-x}.$$

Буннан сызықты үлкейтіу үшін

$$\beta = \frac{y'}{y} = -\frac{f}{x} \quad (2)$$

аңдатпасына ийе боламыз. 316-параграфтағы (4с) $xx' = ff'$ түріндегі Ньютон формуласын пайдаланып $\frac{f}{x} = \frac{x'}{f'}$ теңлігіне ийе боламыз. Буннан кейін (2)-аңдатпаға мынадай түр беріуге болады:

$$\beta = -\frac{x'}{f'}. \quad (2a)$$

Сызықты үлкейтіу β үшін жазылған аңдатпаны және де бир неше түрге келтіріуге болады. P_1O хәм OP'_1 нұрларын жүргіземіз, бұл белгилеулерде O арқалы сындырыушы беттің төбесі белгіленген. Оптикалық көшер сындырыушы бетке нормаль болғанлықтан, $\angle P_1OP$ түсіу мүйеши i , ал $\angle P'OP'_1$ сыныу мүйеши i' болып табылады. 246-сүреттен мынаған ийе боламыз

$$y = -s \cdot i, \quad -y' = s' \cdot i'.$$

Буннан

$$\beta = \frac{y'}{y} = \frac{s'}{s} \cdot \frac{i'}{i}$$

аңдатпасын аламыз. Биз қарап атырған жақынласыуда сыныу нызамынан $ni = n'i'$ ямаса

$$\frac{i'}{i} = \frac{n}{n'}$$

теңлігіне ийе боламыз.

$\frac{i'}{i}$ қатнасының бұл мәнісін β үшін жазылған аңдатпаға қойып,

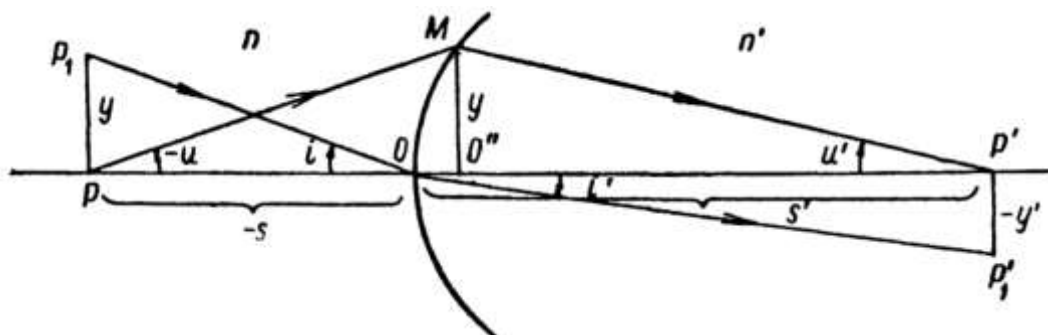
$$\beta = \frac{n}{n'} \cdot \frac{s'}{s} \quad (3)$$

аңдатпасының орынлы екенлігіне көз жеткереміз.

Буннан кейін PM хәм MP' нұрларын жүргіземіз хәм M нокатынан оптикалық көшерге MO'' перпендикулярын жүргіземіз. Бұндай жағдайда $MO'' = y$ хәм PMO'' хәм $P'MO''$ үш мүйешліклерінен

$$\frac{-u}{u'} = \frac{O''P'}{O''P}$$

теңлигине ийе боламыз.



246-сүүрет. Сүүретти қурыў.

Бирақ, жуўық түрде $O''P = -s$ ҳәм $O''P' = s'$. Буннан

$$\frac{s'}{s} = \frac{u}{u'}$$

теңлигиниң орынлы екенлиги келип шығады.

s'/s тиң бұл мәнисин (3) ке қойып, сызықлы үлкейтиў ушын және бир аңлатпаға ийе боламыз:

$$\beta = \frac{y'}{y} = \frac{n}{n'} \cdot \frac{u}{u'}. \quad (3a)$$

(3a) қатнастан

$$y'n'u' = un \quad (4)$$

теңлигине ийе боламыз. un көбеймеси *Лагранж-Гельмгольц инварианты* деп аталады.

$-u$ мүйеши y объекти $-s$ қашықтығынан көринетуғын мүйеш, ал u' мүйеши болса сол объект s' қашықтықтан көринетуғын мүйеш болып табылады. *Мүйешлик үлкейтиў γ* деп

$$\gamma = \frac{tg u'}{tg u} \quad (5)$$

шамасына айтамыз. Биз қабыл еткен жуўықлаўда тангенслерди мүйешлер менен алмастырыўға болады ҳәм бундай жағдайда

$$\gamma = \frac{u'}{u} \quad (5a)$$

теңлигине ийе боламыз.

Сызықлы ҳәм мүйешлик үлкейтиўлердиң арасындағы байланысты табамыз. (3a) ҳәм (5a) формулаларынан мынаған ийе боламыз:

$$\beta = \frac{n}{n'} \cdot \frac{1}{\gamma}. \quad (6)$$

Затлардың берилген жубы ушын n/n' қатнасы тұрақлы болғанлықтан, сызықлы үлкейтиў мүйешлик үлкейтиўге кері пропорционал.

Бойлық үлкейтиў деп аталатуғын үлкейтиўди де қараймыз. Мейли, объект оптикалық көшерди бойлап dx кесиндисине жылжытуғын болсын. Бундай жағдайда сүүрет базы бир dx' кесиндисине жылжыйды. Бойлық үлкейтиў α деп мынадай шамаға айтады:

$$\alpha = \frac{dx'}{dx}. \quad (7)$$

316-параграфтағы (4с) Ньютон формуласы бойынша

$$xx' = ff'.$$

Бұл формуланы дифференциаллаў мынаны береді:

$$x dx' + x' dx = 0.$$

Усының нәтижесінде бойлық үлкейтіу үшін мынадай аңлатпаны аламыз:

$$\alpha = \frac{dx'}{dx} = -\frac{x'}{x}. \quad (8)$$

Үш үлкейтіудің арасындағы байланысты табамыз: сызықты β , мүйешлік γ және бойлық α . Оның үшін

$$\beta^2 = \frac{x'}{x} \cdot \frac{f}{f'}$$

теңлигі орынлы болатынын (2)- және (2а) қатнастарынан пайдаланамыз. Бірақ 316-параграфтағы (9)-формула бойынша $\frac{f}{f'} = -\frac{n}{n'}$. Бұнан

$$\beta^2 = -\frac{x'}{x} \cdot \frac{n}{n'} \quad (9)$$

теңлигі алынады.

(8)- және (9)-аңлатпалардан

$$\alpha = \frac{n'}{n} \beta^2$$

аңлатпасы келип шығады. Ең ақырында, (6)-теңлік бойынша $\frac{n'}{n} \beta = \frac{1}{\gamma}$ теңлигінің орынлы екенлігін аңғарамыз. Бұл биз ізлеп атырған α , β және γ арасындағы байланысты береді:

$$\alpha = \frac{\beta}{\gamma}.$$

§ 318. Жуқа линзалар. Оптикалық линза деп бір теклі мөлдір заттан соғылған және кемінде беріуі нолге тең болмаған иймеклік радиусына ийе бетлер менен шекленген денеге айтады. Әдетте линзаны шеклеп тұратуғын бетлер сфералық болып табылады және тек ұсындай линзаларды биз қараймыз. Көзге көрінетуғын жақтылықта пайдаланылатуғын линзалар үшін материал сыпатында шийше, ал ультрафиолетте пайдаланылатуғын линзалар үшін тийкарынан кварц пайдаланылады. Инфрақызыл нурлар үшін кварцтан, тас дұзынан, KCl және т.б. соғылған линзалар қолланылады.

316- және 317-параграфларда биз бір сфералық беттегі жақтылықтың сынығын қарадық. Линзадағы жақтылықтың сынығын екі сфералық беттегі избе-из екі сыныу деп қарауға болады. Мейли, O_1 менен O_2 лер радиустары r_1 менен r_2 болған және бір биринен d қашықтықта жайласқан екі сфералық бет болсын (247-сүрет). Системаның бас оптикалық көшери деп олардың орайлары C_1 және C_2 арқалы өтетуғын түйреуге айтамыз. Мейли, бетлердің аралығында сындырыу коэффициенті n болған зат, ал бетлердің сыртында ауа болсын. Ауаның сындырыу коэффициентін 1 ге тең деп есептейміз. Биринші бетке тийіспі болған шамаларды 1 индексі менен, ал екінші бетке тийіспі болған шамаларды 2 индексі менен белгілейміз. Соның менен бирге 316- және 317-параграфларда қабыл етілген басқа да белгілеулерді пайдаланып, мынадай теңліктерге ийе боламыз:

$$n_1 = n'_2 = 1, \quad n'_1 = n_2 = n. \quad (1)$$

Мейли, P_1 - системаның бас оптикалық көшерінің бойында биринші сындырыушы беттен $-s_1$ қашықтығында жайласқан нүктелік объект болсын. Егер тек бір сындырыушы бет бар болған жағдайда, онда сүрет O_1 ден s'_1 қашықтығында жайласқан P'_1 нүктесінде алынған болар еді. Бұл сүретті екінші сындырыушы бет үшін объект сыпатында қарау керек. Бұл объект екінші сындырыушы беттің төбесі O_2 ден s_2 қашықтығында жайласқан; оның сүрети O_2 ден s'_2 қашықтығында жайласқан P'_2 нүктесінде алынады. Усының менен бирге P'_2 сындырыушы бетлердің екеуінің жыйнағы беретуғын P_1 объектінің сүрети болып табылады.

P'_2 нүктесінің орнын табу үшін 316-параграфтағы әр бір сындырыушы бет үшін жазылған (4)-формуланы қолланамыз. (1)-қатнас орынланған жағдайда

$$\frac{n}{s'_1} - \frac{1}{s_1} = \frac{n-1}{r_1}, \quad (2)$$

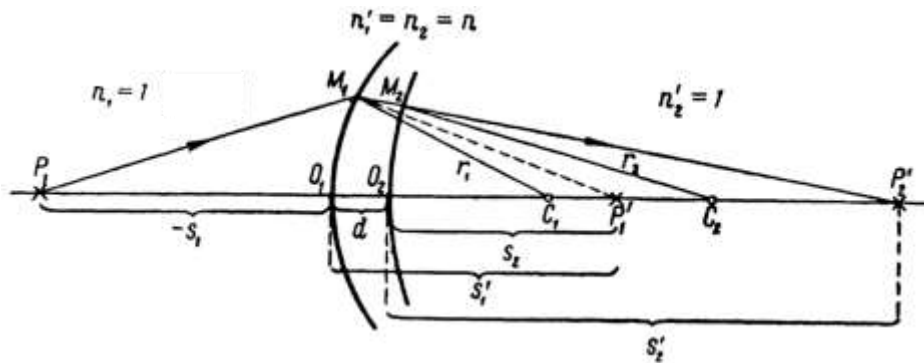
$$\frac{1}{s'_2} - \frac{n}{s_2} = \frac{1-n}{r_2} \quad (3)$$

теңліктері орынлы болады.

247-сұйреттен s_2 менен s'_1 шамаларының арасында

$$s_2 = s'_1 - d$$

қатнасының бар екенлигі көриніп тұр.



247-сұйрет. Жуқа линзадағы нурлардың сыныұы.

Жуқа линзаны, яғный оның сындырыұшы бетлеринің арасындағы қашықлық d объекттен сұйретке шекемгі қашықлықтан киши болатуғын линзаны қараймыз. Бундай жағдайда $s_2 = s'_1$ теңлигі жуұық түрде орынланады хәм (2) ден

$$\frac{n}{s_2} = \frac{n}{s'_1} = \frac{1}{s_1} + \frac{1-n}{r_2}$$

теңлигі алынады. Усындай жоллар менен табылған $\frac{n}{s_2}$ нің мәнисин (3) ке қойып, мынаны аламыз:

$$\frac{1}{s'_2} - \frac{1}{s_1} - \frac{1-n}{r_1} = \frac{1-n}{r_2}. \quad (4)$$

Жуқа линзаны қарағанда объект пенен сұйретке шекемгі қашықлықларды сәйкес s хәм s' арқалы аңлатамыз хәм бундай жағдайда (4)-аңлатпа бойынша жуқа линза ұшын:

$$\frac{1}{s'} - \frac{1}{s_1} = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (5)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Берилген линза ұшын оның бетлеринің иймекликлеринің радиуслары r_1 менен r_2 , линза соғылған заттың сындырыұ көрсеткиши n берилген болады. Сонлықтан (5)-аңлатпаның оң тәрeпинде тұрақлы болған хәм *линзаның оптикалық күши* деп аталатуғын

$$\Phi = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (6)$$

шамасы тұр. Жуқа линзаның оптикалық күшинің оның еки сындырыұшы бетлеринің оптикалық күшлеринің қосындысына тең екенлигин аңсат көриұге болады: $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$.

(5)-формула жуқа линза беретуғын сұйрет пенен объекттің тұрған орынларын байланыстырады.

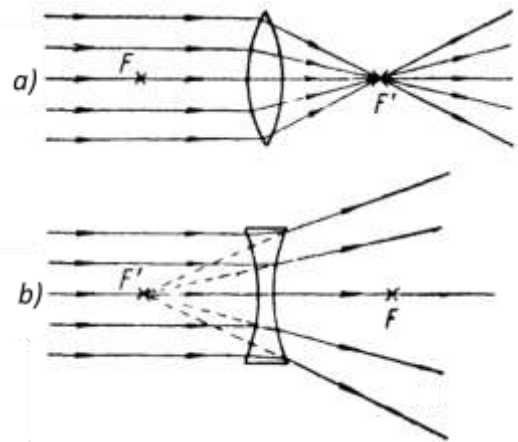
316-параграфта бир сындырыұшы бет ұшын келтирилген таллаұларды қайталап, жуқа линзаның фокуслық қашықлығы ұшын мынадай аңлатпаға ийе боламыз:

$$f' = -f = \frac{1}{\Phi} = \frac{1}{(n-1)} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (7)$$

n коэффициентинің мәнісі барлық ұақытта 1 ден үлкен ($n > 1$). Демек, оптикалық күш Φ тиң белгиси $\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)$ шамасының белгисинен ғәрезли болады. Егер Φ тиң мәнісі оң болса, онда биз *жыйнаўшы (оң) линзаға* ийе боламыз. Бундай линзада жақтылықтың параллель дәстеси линзада сынғаннан кейин оның екінши бас фокусында жыйналады (248a сүўрет). Егер Φ тиң мәнісі терис болса, онда биз *шашыратыўшы (терис) линзаға* ийе боламыз. Бундай линзада жақтылықтың параллель дәстеси сынғаннан кейин нурлардың тарқалыўшы дәстесин пайда етеди хәм олардың даўамы екінши бас фокуста кесилиседи (248b сүўрет).

Жуқа линза тәрепинен пайда етилетуғын сүўретти бир сындырыўшы бет болған жағдайдағыдай мынадай нурлардың жүрисин билиў арқалы қурыўға болады (249-сүўрет): 1) оптикалық көшерге параллель болған PM нұрының, бундай нур линзада сынғаннан кейин оның екінши бас фокусы F' арқалы өтеди; 2) биринши бас фокус F арқалы өтетуғын PN нұрының, бундай нур линзада сынғаннан кейин оптикалық көшерге параллель бағытта тарқалады.

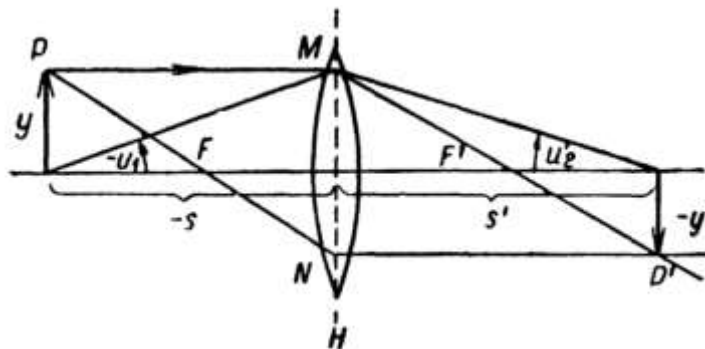
248-сүўрет.
Линзалар: а) жыйнаўшы,
b) шашыратыўшы.



Объекттиң орны u пенен сүўреттиң орны y' линзаның ортасынан баслап өлшенген (ямаса оның бир төбесинен баслап өлшенген) s хәм s' кесиндилери бойынша анықланады. Бул кесиндилер бир бири менен

$$\frac{1}{s'} - \frac{1}{s} = \Phi$$

қатнасының жәрдемінде байланысқан. Бул теңликте Φ арқалы линзаның оптикалық күши белгиленген.



249-сүўрет. Жуқа линза беретүғын сүўретти қурыў.

319-параграфта Лагранж-Гельмгольц теңлемесиниң линза ушын да орынлы болатуғынлығын көрсетиледи. Бул линза беретүғын сызықлы үлкейтиўди s хәм s' кесиндилериниң өлшемлери менен байланыстырыўға мүмкиншилик береді. Лагранж-Гельмгольц инвариантынан мынаған ийе боламыз:

$$y' n'_2 u'_2 = y n_1 u_1.$$

Егер линза қауада жайласқан болса, онда $n'_2 = n_1 = 1$ хәм Лагранж-Гельмгольц инвариантынан мынадай теңлик келип шығады:

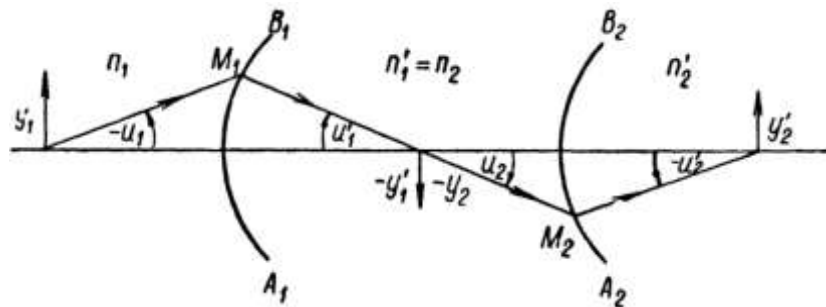
$$\beta = \frac{y'}{y} = \frac{u_1}{u'_1}.$$

249-сүүреттен $\frac{u_1}{u'_1} = \frac{s'}{s}$ теңлигиниң орынлы екенлиги көринип тур. Буннан сызықлы үлкейтиў β ушын мынадай аңлатпаны аламыз:

$$\beta = \frac{s'}{s}. \quad (8)$$

§ 319. Орайластырылған бетлердиң системасы. Бас тегисликлер. Хәр қыйлы сындырыў коэффициентлерине хәм ықтыярлы радиусларға ийе болған сфералық бетлердиң системасын қараймыз. Егер барлық бетлердиң ийемклик орайлары бир түүрының бойында жайласқан болса, онда системаны *орайластырылған* деп атайды.

Бұрынғыдай, параксиаллық нурларды қараў менен шекленемиз. Системадағы жақтылық дәстесиниң сыныўын биз хәр бир сфералық беттеги сыныўды избе-из қараў жолы менен анықлаўға болады. Бундай жағдайда хәр бир алдыңғы бет тәрәпинен алынатуғын сүүрет буннан кейинги бет ушын объект хызметин атқарады. Биз қабыл еткен жүүықлаўда бетлердиң хәр қайсысында сынғанда гомоорайлық дәсте гомоорайлық дәсте болып қала береді. Сонлықтан барлық система арқалы өткенде дәстениң гомоорайлығы бузылмайды. Буннан ноқатлық объект болған жағдайда системаның параксиаллық нурларда ноқатлық сүүретте беретүғынлығы келип шығады.



250-сүүрет. Орайластырылған сындырыўшы бетлердиң системасы.

Система ушын Лагранж-Гельмгольц инвариантын пайдаланыўға болатүғынлығын көрсетиўге болады [317-параграфтағы (4)-формула]. Хәқыйкатында да, бизиң системамызда биринши сындыратүғын еки A_1B_1 хәм A_2B_2 бетлерин аламыз (250-сүүрет). A_1B_1 тегислигиниң шеп тәрәпиндеги заттың сындырыў коэффициентин n_1 , ал оның оң тәрәпиндеги заттың сындырыў коэффициентин n'_1 арқалы белгилеймиз. Тап сол сыяқлы A_2B_2 бетине қатнасы бойынша оны шеклеп тұрған затлардың сындырыў коэффициентлерин n_2 хәм n'_2 арқалы белгилеймиз. Еки беттиң ортасында бир зат жайласқан болғанлықтан

$$n'_1 = n_2 \quad (1)$$

теңлиги орынлы болады. A_1B_1 тегислигинде сынатүғын хәм A_2B_2 тегислигине келип түсетүғын M_1M_2 нурын қараймыз. Усы нурдың оптикалық көшер менен жасайтүғын мүйешлерин u'_1 хәм u_2 арқалы белгилеймиз. 250-сүүретте көринип тұрғанындай,

$$u'_1 = u_2 \quad (2)$$

теңлигиниң орынланатүғынлығына исенемиз.

Ақырында, A_1B_1 хәм A_2B_2 тегисликлерине салыстырғанда биз қарап атырған объектлер менен сүүретлердиң ұзынлықларын y_1, y_2, y'_1 хәм y'_2 арқалы белгилеймиз. A_1B_1

бети тәрепинен берилетуғын сүрөт A_2B_2 бети ушын объект болып табылатуғын болғанлықтан

$$y'_1 = y_2 \quad (3)$$

теңлиги орынлы болады. A_1B_1 хәм A_2B_2 тегисликлерине қатнасы бойынша биз Лагранж-Гельмгольц инвариантын жаза аламыз:

$$\begin{aligned} n_1 y_1 u_1 &= n'_1 y'_1 u'_1, \\ n_2 y_2 u_2 &= n'_2 y'_2 u'_2. \end{aligned}$$

(1)-(3) қатнастарынан пайдаланып жоқарыдағы теңликлерден

$$n_1 y_1 u_1 = n'_1 y'_1 u'_1 = n_2 y_2 u_2 = n'_2 y'_2 u'_2$$

теңликлерине ийе боламыз. Теңликлердің тап ұсындай системасын қоңсылас бетлердің жұбы ушын да жаза аламыз. Олардың ең соңғысының қатар санын k арқалы белгилесек, онда нәтийжеде мынадай теңликлерди аламыз:

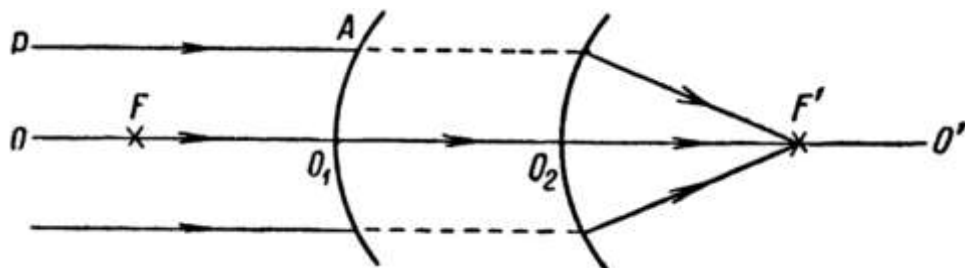
$$n_1 y_1 u_1 = n'_1 y'_1 u'_1 = n_2 y_2 u_2 = \dots = n'_k y'_k u'_k. \quad (4)$$

Барлық аралықлық ағзаларды жазбаған жағдайда

$$n_1 y_1 u_1 = n'_k y'_k u'_k \quad (4a)$$

теңлигине ийе боламыз. Бұл теңликте y_1 арқалы системаның алдында жайласқан объекттің өлшеми, ал y'_k арқалы жақтылық барлық система арқалы өткеннен кейин алынатуғын сүрөттің өлшеми белгиленген. Солай етип, (4a) теңлиги пүтини менен алынған система ушын жазылған Лагранж-Гельмгольц инварианты болып табылады.

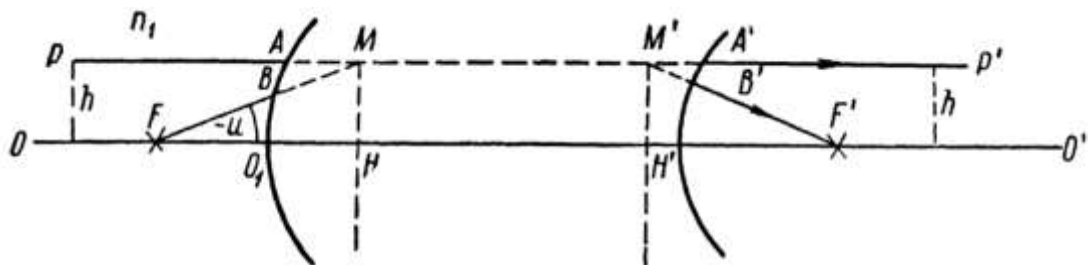
Система ушын дурыс болған барлық басқа қатнастарды айырым бетлердеги избе-из сыныўларды қараў арқалы тап ұсындай жоллар менен табыўға болады. Бирақ, системаның базы бир ұлыўмалық қәсийетлерин ұсындай майда-шүйдесине шекем қарамай-ақ табыўға болады.



251-сүрөт. Орайластырылған системаның бас фокуслары.

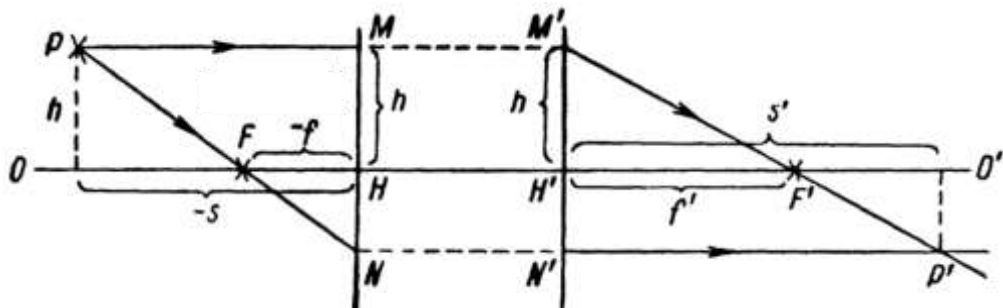
Мейли, орайластырылған сфералық бетлерден туратуғын система берилген болсын (251-сүрөт). Барлық бетлердің иймеклик орайлары арқалы өтетуғын OO' туйрысы системаның оптикалық көшери болып табылады. Системаға OO' оптикалық көшерине параллель бағытта түсетуғын PA нұрын қараймыз. Система арқалы өткенде бұл нұр (ямаса оның даўамы) оптикалық көшерди базы бир F' ноқатында кесип өтеди. Оптикалық көшердің бағытында жүретуғын нұр система арқалы сыныўсыз өтеди, себеби ол сындырыўшы бетлердің хәр қайсысына нормаль бағытта түседи. Демек, еки PA хәм OO' нұрлары система арқалы өткеннен кейин сол F' ноқатында кесилиседи. Параксиаллық нұрлар ушын система гомоорайлық дәстени гомоорайлық дәсте етип сақлайтуғын болғанлықтан, оптикалық көшерге параллель болған барлық нұрлар сынғаннан кейин F' ноқатында кесилиседи деп жуўмақ шығарамыз. Тап ұсындай таллаўлардан кейин қандай да бир F ноқатының болатуғынлығын хәм усы ноқаттан шығатуғын нұрлардың системада сынғаннан кейин оптикалық көшерге параллель нұрлардың дәстесин пайда ететуғынлығын анықлаўға болады. F хәм F' ноқатлары системаның бас фокуслары болып табылады. Солай етип, орайластырылған сындырыўшы бетлердің системасының бир бет сыяқлы еки бас фокусқа ийе болатуғынлығын көремиз.

OO' оптикалық көшерине параллель болған PA нұрын қайтадан қараймыз (252-сұйрет); мейли, оптикалық көшерден базы бир ықтыярлы h қашықтығынан өтетұғын болсын. Сынғаннан кейин ол системаның екінши бас фокусы F' арқалы өтетұғын $B'F'$ нұрын пайда етеди. Системаның биринши бас фокусы F арқалы өтетұғын қәлеген нұр, сынғаннан кейин оптикалық көшерге параллель болған нұрды береди. Бұл нұр менен OO' оптикалық көшериниң арасындағы қашықтық FB нұрының қыялығынан ғәрезли. FB нұрының қыялығын барлық ұақытта оған сәйкес келетұғын $A'P'$ нұрын көшерден h қашықтығында өтетұғындай етип сайлап алыұға болады. PA хәм FB нұрлары (ямаса олардың даұамлары) базы бир M ноқатында, ал $A'P'$ хәм $B'F'$ нұрлары (ямаса олардың даұамлары) M' ноқатында кесилиседи. M хәм M' ноқатларының орынлары нұрлардың биз қарап атырған системаға түсемен дегенше хәм системадан шыққаннан кейинги жүриси менен анықланады. Бұл ноқатларды табыұ үшін системаның ишиндеги нұрдың жүрисин билиұдың зәрүрлиги жоқ хәм сонлықтан 252-сұйретте системаның ишиндеги нұрлар көрсетилмеген; пунктир сызықлар системадан тыстағы нұрлардың даұамын ғана көрсетеди.



252-сұйрет. Системаның бас MH хәм $M'H'$ тегисликлери.

M хәм M' ноқатлары системаның оптикалық көшеринен бирдей h қашықтықта жайласады. Усы M хәм M' ноқатлары арқалы OO' оптикалық көшерине перпендикуляр тегисликлерди жүргиземиз; бұл тегисликлер системаның бас тегисликлери деп аталады. Бас тегисликлердің оптикалық көшер менен H хәм H' кесилисүү ноқатларын системаның бас ноқатлары деп атайды. M хәм M' ноқатлары нұрлардың (ямаса олардың даұамының) бир жұбының кесилисүү орынлары болғанлықтан, олар системаның түйинлес ноқатлары болып табылады. Бұннан бас тегисликлердің мынадай анықламасы келип шығады: системаның бас тегисликлери түйинлес ноқатлары оптикалық көшерден бирдей болған h қашықтығында жайласатуғын түйинлес тегисликлер болып табылады.



253-сұйрет. MN хәм $M'N'$ бас тегисликлери және F хәм F' бас фокуслары берилген система беретұғын сұйретти қурыұ.

Егер системаның бас тегисликлери менен бас фокуслары белгили болса, онда объектиң берилген орны бойынша система беретұғын сұйреттиң орнын табыұға болады. Хәқыйқатында да, мейли, система өзиниң MN хәм $M'N'$ бас тегисликлери және F хәм F'

бас фокуслары менен берилген болсын (253-сүрөт). Объекттин, оның сүрөтинин орынларын, соның менен бирге бас фокусларды биринши хэм екинши бас тегисликлерден баслап есаплаймыз. 253-сүрөттө ноқатлық объекттин жайласқан орны $MP = -s$ кесиндисинин жәрдемінде анықланады. Оптикалық көшерге параллель болған PM нұры системада сынғаннан кейин екинши бас фокус F' арқалы өтеди. Бас тегисликлердин көрсетилген қәсийети бойынша бул нур (ямаса оның даўамы) екинши бас тегисликти оптикалық көшерден M ноқаты қандай қашықтықта жайласқан болса, тап сондай болған $h = H'M'$ қашықтықта жайласқан M' ноқатында кесип өтеди. Объекттен шығатуғын екинши нур сыпатында биринши бас фокус F арқалы өтетүғын нурды қараймыз. Бул нур (ямаса оның даўамы) биринши бас тегисликти N ноқатында хэм екинши бас тегисликти оптикалық көшерден тап сондай қашықтықта жайласқан N' ноқатында кесип өтеди. Системада сынғаннан кейин PN нұры оптикалық көшерге параллель болған $N'P'$ нұрын пайда етеди. PN хэм $N'P'$ нұрларының кесилисү ноқаты сүрөттин орны P' ты анықлайды.

NPM хэм NFH үш мүйешлигинен мынаған ийе боламыз:

$$\frac{HF}{MP} = \frac{NH}{NM}.$$

Бирақ, $MP = -s$ хэм $HF = -f$. f - системаның биринши бас фокуслық қашықтығы. Нәтийжеде төмендегидей қатнасқа ийе боламыз:

$$\frac{f}{s} = \frac{NH}{NM}. \quad (5)$$

Усының менен бир қатарда $M'P'N'$ хэм $M'H'F'$ үш мүйешликлеринен мынадай қатнасқа ийе боламыз:

$$\frac{f'}{s'} = \frac{N'H'}{N'M'}. \quad (6)$$

(5)- хэм (6)-теңликлерди ағзама-ағза қосып

$$\frac{f'}{s'} + \frac{f}{s} = \frac{N'H'}{N'M'} + \frac{NH}{NM} \quad (7)$$

теңлигине ийе боламыз. Бас тегисликлердин көрсетилген қәсийетлери бойынша

$$M'N' = NM$$

хэм

$$NH = M'N' - M'H'$$

теңликлери орынлы болады. Усы қатнастар бойынша (3)-теңлик мынадай түрге енеди:

$$\frac{f'}{s'} + \frac{f}{s} = \frac{N'H' + NH}{M'N'}.$$

Ең ақырында

$$\frac{f'}{s'} + \frac{f}{s} = 1 \quad (8)$$

теңлигине ийе боламыз.

Егер системаның бас фокуслық қашықтығы хэм оның еки бас тегисликлеринин қалайынша жайласқанлығы белгили болса, онда (8)-теңлик объекттин берилген орны бойынша (s берилген) сүрөттин орнын табыўға мүмкиншилик береді. (8)-теңлик 316-параграфтағы бир сындырыўшы тегисликке тийисли болған (4б) теңлигине сәйкес келеди. Тап ұсындай жоллар менен, егер система ұшын бир сындырыўшы бет болған жағдайда қашықтықлар сындырыўшы беттин төбесинен баслап есапланатуғын жағдайдағы 316- хэм 317-параграфларда келтирилген басқа да қатнастардың сақланатуғынлығын көрсетиўге болады. Мысал ретінде 317-параграфтағы (2а) аңлатпасы менен сәйкес келетуғын системаның сызықтық үлкейтиўи β ұшын аңлатпаны аламыз. 317-параграфтағыдай, биринши хэм екинши фокуслардан объект пенен сүрөтке шекемги қашықтықларды сәйкес x хэм x' арқалы белгилеймиз. Мейли, y - объекттин ұзынлығы (254-сүрөт), ал, y' -

оның сүүретинің ұзындығы болсын. Бундай жағдайда $P_1'P'F'$ хәм $H'M'F'$ үш мүйешликлеринен мынаған ийе боламыз:

$$\frac{-y'}{M'H'} = \frac{x'}{f'}.$$

Бас тегисликлердің тийкарғы қасиети бойынша $M'H' = y$. Буннан сызықлы үлкейтіу β ушын мынаны аламыз:

$$\beta = -\frac{y'}{y}. \quad (9)$$

Тап сол сыяқлы PP_1F хәм HNF үш мүйешлигинен β ушын екінші аңлатпаны аламыз:

$$\beta = -\frac{f}{x}. \quad (9a)$$

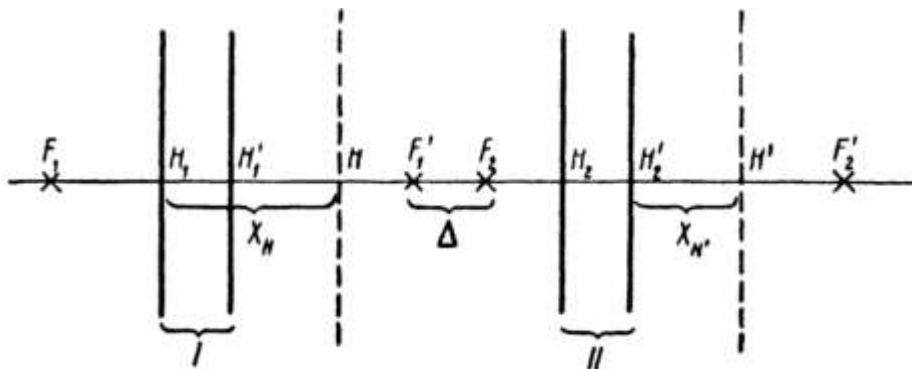
(9)- хәм (9a) теңликлерин салыстырыудан система ушын Ньютон формуласының дұрыс екенлиги келип шығады:

$$zz' = ff'.$$

Объект биринші бас тегисликте жататуғын жағдайды қараймыз. Бундай жағдайда $x = -f$ хәм Ньютон формуласынан $x' = -f'$ теңлигин аламыз. Яғный сүүрет екінші бас тегисликте пайда болады екен. Бундай жағдайда (9)-формуладан $\beta = +1$ теңлигине ийе боламыз. Солай етип, биз бас тегисликлердің және бир анықламасына келемиз: *бас тегисликлер +1 ге тең сызықлы үлкейтіу сәйкес келетуғын системаның түйинлес тегисликлерине сәйкес келеди.*

Бир сындырыўшы тегислик ушын фокуслық қашықлық оның төбесинен баслап есапланады. Буннан, бас тегисликлерди анықлайтуғын шәртлерден ($x = -f$ хәм $x' = -f'$) мынадай жағдай келип шығады: *бир сындырыўшы бет ушын еки бас тегислик бир бирине хәм сындырыўшы бетке оның төбесинде түсирилген урынба тегисликке сәйкес келеди.*

§ 320. Системаның бас фокусларының хәм бас тегисликлеринің орынлары. Егер сындырыўшы бетлердің иймеклик радиустары, олардың арасындағы қашықлық хәм бетлер тәрәпинен шекленген барлық затлардың сындырыў коэффициентлери белгили болса, онда орайластырылған система берилген деп есапланады. Буннан алдыңғы параграфта айтылған бойынша хәр бир сындырыўшы беттиң бас тегисликлери усы беттиң төбесинен өткерилген урынба тегисликке сәйкес келеди. Хәр бир сындырыўшы беттиң бас фокуслық қашықлығын 316-параграфтағы (7)- хәм (8)-формулар бойынша есаплаўға болады. Бул мағлыұматлар бойынша барлық системаның бас тегисликлери менен бас фокусларының орынларын табыўға болады.



255-сүүрет. Орайластырылған системаның бас тегисликлери менен бас фокусларының орынлары.

Мейли, I хәм II орайластырылған системаларының хәр қайсысы (255-сүүрет) өзинің бас тегисликлери хәм бас фокуслық қашықлықтары f_1 , f_1' хәм f_2 , f_2' лер менен берилген

болсын. Бул еки системаның бир бирине салыстырғандағы жайласыўын I системаның екінши бас фокусы F' пенен II системаның биринши бас фокусы F_2 тиң арасындағы қашықтық Δ ны биле отырып бул еки системаның бир бирине салыстырғандағы жайласыўларын анықлаўға болады. Системалардың екеўи арқалы жақтылықтың өтиўин избе-из қарап, олар пайда еткен системаның бас фокуслық қашықтығы f ти хәм оның бас тегисликлерин табыўға болады (майда шрифт пенен жазылған текстке қараңыз). Бас фокуслық қашықтықлар ушын

$$f = \frac{f_1 f_2}{\Delta}, \quad f' = \frac{f'_1 f'_2}{\Delta}. \quad (1)$$

Барлық системаның биринши бас тегислиги H тың орны I системаның биринши бас фокусынан баслап есапланған X_H кесиндиси бойынша анықланады (255-сүўрет):

$$X_H = f_1 \frac{\Delta + f'_1 - f_2}{\Delta}. \quad (2)$$

Тап сол сыяқлы барлық системаның екінши бас тегислиги II системаның екінши бас тегислигинен баслап есапланған

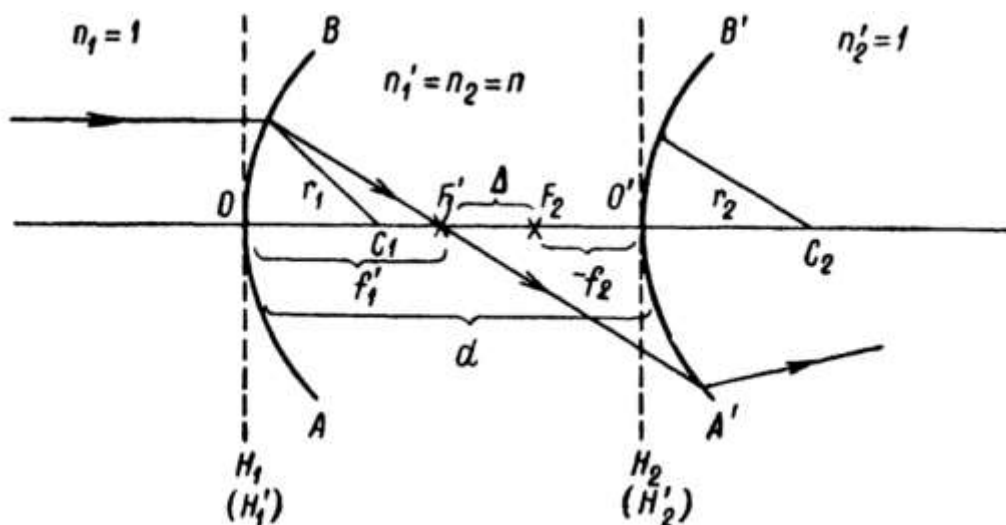
$$X_{H'} = f'_2 \frac{\Delta + f_1 - f'_2}{\Delta} \quad (3)$$

теңлигиниң жәрдеминде анықланады.

Айырым сындырыўшы бетлердиң бас тегисликлери менен бас фокуслары белгили болғанлықтан, (1), (2)- хәм (3)-формуларды избе-из пайдаланыў жолы менен қәлеген қурамалы орайластырылған системаның бас тегисликлери менен бас фокусларын анықлаўға болады.

Бир қатар дара жағдайларды қараймыз.

1. Қалың линза. Мейли, қалың линза еки тәрәптен бир биринен қашықтығы d ға тең иймеклик радиуслары r_1 менен r_2 болған еки сфералық AB хәм $A'B'$ бетлери менен шекленген болсын (256-сүўрет). AB хәм $A'B'$ бетлериниң арасындағы заттың сындырыў коэффициентин n арқалы белгилейик. Мейли, линза сындырыў коэффициентиниң мәниси 1 ге тең деп есапланатуғын ҳаўда жайласқан болсын. Биринши хәм екінши сындыратуғын бетлердиң бас тегисликлери сындырыўшы тегисликлерге O хәм O' ноқатларында түсирилген урынба тегисликлерге сәйкес келеди (256-сүўретте пунктир менен көрсетилген).



256-сүўрет. Қалың линзаның бас фокуслары менен бас тегисликлерин табыў.

Линзаның биринши хәм екинши бас фокуслық қашықтықтарын салыстырамыз. 316-параграфтағы (9)-формуланы пайдаланып биринши хәм екинши сфералық бет үшін мынаны аламыз:

$$\frac{f'_1}{f_1} = -\frac{n'_1}{n_1} = -n, \quad \frac{f'_2}{f_2} = -\frac{n'_2}{n_2} = -\frac{1}{n}.$$

Бұл теңдіктерден

$$\frac{f'_1 f'_2}{f_1 f_2} = \frac{n'_1 n'_2}{n_1 n_2} = \frac{n'_2}{n_1} = 1$$

теңдигіне ийе боламыз.

Бұл теңдіктің хәм (1)-формуланың тийкарында (бир текли орталық пенен қоршалған) линзаның биринши хәм екинши бас фокуслық қашықтықтарының шамасы бойынша бир бирине тең хәм белгиси бойынша айрылады деп жүймақ шығарамыз²⁶:

$$f = -f'.$$

Сындырыўшы беттің оптикалық күшинің анықламасына сәйкес [316-параграфтағы (10)-формула] сындырыў көрсеткіши n_0 болған бир текли затта жайласқан линзаның (ямаса линзалардың орайластырылған системасының) оптикалық күши дегенде

$$\Phi = \frac{n_0}{f'} = -\frac{n_0}{f}$$

шамасын түсінеміз.

Биз қарап атырған жағдайда $n_0 = n_1 = n'_1 = 1$ хәм

$$\Phi = \frac{1}{f'} = -\frac{1}{f}.$$

Линзаның оптикалық күшін табамыз. (1)-формула бойынша

$$f' = -\frac{f'_1 f'_2}{\Delta}.$$

256-сүйреттен мынаған ийе боламыз

$$\Delta = d - f'_1 + f_2. \quad (4)$$

Буннан линзаның оптикалық күши үшін

$$\Phi = \frac{1}{f'} = -\frac{\Delta}{f'_1 f'_2} = -\frac{d - f'_1 + f_2}{f'_1 f'_2}$$

ямаса

$$\Phi = -\frac{f_2}{f'_1 f'_2} + \frac{1}{f'_2} - \frac{d}{f'_1 f'_2}$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Жоқарыда айтылғанлар бойынша

$$\frac{f_2}{f'_2} = -\frac{n_2}{n'_2} = -n.$$

f_2/f'_2 шамасының бұл мәнісин Φ үшін жазылған аңлатпаға қойып

$$\Phi = \frac{n}{f'_1} + \frac{1}{f'_2} - \frac{d}{f'_1 f'_2}$$

теңдигіне ийе боламыз. Бирақ, $\frac{n}{f'_1} = \Phi_1$ хәм $\frac{n}{f'_2} = \Phi_2$. Бұл аңлатпаларда Φ_1 менен Φ_2 арқалы линзаның биринши хәм екинши сындырыўшы бетлерінің оптикалық күшлері

²⁶ $f = -f'$ теңдигі (бұл теңдікте f пенен f' арқалы бас фокуслық қашықтықтар белгіленген) тек линза үшін ғана емес, ал бир текли орталықта жайласқан қәлеген орайластырылған система үшін дұрыс. Бұның дұрыслығына (6)- хәм (6а) формулаларын пайдаланыў хәм қәлеген k номерге ийе линза үшін $f_k = -f'_k$ теңдігінің орынлы болатұғынлығынан исениўге болады.

белгиленген. Усы қатнастарды пайдаланып, қалың линзаның оптикалық күші Φ үшін мынадай аңлатпаны аламыз:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 - \frac{d}{n} \Phi_1 \Phi_2. \quad (5)$$

Қалың линзаның бірінші бас тегислигинің орнын анықлау үшін (2)-формуладан пайдаланамыз. Оған Δ шамасының (4)-аңлатпадағы мәнісін қойып

$$X_H = f_1 \frac{d}{\Delta}$$

аңлатпасына ийе боламыз. Оны

$$X_H = \frac{f_1 f_2}{\Delta} \cdot \frac{d}{f_2}$$

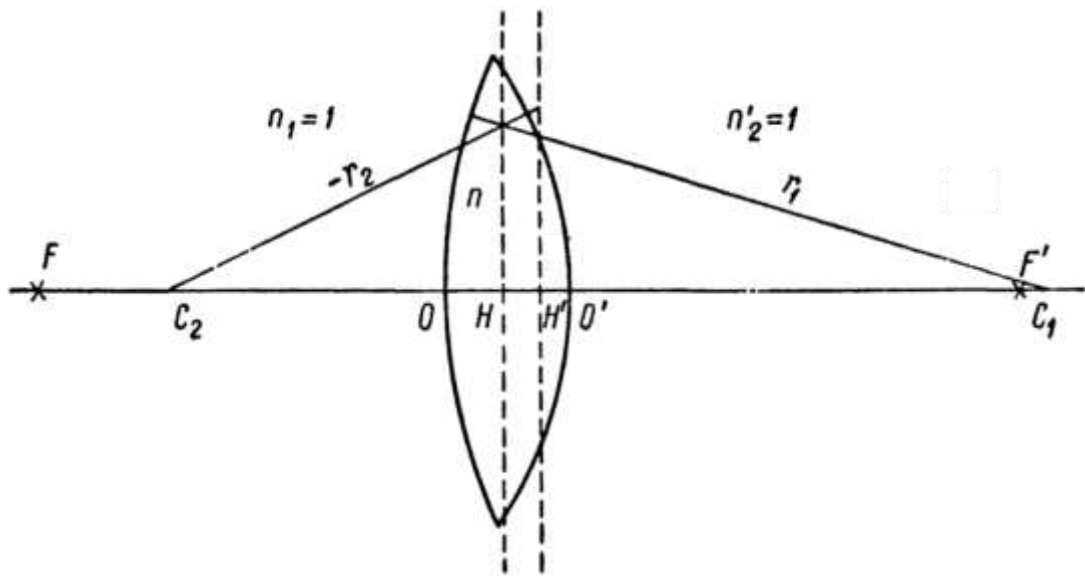
түрінде көшіріп жазыуға болады. (1)-аңлатпа бойынша $\frac{f_1 f_2}{\Delta}$ шамасы линзаның бірінші бас фокуслық қашықтығына тең, бұнан

$$X_H = f \cdot \frac{d}{f_2}$$

формуласына ийе боламыз. Бұнан кейін $f = -1/\Phi$ хәм $\frac{1}{f_2} = -\frac{\Phi_2}{n}$ теңдіклерінің орынлы екенлігін аңғарып X_H үшін төмендегідей ең ақырғы аңлатпаны аламыз:

$$X_H = \frac{d}{n} \cdot \frac{\Phi_2}{\Phi}. \quad (6)$$

X_H шамасы линзаның O төбесінен бастап оның бірінші тегислигине шекем есепленген қашықтық болып табылады.



257-сүрөт. Екі тәрәпи де дөңес болған қалың линзаның бас тегисликлерінің орны.

Тап сондай жоллар менен линзаның екінші бас тегислигинің орнын табамыз. (3)-теңдіктен мынаған ийе боламыз:

$$X_{H'} = f'_2 \frac{d}{\Delta}$$

ямаса

$$X_{H'} = \frac{f'_1 f'_2}{\Delta} \frac{d}{f'_1}$$

теңдіклеріне ийе боламыз.

(1)-формулань пайдаланып, бұл аңлатпаны былайынша көшіріп жазамыз:

$$X_{H'} = -f' \frac{d}{f_1'}$$

$f' = 1/\Phi$ хәм $f_1' = n/\Phi_1$ теңліклериниң орынлы екенлигин аңғарып, $X_{H'}$ шамасы ушын ең ақырғы аңлатпаны аламыз:

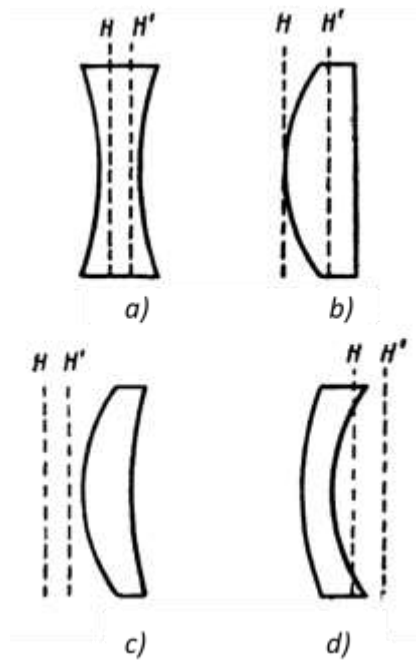
$$X_{H'} = -\frac{d}{n} \cdot \frac{\Phi_1}{\Phi} \quad (6a)$$

формуласына ийе боламыз.

$X_{H'}$ шамасы линзаның O' төбесинен баслап есапланған екинши бас тегислигине шекемги қашықтық болып табылады.

257-сүретте еки тәрәпи де дөңес болған қалың линзаның (б)- хәм (ба) формулалар бойынша есапланған H хәм H' тегисликлериниң ийелеген орынлары көрсетилген. Көринип тұрғанындай, еки тегислик те линзаның ишинде жайласады хәм иймеклик радиустары r_1 менен r_2 шамалары бир бирине тең болмаған жағдайда оның бетлерине қарата симметриялы жайласпаған. f хәм f' фокуслық қашықтықтарының екеуі де сан мәніси бойынша бир бирине тең, Бирақ, оларды сәйкес бас тегисликлерден баслап есаплау керек болғанлықтан, биринши хәм екинши бас фокуслар линзаның O хәм O' төбелеринен бирдей емес қашықтықларда жайласады.

Тап ұсындай жоллар менен қалеген формаға ийе болған қалың линзалардың бас тегисликлери менен бас фокусларының ийелеген орынларын табыуға болады. 258-сүретте қос ойыс линза (а), тегис дөңес линза (б), оң (с) хәм терис (d) менискли линзалар көрсетилген.



258-сүрет.

Линзалардың бас тегисликлериниң орынлары: а) қос ойыс, б) тегис дөңес, с) оң менискли хәм d) терис менискли.

Жуқа линза ушын бетлердің арасындағы қашықтықты жууық түрде нолге тең деп есаплауға болады. Бундай жағдайда (5)-формула мынаны береді:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2.$$

Демек, биз бул жағдайда 318-параграфта биз бурын тапқан жуқа линзаның оптикалық күшиниң оның бетлериниң оптикалық күшлериниң қосындысына тең екенлиги хаққындағы нәтижени қайтадан табамыз.

Линзалардың оптикалық күшлери *диоптрийлерде* өлшенеди. 1 диоптрийге тең оптикалық күшке бас фокуслық қашықтығы 1 м болған линза ийе болады.

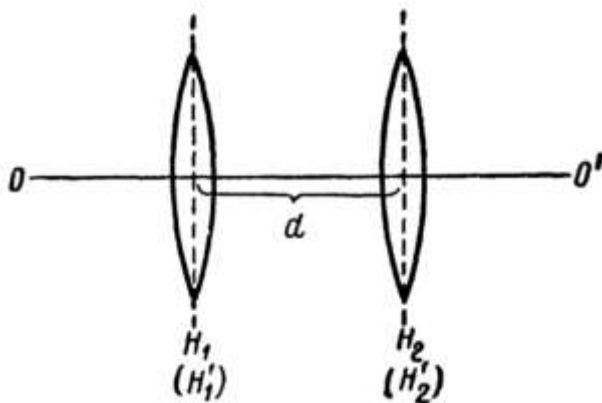
2. Бир биринен шекли қашықтықта жайласқан еки жұқа линза. Бир биринен d қашықтығында жайласқан оптикалық күшлери Φ_1 менен Φ_2 ге тең еки жұқа линзаны қараймыз (259-сүррет). Жоқарыда айтылғанлардың тийкарында биз линзалардың хәр бирин ұсы линза қандай оптикалық күшке ийе болса, тап сондай оптикалық күшке ийе болған бир сындырыўшы бет түринде қараўға болады. Линзаларды ҳаўада жайласқан (сындырыў коэффициенти 1 ге тең) деп есаплап, биз (5)-формула бойынша еки жұқа линза тәрәпинен пайда етилген системаның оптикалық күши Φ ушын мынадай аңлатпаны аламыз:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 - d\Phi_1\Phi_2 \quad (7)$$

аңлатпасына ийе боламыз. Соның менен бирге (6)- хәм (6а) формулалар бойынша системаның бас тегисликлердің орынларын анықлайтуғын X_H хәм $X_{H'}$ шамаларын аламыз:

$$X_H = d \frac{\Phi_2}{\Phi}, \quad X_{H'} = -d \frac{\Phi_1}{\Phi}. \quad (8)$$

X_H шамасы биринши линзадан, ал $X_{H'}$ шамасы екинши линзадан баслап өлшенеди.



259-сүррет.
Еки жұқа линза.

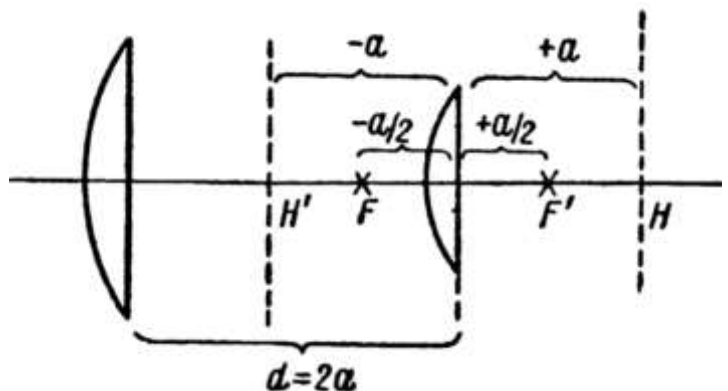
Мысал сыпатында Гюйгенс окуляры деп аталатуғын дүзилисти қараймыз. Ол еки оң линзадан тұрады, олардың биреўиниң фокуслық қашықтығы a ға, ал екиншисиники оннан үш есе үлкен:

$$f'_1 = a, \quad f'_2 = 3a.$$

Линзалардың арасындағы қашықтық d ның шамасы $2a$ ға тең.

Бұл системаның бас тегисликлери менен бас фокусларын анықлаймыз.

260-сүррет.
Гюйгенс окуляры.



Еки линзаның оптикалық күшлери ушын мынаған ийе боламыз:

$$\Phi_1 = \frac{1}{f'_1} = \frac{1}{3a}, \quad \Phi_2 = \frac{1}{f'_2} = \frac{1}{a}.$$

(7)-теңлик бойынша барлық системаның оптикалық күши ушын

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 - d\Phi_1\Phi_2 = \frac{1}{3a} + \frac{1}{a} - \frac{2a}{3a^2} = \frac{2}{3a}$$

шамасын аламыз. Буннан системаның фокуслық қашықтығының

$$f' = -f = \frac{1}{\Phi} = \frac{3}{2}a$$

шамасына тең екенлигин көреміз.

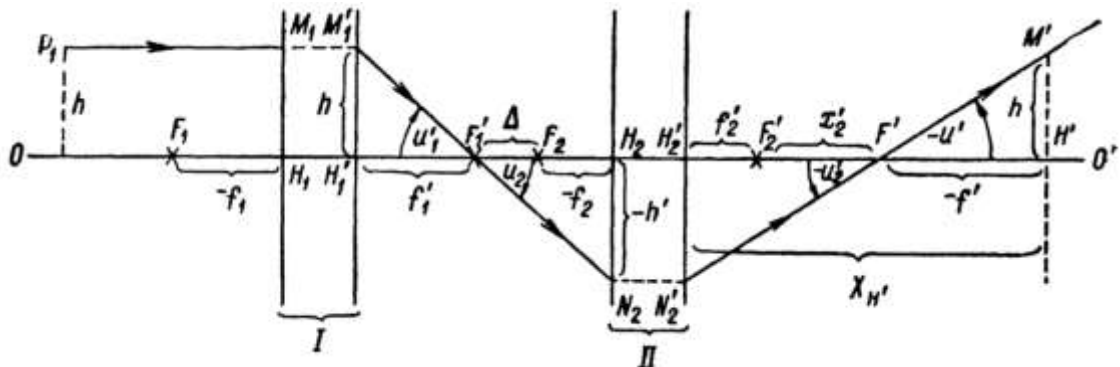
Системаның бас тегисликлеринің орнын (8)-формулалар бойынша табамыз:

$$X_H = d \frac{\Phi_2}{\Phi} = 2a \cdot \frac{3a}{2a} = 3a,$$

$$X_{H'} = -d \frac{\Phi_1}{\Phi} = -2a \frac{3a}{2 \cdot 3a} = -a.$$

Бұл аңдатпалардан биринши бас тегислик H тың системаның сыртында оннан a қашықтығында орналасқанлығы көринип тұр; екінши бас тегислик H' линзалардың ортасында жайласқан. Бас фокуслардың екінши линзаға салыстырғанда симметриялы бирдей $+\frac{a}{2}$ хәм $-\frac{a}{2}$ қашықтықтарында жайласқанлығын аңсат көріуге болады.

Құрамалы системаның бас тегисликлери менен бас фокусларын табыу үшін OO' оптикалық көшерине параллель хәм оннан h қашықтығында тарқалатуғын P_1M_1 нұрын қараймыз (261-сүрөт). Бұл нұрдың дауаы I системаның екінши бас тегислигин OO' оптикалық көшеринен h қашықтығында жайласқан M'_1 нокатында кесип өтеди. I системада сынғаннан кейин бұл нұр оптикалық көшерди I системаның екінши бас фокусы болған F'_1 нокатында кесип өтеди хәм II системаның биринши бас тегислигин базы бир N_2 нокатында кесип өтеди. Мейли, N_2 нокатының OO' оптикалық көшеринен қашықтығы h' шамасына тең болсын. Бас тегисликлердің қасийети бойынша бұл нұр (ямаса оның дауаы) II системаның екінши бас тегислигин OO' көшеринен h' қашықтығында кесип өтеди. Буннан кейин ол OO' оптикалық көшери II системаның бас фокусынан x'_2 қашықтығында жайласқан базы бир F' нокатында кеседи. P' нокаты барлық системаның бас фокусы болып табылады. Себеби бұл нокатта системға түсемен дегенше бир бирине параллель болған еки нұр кесилиседи: OO' көшери бойлап тарқалатуғын P_1M_1 хәм OH_1 нұрлары.



261-сүрөт. Еки орайластырылған системаны қосыу.

Барлық системаның екінши бас фокусы F' менен екінши бас тегислигин биз мынадай таллаулардың жәрдеминде таба аламыз: P_1M_1 нұры барлық системаның биринши бас тегислигин OO' оптикалық көшеринен h қашықтығында кесип өтіуі керек; демек, барлық системада сынғаннан кейин бұл нұр да барлық системаның екінши бас тегислигин OO' оптикалық көшеринен h қашықтығында кесип өтіуі керек. N'_2F' нұрында OO' оптикалық көшеринен h қашықтығында жататуғын M' нокатын табамыз. Бұндай жағдайда OO' оптикалық көшерине перпендикуляр $M'N'$ барлық системаның екінши бас тегислиги болып табылады. H' нокатынан P нокатына шекемги f' қашықтығы барлық системаның екінши бас фокуслық қашықтығы болып табылады.

f' қашықтығын табыу үшін қарауға u'_1, u_2, u'_2 хәм u' мүйешлерин киргиземіз. OO' оптикалық көшериң ұсындай мүйешлер менен $P_1M_1M'_1N_2N'_2F'M'$ нұры кесип өтеди.

261-сүрөттен

$$u'_1 = u_2, \quad u' = u'_2$$

теңліктерінің орынлы екенлігі көрініп тұр. Бұнан үсы төрт u'_1 , u_2 , u'_2 хәм u' мүйешлерінің арасындағы мынадай қатнасты табамыз:

$$\frac{u'_1}{u'} = \frac{u_2}{u'_2}.$$

Бұнан кейін 261-сұйреттен

$$h = u'_1 f'_1 = u' f', \\ -h' = u_2 (\Delta - f_2) = (-u'_2)(x'_2 + f'_2)$$

теңлігіне ийе боламыз.

Бұл екі теңдіктен мыналарды аламыз:

$$\frac{u'_1}{u'} = \frac{f'}{f'_1}, \quad (10)$$

$$\frac{u_2}{-u'_2} = \frac{x'_2 + f'_2}{\Delta - f_2}. \quad (11)$$

(10)- хәм (11)-теңдіклер мүйешлердің арасындағы қатнасты беретұғын (9)-теңдіктің тийкарында системаның екінші бас фокуслық қашықтығы f' ұшын мынадай аңлатпаны береді:

$$f' = -f'_1 \cdot \frac{x'_2 + f'_2}{\Delta - f_2}. \quad (12)$$

f' ұшын ең ақырғы аңлатпаны алыў ұшын (12)-аңлатпадан x'_2 шамасын жоқ етиў керек. Оның ұшын II системаға қатнасы бойынша F'_1 хәм F' нокатлары түйінлес болып табылады. II системаның бирінші хәм екінші бас фокусларынан баслап есапланған олардың орынлары Δ хәм x'_2 кесінділері менен анықланады. Сонлықтан Ньютон формуласы бойынша

$$(-\Delta)(x'_2) = f_2 f'_2$$

теңлігіне ийе боламыз. Бұнан

$$x'_2 = -\frac{f_2 f'_2}{\Delta} \quad (13)$$

формуласына ийе боламыз.

x'_2 тың бұл мәнісин (12)-формулаға қойып, системаның екінші бас фокуслық қашықтығы f' ұшын мынадай аңлатпаға ийе боламыз:

$$f' = -\frac{f'_1 f'_2}{\Delta}. \quad (14)$$

Тап ұсындай болған таллаў жолы менен системада сынғаннан кейін оптикалық көшерге параллель болатұғын нурды қарап, бир системаның бирінші бас фокуслық қашықтығы ұшын

$$f = -\frac{f_1 f_2}{\Delta} \quad (14a)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Барлық системаның екінші бас тегислігі $H'M'$ тың ийелеген орнын II системаның екінші бас тегислігіне қатнасы бойынша анықлаймыз. Бұндай жағдайда системаның екінші бас тегислігі $H'M'$ тың орны $H'_2 H'$ кесіндіси бойынша анықланады. Оны биз $X_{H'}$ арқалы белгилеймиз.

261-сұйреттен мынаған ийе боламыз:

$$X_{H'} = f'_2 + x'_2 - f'.$$

Бұл теңдікке (13)- хәм (14)-аңлатпалар бойынша x'_2 пенен f' тың мәніслерін қойып

$$X_{H'} = f'_2 \frac{\Delta + f'_1 - f_2}{\Delta} \quad (15)$$

теңлігіне ийе боламыз.

Тап ұсындай жол менен I системаның бирінші бас тегислігіне салыстырғандағы барлық системаның бирінші бас тегислігінің орнының

$$X_H = f_1 \frac{\Delta + f'_1 - f_2}{\Delta} \quad (15a)$$

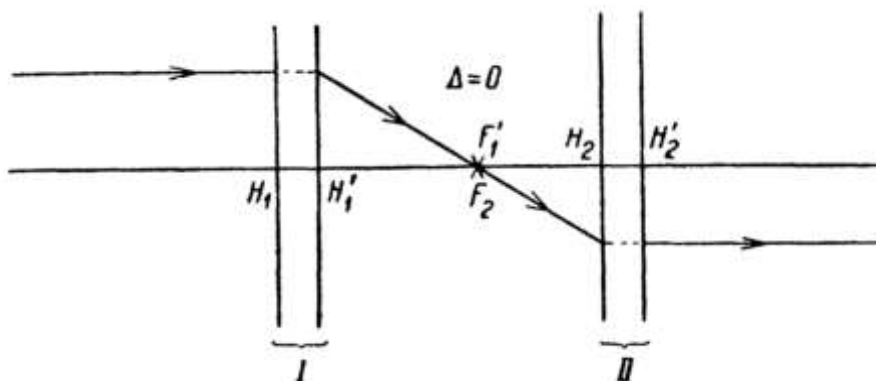
кесіндіси бойынша анықланатұғынлығын табамыз.

(6)-, (6a) хәм (7)-, (7a) формулалары тийкарғы текстте келтирилген (1)-, (2)- хәм (3)- формулаларға сәйкес келеді.

§ 321. Телескоплық система. Телескоплық система деп I системаның F'_1 арқалы белгиленген екінші бас фокусы II системаның бірінші бас фокусына сәйкес етип қойылған орайластырылған I хәм II системалар тәрәпинен пайда етилген системаға айтады (262-сүүрет). Бундай жағдайда $\Delta = 0$ хәм 320-параграфта келтирип шығарылған формулалар бойынша телескоплық системаның бас фокуслары менен бас тегисликлериниң шексизликте жайласқанлығы келип шығады; оның оптикалық күши Φ нолге тең. Телескоплық системаға келип түскен нурлардың параллель дәстеси оннан параллель дәсте түрінде шығады.

Телескоплық система тәрәпинен берилетуғын сүүретти қурыў ушын биз 319-параграфта пайдаланған ұсылдан пайдаланамыз. Телескоплық система беретуғын сүүретти табыў ушын төмендегидей қурыўдан пайдаланамыз. Мейли, телескоплық система (263-сүүрет) өзін пайда ететуғын I хәм II системалардың бас тегисликлери H_1, H'_1 хәм H_2, H'_2 , бас фокуслары F_1, F'_1 хәм F_2, F'_2 лердин орынлары менен берилген болсын.

Объект I система менен оның бірінші бас фокусы F_1 диң арасында жайласқан жағдайды қараймыз.



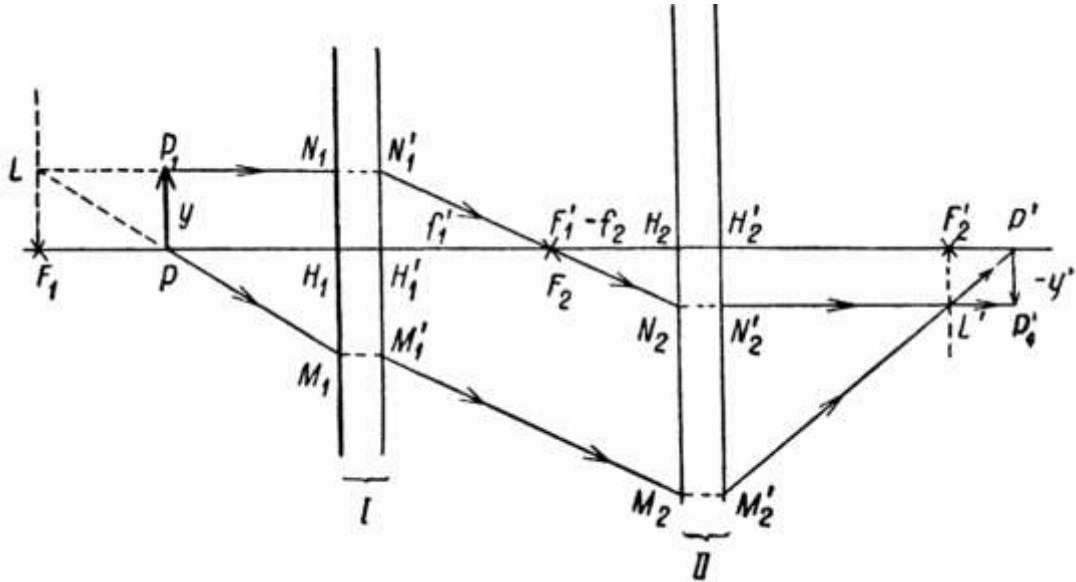
262-сүүрет. Телескоплық система.

I системаның бас фокуслық қашықтығы F_1 арқалы оптикалық көшерге перпендикуляр тегислик өткеремиз. Бул тегисликте I системаның бас фокаллық тегислиги деп атаймыз (263-сүүретте ол пунктир менен белгиленген). Бас фокаллық тегисликтеги қәлеген нокатлық дерек I системада оптикалық көшер менен белгили мүйешти жасайтуғын нурлардың дәстесин береді.

у объектинен шығатуғын еки нурды қараймыз. Оларды телескоплық системада сынғаннан кейин табыўға мүмкин болатуғындай етип жайластырамыз. Бундай нурлардың бири сыпатында оптикалық көшерге параллель нурды сайлап аламыз. I системада сынғаннан кейин ол оның екінші бас фокус F'_1 арқалы өтеди хәм II системаның бірінші бас тегислиги H_2 ге базы бир N_2 нокатында келип түседі. I системаның екінші бас фокусы F'_1 бир ўақытта II системаның бірінші бас фокусы болып табылатуғын болғанлықтан, $N'_1 F'_1 N_2$ нуры II системада сынғаннан кейин оптикалық көшерге параллель бағытта тарқалады.

Екінші нур сыпатында PM_1 нурын аламыз. Оның даўамы $P_1 N_1$ нурының даўамы менен бас фокаллық тегислик F_1 де жататуғын L нокатында кесилисетуғындай етип аламыз. Бундай жағдайда LPM_1 нуры I системада сынғаннан кейин $N'_1 N_2$ нурына параллель болған $M'_1 M_2$ нурын береді. Бул жағдай бизге II системада сынғаннан кейин пайда болған нурдың бағытын табыўға мүмкиншилик береді. Хәқыйқатында да, $M'_1 M_2$ нуры менен $N'_1 N_2$ нуры бир бирине параллель болғанлықтан, II системада сынғаннан кейин олар бас фокаллық тегислик F'_2 те жатқан L' нокатында кесилисийи керек. Солай етип, биз PM_1 нурынан барлық телескоплық системада сынғаннан кейин пайда болған $M'_2 L'$ нурының бағытын табамыз.

Бұл $M_2'L'$ нұры оптикалық көшерди P нокатының сүүрети болған P' нокатында кеседи. Биз қарап атырған объекттиң екінши нокатының, атап айтқанда P_1 нокатының сүүретин мынадай пикирдің тийкарында аңсат аламыз: бұл сүүрет $N_2'L'$ нұры менен P нокаты арқалы оптикалық көшерге перпендикуляр етип өткерилген түүрының кесилисиү нокатында жайласады. Бұл түүрылардың кесилисиү нокаты болған P_1' нокаты P_1 нокатының сүүрети болып табылады. y' кесиндиси барлық объекттиң сүүрети болып табылады.



263-сүүрет. Телескоплық система беретүғын сүүретти құрыў.

263-сүүреттен телескоплық система тәрепинен берилетүғын сызықлы үлкейтиў β ны аңсат анықлаўға болады. Сызылма бойынша $y = H_1'N_1'$ хәм $-y' = H_2N_2$ теңдиклериниң орынлы екенлигин аңғарып,

$$\beta = \frac{y'}{y} = -\frac{H_2N_2}{H_1'N_1'}$$

теңдиклерине ийе боламыз. Буннан кейин $H_1'N_1'F_1'$ хәм $H_2N_2F_1'$ үш мүйешликлеринен мынадай қатнасқа ийе боламыз:

$$\frac{H_2N_2}{H_1'N_1'} = \frac{-f_2}{f_1'}.$$

Бұл аңлатпада f_1' пенен f_2 шамалары сәйкес I системаның екінши бас фокуслық қашықлығы хәм II системаның биринши бас фокуслық қашықлығы белгиленген. Нәтийжеде, телескоплық системаның сызықлы үлкейтиўи ушын

$$\beta = \frac{f_2}{f_1'}$$

шамасын аламыз. Егер система ҳаўада жайласқан болса, онда $f_2 = f_2'$ хәм

$$\beta = \frac{f_2'}{f_1'} \quad (1)$$

формуласына ийе боламыз. Бұл формулада f_2' арқалы II системаның екінши бас фокуслық қашықлығы белгиленген. (1)-формуладан телескоплық системаның сызықлы үлкейтиўиниң оны құрайтуғын системалардың тек бас фокуслық қашықлықларының қатнасы бойынша анықланатуғынлығы хәм объекттиң тұрған орнына ғәрезсиз екенлиги көринип тұр. Объекттиң хәм оның сүүретиниң қайда жайласқанлығынан ғәрезсиз берилген телескоптық системаның сызықлы үлкейтиўи бирдей мәниске ийе болады.

Телескоплық системаның мүйешлік үлкейтіуін 317-параграфтағы (6)-формуланың тийкарында анықлаймыз. Бул формула бойынша

$$\gamma = \frac{n}{n'} \cdot \frac{1}{\beta}. \quad (2)$$

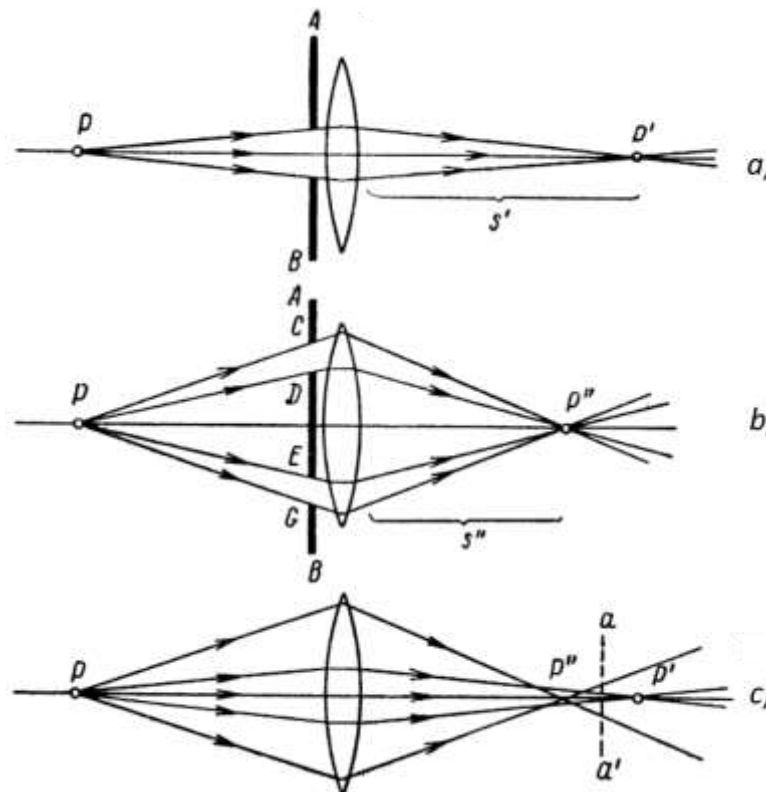
Егер бизиң телескоплық системамыз ҳаўада жайласқан болса, онда $n = n' \cong 1$. Сонлықтан (2)-хәм (1)-аңлатпалар бойынша

$$\gamma = -\frac{f'_1}{f'_2} \quad (3)$$

теңлигине ийе боламыз. Демек, телескоплық системаның мүйешлік үлкейтіуі сан мәниси бойынша биринши системаның бас фокуслық қашықлығы қанша үлкен болса хәм екінши системаның бас фокуслық қашықлығы қаншама киши болса соншама үлкен болады.

§ 322. Оптикалық системалардың қәтеликлери хәм оларды сапластырыў жоллары.

Усы ўақытларға шекем биз параксиаллық нурларды, яғный оптикалық көшер менен киши мүйеш жасайтуғын нурларды қарадық. Бундай жағдайларда ноқатлық объект жеткиликли дәрежедеги жақсы жақынласыўда ноқатлық сүүретти береді. Бирақ, мүйешлердиң киши мәнислери тар денелик мүйешлердиң шеклериндеги жақтылық дәстелери менен шеклениўге мәжбүрлейди. 325-параграфта көргенимиздей, жақтылық дәстелериниң жиңишке болыўы сүүреттиң шеклериндеги жақтыландырыўдың киши болыўына алып келеди. Сонлықтан әмелий көз-қараслардан салыстырмалы үлкен болған денелик мүйешлерге өтиўге қызығыўшылық пайда болады, яғный дәстелердиң параксиаллық шәртинен бас тартыўға тўры келеди. Бирақ, усындай бас тартыўдың нәтийжесинде гомоорайлық нур системада сынғанда гомоорайлық болыўдан қалады хәм шекли өлшемлерге ийе болған объекттиң сүүрети бир қатар кемшиликлерге ийе болады. Бул кемшиликлерди хәм оларды сапластырыў жолларын қысқаша қарап өтемиз.

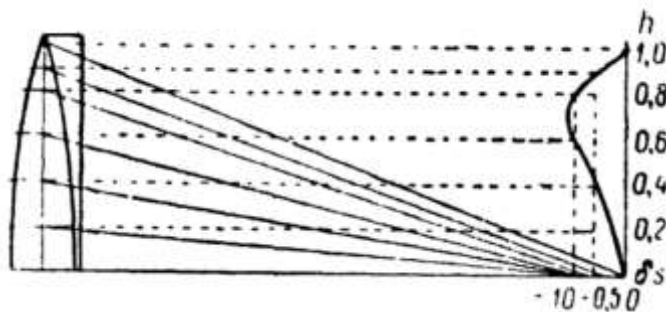


264-сүүрет. Сфералық абберрацияның пайда болыўы: параксиаллық нурлардың фокусы (а) шеттеги нурлардың фокусына салыстырғанда алыста жайласады (б).

Оң оптикалық күшке ийе бир линзаны аламыз. Мөлдір болмаған хәм дөңгелек тесиги бар (дөңгелек диафрагма) AB экранының жәрдемінде (264а сүррет) P нокатлық дерегинен шыққан параксиаллық нурлардың дәстесін ажыратып аламыз. Мейли, ол линзадан s' қашықтығында жайласқан P' нокатында жыйналатуғын болсын. Енди дөңгелек диафрагманы сақыйна тәризли тесиги бар CD хәм EG диафрагмалары менен алмастырамыз (264б сүррет). Бул диафрагма P нокатлық дерегинен шыққан DPC хәм CPE конустарының арасындағы шеттеги нурлардың дәстесін кесип алады. Линзада шеттеги нурлар күшлирек сынады дерек P ның бұрынғы орны ушын оның сүррети P'' линзадан s'' қашықтығына салыстырғанда киширек болған s'' қашықтығында жайласады. $\delta s = s'' - s'$ қашықтығы *бойлық сфералық абберрация* деп аталады. Бойлық сфералық абберрацияның орын алыуы сүрреттің жайылыуына алып келеди. Ғақыйқатында да, егер P дерегинен (264с сүррет) линзаға нурлардың кең дәстеси келип түсетуғын болса, онда оптикалық көшер менен хәр қыйлы мүйеш жасайтуғын нурлар сынғаннан кейин оны хәр қыйлы нокатларда кесип өтеди. Сынған нурдың қәлеген aa' тегислиги менен кесилисиуі шекли өлшемлерге ийе болған дөңгелектің түрине енеди. Бул дөңгелектің өлшемлери шетки хәм параксиаллық нурлардың P' хәм P фокусларының арасындағы базы бир нокатта ең киши болады.

Оң линза ушын бойлық сфералық абберрация $\delta s = s'' - s'$ терис.

Терис оптикалық күшке ийе линза ушын шетки нурлар параксиаллық нурларға салыстырғанда салыстырмалы киши сынады, шетки нурлардың фокусы линзадан параксиаллық нурлардың фокусына салыстырғанда алысырақ жайласады хәм бойлық сфералық абберрация $\delta s = s'' - s'$ тиң мәніси оң. Бул жағдай оптикалық системалардың сфералық абберрациясын бойлық абберрациялары хәр қыйлы белгиге ийе болған оң хәм терис линзаларды комбинациялау жолы менен сапластырылады.



265-сүррет.
Сфералық абберрациясы дүзетілген
қурамалы линза.

265-сүрретте бириншиси оң хәм екіншиси терис болған еки линзадан туратуғын система көрсетілген (сүрретте бул линзалардың тек жартысы көрсетілген). Бул линзалардың оптикалық күши қурамалы линза оң оптикалық күшке ийе болатуғындай етип сайлап алынған. 265-сүрреттің оң тәрәпинде линза арқалы оның оптикалық көшеринен хәр қыйлы болған h қашықтығында өтетуғын нурлар ушын бойлық сфералық абберрациясының графиги берилген. Шетки нурлар ушын бойлық абберрация толық компенсацияланған, ал ортадағы нурлар ушын үлкен болмаған қалдық абберрация орын алады.

Егер системаның оптикалық көшеринің бойында жайласқан нокатлық объект ушын бойлық абберрация толық дұрысланған болса, онда бұндай абберрацияның системаның көшеринен сыртта жайласқан объектлер ушын сақланыуы мүмкин. Көшерден сырттағы дәстениң оптикалық көшерге перпендикуляр тегислик пенен кесими (266-сүррет) қуйрығы бар кометаға ұсаған созылған дақ түрине ийе. Сонлықтан көшерден сырттағы абберрация

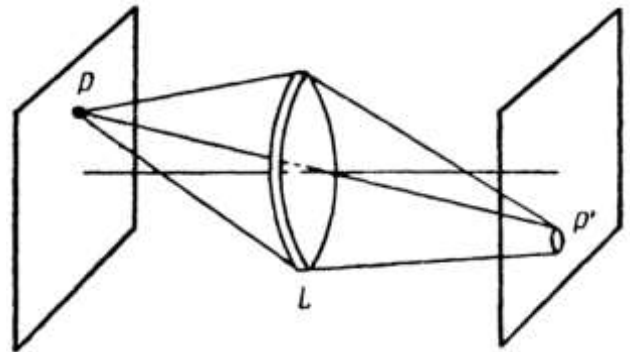
кома атамасына ийе (грек тилинде шаштың талын ямаса кометаны билриреді, "шашлы жұлдыз").

Сфералық абберациясы дурысланған системада синуслар шәрті деп аталатуғын шәрт орынланған жағдайда кома болмайды. Ал синуслар шәрті мынаған алып келинеді:

$$ny \sin u = n'y' \sin u'. \quad (1)$$

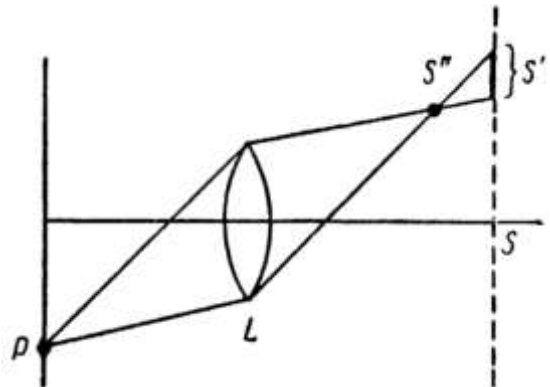
(параграфтың ақырындағы майда шрифт пенен жазылған текстке қараңыз).

266-сүрөт.
Кома.



Оптикалық система тәрепинен сындырылған дәстелер жоқарыда көрсетилген абберациялар менен бирге әдетте *астигматизмге* де ийе болады (314-параграф). Егер көшерден тыста болса, онда жиңишке дәстелер ұшын да астигматизм сақланады. Усындай астигмат дәстелер еки фокаллық сызықты береді (267-сүрөт): сызылма тегислигинде жатқан S' сызығын (сагитталлық кесимлердің фокаллық сызығы) менен сызылма тегислигине перпендикуляр болған S'' сызығы (меридионаллық кесимлердің фокаллық сызығы). Сол еки фокаллық сызықлардың арасындағы қашықтық $S'S''$ астигматлық айырманы береді. Астигматизм бар болған жағдайда ноқатлық объекттің сүрөти қысқа атанақ ямаса жайылған дөңгелекті береді (сол еки фокаллық сызықлардың арасындағы).

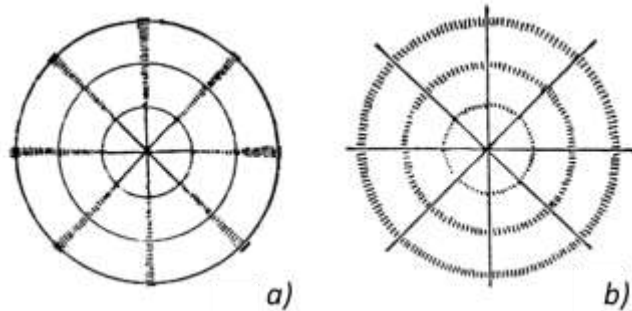
267-сүрөт.
Көшерден сырттағы дәстелердің
астигматизми.



Астигматизмнің болыуы радиаллық сызықлардың хәм системаның оптикалық көшерине перпендикуляр тегисликте жататуғын бир қатар концентрлик сызықлардың сүрөтлерінде айрықша айқын түрде көринеңі. Дөңгелеклердің орайлары системаның оптикалық көшерине сәйкес келеді. Сүрөт те оптикалық көшерге перпендикуляр экранда алынады. Егер экранды меридионаллық кесимлердің фокуслары тегислигине жайластырса (S'' фокаллық сызықларының), онда 268а сүрөтте көрсетилгендей картина алынады. Дөңгелеклер кескин түрде сүрөтленеді, себеби фокаллық сызықлар бир биринің үстине түсіп, олардың түрін өзгертпейді, радиуслардың сүрөтлери болса оайдан радиуслардың ноқатларынан алыста жайласады. Егер экранды сагитталлық кесимлердің фокуслары тегислигинде жайластырса (S' фокаллық сызықлардың), онда 268б сүрөтте көрсетилгендей картина алынады. Бұл жағдайда радиуслардың сүрөтлери

кескин, шеңберлердің сұйретлери жайылған; шеңберлер орайдан қаншама алыста жайласса, онда олар соншама көбірек жайылған болады.

Системаның астигматизмин сындырыушы бетлердің иймеклик радиусларын хәм олардың оптикалық күшлерин сәйкес түрде сайлап алыу жолы менен дүзетіуге болады. Астигматизми дүзетилген системаларды *антистигматлар* деп атайды.

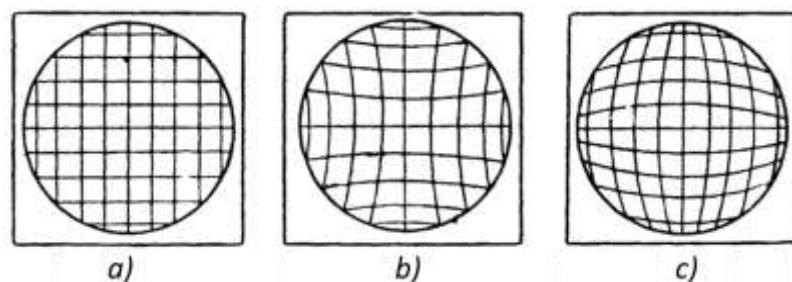


268-сұйрет.

Астигматизмнің салдарынан сұйреттің майысыуы.

- a) меридионаллық кесимлердің фокуссындағы,
- b) сагитталлық кесимлердің фокуссындағы.

Жоқарыда келтирилген оптикалық системалардың үш кемшиликлерден (абберациялар, комалар хәм астигматизм) басқа кемшиликлер бар. Олардың қатарына сұйреттің майданының майысыуы хәм дисторсия киреди. Майданның майысыуы мынадан ибарат: системаның көшерине перпендикуляр болған тегислик түріндеги объектке майысқан бет түріндеги сұйрет сәйкес келеди. Дисторсия болса сұйреттің барлық майданының шеклеріндегі сызықлы үлкейтіудің бирдей болмауының себебинен пайда болатуғын майысыуы болып табылады. Дисторсияның нәтижесінде объект пенен оның сұйретінің арасындағы геометриялық ұқсаслық бұзылады. Егер объект оптикалық көшерге перпендикуляр болған тегисликтегі квадрат ячейкаларға ийе тор түріне ийе болса (289а сұйрет), онда сұйрет майысқан сызықтардан пайда болған тор түріне ийе болады. Егер үлкейтіу оптикалық көшерден узақласқан сайын өсетуғын болса, онда сұйрет 269б сұйретте көрсетілгендей, ал егер үлкейтіу көшерден алыслаган сайын кемейетуғын болса, онда сұйрет 269с сұйретте келтирилгендей түрге ийе болады. Визуаллық бақлаулар ушын арналған әсбаплардың көпшилигинде дисторсия үлкен әхмийетке ийе болмайды, Бирақ, сұйрет дәл өлшеулерди орынлау ушын пайдаланылатуғын болса (геодезиялық өлшеулер, аэрофотосъемка х.т.б.), онда дисторсиясы дүзетилген системаларды пайдаланыу зәрүр.



269-сұйрет. Дисторсия.

Ферма принципі бойынша (253-сұйрет) еки ноқаттың арасында тарқалатуғын нұрдың оптикалық жолының ұзынлығының экстремаллық болыуы шәртин қанаатландырыуы керек. Бир неше нұр еки ноқаттың арасындағы өтіуі олардың оптикалық жолларының ұзынлығы бирдей жағдайда ғана жүзеге келеди. Сонлықтан, егер линза ноқатлық P объектінің P' сұйретін беретуғын болса (270-сұйрет), онда P объектінен шығып P' ноқатында жыйналатуғын барлық нұрлардың оптикалық ұзынлықтары бирдей болатуғынлығын аңғарамыз. Оптикалық ұзынлықтың геометриялық ұзынлықтың нұр тарқалатуғын орталықтың сындырыу көрсеткішіне көбеймесине

айтатуғынымызды еске саламыз. Мейли, линзаның материалының сындырыу көрсеткіші n_1 ге тең хәм линзаның оң және шеп тәрептерінде сәйкес сындырыу коэффициенттери n хәм n' болған орталықлар жайласқан болсын. Бундай жағдайда $POO'P'$ нұрының ұзынлығы мынаған тең болады:

$$L_1 = n \cdot PO + n_1 \cdot OO' + n' \cdot O'P'.$$

Тап сол сыяқлы, $PMM'P'$ нұрының оптикалық ұзынлығы үшін

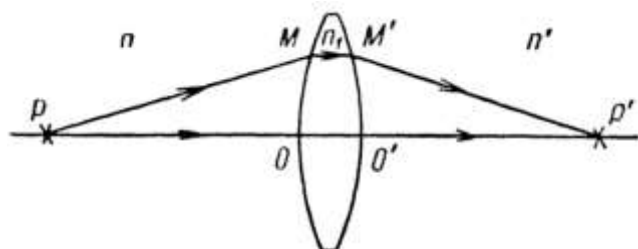
$$L_2 = n \cdot PM + n_1 \cdot MM' + n' \cdot M'P'$$

шамасын аламыз. Еки нұрдың оптикалық ұзынлықтарының бірдей болыуы мынадай түрге ийе болады:

$$n \cdot PO + n_1 \cdot OO' + n' \cdot O'P' = n \cdot PM + n_1 \cdot MM' + n' \cdot M'P'.$$

Үш сындырыу коэффициентінің (n , n_1 хәм n') бір бирине тең болмағанлығы себепли жоқарыдағы теңлемениң қанаатландырылуы мүмкін. Солай етип, хәр қыйлы нұрлардың геометриялық ұзынлықтарының хәр қыйлы болыуына қарамастан, олардың оптикалық ұзынлықтарының шамаларының бірдей болыуы мүмкін.

Нұрлардың оптикалық ұзынлықтарының бірдей болыуы *барлық нұрлардың бойы бойынша тарқалатуғын тербелістердің барлығының P' сұйретінде бірдей фазада қосылатуғынлығын аңғартады.*



270-сұйрет.

Ноқатлық объектен шығатуғын хәм ноқатлық сұйретте қосылатуғын нұрлардың оптикалық ұзынлықтарының тең болатуғынлығы.

Хақыйқатында да, P ноқатлық объектинен барлық тербелістер бірдей фазада шығады. Олардың фазаларының P ноқатынан P' ноқатына шекем тарқалғанда олардың фазасының қаншаға өзгеретуғынлығын қарау қалады. Бир текли орталықтағы геометриялық ұзынлығы l_i болған участкада тербелістердің фазасы $\Delta_i = 2\pi \frac{l_i}{\lambda_i}$ шамасына өзгереді. Сонлықтан нұрдың $POO'P'$ жолында фаза

$$\Delta_1 = 2\pi \left(\frac{PO}{\lambda} + \frac{OO'}{\lambda_1} + \frac{O'P'}{\lambda'} \right)$$

шамасына өзгереді. Бул теңлікте λ , λ_1 хәм λ' арқалы шеклерінде PO , OO' хәм $O'P'$ кесиндилери жайласқан затлардағы толқын ұзынлықтары белгиленген. Егер бослықтағы толқын ұзынлығын λ_0 арқалы белгилесек, онда

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n}, \quad \lambda_1 = \frac{\lambda_0}{n_1}, \quad \lambda' = \frac{\lambda_0}{n'}$$

теңліктери орынлы болады.

λ , λ_1 хәм λ' шамаларының мәніслерин (3)-аңлатпаға қойып,

$$\Delta_1 = 2\pi(n \cdot PO + n_1 \cdot OO' + n' \cdot O'P')$$

аңлатпасын аламыз.

Тап сол сыяқлы, нұрдың $PMM'P'$ жолында фазаның Δ_2 шамасына өзгеретуғынлығын табамыз:

$$\Delta_2 = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n \cdot PM + n_1 \cdot MM' + n' \cdot M'P').$$

Δ_1 менен Δ_2 шамалары үшін аңлатпаларды (2)-теңлік пенен салыстырып

$$\Delta_1 = \Delta_2$$

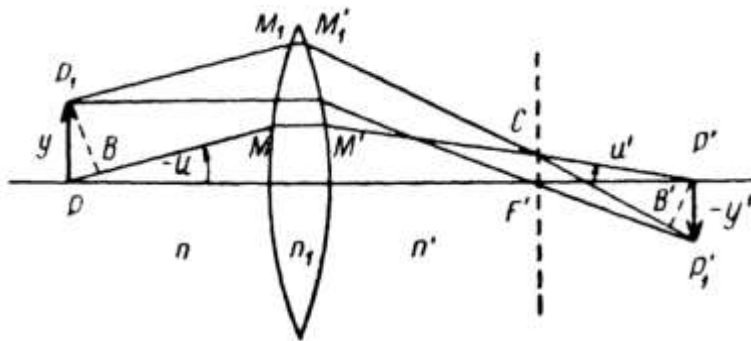
теңлигинің орынланатуғынлығын табамыз. Бул теңлік P ноқатынан P' ноқатына жетип келетуғын қалеген нұрдың жолдағы фазасының өзгерісінің бірдей екенлігін көрсетеді. Демек, ноқатлық сұйреттегі барлық нұрлар бірдей фазада қосылады екен.

Объектінің өлшемлери шекли болған жағдайда объектінің хәм оның сұйретінің түйінлес ноқатларының хәр бир жұбының арасындағы нұрлардың оптикалық ұзынлықтары бірдей болғанда сұйрет анық болады. Және де, сындырыу коэффициенті n_1 дің мәнісі n хәм n'

шамаларының арасында болатуғын материалдан соғылған линзаны қараймыз (271-сүррет). Объектте екі дана P хәм P_1 нокатларын аламыз. Мейли, сол нокатлардың сүрретлери P' хәм P'_1 нокатлары болсын. P хәм P_1 нокатлары, соның менен бирге P' хәм P'_1 нокатлары да бир бирине жақын жайласқан деп есаплаймыз. $PMM'P'$ хәм $P_1M_1M'_1P'_1$ нурларын қараймыз. Олардың PM хәм P_1M_1 кесиндилери бир бирине параллель. Еки нур да F' бас фокаллық тегислигинде жатқан C нокатында кесилеседи. P_1 хәм P' нокатларынан PM хәм $M'_1P'_1$ кесиндилерине перпендикуляр болған сәйкес P_1B хәм $P'B'$ перпендикулярларын өткеремиз. Егер P_1 хәм B нокатлары арқалы барлық нокатлары бирдей фазада тербелетуғын тегис толқын өтетуғын болса, онда ұсы бетке нормаль болған барлық нурлар да C фокуссында бирдей фазада қосылған болар еди. Буннан $P_1M_1M'_1C$ хәм $BMM'C$ кесиндилериниң оптикалық ұзынлықтарының бирдей болатуғынлығы келип шығады. Нәтийжеде, егер PB хәм $B'P'_1$ кесиндилериниң оптикалық ұзынлықтары бирдей болатуғын болса, онда $PMM'P'$ хәм $P_1M_1M'_1P'_1$ нурларының да оптикалық ұзынлықтары бир бирине тең болады. Демек, мынадай теңлик орын алады екен:

$$n \cdot PB = n' \cdot B'P'_1. \quad (4)$$

271-сүрреттен $PB = y \sin(-u) = -y \sin u$ теңлигиниң орынлы екенлиги көринип тұр. Бұл теңликте y арқалы P менен P_1 нокатларының арасындағы қашықтық, ал u арқалы PM нуры менен оптикалық көшер арасындағы мүйеш белгиленген.



271-сүррет.
Синуслар шәртин келтирип
шығарыўға.

Буннан кейин P' пенен P'_1 нокатларының арасындағы қашықтық y' киши болғанда жуўық түрде $B'P'_1 = -y' \sin u' = y' \sin u'$ теңлиги орынлы болады. Бұл теңликте u' арқалы $M'P'$ нуры менен оптикалық көшер арасындағы мүйеш белгиленген. PB хәм $B'P'_1$ шамаларының бұл мәнисин (4)-аңлатпаға қойып

$$ny \sin u = n' y' \sin u' \quad (5)$$

теңлигин табамыз. Бұл теңлик ұсы параграфтың тийкарғы текстиндеги көрсетилген синуслар шәрти болып табылады. Параксиаллық нурлар ұшын u менен u' мүйешлериниң мәнислери киши хәм жуўық түрдеги $\sin u \cong u$ хәм $\sin u' \cong u'$ теңликлерине ийе боламыз. Бундай жағдайда синуслар шәрти Лагранж-Гельмгольц инвариантына өтеди:

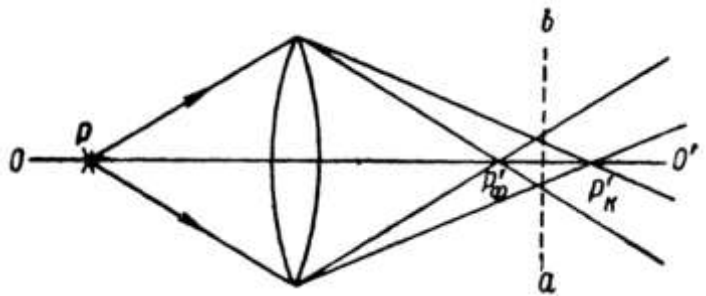
$$nyu = n'y'u'.$$

Улыўма айтқанда, синуслар шәрти системаның түйинлес тегисликлериниң тек бир жұбы ұшын ғана орынланады. Түйинлес тегисликлердиң ұсындай жұбын апланатлық деп атайды.

§ 323. Хроматлық аберрация. Усы ўақытқа шекем биз оптикалық системалардың қурамына киретуғын мөлдир затлардың сындырыў коэффициентлерин тұрақлы деп есапладық. Бұл жағдай системаны монохромат нур менен жақтыландырғанда орынланады. Жақтылықтың қурамы қурамалы болғанда сындырыў коэффициентлериниң мәнислериниң толқын ұзынлығынан ғәрезли екенлигин есапқа алыў зәрүр. 279-параграфта көрсетип өткенимиздей, мөлдир затлар ұшын толқын ұзынлығының киширейиўи менен сындырыў коэффициентлериниң монотонлы түрде үлкейиўи орын алады. Сонлықтан, мысалы, әдеттегидей линзаның оптикалық күши қызыл нурға салыстырғанда көк нур ұшын үлкен. Нәтийжеде, егер дерек ақ жақтылықты шығаратуғын болса, онда оның сүррети жайылған хәм оның шетлери боялған болады. Бұл қубылысты *хроматлық аберрация* деп атайды.

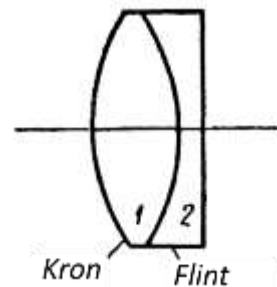
Мейли, ақ жақтылықтың P нокатлық дерегинен (272-сүррет) бир оң линзаның жәрдемінде сүүрети алыналуғын болсын. Бундай жағдайда нокаттың фиолет нурлардағы сүүрети P'_f линзаға басқа сүүретлерге салыстырғанда жақын, ал қызыл нурлардың жақтылығында сүүрет P'_q барлығынан алыста пайда болады. Олардың арасында басқа реңли нурлар тәрәпинен пайда етилген сүүретлер жайласады. P'_f менен P'_q нокатларының арасындағы қандай да бир орында OO' оптикалық көшерине перпендикуляр болған ab тегислигин жүргиземиз. Бұл тегисликте жайылған реңли дөңгелекти көремиз. Егер фиолет нурлардың фокусы P'_f арқалы төбелери оған салыстырғанда оң тәрәпте жайласқан нокатта кесилисетуғын барлық басқа нурлардың конустарын алатуғын болсақ, онда дөңгелек алынады хәм бұл дөңгелектің сыртқы бөлими қызыл жийектен, ал орайы қызғылт көк жийектен ибарат. Егер тегисликти P'_f нокатының қасында жүргизсек, онда дөңгелек фиолет реңге ийе жийекке ийе болып, орайы болса қызыл реңге ийе болады.

272-сүррет.
Хроматлық абберрацияның пайда болыуы.



Хроматлық абберацияны хәр қыйлы салыстырмалы дисперсияға ийе болған хәр қыйлы сортқа ийе шийшелерден соғылған оң хәм терис линзаларды комбинациялау жолы менен сапластырууға болады (усы параграфта төменде келтирип шығарылады). Крон деп аталатуғын шийше киши салыстырмалы дисперсияға, ал флинт деп аталатуғын шийше үлкен салыстырмалы дисперсияға ийе болады. Кроннан соғылған оң линзадан (273-сүррет) хәм флинттен соғылған терис линзадан туратуғын системада хроматлық абберрацияның компенсацияланған болыуы мүмкин. Бирақ биргеликте алынған еки линзаның оптикалық күши оң болып қалады. Бундай линза *ахроматлық линза* деп аталады.

273-сүррет.
Хроматизми дүзетилген құрамалы линза.



Ахроматлық линзаны соғуудың мүмкиншилигин көрсетіу және әпиұайылық ұшын еки линзаны да шексиз жуқа деп есаплаймыз. Мейли, биринши линза ұшын (кроннан соғылған) қызыл хәм фиолет нурлар ұшын сындыруу коэффициентлерин сәйкес n_{q_1} хәм n_{f_1} арқалы белгилеймиз. Спектрдің базы бир орта областы (мысалы сары-жасыл) ұшын сындыруу коэффициентин $\bar{n}_1$, буннан кейин сындыруушы бетлердің иймеклик радиустарын r_1 хәм r_2 арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда, 320-параграфта айтылғанлар бойынша биринши линзаның қызыл хәм фиолет нурлар ұшын оптикалық күшлери Φ_{q_1} , Φ_{f_1} хәм оның спектрдің орта бөлими ұшын оптикалық күши Φ_1 сәйкес мыналарға тең болады:

$$\Phi_{q_1} = (n_{q_1} - 1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right), \quad \Phi_{f_1} = (n_{f_1} - 1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right),$$

$$\Phi_1 = (n_1 - 1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right).$$

Бұл теңдіктерден

$$\Phi_{q_1} = \frac{n_{q_1} - 1}{n_1 - 1} \Phi_1, \quad \Phi_{f_1} = \frac{n_{f_1} - 1}{n_1 - 1} \Phi_1 \quad (1)$$

формулаларына ийе боламыз.

Тап ұсындай жоллар менен екінші линзаның (флинттен исленген) қызыл хәм фиолет нурлар үшін оптикалық күшлері үшін

$$\Phi_{q_2} = \frac{n_{q_2} - 1}{n_2 - 1} \Phi_2, \quad \Phi_{f_2} = \frac{n_{f_2} - 1}{n_2 - 1} \Phi_2$$

аңлатпаларын аламыз. Бұл аңлатпаларда Φ_2 арқалы сол линзаның спектрдің орта областы үшін оптикалық күші белгиленген.

Биринші хәм екінші линзалар менен биргеликте пайда етилген құрамалы линзаның қызыл хәм фиолет нурлар үшін оптикалық күші сәйкес мыналарға тең:

$$\Phi_q = \Phi_{q_1} + \Phi_{q_2}, \quad \Phi_f = \Phi_{f_1} + \Phi_{f_2}.$$

Егер қызыл хәм фиолет нурлар үшін хроматизми бирдей болатұғын болса, яғнай $\Phi_q = \Phi_f$ теңлиги орынлы болатұғын болса, онда құрамалы линза хроматизмге ийе болмайды. Нәтийжеде, ахроматизм шәрти мынадай теңлік пенен аңлатылады:

$$\Phi_{q_1} + \Phi_{q_2} = \Phi_{f_1} + \Phi_{f_2}.$$

Бұл теңлікке оптикалық күшлердің орнына олардың (1)- хәм (2)-теңдіклер бойынша алынған шамаларын қойып, мынаны аламыз:

$$\frac{n_{f_1} - n_{q_1}}{n_1 - 1} \Phi_1 = \frac{n_{f_2} - n_{q_2}}{n_2 - 1} \Phi_2.$$

$\frac{n_{f_1} - n_{q_1}}{n_1 - 1}$ хәм $\frac{n_{f_2} - n_{q_2}}{n_2 - 1}$ шамалары салыстырмалы дисперсиялар деп аталады. Оларды сәйкес ν_1 хәм ν_2 арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда системаның ахроматизми шәрти төмендегидей түрге ийе болады:

$$\nu_1 \Phi_1 + \nu_2 \Phi_2 = 0. \quad (3)$$

Спектрдің орта областы үшін системаның оптикалық күші Φ

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 \quad (4)$$

аңлатпасының жәрдемінде анықланады. (3)- хәм (4)-аңлатпалардан биринші хәм екінші линзалар үшін төмендегидей мәніслерди аламыз:

$$\Phi_1 = \frac{\nu_2}{\nu_2 - \nu_1} \Phi, \quad \Phi_2 = \frac{\nu_1}{\nu_2 - \nu_1} \Phi. \quad (5)$$

Флинт үшін салыстырмалы дисперсия ν_2 крон үшін салыстырмалы дисперсиядан үлкен Сонлықтан $\nu_2 - \nu_1$ айырмасы оң хәм (5)-теңліктен биз, бириншіден, биринші хәм екінші линзалардың оптикалық күшлеринің белгилери хәр қыйлы; екіншіден, абсолют мәніси бойынша $|\Phi_1|$ оптикалық күші $|\Phi_2|$ оптикалық күшинің абсолют мәнісинен үлкен. Буннан (4)-теңліктен, егер биринші линзаны оң ($\Phi_1 > 0$) етип алсақ құрамалы линзаның оптикалық күшинің де оң болатұғынлығы келип шығады. Бундай жағдайда қызыл хәм көк нурлар үшін фокуслар бир бирине сәйкес келеди, яғнай құрамалы линза хроматизми бойынша дүзетилген болады.

Қызыл хәм көк нурлар үшін фокуслар сәйкес келгенде басқа реңлер, мысалы, жасыл хәм қызыл нурлар үшін фокуслардың сәйкес келмеуі мүмкин. Бұл үлкен болмаған қалдық хроматизмнің орын алыуына алып келеди. Жоқарыда қарап өтилген системаға салыстырғанда құрамалырақ болған системаларды соғыу жолы менен хроматизмнің толық компенсациясын жүзеге келтирйге болады.

§ 324. Оптикалық система арқалы өтетұғын жақтылық ағысы. Әмелий көз-қарастан оптикалық система тәрәпинен берилетұғын сүүреттің жарықлығының әхмийети жүдә үлкен. Бұл мәселени айқынластырыу үшін бир текли затта, мысалы қауада жайласқан линзаны қараймыз (274-сүүрет). Мейли, объект хызметин линзаның оптикалық көшерине перпендикуляр жайласқан түүры мүйешли ΔS майданы атқарсын. Сүүрет оптикалық көшерге перпендикуляр жайласқан түүры мүйешли $\Delta S'$ майданы болып табылады.

Сүүреттің хәр бир тәрәпи β есе үлкейеди (β арқалы сызықлы үлкейіу белгиленген). Сонлықтан сүүреттің майданы менен объекттің майданының қатнасы сызықлы үлкейіудің квадратына тең болады:

$$\frac{\Delta S'}{\Delta S} = \beta^2. \quad (1)$$

Мейли, объекттің жарықлығы B ға тең болсын. Линзаға ΔS майданы тәрәпинен $\Delta\omega$ денелик мүйешинің шеклеріндеги (ΔS тұрған орында AB линза ұсындай мүйеш пенен көринеди) ΔF жақтылық дәстеси келип түседі. Параксиаллық нұрлар менен шекленсек, онда биз $\Delta\omega$ денелик мүйешин киши деп есаплауымыз керек хәм бундай жағдайда 304-параграфтағы (1)-формулаға сәйкес ΔF жақтылық дәстесин мына түрде көрсетіуимиз керек:

$$\Delta F = B \cos i \Delta\omega \Delta S.$$

Бұл теңликте i арқалы дәстениң көшери менен ΔS майданына түсирилген нормалдың арасындағы мүйеш белгиленген. Қойылған шәрт бойынша ΔS майданы линзаның оптикалық көшери AB ға перпендикуляр. Сонлықтан $\cos i = 1$ хәм

$$\Delta F = B \Delta\omega \Delta S \quad (2)$$

формуласына ийе боламыз.

Линза арқалы өткенде ΔF ағысы нұрлардың бир бөлиминің шағылысыуының хәм линзаның материалындағы жұтылуыдың нәтижесинде киширейеди. Линза арқалы

$$\Delta F' = k \Delta F$$

шамасына тең $\Delta F'$ ағысы өтеді. Бұл теңликте $k < 1$. Бұл теңликтеги ΔF шамасының (2)-аңлатпа бойынша мәнисин қойып, линза арқалы өткен $\Delta F'$ ағысы ұшын мынадай аңлатпа аламыз:

$$\Delta F' = kB \Delta\omega \Delta S. \quad (3)$$

$\Delta F'$ ағысы толығы менен сүүреттің өлшемлери менен шекленген $\Delta S'$ майданы арқалы өтеді. Бұл ағыс сүүрет жайласқан $\Delta S'$ орыннан AB линзасы көринетуғын $\Delta\omega'$ денелик мүйешинің шеклеринің ишинде болады. Солай етип, сүүреттен оңға қарай $\Delta S'$ майданынан шығатуғын хәм $\Delta\omega'$ денелик мүйешинің шеклеринің ишинде $\Delta F'$ жақтылық ағысы тарқалады. Сонлықтан 304-параграфта айтылған жағдайларға байланысly $\Delta S'$ майданының жарықлығы B'

$$B' = \frac{\Delta F'}{\cos i' \Delta\omega' \Delta S'} \quad (4)$$

шамасына тең болады.

$\Delta S'$ майданы дәстениң көшерине перпендикуляр болғанлықтан $\cos i' = 1$ хәм (4)-теңликтен

$$\Delta F' = B' \Delta\omega' \Delta S'$$

аңлатпасына ийе боламыз. $\Delta F'$ тың бұл мәнисин (3)-аңлатпаға қойып,

$$B' \Delta\omega' \Delta S' = k B \Delta\omega \Delta S$$

теңлигин аламыз. Буннан сүүреттің жарықлығы ұшын

$$B' = kB \frac{\Delta\omega}{\Delta\omega'} \cdot \frac{\Delta S}{\Delta S'} \quad (5)$$

аңлатпасының орынлы екенлигин табамыз. $\Delta\omega$ хәм $\Delta\omega'$ денелик мүйешлери киши болғанлықтан, олар ұшын жууық түрде

$$\Delta\omega = \frac{\pi h^2}{s^2}, \quad \Delta\omega' = \frac{\pi h^2}{s'^2}$$

аңлатпаларына ийе боламыз. Бұл аңлатпаларда h - линзаны шеклейтуғын шеңбердің радиусы хәм s пенен s' - линзадан сәйкес объектке хәм сүүретке шекемги қашықтықлар. Буннан

$$\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega'} = \frac{s'^2}{s^2}$$

қатнасына ийе боламыз. Бирақ, 320-параграфтағы (11)-формула бойынша s'/s шамасы линза беретұғын сызықтық үлкейтіу β ны береді. Нәтижеде мынаны табамыз:

$$\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega'} = \beta^2.$$

Бұл қатнас (1)-қатнас пенен биргелікте мынаны береді:

$$\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega'} \cdot \frac{\Delta S}{\Delta S'} = \beta^2 \cdot \frac{1}{\beta^2} = 1.$$

Буннан кейін (5)-формула мынадай түрге енеді:

$$B' = kB. \quad (6)$$

k коэффициенті тек линзадағы жақтылықтың жоғалыуынан ғәрезли болғанлықтан ең ақырында мынаған ийе боламыз: егер линзаның екі тәрәпи бирдей сындырыу коэффициентіне ийе орталықта жайласқан болса, онда *сүүреттің жарықлығы B' тек объектінің жарықлығы B хәм жақтылықтың линза арқалы өтиуінің барысындағы жоғалтыулар бойынша анықланады екен.* Сүүреттің жарықлығы линзаның өлшемлерінен, оның оптикалық күшінен, линза беретұғын үлкейтіуден ғәрезли емес. k коэффициентінің шамасы барлық ұақытта 1 ден киши болғанлықтан, сүүреттің жарықлығы объектінің жарықлығынан барлық ұақытта киши болады. Линзадағы жақтылықтың жоғалыуын киширейтіу арқалы сүүреттің жарықлығын объектінің жарықлығына жақынластырыуға болады. Әдетте, пайдаланылатұғын материаллар (шийше) көзге көрінетұғын областта соншама мөлдир болғанлықтан, жақтылықтың жоғалыуы тийкарынан линзаның екі бетіндегі жақтылықтың шағылысыуының есабынан жүзеге келеді. Мейли, r - шағылыстырыу коэффициенті болсын. Сонлықтан, линзаның бирінші бети арқалы оған түсетұғын ағыстың $(1 - r)$ бөлімі, ал екі бет арқалы ағыстың $(1 - r)^2$ бөлімі өтеді. Нәтижеде, линзаның материалындағы жақтылықтың жұтылуы есапқа алмайтуғын болсақ, онда $k = (1 - r)^2$ теңлігіне ийе боламыз.

Сүүреттің жарықлығын линзаның екі тәрәпинде жайласқан затлардың сындырыу коэффициенттерінің айырмасының есабынан жоқарылатыуға болады. Егер кеңістіктің объект жайласқан бөліміндегі сындырыу коэффициенті n ге, ал кеңістіктің сүүрет жайласқан бөлімінің сындырыу коэффициенті n' шамасына тең болатұғын болса, онда (6)-теңлік

$$B' = \left(\frac{n'}{n}\right)^2 kB \quad (6a)$$

теңлігіне айланады.

Қәлеген оптикалық системаны айырым линзалардан тұратұғын система деп қарауға болады. Сонлықтан алынған жуымақлар өзлерінің күшін қәлеген оптикалық система ушын сақлайды. Егер объект пенен система тәрәпинен берилетұғын сүүрет бирдей сындырыу коэффициентіне ийе затларда жайласқан болса, онда сүүреттің жарықлығы объектінің жарықлығынан киши болады. p дана сындырыушы бетлерден тұратұғын система ушын жақтылықтың жұтылуы есапқа алмағанда k коэффициентінің шамасы $(1 - p)^k$ шамасына тең. p ның үлкен мәнісінде жақтылықтың жоғалыуы әдеуір үлкен болады²⁷.

Құрамалы системада ΔF жақтылық ағысының линзалардың қаснақлары менен диафрагмалардың бар болыуының салдарынан да қәлсиреуі мүмкін (325-параграф).

Көп санлы оптикалық әсбаптардың іслеуін бақалау ушын сүүреттің жарықлығын емес, ал сүүреттің шеклеріндегі жақыландырылғанлық A' ты билиудің әхмийетли

²⁷ Шағылысыулардағы жоғалтыуларды кемеитіу ұсылларын 277-параграфта қараңыз.

екенлигин атап өтемиз. Егер $\Delta F'$ линзадан шығатуғын хәм сүүретти пайда ететугын ағыс болып табылатугын болса, онда жақтыландырылғанлық A' мынаған тең:

$$A' = \frac{\Delta F'}{\Delta S'}.$$

Бул қатнаста $\Delta F'$ тиң орнына оның (3)-аңлатпадағы мәнісін қойсақ, онда

$$A' = kB \Delta \omega \frac{\Delta S}{\Delta S'}$$

аңлатпасына ийе боламыз. (1) бойынша $\frac{\Delta S}{\Delta S'} = \frac{1}{\beta^2}$ теңлигиниң орынлы екенлигин есапқа алсақ, онда

$$A' = kB \frac{\Delta \omega}{\beta^2} \quad (7)$$

(7)-формуладан сүүреттиң шеклеріндеги жақтыландырылғанлықтың объекттиң жарықлығы B бойынша анықланатуғынлығын хәм объект жайласқан орыннан линза көринетуғын $\Delta \omega$ денелик мүйешинен хәм сызықлы үлкейтиу B дан ғарезли екенлиги көринип түр.

$$\frac{\Delta \omega}{\Delta \omega'} = \frac{s'^2}{s^2}$$

формуласын пайдаланып A' жақтыландырылғанлыққа және бир түр бериуіге болады хәм оннан

$$\Delta \omega = \Delta \omega' \cdot \frac{s'^2}{s^2} = \Delta \omega' \cdot \beta^2$$

теңлигин аламыз. $\Delta \omega$ ушын жазылған бул аңлатпаны (7)-аңлатпаға қойсақ, мынаны аламыз:

$$A' = kB \Delta \omega'. \quad (8)$$

Буннан сүүреттиң шеклеріндеги жақтыландырылғанлықтың линзадан шығатуғын хәм сүүретте қосылатугын нурларға сәйкес келетуғын денелик мүйеш пенен анықланатуғынлығы келип шығады.

Егер объект пенен сүүрет сындырыу коэффициентлери n менен n' шамаларына тең хәр қыйлы орталықларда жайласқан болса, онда (8)-формула

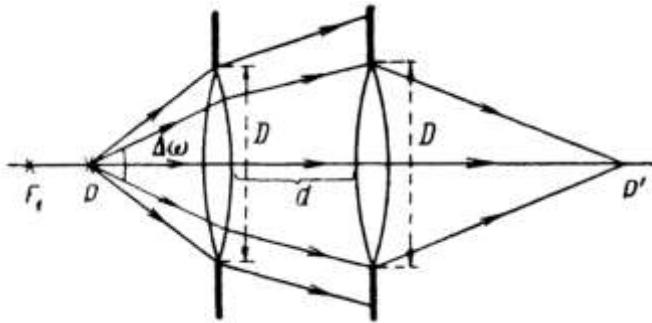
$$A' = kB \left(\frac{n'}{n} \right)^2 \Delta \omega' \quad (8a)$$

аңлатпасына айналады.

§ 325. Кириу хәм шығыу қарашықлары. Құрамалы система болған жағдайда биринши линзаның саңлағы арқалы системаға киретуғын жақтылық ағысы басқа линзалардың қаснақлары ямаса қандай да бир диафрагмалар менен шеклениуі мүмкин. Мысал ретінде шексиз жүқа хәм екеуіниң де диаметри D болған хәм бир биринен d қашықлығында жайласқан еки линзаны алайық (275-сүүрет). Егер жақтылықтың P ноқатлық дереги биринши линза менен оның биринши бас фокусы F_1 диң арасында жайласқан болса, онда биринши линза тәрепинен өткерилген нурлардың тек бир бөлеги ғана екинши линза арқалы өтеди. Усының нәтижесінде система арқалы дерек тәрепинен $\Delta \omega$ денелик мүйешиниң шеклеріндеги ағыс ғана өтеди. Бул $\Delta \omega$ денелик мүйешиниң шамасы P объекти жайласқан орыннан биринши линза көринетуғын денелик мүйештен киши болады. Егер P дереги биринши бас фокус F_1 диң сыртында жайласқан болса, онда биринши линзадан жыйналыушы нур шыққан хәм екинши линза жақтылық пенен толық толтырылмаған болар еди. Бул жағдайда нурлар шығатуғын $\Delta \omega'$ денелик мүйешиниң шамасы сүүрет жайласқан орыннан екинши линза көринетуғын денелик мүйештен киши болады.

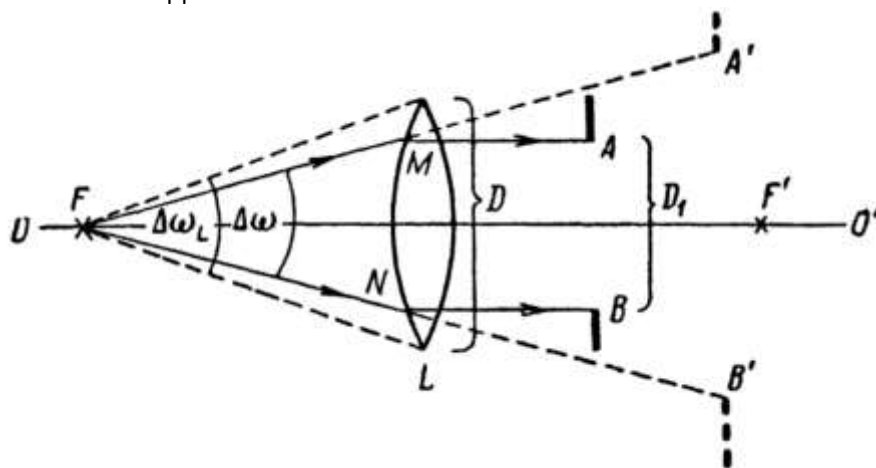
Диафрагмалар системағы абберрацияларды киширейтиу хәм системадан хәр қыйлы қашықлықларда жайласқан предметлердиң бир тегисликтеги сүүретиниң анықлығын

(кескинлигин) үлкейтіу үшін киргизиледи. Дифрагмалар болған жағдайда дәстелерди қаснақлар емес, ал сол дифрагмалар шеклейди.



275-сүүрет.
Еки линза арқалы өтетүғын жақтылық дәстеси.

Система арқалы өтетүғын нурлардың дәстесин шеклейтуғын қаснақты ямаса дифрагманы *хәрекеттеги* ямаса *апертуралық дифрагма* деп атайды. Хәрекеттеги дифрагманы табыўдың усылын бериў үшін дәслепп бир шексиз жуқа L линзадан хәм AB дифрагмадан туратуғын ең әпиўайы болған системаны қараймыз (276-сүүрет). Мейли, дифрагма линзадан оның бас фокуслық қашықлығынан киши қашықлықта жайласқан болсын. Дифрагманың диаметри D_1 ди линзаның диаметри D дан киши деп есаплаймыз. Мейли, жақтылықтың ноқатлық дереги линзаның биринши бас фокусы болған F ноқатында жайласқан болсын. Сүүретте көринип турғанындай, FM хәм FN нурлары F ноқатынан шығатуғын хәм дифрагма арқалы өтетүғын нурлардың дәстесин шеклейди. FM хәм FN нурларын даўам еткен жағдайда AB дифрагмасының L линзасы беретүғын $A'B'$ жормал сүүрети болып табылады. Солай етип, F ноқатынан шығатуғын хәм система арқалы өтетүғын нурлардың шекленгенлигин көрсететүғын $\Delta\omega$ денелик мүйешиниң шамасы дерек турған орыннан дифрагманың сүүрети $A'B'$ көринетүғын денелик мүйешке тең. Биз қарап атырған жағдайда $\Delta\omega$ мүйеши дерек турған орыннан линзаның қаснағы көринетүғын $\Delta\omega_L$ денелик мүйешинен киши. Нәтийжеде AB дифрагмасы хәрекеттеги дифрагма болып табылады. Егер дифрагманың диаметри D_1 линзаның диаметри D дан үлкен болса, онда $\Delta\omega_L$ денелик мүйеши $\Delta\omega$ мүйешинен киши хәм сонлықтан L линзаның қастағы хәрекеттеги дифрагма болып табылады.



276-сүүрет. Хәрекеттеги дифрагма.

Жоқарыда айтылғанлардан қәлеген системаның хәрекеттеги дифрагмасын табыўдың усылы да келип шығады. Хәрекеттеги дифрагманы табыў үшін системаның берилген дифрагма ямаса қаснақтың алдындағы барлық дифрагмалар менен қаснақлардың сүүретин алыў керек (деректен шыққан нурлардың жүриси бойынша есапланған). Усындай

сұйретлердің қатарына системаның биринши линзасының қаснағын да киргизиў керек. Сұйрети объект жайласқан орыннан ең киши $\Delta\omega$ денелик мүйеши менен көринетуғын диафрагма ҳәрекеттеги диафрагма болып табылады. Системаның бөлимлериниң алдында жайласқан ҳәрекеттеги диафрагманың сұйрети *кириў қарашығы* деп аталады.

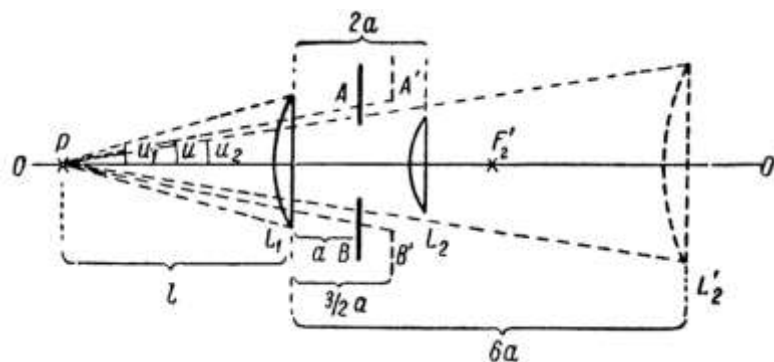
Тап усындай жоллар менен *шығыў қарашығы* түсинигин де киргизиўге болады. Оның ушын ҳәрекеттеги диафрагманың системаның оннан кейинги бөлими беретуғын сұйретин қурыў керек.

Объект жайласқан орыннан *кириў қарашығының* диаметриниң ушларына өткерилген нурлардың арасындағы мүйеш (системаның көшеринде жататуғын) *кириўдиң апертуралық мүйеши* деп аталады. Объекттиң сұйрети жайласқан орыннан шығыў қарашығының диаметриниң ушларына жүргизилген нурлардың арасындағы мүйеш *шығыўдың апертуралық мүйеши* деп аталады.

Объект жайласқан орыннан *кириў қарашығы* көринетуғын денелик мүйеш дерек тәрепинен шығарылған ҳәм система арқалы өтетуғын жақтылық дәстесин өзиниң ишине алатуғын $\Delta\omega$ денелик мүйеши болып табылады. Тап сол сыяқлы, сұйрет жайласқан орыннан шығыў қарашығы көринетуғын денелик мүйеш $\Delta\omega'$ системадан шығатуғын ҳәм сұйретте кесилисетуғын $\Delta\omega'$ денелик мүйеши болып табылады. Атап айтқанда, $\Delta\omega$ ҳәм $\Delta\omega'$ денелик мүйешлери сұйреттиң шеклериндеги жақыландырыўды анықлайтуғын 324-параграфтағы (7)- ҳәм (8)-формулаларға кириўи керек.

Бир шексиз жуқа линза ушын *кириў* ҳәм *шығыў* қарашықлары линзаның өзиниң қаснағына сәйкес келеди.

Мысал сыпатында схемасы 320-параграфта келтирилген Гюйгенс окулярын қараймыз. Мейли, окулярды пайда ететуғын L_1 ҳәм L_2 линзаларының ортасына дөңгелек АВ диафрагмасы жайластырылған болсын (277-сұйрет). Окулярдың екнши линзасының екнши бас фокусы ушын *кириў* ҳәм *шығыў* қарашықларын ҳәм шығыўдың апертуралық мүйешин табамыз.



277-сұйрет. Гюйгенс окулярының *кириў* қарашығы.

Гюйгенс окулярының фокуслық қашықлықтары f_1' пенен f_2' шамаларына тең ҳәм олар $f_1' = 3f_2' = 3a$ шәртин қанаатлардынатуғын еки линзадан туратуғын система екенлигин еске саламыз; линзалардың арасындағы қашықлық $d = 2a$ шамасына тең. Линзаларды шексиз жуқа деп есаплаймыз.

L_1 линза беретуғын АВ диафрагмасының ҳәм L_2 линзаның қаснағының сұйретлериниң орынларын анықлаймыз. L_1 линзаның оптикалық күши $\Phi_1 = 1/3a$ ға тең.

L_1 линзаға салыстырғандағы объект пенен оның сұйретиниң ийелеген орынларын s ҳәм s' арқалы белгилеп мынаны аламыз (320-параграфқа қараңыз):

$$\frac{1}{s'} - \frac{1}{s} = \Phi_1.$$

Буннан

$$s' = \frac{s}{1 + \Phi_1 s} \quad (1)$$

формуласына ийе боламыз.

Шәрт бойынша AB диафрагмасынан биринши линзаға шекемги қашықтық a ға тең, сонлықтан $s = -a$ хәм (1)-теңликтен

$$s' = \frac{-a}{1 - \frac{a}{3a}} = -\frac{3}{2}a$$

теңлиги келип шығады. Бундай жағдайда сызықты үлкейтіу β мынаған тең болады:

$$\beta = \frac{s'}{s} = \frac{3a}{2a} = \frac{3}{2}.$$

Солай етип, L_1 линза беретұғын AB диафрагманың сүүрети линзалардың арасында биринши линзадан $\frac{3}{2}a$ қашықтығында жайласады. Егер диафрагманың диаметрин D арқалы белгилесек, онда сүүреттің диаметри $D' = \frac{3}{2}D$ ға тең болады.

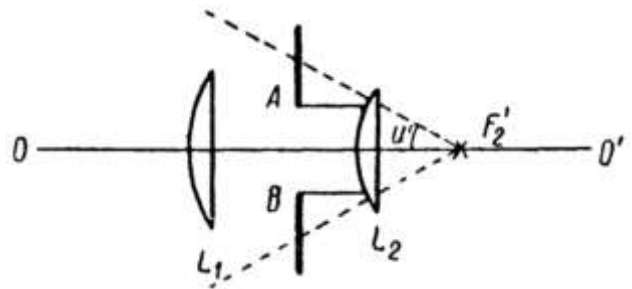
L_2 линзаның қаснағы биринши линзадан $2a$ қашықтығында жайласқан. Сонлықтан оның үшін $s = -2a$ хәм (1)-теңлик бойынша мынаны аламыз:

$$s' = \frac{-2a}{1 - \frac{2a}{3a}} = -6a.$$

Бұл жағдайда сызықты үлкейтіу $\beta = 3$. Демек, екінши линзаның қаснағының сүүрети биринши линзадан $6a$ қашықтықта оның шеп тәрепинде жайласады хәм $D'_2 = 3D_2$ диаметріне ийе болады (бұл теңликте D_2 арқалы екінши линзаның диаметри белгиленген).

278-сүүрет.

Гюйгенс окулярының шығыу қарашығы.



Системаның шеп тәрепинде оның биринши линзасынан l қашықтығында жайласқан P нокатын аламыз. Қарашықты табыу үшін ұсы нокаттан қарағанда биринши линзаның қаснағына (оның диаметрин D_1 арқалы белгилеймиз), AB диафрагмасының сүүретіне хәм L_1 линза беретұғын L_2 линзаның қаснағының сүүретіне сәйкес келетуғын $2u_1$, $2u$ хәм $2u_2$ мүйешлерин салыстырыу керек.

Кириу қарашығы L_1 линзасының қаснағы ямаса u_1 , u хәм u_2 мүйешлеринің қайсысының киши екенлигине байланысly L_2 линзасының ямаса диафрагманың сүүрети болып табылады. Егер кириу қарашығы анықланайын деп атырған P нокаты линзалардың арасындағы қашықтықтан көп үлкен болған l қашықтығында жайласқан болса, онда 277-сүүретте көринип тұрғанындай, мынадай теңлик орын алады:

$$\operatorname{tg} u_1 = \frac{1}{2} \cdot \frac{D_1}{l}, \quad \operatorname{tg} u = \frac{1}{2} \cdot \frac{3D}{2l}, \quad \operatorname{tg} u_2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{3D_2}{l}. \quad (2)$$

(2)-теңликтен мынадай жағдай келип шығады: егер L_1 менен L_2 линзалардың диаметрлери

$$D_1 > \frac{3}{2}D, \quad D_2 > \frac{1}{2}D$$

теңсизликлерин қанаатландыратұғын болса, онда биринши линза беретұғын диафрагманың сүүрети болып табылады. Бундай жағдайда хәрекеттеги диафрагма хызметин AB диафрагмасы атқарады.

AB диафрагмасын хәрекеттеги диафрагма деп есаплап, шығыу қарашығын анықлаймыз. AB диафрагмасы L_2 линзасының биринши фокаллық тегислигинде жатады. Буннан шығыу қарашығының шексизликте жататұғынлығын аламыз. Ол L_2 линзасының екінши бас фокусы F'_2 тен (278-сүүрет) AB диафрагмасынан оптикалық көшерге параллель болып шығатұғын нұрлар L_2 линзасының екінши бас фокусы F'_2 фокусында жыйналатұғын тап сондай болған u' мүйеши менен көринеди. Демек, биз излеп атырған апертуралық $2u'$ мүйеши мынадай теңликтің жәрдемінде анықланады:

$$\operatorname{tg} u' = \frac{D/2}{a} = \frac{D}{2a}.$$

§ 326. Көздің оптикалық системасы. Адамның көзінің ұлыұмалық құрылысы 306-параграфта келтирилді. Енді сетчаткада көрінетуғын объектлердің қақыйқы сүүретинің пайда ететуғын көздің оптикалық системасын қараймыз. Көздің сындырыу системасы болып роговицаның²⁸ дөңес бети (306-параграф), хрусталик, көзді толтырып тұрған сүү тәризли сұйықлық шийше тәризли дене хызмет етеди. Көздеги сүүрет қарап атырған объект жайласқан заттан (жаўадан) басқа затта (шийше тәризли денеде) пайда болады. Сонлықтан көздің биринши хәм екинши бас фокуслық қашықлықлары хәр қыйлы. Хрусталик бир текли болмаған зат болып табылады, оның сыртқы бөлиминің сындырыу коэффициенти 1,38 ге, ал ишки бөлими шама менен 1,41 ге тең. Хрусталиктің оптикалық күши кирпич булшық етлеринің хәрекетинен жүзеге келетуғын оның бетлеринің иймеклигинің өзгериўинің есабынан өзгере алады. Хрусталиктің оптикалық күшинің өзгериўи менен сетчаткадағы предметлердің олардың көзден қашықлығына ғәрезли сүүретлеринің кескин фокусланыўы әмелге асады. Бул процессти *аккомодация* деп атайды.

Көздің кириў қарашығы оның қақыйқы қарашығына сәйкес келеди. Көздің реңли пердесинің²⁹ жәрдемінде қарашықтың диаметринің өзгериўи мүмкин, бул көзге түсетуғын жақтылық ағысының шамасын ретлестиреди: әззи жақтыландырыўда қарашық үлкейеди, ал күшли жақтыландырыўда - киширейеди.

Хәр қыйлы адамларда көздің оптикалық системасында әдеўир үлкен индивидуаллық аўытқыўлар орын алады. Көздің ұлыұмалық характеристикасы ушын төмендегидей тұрақлыларға ийе әпиўайыластырылған хәм орташаластырылған моделден пайдаланыўға болады (бул моделди келтирилген көз деп атайды):

сындырыўшы күш	58,64 D.
биринши бас тегисликтің орны (көздің сыртындағы тынық қабықтың төбесинен)	+1,348 мм.
екинши бас тегисликтің орны (көздің сыртындағы тынық қабықтың төбесинен)	+1,602 мм.
биринши бас фокуслық қашықлық	-17,1 мм.
екинши бас фокуслық қашықлық	+22,8 мм.

Көздің бас тегисликтери (H хәм H') менен бас фокусларының (F хәм F') орынлары 279-сүүретте келтирилген.

Аккомодация мүмкин болған шеклик ноқатларды *алыстағы* хәм *жақындағы* ноқатлар деп атайды. Әдеттегидей нормаль көзде алыстағы ноқат шексизликте, ал жақындағы ноқат шама менен 20 см қашықлықта жайласады. Жас ўақытта адамлар көзин жақынырақ (10-15 см) предметке аккомодациялай алады. Жастың өтиўи менен көзлердің аккомодацияланыў қәбилетлиги төменлейди.

Жақыннан көриў хәм алыстан көриў деп аталатуғын көздің оптикалық системасының кемшиликлери жийи ушырасады. Жақыннан көретуғын көз нормаль көзге қарағанда үлкен оптикалық күшке ийе болады, оның ушын алыстағы ноқат шексизликте емес, ал көзден шекли қашықлықта жайласады (күшли жақыннан көриўде 1,5 - 1 м хәм оннан да киши қашықлықта). Алыстан көретуғын көз ушын жақын ноқат көзден 20 см ден үлкен шамаға

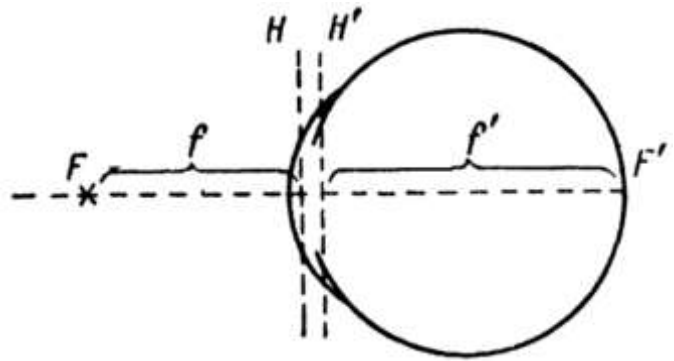
²⁸ Көздің сыртындағы тынық қабық.

²⁹ Көздің реңли пердеси - рус тилинде "радужная оболочка глаза" (Аўдарыўшылар).

қашықласқан, ал алыс нүкте көздің арғы тәрепинде жайласады; бұл алыстан көретуғын көздің сетчаткада тек параллель емес, ал нұрлардың қосылатуғын дәстесін де фокуслай алатуғынлығын аңғартады. Алыстан көретуғын көз нормаль көзге салыстырғанда киши оптикалық күшке ийе болады.

Көздің оптикалық системасы бир қатар кемшиликлерге ийе болады: сфералық аберрацияға, комаға, әдеуір үлкен хромат аберрацияға. Бирақ бұл кемшиликлер көриу процессиниң физиологиялық өзгешеликлериниң нәтижесинде көринип тұрған предметлердің субъективлик қабылланыуының характерине күшли тәсир етпейди.

279-сүррет.
Көздің бас тегисликери менен бас
фокуслары.



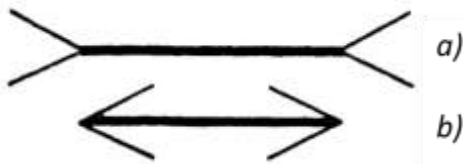
306-параграфта айтып өткенимиздей, егер предметтің сүрети сетчатканың сары дағына, айрықша оның орайлық шанағына түсетуғын болса, онда көзлер жүдә көп санлы деталларды айыра алады. Сары дақ үлкен болмаған өлшемлерге ийе, оған предметлердің шама менен 6—7 градуслық мүйеш пенен көринетуғын сүрети түседі. Көз бенен қабыл етилетуғын ұлыұмалық майдан вертикал бағытта шама менен 130° хәм горизонт бағытында 160° ты қурайды. Нормаль көз ушын сары дақтың шеклериндеги ажырата алыу күши шама менен $1'$ ты қурайды. Бұл көзлердің бир биринен мүйешлик қашықлығы $1'$ болған жақтылық шығаратуғын нүктелерді ажырата алатуғынлығын аңғартады; $30''$ қа хәм хәтте $10''$ қа жететуғын жоқарырақ ажырата алыу ұқыплығы да жийи ұшырасады. Сары дақтың орайынан қашықласқан сайын ажырата алыу күши тез кемейеди: 60° мүйештеги ажырата алыу күши сары дақтың шеклериндеги ажырата алыу күшиниң шама менен 0,02 бөлимин қурайды. Геўгимдеги көриўде ажырата алыу күши күндизги көриўге қарағанда әдеуір киши (10 есеге шекем).

Егер предмет көзден жақын нүктәтан бираз үлкен қашықлықта жайласқан болса, онда күндизги жақтыландырыўда көз жүдә көп санлы деталларды ажырата алады. Әдетте бұл қашықлық 25 см ге тең деп қабыл етиледі, бундай қашықлықты *ең жақсы көриу қашықлығы* деп аталады.

Көриу сезиминиң интенсивлиги жақтылықтың сетчаткаға тәсири басланыўдан дәрхәл максимумға жетпейди хәм жақтылықтың тәсири тамам болғаннан кейин дәрхәл жоғалмайды. Жақтылықтың көзге түсиуи тоқтағаннан кейин көриу сезими $1/10$ сек даўамында даўам етеди. Усының салдарынан жылтылдап жақтылық шығаратуғын дерек бир секунд даўамында 10 реттен көбирек жылтылдайтуғын болса, онда бундай дерек тең өлшемли жақтылық шығаратуғындай болып көринеди.

Көздің физиологиялық өзгешеликleri мынадай жағдайға алып келеди: көзди қозғатпай ушлап тұрғанда бир деталларының саны аз болған кең майданды хәм көп санлы деталлары бар үлкен болмаған майданды көремиз (сары даққа сәйкес келетуғын). Көриу процесси предметлерге "избе-из" қараўға алып келинеди. Бұл жағдай үлкен физиологиялық әхмийетке ийе, себеби хәр бир берилген моментте көп болмаған объектлерге тийкарғы дыққатты аударыўға хәм усының менен бирге қоршап алған

жағдайдағы объектлердің көп болмаған санына итибар бериўге мүмкиншилик береді. Улыўма айтқанда көриў процесси жүдә қурамалы акт болып, бул актта белгили орынды есте сақлаў, басқа органлардың қабыл етиўи ҳ.т.б. әҳмийетли орынды ийелейди. Бир қатар жағдайларда объектлердің арасындағы қабыл етилетуғын геометриялық қатнастар олардың ҳақыйқый геометриялық қатнастарына сәйкес келмейди. Бундай жағдайларды "оптикалық алдаў" деп атайды. 280-сүўретте ушларына жиңишке сызықлар тутастырылған жуўан горизонт бағытындағы сызықлар көрсетилген. Жоқарғы жуўан сызық төменги сызыққа салыстырғанда узынырақ болып көринеди. Ҳақыйқатында еки жуўан сызықтың узынлықлары бирдей. Оны олардың узынлықларын тегис қағазде белгилеў жолы менен исениўге болады.



280-сүўрет.

"Оптикалық алдаў" ға мысал.
b сызығы a сызығына салыстырғанда
келтерек болып көринеди.

Сары дақ сетчатканың көздің оптикалық көшери менен кесилисиў ноқатынан азмаз жылысқан. Сонлықтан, көзди қандай да бир объектке қаратқанда биз сол объектке көздің оптикалық көшери емес, ал көздің түйинлик ноқаты менен сары дақтың орайын тутастыратуғын тўўрыны қаратамыз. Бул сызықты *тўўры көриў тўўрысы* деп атайды. Көриў процессинде объектлерди еки көз бенен көриў әҳмийетли орынды ийелейди. Қандай да бир P объектине қарағанымызда биз көзди еки көздің де тўўры көриў тўўрысы усы объект арқалы өтетуғындай етип қараймыз. Бундай жағдайда P объектинен жақын ҳәм алыс жайласқан объектлер қос болып көринеди (281-сүўрет). Еки көз бенен көриўдің салдарынан (*бинокулярлық көриў*) биз объекттен көзге шекемги қашықтықты бақалаў мүмкиншилигине ийе боламыз. Бул бақалаў көздің бурылыўына байланысly пүткиллей ықтыярлы емес түрде жүзеге келеди. Мейли, O_1A_1 ҳәм O_2A_2 тўўры көриў сызықлары (281-сүўрет) жүдә алыстағы объектке қараўға сәйкес келеди; бундай жағдайда ис жүзинде бул сызықлар бир бирине параллель. O_1A_1 тўўрысының бойынша шекли l қашықтығында жайласқан объектке қарағанда көз азмаз бурылады; O_1A_1 ҳәм O_2A_2 тўўрыларының арасындағы ε мүйеши *параллакс мүйеши* деп аталады. ε мүйеши объектке шекемги l қашықтығы менен

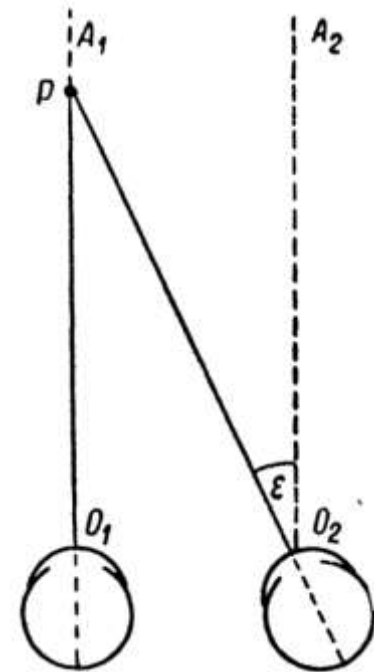
$$l = \frac{b}{\omega}. \quad (1)$$

Бул теңликте b - еки көздің түйинлик ноқатларының арасындағы қашықтық. Еки көз бенен қарағанда параллакс мүйеши ε бойынша қашықтықларды бақалаў *стереоскопиялық көриў* деп аталады. Стереоскопиялық көриў параллакс мүйешиниң базы бир минималлық мәниси ε_{min} шамасынан үлкен болған мүйешлерде орын алады. Әдетте $\varepsilon_{min} = 1'$. Бирақ көп санлы адамларда ε_{min} ниң мәниси киши, ҳәтте $1''$ шамасына да жетеди. $1'$ шамасындағы параллакс мүйешине $l \cong 220$ м қашықтық сәйкес келеди. Демек, стереоскопиялық эффект көзден 200-250 м ден үлкен болмаған қашықтықтағы предметлер ушын орын алады. Оған салыстырғанда әдеўир үлкен қашықтықлар ҳаққында бир қатар жанапай белгилер бойынша гәп етиўге болады: өлшемлери белгили болған предметлердің көзге көринетуғын мүйешлик өлшемлери, бир биринен ажырата алыўға болатуғын деталлардың саны ҳ.т.б. бойынша.

Егер төмендегидей әпиўайы тәжирийбени өткерсек, онда жақын қашықтықларда жайласқан предметлерди көргендеги стереоскопиялық көриўдің тутқан орнын айқын көриўге болады: еки қолға еки қәлем алып, олардың ушларын бир бирине тийгизийге

тырысыу керек; егер бир көз бенен қарағанда қалемлердің ұшларын бир бирине тийгизиу қыйын болады.

281-сүүрет.
Еки көз бенен көриу.



§ 327. Субъективлик жарықлық. Көз бенен қарайтуғын предметлердің субъективлик жарықлығы хақындағы жүдә әҳмийетли мәселени қараймыз.

Жарықлықты субъективлик сезиу сетчаткадағы сүүреттің шеклерінде алынатуғын жақтыландырылыу менен анықланады. Биз шекли өлшемлерге ийе болған объектке қараймыз деп болжайық. Бундай жағдайда 324-параграфтағы (8а) формула бойынша оның сүүретинің шеклеріндегі жақтыландырылғанлық A' тың

$$A' = kB \left(\frac{n'}{n} \right)^2 \Delta\omega' \quad (1)$$

шамасына тең екенлиги белгили. Бул теңдикте $\Delta\omega'$ арқалы көздің қарашығынан шығып, сетчаткада кесилисетуғын нурлардың арасындағы мүйеш, n' хәм n арқалы хауа менен көз алмасын толтырып тұрған шийше тәризли денениң сындырыу көрсеткишлери, B арқалы объекттің фотометрлик жарықлығы белгиленген.

Көздің қарашығының диаметрин d арқалы белгилеймиз; қарашықтан сетчаткаға шекемги қашықлық көздің екінши фокуслық қашықлығы f' қа тең; буннан $\Delta\omega'$ денелик мүйеши үшін жууық түрде мынаны аламыз:

$$\Delta\omega' = \frac{\pi d^2}{4f'^2}.$$

$\Delta\omega'$ ның бул мәнисин (1)-аңлатпаға қойсақ,

$$A' = \frac{k\pi}{4} \left(\frac{n'}{n} \right)^2 \left(\frac{d}{f'} \right)^2 B \quad (2)$$

аңлатпасын табамыз. Берилген шараятлардағы берилген көз үшін $\frac{d}{f'}$ қатнасы турақлы. Нәтийжеде (2)-формуладан мынаған ийе боламыз: көз бенен қаралатуғын объектлердің субъективлик жарықлығы олардың фотометрлик жарықлығы менен анықланады. Сетчаткадағы сүүреттің өлшемлери шекли болған жағдайларда субъективлик жарықлық объекттің өлшемлеринен де, оның көзден қашықлығынан да ғәрезсиз. Бирдей болып

жақтыландырылған еки қағаз сол еки қағаздың бири жақын, ал екіншиси алыстырақ жайласқан жағдайда да бірдей жарық болып көрінеді.

Басқа сезимлер сыяқлы, көріу сезиминің интенсивлиги титиркетіушінің қууатына әпиуайы пропорционаллыққа ийе емес. Еситіу сезиминің интенсивлиги сыяқлы (I томға қараңыз) көріу сезиминің интенсивлигин титиркетіушінің қууатының логарифмине пропорционал деп есаплауға болады. Сонлықтан, (2)-формулаға сәйкес фотометрлик жарықлық B ның үлкейгенде, мысалы еки есе үлкейгенде, субъективлик жарықлық әдеуір киши үлкейеді. Объектлердің жарықлықлығының үлкен өзгерисінде қарашықтың диаметри d ның көзге түсетуғын жақтылық ағысынан ғәрезлигин итибарға алыуға түүры келеді.

Жоқарыда айтылғанлардың барлығы қаралатуғын объект шекли көриніу мүйеши менен көринетуғын жағдай ушын дұрыс. Егер объект жүдә алыста жайласқан болса хәм оннан шыққан нурлар көзге параллель түсетуғын болса, басқа қатнастар алынады. Бундай жағдайда стетчаткада объектке геометриялық ұқсас болған сүүрет пайда болмайды, ал көздеги дифракциялық қубылыстар менен анықланатуғын дөңгелек пайда болады. Бұл дөңгелектің өлшемлери (269-параграфқа қараңыз) көздің қурылысынан ғәрезли. Нәтийжеде дифракциялық дөңгелектің шеклеріндеги жақтыландырылғанлық көздің қарашығына түсетуғын жақтылық ағысы ΔF тиң шамасы бойынша анықланады. Биз қарайтуғын жақтылық дерегин оны ноқатлық дерек деп есаплағандай дәрежеде жүдә алыста жайласқан деп болжайық. Бундай жағдайда ағыс $\Delta F = I\Delta\omega$ шамасына тең (I - жақтылық дерегинің жақтылық күши, ал $\Delta\omega$ - дерек тұрған орыннан көздің қарашығы көринетуғын мүйеш). Егер көзден дерекке шекемги қашықлық r ге тең болса, онда $\Delta\omega = \pi d^2 / 4r^2$ хәм қарашыққа түсетуғын жақтылық ағысы ΔF мынаған тең:

$$\Delta F = \frac{\pi d^2}{4} \cdot \frac{I}{r^2}. \quad (3)$$

Субъективлик жарықлық ұсы ΔF ағысының шамасы бойынша анықланады. Солай етип, (3)-формулаға сәйкес мынаны аламыз: ноқатлық деректің субъективлик жарықлығы оның жақтылық күши бойынша анықланады хәм көзден дерекке шекемги қашықлықтан ғәрезли.

§ 328. Визуаллық оптикалық әсбаптар. Визуаллық оптикалық әсбаптар көзге қосымша сыпатында хызмет етеді. Көпшилик жағдайларда олардың мақсети ажырата алыу күшин жоқарылатыу болып табылады.

Бир қатар визуаллық әсбаптарды қараймыз.

Лупа. Ең әпиуайы лупа оң линзадан тұрады. L линза бақланатуғын PP' объекти оның бас фокаллық тегислиги F тиң қасында көзге бираз жақын жайластырылады. Бундай жағдайда жормал, түүры, үлкейтилген $P_1P'_1$ сүүрет әдеуір үлкен болған хәм көз аккомодациясыз көретуғын қашықлықта пайда болады. Линзаны жуқа деп есапласақ, онда объектидің шетлеринен шыққан хәм линзаның орайы O дан өтетуғын PO хәм $P'O$ нурларын линза арқалы сынбай өтеді деп есаплауға болады. Бундай жағдайда $P_1P'_1$ сүүреттің мүйешлик өлшемлери $2u$ мүйеши менен анықланады. Бұл мүйештің шамасы PP' объектинің өзи линзаның орайы O дан көринетуғын мүйешке тең. Линзаның биринши бас фокуслық қашықлығын f арқалы, ал объектидің өлшемлерин u арқалы белгилеп

$$2u = \frac{y}{f} \quad (1)$$

формуласын аламыз.

Лупаның тәсирин бахалау ушын, биз $2u$ мүйешлик қашықлығын объекти қуралланбаған көз бенен көринетуғын $2u_0$ мүйеши менен салыстырамыз. Бұл мүйешлик қашықлық $2u_0 = \frac{y}{l}$ шамасына тең. Бұл теңликте l арқалы объект пенен көздің арасындағы қашықлық белгиленген. Лупаны әдетте көзден ықтыярлы қашықлықта жайласқан

предметлерди көриу үшін пайдаланатуғын болғанлықтан, l қашықтығы ең жақсы көриу қашықтығы l_0 ге тең етип алынады. Бундай жағдайда

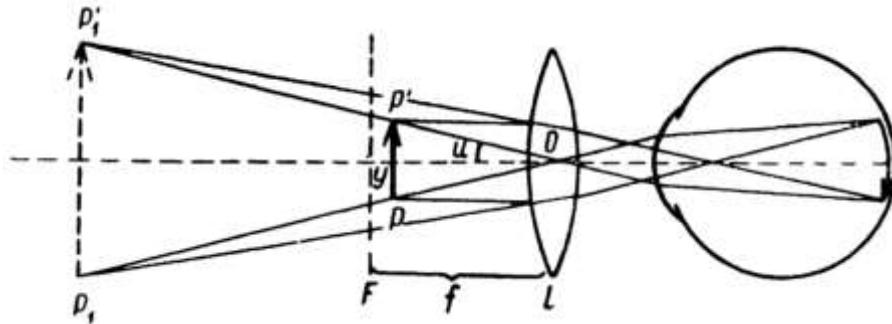
$$2u_0 = \frac{y}{l_0} \quad (2)$$

теңлиги орынлы болады.

(1)- хәм (2)-теңликлерди салыстырып, лупаның қаралатуғын предметтиң мүйешлик өлшемлерин

$$\gamma = \frac{u}{u_0} = \frac{l_0}{f} \quad (3)$$

есе үлкейтиуге мүмкиншилик беретугынлығын көремиз.



282-сүүрет. Линзаның ислеуи.

Егер лупаның линзасы сүүретти бузбайтуғын болса, онда ажырата алыу күши де тап соншама үлкейеди.

γ шамасы лупаның мүйешлик үлкейтиуи деп аталады. Егер l_0 менен f ти сантиметрлерде аңғартатуғын болсақ, онда $l_0 = 25$ см хәм γ үшін

$$\gamma = \frac{25}{f \text{ (см)}} \quad (3a)$$

шамасын аламыз.

Аберрацияларды дүзетиу үшін лупаны бир биринен базы бир қашықтықта жайласқан еки линзадан құрайды. Бундай линза 10-20 есе үлкейте алады.

Көриу трубасы. Көриу трубалары менен телескоплар үлкен қашықтықтардағы объектлерди көриу үшін арналған. Олар ең әпиұайы жағдайда L_1 хәм L_2 линзаларынан тұратуғын система болып табылады (283-сүүрет). Олар L_1 линзаның екінши бас фокусы L_2 линзаның биринши бас фокусы менен сәйкес келетуғындай етип жайластырылған (телескоплық система). L_1 линза объектив, ал L_2 линза окуляр деп аталады. Егер объект жеткилики дәрежедеги үлкен қашықтықта жайласқан болса, онда L_1 линза беретугын оның $P'P'_1$ сүүрети оның бас фокаллық тегислигинде алынады; сүүреттиң мүйешлик өлшемлери $2u_1 = y'/f'_1$ шамасына тең, бул теңликте y' арқалы оның сызықты өлшемлери, ал f'_1 арқалы объективтиң екінши бас фокуслық қашықтығы белгиленген. Окуляр лупаның хызметин атқарады хәм, соған сәйкес, окуляр беретугын сүүрет көз тәрепинен

$$2u_2 = \frac{y'}{f_2}$$

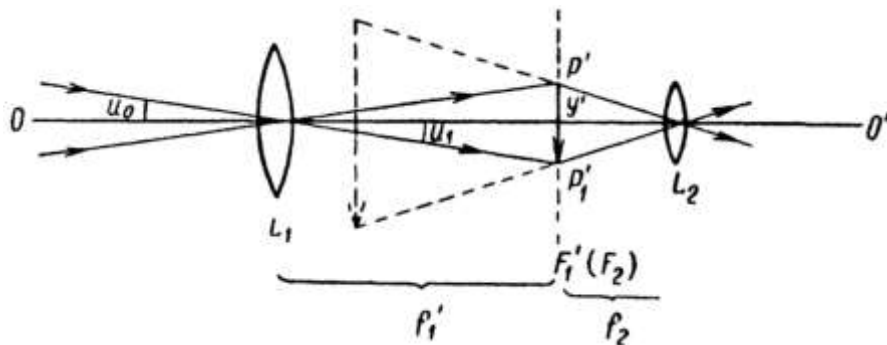
мүйешинде қабыл етиледі. Бул теңликте f_2 - окулярдың биринши бас фокуслық қашықтығы.

Көриу трубасының ұзынлығы объектке шекемги қашықтықтан киши болғанлықтан, құралланбаған көз объектти $2u_2 = 2u_1$ мүйеши менен қабыл етеді. Буннан көриу трубасының мүйешлик үлкейтиуи мынаған тең болады:

$$\gamma = \frac{2u_2}{2u_1} = \frac{2u_2}{2u_0} = \frac{f_1'}{f_2}. \quad (4)$$

Солай етип, объективтің фокуслық қашықтығы қаншама үлкен хәм окулярдың фокуслық қашықтығы қаншама киши болса трубаның мүйешлик үлкейтиуи соншама үлкен болады.

Көрсетілгендей схема бойынша соғылған көриу трубасы бақланатуғын предметтің төңкерілген сүүретин береді. Егер труба астрономиялық объектлерди бақлау үшін соғылған болса (бундай жағдайда оны телескоп деп атайды), онда сүүреттің төңкерілген болыуы әхмийетке ийе емес. Жердеги бақлауларды өткеріу үшін арналған трубаларда сүүреттің төңкерілген болмауы үшін сүүретти және бир рет төңкеретуғын қосымша системаны киргизеди.



283-сүүрет. Көриу трубасының схемасы.

Ис жүзінде үлкен аберрациялар менен хроматизмнің салдарынан әпиұайы линзалар түріндеги объективлер менен окулярлар пайдаланыуға жарамайды. Сонлықтан объективти биреуи оң, ал екіншиси терис болған бир бирине желимленген еки линзадан соғады. Гейпара жағдайларда сүүретти оннан да жақсылау үшін қурамалы система түрінде таярлайды. Окулярлы қурамалы, әдетте еки линзадан тұратуғын система түрінде соғады.

Шекли көриу мүйеши менен көринетуғын объектлерди көриу трубасы арқалы көргенде, 324-параграфта көрсетілгенге сәйкес, олардың жарықтығы олардың хақыйқый фотометрлик жарықтығынан жоқары бола алмайды. Трубадағы шағылысыулар менен жұтылыулардың салдарынан жақтылықтың қутылыуға болмайтұғын жоғалтыуларының себебинен трубалар барлық ұақытта жарықтықты бир қанша төменлетеди. Трубадағы жақтылықтың жоғалыуынан қутылыу үшін артықмаш шағылыстырыушы бетлердің болмауына хәм бақлаушының көзинің қарашығының толығы менен окулярдан шыққан жақтылық пенен толтырылыуына ериседи. Себеби тек ұсы жағдайда ғана объекттің берілген жарықтығында көздің сетчаткасындағы мүмкин болған максималлық жақтыландырылғанлық алынады.

Көриу трубасы бақланатуғын объектлердің жарықтығын күшейте алмаса да, геўгимдеги жақтылықта көз бенен қарағанға салыстырғанда труба арқалы қарағанда "жақсырақ көринеди". Мәселе соннан ибарат, 306-параграфта айтылып өтилгениндей геўгимдеги көриуде көздің ажырата алыу күши күндизги жақтыландарыудағыға салыстырғанда әдеўир төмен. Трубаның үлкен үлкейтиуінде предметтің барлық деталлары үлкен мүйешлерде көринеди хәм көз оларды ажырата алыу имканиятына ийе болады.

Геўгимдеги жақтылықта предметлерди көриуге мүмкиншилик беретұғын трубаны соғыу мәселеси М.В.Ломоносов тәрепинен қойылған еди. Ол өзи "түнде көретуғын" деп атаған трубаны соқты. Үлкен үлкейтиуге ийе хәм жақтылық ағысы көздің қарашығын толық толтыратуғын етип

конструкцияланған бул труба түнги Ұақытлары қуралланбаған көз бенен бақлағанға салыстырғанда жақсырақ бақлауға мүмкиншилик берди.

Телескоп пенен жулдызларға қарағанда телескоптың объективине объекттен жақтылықтың параллель дәстеси түсетуғын жағдайға ийе боламыз.

Бул жағдайда телескоптың объективи өзиниң фокаллық тегислигинде биз 269-параграфта таллаған дөңгелек тесиктен алынатуғын дифракциялық сүүретке сәйкес келетуғын дифракциялық сүүретти береди. Бул картинаға кейин окуляр арқалы қарайды. Параллель нурлардың дифракцияланыушы дәстесин шеклейтуғын дөңгелек саңлақ телескоптың қаснағы болып табылады. Дөңгелек саңлақтан дифракцияда жақтылықтың үлкен бөлими орайлық жақтылы даққа түсетуғын болғанлықтан, телескопта көринетуғын жулдыздың "сүүрети" дифракциялық сүүреттиң орайлық дағынан басқа ҳеш нәрсе болмайды. 269-параграфта айтылғанларға сәйкес орайлық дақтың мүйешлик радиусы болған ϑ шамасы мәниси $\vartheta \cong 1,22 \frac{\lambda}{D}$ теңлигиниң жәрдемінде анықланады. Бул теңликте D - тесиктиң диаметри (бул жағдайда объективтиң қаснағының диаметри). Сол дөңгелектиң сызықлы радиусы $r = \vartheta f'_1 \cong 1,22 \frac{f'_1}{D} \lambda$ шамасына тең (f'_1 арқалы объективтиң екінши фокуслық қашықтығы белгиленген). D шамасы берилген телескоп ушын тұрақлы шама болғанлықтан барлық жулдызлар бирдей өлшемдеги дөңгелеклерди береди. Демек, бул дөңгелеклердиң жарықтығы жулдыздан телескоптың объективине келип түсетуғын жақтылықтың ағысы ΔF ке пропорционал. Егер A жулдыз тәрәпинен Жердиң бетинде пайда етилетуғын жақтыландырыу болса, онда $\Delta F = A \frac{\pi D^2}{4}$ теңлигине ийе боламыз; телескоп пенен қарағандағы дифракциялық дөңгелектиң жарықтығы менен жулдыздың субъективлик жарықтығы пропорционал. Егер сол жулдыз қуралланбаған жулдыз бенен қаралатуғын болса, онда 327-параграфта айтылғанларға байланысly бул жулдыздың субъективлик жарықтығы көздиң қарашығына түсетуғын $\Delta F'$ ағысына пропорционал, ал $\Delta F'$ ағысының өзи $\Delta F' = A \frac{\pi d^2}{4}$ шамасына тең (d арқалы қарашықтың диаметри). Жоқарыда көрсетилген ағыслардың қатнасы телескоп пенен бақлағанда жулдыздың жарықтығының өсиминиң өлшеми болып табылады:

$$\frac{\Delta F}{\Delta F'} = \left(\frac{D}{d} \right)^2.$$

Телескоптың объективтиң диаметри үлкен болғанда $\left(\frac{D}{d} \right)^2$ қатнасы да үлкен хәм жулдызларды телескоп арқалы қарағанда қуралланбаған көз бенен қарағандағыға салыстырғанда әдеуір жарық болып көринеди. Телескоп арқалы аспанға қарағанда оның субъективлик жарықтығы ис жүзинде өзгермейди.

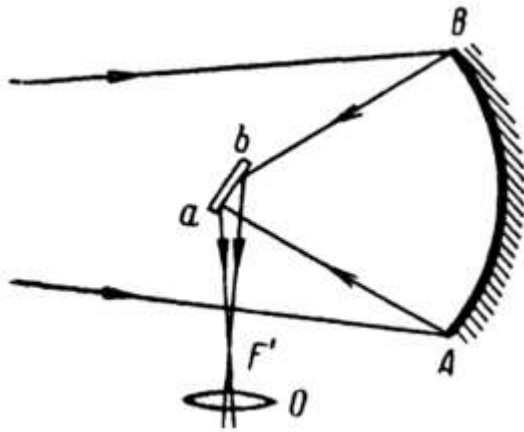
Телескоптың ажырата алыу күши төменде 330-параграфта қаралады.

Жоқарыда тәрийипленген линзалық системаға ийе көриу трубалары хәм телескоплар менен бир қатарда шағылыстырыушы айнарларға ийе системаларды дөретиуге болады. Шағылыстырыушы телескоп биринши рет Ньютон тәрәпинен соғылды. Ньютонның телескоптының схемасы 284-а сүүретте көрсетилген. Объекттен шыққан нурлардың дәстеси ойыс AB айнасына келип түседи. AB айнасында шағылысқан нурлар киши ab тегис айнаның жәрдемінде ойыс айнаның F' фокаллық тегислигинде жыйналады. F' фокаллық тегислигинде алынатуғын сүүрет O окулярының жәрдемінде қаралады.

Барлық толқын узынлықларын бирдей етип шағылыстыратуғын айна хроматлық аберрацияны бермейди. Бул өзгешелиги бойынша Ньютонның телескопы сол дәуірлердеги линзалық телескоптардан үлкен артықмашлыққа ийе болды. Себеби сол Ұақытлары ахроматлық линзаларды соға алмайтуғын еди хәм телескоплар үлкен хроматлық аберрацияға ийе болды.

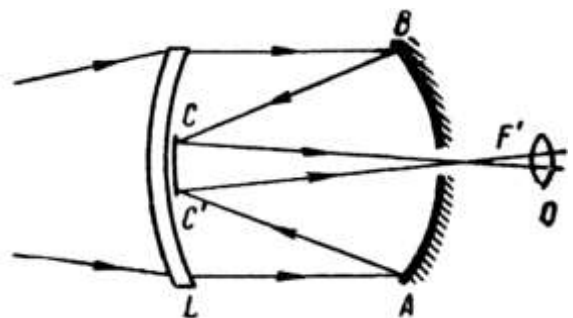
Үлкен диаметрге хәм жақсы сапаға ийе болған линзаларды алыў жүдә қыйын болғанлықтан, ҳәзирги ўақытлары да ең үлкен телескопларды шағылыстырыўшы айналарға ийе телескоплар түринде шығарады. Ҳәзирги ўақытлардағы ең үлкен линзалық телескоплардың ("рефракторлардың") объективиниң диаметри 1 м диң этирапында; ал ең үлкен айналық телескоплар ("рефлекторлар") диаметри 5 м ге шекемги айналарға ийе.

Ҳәзирги ўақытлары аралас болған линзалық-айналық системалар да пайдаланылады.



284-а сүүрет.
Ньютонның шағылыстырыўшы телескопының
схемасы.

Мениски (дөңес-ойыс) линзаларға ийе усындай системалар совет оптоотехниги Д.Д.Максудов тәрәпинен усынылды хәм жүзеге келтирилди. Максудовтың телескопларының бириниң схемасы 284-б сүүретте көрсетилген. Бул сүүретте L - мениски линза, AB - ойыс айна. Қарап атырылған объекттен шыққан нурлар L линзаға келип түседи, AB айнасында шағылысады хәм кери бағытта L линзаға келеди. Линзаның ойық бетиниң орта бөлими CC' алюминийленген хәм ойыс бет болып табылады хәм оннан нурлар шағылысады. AB айнасының ортасында үлкен емес тесик тесиледи хәм бул тесик арқалы нурлар трубадан шығады. Нурлардың F' фокусының артында O окуляры жайласады. Нурлардың еки рет шағылысыўы телескопты келте етип соғыўға мүмкиншилик береди. Мениски линза ахроматлық қасийетлерге ийе, усының менен бирге айнаның сфералық абберрациясын корреляциялаўға мүмкиншилик береди. 284-б сүүретте келтирилген схема бойынша соғылған әсбап туўры сүүретти береди хәм сонлықтан оны аспан денелерин де, жердеги объектлерди де көриў ушын пайдаланыўға болады.



284-б сүүрет.
Максудов телескопының схемасы.

Микроскоп. Үлкен үлкейтиўлерди алыў ушын микроскоп пайдаланылады. Оның оптикалық схемасы 285-сүүретте көрсетилген. Бул сүүретте L_1 - қысқа фокуслы объектив, L_2 - окуляр.

Микроскоптың жәрдеминде бақланатуғын объект PP' объектив L_1 диң биринши бас фокаллық тегислигине жақын орында оның арғы тәрәпинде жайластырылады. Объектив объекттиң өзинен s' қашықтықта жайласқан кери хәм үлкейтилген $P'P'_1$ сүүретин береди. Объективтиң сызықлы үлкейтиўи $\beta \cong \frac{s'}{f_1}$ ге тең. Бул теңликте f_1 - оның биринши фокуслық қашықтығы. Мейли, объекттиң сызықлы өлшемлери u болсын. Бундай жағдайда сүүреттиң сызықлы өлшемлери мынаған тең болады:

$$y' = y \frac{s'}{f_1}. \quad (5)$$

L_2 окуляр лупа хызметин атқарады. Сонлықтан, окуляр арқалы қаралатуғын y' сүрети

$$2u = \frac{y'}{f_2}$$

мүйеши менен көринеди. Бұл теңлікте f_2 арқалы окулярдың биринши бас фокуслық қашықтығы белгиленген. Бұл теңлікке (5)-теңлік бойынша y' тың мәнісин қойып, микроскоп пенен қарағанда PP' объекти көринетуғын мүйеш ұшын мынадай шаманы аламыз:

$$2u = y \frac{s'}{f_1 f_2}. \quad (6)$$

Тап ұсы объект құралланбаған көз бенен

$$2u_0 = \frac{y}{l_0}$$

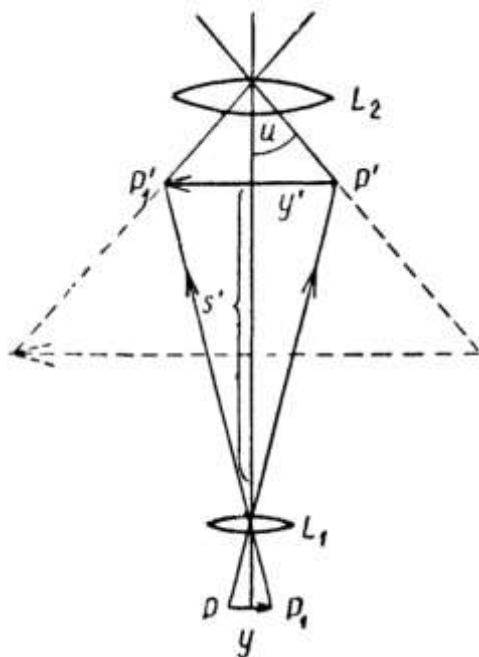
мүйеши менен көринеди. Бұл теңлікте l_0 арқалы объект қаралатуғын қашықтық белгиленген. Микроскоптың мүйешлик үлкейтіуі ұшын мынадай шаманы табамыз:

$$\gamma = \frac{2u}{2u_0} = \frac{l_0 s'}{f_1 f_2}. \quad (7)$$

Егер l_0 ди ең жақсы көріу қашықтығына тең етип алсақ хәм (7)-формулаға киретуғын барлық шамаларды сантиметрлерде өлшесек, онда

$$\gamma = \frac{25s'}{f_1 f_2} \quad (7a)$$

теңлигине ийе боламыз.



285-сүрет.
Микроскоптың оптикасының схемасы.

s' қашықтығы әмелий жақтан L_1 объективи менен L_2 окулярдың бас фокаллық тегислигинің арасындағы қашықтық d ға тең (турпайы түрде өткерилген бақалауларда микроскоптың үлкейтіуі d ны микроскоптың тубусының ұзындығына тең деп есаплауға болады). Микроскоптың үлкейтіуі 2000 ға жетеди.

Микроскоптың ажырата алыу күши хәққында 330-параграфта айтылады. Үлкен ажырата алыу күшин алыу ұшын микроскоптың объективи мүмкин болғанынша объекттен шығатуғын нурлардың кең дәстесин өзинің ишине алыуы керек. Бундай жағдайда

сұйреттің абберацияциялардың салдарынан бузылмауы үшін микроскоптың объективин бір қатар линзалардан тұратуғын құрамалы система түрінде соғыуға тұры келеди (құрамалы объективтерде 10-12 линзаға шекем). Микроскоп үшін объект сыпатында әдетте екі шийшениң (предметлик хәм үстине қойылатуғын) арасына жайластырылған азы-көпли мөлдір препаратлар қолланылады. Препаратлар өтиуші нұрларда қаралады хәм оларды жақтыландырыу үшін арнаулы жақтыландыратуғын системалар болған конденсорлар пайдаланылады.

Әдетте, микроскоптың объективлери менен окулярларын өзгертиуге болатуғын етип соғылады. Бұл хәр қыйлы үлкейтиулерди алыуға мүмкиншилик береді.

Көз әйнекелер. Көздің оптикалық кемшиликлери болған жақыннан көриушилик пенен алыстан көриушилик көз әйнек линзаларының жәрдемінде дүзетиледи. Жақыннан көргіш көз жүдә үлкен оптикалық күшке ийе хәм оны коррекциялау үшін терис оптикалық линза қолланылады. Алыстан көргіш көз жүдә киши оптикалық күшке ийе хәм оны коррекциялау үшін оң линзаны пайдаланады. Узақтан көргіш көзди дұрыслау талап етиледи деп болжайық. Оның ең ұзақ нокаты P_d сетчатканың арғы тәрепинде жайласқан (286-сұйрет). Көздің әдеттегидей тыныш жағдайларда шексиз қашықласқан предметлерди көре алыуы үшін нұрлардың параллель дәстесін көздің ең алыстағы P_d нокатына бағытлайтуғын L көз әйнек линзасын сайлап алыу керек. Демек, көз әйнек линзасының екінши бас фокусы F' көздің алыстығы нокаты P_d ға сәйкес келиуі керек. Буннан көз әйнек линзасының екінши бас фокуслық қашықтығы f' тиң мынаған тең болуының керек екенлиги келип шығады:

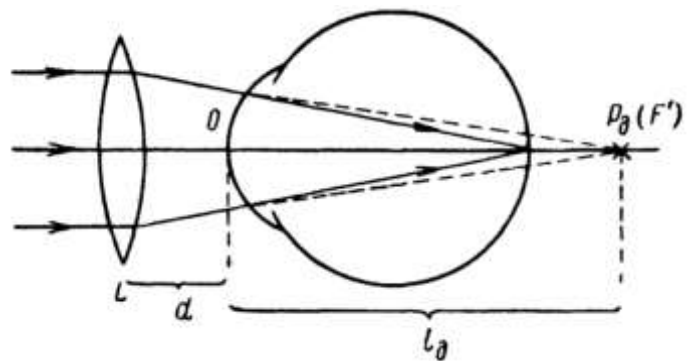
$$f' = d + l_d.$$

Бұл теңликте d арқалы L линзадан көздің төбесине шекемги қашықтық, l_d арқалы бұл жағдайда да көздің төбесинен көздің алыстағы нокатына шекемги қашықтық белгиленген. Коррекциялаушы көз әйнек линзасының оптикалық күши мынаған тең:

$$\Phi = \frac{1}{f'} = \frac{1}{d + l_d}.$$

Егер d менен l_d ны метрлерде аңғартатуғын болсақ, онда көз әйнек линзасының оптикалық күши диоптрийлерде алынады.

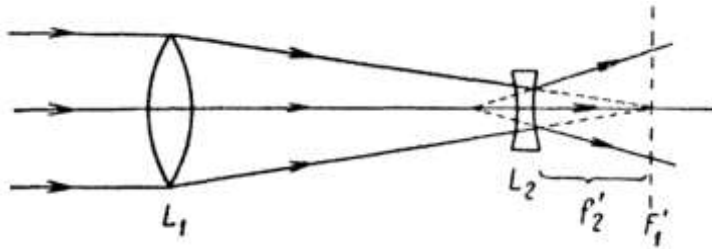
286-сұйрет.
Узақтан көргіш көзди көз әйнек линзасының жәрдемінде дұрыслау.



Бинокль хәм дальномер. Жердің бетіндеги объектлерди бир ўақытта екі көз бенен бақлау үшін арналған көриу трубаларын жуп-жуптан бир бири менен байланыстырады. Усындай түрде олар бинокльди пайда етеди.

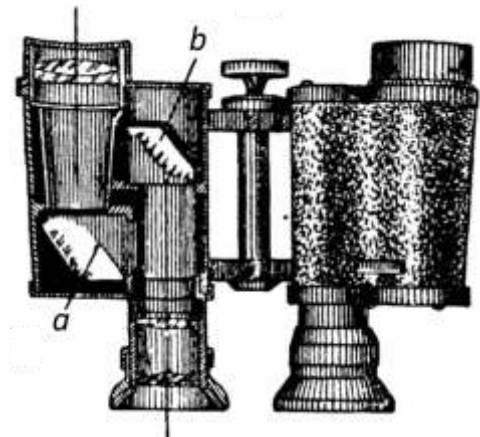
Бинокльдерде екі оң линзадан тұратуғын оптикалық системалар менен бир қатарда окуляр хызметін терис линза атқаратуғын көриу трубалары пайдаланылады. Усындай типтеги көриу трубасын Галилей трубасы деп атайды. L_2 терис линза L_1 объектив пенен оның бас фокаллық тегислиги F'_1 тың арасында ұсы F'_1 тегислигинен оның меншикли фокуслық қашықтығы f'_2 ге тең қашықтықта жайласқан (287-сұйрет). Солай етип, объектив пенен окулярдың фокуслары бир нокатта жайласқан хәм Галилей трубасындағы екі линза телескоплық системаны пайда етеди. Окуляр қаралатуғын объекттің тууры жормал сұйретін береді. Галилей трубасының мүйешлик үлкейтиуі f'_1/f_2 ге тең.

Үлкен емес үлкейтіуге ийе биноклдерди Галилейдің еки трубасынан соғады. Үлкен үлкейтіуге ийе биноклдерди ("далада пайдаланылатуғын") оң окулярларға ийе еки трубадан соғады. Далада пайдаланылатуғын биноклдің схемасы 288-сүретте келтирилген. Толық ишки шағылысыуға ийе болған еки a хәм b призмалары нурды қайтаратуғын система болып табылады. Усының менен бир ұақытта бул призмалар трубалардың ұзынлығын келтертиуге хәм объективлердің орайларының арасындағы қашықтықты көздің қарашықларының арасындағы қашықтықтан үлкейтіуге мүмкиншилик береді. Объективлердің арасындағы үлкен қашықтық стереографиялық эффектнің үлкейіуіне алып келеді.



287-сүрет.
Галилей трубасы.

Үлкен стереографиялық эффектке ийе трубаларды бақланатуғын объектке шекемги қашықтықты өлшеу үшін пайдаланыуға болады. Усындай түрде оларды дальнометрлер деп атайды.



288-сүрет.
Далада пайдаланылатуғын бинокль.

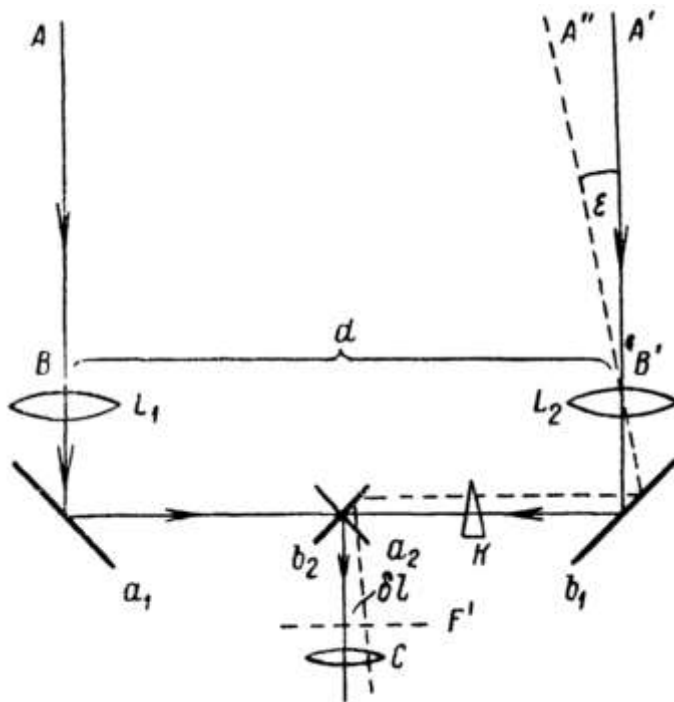
Монокулярлық дальномердің дүзилисинің схемасы 289-сүретте келтирилген. Еки L_1 хәм L_2 объективлери бир биринен үлкен d қашықтығына ұзақластырылған (бир неше метрге). d шамасы дальнометрдің базасы деп аталады. a_1 , a_2 хәм b_1 , b_2 айналарының жәрдемінде объектлерден шыққан нурлар C окулярына түсіриледі хәм ұсы C окуляры арқалы L_1 хәм L_2 объективлери берген еки сүрет қаралады. Егер объект шекли қашықтықта жайласқан болса, онда нурлардың арасында ε мүйешине тең параллакс орын алады хәм сүреттер бир бирине салыстырғанда жылысқан болады. Әпиұайылық үшін объектти шеп объективтің көшерінде жайласқан деп болжаймыз. Бундай жағдайда оң объективке объекттен $A'B'$ нұры менен ε мүйеш жасайтуғын $A''B'$ нұры келип түседі. Фокалық тегисликте биринши объектив беретұғын сүрет $\delta l = \varepsilon f'$ шамасына жылысқан болады (f' арқалы объективтің екінши бас фокуслық қашықтығы белгиленген). Екінши тәрәптен, ε мүйеши бақланатуғын объектке шекемги қашықтық l менен $\varepsilon = d/l$ қатнасы бойынша байланысқан.

Жоқарыда келтирилген қатнастардан мынаны аламыз:

$$l = \frac{d \cdot f'}{\delta l}.$$

$d \cdot f'$ шамасы берилген дальномер үшін тұрақлы шама; солай етип, бақланатуғын объектке шекемги қашықтық l ди еки сүреттің аұысыуы δl ди өлшеу жолы менен анықлауға болады екен. Әдетте δl шамасы еки сүретти бир биринің үстине түсіриу жолы менен өлшенеді. Оның үшін

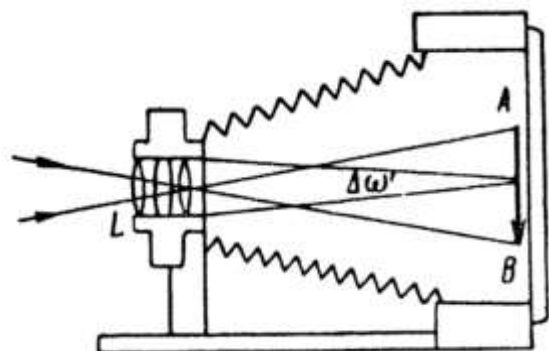
дальномердің шақаларының бирине K сынасы киргизиледи. δl айысыуының шамасы қанша үлкен болса сынаны үлкен мүйешке бурыўға тўры келеди. Демек, сынаның қыялық мүйеши бойынша δl диң мәнисин анықлаўға хәм усындай жоллар менен объектке шекемги қашықлық l ди анықлаўға болады.



289-сўўрет.
Монокулярлық дальнометрдің
дүзилисиниң схемасы.

§ 329. Проекциялайтуғын хәм жақтыландыратуғын әсбаплар. Фотографиялық аппарат (фотоаппарат) ең әпиўайы проекциялаўшы әсбап болып табылады. Оның L объективи (290-сўўрет) фотосўўрети түсирилетуғын предметтиң ҳақыйқый сўўретин AB тегислигинде пайда етеди. Бул жерде болса жақтылықты сезетуғын пластинка ямаса планка жайласады. Әдетте, фотографиялық объектив хроматизми, сфералық абберрациясы хәм басқа да кемшиликлери дүзетилген қурамалы система (төрт ямаса оннан да көп санлы линзалардан тұратуғын) болып табылады. Фотопластинкадағы сўўреттиң кескинлиги (анықлығы) объективти ямаса оның басқа да бөлимлерин жылыстырыў арқалы жүзеге келтириледи.

290-сўўрет.
Фотографиялық аппараттың оптикасының
схемасы.



Әдетте объектив саңлағының өлшемлери өзгермели болған диафрагма менен тәмийинленеди (ирислик диафрагма). Бундай диафрагма фокустың "тереңлигин" жақсылаўға, яғный объективтен хәр қыйлы қашықлықларда жайласқан предметлерди жеткиликли дәрежедеги анықлықта фокуслаўға хәм соның менен бир ўақытта

фотоаппаратқа келип түсетуғын жақтылық ағысының шамасын регулировкалыға мүмкіншилик береді.

Жоқарыда көрсеткениміздей (306-параграф), пластинканың жақтылықты сезгиш қатламындағы фотохимиялық процесстің интенсивлиги пластинканың тегислигиндеги жақтыландырыуға пропорционал.

324-параграфтағы (8)-формула бойынша бұл жақтыландырылғанлық A' мынаған тең:

$$A' = kB\Delta\omega'. \quad (1)$$

Бұл теңликте B объектиң жарықтығы, k - объектив арқалы өткенде жақтылықтың жоғалыуын анықлайтуғын шама, $\Delta\omega'$ - сүүрет тұрған орыннан объектив көринетуғын денелик мүйеш. Егер сүүрети түсирилетуғын предмет жеткилики дәрежеде алыста жайласқан болса, онда сүүрет объективтиң екінши бас фокуслық қашықтығы болған f' шамасына жақын орында пайда болады. Бундай жағдайда $\Delta\omega'$ мүйеши үшін жууық түрде мынадай аңлатпаны аламыз:

$$\Delta\omega' = \frac{\pi d^2}{4f'^2}.$$

Бұл аңлатпада d арқалы объективтиң диаметри белгиленген (диафрагма максимал ашық болған жағдайда). Бұл аңлатпаны (1)-аңлатпаға қойып,

$$A' = \frac{k\pi}{4} \left(\frac{d}{f'} \right)^2 B \quad (2)$$

формуласын аламыз. (2)-формуладан фотопластинкадағы жақтыландырылғанлықтың объективтиң диаметринің оның фокуслық қашықтығына қатнасының квадратына пропорционал екенлиги көринип тұр. $\frac{d}{f'}$ шамасын *объективтиң жақтылық күши* ямаса оның *салыстырмалы саңлағы* деп атайды. (2)-формуладан фотопластинкадағы жақтыландырылғанлықтың объективтиң диаметринің оның фокуслық қашықтығына қатнасының квадратына пропорционал екенлиги көринип тұр. Бұл d/f' қатнасын *объективтиң жақтылық күши* ямаса оның *салыстырмалы тесиги* деп атайды. Хәзирги заман фотоаппаратларының көпшилигинің жақтылық күши 1:4,5 ~ 1:2,5 шамасына тең³⁰. Салыстырмалы тесиги бирден үлкен болған (мысалы, 1:0,9) объективлерди соғыуға болады. Бирақ олардың жоқары сапаға ийе сүүретлерди бериуі үшін оларды көп линзалы етип ислеуге тууры келеди. Бұл жақтылықтың шағылысуыға байланысly жоғалтыуына, яғный k коэффициентинің киширейиуіне алып келеди. Нәтийжеде үлкен салыстырмалы тесикке ийе объективтиң киши салыстырмалы тесикке ийе объективке салыстырғанда киши жақтыландырылғанлықты береді. Бирақ конструкциясы бойынша әпиуайы болады.

Қатаң түрде айтқанда, (1)-формудалағы $\Delta\omega'$ мүйеши хәққында гәп еткенде фотопластинка тұрған орыннан шығыу қарашығы көринетуғын денелик мүйешти нәзерде тұтыу керек (325-параграф). Фотообъективлердің хәрекет ететуғын диафрагмасы объективтиң линзаларының арасында жайласқан ирислик диафрагма болып табылады. Диафрагманы максимал түрде ашқанда оның сүүрети көринетуғын $\Delta\omega'$ мүйеши объективтиң артқы линзасы көринетуғын мүйешке жақын. Сонлықтан жақындасыудың максималлық дәрежесинде диафрагманы максимал түрде ашқанда жақтыландырыу $\left(\frac{d}{f'} \right)^2$ қатнасы менен анықланады. Бұл қатнаста d арқалы тийкарғы текстте айтылғандай объективтиң диаметри белгиленген. Диафрагманың саңлағы (тесиги) киширейгенде A' жақтыландырылғанлық кемедейди.

³⁰ Бұл гәплердің 1960-жыллардағы фотопленкалы фотоаппаратлар үшін дурыс екенлигин ескертип өтемиз (Аўдарыушылар).

Келеси әсбап сыпатында экранда мөлдір сүреттердің (диапозитивтердің) үлкейтілген сүретін алыу үшін қызмет ететұғын проекциялық фонарды қараймыз. 191-сүретте проекциялық фонардың оптикалық схемасы берілген: S - жақтылықтың дерегі, M_1N_1 менен M_2N_2 - екі тегіс-дөңес линзадан тұратұғын жақтыландырыушы система (конденсор), PP_1 - диапозитив, L - проекциялайтуғын объектив. Конденсордың қызметі - диапозитивтің жақтыландырылғанлығын (соған сәйкес жарықтық B ны) үлкейтіу.

Проекциялайушы объектив экранда PP_1 диапозитивінің үлкейтілген жақыйқық хәм кери сүретін береді. Экрандағы жақтыладырылғанлық A' ның 324-параграфтағы (7)-формуланың жәрдемінде анықланыуы мүмкін:

$$A' = kB \frac{\Delta\omega}{\beta^2}.$$

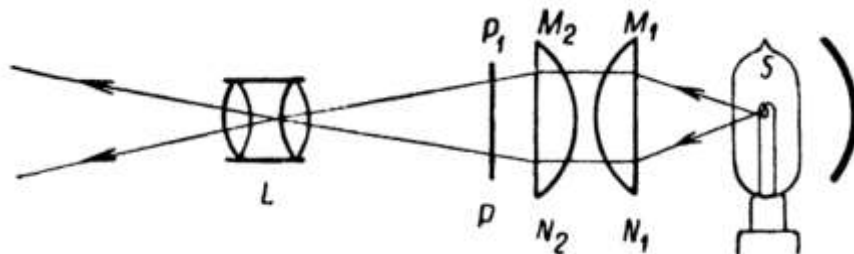
Бұл формулада β - сызықты үлкейтіу хәм $\Delta\omega$ арқалы PP_1 диапозитиві тұрған орыннан проекциялайушы L объективі көрінетуғын денелик мүйеш белгіленген. Әдетте проекциялайушы фонарь үлкен үлкейтіуді беретұғын болғанлықтан PP_1 диапозитиві L объективінің биринши фокаллық тегіслигінде жайласады. Сонлықтан $\Delta\omega$ мүйеші үшін жууық түрде

$$\Delta\omega = \frac{\pi d^2}{4f^2}$$

формуласына ийе боламыз. Бұл формулада d - объективтің диаметрі хәм f - оның биринши бас фокуслық қашықтығы. $\Delta\omega$ ның бұл мәнісін (3)-аңдатпаға қойып

$$A' = \frac{\pi k}{4} \cdot \left(\frac{d}{f}\right)^2 \frac{1}{\beta^2} \cdot B \quad (4)$$

аңдатпасын табамыз.



291-сүрет. Проекциялық фонардың оптикасының схемасы.

(4)-формуладан экрандағы жақтыландырылғанлықтың және объективтің жақтылық күші менен анықланатуғынлығы көринип тұр (салыстырмалы тесик d/f бойынша), ұсының менен бирге ол сызықты үлкейтіу β ның квадратына кери пропорционал. Егер экранда қаншама үлкен сүретті алыу керек болса, объекттің жарықтығы B ның да соншама үлкен, яғный проекциялық фонарды соншама интенсивлі S дерегі менен тәмийинлеу керек.

Көрсетілген схема бойынша киноның проекциялайушы системасы да қурылады. Бұндай жағдайда үлкен үлкейтіулер пайдаланылатұғын болғанлықтан, проекциялайушы киноаппаратура жақтылықтың қуатлы дереклери менен, көпшилик жағдайларда электр доғалары менен тәмийинлейді.

Хәзирги ўақытлары аудиторияларда мөлдір емес предметтердің, мысалы кітаптағы сүреттердің проекциясы (эипроекция) жийи пайдаланылады. Бұл жағдайда экранның зәрүрлі болған жақтыландырылғанлығына жетиу үшін проекцияланатуғын объект жайласқан орындағы жарықтық B ның шамасы жеткилики дәрежеде үлкен болуы керек. Бұл электр доғасының ямаса бир неше қыздыру лампаларының жәрдемінде әмелге асырылады. Соның менен бирге, эипроекция үшін үлкен жақтылық күшіне ийе L объективі алынады.

Оптикалық системалар шеклерінде жақтылық ағыстары тарқалатуғын денелик мүйешлерди өзгертиу менен бирге жақыландырылғанлықты да өзгерте алады. Усындай мақсетлерде соғылған қашықлатылған объектлерди жақыландырыушы системалардың, солардың ишинде прожекторлардың жұмыстары тийкарланған. Прожектор жақтылық күши I болған S жақтылық дерегинен хәм L линзадан тұрады (292-сүүрет).

Мейли, L линза дерек тұрған орыннан ω денелик мүйеши менен көринетуғын болсын, бундай жағдайда деректен линзаға $I\omega$ шамасына тең ағыс келип түседи хәм линза арқалы

$$F' = kI\omega \quad (5)$$

ағысы өтеди. Бул теңликте k - линза арқалы өткенде жақтылықтың жоғалыуын көрсететуғын шама. Егер S дереги L линза менен оның биринши бас фокусының арасында жайласқан болса, онда оның жормал S' сүүрети алынады. Линзадан шыққан жақтылықтың дәстеси ω' денелик мүйешиниң шеклеринде топланған, тап ұсындай мүйеш пенен линза S' сүүрети тұрған орыннан көринеди. Бул дәстениң жақтылық күши

$$I' = \frac{F'}{\omega'}$$

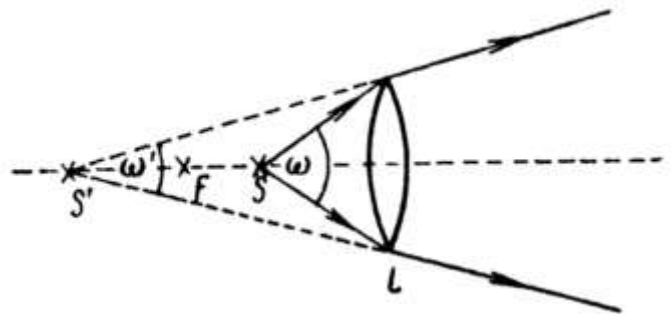
шамасына тең. Бул теңликке F' тың орнына оның (5)-аңлатпадағы мәнисин алып келип қойсақ, онда

$$I' = kI \frac{\omega}{\omega'} \quad (6)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Бир линзадағы жақтылықтың жоғалыуы киши болғанлықтан, k ның мәниси 1 ге жақын хәм (6)-формуладан мынадай жағдайдың орын алатуғынлығы келип шығады: дәстедегі жақтылықтың күши деректиң өзиниң жақтылық күшине салыстырғанда ω/ω' қатнасына пропорционал өседи. ω/ω' шамасын жүдә үлкен етиуге хәм соның нәтийжесинде линзаның жәрдемінде дәстедегі жақтылықтың күшин жүдә үлкен шамаға үлкейтиуге болады.

292-сүүрет.
Линзаның жәрдемінде жақтылықтың күши I ди үлкейтиу.



Жақтылықтың S ноқатлық дерегин бас фокаллық тегисликте жайластырып, бизлер оның шексизликтеги S' сүүретин аламыз. Усының нәтийжесинде денелик мүйештиң шамасы нолге тең болыуы керек. Усыған сәйкес, линзадан шығатуғын дәстедегі жақтылықтың күшиниң шексиз үлкен болыуы керек. Хәқыйқатында, қәлеген дерек ноқатлық емес, ал қандай да бир ұзынлыққа ийе болады (соның менен бирге дифракцияның салдарынан қатаң параллель дәстени алыуға болмайды). Сонлықтан ω' мүйешиниң шамасы барлық ўақытта нолден өзгеше болады хәм, нәтийжеде, шексиз үлкен жақтылық күшине ийе жақтылық алынбайды.

Хәзирги заман прожекторларында линзалардың орнына ойыс айналар пайдаланылады, Бирақ олардың жұмыс ислеуиниң принципи жоқарыда талланған принципке сәйкес келеди.

Мынадай дара жағдайды қараймыз: жақтылық күши $I = 1000$ ш болған жақтылықтың S дереги ойыс АВ айнасының алдында дерек тұрған орында айна $\omega = \pi$ денелик мүйешинде көринетуғын орында жайласқан болсын (293-сүүрет). Мейли, айнада шағылысқан нурлардың дәстеси төбесиндеги мүйештиң шамасы $\alpha = 6^\circ$ қа тең конустың ишинде тарқалатуғын болсын. Айнаның шағылыстырыу коэффициенти k ның шамасы 0,8 ге тең деп есаплап, дәстедегі жақтылықтың күши I' ты анықлаймыз. (6)-формула бойынша жақтылықтың күши I' ты анықлау ұшын ω' денелик мүйешиниң шамасын табыу керек. Усы мүйеш ұшын мынаған ийе боламыз (303-параграфқа қараңыз):

$$\omega' = 4\pi \sin^2 \frac{\alpha}{4} \cong \pi \frac{\alpha^2}{4}.$$

Бұл теңлікте α мүйешин радианларда аңғартыу керек. ω' тың бұл мәнісін (6)-теңлікке қойып, төмендегін аламыз:

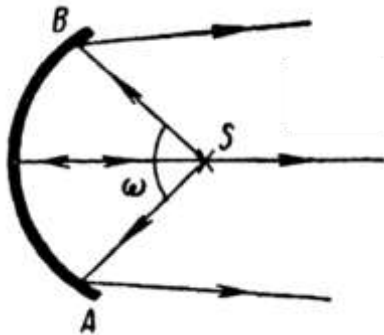
$$I' = kI \frac{4\omega}{\pi\alpha^2}.$$

Алынған теңлікке $\omega = \pi$, $\alpha = 6^\circ \cong 0,1 \text{ рад}$ хәм $k = 0,8$ мәніслерін қойып

$$I' = 0,8I \frac{4}{0,1^2} = 320I$$

теңлигине ийе боламыз.

Демек, ойыс айнаны пайдаланыудың себебинен дәстедегі жақтылықтың күші 320 есе үлкейеді екен; $I = 1000 \text{ ш}$ болған жағдайда $I' = 320\,000 \text{ ш}$ шамасын аламыз.



293-сүррет.

Айналық прожектордың схемасы.

Хәзирги заман прожекторларында тарқалыу мүйеши шама менен 2° болған жақтылық күші миллионлаған шамға ийе дәстелерди алады.

§ 330. Оптикалық әсбаптардың ажырата алыу күші. Усы ўақытларға система ноқатлық объекттиң дәл ноқатлық сүўретин береді хәм сфералық абберрация, астигматизм хәм т.б. кемшиликлер принципінде сапластырылады деп есаплады. Бирақ 328-параграфта телескоп болған жағдайда жұлдызлардың объективтиң фокаллық тегислигинде дифракциялық сүўретте беретуғынлығын көрсетиўге тўры келди. Хәқыйқатында, дифракция қубылысы қәлеген оптикалық системада орын алады хәм объекттиң хәр бир ноқаты фокаллық тегисликте дифракциялық дөңгелек пенен сүўретленеди. Бұл жағдай сүўретте ажыралыуы мүмкин болған деталлардың санын шеклейди хәм үлкейтиўлер ушын әмелий мәнистиң шеклерин береді.

Телескопта дифракция ең әпиўайы характерге ийе, сонлықтан ең дәслепп усы әсбапқа дыққат аўдарамыз. Жоқарыда көрсетип өткенимиздей, телескоптың жәрдемінде жұлдызларды бақлағанда объективке нұрлардың параллель дәстеси түседі хәм объективтиң фокаллық тегислигинде 269-параграфта қарап өтилген хәм 88-сүўретте көрсетилген дифракциялық сүўрет пайда болады. Барлық жақтылық ағысының шама менен 84 проценти усы дифракциялық сүўреттиң орайлық дағына, ал шама менен 16 проценти оны қоршайтуғын сақыйналарға сәйкес келеді. Сонлықтан буннан былай сақыйналарға итибар бермесек те болады. Бир бирине жүдә жақын болған жұлдызларды бақлағанда олардың беретуғын дифракциялық сүўретлердиң айырым бөлимлери бир бириниң үстине түседі хәм бир азы-кем созылған хәм жақтылығы бир текли болмаған жақтылы дақ пайда болады. Усы жағдайға байланыслы мынадай сораўдың пайда болыуы мүмкин: қандай жағдайларда бұл дақты еки жұлдыздың сүўрети хәм қандай жағдайда бұл дақтың бир жұлдыздың сүўрети емес, ал еки жұлдыздың сүўрети деп тастыйықлаўға болады?

271-параграфтағы еки спектраллық сызықтарды ажыратыўдағыдай сыяқлы, бул жағдайда да Релей критерийине сүйенемиз. Атап айтқанда, *егер интенсивликтің қосынды иймеклигиндеги ойыслық минимумда 20 процентке жететуғын хәм көз тәрепинен еки максимумның арасындағы қараңғы аралық бардай болып көринетуғын болса* еки дифракциялық сүүрет ажыралған деп есапланады.

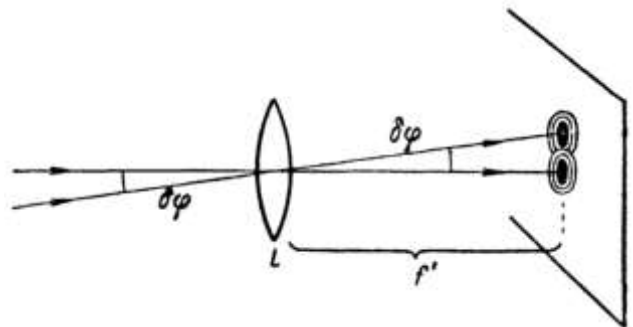
Дөңгелек саңлақлардағы бир бириниң үстине түсетуғын дифракциялық сүүретлердеги бир иймекликтің максимумы екинши иймекликтің минимумына сәйкес келетуғын болса ойыслықтың шамасы 20 % ке жетеди. Дөңгелек саңлақтан алынған дифракциялық сүүреттеги бас максимум менен оның биринши сақыйнасының арасындағы қашықлық (269-параграф) $\delta\varphi = 1,22 \frac{\lambda}{D}$ ға тең. Бул теңликте λ - толқын ұзынлығы хәм D - саңлақтың диаметри. Бул жағдайда саңлақ объективтің қаснағы болып табылады хәм сонлықтан D шамасы телескоптың диаметріне сәйкес келеди. Дифракциялық сүүретлердің шеклеріндеги мүйешлик қашықлықлар L объективтің ортасынан дифракциялық сүүретлердің сәйкес нокатларына түсирилген түүрылардың арасындағы мүйеш пенен анықланады (294-сүүрет). Буннан егер жулдызлардың арасындағы мүйешлик қашықлық

$$\delta\varphi = 1,22 \frac{\lambda}{D} \quad (1)$$

шамасына тең болатуғын болса, онда еки жулдызды ажыратыў ушын Релей критерийиниң орынланатуғынлығын аламыз.

294-сүүрет.

Бир биринен зорға ажыралатуғын нокатлардың арасындағы мүйешлик қашықлық $\delta\varphi$.



(1)-теңликтен *телескоптың объективиниң диаметриниң қанша үлкен болса, онда оның бир бирине жақын жайласқан жулдызларды айыра алатуғынлығы көринип тур.*

Телескоптың окулярының үлкейтиўин объектив тәрепинен ажыратылған дифракциялық дақлардың көз тәрепинен де ажыратылған болыўы, яғный 1' мүйеш пенен көриниўи керек. Жулдызлардың фотосүүретин түсиргенде олардың дифракциялық сүүретлериниң орайларының арасындағы қашықлық болған $\delta y'$ шамасы фотопластинкалардығы дәнлердің өлшемлеринен үлкен болыўы керек. Бул шама менен 0,01 мм шамасындағы қашықлыққа сәйкес келеди. Егер телескоптың объективиниң екинши бас фокуслық қашықлығы f' болса, онда бир биринен зорға ажыралатуғын еки жулдыздың арасындағы сызықлы қашықлық $\delta y'$ мынаған тең:

$$\delta y' = f' \cdot \delta\varphi = 1,22 \frac{\lambda}{D} f'. \quad (2)$$

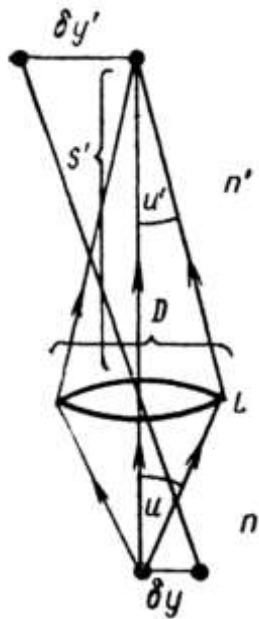
Микрофотометрлеўдің хәзирги заман ұсылларында жақтыландырылыўдағы салыстырмалы минимумды 10% ке хәм хәтте 5% ке тең етип алыў, ұсының салдарынан Релей критерийин қанаатлардынатуғын жулдызларға салыстырғанда жақынырақ жайласқан жулдызларды ажыратыўға мүмкиншилик береді.

Телескоплар ушын келтирип шығарылған (1)- хәм (2)-шәртлер алыстағы предметлерге қарағанда жердеги көриў трубалары, соның менен фотоаппаратлар, үлкен қашықлықлардағы предметлердің фотосүүретин түсириў ушын да қолланыўға болады.

Егер предмет объективтен жақын жайласатуғын болса, онда оған нұрлардың параллель дәстесі түседі деп есепләйге болмайды; бундай жағдайда сүүрет пайда болғандағы дифракцияның тутқан орны құрамалырақ болады. Тап ұсындай болған бақланатуғын предметтің объективке жақын жайласатуғын жағдайы микроскопта орын алады. Сонлықтан, микроскоптағы дифракцияның орнын дәл есапқа алыу құрамалы мәселе болып табылады. Усындай мәселени шешиуге биз төмениректе итибар беремиз (331-параграф). Ал хәзир объекттиң хәр бир ноқаты ғәрезсиз жақтылық дереги болып табылады хәм бул ноқат нұрлардың параллель дәстесиниң дифракциясы сыяқлы объекттиң фокаллық тегислигинде дифракциялық дөңгелекти береді деген болжаўдан микрокоптың ажырата алыу уқыплығын есаплаймыз. Бундай жағдайда биз объекттиң еки қоңсылас ноқатлары ажыралған деп есаплаймыз, егер олардың сүүретлериниң орайлары бир биринен (2)-формула менен анықланған $\delta y'$ қашықлығында жайласады деп есапләймыз керек. Ал бундай жағдайда (2)-формуладағы f' тың орнына объективтен сүүрет тұрған орынға шекемги қашықлық s' ты қойыу керек (295-сүүрет):

$$\delta y' = 1,22 \frac{\lambda}{D} s'. \quad (3)$$

δy арқалы объекттиң зорға ажыралатуғын ноқатларының арасындағы қашықлықты белгилеймиз.



295-сүүрет.
Микроскоптың ажырата алыу күшин есапләйге.

Микроскоптардың объективлерин олардың түйинлес ноқатларына қатнаста синуслар шәрти орынланатуғындай етип соғады (322-параграф); сонлықтан биз мынаған ийе боламыз:

$$n \sin u \cdot \delta y = n' \sin u' \cdot \delta y'. \quad (4)$$

Бул теңликте n хәм n' арқалы объективтиң сәйкес алдындағы хәм оннан кейинги затлардың сындырыу коэффициентлери белгиленген.

Микроскоптардағы сүүрет барлық ўақытта хәўада алынады, сонлықтан $n' \cong 1$; объект болса хәўадан өзгеше болған затта жайласа алады (төменде иммерсия хәққында қараңыз). Сонлықтан улыўмалық ушын биз n ди 1 ге тең деп есапламаймыз. Усының менен бирге, 295-сүүреттен биз мынаған ийе боламыз:

$$\sin u' \cong \frac{D/2}{s'}.$$

n' пенен $\sin u'$ тың мәнислерин (4)-аңлатпаға қойып, dy' ушын

$$\delta y' = \frac{2s'}{D} \cdot n \sin u \cdot \delta y.$$

$\delta y'$ үшін жазылған бұл аңлатпаны (3)-аңлатпа менен салыстырып,

$$\frac{2s'}{D} \cdot n \sin u \cdot \delta y = 1,22 \cdot \frac{\lambda}{D} s'$$

теңлигин аламыз хәм буннан бир биринен зорға ажыралатуғын объектлер үшін

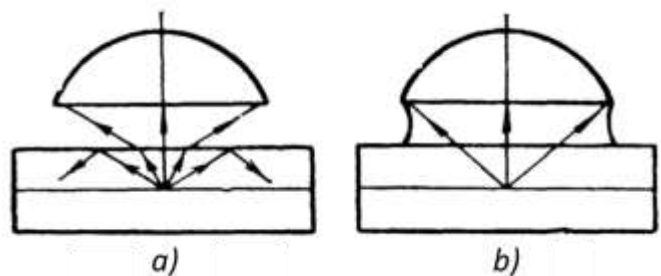
$$\delta y = 0,61 \frac{\lambda}{n \sin u} \quad (5)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

$A = n \sin u$ шамасы микроскоптың объективиниң санлы апертурасы деп аталады. Егер объект ҳаўада жайласқан болса, онда $n = 1$ хәм бундай жағдайда (5)-формуладан микроскоптың бир биринен $\delta y = 0,61 \frac{\lambda}{\sin u}$ қашықтықта жайласқан объектлерди ажырата алатуғынлығы келип шығады. Микроскопиялық объектлер үшін u мүйешиниң шамасы $\pi/2$ ге жақын хәм, ұсыған сәйкес, $\sin u \cong 1$. Буннан микроскоптың бир биринен $\lambda/2$ қашықтықта жайласқан объектлерди ажырата алатуғынлығын аңғарамыз. Визуаллық бақлаўларда толқын ұзынлығы λ спектрдиң көзге көринетуғын областына киреди, яғный $5 \cdot 10^{-5}$ см ге тең. Демек, микроскоп бир биринен шама менен $3 \cdot 10^{-5}$ см қашықтықта жайласқан объектлерди бир биринен ажырата алады.

(5)-формуладан егер объектти сындырыў коэффициентиниң $n > 1$ болған затқа салсақ, онда микроскоптың ажырата алыў күшиниң үлкейетуғынлығы көринип тұр. Бұл мынадай жоллар менен әмелге асырылады: әдетте жүдә жуқа болған микроскопиялық препарат еки тегис шийшениң (предметлик хәм үстине басатуғын) ортасында желимленеди. Желимлейтуғын затты оның сындырыў коэффициентиниң шийшелердиң сындырыў коэффициентине теңдей етип алады (әдетте $n = 1,5$). Бундай жағдайда үстине басатуғын шийше менен ҳаўаның арасындағы толық ишки шағылысыў (296-а сүўрет) апертуралық мүйеш u дың мәнисин шеклемеўи үшін үстине басатуғын шийше менен объективтиң биринши линзасының арасына сындырыў коэффициентиниң n ге тең болған мөлдир майды киргизеди. Бундай жағдайда, 296-б сүўретте көринип тұрғанындай, мүйештиң мәнисиниң $\pi/2$ ге жақынлайды. Бундай системаны *иммерсиялық* деп атайды. $n = 1,5$ теңлиги орынланатуғын иммерсия жолы менен микроскоптың санлық апертурасының мәнисин 1,4 ке жеткерийге болады. Бундай жағдайда ажырата алыў күшиниң шамасы қаралатуғын препарат пенен объективтиң арасында ҳаўа қатламы болған жағдайға салыстырғанда шама менен 1,5 есе жоқарылайды.

296-сүўрет.
Иммерсияның тутқан орны.



Микроскоптың объективи ажыратқан деталлардың көз бенен қабыл етилиўи үшін окулярдың үлкейтиўин олардың шама менен $1'$ мүйеш пенен көринетуғындай етип сайлап алыў керек. Үлкен үлкейтиўге ийе болған окуляр деталлардың үлкен санын көрийге мүмкиншилик бермейди.

Микроскопта объектлердиң фотосүўретин түсиргенде толқын ұзынлығы көзге көринетуғын жақтылықтың толқын ұзынлығына салыстырғанда киши болған ультрафиолет нурларға өтий жолы менен ажырата алыў күшин үлкейтиўге болады.

Усындай ультрафиолет микроскоп ($\lambda \cong 2,5 \cdot 10^{-5}$ см болған жағдайда) әдеттегі микроскопқа салыстырғанда еки есе майдарақ болған деталарды ажыратыуға мүмкиншилик береді.

§ 331. Микроскоптағы дифракциялық қубылыстар. 330-параграфта микроскоптың ажырата алыу күшін қарағанымызда биз объекттің хәр бир ноқатын бир биринен ғәрезсиз болған өз бетінше жақтылық шығаратуғын дерек болып табылады деп есапладық. Бундай жағдайда хәр қыйлы ноқатлардан келетуғын тербеліслер когерентли емес. Объекттің хәр бир ноқаты объективтің фокаллық тегислигинде өзіннің дифракциялық дөңгелегін береді. Дифракциялық дөңгелектер бир биринің үстине жарым-жарты түсетуғын орынларда нурлар бир бири менен интерференцияланбайды хәм жақтыландырылғанлықлар әпиұайы түрде қосылады. Бұл жағдай бизге қоңсылас еки дифракциялық дөңгелектертің жақтыландырылғанлықтарының қосынды иймеклигін қарау жолы менен микроскоптың ажырата алыу күшін анықлауға мүмкиншилик берді. Бирақ микроскоп арқалы көрілетуғын объекттер көпшилик жағдайда өзіннен жақтылық шығаратуғын объекттер болып табылмайды. Олар басқа жақтылық дереклери тәрепинен жақтыландырылады хәм олардың айырым ноқатларынан шыққан тербеліслер қандай да шамада когерентли болады. Егер объекттің хәр қыйлы орынлары когерент нурлардың параллель нурлары менен, яғный фокаллық тегислигинде жақтылықтың ноқатлық дерегі жайласатуғын линзаның жәрдемінде алынуатын жақтылық пенен жақтыландырылатуғын болса, онда объекттің хәр қыйлы ноқатларынан шығатуғын тербеліслер толық когерентли болады.

Әдетте жақтыландырыу конденсордың жәрдемінде объектке шекли өлшемлерге ийе жақтылықтың дерегінің сүүретін түсіріу жолы менен әмелге асырылады. Бұл жағдайда объекттің хәр қыйлы ноқатларынан шығатуғын нурларды когерентли болмайды деп күтіуге болады, себеби объекттің хәр қыйлы ноқатлары деректің хәр қыйлы орынларынан шыққан жақтылық пенен жақтыландырылады. Бирақ бұл жуұмақ объекттің бир бирине жүдә жақын жайласпаған ноқатлары үшін ғана дурыс. Объекттің бир бирине жақын ноқатлары жақтылық дерегінің бир ноқатынан шығатуғын нурлар менен жақтыландырылған болуы мүмкін, себеби өз алдына система болған конденсордың өзі шекли ажыратуу күшине ийе (соның менен бирге абберрацияға) хәм деректің хәр бир ноқаты шекли өлшемге ийе болған дөңгелек түрінде сүүретленеді. Сонлықтан әдетте объект аралас жақтылық, жарым-жартысы когерентли, жарым-жартысы когерентли емес жақтылық пенен жақтыландырылған болып шығады.

Когерентли емес (бир бири менен интерференцияланбайтуғын) хәм когерент (бир бири менен интерференцияланатуғын) нурлар менен жақтыландырылуыдың тарқалуы хәр қыйлы болғанлықтан, микроскоптың ажырата алыу күші жақтыландырыуыдың ұсылынан ғәрезли деп есаплауға болады. Аббе толық когерентли жақтылық пенен жақтыландырылуы үшін микроскоптың ажыратуу күшінің теориясын дәретті.

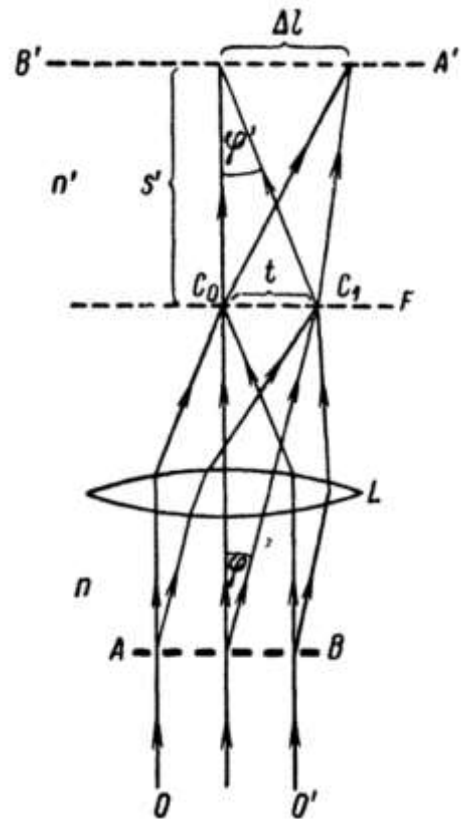
Когерентли жақтылық пенен жақтыландырылған объекттің айырым орынларынан шығатуғын нурлардың интерференциясын аңсат есапқа алыу үшін Аббе объект сыпатында мөлдир дифракциялық пәнжерени алды. Мейли, b тұрықлысына ийе AB пәнжереси OO' когерентли нурлардың параллель дәстеси менен жақтыландырылған болсын (297-сүүрет). Микроскоптың L объективи беретуғын пәнжерениң сүүрети $A'B'$ тегислигинде алынады. L объективтің F бас фокаллық тегислигинде пәнжере беретуғын хәр қыйлы тәртіптегі спектрдің сүүретлери алынады. 270-параграфтың (7)-формуласы бойынша k -тәртіптегі спектр

$$b \sin \varphi = k\lambda \quad (1)$$

қатнас бойынша анықланған φ мүйешінде дифракцияланған нурлар тәрепинен пайда етиледі. Егер биз иммерсиялық система менен ис алып баратуғын болсақ (330-параграф), онда пәнжере сындырыу коэффициенті n болған сұйықтыққа батырылған хәм λ ге келетуғын болсақ, онда толқынның ұсы сұйықтықтағы ұзынлығын нәзерде тұтыу керек. Егер λ хәққында гәп еткенде бослықтағы толқын ұзынлығы нәзерде тұтылатуғын болса (әдетте бослықтағы толқын ұзынлығы нәзерде тұтылады), онда (1)-теңликтің оң тәрепин n ге бөліу керек болады хәм бундай жағдайда

$$b \sin \varphi = k \frac{\lambda}{n} \quad (1a)$$

теңлигине ийе боламыз. $k = 0$ теңлиги орынланғанда орайлық жақтылы жолақ алынады. Усы орайлық жақтылы жолақтан хәм айырым спектрлерден келетуғын нурлар $A'B'$ тегислигинде интерференцияланады. Усының салдарынан AB пәнжересиниң сүүрети алынады. Егер спектрлердиң бир бөлимин жапсақ, онда пәнжерениң сүүрети майысады. Мысалы, барлық спектрлер жабылған хәм тек орайлық жақтылы C_0 жолағы қалдырылған деп болжайық. $A'B'$ тегислигинде ол тең өлшеули жақтыландырылғанлықты пайда етеди. Солай етип, егер тек орайлық жақтылы жолақты ашық қалдыратуғын болсақ, онда $A'B'$ тегислигине фокусланған окулярда бир тең өлшемли жақтыландырылған майданды көремиз; пәнжерениң ҳеш қандай сүүретин көрмеймиз.



297-сүүрет.
Микроскоптағы дифракциялық пәнжерениң
сүүретиниң пайда болуы.

Енди орайлық жақтылы жолақ C_0 менен спектрдиң бири, мысалы $k = 1$ ге сәйкес келетуғын C_1 спектр ашық болсын. Әпиұайылық үшін пәнжере монохромат жақтылық пенен жақтыландырылады деп есаплаймыз. Бундай жағдайда C_1 спектри бир максимумға алып келинеди хәм F объективиниң бас фокаллық тегислигинде жақтылықтың еки когерентли дереги жайласады орайлық жолақ C_0 хәм оннан t қашықтығында жайласқан C_1 максимумы. Бұл дереклердиң нурлары $A'B'$ тегислигинде бир бири менен интерференцияланып, бир қатар интерференциялық жолақларды береді. 256-параграфта келтирилген есаплаулар бойынша қоңсылас жақтылы жолақлардың арасындағы қашықтық

$$\Delta l = \frac{\lambda}{t} \cdot s'$$

шамасына тең болады. Бұл теңликте s' - бас фокаллық тегислик F пенен $A'B'$ тегисликтің арасындағы қашықтық. 297-сүүреттен $t/s' \cong \sin \varphi'$ теңлигине ийе боламыз. Буннан Δl үшін

$$\Delta l = \frac{\lambda}{\sin \varphi'} \quad (2)$$

формуласына ийе боламыз.

Пәнжерениң мөлдір штрихлары бир биринен b қашықтығында жайласқан; егер биз олардың $A'B'$ тегислигиндеги сүүретлериниң өлшемлерин нур оптикасының талаптарына сәйкес $\Delta y'$ арқалы белгилесек, онда синуслар қатнасы бойынша (330-параграф)

$$nb \sin \varphi = n' \Delta y' \sin y'$$

теңлигин жазамыз. Сүўрет алынатұғын орталықтың сындырыў коэффициенті ушын $n' = 1$ теңлиги орынланады деп болжап (жаўа) соңғы теңликте

$$\Delta y' = \frac{nb \sin \varphi}{\sin \varphi'}$$

теңлигин аламыз. Биз микроскоптың объективинен шыққан дәстени тек орайлық жақтылы жолақ пенен бир спектр өткеретуғындай етип шеклеген едик. Сонлықтан $\sin \varphi'$ шамасының мәнісі $k = 1$ теңлиги қойылған хәм нәтийжеде $nb \sin \varphi = \lambda$ түрине енген (1а) теңлиги бойынша анықланады хәм

$$\Delta y' = \frac{\lambda}{\sin \varphi'}$$

теңлиги орынлы болады. Бул аңлатпаны (2) менен салыстырып мынаны аламыз: $A'B'$ тегислигинде пайда болатуғын интерференциялық жолақлар пәнжерениң жақтылы жолақларының сүўретлери жатыўы керек болған $\Delta y'$ қашықлығында жатады. $A'B'$ тегислигинде пәнжерениң өзине тән болған "сүўрети" пайда болады. Геометриялық жақтан дұрыс сүўреттен бул сүўрет мынадай өзгешеликке ийе: пәнжерениң жақтылы жолақларына сәйкес келетуғын максимумнан оның қараңғы жолақтарына сәйкес келетуғын минимумларға өтиў кескин түрде емес, ал әстелик пенен жүзеге келеди. Егер спектрлердің көп санын өткеретуғын болсақ, онда олардан шығатуғын нурлардың интерференциясының нәтийжесінде $A'B'$ тегислигиндеги максимумлардан минимумларға өтиў кескинирек болады, яғный "сүўрет" объекттиң өзине көбирек ұсайтуғын болады.

Жоқарыда келтирилген көз-қараслардан егер орайлық максимум хәм ең кемінде бир спектр өткерилетуғын болса, яғный егер

$$\sin \varphi \geq \frac{\lambda}{nb}$$

теңсизлиги орынланатуғын болса, онда $A'B'$ тегислигинде пайда болатуғын интерференциялық сүўреттеги пәнжерениң штрихлары ажыралады деп есаплайға болады. Басқа сөз бенен айтқанда, пәнжерениң штрихлары бир биринен

$$b \geq \frac{\lambda}{n \sin \varphi}$$

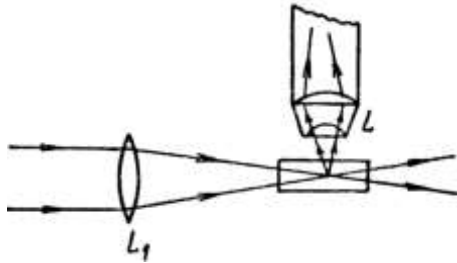
қашықлығында тұрған болса, онда микроскоп пәнжерениң штрихларын ажырата алады.

330-параграфта биз егер жақтылық шығарып тұрған ноқаттың арасындағы қашықлық $0,61 \frac{\lambda}{n \sin \varphi}$ шамасынан киши болмаған жағдайда микроскоптың жәрдемінде ажыралатуғынлығын көрдик. Солай етип, объектти когерентли жақтылық пенен жақтыландырғандағы микроскоптың ажыратыў күши шама менен айырым ноқатлары когерентли болмаған нурларды шығаратуғын объектти қарағандағы ажыратыў күшиндей болады.

Аббе теориясынан мынадай жағдай келип шығады: егер F объективтиң бас фокаллық тегислигинде алынатұғын спектрлердің бир бөлими жасалма түрде жабылса, "сүўреттиң" объекттиң өзине геометриялық жақтан усамаўы мүмкин. Мысалы, егер орайлық максимумды хәм тек жүп тәртиптеги спектрлерди өткерсе ($k = \pm 2, \pm 4, \dots$), онда "сүўреттеги" жақтылы жолақлар $\Delta l' = \frac{1}{2} \Delta y'$ қашықлығында жайласқан болар еди, яғный "сүўрет" пәнжерередеги штрихлардан еки есе көп штрихларды берген болар еди. Бул жуўмақлардың барлығы бас фокаллық тегислик F ке хәр қыйлы формаларға ийе диафрагмаларды қойыў жолы менен тастыйықланады.

Микроскоптың теориясының буннан былай раўажланыўы совет физиклери Л.И.Мандельштам хәм Д.С.Рожественский тәрепинен орынланды. Л.И.Мандельштам өзи жақтылық шығарып тұрған объектлер ушын теорияны толық раўажландырды хәм Аббениң жаўмақларының бир қатарын, соның ишинде пәнжерениң штрихларының еки есе артыўы қубылысын экспериментлерде көрсетти. Д.С.Рожественский толық емес когерентли жақтылық болған ең ұлыўмалық жағдайларды изертледі. Ол объекттиң хәр қыйлы бөлимлери арқалы өтетуғын жақтылық дәстелериниң интерференциялық қубылыслардың үлкен орынды ийелейтуғынлығын көрсетти. Көпшилик жағдайларда микроскопта бақланатуғын объектлер азлы-кемли мөлдір болып табылады. Объекттиң хәр қыйлы бөлимлери арқалы өтетуғын нурлар белгили болған жүрислер айырмасына ийе болады хәм бир бири менен интерференцияланады. Қаралатуғын объекттиң шетлеринде сүўретти оннан да майыстыратуғын интерференциялық жолақлар пайда болады.

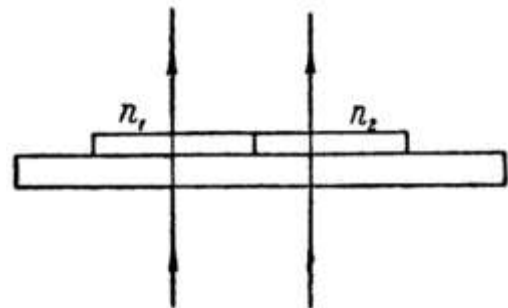
Бұл параграфта, тап сол сыяқлы 330-параграфта исленген жуўмақлар микроскоптың ажырата алыў күшиниң шеклерине жақынлағанда объект пенен оның сүүретиниң арасындағы геометриялық ұқсаслықтың жоғала баслайтуғынлығын көрсетеди. Бундай жағдайда визуаллық бақлаўлар өткергенде микроскоптар иммерсия болмаған жағдайда өлшемлери шама менен 0,3 мкм болған, ал иммерсия болған жағдайларда өлшемлери шама менен 0,2 мкм болған объектлерди ажырата алады. Ультрафиолет нурларда фотосүүретлерди түсиргенде өлшемлери 0,1 мкм болған объектлерди ажыратыў мүмкин.



298-сүүрет.
Ультрамикроскопиялық бөлекшелерди
бақлаўдың схемасы.

Егер бақланатуғын объект пенен оның сүүретиниң арасындағы геометриялық ұқсаслық талабынан бас тартқан жағдайда микроскоптың жәрдемінде өлшемлери микронның оннан бир үлесинен де кем болған киши бөлекшелерди табыў мүмкин. Бундай усыл жақтылықтың киши бөлекшелердеги шашыраўына тийкарланған. Усылдың схемасы 298-сүүrette келтирилген. Жақтылықтың дәстеси линзаның жәрдемінде киши бөлекшелер ушып жүрген кюветаға концентрацияланады. Бундай бөлекшелерди *ультрамикроскопиялық* бөлекшелер деп атайды. Айырым ультрамикроскоплық бөлекшеде шашыраған жақтылық микроскоптың L объективине келип түседі хәм оның фокаллық тегислигинде дифракциялық дөңгелекти пайда етеди. Усындай дөңгелектің бар болыўына байланысly бөлекшелердиң бар екенлиги хәм олардың қозғалысы ҳаққында жуўмақ шығарыўға болады. Бөлекшелердиң барлық жыйнағы қара фондағы жақтылық шығарып тұрған жұлдызшалар түринде бақланады. Усындай "ультрамикроскопиялық" усыл өлшемлери 0,005 мкм ге шекемги бөлекшелердиң табыўға мүмкиншилик береді.

299-сүүрет.
Нурлардың объекттиң хәр қыйлы сындырыў
коэффициентлерине ийе бөлимлери арқалы
өтиўи.



Хәзирги заман микроскопиясында пайдаланылатуғын басқа усыл жақтылықты жутпайтуғын, ал жақтылық дәстелерине белгили болған жүрислер айырмасын киргизетуғын объектлерди бақлаўға арналған. Микроскопта бақланатуғын биологиялық объектлердиң көпшилиги мөлдир хәм сонлықтан оларды бақлаў ушын алдын ала бояў керек болады. Соның менен хәр қыйлы тканлардың хәр қыйлы реңлерге ийе болыўына итибар бериў керек. Бундай бояўды хәм реңди сайлап алыў дым қыйын. Бирақ, боялмаған тканлардың өзлери де бир текли емес, себеби олар хәр қыйлы сындырыў коэффициентлерине ийе. Сонлықтан, бақланатуғын объекттиң сындырыў коэффициенти n_1 болған бөлими арқалы хәм сындырыў коэффициенти n_2 шамасына тең бөлими арқалы өтетуғын толқынлардың арасында белгили болған фазалар айырмасы пайда болады (299-сүүрет). Бундай фазалар айырмасының болыўы тиккелей көринбейди. Бирақ, 1935-жылы Цернике орайлық C_0 жолақты беретуғын нурға қосымша $\pi/2$ фазалар айырмасын берип, бұл нурлардың бақланатуғын объекттеги бир текли болмаған орынларында дифракцияланған нурлар менен интерференцияны алыўға болады (297-сүүрет). Усының нәтийжесинде боялмаған объекттиң структурасын айқынластырыў мүмкин. Бұл усылды *фазалық контраст* усылы деп атайды.

XXIX БАП

ФОТОНЛАР

§ 332. Электронның нурланыуының классикалық теориясы хәм оның қолланылыуының шегаралары. Курсымыздың буннан бұрынғы параграфларда биз атомлар менен молекулалардың құрамында өзлери қандай ν жийилиги менен тербелетугын болса, тап сондай ν жийилигиндеги жақтылықты нурлардыратугын электронларды бар деп есапласақ, онда көп санлы оптикалық құбылыстарды түсиндирийдің мүмкин екенлигин көрдик. Бул болжаудың дұрыс екенлиги классикалық электродинамиканың жуўмақлары менен тастыйықланады. Классикалық электродинамикадан $\ddot{x}$ тезлениуі менен қозғалатугын электронның қууаты

$$W = \frac{2e^2\ddot{x}^2}{3c^3} \quad (1)$$

шамасына тең электромагнит толқынларын нурлардыратуғынлығы белгили.

Егер электрон амплитудасы a хәм жийилиги ν болған гармоникалық тербелетугын болса, онда оның әтирапында тап сондай ν жийилигиндеги сфералық электромагнит толқыны пайда болады.

(1)-формулаға сәйкес, электронның нурланыуының қууаты (ўақыт бойынша орташаланған)

$$\bar{W} = \frac{16\pi^4 e^2 \nu^4 a^2}{3c^3} \quad (2)$$

шамасына тең.

Егер электронның қозғалысы таза гармоникалық болмаса, онда бундай қозғалысты Фурье қатарына гармоникалық құраўшыларға жайыў керек. Амплитудасы a_i болған хәр бир гармоникалық құраўшыға (2)-теңдик пенен анықланған нурланыудың $\bar{W}_i$ қууаты сәйкес келеди.

Ҳақыйқатында, электрон ҳеш ўақытта таза гармоникалық түрде тербелмейди, себеби нурланыў менен ол энергиясын жоғалтады. Сонлықтан, егер электронға сырттағы қандай да бир деректен үзликсиз түрде энергия алып келинбесе, оның тербелислериниң амплитудасы сөнеди. Сөнетуғын тербелиске қатнаساتугын ұсындай электрон амплитудасы жийиликтиң шеки интервалында нолден сезилерликтей өзгеше болған нурланыуды береді (I томдағы 104-параграфта айтылғанлар менен салыстырыңыз). Басқа сөз бенен айтқанда, сөниўши тербелиске қатнаساتугын электрон қатаң емес түрдеги монохромат жақтылықты береді (Бирақ шеки кеңликке ийе спектраллық сызықты береді). "Тәбийий" деп аталатугын бул сызықтың кеңлиги $\delta\nu$ мынаған тең

$$\delta\nu = \frac{\gamma}{2\pi}. \quad (3)$$

Бул теңдикте

$$\gamma = \frac{8\pi^2 e^2 \nu^2}{3c^3 m}.$$

(3)-формуладан тәбийий кеңликтің электронның заряды e ден хәм массасы m нен, жақтылықтың тезлиги c дан хәм нурланыў жийилиги ν дан ғәрезли екенлигин көринип түр. 10^{15} сек⁻¹ шамасындағы (көзге көринетугын жақтылық) жийилик ұшын оның шамасы $\delta\nu \cong 4 \cdot 10^7$ сек⁻¹, яғнай жүдә киши. Сонлықтан биз жақынласыудың жеткилики дәрежесинде атом ямаса молекуланың ишинде ν жийилиги менен гармоникалық тербелетугын электронның, классикалық электродинамикаға сәйкес тап сондай ν жийиликтеги жақтылықты шығарады деп есаплай аламыз.

Электронның дәйірлі емес қозғалысы үшін ұлыма жағдайда Фурье қатарына жайы барлық ν_i жийириклері үшін амплитуда a_i лердің нолден өзгеше болатуғынлығын көрсетеді. Буннан биз қарап өткен жағдайда нурланыудың мүмкін болған барлық ұзынлықтарының бар болыуы менен тәрийипленеді, яғнай нурланыу сызықлы емес, ал тұтас болады.

Электронның тұтас нурланыуына мысал сыпатында электронның тоқтауында пайда болатуғын *тормозлық нурланыу* деп аталатуғын нурланыу хызмет ете алады. (1)-формуладан пайдаланып, тормозланыушы электронның dt ўақыттың ишинде

$$W \cdot dt = \frac{2e^2 \ddot{x}^2}{3c^3} \Delta t$$

шамасындағы энергияны нурландыратуғынлығын көреміз. Мейли Δt ўақыттың ишинде электрон толық тормозланатуғын, яғнай басланғыш тезлигин v дан нолге шекем өзгертетуғын болсын; тормозланыуды тұрақлы $\ddot{x} = w_0$ тезлениуі менен жүзеге келеді деп есаплаймыз. Бундай жағдайда Δt ўақыттың ишинде нурланған энергияның толық муғдары E үшін мынаны аламыз:

$$E = \int_0^{\Delta t} \frac{2e^2 w_0^2}{3c^3} dt = \frac{2e^2 w_0^2}{3c^3} \Delta t.$$

Тұрақлы тезлениуде $w_0 = \frac{v}{\Delta t}$ қатнасы орын алатуғын болғанлықтан, соңғы формула мынаны береді:

$$E = \frac{2e^2 v^2}{3c^3 \Delta t}. \quad (4)$$

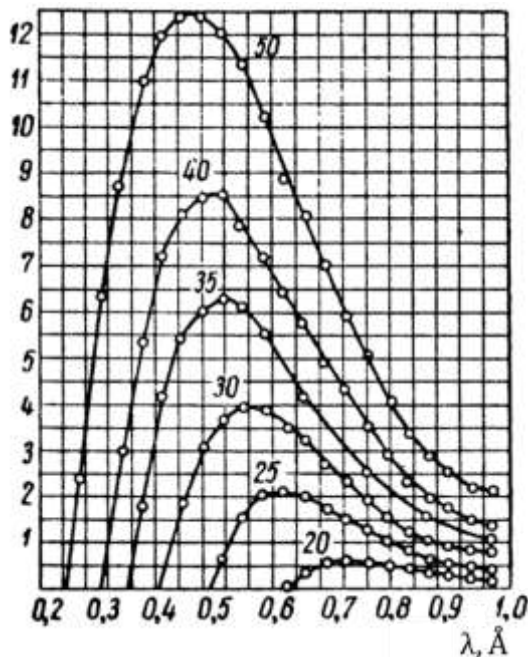
(5)-формуладан нурланған энергияның электронның басланғыш тезлиги v менен тормозланыу ўақыты қанша үлкен болса, нурланған энергияның да үлкен болатуғынлығы көринип тұр. Бұл электронның кескин түрдеги тормозланыуында ғана сезилерліктей нурланыуды күтйге болатуғынлығын аңғартады. Бундай шараят тез ушатуғын электронлар менен қатты антикатодты бомбалағанда жүзеге келеді. Бундай жағдай рентген трубкаларында орын алады. Тормозланыу ўақыты Δt ның жүдә киши болыуы бундай жағдайда қысқа толқынлардың нурланыуына алып келеді. Усындай жоллар менен рентген нурларының пайда болыуы түсиндириледі.

Электронның әстеленген қозғалысын Фурье интегралына жайыу бундай жағдайда электронның басланғыш тезлигине салыстырғанда энергиясының максимумы толқын ұзынлығының қысқарақ областында жатқан тұтас спектрдің нурланыуының керек екенлигин көрсетеді. Бұл жуўмақты тәжирийбе тастыйықлайды. 300-сүүретте электронлардың вольфрам антикатодына урылыуының нәтийжесинде алынған тұтас рентген спектриндеги энергияның тарқалыуы иймекликлері көрсетилген. Иймекликлер 20 дан 50 кВ ке шекемги потенциаллардың ҳәр қыйлы тезлетиуши айырмалары $V - V_0$ ге тийисли.

Электронның нурланыуына басқа мысал сыпатында бетатронлар менен синхротронлар деп аталатуғын дүзилислердеги нурланыуды көрсетеміз (378-параграф). Бұл әсбапларда электрон қуйын тәризи электр майданының тәсиринде шеңбер бойынша қозғалып, тезлиги жақтылықтың тезлигине жақын болған жүдә үлкен мәнислерге шекем жоқарылайды. 1944-жылы совет физиклері И.Померанчук пенен Д.Иваненко бетатронда ямаса синхротронда шеңбер бойынша қозғалатуғын электронның нурландыратуғынлығы көрсетилди. Бир қанша ўақыттан кейин синхротронда бақланды. Бұл синхротронда электронлар $7 \cdot 10^7$ эВ энергияға шекем тезлетилген. Электронлар дәстесинің орбитасы 29,3 см ге тең диаметрге ийе болды. Егер вакуум трубкасына орбита тегислигине

электронлардың қозғалыс бағытына қарама-қарсы бағытта қарағанда нурланыу ақ реңдегі кишкене жақтылы дақ сыпатында көрінген.

Жоқарыда келтирилген мысаллар классикалық электродинамиканың тезлениу менен қозғалатуғын электронның нурланыуын есаплауға пайдаланыуға болатуғынлығын көрсетеді. Тек тезлениу менен қозғалатуғын электрон ғана нурландырады; тең өлшеулі қозғалатуғын электроны нурландырмауы керек. Бирақ, бул жуумақ электронның қозғалуы тезлиги v жақтылықтың фазалық тезлигинен киши болған жағдайларда ғана дұрыс. Бослықта жақтылық мүмкин болған максималлық c тезлиги менен тарқалады хәм электронның тезлиги v хеш уақытта c дан үлкен болмайды. Бирақ, электрон қандай да бир мөлдир затта қозғалғанда жағдай басқаша болады. Мөлдир затта жақтылықтың фазалық тезлиги c/n ге тең (n арқалы заттың сындырыу көрсеткиши белгиленген). Қатты хәм сұйық денелер үшін n ниң мәніси 1 ден әдеуір үлкен хәм электронның тезлиги c/n шамасынан үлкен болуы мүмкин. "Жақтылықтың тезлигинен үлкен" тезлик пенен қозғалатуғын ұсындай электронның жақтылық шығаруы 1934-жылы П.А.Черенков тәрепинен табылды. Ол радиоактив элементлердің γ -нурларының тәсиринде пайда болған жүдә үлкен тезликке ийе болған электронлардың сұйықтық арқалы өтиуін бақлады. Бул қубылыстың теориясы И.М.Франк хәм И.Е.Тамм тәрепинен берилди.



300-сүрөт.
Тутас рентген спектриндегі энергияның тарқалуы.

П.А.Черенков тәрепинен табылған нурланыу төбесиндегі мүйештің мәніси

$$\cos \vartheta = \frac{c}{vn} \quad (5)$$

шамасына тең конустың ишинде тарқалған. Бул теңликте ϑ арқалы электронның қозғалысы бағытынан баслап есапланған мүйеш белгиленген. (5)-формула ϑ мүйеши үшін $\pi/2$ шамасынан киши мәністи беретуғын болғанлықтан, жақтылықтың шығуы электронның қозғалыс бағытында ғана бақланады. Қарама-қарсы бағытта жақтылық нурландырылмайды.

Бул қатнастың дұрыс екенлиги тәжірийбеде жақсы тастыйықланады. Мысалы, тәжірийбелерде бензол үшін $\vartheta = 38^\circ 30'$ мәніси алынған, ал (5)-формула бойынша $38^\circ 40'$ алынады.

Жоқарыда келтирилген мысаллардың барлығы классикалық электродинамиканың жуумақларының тәжірийбеде алынған нәтижелерге сәйкес келмейтуғынлығын

көрсетеді. Бірақ, ұсының менен бір қатарда физиканың раўажланыўы менен нурланыўдың классикалық теориясы менен де, жақтылықтың тәбиятының толқынлық тәбияты менен де сәйкес келмейтуғын фактлер жыйнала баслады. Нурланыўдың классикалық теориясының жуўмақлары менен экспериментлерде алынған мағлыўматлардың бір бирине сәйкес келмеўи биринши рет абсолют қара денениң спектриндеги энергияның толқын ұзынлығы бойынша тарқалыўын үйрениўдин барысында көринди. 310- хәм 311-параграфларда көрсетилип өтилгениндей, улыўмалық термодинамикалық принциптерден абсолют қара денениң спектриндеги энергияның тарқалыўының тек толқын ұзынлығы менен абсолют температурадан ғәрезли болған универсаллық функция болып табылатуғынлығын көрсетиўге болады. Бірақ, бул функцияның дурыс түри Планк тәрепинен классикалық көз-қарасларға пүткиллей жат болған, атап айтқанда жақтылықтың энергияның $\varepsilon = h\nu$ шамасына (h арқалы мәниси $6,624 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек шамасына тең Планк турақлысы, ν арқалы нурланыўдың жийилиги белгиленген) тең айырым порциялар менен нурландырылатуғынлығы ҳаққындағы болжаўынан кейин ғана табылды.

Классикалық нурланыў теориясын пайдаланыўға болмайтуғынлығының екинши мысалы ретинде тормозлық рентген нурланыўын қараймыз. Биз әстеленген қозғалысты Фурье қатарына жайыўдың оның нурланыўының тутас характерге ийе екенлигин түсиндиретуғынлығын көрсеттик. Бундай жағдайда жайыўда қәлеген шамадағы үлкен жийиликлер қатнасады, буннан нурланыўдың қысқа толқынлар областындағы интенсивлигиниң киши болыўы мүмкин болса да, тутас рентген спектриниң қысқа толқынлар тәрепинен шекленбегенлиги келип шығады. Тәжирийбелер болса, рентген нурларының тутас спектриндеги энергияның тарқалыўының қысқа толқынлар тәрепте шегараға ийе екенлигин көрсетеді (300-сүрет). Бул шегараның тұрған орны антикатодқа келип урылатуғын электронлардың тезлигинен ғәрезли, Бірақ антикатодтың материалынан ғәрезли емес. Электронлардың тезлиги қаншама үлкен болса, спектрдиң шегарасына соншама қысқа λ_0 толқын ұзынлығы сәйкес келеди. Көп санлы өлшеўлер спектрдиң шегарасы сәйкес келетуғын λ_0 толқын ұзынлығының электронларды тезлендиретуғын $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасына кері пропорционал екенлигин көрсетеді:

$$\lambda_0 = \frac{K}{V_1 - V_2}. \quad (6)$$

Егер (6)-формуладағы λ_0 толқын ұзынлығын ангстремлерде, ал $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасын вольттерде өлшейтуғын болсақ, онда пропорционаллық коэффициент K ның мәниси $K = 12\,350$ ге тең болады.

Рентген нурларының тутас спектриниң қысқа толқынлы шегарасының болыўы энергияның $\varepsilon = h\nu$ порциясы менен нурланатуғынлығы ҳаққындағы Планк гипотезасының жәрдемінде тиккелей түсиндириледі. Ҳақыйқатында да, егер нурланыў тормозланыўшы электронлардың энергиясының есабынан жүзеге келетуғын болса, онда электрон тәрепинен нурландырылған энергияның порциясы оның басланғыш энергиясынан үлкен бола алмайды:

$$\varepsilon = h\nu \leq E_k. \quad (7)$$

Бул теңликте E_k - антикатодқа урылатуғын электронның кинетикалық энергиясы. $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасын өткен электрон $E_k = e(V_1 - V_2)$ энергиясына ийе болатуғын болғанлықтан (e арқалы оның энергиясы белгиленген), (7)-аңлатпадан

$$h\nu \leq e(V_1 - V_2)$$

теңсизлигине ийе боламыз. Буннан тормозланыўшы электрон тәрепинен нурландырылатуғын максималлық жийилик ν_0 диң

$$\nu_0 = \frac{e}{h}(V_1 - V_2)$$

шамасына тең болатуғынлығын көреміз.

ν жиілігінен толқын ұзындығына өтіп, рентген нурларының тұтас спектринің шегарасына сәйкес келетуғын толқын ұзындығының

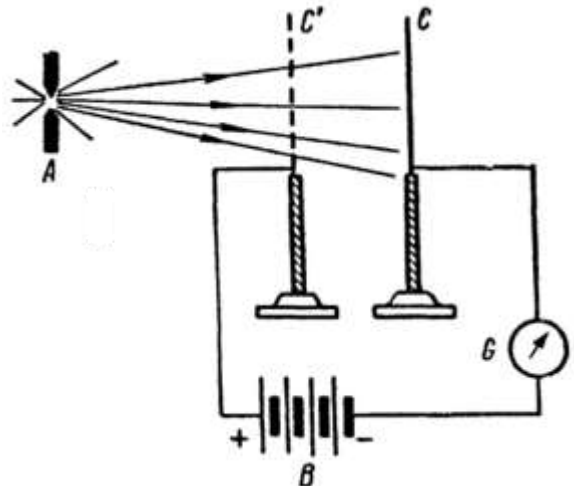
$$\lambda_0 = \frac{hc}{e} \cdot \frac{1}{V_1 - V_2} = \frac{K}{V_1 - V_2}$$

шамасына тең болатуғынлығын хәм оның (6)-формулаға сәйкес келетуғынлығын көреміз.

h , c хәм e ниң белгили болған санлы мәнислерин пайдаланып, $K = \frac{hc}{e} = 4,13 \cdot 10^{-7}$ шамасын аламыз. Егер бұл мәнисти λ_0 ангстремлерде, ал $V_1 - V_2$ вольтлерде өлшенетуғын системаға өткерсек, онда $K = 12\,340$ шамасын аламыз. Бұл тұтас рентген спектринің қысқа толқынлы шегарасын тиккей өлшеулерде алынған шамаға сәйкес келеді.

§ 333. Фотоэффект. Буннан алдыңғы параграфта биз жақтылықтың $\varepsilon = h\nu$ порциясы менен нурландырылатуғынлығын көрдик. Жақтылық тап ұсындай порциялар менен жұтылады. Бұл жағдай мәниси денелерден жақтылықтың тәсиринде электронлардың ушып шығыуынан ибарат болған фотоэлектрлик құбылыс деп аталатуғын құбылыстан жүдә көргизбелі түрде келип шығады.

301-сүүрет.
А.Г.Столетовтың тәжірийбесинің
схемасы.

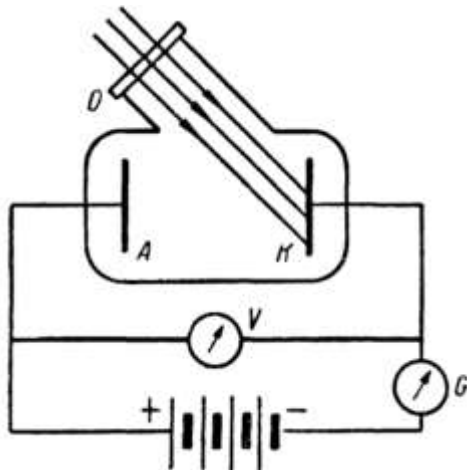


Жақтылықтың электрлик құбылыстардың өтиўине тәсири биринши рет Герц тәрепинен баянланды. Ол еки цинк шариклеринің бирин ультрафиолет жақтылық пенен жақтыландырғанда усы еки шариктиң арасындағы электр ушқынының шығыуының әдеуір аңсатласатуғынлығын аңғарған. Жақтылықтың зарядланған денелерге буннан былай изертлеўди 1888-1890 жыллары Москва университетиниң профессоры А.Г.Столетов тәрепинен даўам етилди. Столетовтың тәжірийбелеринің схемасы 301-сүүретте көрсетилген. Бұл сүүретте CC' арқалы полировкаланған цинк пластинка C менен металл тор C' белгиленген. Пластинка менен тордың арасында B батареясының жәрдемінде потенциаллар айырмасы түсириледі. C пластинкасының заряды өзгергенде пайда болатуғын тоқтың шамасын G гальванометринің жәрдемінде өлшеўге болады. C пластинкасы A доғасының жақтылығы менен жақтыландырылды. Столетов терис зарядланған C пластинкасының өзиниң зарядын жақтылықтың тәсиринде жоғалтатуғынын тапты. Бұл құбылысты ол *актиноэлектрлик* деп атады; хәзирги ўақытлары оны фотоэффект деп атайды. Буннан кейин Столетов фотоэффект бағынатуғын төмендегидей тийкарғы нызамлықларды ашты:

1) егер дене терис зарядланған болған жағдайда ғана зарядын жоғалтады; денениң заряд оң болған жағдайда оның заряды жақтылықтың тәсиринде жоғалмайды;

- 2) қубылыс ультрафиолет нурлардың тәсирінде жақсырақ жүзеге келеді;
- 3) нурлардың зарядлаушы тәсири олардың энергиясына пропорционал;
- 4) нурлардың разрядлау тәсирін хәтте жүдә қысқа ўақыттың ишінде де табыўға болады, жақтыландырыў менен разрядтың арасында сезилерликтей ўақыт өтпейди.

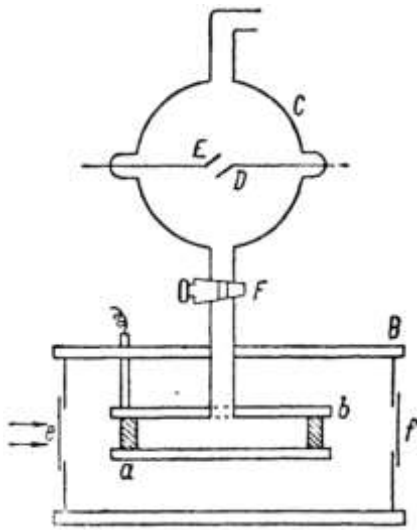
Буннан кейин Столетов жақтыландырыўшы пластинканы вакуумға жайластырып фотоэффект қубылысын үйренди. Тап ұсындай ұсылды басқа изертлеўлерде де пайдаланды. Дүзилистің схемасы 302-сүўретте көрсетилген. K пластинкасы O кварц айна арқалы ультрафиолет нурланыў менен жақтыландырылды. K пластинкасы менен A электродының арасындағы потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ ның шамасы G гальванометриниң жәрдемінде өлшенеди. K пластинкасын жақтыландырғанда G гальванометри менен өлшенетуғын тоқ пайда болады. Ыдыста жақсы вакуум болғанлықтан, бул тоқ жақтыландырылған пластинкадан жулып алынған зарядланған бөлекшелердиң есабынан ғана пайда болыўы мүмкин. Қубылыс қәлеген материалдан соғылған K пластинкасы болған жағдайларда да бақланатуғын болғанлықтан, жақтылық тәрепинен жулып алынатуғын бөлекшелерди электронлар деп болжаў тәбийий.



302-сүўрет.
Вакуумдағы фотоэффектти үйрениў
бойынша тәжирийбениң схемасы.

Жақтылықтың тәсирінде денелерден электронлардың жулып алынатуғынлығының туўырдан-туўры дәлили А.Ф.Иоффе тәрепинен берилди. Ол конденсатордың пластинкаларының арасында пайда етилген қозғалмайтуғын шаңның бөлекшеси ұсылынан пайдаланды (II том, 151-параграф). Иоффе тәжирийбесиниң схемасы 303-сүўретте келтирилген. C шийше ыдысының E хәм D электродларының арасында электр разряды жүзеге келеди. Бундай жағдайда электродлар соғылған металдың пуўланыўы орын алады. F кранының жәрдемінде шаңның бөлекшелери конденсатордың a хәм b пластинкаларының арасына киргизилиўи мүмкин болды. Сыртқы тәсирлерден қорғаў ушын конденсатор B қутысына жайластырылған. B қутысы еки айнаға ийе - шаң бөлекшелерин ультрафиолет нурлар менен жақтыландырыў ушын хызмет ететуғын e кварц айнасы хәм шаң бөлекшелерин микроскоптың жәрдемінде бақлаў ушын арналған f айнасы. Хәўа менен сүйкелисиўдиң салдарынан зарядланған шаң бөлекшелери конденсаторда a хәм b пластинкаларының сәйкес потенциаллар айырмасын сайлап алыў жолы менен конденсатордың пластинкаларының арасында қалқып жүрди. Шаң бөлекшесин ультрафиолет нурлардың әззи ағысы менен жақтыландырғанда шаң бөлекшеси хәр ўақыт өзиниң зарядын өзгертеди. Нәтийжеде ол тең салмақлық ҳалынан шығады хәм конденсатордың терис зарядланған пластинкасына қарай қозғалады. Бул жағдай шаң бөлекшесиниң терис зарядты жоғалтқанын билдиреди. Конденсатордың a хәм b пластинкалардың арасындағы потенциаллар айырмасының жаңа мәнисин сайлап алыў жолы менен шаңның бөлекшесиниң қайтадан қалқып жүриўин жүзеге келтириўге болады.

Тең салмақлыққа сәйкес келетуғын потенциаллар айырмасының мәнісери бойынша шаң бөлекшесиниң зарядының өзгериси есапланды хәм бул өзгерис электронның заряды e ге тең болып шықты.



303-сүүрет.

А.Ф.Иоффениң тәжирийбесиниң схемасы.

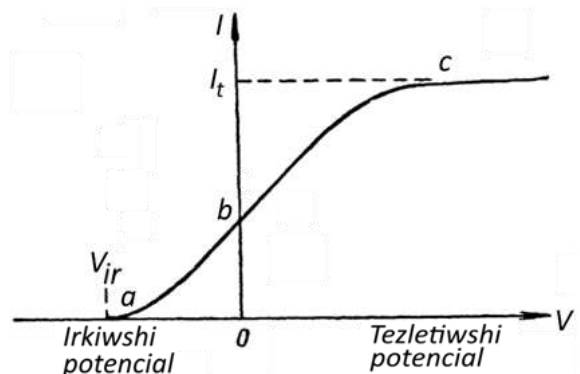
302-сүүретте келтирилген тәжирийбениң схемасына қайтып келип, пластинканы жақтыландырғанда жулып алынатуғын электронлардың санын хәм олардың тезлигин өлшеўдиң усылын қараймыз. Нұрланыўдың өзгермейтуғын құрамы менен құўатындағы K хәм A электродларының арасында пайда болатуғын I тоғының күши электродлардың арасындағы потенциаллар айырмасы $V = V_1 - V_2$ дан ғәрезли. Пластинканы монохромат жақтылық пенен жақтыландырғандағы ғәрезлик 304-сүүретте көрсетилген. Тоқ күши I диң потенциаллар айырмасы V дан ғәрезлигин сүўретлейтуғын иймекликти *вольтамперлик характеристика* деп атайды. Бул жағдайда вольтамперлик характеристика өзиниң мынадай өзгешеликлери менен айрылып турады:

а) тезлетиўши потенциаллар айырмасы V ның өсиўи менен тоқ I тойыныў мәнисине жетеди;

б) *иркиўши* потенциалдың сондай V_{ir} мәниси болады, бундай потенциалда тоқ I жоғалады.

304-сүүрет.

Вольтамперлик характеристика.



Әлбетте, жақтылықтың тәсиринде K пластинкасынан жулып алынған барлық электронлар A электродына жететуғын болса, онда тоқтың мәниси тойыныў тоғы I_t ның мәнисине тең болады (II том, 172-параграф). Столетовтың бақлаўларының нәтийжесине сәйкес (үшинши нызамлық), тойыныў тоғының шамасы пластинкаға түсетуғын жақтылық ағысының қуўаты W ге пропорционал. Тойыныў тоғы $I_t = en$ шамасына тең болғанлықтан (n арқалы ўақыт бирлигинде жулып алынатуғын электронлардың саны белгиленген) биз

мынаны аламыз: *ұақыт бирлигинде жулып алынатуғын электронлардың саны түсіуші нурдың қууатына пропорционал.*

Иркиўши потенциалдағы I тоғының болыуы (304-сүүреттегі ab иймеклиги) электронлардың денеден базы бир басланғыш тезлик пенен ушып шығатуғынлығын көрсетти. Иркиўши электр майданының жұмысы eV_{ir} диң мәниси жулып алынған электронлардың басланғыш кинетикалық энергиясына тең болғанда электронлар A электродына жете алмайды:

$$eV_{ir} = \frac{mv^2}{2} \quad (1)$$

Фотоэлектронлардың тезлиги v ның жақтылықтың жийилиги ν ден ғәрезлиги үлкен қызығыуды пайда етеди. тәжирийбелер V_{ir} иркиўши потенциалдың жийилик ν ден ғәрезлигин тиккелей береді; тезлик v ның жийилик ν ден ғәрезлигин v менен V_i арасындағы (1)-қатнастың тийкарында табыўға болады. Көп санлы өлшеулер V_i ның жийилик ν диң сызықлы функциясы екенлигин көрсетеди:

$$V_{ir} = k\nu - V_0. \quad (2)$$

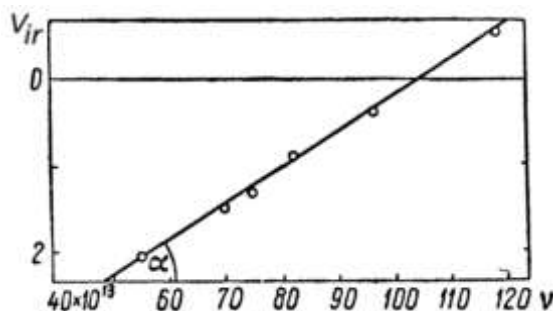
Бұл теңликте k менен V_0 турақлы шамалар. k ның мәниси материалдың түринен ғәрезли емес. 305-сүүретте Милликен тәрепинен хәр қыйлы жийиликтегі жақтылықтың тәсиринде жулып алынған фотоэлектронлар ушын мағлыўматлар келтирилген. Абсцисса көшерине жақтылықтың жийилиги ν , ал ордината көшерине V_{ir} иркиўши потенциалдың мәнислери қойылған. Әдетте, эксперименталлық ноқатлар бир туўрының бойында жайласады.

V_{ir} иркиўши потенциал электронлардың тезлиги менен (1)-қатнас бойынша бир мәнисли байланысқан болғанлықтан, (2)-теңликтен жутылған жақтылықтың жийилиги ν қанша үлкен болса, онда фотоэффектте жулып алынған электронлардың тезлигиниң соншама үлкен болатуғынлығын көрсетеди.

V_{ir} иркиўши потенциалдың орнына оның (1)-қатнас бойынша алынған $\frac{mv^2}{2}$ мәнисин қойсақ, онда

$$\frac{mv^2}{2} = e k \nu - e V_0 \quad (3)$$

теңлигине ийе боламыз. Бұл теңликтен *фотоэлектронлардың басланғыш кинетикалық энергиясының жақтылықтың жийилиги ν диң өсиуи менен сызықлы өсетуғынлығын аңғартады.*



305-сүүрет.

Иркиўши потенциалдың жийиликтен сызықлы ғәрезлигин аңғартатуғын эксперименталлық мағлыўматлар.

(2)- хәм (1)-қатнастардан және де бир нәтийже келип шығады: электронлардың денеден жулып алыныуы ушын жийилик ν диң $\nu \geq V_0/k$ шәртин қанаатландырыуының керек екенлигин көрсетеди. $\nu_0 = V_0/k$ шамасы *фотоэффекттиң қызыл шеғарасы* деп аталады. Толқын ұзынлығы $\lambda_0 = c/\nu_0 = ck/V_0$ шамасынан киши болған жақтылық ғана фотоэффектти бере алады. Хәр қыйлы денелер ушын λ_0 хәр қыйлы мәнислерге ийе болады (XIV кестеге қараңыз). λ_0 ультрафиолет областқа киреди; тек силтили металлар ушын λ_0 көзге көринетуғын спектрдиң ишине киреди. Бұл Столетовтың фотоэффектти тийкарынан

ультрафиолет областта жүзеге келеді деген жуўмағының дұрыс екенлигин тастыйықлайды. λ_0 ның мәнісі денениң бетинің тазалығының дәрежесінен күшли ғәрезли. XIV кестеде келтирилген мағлыўматлар газден тазаланған металлар ушын дұрыс.

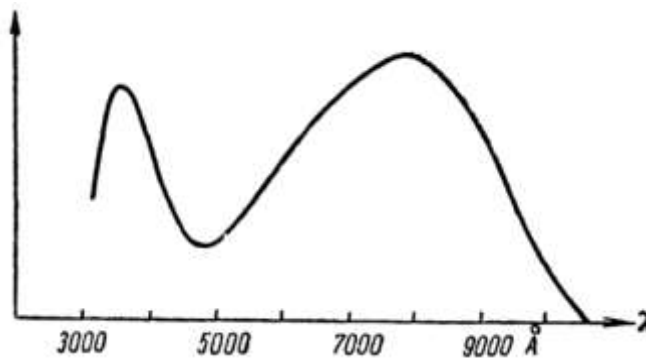
XIV кесте

Фотоэффекттиң қызыл шегарасы

Металл	<i>Cs</i>	<i>Na</i>	<i>Zn</i>	<i>Ag</i>	<i>Pt</i>
$\lambda_0, \text{\AA}$	6600	5000	3720	2600	1962

Ең ақырында Столетовтың жақтыландырыўдың басы менен фотоэффекттиң пайда болыў моменти арасында сезилерликтей ўақыттың өтпейтуғынлығы ҳаққындағы тастыйықлаўын тәжирийбелер жақсы тастыйықлады. Столетов бул фактты мыңнан бир секунд дәлликте тапты. Соңғы ўақытлары өткерилген тәжирийбелер жақтыландырыўдың басы менен фотоэффекттиң пайда болыў моменти арасындағы ўақыттың 10^{-9} секундтан үлкен емес екенлигин көрсетти.

Фотоэффекттиң интенсивлиги түсиўши жақтылықтың толқын ұзынлығына ғәрезли. Бирдей қуўатта ҳәр қыйлы λ толқын ұзынлықлары ушын I_t тойыныў тоғы ушын ҳәр қыйлы мәнислер алынады. 306-сүўретте оксидлик-цезийли қатламның сезилерлигиниң иймеклиги көрсетилген. Бундай қатламның қызыл шегарасы инфрақызыл областта $\lambda_0 = 11\,000 \text{\AA}$ ниң қасында жайласады. Усы мәнистен баслап сезгирлик иймеклиги тез өседи ҳәм $\lambda = 8000 \text{\AA}$ ниң қасында максимумды береді, екінши максимум $\lambda = 3800 \text{\AA}$ ниң қасында жайласқан.



306-сүўрет.
Оксидли-цезийли қатламның
сезгирлигиниң иймеклиги.

Егер бет электр векторы E түсиў тегислигине параллель тербелетуғын тегис-поляризацияланған жақтылық пенен жақтыландырылатуғын болса, онда сезгирликтің кескин максимумлары бақланады. Бундай түрдеги қубылыс *селективлик* ямаса *сайлап алыўшылық* деп аталады. Егер түсиўши толқында электр векторы E түсиў тегислигине перпендикуляр бағытта тербелетуғын болса, онда селективлик фотоэффект жүзеге келмейди.

§ 334. Эйнштейн формуласы ҳәм оны экспериментте тексерий. Фотоэлектрлик қубылыс бағынатуғын эксперименталлық ызамлар жақтылықтың толқынлық теориясының көз-қарасларына қарама-қарсы келеді. Электромагнит жақтылық толқыны затқа келип түсип усы жақтылық толқынының өзиниң амплитудасына пропорционал амплитудаға ийе мәжбүрий тербелислерди жүзеге келтирийи керек. Егер денениң ишиндеги электронларды ұслап тұратуғын күшлер үлкен болмаса, онда электронлар сыртқа түсетуғын жақтылықтың амплитудасынан ғәрезли болған тезлик пенен ушып шығыўы керек. Жақтылық толқынының амплитудасы жақтылық ағысының қуўатын анықлайтуғын болғанлықтан, биз жулып алынатуғын электронлардың тезлигиниң түсиўши жақтылықтың интенсивлигиниң өсийи менен үлкейетуғынлығын алыўымыз керек.

Хақыйқатында, бундай ғәрезлик жоқ: түсетуғын жақтылықтың қуўатының үлкейиі менен жулып алынатуғын электронлардың саны үлкейеди; электронлардың тезлиги тек жақтылықтың жийилигинен ғәрезли. Бизиң жоқарыда көргенимиздей, бундай жағдайда жулып алынған электронлардың энергиясы жийиликке байланыслы сызықлы өседі. Қандай да бир жасалма түрдеги гипотезаларды ойлап таппасақ, онда бундай ғәрезликти толқынлық көз қарастан түсиндириўдиң мүмкиншилиги жоқ.

1905-жылы Эйнштейн мынадай идеяны ұсынды: жақтылық Планк бойынша қандай $\varepsilon = h\nu$ порциялар менен нурланатуғын болса, тап сондай порциялар менен жутылады деп болжанса, онда фотоэлектрлик қубылыслардың барлық тийкарғы ызыамлықлары тиккелей түсиндириледі. Хақыйқатында да, электронды қатты денеден жулып алғанда жақтылықтың энергиясы мыналарға жұмсалады:

1) жулып алыў ушын исленген жұмысқа (оны A арқалы белгилеймиз) хәм

2) электронға $\frac{mv^2}{2}$ кинетикалық энергиясын бериўге.

Егер бир электронды жулып алыў ушын жутылған жақтылық энергиясының порциясы $h\nu$ ге тең болса, онда энергияның сақланыў ызыамы бойынша

$$h\nu = A + \frac{mv^2}{2} \quad (1)$$

теңлигин аламыз. Бул теңликти Эйнштейн формуласы деп атайды. Электронның кинетикалық энергиясы болған $\frac{mv^2}{2}$ шамасын иркиўши майдан eV_{ir} арқалы жазсақ [333-параграфтағы (1)-формула], онда Эйнштейн формуласын мынадай түрде көширип жазамыз:

$$h\nu = eV_{ir} + A. \quad (1a)$$

Соңғы теңликтен

$$V_{ir} = \frac{h}{e} \nu - \frac{A}{e} \quad (2)$$

теңлиги келип шығады. Бул қатнас 333-параграфтағы (2)-формула менен аңлатылған эксперименталлық ызыамлыққа сәйкес келеді:

$$V_{ir} = k\nu - V_0. \quad (3)$$

Солай етип, фотоэлектронлардың кинетикалық энергиясының жийилик ν ден сызықлы ғәрезлиги жақтылықтың айырым $\varepsilon = h\nu$ порциясы менен жутылатуғынлығы гипотезасынан тиккелей келип шығады екен.

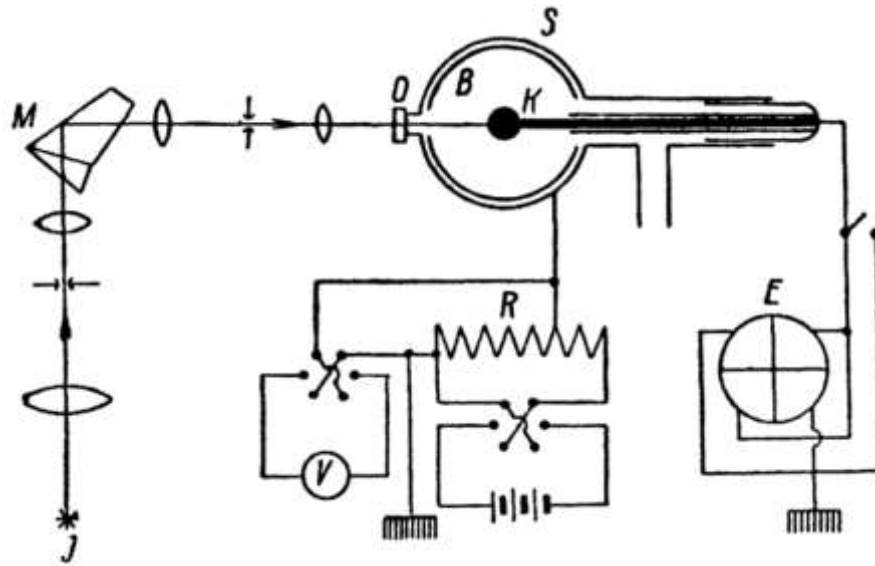
Тап сондай жоллар менен I_n тойыныў тоғының шамасының түсиўши жақтылықтың қуўатына пропорционаллығы түсиндириледі. Жақтылық ағысының улыўмалық қуўаты W ның үлкейиі менен айырым $\varepsilon = h\nu$ порцияларының саны да, демек, ўақыт бирлигинде жулып алынатуғын электронлардың саны n де өседі. I_n ниң шамасының n ге пропорционал болғанлығына байланыслы тойыныў тоғы I_n ниң жақтылықтың қуўаты W ға пропорционаллығы түсиндириледі.

(1)- Эйнштейн ызыамының дурыс екенлигин экспериментлерде тексерип көриўге болады. (2)- хәм (3)-формулаларды салыстырып Планк тұрақлысы h пенен эмпирикалық константа k ның арасындағы мынадай байланысты табамыз:

$$h = ke. \quad (4)$$

Бул теңликте e арқалы электронның заряды белгиленген. Тәжирийбеден k ның мәнисин анықлап хәм электронның заряды e ниң белгили болған мәнисин пайдаланып, олардың көбеймесиниң хақыйқатында да Планк тұрақлысына тең екенлигин тексерип көриўге болады. (4)-қатнастың дурыс екенлиги Милликенниң биринши өлшеўлериниң өзінде-ақ келип шықты. Бул өлшеўлердиң нәтийжелери 305-сүўретте көрсетилген. k константасы $tg \alpha$ ге тең, α - (3)-тұўры менен абсцисса көшериниң арасындағы мүйеш. Буннан табылған k ның мәниси қәтелердиң шеклеринде h/e қатнасына сәйкес келген.

(4)-теңликти дәлирек тексеріу П.И.Лукирский менен С.С.Прилежаев тәрепинен орынланды. Олар Столетовтан баслап барлық экспериментаторлар пайдаланған тегис конденсаторды сфералық конденсатор менен алмастырды.

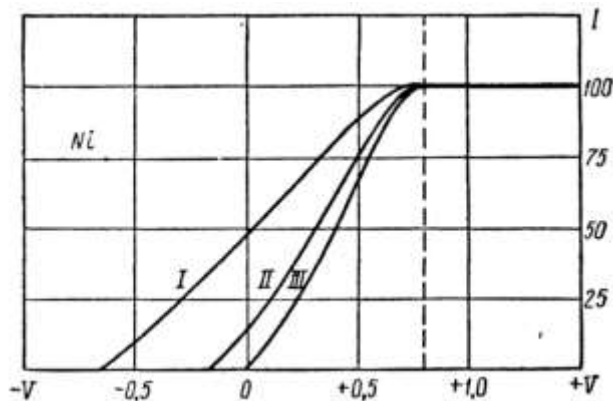


307-сүүрет. П.И.Лукирский менен С.С.Прилежаевлар тәжірийбесиниң схемасы.

Лукирский менен Прилежаев пайдаланған дүзилистің улыўма түри 307-сүүретте келтирилген. Бул сүүретте S - иши гүмисленген шийше шар, ол B сфералық конденсатордың сыртқы электроды болып хызмет етеди. Ишки электрод сыпатында изертленетуғын металдан соғылған K шариги хызмет етеди. Бул шарик O кварц айнасы арқалы жақтыландырылған. Жақтылықтың дереги сыпатында сызықлы спектрди беретуғын J сынап лампы хызмет етеди. Усы деректен шыққан жақтылық айырым спектраллық сызықты ажыратып алыў ушын хызмет ететуғын M кварц монохроматоры арқалы өтеди. K шариги квадрант электрометри менен тұтастырылған. K шариги менен B сферасының арасында потенциометрдің жәрдемінде ҳәр қыйлы шама менен белгидеги потенциаллар айырмасы түсирилген ҳәм оның мәниси V вольтметриниң жәрдемінде өлшенген. B электроды K шаригин қоршап туратуғын болғанлықтан усы K шаригинен жулып алынған барлық электронлар тезлетиўши потенциал болмаған жағдайда да B электродына жетип келеди. Нәтийжеде K шариги менен B электродының арасындағы потенциаллар айырмасы нолге тең болған жағдайда да тойыныў тоғының I_t мәниси алынған. Бул жағдай иркийши потенциал V_{ir} диң ҳақыйқый мәнисин анықлаўда қыйыншылық пайда ететуғын электродлардың арасындағы контактлық потенциаллар айырмасының тутқан орны жоқ етилди. Сфералық конденсатордың буннан басқа артықмашлығы оның менен ислегенде иркийши потенциалдың өсиўи менен тоқ күшиниң киширейиўи кескин түрге ийе болады; бул $I = 0$ теңлиги орынланғандағы $V = V_{ir}$ мәнисин дәл анықлаўға мүмкиншилик береді. 308-сүүретте никель ушын алынған вольтамперлик характеристикалар көрсетилген. Иймекликлер никелден соғылған K шаригин ҳәр қыйлы болған толқын ұзынлықларына ийе жақтылық пенен жақтыландырылғанлыққа сәйкес келеди. Барлық бұл иймекликлер ушын тойыныў тоғы $V = +0,8$ В шамасындағы потенциаллар айырмасында алынады. Бул шама никель электроды K менен гүмис электрод B ның арасындағы контактлық потенциаллар айырмасына тең $0,8$ В шамасын вольтметрдің барлық көрсетиўлеринен алып таслап, иркийши потенциалдың ҳақыйқый мәнисин алыўға болады. Усыған сәйкес келетуғын иймекликлер $Al, Zn, Sn, Cd, Pb, Cu, Pt$ ҳәм Ag ушын да алынды. Жақтылықтың ҳәр қыйлы жийиликлериндеги иркийши V_{ir}

потенциалының мәніслери бойынша k константасының мәніслери алынды хәм буннан (4)-теңликтің тийкарында Планк тұрақтысы h тың мәніси есапланды; оны анықлаудағы қателіктің шамасы 0,2 проценттің этирапында болды. Усындай дәлліктің шеклерінде h тың мәніси басқа ұсыллар менен алынған мәніс пенен сәйкес келеди.

Эйнштейннің (1а) формуласынан электронның металдан шығыу жұмысы A ны анықлауға да болады. Буннан табылған шығыу жұмысының мәніслери (2~6 эВ) термоэлектронлық эмиссияның тийкарында алынған шамаларға жақсы сәйкес келеди. (II том, 172-параграф).



308-сүүрет.
Ni үшін вольтамперлік характеристикалар.

Иркийши потенциалдың шамасы үлкейгенде вольтамперлік характеристикалардағы иймекликлердің әстелик пенен төменлеуі (308-сүүрет) барлық электронлардың (1)-Эйнштейн формуласы бойынша анықланған тезликлер менен жулып алынбайтуғынлығын аңғартады. Электронлардың көпшилиги денеден киши тезлик пенен ушып шығады. Бұл жақтылықтың электронларды беттің тек өзінен емес, ал базы бир тереңликтен жулып алыуы менен байланысly. Бундай жағдайда электронлар дененің бетине жетемен дегенше энергиясының бир бөлимин жоғалтады. Бундай көз-қарас жуқа қатламлардағы фотоэффектти бақлауларда тастыйықланады. Егер жүдә жуқа түрдеги металды алатуғын болсақ (қалыңлығы шама менен 10^{-6} - 10^{-7} см), онда тезликлер бойынша бир теклирек болған фотоэлектронлар алынады.

§ 335. Жақтылықтың корпускулалық қасийетлери. Буннан бурынғы параграфта биз фотоэлектронлардың эмпирикалық тезлигинің жийилик ν ден ғарезлигин жақтылықтың толқынлық теориясы менен түсиндириуде пайда болатуғын қыйыншылықты көрсеткен едик. Егер денени жақтыландырыудың басы менен электронлардың пайда болыуының арасындағы кешигиудің жоқ екенлигине дыққат аўдарсақ, онда жақтылықтың тәбиятына толқынлық көз-қараслардың кемшилиги және де кескин түрде көринеди. Фотоэлектронның жулып алыныуы хәм оның ушын атомның $\varepsilon = h\nu$ энергияны топлауы ушын зәрүрли болған ўақыттың шамасы киши жақтыландырғанда үлкен болыуы керек. Хақыйқатында да, толқынлардың энергияны алып жүриўинде энергия тығызлығы бойынша (тұрақлы амплитудада) барлық толқын фронты бойлап тең өлшеўли тарқалған. Егер электромагнит толқынның жолында вибратор жайластырылған болса, онда электродинамикада ұсы вибратор жутқан энергияның муғдары бетинің майданы $\Delta S = \lambda^2$ шамасына тең болған (λ - толқын узынлығы) беттің элементи арқалы алып жүрилген энергияға тең. Бундай көз-қараслардан атомның электронды шығарыуы хәм оннан кейин сол электронға $h\nu$ энергиясын бериўи ушын жеткилики болған энергияны қандай ўақыттың ишинде топлайтуғынлығын есаплаймыз. Мейли, u жақтылық энергиясының ағысының тығызлығы, яғный майданы бир бирликке тең болған бет арқалы ўақыт бирлигинде алып өтилетуғын энергияның муғдары болсын. Бундай жағдайда, жоқарыда айтылғанлар бойынша атом t ўақытының ишинде $u\Delta St = u\lambda^2 t$ шамасына тең энергияны

жутады. Усы энергияның есабынан фотоэлектронның ушып шығыуы үшін оның шамасы $\varepsilon = h\nu = h\frac{c}{\lambda}$ энергиясын жутыуы, яғный мынадай теңликтің орын алыуы керек:

$$u\lambda^2 t = h\frac{c}{\lambda}.$$

Буннан t уақыты үшін

$$t = \frac{hc}{\lambda^3 u} \quad (1)$$

теңлигине ийе боламыз.

Толқын ұзынлығы $\lambda = 4000 \text{ \AA}$ болған фиолет жақтылықта ағыстың $u = 10^{-6} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$ тығызлығында фотоэффект аңсат бақланады. λ менен u дың бұл мәніслерин (1)-теңликке қойсақ хәм Планк тұрақтысының белгили болған $h \cong 6,6 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек}$ мәнісин, ал бослықтағы жақтылықтың тезлигинің $c = 3 \cdot 10^{10} \text{ см/сек}$ шамасын пайдалансақ, онда t үшін

$$t = \frac{6,6 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{(4 \cdot 10^{-5})^3 \cdot 10^{-6}} \text{ сек} = 3 \cdot 10^3 \text{ сек} = 50 \text{ min}$$

шамасын аламыз.

Солай етип, атомның фотоэлектронды шығарыуы үшін ол биз қарап атырған жағдайда энергияны 50 мин тың ишінде жыйнауы керек болады. Фотоэффект процессинің барлығы былайынша жүзеге келген болар еди: дәслеп, ұзақ уақыттың ишінде фотоэлектронлар пүткиллей пайда болмайды; буннан кейин көп санлы атомлар бирден электронларды шығарыуы керек. Жақыйқатында процесс пүткиллей басқаша жүреді: биринши электронлар жақтыландырылуы басланғаннан кейин ис жүзінде хеш қандай кешікпей пайда болады; базы бир уақыт ишінде жулып алынған фотоэлектронлардың энергиясының мұғдары фотоэффектти пайда еткен жақтылық энергиясының толық мұғдарына тең. Жақтылық энергиясының үзликсиз толқынлық процесс пенен алып жүрилиуі жаққындағы көз-қарасларды сақлау үшін бир электронлардан басқа электронларға энергияның алып берилиуінің механизмінің бар екенлиги ямаса фотоэлектронлардың энергиясы түскен жақтылықтың энергиясының есабынан емес, ал атомлардағы қандай да бир ишки дереклердің есабынан екенлиги жаққындағы жасалма гипотезаларды ойлап табыу керек болар еди. Соңғы жағдайда жақтылықтың тұтқан орны атомдағы базы бир "тетиклик механизмди" иске қосыудан ибарат болады. Бұл гипотезаларды пайдаланыуға болмайды, себеби фотоэлектронлардың энергиясы фотоэффектти беретұғын заттың тәбиятынан пүткиллей ғәрезсиз, ал толығы менен түсіуші жақтылықтың жийилиги бойынша анықланады.

Жоқарыда айтылған жағдайларды жууақлай келе, биз мыналарды айтыуымыз мүмкин: фотоэлектрлик процесс жақтылық энергиясы айырым бөлекшелер тәрәпинен алып келинетұғындай болып көринеди. Егер бөлекше атомға "келип түссе", ол оған өзинің энергиясын толығы менен береді. Атап айтқанда жақтылықтың ұсындай тәбияты жаққындағы тап ұсындай гипотеза Эйнштейн тәрәпинен ұсынылды. Ол жақтылықты айырым бөлекшелердің ағысы болып табылады деп болжады. Бұл жақтылық бөлекшелери дәслеп жақтылық квантлары деп аталды; хәзирги уақытлары фотонлар атамасы қәлиплекти. Фотонның энергиясы $\varepsilon = h\nu$ ге тең. Солай етип, фотонлар, жақтылықтың жийилигине байланысly хәр қыйлы энергияға ийе болады. Ұзақ инфрақызыл нурларға сәйкес келетұғын фотонлар киши энергияға ийе болады (үлкен λ лер, киши ν лер), ал рентген нурларына сәйкес келетұғын фотонлар үлкен энергияға ийе болады. Ұсыған байланысly жақтылықтың корпускулалық қәсийетлери ұзын толқынлы нурланыу үшін әззи бақланады хәм жүдә киши толқын ұзынлықларында корпускулалық қәсийет сезилерликтей көринеди (рентген нурлары, радиоактив элементлердің ү-нурлары). $\varepsilon = h\nu$ қатнастан келип шыққан халда толқын ұзынлығы $\lambda = 10 \text{ мкм}$ болған

инфрақызыл нурларға фотонлардың $\varepsilon \cong 2 \cdot 10^{-13}$ эрг, көзге көринетуғын нурлар үшін ($\lambda = 5000 \text{ \AA}$) фотонлардың $\varepsilon \cong 4 \cdot 10^{-12}$ эрг, ақырында толқын ұзындығы $0,1 \text{ \AA}$ болған рентген нурларына фотонлардың салыстырмалы үлкен $\varepsilon \cong 2 \cdot 10^{-7}$ эрг энергиясы сәйкес келеді.

Салыстырмалық теориясы бойынша массасы нолге тең болмаған бөлекшениің тезлиги жақтылықтың тезлигине жақынласқанда оның энергиясының шамасы шексизликке шекем үлкейеді. Жақтылықтың тезлигиндей тезлик пенен қозғалатуғын фотонның энергиясы шекли болғанлықтан фотонды ноллик массаға ийе деп есаплау керек. Бұл жууақ парадокслық характерге ийе емес, себеби фотон тынышлықта тұратуғын есаплау системасы болмайды.

Энергия менен қозғалыс мұғдарының арасындағы қатнасты пайдаланып биз фотонның қозғалыс мұғдары p_f үшін аңлатпаны да таба аламыз. 301-параграфтағы (7)-формулада $m_0 = 0$ деп болжап $p_f = \frac{\varepsilon}{c} = \frac{h\nu}{c}$ аңлатпасын аламыз.

Ең ақырында фотонның төмендегидей шамалар менен тәрийиплейтуғынлығын аңғарамыз:

1) энергиясы менен

$$E_f = \varepsilon = h\nu;$$

2) қозғалыс мұғдары менен

$$p_f = \frac{h\nu}{c}.$$

Фотонлардың қозғалыс мұғдарының болатуғынлығы жақтылықтың басымының бар екенлигине байланысly тиккелей көринеді.

260-параграфта П.Н.Лебедевтің жақтылықтың басымын өлшеу бойынша өткерген тәжирийбелерін тәрийиплегенде, биз жақтылық ағысының көлем бирлиги үшін $k = w/c$ қозғалыс мұғдарына ийе болыуының керек екенлигін көрсеткен едик, бұл теңликте w арқалы жақтылық энергиясының көлемлик тығызлығы, c арқалы жақтылықтың бослықтағы тезлиги белгиленген. Бұл қатнас фотонлардың жоқарыда айтылған қәсийетлерінен тиккелей келип шығады. Жақыйқатында да, егер көлем бирлигиндеги фотонлардың саны n_0 болса, онда олардың энергиясы $w = n_0\varepsilon = n_0h\nu$ шамасына тең болады. Сонлықтан жақтылық ағысындағы улыұмалық қозғалыс мұғдары мынаған тең болады:

$$k = n_0p_f = n_0 \frac{h\nu}{c}.$$

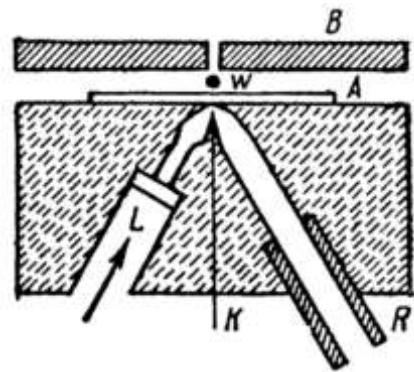
w менен k үшін жазылған аңлатпаларды салыстырыудан, мынаны аламыз:

$$k = \frac{w}{c}.$$

Жақтылықтың корпускулалық қәсийетлери көп санлы тәжирийбелерде, олардың ишиндегі көп санлы тәжирийбелер совет физиклеріне тийисли. А.Ф.Иоффениің шаң бөлекшелеріндегі фотоэффектти бақлау бойынша өткерилген тәжирийбелери атомлардың энергияны топлауы үшін белгили ұақыттың болмайтұғынлығын айқын түрде көрсетти (333-параграф). Шаң бөлекшесінен электронлардың ушып шығыуы биринен соң бири тосыннан жүзеге келеді. Тап сол сыяқлы тосыннан болатуғын тербелислер менен жақтыландырыудың басы менен биринши электронның ушып шығыуының арасындағы ұақыттың узақлығы да анықланды. Қубылыс шаңның бөлекшесіне бөлекшениің - фотонның тосыннан түсетуғынлығы жаққындағы болжауға сәйкес келди. Буннан кейін өткерилген тәжирийбелерде, олардың ишинде А.Ф.Иоффе менен Н.И.Добронравовлардың рентген нурларының тәсиріндегі шаң бөлекшесіндегі фотоэффектти бақлау бойынша өткерилген тәжирийбелерінде фотонлар жаққындағы гипотезаның дұрыс екенлиги оннан да көргизбелі түрде көрсетилди. Жоқарыда көрсетилип өтилгениндей, рентген нурларының фотонлары үлкен энергияға ийе болады хәм сонлықтан олар менен

экспериментлерди өткеріу жақтылық толқынлары менен экспериментлерди өткеріуе қарағанда артықмашлықтарға ийе.

Иоффе менен Добронравовтың тәжірибесінің схемасы 309-сүретте келтірілген. Қалың эбонит пластинкада қуыслық исленип, ұсы қуыслықтан R найы арқалы қауа сорып алынған. Бул қуыслық миниатюралық рентген трубкасының хызметін атқарады. Катод хызметін кварцтан соғылған L айнасы арқалы ультрафиолет нурлар менен жақтыландырылатұғын жиңишке алюминий сымның K ұшы, ал антикатодтың хызметін жиңишке A алюминий пластинкасы хызмет етти. K сымның ұшынан ұшып шыққан фотоэлектронлар ұсы сым менен A пластинкасының арасына түсірілген потенциаллар айырмасы 12 000 В болған майданның тәсірінде тезлетілген. A пластинкасына ұрылып, электронлар тормозланады хәм рентген нурларын шығарады. Пластинкадағы нурлардың жұтылыуы киши, сонлықтан олар пластинка арқалы дерлік еркін өтеди. K сым ультрафиолет нурлардың хәлсиз ағысы менен жақтыландырылған хәм ол 1 секундтың ишінде шама менен 1000 электронды берген. Бул электронлар A пластинкасына ұрылып, 1 секундтың ишіндеги рентген импульслерінің тап сондай санан береді.



309-сүрет.

А.Ф.Иоффе менен Н.И.Добронравовтың
тәжірибесінің схемасы.

A алюминий пластинкасы хәм екінші, оған параллель болған B пластинкасы тегис конденсаторды пайда етеди. Оның ишінде A антикатодтан шама менен 0,02 см ге тең d қашықтығында радиусы $3 \cdot 10^{-5}$ см болған W висмут шаңның бөлекшесі илдирилип тұрды.

Айырым ұақытлары шаңның бөлекшесі оған түсетуғын рентген нурларының тәсірінде фотоэлектронның жоғалыуының салдарынан тең салмақтық халдан шығады. Орташа, фотоэлектронның жоғалыуы орташа 30 минуттың ишінде бир рет жүзеге келген. Бул эксперименталлық нәтиже жақтылықтың тәбияты хәкқындағы корпускулалық көз-қарасқа дәл сәйкес келеди. Хәкыйқатында да, корпускулалық көз-қарастан хәр бир рентген импульсі ықтыярлы бағытта ұшыратуғын фотон болып табылады. Егер шаңның бөлекшесі фотон пайда болған орыннан $\Delta\omega$ денелик мүйеш пенен көрінетуғын болса, онда ұшып шығатуғын фотонлардың ұлыұмалық саны n нен оған саны

$$n' = n \frac{\Delta\omega}{4\pi}$$

шамасына тең фотон келип түседі.

Мейли, бақлаулар t ұақыттың ишінде өткерилетуғын болсын хәм ұақыт бирлигинде пайда болған фотонлардың саны n_0 ге тең болсын. Бундай жағдайда

$$n' = n_0 t \cdot \frac{\Delta\omega}{4\pi}$$

теңлигине ийе боламыз.

Буннан шаңның бөлекшесіне фотонлардың еки рет түсіуінің арасындағы ұақыт $\bar{t}$ ұшын мынадай шаманы аламыз:

$$\bar{\tau} = \frac{t}{n'} = \frac{4\pi}{n_0 \Delta\omega}. \quad (2)$$

Денелик мүйеш $\Delta\omega = \pi r^2/d^2$, бұл теңлікте r - шаң бөлекшесинің радиусы хәм d - шаң бөлекшеси менен фотон пайда болған орынға шекемги қашықтық (A алюминий пластинкаға шекем). $\Delta\omega$ ның бұл мәнісін (2)-теңлікке қойып,

$$\bar{\tau} = \frac{4d^2}{n_0 r^2}$$

теңлігінің орынлы екенлігін табамыз. Биз қарап атырған жағдайда $n_0 = 1000$, $r = 3 \cdot 10^{-5}$ хәм $d = 2 \cdot 10^{-2}$ см, буннан $\bar{\tau}$ ұшын

$$\bar{\tau} = \frac{16 \cdot 10^{-4}}{10^3 \cdot 9 \cdot 10^{-10}} \text{ сек} \cong 1,8 \cdot 10^3 \text{ сек} = 30 \text{ min}.$$

Ауыр элемент болған висмут ұшын хәр бир түсетуғын фотонды жутылады хәм хәр бир жутылыудың фотоэлектронның пайда болыуына алып келеди деп есаплауға болады. Буннан, тәжірийбениң нәтийжелери менен толық сәйкеслікте фотоэлектронның орташа 30 минутта бир рет пайда болыуының керек екенлігі келип шығады. Хәр бир фотоэлектронның энергиясы $\varepsilon = h\nu$ ге тең.

Толқынлық теорияның көз-қарасы бойынша Иоффе менен Добронравовтың тәжірийбесинің нәтийжелери пүткиллей түсиниксиз. Рентген фотонының энергиясының сфералық фронт бойынша шаң бөлекшесине түсетуғын хәм шамасы фотонның ұлыұма энергиясының $\frac{\Delta\omega}{4\pi} \cong 5 \cdot 10^{-7}$ үлесине тең энергияға ийе шаң бөлекшесинің құрамына киретуғын көп санлы электронлардың арасында тарқалыуы да керек. Демек, энергияны топлау ұшын үлкен ұақыт ямаса барлық электронлар өзлеринің энергиясын түсиниксиз болған себепке байланысly бир электронға бериуі керек.

Жақтылықтың фотонлық теориясын тастыйықлайтуғын басқа зор тәжірийбелер *әззи жақтылық ағысларының флуктуацияларын* бақлауға тийисли.

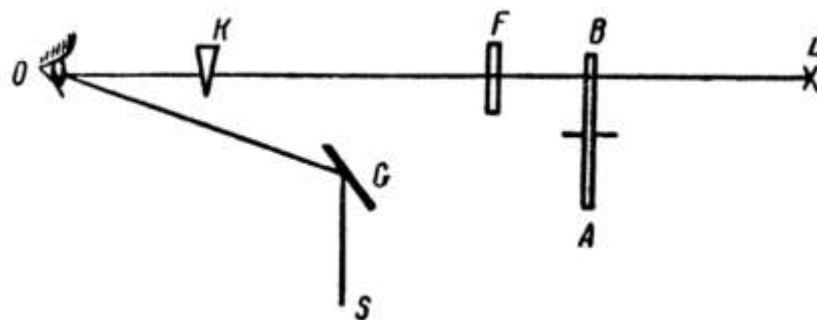
I томның 76-параграфында биз физикалық процесслердің үзликлиги "қалтырауға" - физикалық шамалардың флуктуацияларына алып келетуғынлығын көрдик. Мысалы, атомлардың тәртипсиз қозғалысы газдің шаңның киши бөлекшесине түсирилетуғын басымның флуктуацияларын жүзеге келтиреді; анодқа жетип баратуғын электронлардың орташа санының тосыннан болатуғын ауытқыұлары катод трубкаларындағы әззи тоқлардың флукцияацияларын пайда етеді. Тап сол сыяқлы жүдә әззи болған жақтылық ағысының қуұаты ұсы ағыстың айырым жақтылық бөлекшелери - фотонлардан пайда болатуғын болғанлықтан өзинің орташа мәнісінен үзликсиз ауысыуын көрсетиуі керек.

Әззи жақтылық ағысларының флуктуациялары биринши рет визуаллық ұсыл менен табылды хәм С.И.Вавилов хәм оның хызметкерлеринің бир топары тәрепенен үйренилди.

306-параграфта биз геўгимге көриўге адаптацияланған көздің көриў сезиминің тұрақлы босағасына ийе болатуғынлығын көрдик. Бундай босағаға жүдә киши қуұат сәйкес келеді. Ең күшли сезгирлик областында бұл қуұаттың мәніси $4 \cdot 10^{10}$ эрг·сек⁻¹ шамасына тең. Бұл 1 секундта 100 фотонның түсиуіне сәйкес келеді. Бұл сан көздің сыртындағы тынық қатламға (роговицаға) келип түсетуғын фотонлардың санына тең. Көздеги шағылысыудың хәм жутылыудың салдарынан сетчаткаға келип жететуғын фотонлардың саны оннан да аз. Солай етип, көриў сезиминің босағасына фотонлардың салыстырмалы көп болмаған саны сәйкес келеді, хәм бұл сан әдеуір үлкен флуктуацияларға ұшырауы керек. Егер көзге орташа бир секундтың ишинде 100 фотон келип түсетуғын хәм бұл көздің сезгирлігінің босағасына сәйкес келетуғын болса, онда, әлбетте айырым секундлардың ишинде 100 ден аслам фотонның (мысалы 110 фотонның) ямаса кемирек (мысалы 90 фотонның) келип түсиуі мүмкин. Соңғы жағдайда көз жақтылықты сезбейді. Буннан,

көриу сезиминің босағасының қасында жақтылық ағысының флуктуацияларына байланысly өзине тән "жылтылдының" бақланыуы керек. Бундай жылтылдылар С.И.Вавилов хәм оның оқыушылары тәрeпинен хәқықатында да табылды.

Өзинің тәжірийбелерінде көздің көриу сезимин иркиуи уқыплығы хәм басқа да себеплерге байланысly С.И.Вавилов үзликсиз ағысларды бақлаған жоқ, ал айырым тутаныуларды (вспычкаларды) бақлады. Фотонлардың санының флуктуацияларының салдарынан көриу сезиминің босағасының қасында барлық тутаныулар бақланбайды, ал олардың айырымлары бақланады. Вавилов пайдаланған фотометрлеу (307-параграф) ушын арналған дүзилістің схемасы 310-сүўретте көрсетилген. 306-параграфта биз геўгимдеги көриудің перифериялық екенлигин көрсеттик. Сонлықтан O көз жақтылығы G айнасында шағылысқан әззи дерекке қарай бағдарланған. Жақтылық L лампынан көздің сетчаткасының перифериялық бөлимине түскен. LO дәстесинің жолында бир секундта бир рет айланатуғын тесиги бар AB диск жайластырылған. Тесиктің өлшемлери бир айланыудың барысында жақтылық $0,1$ сек даўамында түсетуғын хәм $0,9$ сек даўамында иркилетуғындай етип исленген. F фильтринің жәрдемінде спектрдің изертленетуғын бөлими (жасыл) ажыратылып алынған. K сынасы көзге түсетуғын ағысларды ретлеўге мүмкиншилик береді. Бақлаушы тутаныуды көрген ўақытта кнопканы басады хәм усының нәтийжесінде қозғалыушы лентада белги түсирилген. Тап сол лентада дисктің хәр бир айланыуы да есапқа алынған. Усының нәтийжесінде бақлаушының тутаныуды бақлағаны белгиленген. Бундай жағдайда көзге түсетуғын жүдә киши болмаған ағыста бақлаушы хәр бир тутаныуды белгилейди. K сынасын кирзизгенде хәм ағыстың қуўаты жүдә киши болғанда бақлаушы барлық тутаныуларды белгилемейди. Бул айырым тутаныулардағы фотонлардың санының флуктуацияларының себебинен жүзеге келеди: бир жағдайда фотонлардың саны көриу сезимин пайда етиу ушын жеткиликли, ал екінши жағдайларда олардың саны жүдә аз. Солай етип, жақтылық флуктуацияларының бар екенлиги тиккелей бақланады.



310-сүўрет. С.И.Вавиловтың жақтылық ағысының флуктуацияларын бақлау бойынша өткерген тәжірийбесинің схемасы.

Көп санлы бақлауларды санлық жақтан қайтадан ислеу флуктуацияларды статистикалық есаплаулардың нәтийжелери менен жақсы сәйкес келеди.

Вавиловтың усылы айырым жақтылық дәстеси менен буннан кейин де бир қатар тәжірийбелерди өткеріуе хәм алынған нәтийжелерди толқынлық теорияның нәтийжелери менен салыстырып көриуе мүмкиншилик береді. Толқынлық теория бойынша еки когерентли дәсте барлық ўақытта бир орайдан шығарылған, Бирақ хәр қыйлы жолларды өткен тербеліслерден пайда болады (261-параграф). Демек, толқынлық көз-қарас бойынша когерентли дәстелердеги тербеліслер бир биринен ғәрезсиз емес. Вавилов AB диски арқалы өтетуғын дәстени Френель биризмасының (261-параграф) жәрдемінде екиге бөлди (310-сүўрет). Олар еки бақланатуғын тутаныулар областларын берди. Бул еки дәстениң флуктуациялары пүткиллей бир биринен ғәрезсиз болып шықты. Бирақ усы жағдайға қарамастан, егер бул дәстелерди қосса, олар интерференцияланып, жақтылы хәм қараңғы жолақлардың системасын береді.

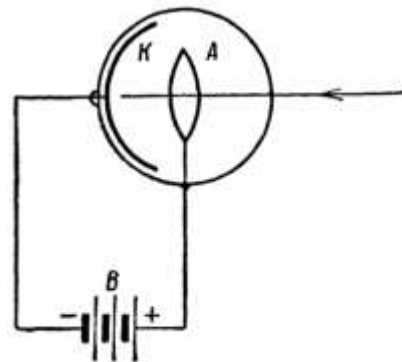
Баска тәжірийбе Волластон призмасының жәрдемінде алынған еки дәстени салыстырыуға тийисли (290-параграф). Бул жағдайда еки дәстедеги жақтылық бир бирине перпендикуляр тегисликлерде сызықлы поляризацияланған. Толқынлық көз-қарастан Волластон призмасының

жәрдемінде алынатуғын сызықты поляризацияланған нұрлар тербелістерді құраушыларға жайыудың нәтижесінде алынады. Демек, бұл жағдайда екі дәстеді тербелістер де ғарезсіз емес. Ал Вавилов тәжірийбелері болса бұл жағдайда екі дәстениң бір биринен ғарезсіз флукутацияланатуғынлығын көрсетті.

Жоқарыда келтирилген тәжірийбелерден жақтылықтың корпускулалық қасиетлерге ийе екенлигин пүткиллей айқын көринеди. Бирақ, бұл ески "ағыў" теориясына қайтыўды (250-параграф) хәм толқынлық көз-қараслардан толық бас тартыўды аңғартпайды. Интерференция хәм дифракция қубылыслары тек дәўирли толқынлық процесстиң жәрдемінде ғана түсиндирилиўи мүмкин. Бизиң 250-параграфта атап өткенимиздей, жақтылық бир ўақытта толқынлық хәм корпускулалық қасиетлерге ийе болады. Бұл қарама-қарсылықлардың диалектикалық бирлигиниң зор мысалы болып табылады.

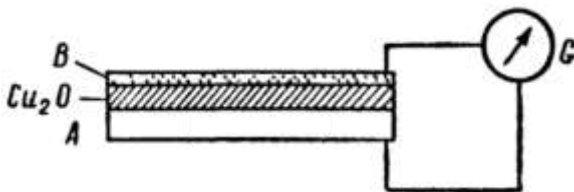
§ 336. Фотоэффекттиң әмелдеги қолланылаўы. 306-параграфта биз фотоэлементлердиң жақтылық ағысларын регистрациялаў хәм өлшеў ушын пайдаланыўға болатуғынлығын көрсеттик. Хәзирги ўақытлары фотоэлементлер басқа бир қатар мақсетлер ушын да қолланылады: жақтылық сигнализациясында, телевидениеде, сесли кинода х.т.б. Вакуумлық фотоэлементтиң әпиўайы типі 311-сүўретте көрсетилген. Фотоэлемент үлкен болмаған ҳаўасы сорып алынған шийше баллоннан турады. Оның бир ярымының ишки тәрәпи жақтылықты сезгиш қатлам менен жабылған. Фотоэлементтиң қандай спектраллық областы ушын арналғанлығына байланыслы хәр қыйлы қатламлар пайдаланылады: гүмисленген, калийли, цезийли, сурьма-цезийли х.т.б. Бұл қатлам катодтың хызметин атқарады. Анод әдетте A сақыйнасы түринде соғылады. Катод пенен анодтың арасында B батареясының жәрдемінде потенциаллар айырмасы қоздырылады. Жақтыландырыў болмаған жағдайда фотоэлементтиң шынжырында тоқ пайда болмайды. K фотокатодына жақтылық келип түскенде KAB шынжырында тоқ пайда болады. Вакуумлық фотоэлементлердиң сезгирлиги $10-15 \text{ мка/лм}$ шамасына шекем жетеди. Тоқтың күши менен (тойыныў тоғының күши менен) жақтыландырыўдың қуўатының арасында қатаң түрдеги пропорционаллық орын алады.

311-сүўрет.
Фотоэлемент.



Гейпара жағдайларда фотоэлемент үлкен емес басымдағы қандай да бир инерт газ бенен толтырылады. Бұл фотоэлементтиң сезгирлигиниң жоқарылаўына алып келеди, себеби катод пенен анодтың арасындағы жеткилики потенциаллар айырмасында хәр бир фотоэлектрон газдиң атомын ионластырып, соған сәйкес артықмаш электронларды пайда ете алады. Газ бенен толтырылған фотоэлементлердиң сезгирлиги 100 мка/лм шамасына жетеди. Хәзирги ўақытлары жоқарыда тәрийипленген сыртқы фотоэффект пенен бир қатарда ишки фотоэффект деп аталатуғын фотоэффект кең түрде пайдаланылады. Бұл эффект жақтылықтың тәсирінде кристалдың ямаса ярым өткизгиштиң ишиндеги электронның босаныўына алып келинеди. Босанған электрон денениң ишинде қалып оның электр өткизгишлигин жоқарылата алады. Жақтыландырғанда электр

өткізгішліктің күшлі өсімін селен береді. Селен фотоэлементтер бір люменге бір неше жүз микроамперге тең жүдә жоқары сезгірлікке ийе. Жабықшы қатламға ийе болған қатты фотоэлементтер айрықша қызығыуды пайда етеді. Мысалы закисли фотоэлемент ("купрокс") мысалдың хызметін атқара алады. Оның схемасы 312-сүретте көрсетілген. Электродлардың бири болып хызмет ететұғын *A* мыс пластинкасына Cu_2O мыстың закисинің жуқа қатламы, ал жоқарысында мөлдир болыуы үшін жүдә жуқа болған қандай да бир металдың (мысалы алтынның) қатламы отырғызылады. Бұл *B* қатламы екінші электродтың хызметін атқарады. Егер еки электродты электр шынжыры менен тутастырса хәм Cu_2O қатламын мөлдир электрод арқалы жақтыландырса, онда әсбапта мыстан мыстың закиси тәрепине қарай тоқ пайда болады. Әсбаптың жұмысы мынаған алып келинеди: жақтылықтың тәсирінде Cu_2O қатламында фотоэлектронлар ажыралып шығады. *Cu* менен Cu_2O арасындағы шегаралық қатлам түүрылаушы қәсийетке ийе: ол электронларға тек Cu_2O тәрепинен *Cu* ға қарай өтүүге мүмкиншилик береді. Нәтийжеде жақтылықтың тәсирінде ажыралып шыққан электронлар қатлам арқалы тек бир бағытта қозғала алады хәм шынжырда тоқты пайда етеді.



312-сүрет.
Қатты мыслы закисли фотоэлемент.

Мыслы закисли фотоэлементтер менен бир қатарда күкиртли-гүмисли, селенли-қорғасынды хәм теллурлы-қорғасын фотоэлементтер қолланылады. Жабықшы қатламға ийе болған қатты фотоэлементтердің сезгірлігі 1000 $\mu A/cm$ шамасына жетеді. Қатты фотоэлементтердің айырымлары хәтте алыс инфрақызыл областқа шекем сезгір. Селенли-қорғасын хәм теллурлы-қорғасын фотоэлементтер толқын ұзынлығы 5,5 μm ге шекемгі радиацияны табыуға мүмкиншилик береді. Жабықшы қатламға ийе фотоэлементтердің өзгешелігі олардың сырттан электр қозғаушы күшін бермеген жағдайда да шынжырда тоқты бериуінде (шынжырға батареяларды қосыудың керегі жоқ). Сонлықтан олар жақтылық энергиясын электр энергиясына айландыратұғын түрлендіргіштер болып табылады. Бирақ, олардың пайдалы тәсир коэффициентінің шамасы 2 проценттен үлкен емес.

§ 337. Рентген нурларының шашырауы. Классикалық көз-қараслар бойынша рентген нурлары атомлардағы электронлардың мәжбүрий тербеліслерін жүзеге келтіре алатұғын электромагнит толқынлар болып табылады. Сонлықтан рентген нурларының шашырауы да көзге көрінетұғын нурлардың классикалық шашырауы нызамына бағынады деп күтиүүге болады. Бұл нызамлардан (284-параграф) мыналар келип шығады:

- 1) шашырауды толқын ұзынлығы λ өзгермейді;
- 2) шашыраудың индикатриссасы

$$I = I_0(1 + \cos^2 \varphi) \quad (1)$$

аңлатпасының жәрдемінде анықланады. Бұл теңлікте φ арқалы түсіуші хәм шашыраған нурлардың арасындағы мүйеш белгіленген. Эксперименталлық тексеріп көріулер (1)-қатнастың тек жүдә қысқа болмаған рентген нурлары үшін орынланатұғынлығын көрсетеді; қысқаша толқынлар үшін (1)-қатнастан әдеуір ауытқыулар орын алады. Усының менен бирге қысқа толқынлы рентген нурлары шашырағанда олардың толқын ұзынлығы өзгереді деп жуұмақ шығарыуға болады (жүтыу коэффициентінің өзгерісі бойынша). Усының менен бир қатарда k шашырау коэффициентінің шашыраушы электронлардың санынан күтилген ғәрезліктен бир қанша ауытқыулар да орын алады.

Рентген нурларының шашырау коэффициенті k заттың көлем бірлігіндегі шашыратыушы электронлардың концентрациясы n_e ге пропорционал болыуы керек.

$$n_e = Zn_0$$

теңлигі орынлы болғанлықтан (Z арқалы атомдағы электронлардың саны, n_0 арқалы көлем бірлігіндегі атомлардың саны белгіленген)

$$k \cong Zn_0 \quad (2)$$

теңлігін жазыуға болады.

Көлем бірлігіндегі атомлардың саны заттың тығызлығы ρ , оның атомлық салмағы A хәм Авагадро саны менен

$$n_0 = \frac{N\rho}{A}$$

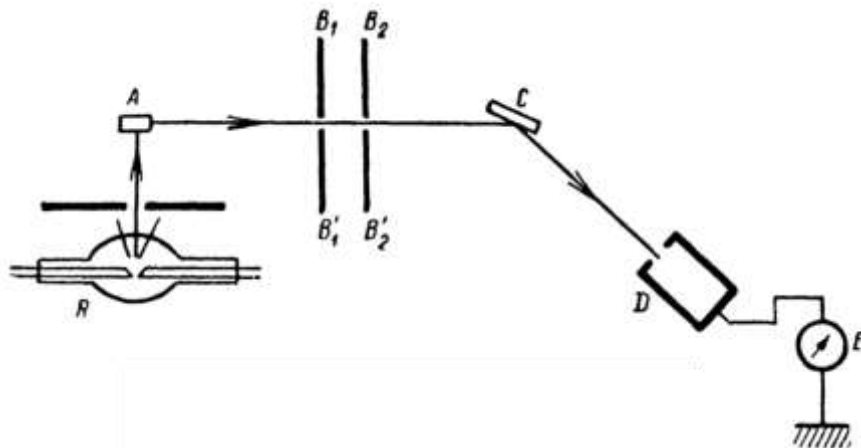
аңлатпасы бойынша байланысқан.

n_0 диң бул мәнісін (2) ге қойсақ, мынаны табамыз:

$$\frac{k}{\rho} \cong N \frac{Z}{A}. \quad (3)$$

Барлық атомлар үшін $\frac{Z}{A}$ қатнасы $\frac{1}{2}$ ге жақын болғанлықтан (368-параграфқа қараңыз), (3)-қатнастан $\frac{k}{\rho}$ шамасының барлық затлар хәм барлық толқын ұзындықтары үшін шама менен тұрақлы болатуғынлығы келип шығады. Бул жуўмақлардың ең соңғысы орынланбайды: k/ρ қатнасы толқын ұзындығының үлкейіуі менен әдеуір үлкейеди.

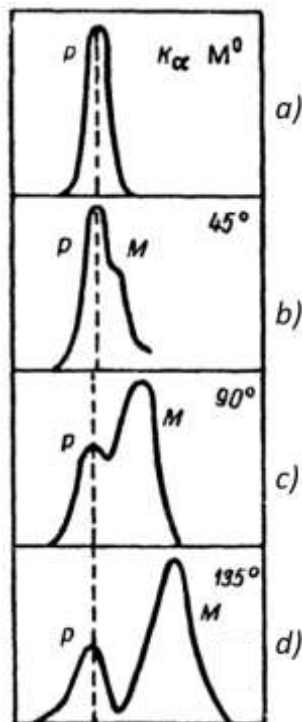
Рентген нурларының күтилген нызамлықларға сезилерліктей бағынбауы жаңа эксперименталлық бақлаулардың өткерилиуін талап етті. 1922-1923 жыллары А.Комптон рентген спектрографының жәрдеминде шашыраған рентген нурларының спектраллық құрамын изертледі. Комптон тәжірийбесиниң схемасы 313-сүүретте берілген. Бул схемада R - рентген трубкасы, A - шашыратыушы заттың бөлеги, $B_1B'_1$ пенен $B_2B'_2$ - шашырағын нурлардан жиңишке дәстени айырып алатуғын диафрагмалардың системасы. Буннан кейин бул дәсте C кристаллы хәм D ионизациялық камера бар рентген спектрографына келип түседі. Ең дәслеп *шашыраған нурда толқын ұзындығы келип түсіуіши нурлардың толқын ұзындығы λ ге тең нурлардың да, соның менен бирге $\lambda' > \lambda$ болған толқынлардың да бар екенлиги көзге түсті*. Солай етип, өзгермейтуғын толқын ұзындығына ийе классикалық шашырау менен бир қатарда толқын ұзындығы үлкен толқын ұзындығы тәрепке қарай аұысқан шашыраған толқынлардың да болатуғынлығы анықланды. Шашыраудың бул жаңа типі Комптон құбылысы деп аталады.



313-сүүрет. Комптон тәжірийбесиниң схемасы.

Буннан былай өткерилген бақлаулар мынадай нызамлықтардың орынланатуғынлығын көрсетти:

- 1) нұрланыу киши атомлық салмаққа ийе затлар ушын интенсивли хәм үлкен атомлық салмаққа ийе затлар ушын әззи;
- 2) шашырау мүйешиниң шамасы үлкейгенде комптонлық шашыраудың интенсивлиги үлкейеди (классикалық шашыраудың интенсивлиги шашырау мүйешиниң үлкейиуи менен киширейеди);
- 3) толқын узынлығының аўысыўының шамасы шашырау мүйешиниң шамасынан ғәрезли, атап айтқанда оның шамасы шашырау мүйеши үлкейгенде өседи;
- 4) шашыраудың бирдей мүйешлеринде аўысыўдың шамасы барлық затлар ушын бирдей.



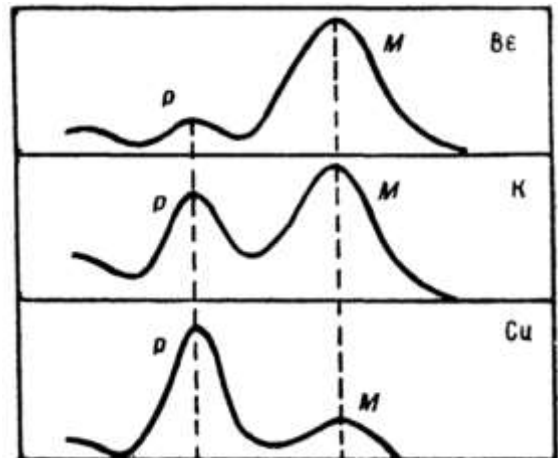
314-сүүрет.
Графиттен ҳәр қыйлы мүйешлердеги
рентген нурларының шашырауы.

Бұл нызамлықлар 314-315 сүүретлерде иллюстрацияланған. 314-сүүретте рентген нурларының графиттен ҳәр қыйлы мүйешлерге шашырауы көрсетилген. Сүүреттиң жоқарғы бөлиминде молибденниң K_{α_1} сызығы деп аталатуғын контур сүүретленген. Оның толқын узынлығы $\lambda = 0,7126 \text{ \AA}$; усы сызықтың жақтылығы менен графиттиң шашыратыўшы бөлеги жақтыландырылды. 314-*b, c, d* сүүретлерде графиттен 45° , 90° хәм 135° мүйешлерде шашыраған нурлардың спектраллық қурамы көрсетилген. Көринип тұрғанындай, мүйештиң үлкейиуи менен *M* аўысқан қураўшысының интенсивлиги үлкейеди; аўыспаған қураўшы *P* ның интенсивлиги мүйештиң өсиуи менен кемейеди. 315-сүүретте ҳәр қыйлы затларда бирдей мүйешлерде шашыраған нурлардың спектраллық қурамы көрсетилген. Дәслепки сызық сыпатында толқын узынлығы $\lambda = 0,5627 \text{ \AA}$ болған гүмистиң K_{α} сызығы хызмет етти. Жеңил зат болған жағдайда (*Be*, атомлық салмағы 8 ге тең) өзгермейтуғын толқын узынлығына ийе *P* сызығы жүдә әззи, ал үлкен мүйешлер тәрепке қарай аўысқан *M* сызығы интенсивли. Калий (атомлық салмағы 39) *P* хәм *M* сызықлары интенсивлиги бойынша бир биринен аз шамаға айрылады, мыс ушын (атомлық салмағы 63) аўысқан *M* сызығы өзгермейтуғын толқын узынлығына сәйкес келетуғын *P* сызығынан көп киши.

Сызықтың аўысыўының шамасының шашыратыўшы заттың тәбиятынан ғәрезли емес болыу шәрти комптонлық шашырау механизминиң атомлардың индивидуаллық

қасиетлерінен ғарезсиз екенлігін көрсетеді. Ҳақыйқатында да, егер Комптон құбылысын атомлар менен жүдә әззи байланысқан электронлардың есабынан жүзеге келеди деп есапласақ ҳәм соған сәйкес бул байланысты есапқа алмасақ, онда оны түсиндириўдин сәти түседі. Бундай болжаў жеңил элементлердин аўыр элементлерге салыстырғанда интенсивли аўысқан сызықларды беретўынлығына сәйкес келеди. Жеңил элементлерде барлық электронлар әззи байланысқан, ал аўыр атомларда болса тек сыртқы электронлар әззи байланысқан. Сонлықтан аўыр элементлерде Комптон құбылысын жүзеге келтиретўын электронлардың салыстырмалы саны жеңил элементлерге қарағанда кем.

315-сүүрет.
Хәр қыйлы затлардың рентген нурларын
шашыратыўы.



Егер 335-параграфта көрсетилген көз-қараста туратуғын болсақ, онда Комптон құбылысын санлық жақтан тәжирийбеде алынған мағлыўматлар менен толық сәйкес келетўын етип түсиндириўге болады: жақтылық энергиясы $E_f = h\nu$ ҳәм импульси $P_f = \frac{h\nu}{c}$ болған фотонлардың ағысы болып табылады. Бундай бөлекшелер - фотонлардың еркин электронлар менен соқлығысыўында олар электронлардан серпимли түрде тәсирлеседи ҳәм бул шашыраған нурлардың пайда болыўына алып келеди. Фотон электронға келип урылғанда оның энергиясының бир бөлими электронға бериледи. Сонлықтан, шашыраған фотонның энергиясы E'_f оның дәслепки энергиясынан киши болады: $E'_f < E_f$. Шашыраған фотонның жийилиги ν' оның энергиясы менен $h\nu' = E'_f$ қатнасының жәрдемінде байланысқан. Буннан $E'_f < E_f$ қатнасынан $\nu' < \nu$ ямаса $\lambda' > \lambda$ теңсизликтери келип шығады. Буннан Комптон құбылысында шашыраған нурлардың толқын ұзынлығының келип түскен нурлардың толқын ұзынлығынан үлкен болатўынлығы келип шығады.

Фотонның электрон менен соқлығысыўы энергияның сақланыў ызамамы менен қозғалыс муғдарының сақланыў ызамамы орынланған ҳалда серпимли түрде болады деген болжаўда өткерилген есаплаўлар мынадай нәтийжеге алып келеди:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\alpha \sin^2 \varphi/2. \quad (4)$$

Бул теңликте $\alpha = h/m_0c$, ал φ - шашыраў мүйеши.

α шамасы тек дүньялық константалар бойынша аңлатылатўын болғанлықтан (Планк турақлысы h , электронның тынышлықтағы массасы m_0 ҳәм жақтылықтың тезлиги c), оның мәниси шашыратыўшы заттың тәбиятынан ғарезсиз Комптонлық шашыраўдың сызығы келип түсетўын нурдың сызығына салыстырғанда ангстремлердеги мынадай шамаға жылжыған екенлиги келип шығады:

$$\Delta\lambda = 0,0486 \sin^2 \varphi/2. \quad (4a)$$

Жылжыўдың шамасы $\varphi = \pi$ мүйешинде шашыраған, яғный келип түсиўши нурлардың бағытына кери бағытта тарқалатўын шашыраған нурлар ушын максималлық мәниске

(0,0486 Å) жетеді. Тәжірибелерде алынған мағлұматтар жүдә жоқары дәллікте (4а) формуласының дұрыс екенлігін тастыйықлайды. Комптон құбылысы фотонның еркін электрон менен серпимли соқлығысыуының нәтижесінде жүзеге келеді деген болжау тек кишірейген жийиликке ийе фотонның пайда болуы керек деген ғана нәтижеге алып келмейді. Соқлығысқанда фотонның энергиясының бір бөлімі электронға бериледі хәм ұсыған сәйкес, электрон базы бір қозғалыс мұғдарын алады. Солай етип, аұысқан толқын ұзынлығы менен шашыраған нұрлар менен бір қатарда тезлетілген электронлар да пайда болады. Оларды тебиұ электронлары деп атайды.

Егер дәслепки фотонның энергиясы $E_f = h\nu$ хәм шашыраған фотонның энергиясы $E'_f = h\nu'$ шамасына тең болса, онда энергияның сақланыуы нызамы бойынша электрон алған энергия E_e ниң мәніси

$$E_e = E_f - E'_f$$

шамасына тең болады. Буннан тебиұ электронының энергиясы E_e ниң дәслепки электронның энергиясы $E_f = h\nu$ ниң қатнасы ұшын мынаны табамыз:

$$\frac{E_e}{h\nu} = \frac{\nu - \nu'}{\nu} = \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda'} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda + \Delta\lambda}.$$

Бұл аңлатпаға $\Delta\lambda$ шамасының (4)-аңлатпа бойынша мәнісин қойсақ,

$$\frac{E_e}{h\nu} = \frac{2\alpha \sin^2 \varphi/2}{\lambda + 2\alpha \sin^2 \varphi/2} \quad (5)$$

аңлатпасын аламыз. (5)-теңдіктен шашыраудың хәм қыйлы φ мүйешлерине хәр қыйлы тебиұ электронларының хәр қыйлы энергиялары, ұсыған сәйкес хәр қыйлы тезликлери сәйкес келеді.

Қозғалыс мұғдарының сақланыу нызамын пайдаланып, φ мүйеши менен шашыраған фотонға сәйкес келетуғын тебиұ электронына сәйкес келетуғын мүйеш ψ ұшын сәйкес келетуғын аңлатпаны табыуға болады (майда шрифт пенен жазылған текстке қараңыз). 316-сүўретте $h\nu'$ фотонларының хәм тебиұ электронлары E_e ұшын поляр диаграммасы берілген. Стрелкалардың қасындағы бирдей санлар шашыраған фотонға хәм соның менен бир ұақытта пайда болған тебиұ электронына сәйкес келеді. Көринип тұрғанындай, "алға" қарай жийилигі өзгермеген ν жийиликке ийе фотон ұшады, оған $E_e = 0$ энергия, яғный тебиұ электронының болмауы сәйкес келеді. Ең тез тебиұ электронлары "алға" қарай ұшады, оларға кейин қарай жийилигі ең көп шамаға өзгерген фотонлар сәйкес келеді.

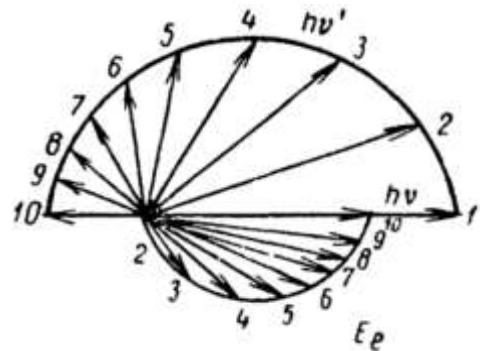
Тәжірибелер тебиұ электронлардың бар екенлігін хәм олардың энергиялар хәм мүйешлер бойынша тарқалыуын тастыйықлайды. Д.В.Скобельцын тебиұ электронларын үйрениу ұшын магнит майданына жайластырылған Вильсон камерасын пайдаланды (371-параграф). Магнит майданы тебиұ электронларын барған хәм сонлықтан олар шеңберлер түріндегі ізлерди қалдырған. Олардың радиуслары бойынша электронлардың тезлигі хәққында гәп етиўге болады. Кейинирек Вильсон камерасы соншама жетилистирилди, нәтижеде фотонның электрондағы шашырауының айырым актлери ұшын теориялық формулалардың орынланыуын тексерип көриўге мүмкиншилик берди.

Толқын ұзынлығының үлкейиуі менен ν жийилигі кишірейеди, ұсыған сәйкес фотонлардың қозғалыс мұғдары болған $P_f = \frac{h\nu}{c}$ шамасы да кишірейеди. Усының менен бирге электронға берилетуғын қозғалыс мұғдары менен энергияның үлесиниң шамасы да кемейеди. Сонлықтан толқын ұзынлығының сезилерликтей өзгериси менен тебиұ электронларының үлкен тезликлери жүдә киши толқын ұзынлығына ийе нұрланыуда (қысқа толқынлы рентген нұрлары) ғана бақланады. Көзге көринетуғын нұрларда Комптонлық шашырау бақланбайды.

Комптон құбылысына тийисли болған эксперименталлық хәм теориялық мағлұматлардың бир бирине сәйкес келиуі тек фотонлық теорияны тексерип көриу ғана

емес, ал айырым элементар процесслер үшін энергия менен қозғалыс мұғдарының сақланыуы ызамаларының орынланатуғынлығының дәлилі болып табылады. XX ғасырдың жигирмаланшы жыллары жақтылықтың затлар менен өз-ара тәсірлесіуінің классикалық құбылыстарын түсіндіріудегі қиыншылықтарға байланысты бір қатар буржуазия физиклери тәрепинен элементар бөлекшелердің өз-ара тәсірлесіуінде энергия менен қозғалыс мұғдарының сақланыуы ызамалары орташа, көп санлы тәсірлесіу актары үшін статистикалық жақтан орынланады деген көз-қарас ұсынылды. Олардың көз-қарастары үшін бір актта энергияның сақланыуы ызама менен қозғалыс мұғдарының сақланыуы ызама орынланбайды. Фотонлардың электронлардағы бірлік шашырау актерин бақлау бойынша тууыдан-тууы өткерілген тәжірибелер бұл пикирлерді бийкарлады хәм сақланыуы ызамаларының хәр бир элементар актте орынланатуғынлығын көрсетті.

316-сүрөт.
Шашыраған фотонлар хәм тебиу электронлары үшін поляр диаграмма.



(4)-қатнасты келтирип шығаруы үшін фотон менен электронның өз-ара тәсірлесіуі серпимли соқлығысыуы ызама бойынша жүреді деп болжаймыз хәм ұсы тийкарда энергия менен қозғалыс мұғдарының сақланыуы ызамаларын жазамыз. Тебиу электронларының тезлиги жүдә үлкен болғанлықтан, биз механиканың формулаларын салыстырмалық теориясындағыдай етип жазамыз (301-параграф). Электронның кинетикалық энергиясы менен қозғалыс мұғдары үшін мынадай аңлатпаларға ие боламыз:

$$E_e = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} = mc^2, \quad (6)$$

$$P_e = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \beta^2}} = mv. \quad (7)$$

Бұл формулаларда $\beta = v/c$; c - жақтылықтың бослықтағы тезлиги, v - электронның тезлиги, m - тезлик v ға тең болған жағдайдағы масса. Тынышлықтағы электронға $m_0 c^2$ шамасына тең энергияны беріуіміз керек. Буннан энергияның сақланыуы ызама бойынша мынаған ие боламыз:

$$m_0 c^2 + hv = hv' + mc^2. \quad (8)$$

(7)-аңлатпа бойынша, тынышлықтағы электронның қозғалыс мұғдары нолге тең. Соның үшін қозғалыс мұғдарының сақланыуы ызама үшін векторлық түрде мынаны аламыз:

$$\mathbf{P}_f = \mathbf{P}'_f + m\mathbf{v}. \quad (9)$$

(9)-векторлық қатнастан алгебралық қатнасқа өтиу үшін $\mathbf{P}_f$ векторының тәреплерінің ұзынлығы $\mathbf{P}'_f$ менен $m\mathbf{v}$ болып табылатуғын параллелограмның диагональ екенлигинен пайдаланамыз (317-сүрөт). φ менен ψ мүйешлері сәйкес фотонның шашырауы менен тебиу электронының пайда болуы жүзеге келетуғын мүйешлер болып табылады. 317-сүрөттен мынаған ие боламыз:

$$(mv)^2 = P_f^2 + P'^2 - 2P_f P'_f \cos \varphi.$$

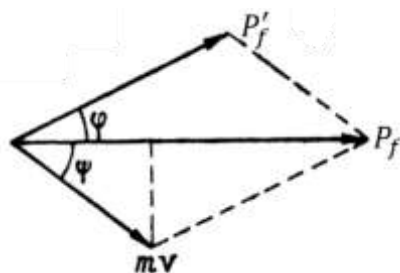
Бұл аңлатпаға P_f менен P'_f тиң орынларына олардың $\frac{hv}{c}$ хәм $\frac{hv'}{c}$ мәніслерін қойып хәм теңліктің оң хәм шеп тәреплерін c^2 қа көбейтип, мынаны табамыз:

$$m^2 v^2 c^2 = h^2 v^2 + h^2 v'^2 - 2h^2 v v' \cos \varphi. \quad (10)$$

Энергияның сақланыуы ызама болған (8)-теңліктен

$$mc^2 = h\nu - h\nu' + m_0c^2$$

теңлигине ийе боламыз.



317-сүррет.

Шашыраған фотонның жийилигін есепләйға.

Бұл соңғы теңликтиң оң хәм шеп тәреплерин квадратқа көтерип, мынаны аламыз:

$$m^2c^4 = h^2\nu^2 + h^2\nu'^2 - 2h^2\nu\nu' + 2h(\nu - \nu')m_0c^2 + m_0^2c^4. \quad (11)$$

(11)-теңликтен (10)-теңликти ағзама-ағза алып, мынаны табамыз:

$$m^2c^4(1 - \beta^2) = -2h^2\nu\nu'(1 - \cos \varphi) + 2h(\nu - \nu')m_0c^2 + m_0^2c^4.$$

Бұл теңликте $\beta = v/c$. Тынышлықтағы масса m_0 менен m массасының арасындағы қатнастан пайдаланып

$$m\sqrt{1 - \beta^2} = m_0$$

теңлигин аламыз хәм оны

$$2h(\nu - \nu')m_0c^2 = 2h^2\nu\nu'(1 - \cos \varphi)$$

ямаса

$$\frac{c}{\nu'} - \frac{c}{\nu} = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos \varphi) \quad (12)$$

түрінде жазамыз. $1 - \cos \varphi$ ди $2 \sin^2 \varphi/2$ арқалы аңлатып хәм $\frac{c}{\nu} = \lambda$ және $\frac{c}{\nu'} = \lambda'$ екенлигин аңғарып, (12)-теңликтен

$$\lambda' - \lambda = 2\alpha \sin^2 \varphi/2 \quad (13)$$

теңлигине ийе боламыз. Бұл теңликте $\alpha = h/m_0c$. (13)-теңлик тийкарғы тексттеги (4)-формулаға сәйкес келеди.

Тебиұ электронының қозғалысы бағытланған ψ мүйешин анықлаұ ұшын және де 317-сүрреттен пайдаланамыз. Бұл сүрреттен

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{P'_f \sin \varphi}{P_f - P'_f \cos \varphi}$$

аңлатпасы келип шығады. P_f пенен P'_f шамаларының орнына $\frac{h\nu}{c}$ хәм $\frac{h\nu'}{c}$ шамаларын қойып, $\operatorname{tg} \psi$ ұшын жазылған аңлатпаны былайынша көширип жазамыз:

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\nu' \sin \varphi}{\nu - \nu' \cos \varphi} = 2 \frac{\sin \varphi/2 \cos \varphi/2}{\nu/\nu' - \cos \varphi}. \quad (14)$$

Екинши тәрептен (12)-теңликтиң тийкарында мынаған ийе боламыз:

$$\begin{aligned} \frac{\nu}{\nu'} - \cos \varphi &= 1 - \cos \varphi + \frac{2\alpha\nu}{c} \sin^2 \frac{\varphi}{2} = \\ &= 2 \left(1 + \frac{\alpha\nu}{c}\right) \sin^2 \frac{\varphi}{2}. \end{aligned}$$

$\frac{\nu}{\nu'} - \cos \varphi$ шамасының бұл мәнисин (14) ке қойып

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{1}{\left(1 + \frac{\alpha\nu}{c}\right) \operatorname{tg} \varphi/2} \quad (15)$$

қатнасын аламыз. (15)- қатнас шашыраған фотонның хәр бир берилген (φ берилген) шамасы бойынша ψ мүйешиниң шамасын анықлаұға, яғный тебиұ электронының ұшыұ бағытын табыұға мүмкиншилик береді. Тебиұ электронының энергиясын тийкарғы тексттеги (5)-формула береді.

§ 338. Фотохимия. Жақтылықтың тәсиринде өтетұғын химиялық реакцияларды *фотохимиялық реакциялар* деп атайды. Фотохимиялық реакцияға мысал сыпатында аммиак NH_3 тиң азот пенен водородқа ямаса бромлы гүмис $AgBr$ ның гүмис пенен

бромның ажыралыу реакциясын көрсетіуіге болады. Жақтылықтың тәсирінде құрамалырақ болған молекулалардың пайда болыу реакциялары да, мысалы водород пенен хлор молекулаларының HCl молекуласының пайда болыу реакциясы жүреді. Бұл соңғы реакция сондай үлкен тезлік пенен жүреді, реакцияда партланыу орын алады. Затлардың полимеризациясына алып келинетуғын фотохимиялық реакциялар да бар. Бұндай жағдайда дәслепки заттың атомларынан көп атомлы молекулалардың пайда болыуы орын алады (X_n типіндегі молекулалар). Фотохимиялық реакциялар биологияда үлкен орынды ийелейді. Мысал сыпатында өсимликлердің жасыл бөлімлерінде углекислотаның ыдырауы жүзеге келеді. Бұл құбылыс биринши рет К.А.Тимирязев тәрепинен анықланды.

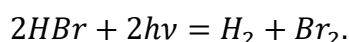
Фотохимиялық процесслер мынадай санлық нызамға бағынады: *фотохимиялық реакцияда пайда болған заттың массасы жутылған жақтылық энергиясының мұғдарына пропорционал*. Егер жутылған жақтылықтың құұатын W арқалы, ал жақтыландырыу ұақытын t арқалы белгилесек, онда нызам былайынша жазылады:

$$m = kWt. \quad (1)$$

Бұл теңлікте k арқалы өтетуғын фотохимиялық реакцияның тәбиятынан ғәрезли болған пропорционаллық коэффициент белгиленген. Сан мәніси бойынша k коэффициенті жутылған жақтылық энергиясының бир бирлигине сәйкес келетуғын реакцияланған заттың массасына тең.

Фотохимиялық процесс фотохимиялық айланыстың салдарынан пайда болған продуктлердің химиялық активлигинің салдарынан жүзеге келген екінши реакциялар менен бирге жүріуі де мүмкин. (1)-нызам тек биринши фотохимиялық процесске тийисли.

Биринши фотохимиялық процесслерді үйрениу олардың жақтылықтың фотонлық тәбиятына сәйкес жүретуғынлығын көрсетеді: *хәр бир жутылған $h\nu$ фотонға бир молекуланың айланысы сәйкес келеді*. Бұл нызам биринши рет монохромат жақтылықтың тәсирінде HBr бромлы водородтың фотохимиялық ыдырауында тексерилип көрилді. Өлшеулер жутылған жақтылықтың хәр бир $h\nu$ порциясына бир молекуланың ыдырауының сәйкес келетуғынлығын көрсетеді. Нәтийжеде, реакция мынадай теңлемеге сәйкес жүреді:



Бир молекуланың айланыуына базы бир минималлық A жұмысы талап етилетуғын болғанлықтан, фотонның энергиясы $h\nu$ мынадай шәртти қанаатландырыуы керек:

$$h\nu \geq A. \quad (2)$$

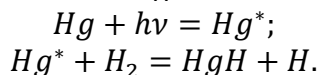
Бұл (2)-теңликтен фотохимиялық процесстің ұзын толқынлы шегарасы келип шығады: егер жақтылықтың жийилигі

$$\nu < \nu_0 = \frac{A}{h}$$

шәртін қанаатландыратуғын болса, онда фотохимиялық реакция жүрмейді. Хәр бир берилген фотохимиялық реакция ұшын ν_0 өзіннің шамасына тең болады. Фотохимиялық реакциялардың көпшилигі тек ультрафиолет нұрлардың тәсирінде жүреді. (2)-шәрт фотохимиялық реакцияның жүре алыуы ұшын зәрүр, бірақ бұл шәрт еле жеткиликли шәрт болып табылмайды: ұсындай жийиликтегі жақтылықтың молекула тәрепинен жутылыуы зәрүр. Егер берилген жийиликтегі жақтылық ұшын мөлдир болса, онда бұл жақтылық химиялық айланысты жүзеге келтире алмайды.

Бірақ, тәжірийбе базы бир жағдайларда зат мөлдир болған ν жийиликлер областында да жақтылықты жутатуғын затты киргизгенде ("сенсбилизатор") фотохимиялық реакцияны жүзеге келтиріуіге болатуғынлығын көрсетеді. Фотохимиялық реакциялардың ұсындай түрлерін *сенсбилизацияланған* деп атайды. Сенсбилизацияланған реакцияның механизмы мынаған алып келинеді: сенсбилизаторадың молекуласы фотонды жутып,

айрықша қозған қалға келеди хәм усындай қалда ол базы бир ўақыттың ишинде тура алады. Усындай қозған қалда басланғыш заттың молекуласы менен соқлығысып, ол сол басланғыш молекулада айланысты болдыра алады. Мысал сыпатында газ тәризли еки атомлы водородтан сынап лампынан шыққан толқын ұзынлығы $\lambda = 2537 \text{ \AA}$ шамасына тең жақтыландырыўдағы атом түриндеги водородтың пайда болыўын келтиремиз. Бундай толқын ұзынлығына ийе жақтылық молекулалық водород тәрепинен жутылмайды. H_2 молекулалық водородқа сынап пўларының үлкен болмаған муғдарын қосып, толқын ұзынлығы $\lambda = 2537 \text{ \AA}$ шамасына тең жақтылықтың тәсиринде сынаптың қозған Hg^* атомларын аламыз. Бул қозған атомлар H_2 молекулалардың менен соқлығысыўы сынаптың гидратының хәм атом тәризли водородтың пайда болыўына алып келеди. Барлық реакция мынадай схема бойынша жүреди:



Атом тәризли водородтың пайда болыўы кислородты қосыў менен тексерип көриледі; бундай жағдайда пайда болғанлығы аңсат анықланатуғын водородтың перекиси H_2O_2 пайда болады.

Фотография фотохимиялық процесске тийкарланған. Хәзирги ўақытлардағы фотографиялық процесстиң жақтылықты шийшениң (фотопластинка) ямаса целлулоидлық планканың (фотопленка) бетине жағылған сезгиш эмульсияның жәрдемінде алып барылады. Эмульсия желатиндеги оның менен араласпаған бромлы гүмистиң микроскопиялық кристалларынан турады. Ең биринши фотохимиялық процесс жақтылықтың тәсиринде бромлы гүмистиң жүдә киши бөлекшелер түриндеги ыдыраўына алып келинеди. Узақ ўақыт жақтыландырылғанда бундай бөлекшелердің санының жүдә үлкен болыўы мүмкин. Соның нәтийжесинде эмульсия сезилерликтей қараўытады. Жақтылықтың әдеттегидей узақлығында гүмистиң ажыралып шыққан бөлекшелериниң саны үлкен емес хәм олар жақтылықтың сезилерликтей жутылыўын бермейди. Сонлықтан биринши фотохимиялық тәсирдің астында *жасырын сўўрет* деп аталатуғын сўўрет пайда болады. Жасырын фотографиялық сўўреттиң жоқарыда айтылған тәбияты хаққындағы болжаў Т.П.Кравц тәрепинен исленди хәм М.В. Савостьянованың жұмысларында тастыйықланды.

Жақтылықтың тәсиринде жасырын сўўрет пайда болған фотопластинка екинши химиялық қайта исленеди хәм бундай қайта ислеўди *шығарыў* деп атайды³¹. Сәйкес химиялық реактивлердің тәсиринде (шығарыўшының тәсиринде) гүмистиң айырым бөлекшелери бар болған орынлардағы металлық гүмистиң қайта тиклениўи жүзеге келеди. Нәтийжеде металл гүмис тийкарынан жақтылықтың тәсири болған орынларда бөлинип шығады. Усындай жоллар менен негатив пайда етиледі. Сўўретти шығарыў жуўмақланғанда ыдырамаған бромлы гүмис гипосульфидтиң ($Na_2S_2O_3$) еритпесиниң жәрдемінде фотопленкадан ямаса фотопластинкадан ажыратып алынады.

Фотохимиялық процесс көриў сезиминиң тийкарында жатады. 306-параграфта биз сетчатканың жақтылықты сезгиш элементлериниң еки түри болған таяқшалар менен колбалардан туратуғынлығын көрсеттик. Таяқшалар геўгимдеги көриўди, ал колбалар реңлерди ажырата алатуғын күндизги көриўди тәмийенлейди. Таяқшалардың ушлары көриў пурпуры деп аталатуғын айрықша пигмент пенен боялған. Көриў пурпуры жақтылықтың тәсиринде ыдыраў қабилетлигине ийе. Ыдыраў продуктлери таяқшаларға химиялық тәсир тийгизеди хәм буннан кейин бул тәсир нервлик қозыў түринде мийге бериледи. Күшли жақтылықтың тәсиринде көриў пурпуры толығы менен ыдырайды хәм

³¹ Рус тилиндеги "проявление" сөзи қарақалпақ тилине "шығарыў" деп аўдарылды (Аўдарыўшылар).

нәтижеде таяқшалар жақтылықты қабыл етиў қәбилетлигин жоғалтады. Жақтыландырылыў тоқтағаннан кейин көздің ишинде пурпур қайтадан ислеп шығылады хәм таяқшалар жақтылықты сезгирлигин қайтадан тиклейди (әззи жақтыландырыўға көздің адаптациясы).

Күндизги (реңли) көриўдин теориясы усы ўақытларға шекем жеткиликли дәрежеде исленип шығылмаған.

СЕГИЗИНШИ БӨЛИМ

АТОМ ФИЗИКАСЫ

XXX БАП

АТОМЛАР МЕНЕН МОЛЕКУЛАЛАРДЫҢ ДҮЗИЛИСИ

§ 339. Кирисиў. Курстың ҳәр қыйлы бөлимлеринде бизге затлардың атомлық қурылысы ҳаққындағы көз-қараслар менен пайдаланыўға туўры келди. Әййемги Греция менен Римде туўылған атомлық теория физиканың раўажланыўының барлық тарийхында материалистлик илимий бағдарға сәйкес келетуғын прогрессивлик теория болып келди. XVIII әсирдин басында-ақ затлардың сол ўақытларға шекем түсиниксиз болып кегнен көп санлы қәсийетлериниң механиканың улыўмалық ызымларының тийкарында атомлық теория менен түсиндирилетуғынлығы көрсетилди. Атомлық теория теплород сыяқлы салмағы жоқ гипотезалық сыйықлықларды ямаса материяға ҳәр қыйлы "умтылыўлар", соның ишинде орта әсирлерде қәлиплескен "бослықтан қорқыў" қәсийетлерин бериў зәрүрлигин жоқ етти. Өзи жасаған ўақытлары затлардың атомлық-кинетикалық теориясын ең толық раўажландырған М.В.Ломоносов жыллылық қубылыслары менен газлердин өзлерине берилген көлемлерди толық толтырыўға тырысыўларын атомлардың қозғалысы менен түсиндирди. Физика менен химияның буннан былай раўажланыўы затлардың үзликли структурасын толық тастыйықлады. Бирақ, буннан атомлардың материяның базы бир "абсолют әпиўайы" ҳәм бөлинбейтуғын элементи екенлиги келип шыққан жоқ. Бирақ усы жағдайларға қарамастан көплеген алымлар ҳақыйқы дүньяның барлық көп санлы қәсийетлерин өзгермейтуғын тек атомлар-бөлекшелердин қосындысы деп түсиндириўге болады деп есаплады ҳәм усы бойынша атомларда материяның ең соңғы "мәнисин" көрди. Усындай көз-қараслар тәжирийбелерден келип шыққан жоқ ҳәм метафизикалық характерге ийе болады. Бул метафизикалық тенденция атомлардың қурамалы қурылысы табылғаннан кейин де сақланды. Электронлар ашылғаннан кейин материяның "мәнисин" электр зарядларын алып жүриўшилерде көриўге тырысты. Усының менен бир қатарда идеализмниң ўәкиллериниң атомлардағы ең соңғы "субстанцияны" көриўдин мүмкин емес деп ойлады. Бул материализмнен бас тартыўды аңғартады ...

XX әсирдеги илимий ашылыўлар материалистлик көз-қараслардың дұрыс екенлигин толық тастыйықлады. Хәзирги ўақытлары биз ҳәр қыйлы элементар бөлекшелерди билемиз, олардың өзлериниң қәсийетлери бойынша классикалық механиканың "бөлекшелеринен" өзгеше екенлигин де, олардың бир бирине айлана алатуғынлығын да билемиз.

Затлардың қурылысы областындағы физиканың жаңа жетискенликлери бизди қоршаған тәбияттың объектив қәсийетлерин узақ ўақытлар даўамында үйрениўлердин, жаңадан табылған фактлерди улыўмаластырыўдың нәтийжеси болып табылады. Электронлар менен ионлардың ашылыўы атомлардың қурамалы қурылысы ҳаққындағы мәселениң биринши рет беккем эмпирикалық тийкарын салды. Көп санлы фактлер атомлардың қурамалы электрлик система болып табылатуғынлығын көрсетти. Бизиң жоқарыда көргенимиздей, атомлардың ишинде серпимли байланысқан электронлардың бар екенлигин басшылыққа алатуғын Лоренц теориясы денелердеги жақтылықтың тарқылыўы менен байланыслы болған көп санлы қубылысларды түсиндире алды. Бирақ оң зарядларды алып жүриўшилер ҳаққындағы мәселе узақ ўақытлар даўамында шешилмей келди. Электронлардың атомлардың ишиндеги қозғалысының ҳақыйқы характери

белгисіз болды. XX ғасырдың басында атомдардың құрылысы жаққындағы хәр қыйлы болған екі гипотеза ұсынылды.

Олардың бириншиси өлшемлери атомның барлық өлшемлери бойынша, яғный 10^{-8} см шамасындағы радиусқа сфераның шеклерінде тұрақты көлемлик тығызлық пенен тарқалған оң зарядтан тұрады деп болжады. Терис зарядланған электронлар ұсы сфераның ишине батырылған хәм олар оның элементар көлемлери менен Кулон нызамы бойынша тәсирлеседи. Егер ұсындай сфераның ишине электрон батырылған деп болжасақ, ол сфераның орайында жайласады хәм киши аұысыұларда орайға қарай аұысыұдың шамасына пропорционал болған күш пенен қайтарылады. Бир неше электронлар бар болғанда олар белгили болған симметрияға ийе фигураның мүйешлеринде (төбелеринде) жайласады хәм өзлериниң тең салмақтық орынларынан киши аұысыұларда олар ұсы аұысыұдың шамасына пропорционал болған күштиң тәсиринде кери қарай қайтарылады. Солай етип, бар екенлиги Лоренц өзиниң электронлық теориясында болжаған квазисерпимли күшлердиң болатуғынлығы түсиндирилди.

Бирақ бул модель сөзсиз жасалма характерге ийе болды. Себеби ондағы оң хәм терис зарядлар хәр қыйлы тәбиятқа ийе деп есапланды: терис зарядлар айырым бөлекшелер - электронлар түринде, ал оң зарядлар болса үлкен көлемде зарядтың үзликсиз тығызлығы менен тарқалған. Бундай жағдайда, Кулонлық ийтерилис күшлериниң бар болыұының себебинен оң зарядлардың неликтен хәр қыйлы тәреплерге қарай ұшып кетпейтуғынлығын түсиндириұ ұшын электродинамиканың талаплары орын алатуғын болса да олар бир бири менен тәсирлеспейди ямаса Кулон күшинен басқа оны компенсациялатуғын қандай да бир басқа күшлер бар деп болжаұға тұұры келди.

Екинши гипотеза бойынша атомға Қуяш системасының құрылысына ұсаған құрылыс берилди: атомдардың орайында аұыр оң зарядланған ядро жайласады, ал оның дөгерегинде электронлар айланып жүреди. Ядроның өлшемлери барлық атомның өлшемлерине салыстырғанда киши. Бундай модель *атомның ядролық модели* деп аталады.

Атомның ядролық модели дәслепп радиоактивли затлар тәрепинен шығарылатуғын α -бөлекшелердиң жуқа қатты планкалардағы шашыраұы бойынша өткерилген тәжирийбелерде тастыйықланды. Буннан кейин атомның ядролық модели төменги басымлардағы бир атомлы пұұлар менен газлердиң сызықты спектрлериниң пайда болыұы менен структурасын түсиндириұге мүмкиншилик берди. Атомдардың ядролық моделинен келип шыққан халда молекулалардың қәсийетлери менен олар шығаратуғын спектрлердиң структурасына тийисли болған көп санлы фактлерди түсиндириұдың сәти түсти. Солай етип, атомдардың структурасы мәселелери спектраллық сызықлардың шығарылыұы менен жутылыұының назамлары жаққындағы бизиң билимлеримиздиң раұажланыұы менен тығыз байланысқан болып шықты.

Атом физикасының буннан кейинги этапы болып атом ядроларының өзлериниң қәсийетлерин үйрениұ болып табылады. Олардың әпиұайырақ болған бөлекшелерден тұратуғынлығы анықланды хәм тәбийий және жасалма радиоактивлик құбылысында өтетуғын ядролардың айланыслары процесслери терең үйренилди.

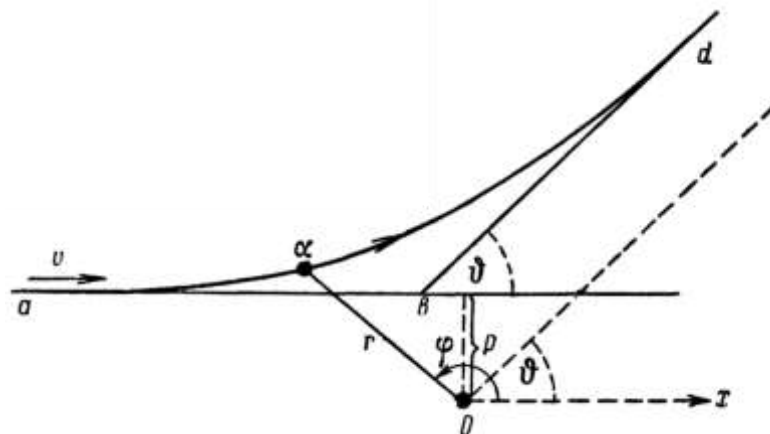
Атом физикасының раұажланыұына елимиздиң физиклери үлкен үлес қосты. Өзиниң дәұирли нызамын ашқан Д.И.Менделеев биринши рет барлық химиялық элементлердиң бирден-бир тәбияты жаққындағы машқаланы шынлап қойды. Кейин Менделеевтың дәұирлик системасы бизлердиң атомдардың құрылысы жаққындағы барлық билимлеримиздиң раұажланыұында фундаменталлық орынды ийеледи. Д.С.Рожественскийдиң, Л.И.Мандельштамның, С.И.Вавиловтың, олардың оқұшыларының хәм ислерин даұам еттириұшилердиң көп санлы жұмыслары атомлар менен молекулалардың, олардың электронлық қабықларының құрылысларының

құрылысына байланысly болған бир қатар әхмийетли мәселелерди шешиўге мүмкиншилик берди. Совет физиклери тәрeпинен атом ядроларының қәсийетлери менен структурасын үйрениў областында ири илимий ашылыўлар орын алды. Д.Д.Иваненко биринши рет атом ядроларының "аўыр" бөлекшелердиң еки сортынан - протонлар менен нейтронлардан тұратуғынлығы ҳаққындағы гипотезаны ұсынды. И.В.Курчатов ядролық изомерия деп аталатуғын изомерияны ашты. А.И.Алиханов, А.И.Алиханян, Д.В.Скобелецын ҳәм және де бир қатар совет физиклери космослық нұрларды үйрениўде ҳәм бөлекшелердиң жаңа түрлериниң пайда болыў шараятларын үйрениўде әхмийетли нәтийжелерди алды. Соның менен бирге, совет физиклериниң өткерген изертлеўлериниң нәтийжесинде ядролық айланысларда ажыралып шығатуғын атом энергиясын пайдаланыўда оғада үлкен табысларға ерисилди.

Аўыр элементлер болған уран менен плутонийдиң жәрдеминде партланыў реакциясының алыныўының мүмкиншилигиниң империалистлер тәрeпинен атом бомбасын дәретиў ушын пайдаланылғанлығы белгили. 1949-жыл 25-сентябрь күнги ТАСС тың берген хабары бойынша Советлер Союзы атом құралының "сырларын" әлле қашан ашты ҳәм 1947-жылы ұсындай құралға ийе болды. Бирақ, атом құралына ийе болыў менен бирге, Советлер Союзы оның қадаған етилиўине ҳәм атом энергиясын тек паракхатшылық мақсетлеринде пайдаланыўға қаратылған жұмысларды избе-из өткереди.

1954-жылы Советлер Союзында атомлық жанылғыда ислейтуғын дүньядағы биринши электростанция пайдаланыўға берилди.

§ 340. Атомның ядролық модели. Атомның ядролық модели Резерфордтың альфа-бөлекшелириниң (қысқаша α -бөлекше) шашыраўы бойынша өткерген бақлаўларының нәтийжесинде туўрыдан-туўры тастыйықланды. Бул бөлекшелер қос оң заряд $+2e$ ге ийе болатуғын радиоактив элементлерден үлкен тезликлер менен шығарылатуғын гелийдиң ионлары болып табылады (371-372 параграфлар). Резерфорд α -бөлекшелердиң металллардың жуқа фольгалары арқалы өтетуғынлығын ҳәм ұсының менен бирге олардың шашыраўдың нәтийжесинде қозғалысларының бағытын өзгертетуғынлығын бақлады. Бул аўысыўларды оң зарядланған α -бөлекшелериниң атомлардың оң зарядлары менен ийтерисиўиниң салдарынан жүзеге келеди деп есаплаў тәбийий. Электронлардың массасының жүдә киши екенлигине байланысly, α -бөлекшелерге электронлар тәрeпинен тәсир ететуғын күшлер олардың қозғалыс бағытларын сезилерликтей өзгерте алмайды.



318-сүүрет. Оң заряд тәрeпинен α -бөлекшесиниң қозғалыс бағытының өзгериўи.

Шашыраўдың нәтийжесиниң атомның оң заряды жайласатуғын көлемниң өлшемлеринен күшли ғәрезли екенлигин көрсетиўге болады. Оң зарядтың тек киши өлшемлерин де ғана ийтериў күшлериниң шамасы α -бөлекшелериниң траекторияларын

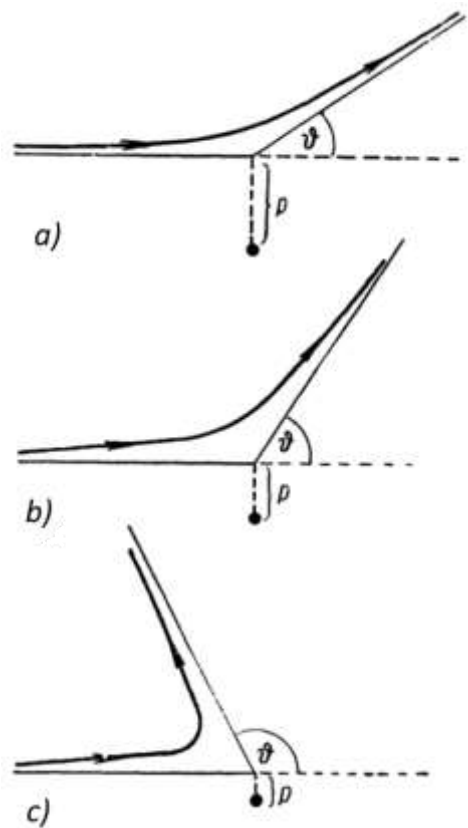
үлкен мүйешлерге бұрыу үшін жеткілікті бола алады. Егер оң заряд үлкен көлемнің ишінде тарқалған болса, онда α -бөлекшесінің атомның қасындағы хәр бир өтіуі оны үлкен болмаған мүйешке ғана бұрады. Бұндай жағдайда α -бөлекшесінің шашырауы сезилерліктей болмайды.

Мейли, α -бөлекше ядродан үлкен қашықтықта ab түйісінің бойы менен v тезлігі менен қозғалатуғын болсын (318-сүрет). p арқалы ab түйісі менен E шамасына тең оң заряд жайласқан атомның орайы O арасындағы ең киші қашықтықты белгілейміз. p шамасын "нышанаға алыу" қашықтығы деп атауға болады. Сәйкес есептеу (майда шрифтпен жазылған текстті қараңыз) α -бөлекшесі менен E зарядының арасындағы Кулон тәсірлесіуінің бар болуының себебинен α -бөлекше гипербола бойынша қозғалады. α -бөлекшесінің траекториясы ауысатуғын ϑ мүйешінің шамасы (гиперболаның асимптоталарының арасындағы мүйеш)

$$\operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2} = \frac{Mv^2}{2e \cdot E} \cdot p \quad (1)$$

теңлігінің жәрдеминде анықланады. Бұл теңлікте M арқалы α -бөлекшесінің массасы белгіленген. Атомның массасы α -бөлекшесінің массасына салыстырғанда шексіз үлкен деп есептейміз. (1)-формуладан нышанаға алыу қашықтығы p қанша киші болса, ауысу мүйеші ϑ диң шамасының үлкен болатуғынлығы көриніп тұр. Хәр қыйлы нышанаға алыу қашықтықтарындағы α -бөлекшесінің траекторияларының түрі 319-а, б, с сүреттерде келтірілген. Киші p ларда $\vartheta > \pi/2$, яғни соқтығысуыдың нәтижесінде α -бөлекшесі артқа қарай қайтыуы мүмкін.

319-сүрет.
 α -бөлекшесінің траекториясының
"нышанаға алыу" қашықтығы p дан
ғәрезлігі.

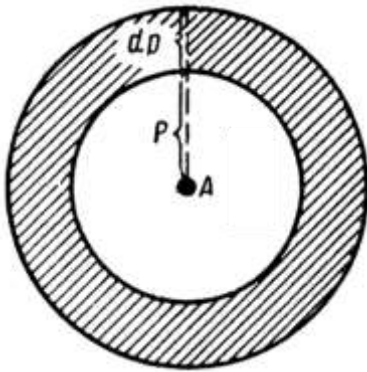


Металл фольганың жапырағы арқалы α -бөлекшелерінің параллель дәстесі өтеді деп болжайық. Мейли, ұақыт бірлігінің ишінде дәстесінің бағытына перпендикуляр болған беттің бір бірлігі арқалы n_0 бөлекше өтетүғын болсын. Ұақыт бірлігіндегі мәнісі ϑ менен $\vartheta + d\vartheta$ шамаларының ишіндегі мүйешке бұрылатуғын (ауысатуғын) бөлекшелердің санын есептейміз. Мейли, ϑ мүйешіне ауысуға сәйкес келетүғын

нышанаға алыў қашықлығын p арқалы, ал $\vartheta + d\vartheta$ мүйешине аўытқыўға сәйкес келетуғын нышанаға алыў қашықлығын $p - dp$ арқалы белгилейик. Бундай жағдайда бир A атомынан биз излеп атырған мүйешке сол A атомынан орай етип алғанда радиусы p хәм кеңлиги dp етип алынған сақыйнаның бети арқалы барлық бөлекшелер аўысады (320-сүўрет). Әлбетте, усындай бөлекшелердің саны $n_0 dS$ ке тең, бул аңлатпада dS арқалы сақыйнаның майданы белгиленген. Егер майданның бир бирлигинде N атом болатуғын болса, онда ўақыт бирлигиндеги ϑ менен $\vartheta + d\vartheta$ мүйешлериниң арасында аўысқан α -бөлекшелериниң саны мынаған тең:

$$dn = n_0 N dS. \quad (2)$$

Хәр бир α -бөлекшеси тек бир рет аўысатуғын болған жағдайда ғана бул қатнас дурыс. Бул жағдайдың жүдә жуқа фольганы алғанда орынланатуғынлығын атап өтемиз.



320-сүўрет.
Бұрылған α -бөлекшелериниң санын есаплаўға.

Сақыйнаның майданы болған dS шамасы $2\pi p|dp|$ ге тең, нәтийжеде (2)-аңлатпа мынадай түрге енеди

$$dn = 2\pi n_0 N p |dp|. \quad (3)$$

$p|dp|$ аңлатпасын табыў ушын (1)-формуладан пайдаланамыз. Оннан

$$p^2 = \left(\frac{2eE}{Mv^2} \right)^2 \operatorname{ctg}^2 \frac{\vartheta}{2}.$$

Бул аңлатпаны дифференциаллап, мынаған ийе боламыз:

$$p dp = -\frac{1}{2} \left(\frac{2eE}{Mv^2} \right)^2 \frac{\operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2}}{\sin^2 \frac{\vartheta}{2}} d\vartheta.$$

$p dp$ ушын жазылған бул аңлатпаны (3)-аңлатпаға қойып, төмендегидей аңлатпаны табамыз:

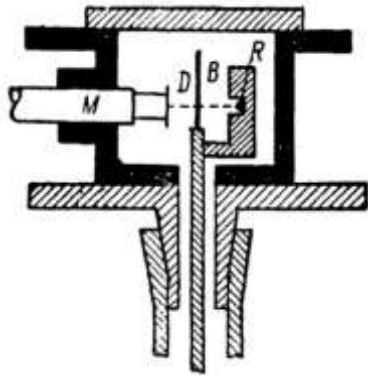
$$dn = \pi n_0 N \left(\frac{2eE}{Mv^2} \right)^2 \frac{\operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2}}{\sin^2 \frac{\vartheta}{2}} d\vartheta$$

ямаса

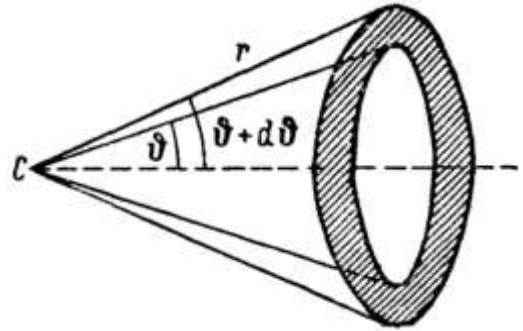
$$dn = n_0 N \left(\frac{2eE}{Mv^2} \right)^2 \frac{2\pi \sin \vartheta}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}} d\vartheta. \quad (4)$$

(4)-формуланы пайдаланып, тәжирийбелердің нәтийжелерин теория менен салыстырып көриўге болады. α -бөлекшелердің шашыраўы мынадай схема бойынша өткерилди: қорғасын ампулаға жайластырылған радиоактив препараттың кишкене бөлеги (321-сүўрет) B металл фольгасының жапырағына нормаль бағытта α -бөлекшелериниң жиңишке дәстеси келип түседи. Фольга арқалы өткенде α -бөлекшелери хәр қыйлы бағытларда шышырайды. α -бөлекшелерин бақлаў ушын олардың флуоресценцияланыўшы экранда, мысалы, күкиртли цинк экранында жылтылдыларды ("сцинцилляцияларды")

пайда ете алыу қабилетлиги пайдаланылады. Хәр бир айырым α -бөлекшеси экранда көз бенен көриу мүмкин болған жылтылдыны пайда еткендей үлкен энергия менен қозғалады. Экранға микроскоп арқалы қарағанда жалтылдылар бойынша экранға келип түскен α -бөлекшелериниң санын есаплауға болады. D экраны M микроскопы менен биргеликте орайы шашыратыушы B фольгасы шеңбер бойынша қозғала алады. Усының нәтийжесинде хәм қыйлы ϑ мүйешлерине шашыраған α -бөлекшелериниң санын анықлауға болады.



321-сүрөт. α -бөлекшелериниң шашырауын бақлау ушын арналған тәжирийбениң схемасы.



322-сүрөт. Экранға келип түсетуғын α -бөлекшелериниң санын есаплауға.

(4)-формула ўақыт бирлигинде ϑ шамасынан $\vartheta + d\vartheta$ шамасына шекемги мүйешлердиң ишинде шашырайтұғын бөлекшелердиң саны dn ди береді. Басқа сөзлер менен айтқанда dn саны төбесиндеги мүйештиң мәнисі 2ϑ хәм $2(\vartheta + d\vartheta)$ шамасына тең конустардың арасында ўақыт бирлигинде ушып өтетұғын α -бөлекшелериниң санына тең. Егер биз бул конустардың төбелери C ноқатын орай деп есаплап, оның дөгерегинде радиусы r болған сфераны өткерсек, онда конустар сфераның бетинде майданы $2\pi r \sin \vartheta \cdot r d\vartheta = 2\pi r^2 \sin \vartheta d\vartheta$ шамасына тең болған жолақты кеседи (322-сүрөтте штрихланған). dn дана бөлекшелердиң барлығы да ұсы жолақтың майданына келип түседі. Демек, майданның бир бирлигине саны

$$dn' = \frac{dn}{2\pi r^2 \sin \vartheta d\vartheta}$$

шамасына тең.

D экранға ўақыттың бир бирлигинде келип түсетуғын α -бөлекшелериниң тап ұсындай санының регистрацияланыуы керек. Соңғы аңлатпадағы dn ниң орнына оның (4)-аңлатпа бойынша анықланған санын қойып, регистрацияланыуы керек болған бөлекшелердиң саны ушын

$$dn' = \frac{n_0 N}{r^2} \left(\frac{2eE}{Mv^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}} \quad (5)$$

формуласына ийе боламыз. (5)-формуладан тәжирийбениң берилген шараятларында ϑ мүйеши өзгермейтұғын жағдайда $dn' \sin^4 \frac{\vartheta}{2}$ көбеймесиниң тұрақлы болып қалыуының керек екенлиги келип шығады. Бақлаулар теорияның бул нәтийжелерин толық тастыйықлады. XV кестеде алтыннан соғылған фольганың жапырағанда хәр қыйлы ϑ мүйешлерде бақланған сцинцелляциялардың саны болған dn' шамаларының және $dn' \sin^4 \frac{\vartheta}{2}$ көбеймесиниң мәнислери келтирилген.

XV кестеден көринип тұрғанындай, сцинцелляциялардың санының бир неше мың есе өзгергенине қарамастан $dn' \sin^4 \frac{\vartheta}{2}$ көбеймесиниң ис жүзинде тұрақлы қалғанлығы көринип

тур. Бұл жағдайдан α -бөлекшесинің атомның оң заряды менен Кулон нызамы бойынша тәсірлесетуғынлығын көрсетеді.

(5)-формула бағытын өзгерткен (ауысқан) α -бөлекшелеринің саны бойынша атомның оң заряды болған E шамасының мәнісін анықлауға болады. Себеби сол (5)-формулаға киретуғын басқа барлық шамаларды өлшеуіге болады. Атомлар нормаль халда электрлік жақтан нейтраль болғанлықтан, оң заряд E нің мәнісі электронлардың пүтин сан еселенген санына тең: $E = Z|e|$. Бұл теңлікте Z - пүтин сан. Резерфордтың хәм оның хызметкерлеринің өлшеулері Z шамасының шама менен атомлық салмағының ярымына тең екенлигин көрсетти.

XV кесте.

ϑ , град	Сцинтилляция- лардың саны	$dn' \sin^4 \frac{\vartheta}{2}$
150	33,1	28,8
120	51,9	29,0
105	69,5	27,5
75	211	29,1
60	477	29,8
45	1435	30,8
30	7800	35,0
15	132 000	38,4

Дәуірли системаның басында элементлердің атомлық салмағы Менделеев кестесіндегі олардың номерлеринен (қатар санларынан) дерлік дәл еки есе үлкен. Мысалы, углерод алтыншы орында жайласқан, ал оның атомлық салмағы 12 ге тең; алюминий он үшінші орында тұр хәм оның атомлық салмағы 27 ге тең; дәуірли кестенің ортасында хәм, әсиресе ақырында атомлық салмақлардың саны бұл қатнасты қанаатландыратуғын мәніслерден үлкен. Бирақ, тұрпайы түрде айтқанда, барлық элементлердің атомлық салмағын олардың қатар сынанан еки есе үлкен деп есаплауға болады. Буннан Резерфордтың өлшеулеринің тийкарында Z шамасы (*элементтің зарядлық саны*) Менделеев кестесіндегі элементтің қатар санына тең деген гипотеза пайда болды. Кейинирек бұл гипотеза жоқары дәллікте тастыйықланды.

Атомның заряды $E = Z|e|$ ни билип, (1)-формула бойынша p "нышанаға алыу қашықтығының" ϑ мүйешинің қандай мәнісине сәйкес келетуғынлығын анықлауға болады. ϑ мүйешинің мәнісі 150° қа жететуғын ауыр элементтер үшін p ның мәнісі 10^{-13} см ге жетеді екен. Бұл α бөлекшесі менен атомның орайларының арасындағы қашықтық 10^{-13} см болған қашықтықтарда да өз-ара тәсірлесіу күшлеринің Кулон нызамына бағынатуғынлығын аңғартады. Өз гезегінде, буннан атомның оң зарядларының өлшемлеринің 10^{-13} см шамасынан үлкен емес екенлиги келип шығады.

Барлық атомның өлшемлері 10^{-8} см болғанлықтан, демек, тәжірийбелер атомның ядролық моделин гүмансыз тастыйықлайды: атомның оң заряды ұсы атомның көлемине салыстырғанда жүдә киши көлемде топланған.

Бұл параграфта алынған нәтижелерді жүймақлап, мынаған ийе боламыз: атомның орайында кишкене оң зарядланған ядро жайласады, ұсы ядрода атомның дерлік барлық массасы топланған; ядроның заряды $E = Z|e|$ шамасына тең, бұл теңлікте Z арқалы Менделеевтің дәуірлік системасындағы элементтің қатар саны белгиленген. Нормаль халда ядроның дөгерегінде Z дана электрон айланып жүреді.

Ұсы моделге сәйкес, водород атомы ең әпиұайы атом болып табылады. Онда тек бир электрон бар. Водород атомының ядросы барлық ядролардың ең әпиұайысы. Ол *протон*

атамасына ийе болды. Протонның заряды $+e$ ге тең. Протонның массасы водород атомының $\frac{1835}{1836}$ бөліміне тең, ал электронның массасы водород атомының массасының $\frac{1}{1836}$ бөлігіне ғана тең. Дәуірлік системадағы водородтан кейінгі элемент - гелий болып табылады. Оның атомы нормаль жағдайда екі электронға ийе. Гелий атомының ядросы $+2e$ ге тең хәм массасы протонның массасынан шама менен төрт есе үлкен. Альфа-бөлекшелер гелийдің ядролары болып табылады.

Бирақ, атомның ядролық моделинің классикалық электродинамиканың талаптарына сәйкес келмейтуғынлығын атап өтіу зәрүр. Мәселе соннан ибарат, ядроның дөгерегінде айланатуғын электрон тезлениу менен қозғалады, демек, ол электромагниттік толқынларды нұрландырады (332-параграф) хәм, нәтижесінде, энергиясын жоғалтыуы керек. Усының ақыбетінде электронның қозғалысы орнықты болмайды хәм ұақыттың өтіуі менен оның ядроға құлап түсіуі керек. Хәқыйқатында, атомлар жүдә орнықты дүзиліске ийе болғанлықтан, буннан атомлардың ишінде жүзеге келетуғын процесслер ушын макроскопиялық процесслерди бақлаудың нәтижесінде ашылған классикалық электродинамиканың нызамларының орынланбайтуғынлығы келип шығады. Атомлардың қасиеттерін, солардың ишінде олардың спектрлерінің дүзилістерін үйренгеннен кейін ғана атомның ишінде орынланатуғын нызамлардың өзгешеліктерін табыудың сәті түсті.

Ауысу мүйеши ϑ дің мәнісін есаплау ушын 318-сүұретке қайтып келемиз хәм α -бөлекшесі ушын r хәм φ поляр координаталарын киргиземиз. Бундай жағдайда α -бөлекшесінің потенциаллық W_p хәм кинетикалық W_k энергиялары былайынша жазылады:

$$W_p = \frac{2eE}{r}, \quad W_k = \frac{M}{2} (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2).$$

Толық энергия W ушын

$$W = \frac{2eE}{r} + \frac{M}{2} (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2) \quad (6)$$

аңлатпасын аламыз.

Усының менен бирге α -бөлекшесі ушын қозғалыс мұғдарының моменти ушын

$$P = Mr^2 \dot{\varphi} \quad (7)$$

аңлатпасын жазамыз.

Усы соңғы қатнасты пайдаланып, толық энергия ушын жазылған аңлатпада түүындыларды алмастырамыз. (7)-аңлатпадан азимут φ ден ұақыт бойынша алынған түүынды ушын мынаған ийе боламыз:

$$\dot{\varphi} = \frac{P}{Mr^2}. \quad (8)$$

Радиус-вектор r ден ұақыт бойынша алынған түүындыны былайынша жазамыз:

$$\dot{r} = \frac{dr}{d\varphi} \dot{\varphi} = \frac{P}{Mr^2} \cdot \frac{dr}{d\varphi}. \quad (9)$$

(6)-теңлікке $\dot{\varphi}$ менен $\dot{r}$ дің орынларына олардың (8)- хәм (9)-аңлатпалар бойынша анықланған мәністерін қойып, мыналарды аламыз:

$$W = \frac{2eE}{r} + \frac{P^2}{2Mr^4} \left(\frac{dr}{d\varphi} \right)^2 + \frac{P^2}{2Mr^2}$$

ямаса

$$\frac{1}{r^4} \left(\frac{dr}{d\varphi} \right)^2 = \frac{2MW}{P^2} - \frac{4MeE}{P^2} \cdot \frac{1}{r} - \frac{1}{r^2}. \quad (10)$$

$\frac{1}{r}$ шамасын ρ арқалы белгилеймиз, бундай жағдайда $\frac{d\rho}{d\varphi} = -\frac{1}{r^2} \cdot \frac{dr}{d\varphi}$ теңлігі орынлы болады хәм (10) формула мынадай түрге ийе болады

$$\left(\frac{d\rho}{d\varphi} \right)^2 = \frac{2MW}{P^2} - \frac{4MeE}{P^2} \cdot \rho - \rho^2.$$

Бұл аңлатпаны φ бойынша және бір рет дифференциалласақ, онда

$$2 \left(\frac{d\rho}{d\varphi} \right) \cdot \frac{d^2\rho}{d\varphi^2} = \frac{4MeE}{P^2} \cdot \frac{d\rho}{d\varphi} - 2\rho \frac{d\rho}{d\varphi}$$

теңлигин аламыз. $\frac{d\rho}{d\varphi} \neq 0$ болғанлықтан соңғы аңлатпа мынадай теңлікке алып келеді:

$$\frac{d^2\rho}{d\varphi^2} + \rho = -\frac{2MeE}{P^2}. \quad (11)$$

Механикадан жабық система үшін қозғалыс мұғдарының моменти P ның тұрақты болып қалатуғынлығын белгили. Сонлықтан

$$C = \frac{4MeE}{P^2} \quad (12)$$

шамасы тұрақты шама болып табылады. Бұл C тұрақтысын (11)-аңлатпаға қойып, биз қарап атырған α -бөлекшесинің қозғалысын қанаатландыратуғын мынадай дифференциаллық теңлемени аламыз:

$$\frac{d^2\rho}{d\varphi^2} + \rho = C.$$

Орынларына қойыу жолы менен бұл дифференциаллық теңлемениң шешиминің мынадай функция болып табылатуғынлығын аңсат тексерип көріуге болады:

$$\rho = C + A \cos \varphi + B \sin \varphi. \quad (13)$$

Бұл аңлатпада A менен B арқалы константалар белгиленген. Бұл константаның мәнислерин былайынша табыуға болады: $\varphi = \pi$ теңлиги орынланғанда (318-сүүрет) α -бөлекшеси координата басы O ның шеп тәрәпинде шексиз үлкен қашықтықта жайласады хәм $\rho = \frac{1}{r} = 0$. Буннан (13)-аңлатпа бойынша $A = C$ теңлигине ийе боламыз. Демек, (13)-теңлик мынадай түрге ийе енеди:

$$\rho = C(1 + \cos \varphi) + B \sin \varphi. \quad (14)$$

Екинши тәрәптен $\varphi \rightarrow \pi$ де $r \sin \varphi$ шамасының мәниси p кесиндисинің ұзынлығына тең шамаға умтылады. Буннан (14) бойынша мынаны аламыз:

$$\frac{1}{p} = \lim_{\varphi \rightarrow \pi} \frac{\rho}{\sin \varphi} = \lim_{\varphi \rightarrow \pi} \left[\frac{C(1 + \cos \varphi)}{\sin \varphi} + B \right].$$

Усының менен бирге

$$\lim_{\varphi \rightarrow \pi} \frac{1 + \cos \varphi}{\sin \varphi} = 0$$

теңлиги орынлы болғанлықтан, жоқарыдағы $\frac{1}{p}$ ұшын жазылған аңлатпадан B ұшын

$$B = \frac{1}{p}$$

теңлигин аламыз.

Буннан кейин (14)-аңлатпа мынадай түрге енеди:

$$\rho = C(1 + \cos \varphi) + \frac{1}{p} \sin \varphi. \quad (15)$$

Бұл аңлатпа гиперболаның теңлемеси болып табылады. Бұл гиперболаның бир асимптотасы ab , ал екиншиси bd түүрысы болып табылады. Асимптоталардың арасындағы мүйеш ϑ ди табамыз. 318-сүүреттен α -бөлекшени O ноқатынан оң тәрәпке қарай шексизликке шекем қышықластырғанда $\rho = \frac{1}{r}$ шамасы нолге тең болады, ал φ мүйешинің шамасы ϑ мүйешинің шамасына умтылады. Сонлықтан $\varphi = \vartheta$ теңлиги орынланған жағдайда мынадай теңликти аламыз:

$$C(1 + \cos \vartheta) + \frac{1}{p} \sin \vartheta = 0$$

ямаса

$$\frac{1}{Cp} = -\frac{1 + \cos \vartheta}{\sin \vartheta} = -\operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2}.$$

Соңғы теңликтен α -бөлекшесинің траекториясының аұысыуының

$$\operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2} = -\frac{1}{Cp}$$

теңлигинің жәрдеминде алынатуғынлығын табамыз.

Бұл теңдіктегі C ның орнына оның (12) бойынша мәнісін қойып

$$\operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2} = \frac{P^2}{2MeEp}$$

аңлатпасын аламыз. Ең ақырында $P = Mpv$ теңдігінің орынлы екенлігін аңғарып (v арқалы α -бөлекшесінің басланғыш тезлігі белгіленген) тийкарғы тексттегі (1)-формулаға сәйкес келетүгін

$$\operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2} = \frac{Mv^2}{2eE} p$$

теңдігіне ийе боламыз.

§ 341. Атомлық спектрлердегі нызамлықлар. Сызықты спектрлерді изертлеудің нәтижесінде атомлардың ядрелик модели буннан былай тастыйықланыўын тапты. Егер атомлардың ишиндегі электронларды аўыр оң зарядланған ядролардың дөгерегинде дөңгелек ямаса эллипс тәризли орбиталар бойынша қозғалады деп есапласа, онда спектрлердегі сызықлардың тарқалыўы бағынатуғын нызамлықларды әдеўир жақсы түсиндирийге болатуғынлығы белгили болды.

XIX әсирдің екинши ярымында сызықты спектрлердің атомлар тәрепине, ал жолақты спектрлердің молекулалар тәрепинен шығарылатуғынлығы белгили болды. Соның менен бирге атомлық спектрлердегі сызықлардың тәртипсиз жайласпайтуғынлығы хәм көп жағдайларда белгили группаларды ямаса серияларды (гейпара жағдайларда сол группаларды сериялар деп атайды) пайда ететүгінлығы белгили болды. Мысалы, водородтың спектриндегі көзге көринетуғын хәм жақын ультрафиолет областларда спектраллық сызықлардың жүдә айқын көринетуғын сериясының бар екенлиги белгили болды. Бұл серияны Швейцариялы физиктиң исми менен Бальмер сериясы деп атайды. Ол бұл серияның сызықларының толқын ұзынлықтарының әпиўайы болған

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4} \quad (1)$$

формуласының жәрдемінде анықланатуғынлығы белгили болды. Бұл формулада λ_0 - базы бир тұрақты, ал $n = 3, 4, 5 \dots$, яғный бир қатар избе-из пүтин санлардың мәнісін қабыл етеди. Егер спектраллық сызықларды толқын ұзынлықтарының орнына жийиликлер ямаса оларға пропорционал болған *толқынлық санлар* менен тәрийиплейтуғын болсақ, онда Бальмер формуласына әпиўайырақ түр бериўге болады. Толқынлық сан дегенимизде 1 см ұзынлықта жайласатуғын толқын ұзынлықларын, яғный

$$\nu = \frac{10^8}{\lambda_v}$$

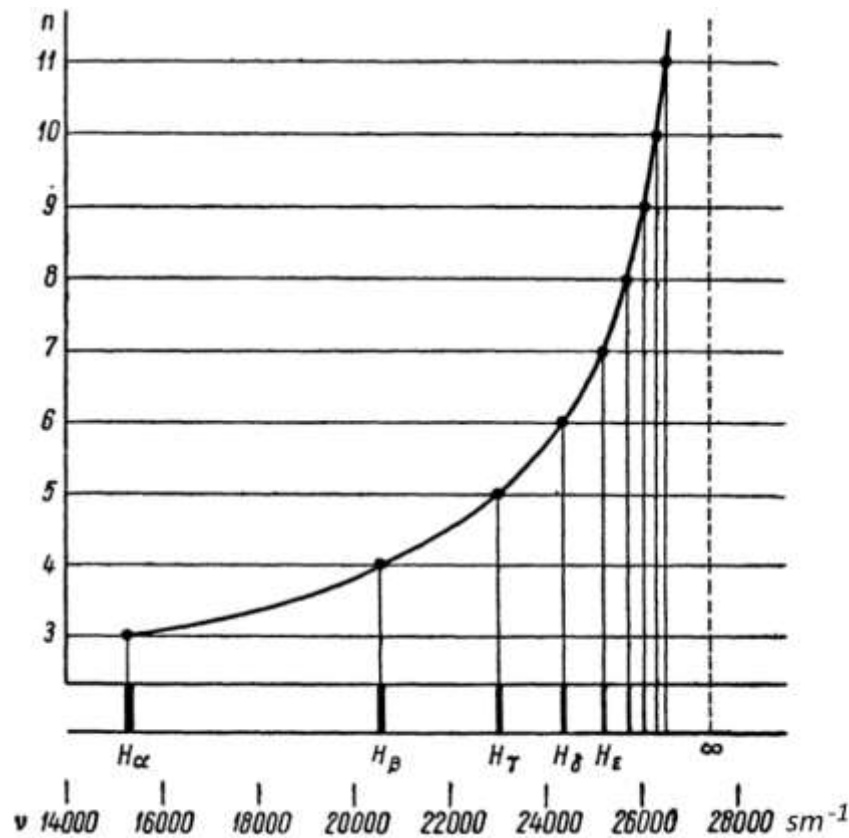
шамасын түсинемиз. Бұл теңдікте λ_v арқалы ангстремлерде аңлатылған хәм вакуумге тийисли болған толқын ұзынлығы белгиленген. Бұл жағдайда (1)-формула мынадай түрге енеди:

$$\nu = A - \frac{R}{n^2}. \quad (2)$$

Бұл теңдікте A менен R арқалы тұрақтылар, ал n - бұрынғыдай пүтин санлар болып табылады. (2)-формуладан n шамасы үлкейгенде сызықлардың бир бирине тығыз жайласатуғынлығы, соның менен бирге $\nu_\infty = A = 27\,419,4 \text{ см}^{-1}$ ямаса $\lambda_\infty = 3646,13 \text{ Å}$ толқын ұзынлықтарында сызықлардың барлығы базы бир шеклик сызыққа жақынласады. 323-сүўреттиң төменги бөлиминде толқынлық санлар шкаласындағы водородтың сызықларының жайласыўы, ал жоқарғы бөлиминде ν диң пүтин сан болған n нен ғәрезлиги көрсетилген. Көринип тұрғанындай, ν_∞ туйрысына асимптоталық жақынласатуғын бир тегис иймеклик алынады.

(1)- хәм (2)-формула бойынша есаплаў жолы менен алынған толқын ұзынлықтарының тәжирийбелерде өлшеўлердің салдарынан алынған толқын ұзынлықтарына қандай

дәрежеде жақын екенлиги XVI кестеде келтирилген. Бұл XVI кестеде водородтың биринши алты сызықтары үшін толқын ұзынлықтарының шамалары келтирилген.



323-сүрет. Водородтың спектріндегі сызықтардың жайласуы.

XVI кестеде толқын ұзынлықтарының есапланған хәм бақланған мәнислериниң арасындағы айырманың алтыншы белгиде болатуғынлығы хәм бақлаў қәтеликлериниң шеклеринен шықпайтуғынлығы көринип тұр. Сонлықтан Бальмер формуласын физиканың ең дәл орынланатуғын ызымлардың қатарына киреди. Оның өзине тән өзгешелиги спектраллық сызықлардың избе-из қатарының толқын ұзынлықтарының пүтин санлардан ғәрезли екенлигинде.

Кейинирек Ридберг (2)-формуладағы A хәм R шамаларының арасында әпиұайы болған хәм дәл орынланатуғын қатнастың орын алатуғынлығын аңғарды:

$$A = \frac{R}{2^2}.$$

Солай етип, водородтың Бальмер сериясының сызықтарының толқынлық санларының тек бир тұрақлысы бар формула менен берилетуғынлығын көремиз:

$$\nu = \frac{R}{2^2} - \frac{R}{n^2}, \quad n = 3, 4, 5, \dots \quad (3)$$

R тұрақлысы *Ридберг тұрақлысы* деп аталады. Оның мәниси мынадай

$$R = 109\,677,6 \text{ cm}^{-1}.$$

Буннан кейин Ридбергке тек водородтың спектрінде ғана емес, ал басқа да элементлердің, ең дәслеп силтили металлдардың спектрлерінде де ызымлы сериялардың бар екенлигин көрсетиўдин сәти түсти.

Сериялардағы сызықлардың жайласуларын таллаў жолы менен Ридберг сызықлардың жийиликлериниң (ямаса толқынлық санларының) n_1 менен n_2 лердің еки функциясының айырмасынан туратуғынлығын ашты:

$$\nu = T_1(n_1) - T_2(n_2). \quad (4)$$

Хәр бир берилген серия үшін $T_1(n_1)$ тұрақлы, ал $T_2(n_2)$ өзгермели мәніске ийе. Өз алдына алынған $T_1(n_1)$ хәм $T_2(n_2)$ функциялары *спектраллық термлер* деп аталады. (3)-формула менен салыстырыў водородтың бальмерлик сызығы үшін

$$T_1(n_1) = \frac{R}{2^2}, \quad T_2(n_2) = \frac{R}{n^2}$$

теңликлери орын алады.

XVI кесте.

n	Сызықтың белгиси	Есапланған	Бақланған
3	H_α	6562,80	6562,81
4	H_β	4861,38	4861,33
5	H_γ	4340,51	4340,47
6	H_δ	4101,78	4101,74
7	H_ε	3970,11	3970,07
8	H_ξ	3889,09	3889,06

Силтили металллардың серияларында сырттан қарағанда айырым сериялар Бальмер сериясына ұсайды. Буның дұрыслығына литийдің спектріндеги айырым серияларға алысырақтан қараў арқалы исениўге болады (324-сүўрет).

Усы жағдайға тийкарланып, Ридберг хәр қыйлы элементлердің спектраллық термлерине водород үшін жазылған термлердің түриндей түр берийге тырысты. Атап айтқанда ол терм үшін

$$T(n) = \frac{R}{(n + \alpha)^2} \quad (5)$$

түриндеги аңлатпаны жазды, R - бұрынғы тұрақлы, n - пүтин сан, ал α болса дұрыс бөлшекпен туратуғын базы бир дүзетиў. Бир серияның барлық сызықлары үшін бұл дүзетиўдің шамасы тұрақлы болып шығады.

Термлер дәлирек мынадай формуланың жәрдемінде көрсетиледи:

$$T(n) = \frac{R}{\left(n + \alpha + \frac{\beta}{n^2}\right)^2}. \quad (5a)$$

Бұл формулада β арқалы α ге салыстырғанда әдеўир киши болған екинши дүзетиў болып табылады.

$n \rightarrow \infty$ шегинде

$$T(n) = \frac{R}{n^2}$$

формуласына ийе боламыз, яғный n пүтин саны үлкейгенде барлық термлер кем-кемнен "водород тәризли" термлерге айланады.

Ридберг тәрепинен силтили металлларда хәр қыйлы болған үш серияның бар болатуғынлығы табылды (324-сүўреттеги литийдің спектрине қараңыз). Бұл сериялар мынадай атамаларға ийе болды: 1) бас серия, 2) биринши қосымша серия, 3) екинши қосымша серия. Бас серия ең жақтылы хәм ең аңсат жоллар менен алынатуғын сызықларға ийе; бас серияның биринши (алдыңғы) сызығы улыўма берилген элементтің спектри үшін тән. Усының менен бирге, бас серияның сызықлары жутылыўды да бақланады. Бұл сериялардың хәр бириниң өзгермели термин жеткилики дәрежеде дәл түрде (5)-түрдеги формула менен берийге болады. Бундай жағдайда бас серияның өзгермели терми үшін α дүзетиўин p арқалы, биринши қосымша сериядағы дүзетиўди d арқалы, екинши қосымша

сериядағы дүзетиўди s арқалы белгилеў қабыл етилген³². Еки қосымша сериялардың сызықлары бир шекке ұмтылады. Усының салдарынан барлық үш серияның сериялық формулалары мынадай түрге енеди:

бас серия

$$\nu = A - \frac{R}{(n+p)^2}, n = 2, 3, 4, \dots$$

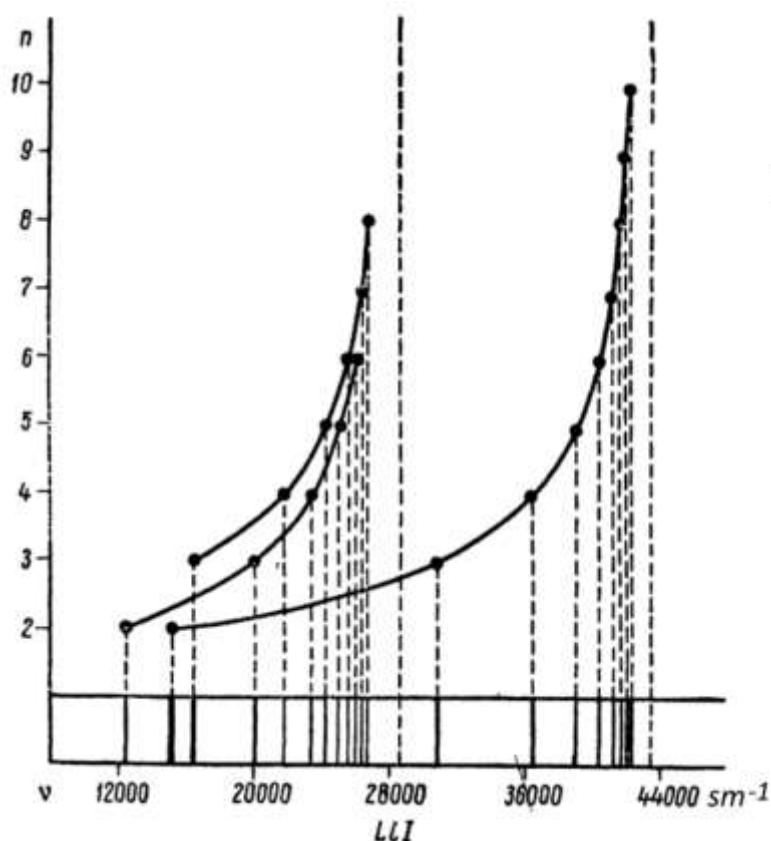
биринши қосымша

$$\nu = B - \frac{R}{(n+d)^2}, n = 3, 4, 5, \dots$$

екинши қосымша

$$\nu = B - \frac{R}{(n+s)^2}, n = 2, 3, 4, \dots$$

Бұл аңлатпаларда A арқалы бас серияның шеги, ал B арқалы қосымша сериялардың ұлыўмалық шеги белгиленген. Анықтамасы бойынша s, p, d шамалары дұрыс бөлшеклер болып табылады.



324-сүўрет. Литийдің спектріндеги сериялар.

Буннан кейин Ридберг сериялардың шеклериниң арасындағы қатнасты тапты, атап айтқанда бас серияның шеги

$$A = \frac{R}{(1+s)^2}, \quad (6)$$

ал қосымша сериялардың ұлыўмалық шеги

$$B = \frac{R}{(2+p)^2}$$

³² Биринши қосымша серияның сызықлары көбірек жайылған, ал екінши қосымша серияның сызықлары кескинирек түрге ийе болады. Сонлықтан бұл серияларды "диффузиялық" хәм "кескин" деп атайды.

түрінде жазылады.

Кейинирек, спектрдің инфрақызыл областында силтили металлдардың және бір сериясының бар екенлиги анықланды (Бергман сериясы). Оның шегі $\frac{R}{(3+d)^2}$ шамасына тең.

Термлердің белгиленулерін киргиземіз. Бұл белгилеу бойынша $\frac{R}{(3+d)^2}$ термин nX арқалы белгилейміз. Бундай жағдайда силтили металлдардың сериаллық формулалары мынадай түрге ие болады:

бас серия:

$$\nu = 1S - nP, \quad n = 2, 3, 4, \dots$$

екінші қосымша серия:

$$\nu = 2P - nS, \quad n = 2, 3, 4, \dots$$

бірінші қосымша серия:

$$\nu = 2P - nD, \quad n = 3, 4, 5, \dots$$

Бергман сериясы

$$\nu = 3D - nF, \quad n = 4, 5, 6, \dots$$

Ғақыйқатында, силтили металлдарда сызықлардың барлығы дублетлер болып табылады хәм бұл дублетлер Li де жүдә тар, ал Na де болса кеңирек. Элементтің атомлық салмағы қаншама үлкен болса, бұл дублетлер соншама кең болады. Бұл дублетлердің тәбиятына биз төменде тоқтаймыз.

Силтили металлдардың спектрлерінде сондай сызықлар ушырасады, олардың толқынлық санлары жоқарыда келтирилген аңлатпаларға салыстырғанда термлердің басқаша айырмасы менен аңлатылады. Мысалы:

$$\nu = 2S - nP, \quad n = 3, 4, 5, \dots$$

$$\nu = 3P - nS, \quad n = 3, 4, 5, \dots$$

Жоқарыда айтылғанлардың барлығы жуўмақлап, эмпирикалық нызамлықларды ұлыўма түрде былайынша айтамыз: қандай да бир элементтің спектрін оның сызығының толқын ұзынлығы λ ямаса толқынлық сан ν менен тәрийиплеўдің орнына пүтин n санлардың функциясы болған спектраллық термлер T менен тәрийиплеўге болады. Бундай жағдайда спектр аз санлардың жәрдемінде тәрийипленеди.

(4)-теңлик бойынша термлердің айырмасын анықлаў спектрдің бақланатуғын сызықларының толқынлық саны ν ди береди.

§ 342. Спектраллық термлердің тәбияты. Ең бастан баслап спектраллық термлердің белгили бир физикалық мәниске ийе болыўының керек, ал 341-параграфтағы (4)-қатнастың спектраллық сызықлардың шығарылыўының механизми менен байланыслы екенлиги айқын болды. Бирақ, спектраллық термлердің ғақыйқый тәбиятын Борға Ридбергтің жұмысларынан отыз жылдан аслам ўақыттан кейин анықлаўдың сәти түсти. Усының менен бир ўақытта Бор Ридбергтің (4)-қатнасының физиканың тийкарғы нызамларының бири болған нур шығарыў процесси бағынатуғын нызамды аңғартатуғынын көрсетти.

Бор Планк тәрепинен ұсынылған (332-параграф) абсолют қара денениң вибраторларының энергияны үзликсиз түрде емес, ал порциялар менен шығаратуғынлығы ғаққындағы гипотезадан келип шықты. Бұл порциялардың шамасы ε шығарылатуғын нурлардың жийилиги ν ден ғәрезли³³:

$$\varepsilon = h\nu. \quad (1)$$

Бор Планктың гипотезасын жақтылық шығарып турған пұўлар менен газлердің атомларына алып келди: нур шығарыўдың элементар акты энергияның (1)-теңлик пенен анықланатуғын монохроматлық ν жийилигиндеги ε порциясының жоғалыўынан ибарат.

³³ ν ҳәриби менен жийиликлер де, толқынлық санлар да белгиленеди.

Нурды шығармастан бұрынғы атомның энергиясын W_2 , ал нур шығарғаннан кейінгі энергиясын W_1 арқалы белгилейміз. Бұндай жағдайда $\varepsilon = W_2 - W_1$ хәм (1)-теңлік бойынша:

$$W_2 - W_1 = h\nu$$

ямаса

$$\nu = \frac{W_2}{h} - \frac{W_1}{h} \quad (2)$$

теңліктерін аламыз.

(2)-формулань

$$\nu = T_1 - T_2$$

Ридберг қатнасы менен салыстырыўдан сериаллық термлердің атомның энергиясының мәнисине базь бир аддитивлик турақлыға шекемги дәлликте пропорционал екенлигин көрсетти. Тәжирийбе хәр бир атомның термлердің белгили болған қатары менен тәрийипленетуғынлығы көрсететуғын болғанлықтан, Бор хәр бир атомды энергияның белгили болған W_i мәнислерине сәйкес келетуғын орнықлы халлар менен тәрийипленеди деп болжады. Бұл халлар *стационар халлар* деп аталады. Стационар халда атом нур шығармайды. Атом бир стационар халдан екіншисине өткенде нурланыў орын алады. Бұндай жағдайда, Бордың (2)-жийиликлер қағьйдасы нурланыўдың өзиниң механизмн итибарға алмастан хәр қыйлы стационар халлардағы атомның энергиялары бойынша олар шығаратуғын жийиликлерди анықлаўға, яғный оның спектрин анықлаўға мүмкиншилик береди.

Солай етип, хәр бир термге атомның энергиясының белгили болған мәниси сәйкес келеди. Биз дәслепп

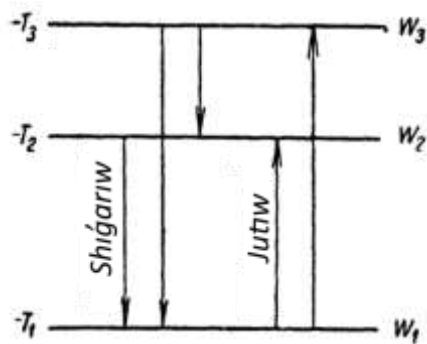
$$T_i = -\frac{W_i}{h} \quad (3)$$

теңлиги орынланады деп болжаймыз³⁴. Бұндай жағдайда Бордың (2)-жийиликлер қағьйдасы тиккелей Ридбергтиң қатнасына алып келеди деп болжаймыз [341-параграфтың (4)-аңлатпасы]. Атомның энергиясы W_i ниң алгебралық мәниси бойынша ең киши мәнисине сан мәниси бойынша ең үлкен терм сәйкес келеди. Энергияның мәнислерин график түринде көрсетемиз, соның менен ең киши энергияға ең терең қәдди сәйкес келеди деп есаплаймыз (325-сүўрет); оған ең үлкен терм сәйкес келетуғын болады. Берилген сызық пайда болатуғын қәддилердің арасындағы өтиўге сәйкес келетуғын сызықлардың шығарылыўын еки қәддини тутастыратуғын стрелканың жәрдемінде сүўретлеймиз.

Әдеттегидей жағдайларда атом энергияның ең киши мәниси сәйкес келетуғын стационар халда турады. Басқа сөз бенен айтқанда: нормаль жағдайда атом ең төменги қәддиде жайласады. Усындай халда тұрған атом нурландырмайды. Егер, қандай да бир сыртқы энергиялық тәсир менен атом үлкен энергияға ийе басқа стационар халға өткерилетуғын болса (яғный жоқарырақ қәддиге көтерилген болса), онда кери қарай өтиўдің барысында ол (2)-формула менен берилетуғын жийилик пенен белгили болған сызықты шығарады. Силтили металларда ең тереңде 1S қәдди жайласады (326-сүўрет). Энергиясы бойынша оған ең жақыны 2P қәдди болып табылады, бұл қәддиге нормаль шараат 1S тен атомды өткерий ең аңсаты болып табылады. 2P қәддиден 1S қәддиге кери өтиўге бас серияның $\nu = 1S - 2P$ бас сызығы сәйкес келеди. Солай етип, бұл сызықтың барлық спектр ушын ең тән сызық екенлиги түсиндириледи, бұл сызық басқаларына

³⁴ Кейинирек биз атомның энергиясының терис екенлигин көремиз (потенциаллық энергияның нолинши мәнисин сәйкес түрде сайлап алған жағдайда). Сонлықтан (3)-формулань оң тәрәпи минус белгиси менен алынған.

салыстырғанда аңсат қоздырылады. Спектрдеги буннан кейинги сызықларды қоздырыу үшін атомға оны жоқарырақ болған энергия қаддилерине өткеріу үшін көбирек энергияны беріуге тууры келеди.



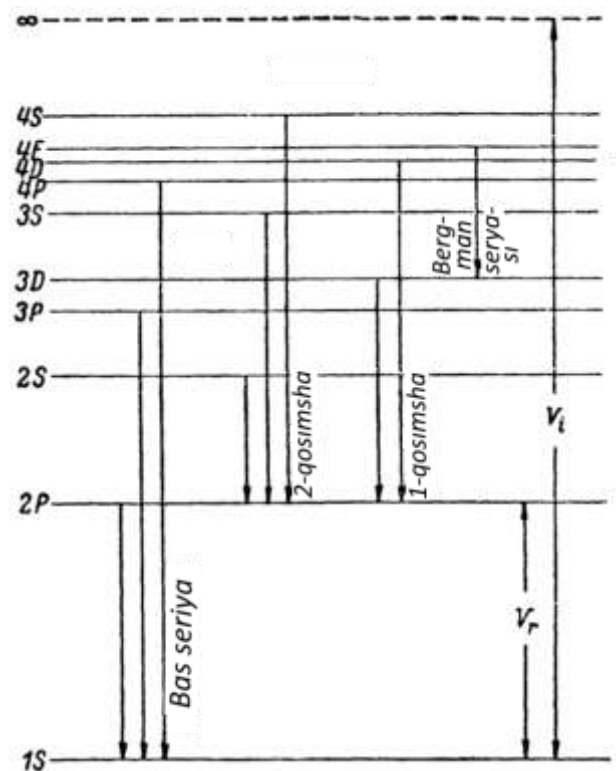
325-сүүрет.

Атомның энергиясының қаддилери.

Силтили металлардың спектрлериндеги 341-параграфта көрсетилген серияларды түсиндириу үшін атомлардағы энергия қаддилериниң арасындағы барлық өтиўлердиң барлығының жүзеге келмейди, ал олардың айырымлары ғана жүзеге келеди деп есаплау керек болады. Өтиўлер үшін шеклерди, базы бир *сайлап алыу қағыйдаларын* қойыу керек. Бул сайлап алыу қағыйдалары мынаған алып келинеди: S термлери тек P термлери менен, P термлери тек S ҳәм D термлери, D терми тек P ҳәм F термлери менен ҳ.т.б. "комбинацияланады".

326-сүүрет.

Силтили металлардың қаддилериниң схемасы.



Сайлап алыу қағыйдалары бойынша 1S нормаль қаддиге атом тек nP қаддилеринен ғана өте алады. Бундай жағдайда жийиликлер қағыйдасы бойынша мынадай сызықлар

$$\nu = 1S - nP, \quad n = 2, 3, 4, \dots,$$

яғный бас серияның сызықлары шығарылады. Бундай жағдайда 1S терминиң мәниси бас серияның шегин анықлайды. 2P қаддине атом nD қаддинен де, жоқарырақ болған nS қаддинен де өте алады. Бундай жағдайда мынадай сызықлар

$$\nu = 2P - nD, \quad n = 3, 4, \dots,$$

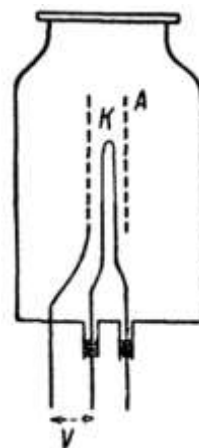
$$\nu = 2P - nS, \quad n = 3, 4, \dots,$$

яғный қосымша сериялардың екеуінің де сызықтары шығарылады. $2P$ қадди олардың улыўмалық шегин береді. Солай етип, қаддилердің схемасы қосымша сериялардың улыўмалығын түсіндіреді.

Нурланыў атомның энергиясы көп стационар ҳалынан энергиясы киши болған стационар ҳалға өтиўиниң салдарынан жүзеге келеді. Ал жутыў болса кери бағыттағы өтиўлер менен байланысly. Нормаль ҳалда атом ең киши энергияға ийе ҳалда туратуғын болғанлықтан, атомның жоқарырақ қаддилерден нормаль қаддиге өтиўиниң салдарынан пайда болатуғын спектраллық сызықларының толқын улынлықларына сәйкес келетуғын жақтылықларды ғана жута алатуғынлығы келип шығады (яғный бас серияның сызықларының жийиликлериндеги жақтылықты). Жоқарыда көрсетилип өтилгининдей, бул жағдай тәжирийбеде ҳақыйқатында да тастыйықланады.

327-сүүрет.

Электронлардың урылыўы менен өткерилген тәжирийбенің схемасы.



Қаддилердің тұрған орынларын тәжирийбелерде тиккелей тексерип көриўге болады. Бундай тәжирийбелердің қатарына ең дәслеп схемасы 327-сүүретте көрсетилген электронлардың урылыўы бойынша өткерилген тәжирийбе киреди. Эвакуацияланған металл ыдыстың орайында цилиндр түриндеги қыздырылған K катоды жайластырылған. Усы катодтан шыққан электронлар катод пенен цилиндр түриндеги металл тордан исленген A анодының арасына түсирилген майданның тәсиринде тезленеді. Катод пенен анодтың арасындағы қашықлық ыдысты толтырып тұрған изертленетуғын пүүдың атомлары менен соқлығыспайтуғындай етип сайлап алынады. Усының салдарынан анодқа жеткен электронлардың энергиясы eV ға тең (V арқалы катод пенен анодтың арасындағы потенциаллар айырмасы белгиленген). Ыдыстың дийўалларының потенциалы анодтың потенциалындай етип ұслап тұрылады. Усының салдарынан тор тәризли анодтың саңлақлары арқалы өтип, буннан кейин майдан болмаған кеңисликте тұрақлы тезлик пенен қозғалады. Усы кеңисликте пүүдың атомлары менен соқлығысыўлар жүзеге келеді. Бундай жағдайдағы жылтылдап жақтылықтың шығыўын ыдыстың жоқарғы бөлиміндеги айна арқалы бақлаўға болады.

Электронның энергиясы eV киши болған жағдайда атомды нормаль ҳалдан энергиясы бойынша ең жақын болған ҳалға өткере алмайды ҳәм соқлығысыў серпимли түрде болады ҳәм бундай жағдайда ҳеш қандай жылпылды бақланбайды. Электронның энергиясы атомды келеси стационар ҳалға өткерийўге жеткиликли болса, ол соқлығысыўда толығы менен атомға бериледи (электронның массасы атомның массасынан көп киши болғанлықтан). Жоқарыда айтылғанларға сәйкес, соқлығысыўдан кейин атом нормаль ҳалға өткенде усы $\Delta W = eV$ энергияны жийилиги

$$\nu = \frac{\Delta W}{h} = \frac{eV}{h} \quad (4)$$

ямаса толқын ұзынлығы

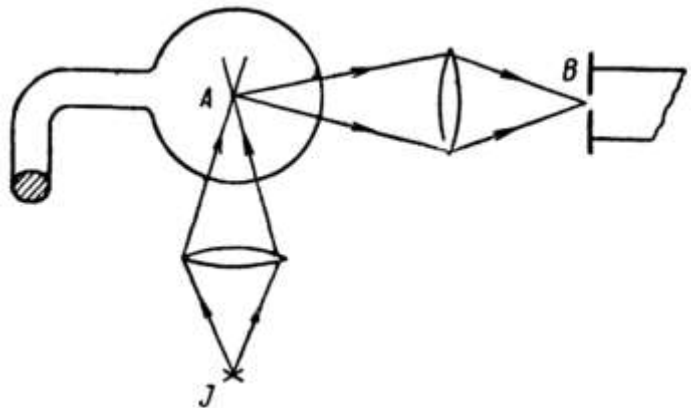
$$\lambda = \frac{ch}{eV}$$

шамасына тең нұрланыу түрінде қайтарып береді. Бұл теңліктерде c - жақтылықтың бослықтағы тезлиги. e , h хәм c ның сан мәнислерин қойып хәм λ ни ангстремлерде, ал V ны вольтлерде аңғартсақ, тезлетиуши потенциалдың мәниси бойынша шығарылатуғын сызықтың толқын ұзынлығын анықлауға болатуғын қатнасты алыуға болады:

$$\lambda = \frac{12\,340}{V}. \quad (5)$$

Жоқарыда айтылғанлардан қоздырыушы электронлардың энергиясы әстелик пенен өскенде W энергияның мәниси атомды нормаль халдан жақын қозған халға өткеріу ушын жеткилики болғанша жақтылықтың шығыуының орын алмайтуғынлығы келип шығады. Усы энергияға сәйкес келетуғын тезлетиуши потенциал V ның мәниси *критикалық* деп аталады. Тезлетиуши потенциал V ның мәниси критикалық потенциалға тең болған жағдайда толқын ұзынлығы (5)-қатнас пенен анықланатуғын тек бир сызық шығарыла баслайды. Бұл сызықты хәм оған сәйкес келетуғын потенциалды *резонанслық* деп атайды. Электронлардың энергиясының буннан былай үлкейиуи менен спектрдің барлық сызықтары биринен соң бири көрине баслайды.

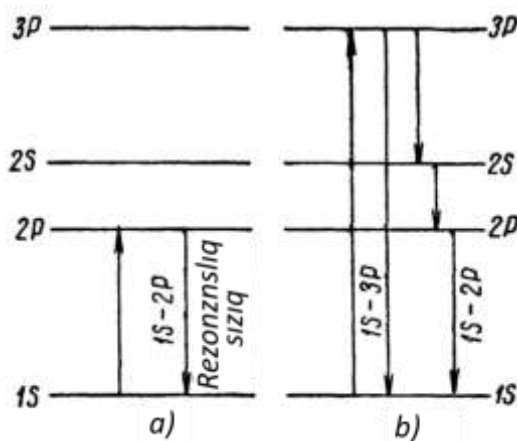
328-сүүрет.
Пуўлардың флуоресценциясы
бойынша өткерилген
тәжирийбениң схемасы.



Қәддилердің схемасынан көринип тұрғанындай (326-сүүрет), бас серияның бас сызығы $\nu = 1S - 2P$ резонанслық сызық болып табылады. Натрий болған жағдайда бұл D-сызық деп аталатуғын сары сызық болып табылады; оған сәйкес келетуғын резонанслық потенциал 2,1 В ке тең. Хәқыйқатында да, натрийдің пуўлары арқалы энергиясы 2,1 эВ тен киши болған электронларды өткергенде жақтылықтың жылпылдап шығыуы бақланбайды. Электронлардың энергиясының шамасы 2,1 эВ ке жеткенде тек сары сызық ғана бақланады. Келип урылатуғын электронлардың энергиясының өсиуи менен басқа сызықлар да пайда болады. Тап усындай қубылыслар басқа да элементлерде бақланады.

Қәддилердің схемасын тастыйықлауғын тәжирийбелердің екінши топары флуоресценция менен өткерилген, солардың ишинде резонанслық жақтылық шығарыу менен өткерилетуғын тәжирийбелер болып табылады. Биринши рет Вудтың көрсеткениндей, жийилиги натрийдің сары сызығы менен сәйкес келетуғын жақтылық пенен жақтыландырғанда натрийдің пуўларының өзи сол $\nu = 1S - 2P$ сары сызықты шығара баслайды (резонанслық жақтылық шығарыу). Натрий пуўларының флуоресценциясы бойынша өткерилген тәжирийбениң схемасы 328-сүүретте көрсетилген. Бұл сүүретте A - ишинде киши басымдағы натрий пуўлары бар ыдыс; J - натрий

жақтылығының дереги. Бақлау AB бағытында өткериледи. Флуоресценция спектри спектрографтың жәрдеминде изертленеди. Энергия қаддилери көз-қарасларынан шыққан халда бұл қубылысты натрий атомы жақтылықты жутып, нормаль $1S$ халдан қоңсы $2P$ халға өтеди (329-а сүүрет). Кери бағытта $1S$ халға қайтып келгенде ол $\nu = 1S - 2P$ жийилигиндеги сызықты, яғный жутқан сызықты нурландырады. Натрийдің пұлларын жийилиги натрийдің бас сериясының екінши сызығы $\nu = 1S - 3P$ ға сәйкес келетуғын ультрафиолет жақтылық пенен жақтыландырған жағдайда да пұдың жақтылық шығарыуы бақланады (флуоресценция). Бирақ, бұл жағдайда тек жутылған сызықтың өзи ғана емес, ал қайтадан $\nu = 1S - 2P$ сызық та шығарылады. Бұл факт те аңсат түсиндириледі: $3P$ қаддинен атом $1S$ қаддине $\nu = 1S - 3P$ сызығын нурландырып тек тиккелей өтип ғана қоймай (329-б сүүрет), аралықтың қаддилер, мысалы $3P$ дан $2S$ ке, $2S$ тен $2P$ ға хәм ең ақырында $2P$ дан $1S$ ке өтиуі мүмкин; бұл соңғы өтиуде $\nu = 1S - 2P$ сары сызығы нурландырылады; басқа еки өтиўлерге спектрдің узақ инфрақызыл областында жататуғын $\nu = 1S - 3P$ хәм $\nu = 1P - 2S$ сызықлары сәйкес келеди. Вуд өзи өткерген тәжирийбелеринде бұл сызықлардың бар екенлигин аңғармаған.



329-сүүрет.

Атомлардың флуоресцентлик жақтылық шығарыуының пайда болыуы.

Қаддилердің схемасы тап сондай етип бир атомлы газлер менен пұлардың флуоресценциясын таллауға мүмкиншилик береді. Бир қатар элементлердің (Hg , Sr , Pb) флуоресценциясының спектрин үйрениу бойынша ұсындай тәжирийбелерди А.Н.Тренин тәрәпинен өткерилди.

§ 343. Водород атомының хәм оған ұқсас болған ионлардың құрылысы. Биз жоқарыда атомның энергия W_i дің белгили болған энергиялары менен тәрийипленетуғын бир қатар орнықты (стационар) халларда туратуғынлығының туўрыдан-туўры өткерилген тәжирийбелерде тастыйықланатуғынлығын көрдик. Усының менен бирге бундай халлардың болыуы классикалық электродинамиканың көз-қараслары бойынша мүмкин емес (340-параграф). Демек, атомның ишиндеги процесслердің қандай да бир басқа нызамларға бағыныуы керек. Бун нызамларды анықлауға бағдарланған биринши тырысыу 1912-жылы Бор тәрәпинен исленди. Усының менен бирге Бор классикалық физиканың нызамларынан толық бас тартпауға тырысты. Бирақ, буннан кейин классикалық физиканың көз-қарасларын атомның ишинде жүретуғын процесслерге пүткиллей қолланыуға болмайтұғынлығы (348-параграф) хәм оларды квантлық механиканың көз-қараслары менен алмастырыудың зәрүрлиги айқын болды (362-параграф). Бор хәм бир қатар буржуазия физиклери буннан атомлардың ишинде жүретуғын процесслердің объективлик кеңисликлик-ұақытлық тәрийиплемесин бериуға болмайды деген мағанадағы дурыс болмаған, идеалистлик жуўмақларды шығарыуға тырысты. Хәқыйқатында, мәселе бизиң билимлеримиздің кеңейиуі, классикалық физикаға белгили болмаған жаңа объективлик

нызамлықтарды анықлаудан ибарат. Атомлардың ишінде жүзеге келетуғын процесслердің хақыйқый нызамларын толық емес ашқан Бордың дәслеппи теориясын пайдаланыудың шеклери болды: теория ең әпиұайы атомлардың, тийкарынан водород пенен оған ұқсас болған ионлардың тийкарғы қәсийетлерин ғана анықлай алды. Ядролық модель көз-қарасы бойынша водород атомы заряды $E = +e$ ге тең болған ядродан хәм оның дөгерегинде айланатуғын заряды $-e$ ге тең болған бир электроннан тұрады. Бор ядроның дөгерегиндеги электронның барлық қозғалысларының ишінде p қозғалыс муғдары $\hbar = h/2\pi$ шамасын (h арқалы Планк турақлысы белгиленген) пүтин санға көбейткенде сәйкес келетуғын қозғалыслардың стационар болатуғынлығын болжады:

$$p = n\hbar. \quad (1)$$

Пүтин сан болған n саны 1, 2, 3, ... квант саны деп аталады. Мәниси тек үзликли болған шамалардың қатарына тең болған энергия хаққында гәп еткенде, оны "квантланған" деп атайды.

Электрон қозғалыстың стационар халларының биринде жайласқан болса, онда ол классикалық электродинамиканың нызамларына бағынбайды хәм соның нәтийжесинде энергияны (жақтылықты) нурландырмайды. Жақтылықты шығарылыұы тек бир стационар халдан (W_i энергияның үлкен мәнисине ийе) басқа стационар халға өткенде (W_k энергиясының шамасы киши болған) жүзеге келеди; бундай жағдайда, 342-параграфтағы (2)-формулаға сәйкес жийилиги

$$v_{ik} = \frac{W_k}{h} - \frac{W_i}{h} \quad (2)$$

шамасына тең болған монохромат жақтылық шығарылады.

Бұл гипотезалардың дурыс екенлигин тастыйықлайтуғын жағдай (2)-формула менен анықланған v_{ik} шамаларының тәжирийбеде анықланған мәнислерге дәл сәйкес келиұи болып табылады. Бундай жағдайда ұқсаслық тек водород атомы ұшын емес, ал водородқа ұқсас болған барлық ионлар ұшын да, яғный бир электронынан басқа барлық электронларынан айрылған ионларда орын алады.

Водород атомын да, оған ұқсас болған ионларды биргеликте қараұ ұшын заряды $E = Ze$ шамасына тең ядродан хәм бир электроннан тұратуғын атомлық системаны қараймыз. Водород ұшын $Z = 1$, бир рет ионластырылған гелий ұшын (He^+) $Z = 2$, еки рет ионластырылған литий ұшын (Li^{++}) $Z = 3$ х.т.б. Дәслепп ядроның массасын электронның массасы m ге салыстырғанда шексиз үлкен деп есаплаймыз.

Ядро менен электронның арасындағы өз-ара тәсирлесий күши кулонлық күш болып табылады:

$$f = -\frac{Ze^2}{r^2}.$$

Бұл формулада r арқалы ядро менен электронның арасындағы қашықлық белгиленген. Усы күштиң тәсиринде электрон ядроның дөгерегинде кеплерлик эллипс түриндеги, дара жағдайда дөңгелек түриндеги орбита бойынша қозғалады. Дәслепп дөңгелек орбиталарда иркилемиз.

Кулонлық майдандағы электронның потенциаллық энергиясы мынаған тең:

$$W_p = -\frac{Ze^2}{r}.$$

Кинетикалық энергия болса

$$W_k = \frac{mv^2}{2}$$

шамасына тең. Толық энергия болған

$$W = W_p + W_k$$

шамасы мынаған тең:

$$W = -\frac{Ze^2}{r} + \frac{mv^2}{2}.$$

Кулон күші болған $f = -\frac{Ze^2}{r^2}$ күші орайға ұмтылыұшы күш болып табылады. Дөңгелек орбита үшін оның мәнісі $\frac{mv^2}{2}$ қа тең. Буннан

$$\frac{Ze^2}{r} = mv^2 \quad (4)$$

теңлигине ийе боламыз.

Усы қатнасты пайдаланып, толық энергия үшін жазылған (3)-теңликти былайынша көширіп жазамыз:

$$W = -\frac{Ze^2}{2r}. \quad (5)$$

(1)-теңликтеги Бордың квантлық шәрти стационар орбиталардың радиусларын анықлаўға мүмкиншилик береді. Дөңгелек орбита үшін қозғалыс мұғдарының моменти p мынаған тең:

$$p = mvr. \quad (6)$$

(4)- хәм (6)-теңликлерден дөңгелек орбиталардың радиуслары үшін

$$r = \frac{p^2}{me^2Z}$$

аңлатпасын аламыз. Бұл теңликке p ның орнына оның (1)-теңлик бойынша мәнісин қойсақ, онда

$$r = n^2 \frac{\hbar^2}{me^2} \cdot \frac{1}{Z} \quad (7)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

$$a_0 = \frac{\hbar^2}{me^2}$$

шамасы водород атомындағы биринши, яғный ядроға ең жақын болған дөңгелек орбитаның радиусы болып табылады. Бұл теңликке $\hbar$, m хәм e ниң орнына олардың мәніслерин қойсақ, онда $a_0 = 0,529 \cdot 10^{-8}$ см шамасын аламыз. Буннан Бордың гипотезасы тийкарында алынған водород атомының өлшемлериниң газлердиң кинетикалық теориясынан алынатуғын өлшемлерге тең екенлиги көринип тұр. Водород атомындағы хәм оған ұқсас болған атомлардағы қалған атомлардың радиусларын a_0 арқалы аңлатыўға болады:

$$r = n^2 \frac{a_0}{Z}. \quad (7a)$$

Толық энергия үшін (5)- хәм (7)-қатнастардың тийкарында мынаған ийе боламыз:

$$W = -\frac{me^4Z^2}{2\hbar^2n^2}. \quad (8)$$

Енди

$$R = \frac{me^4}{4\pi\hbar^3c} \quad (9)$$

турақлысын киргиземиз. Бұл турақлыда c арқалы жақтылықтың бослықтағы тезлиги белгиленген. Бундай жағдайда толық энергия

$$W = -\frac{RhcZ^2}{n^2} \quad (8a)$$

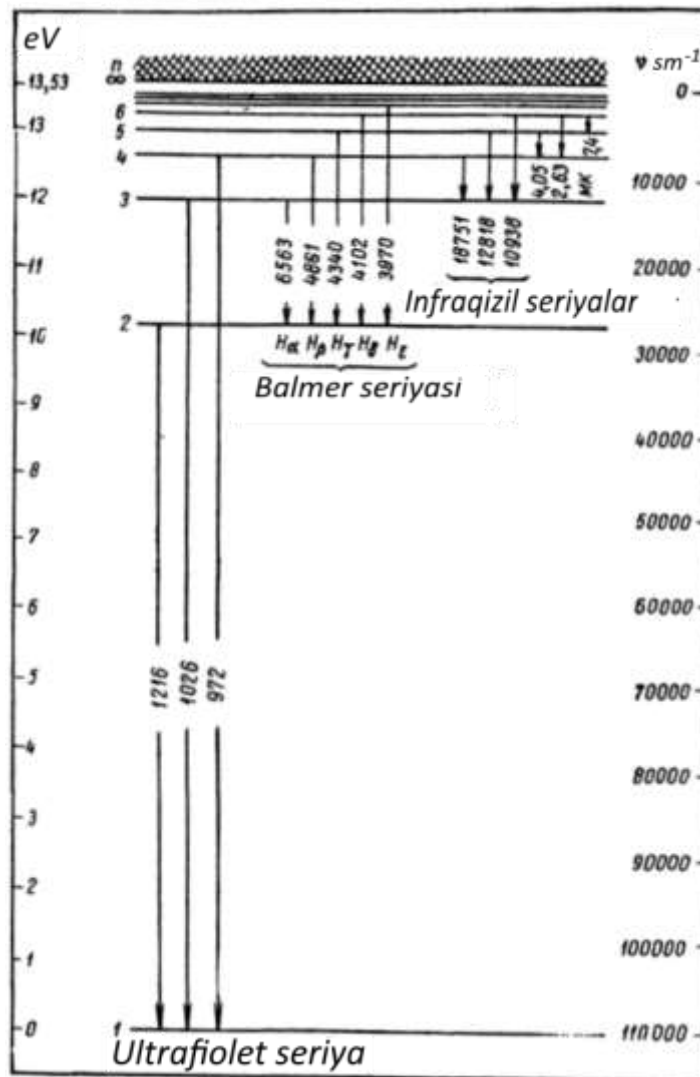
түрине енеді. (8a) аңлатпасын 342-параграфтағы термлер менен стационар халлардың энергиясы менен байланысты сәўлелендиретуғын (3)-формула менен салыстырып, терм үшін мынадай теңликти табамыз:

$$T = \frac{RcZ^2}{n^2}. \quad (10)$$

Егер термди толқынлық санларда аңлатсақ хәм оларды ν арқалы белгилесек, онда

$$\nu = \frac{RZ^2}{n^2} \quad (10a)$$

аңлатпасына ийе боламыз. $Z = 1$ болған жағдайда бұл аңлатпа водород тәризли термлердің эмпирикалық мәнислерине дәл сәйкес келеди [341-параграфтағы (3)-формулаға қараңыз]. R шамасының мәниси Ридберг тұрақтысының мәнисине тең. Оның (9)-теңлик бойынша Планк тұрақтысы менен жақтылықтың тезлиги менен анықланған сан мәниси эмпирикалық мәнис пенен жақсы сәйкес келеди.



330-сүўрет. Водородтың қаддилериниң схемасы.

Улыўма жағдайда ядро менен бир электроннан туратуғын атомлық система үлкен n_k квант саны менен тәрийипленетуғын стационар халдан киши n_i квант саны менен тәрийипленетуғын стационар халға өткенде Бор қағыйдасына сәйкес жийилигиниң мәниси

$$\nu_{ik} = \frac{W_k}{h} - \frac{W_i}{h} = \frac{me^4Z^2}{4\pi\hbar^2} \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_k^2} \right)$$

шамасына тең болған сызықты шығарады. Егер толқынлық санға өтетуғын болсақ, онда

$$\nu = RZ^2 \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_k^2} \right) \quad (11)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

$Z = 1$ хәм $n_i = 2$ теңликтери орынланған жағдайда алынған формула Бальмердің водородлық формуласына дәл сәйкес келеди. Солай етип, Бальмер сериясы водород атомы жоқары стационар халлардан екінші стационар халға өткенде шығарылады екен (330-сүрөт). Биринші стационар халға (нормаль стационар халға) өткенде сызықлардың мынадай сериясы шығарылады:

$$\nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 2, 3, 4, \dots$$

Спектрдің алыстағы ультрафиолет областында жатқан водород сызықларының бұл сериясы ұсы серияның бар екенлигин теориялық жоллар менен болжағаннан кейін Лайман тәрәпинен өткерилген эксперименттерде табылды. Оның бас сызығы $\lambda = 1216 \text{ \AA}$ толқын ұзынлығына сәйкес келеди.

Үшінші стационар халға өткенде спектрдің инфрақызыл областында жататуғын ерия шығарылады:

$$\nu = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 4, 5, 6, \dots$$

Ал төртінші хәм бесінші халларға өткенде алыстағы инфрақызыл сериялар шығарылады:

$$\nu = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad \nu = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

Бұл сызықлардың бақланған толқын ұзынлықтары XVII кестеде берилген.

XVII кесте

n	$R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	$R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right)$	$R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right)$
4	18 761 $\text{\AA}$	-	-
5	12 818,3 $\text{\AA}$	4,052 мкм	-
6	10 938,2 $\text{\AA}$	2,63 мкм	7,463 мкм

Солай етип, атомлық водородтың спектринің барлығы $Z = 1$ болған жағдайда (11)-Бальмер формуласы менен толық қамтып алынады. Тап сол формула $Z = 2$ болған жағдайда ионластырылған гелийдің спектрин береді. Спектроскопияда нейтраль атомды рим цифрасы I менен, бір рет ионластырылған оң ионды II, еки рет ионластырылған оң ионды III қ.т.б. арқалы белгилейди. Усы белгилейди киргизип, He II серияларының

$$\nu = 4R \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_k^2} \right)$$

түрине ийе болатуғынлығын көреміз. При $n_i = 1$, $n_k = n = 2, 3, 4, \dots$ болған жағдайда спектрдің шетки ультрафиолет областында жатқан серия алынады:

$$\nu = 4R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

Бұл серияның биринші еки сызықларының толқын ұзынлықтары $\lambda = 303,78$ хәм $\lambda = 256,55 \text{ \AA}$ ге тең. $n_i = 2$, $n_k = n = 3, 4, 5, \dots$ болған жағдайда

$$\nu = 4R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

сериясы алынады. Оны

$$\nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{\left(\frac{n}{2}\right)^2} \right)$$

түрінде де жазыуға болады. Бұннан жұп n лерде оның водородтың ультрофиолет сериясы менен сәйкес келетуғын сызықларды беретуғынлығы келип шығады. $n = 3, 5, 7, \dots$ теңликлери орынланған жағдайларда водородтың сәйкес $\lambda = 1640,51 \text{ \AA}$, $\lambda = 1084,99 \text{ \AA}$ толқын ұзынлықтарының арасында жайласатуғын сызықлар алынады қ.т.б. Усының менен бирге

$$\nu = 4R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{\left(\frac{n}{2}\right)^2} \right)$$

сызықлары ұшын да тап сондай жағдай орын алады. Оның сызықтарының хәр бирейінен кейинги сызық водородтың бальмерлик сызығына сәйкес келеди. Бұл серия Бор теориясы пайда болмастан бұрын базы бир жұлдызлардың хәм думанлықлардың спектрлерінде бақланды хәм оларды қәте түрде водородқа тийисли деп есаплады. Кейинирек, ол таза гелийдин жақтылық шығарыуында лабораториялық шараятларда да алынды. Бұндай жағдайда өлшеулер гелийдин сызықтарының водородлық сызықларға дәл сәйкес келмейтуғынлығын көрсетти. Бұл жағдай XVIII кестеде көринип тұр.

XVIII кесте.

He II	6560,13	5411,55	4859,34	4541,61	4338,69	4199,85	4100,00
H I	6562,81	-	4861,33	-	4340,47	-	4101,74

Тап ұсындай жағдай екінши сызығы $\lambda = 1215,180 \text{ \AA}$ шамасына тең $\nu = 4R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$ сериясына да тийисли. Ал, соның менен бир ұақытта водородтың ультрофиолет сериясының биринши сызығының толқын ұзынлығы $\lambda = 1215,683 \text{ \AA}$ ге тең.

Егер Ридберг тұрақлысының сан мәниси бир рет Бальмердин водородлық сериясының толқын ұзынлықтарының эмпирикалық мәнислери бойынша, ал екінши рет ионластырылған гелийдин толқын ұзынлықтарының эмпирикалық мәнислери бойынша анықланатуғын болса, онда хәр қыйлы мәнислер алынады:

$$R_H = 109\,677,6 \text{ см}^{-1}; \quad R_{He} = 109\,722,3 \text{ см}^{-1};$$

Олардың қатнасы мынаған тең:

$$\frac{R_H}{R_{He}} = 0,999593.$$

Бұл қатнас Бор теориясы тәрепинен тиккелей түсиндириледі. Хәқыйқатында да, жоқарыда келтирилген есаплауларда ядроны қозғалмайды деп есапладық. Бұндай жағдайда ядроның массасының оның дөгерегінде айланып жүрген электронның массасына салыстырғанда шексиз үлкен болыуы керек. Сонлықтан ядроның ядро менен электронның ұлыұмалық салмақ орайының дөгерегіндеги қозғалысын итибарға алыу керек болады. Сәйкес есаплаулар ядроның қозғалысының энергияның хәм Ридберг тұрақлысының мәнислерине тәсир ететуғынлығын көрсетеді. Ядроның қозғалысын есапқа алғанда Ридберг тұрақлысы ұшын мынадай аңлатпа алынады:

$$R = \frac{R_\infty}{1 + \frac{m}{M}} \quad (12)$$

Бұл аңлатпада M - ядроның массасы, m - электронның массасы, R_∞ - ядро қозғалмайды деп есапланған жағдайдағы, яғный (9)-формула бойынша анықланатуғын Ридберг

турақлысы. Усы қатнасты пайдаланғанда тәжірийбелердің нәтижелеріне толық сәйкес келетүғын

$$\frac{R_H}{R_{He}} = \frac{1 + \frac{m}{M_{He}}}{1 + \frac{m}{M_H}} = \frac{1 + \frac{1}{4 \cdot 1836}}{1 + \frac{1}{1836}} = 0,999696$$

шамасын аламыз.

Усыған сәйкес келетүғын атомлық салмағы 2 ге тең болған водородтың изотопындағы (дейтерийдеги) аұысыұдың әдеттеги водородтың сызықларына қатнасы бойынша да анықланады.

XIX кесте.

Белгиси	α	β	γ	δ
H^1	6562,846	4861,322	4340,458	4101,731
D^2	6561,063	4759,992	4339,277	4100,621
$\Delta\lambda_{baql}$	1,783	1,330	1,181	1,110
$\Delta\lambda_{esapl}$	1,783	1,326	1,185	1,119

XIX кестеде водородтың аұыр изотопы ұшын есапланған толқын ұзынлықтары менен В.И.Черняев тәрепинен үлкен дифракциялық пәнжерениң жәрдеминде өлшеұдың нәтижесинде алынған шамалар салыстырылған. Жоқарғы еки қатарда әдеттеги водородтың (H^1) хәм оның аұыр изотопының (дейтерийдің, D^2); үшінши қатарда олардың арасындағы айырма, ал төртинши қатарда (12)-қатнастың тийкарында есаплаұдың нәтижесинде алынған шамалардың арасындағы айырма келтирилген.

Тәбийий араласпада водородтың аұыр изотопы D^2 жеңил водородқа шама менен 1:5000 қатнасындай болып араласқан. Сонлықтан тәбийий водородтың спектрин бақлағанда D^2 ниң сызықлары жүдә әззи хәм олардың тек жүдә үлкен экспозицияларда ғана бақланыұы мүмкин. D^2 ниң сызықларын бақлаұ ұшын әдетте водородың, мысалы сұұдың электролизиниң нәтижесинде аұыр изотоп пенен жасалма түрде байытылған араласпасын пайдаланады. Тап сондай аұысыұ дейтерийдің (D^2) хәм тритийдің (атомлық салмағы 3 ке тең болған водородтың изотопы, T^3) сызықларының арасында бақланады.

Li III, Be IV, ... лердің спектрлери $Z = 3, 4, \dots$ болған жағдайлар ұшын Бальмердің (11)-ұлыұмаласқан формуласы менен өз ишине алады. Олардың сызықлары спектрдің ұзақ ультрафиолет областына жылысқан. Li III, Be IV, B V хәм C VI ұшын бас серияның сызықларының жийиликлери

$$\nu = RZ^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (13)$$

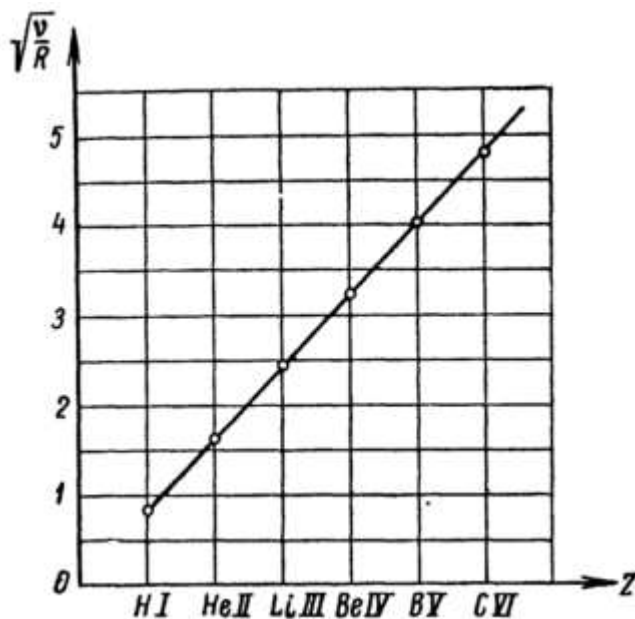
формуласының жәрдеминде бериледи. H I, He II, Li III, Be IV, B V, C VI қатары изоэлектронлық деп аталады, себеби ядроның дөгерегинде айланатұғын электронлардың саны оның барлық ағзалары ұшын бирдей. Көрсетилген ионлардың ядроларының массаларының хәр қыйлы болғанлығы себепли олар ұшын Ридберг тұрақлысының мәнислери хәр қыйлы; Li III хәм Be IV ұшын олар: $R_{Li} = 109\,728,6$, $R_{Be} = 109\,730,5$ шамаларына тең. Көринип тұрғанындай, R диң арасындағы айырма үлкен емес хәм биз оларды буннан былай R_∞ шамасына тең деп есаплаймыз. Бундай жағдайда (13)-формула изоэлектронлық қатардың басларындағы сызықлар ұшын:

$$\nu = RZ^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) = \frac{3}{4} RZ^2$$

теңлигин береді. Буннан

$$\sqrt{\frac{\nu}{R}} = \sqrt{\frac{3}{4}} \cdot Z \quad (14)$$

формуласын аламыз. Тап ұсығарезликке ұсаған ғарезликти изоэлектронлық қатардың бир бирине ұсаған сызықларын салыстырғанда да (яғный берилген n_k хәм n_i квант санлары менен тәрийипленетуғын қәддилердин арасындағы өтиўлерде пайда болатуғын) алыўға болады. Бул ғарезликлерден изоэлектронлық қатардың бир бирине ұқсас сызықларының жийиликлеринен алынған квадрат түбирдин зарядлық сан Z ке пропорционал өтетуғынлығын көрсетеди. 331-сүүретте $\sqrt{\nu/Z}$ шамасының Z тен графикалық ғарезлиги көрсетилген. Бул ғарезлик түүры сызық пенен көрсетиледи. Бул қатнасты Мозли нызамы деп атайды³⁵.



331-сүүрет.
Изоэлектронлық қатар элементлери
ушын $\sqrt{\frac{\nu}{R}}$ шамаларының зарядлық сан
 Z тен ғарезлиги.

Водород атомының модели оның критикалық потенциалларын да анықлаўға мүмкиншилиик береді. Мысалы, биринши ультрафиолет серияны қоздырыў ушын, яғный

$$\nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right), \quad \lambda = 1216 \text{ Å}$$

сызығын қоздырыў ушын водород атомындағы электронды $n = 2$ орбитасына өткерий керек. Оның ушын 342-параграфтағы (5)-формула бойынша

$$V_1 = \frac{12\,340}{1216} = 10,5 \text{ eV}$$

тезлетийши потенциал керек болады.

Электронды атомның нормаль орбитасынан шексизликке алыслатыў ушын, яғный атомның ионизациясы ушын сан мәниси нормаль орбитаның энергиясына тең болған жұмысты орынлаў керек:

$$|W| = \frac{Rhc}{1^2} = 2,15 \cdot 10^{-11} \text{ erg}$$

³⁵ Генри Гвин Джефрис Мозли (инглиз тилинде Henry Moseley; 1887-жылы 23-ноябрь күни тўйылған хәм 1915-жылы 10-август күни Осман империясындағы Галлиполь ярим атаўында Екинши Жер жүзи урысының саўашларының биринде 28 жасында қайтыс болған британиялы физик, рентген спектроскопиясының тийкарын салыўшылардың бири. Гейпара китапларда Мозли диң орнына Мозели сөзи де қолланылады (Аўдарыўшылар).

ямаса электронвольттерде

$$|W| = 13,53 \text{ eV}$$

шамасындағы жұмысты іслеу керек.

Сәйкес потенциалды *ионизациялық потенциал* деп атайды. Термлер энергияларға пропорционал болғанлықтан, *ионизациялық потенциал ең тереңдеги термнің мәнісі бойынша анықланады*. Ионизациялық потенциалларды өлшеудің ұсыллары II томдағы 188-параграфта қаралды.

Әдеттегі жағдайларда водород екі атомнан тұратуғын болғанлықтан, критикалық потенциалларды эксперименттерде тексеріп көріу қыйынласады. Сонлықтан, дәслеп молекулаларды атомларға бөліу хәм оннан кейін олардың жақтылықты шығарыуы үшін қоздырыу керек болады. Буны жүдә жоқары температураларда диссоциацияланған водород пенен эксперименттер өткеріу жолы менен іслеуге болады. Усындай жоллар менен алынған қоздырыу потенциаллары менен ионизация потенциалы теориялық алынған мәніслерге жеткиликлі дәрежеде сәйкес келеді.

Атомның ионизациясы тек электронлардың ұрылыуының ғана есабынан емес, ал жақтылықтың жұтылыуының есабынан да жүзеге келеді. Атом тәрізлі водород үшін жұтылыу сызығы ультрафиолет сериясының сызықлары $\nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right)$ болып табылады. Усы сызықтардың бирине сәйкес келетуғын жақтылықты жұтқанда атом нормаль халдан сызықтың жийилигі қанша үлкен болса, соншама жоқары халға өткериледі. Жұтылған жақтылықтың жийилигі ν_i серияның шеги $R/1^2$ қа сәйкес келетуғын ν_∞ жийилигінен үлкен болған жағдайда электрон атомнан пүткиллей жұлып алынады, бундай жағдайда артықмаш энергия оған тезлік беріу үшін жұмсалады. Жақтылықтың тәсирінде электронның атомнан жұлып алынуы процессі фотоионизация деп аталады; оған серияның шеги болған ν_∞ шамасының шеклерінен сыртта жайласатуғын жұтыудың тутас спектрі сәйкес келеді. Усыған сәйкес, 330-сүүретте $n = \infty$ қәддіден жоқарыда жайласқан штрихланған жолақ энергияның мүмкін болған энергияларының үзликсіз областы жайласады.

He II, Li III, Be IV, B V, C VI ионларының тап сондай болған потенциаллары, яғный олардан ең соңғы электронды жұтып алыу жұмыстары (басқалары жұлып алынған деп есапланады) олардың ең терең терми болған RZ^2 шамасының мәнісі бойынша анықланады.

§ 344. Эллипс тәрізлі орбиталар. Улыўма жағдайда ядроның кулонлық майданында қозғалатуғын электрон *эллипс тәрізлі* орбита бойынша қозғалады. Бундай жағдайда 343-параграфтағы (1)-Бор шәрті мүмкін болған барлық эллипслердің ишіндегі қайсысының атомның стационар халына сәйкес келетуғынлығын анықлау үшін жеткиликлі емес.

Стационар халларды қанаатландыратуғын шәртлер улыўма түрде Зоммерфельд тәрепинен берілді хәм оның мәнісі мынадан ибарат: егер i еркинлік дәрежесіне ийе механикалық система q_i улыўмаластырылған координаталар хәм оларға сәйкес келетуғын

$$p_i = \frac{dW_k}{dq_i}$$

улыўмаластырылған импульслер менен тәрийипленетуғын болса (W_k - системаның кинетикалық энергиясы, q_i - координатадан ўақыт бойынша алынған туўынды), онда

$$\oint p_i dq_i = n_i h \quad (1)$$

шәртин қанаатландыратуғын халлар стационар бола алады. Бул теңлікте h - Планк тұрақлысы, n_i - пүтин *квант саны*. Бул шәртлерді *квантлық шәртлер* деп атайды.

(1)-квантлық шәртлердегі интеграллау q_i өзгеріуішисінің барлық өзгеріуі областына тарқатылады.

(1)-квантлық шәртлердің тийкарында өткерилген есаплаулар тек әпиұайы атомлық системалар үшін тәжирийбелер менен сәйкес келетұғын нәтийжелерди береді. Құрамалырақ болған жағдайларда (1)-шәртлер орынланбайды хәм есаплауларды хәзирги заман квантлық механикасының тийкарында өткеріу керек болады. Бирақ, ұсындай жағдайлардың орын алыұына қарамастан, биз (1)-квантлық шәртлердің қолланылыұында тоқтап өтемиз. Себеби олар бизлердің атомлар хәққындағы билимлеримиздің раұажланыұында үлкен орынды ийеледи.

Дөңгелек орбита болған жағдайда (1)-шәртлер Бордың бурынғы бир шәртинен алып келинеди. Хәқыйқатында да, берилген радиуста хәм орбитаның берилген тегислигинде шеңбер бойынша қозғалыс бир еркинлик дәрежесине ийе болған қозғалыс болып табылады. Бундай жағдайда бирден-бир координата сыпатында $\varphi = 0$ ден $\varphi = 2\pi$ ге шекемги шеклерде өзгеретұғын φ азимуттың алыныұы мүмкин. Бул координатаға сәйкес келетұғын ұлыұмаластырылған импульс электронның қозғалыс муғдарының моменти болып табылады; ол өзиниң тұрақлы мәнисин сақлайды $p_\varphi = p = \text{const}$. Бундай жағдайда (1)-шәртлер мынаған алып келинеди:

$$\int_0^{2\pi} p \cdot d\varphi = nh$$

ямаса

$$2\pi p = nh$$

хәм буннан

$$p = n \left(\frac{h}{2\pi} \right) = n\hbar$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Эллипс тәризли орбита болған жағдайда ядро эллипстиң фокусларының биринде жайласады.

Тегис эллипс тәризли орбита еки еркинлик дәрежесине ийе қозғалыс болып табылады. Бундай қозғалысты тәрийиплеу үшін биз r хәм φ поляр координаталарынан пайдаланамыз. Сонлықтан, (1)-шәртлер бойынша

$$\int_0^{2\pi} p_\varphi \cdot d\varphi = n_\varphi h, \quad \int_0^{2\pi} p_r \cdot d\varphi = n_r h \quad (2)$$

шәртлерин қанаатландыратұғын эллипслер стационарлық болады. Пүтин болған n_φ хәм n_r санлары *азимуталлық* хәм *радиаллық квантлық санлар* деп аталады.

(2)-теңликлердеги биринши интеграл қозғалыс муғдарының моменти $p_\varphi = p$ тұрақлы болғанлықтан дөңгелек орбита болған жағдайдағыдай

$$p = n_\varphi \left(\frac{h}{2\pi} \right) = n_\varphi \hbar$$

теңлигине ийе боламыз.

Екинши интегралда интеграллау r диң өзгериуиниң барлық областына, яғный перигелийдеги r_{min} нен афелийдеги r_{max} шамасына шекемги өзгериу областына хәм перигелийге қайтқанда r_{min} ге шекемги областқа тарқалыұы керек. Сәйкес есаплаулар екинши квантлық шәрттиң нәтийжесинде эллипстиң эксцентриситети e ге белгили бир шектиң қойылатұғынлығы келип шығады. Бул шектиң мәнисиниң

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} = \frac{n_r + n_\varphi}{n_\varphi}$$

теңлигин қанаатландырыұы керек.

Зоммерфельдтиң шәртлери ақыр-аяғында (3)- хәм (4)-теңликлер орынланатұғын эллипс тәризли орбиталар стационар орбиталар болып табылады.

Радиаллық хәм азимуталлық квантлық санлар n_r менен n_φ диң қосындысы $n_r + n_\varphi$ шамасын *бас квант саны* деп атайды. Бас квант санын n арқалы белгилеп

$$n_r + n_\varphi = n \quad (5)$$

теңлигин аламыз. Бундай жағдайда (4)-шәрт мынадай түрге енеди:

$$1 - \varepsilon^2 = \frac{n_\varphi^2}{n^2}. \quad (4a)$$

Сәйкес есаплау электронның стационар қозғалысына сәйкес келетуғын эллипс тәризли орбиталардың үлкен ярым көшери үшін мынадай аңлатпаны аламыз:

$$a = n^2 \frac{\hbar^2}{me^2 Z}. \quad (6)$$

Бұл теңликте n арқалы бас квант саны белгиленген. Бұл аңлатпаны 343-параграфтағы (7)-аңлатпа менен салыстырып мынаны көреміз: эллипслердің үлкен ярым көшерлері сәйкес дөңгелек орбиталардың радиустарына сәйкес келеді. Дөңгелек орбита бойынша қозғалыстағы бирден-бир квант саны n ниң орында азимуталлық хәм радиаллық (бас квант саны) санларының қосындысы түр. Киши b ярым көшери квант санларының екеуінен де өз алдына ғәрезли. Қақыйкатында да,

$$b = a\sqrt{1 - \varepsilon^2}$$

теңлигиниң орынлы екенлигин итабарға алсақ, онда $1 - \varepsilon^2$ шамасының орнына оның (4a) аңлатпасындағы мәнисин қойсақ, онда

$$b = n_\varphi n \frac{\hbar^2}{me^2 Z}, \quad \frac{b}{a} = \frac{n_\varphi}{n} \quad (7)$$

теңликлерине ийе боламыз. Стационар эллипс тәризли орбиталар бойынша қозғалыстағы энергия үшін аңлатпа мынадай болады:

$$W = \frac{me^4 Z^2}{2\hbar^2 n^2}. \quad (8)$$

Бұл теңликтен W ның стационар дөңгелек орбита бойынша қозғалыстағы формула менен берилетуғынлығын көреміз. Тек бұрынғы квант санының орнында бас квант саны түр. Солай етип, орбитаның эксцентриситетиниң болыуы стационар халлардың энергияларының мәнислерин өзгертпейди екен. Усының менен бирге водородтың хәм оған ұқсас болған ионлардың спектрине тийисли болған әпиұайы дөңгелек орбиталар үшін алынған жуўмақлар өзлериниң күшінде қалады. Тек W энергияның мүмкин болған энергиясының хәр бир мәнисине электронның хәр қыйлы қозғалыс муғдарының моментлерине жуўап беретуғын бир емес, ал бир неше орбита сәйкес келеді. Себеби хәр бир бас квант саны n де азимутал квант саны хәр қыйлы мәнислерге ийе бола алады. Усындай халларды *азғынған халлар* деп атайды. Азимуталлық квант санының $n_\varphi = 0$ мәнисине ядро арқалы өтетуғын туйры сызық сәйкес келеді; электронның усандай туйры бойынша қозғалысының орын алыуын мүмкин емес деп есаплап, биз n_φ шамасын бирден баслап пүтин санларды қабыл етеди деген жуўмаққа келеміз; бундай жағдайда $n = n_r + n_\varphi$ теңлигиниң орынлы болыуына байланысly, n ниң берилген мәнисинде азимуталлық хәм радиаллық квант санларының мынаған тең екенлигине ийе боламыз:

$$n_\varphi = 1, 2, \dots, n, \quad n_r = (n - 1), (n - 2), \dots, 0. \quad (9)$$

Буннан *бас квант саны n ниң берилген мәнисинде геометриялық жақтан хәр қыйлы болған n дана орбитынаң болыуының мүмкин екенлиги келип шығады*; олардың барлығына энергияның бир W мәниси хәм бирдей үлкен ярым көшер a сәйкес келеді. (4)-теңлик оларда эксцентриситетлер e хәм, соған сәйкес, киши ярым көшерлер b хәр қыйлы.

$n_r = 0$, $n_\varphi = n$ мәнислерине дөңгелек, $n_r = n - 1$, $n_\varphi = 0$ мәнислерине ең созылған эллипс сәйкес келеді.

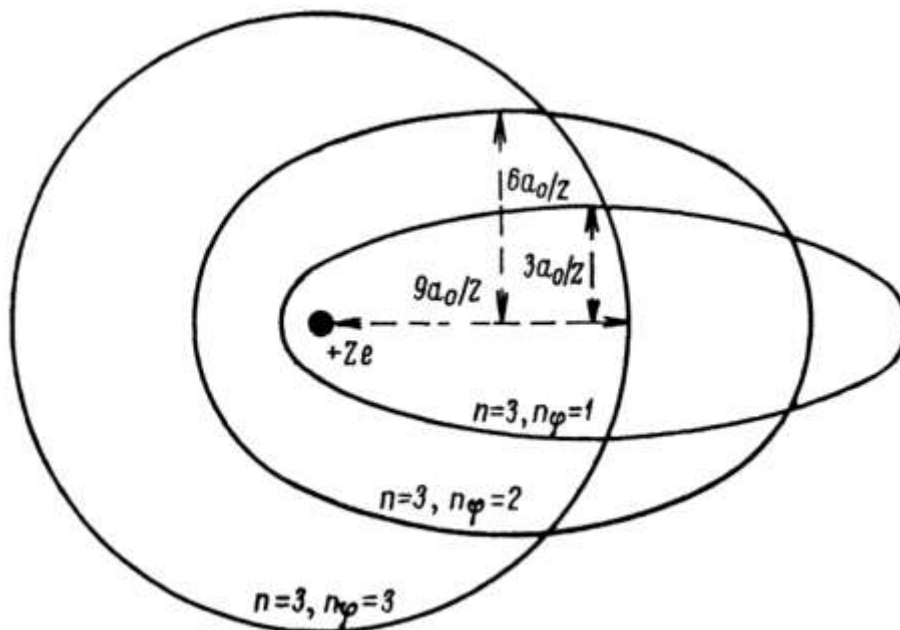
332-сүүрете $n = 3$ ке сәйкес келетуғын орбиталар көрсетилген. Бул жағдайда үш мүмкиншиликтің орын алыуы мүмкін:

а) $n_\varphi = 3, n_r = 0, a = b = \frac{9a_0}{Z}$ (дөңгелек);

б) $n_\varphi = 2, n_r = 1, a = \frac{9a_0}{Z}, b = \frac{2}{3}a$ (экцентриситети $\varepsilon = \frac{\sqrt{5}}{3}$ ке тең эллипс);

с) $n_\varphi = 1, n_r = 2, a = \frac{9a_0}{Z}, b = \frac{1}{3}a$ (экцентриситети $\varepsilon = \frac{\sqrt{8}}{3}$ ке тең эллипс).

Сырттан ҳеш қандай тәсирлер болмаған жағдайда бир квант саны менен ҳәр қыйлы эллипслер бойынша қозғалыста электрон бирдей энергияға ийе болады. Егер қандай да бир сыртқы тәсир, мысалы, сыртқы электр майданы бар болған жағдайда, бирдей энергияға сәйкес келетуғын, бирақ, ҳәр қыйлы геометриялық формаға ийе болған орбиталар ҳәр қыйлы өзгерислерге ушырайды. Бул жағдай спектрдеги өзгерислерде көринеди. Тап усындай жағдай атомның ишиндеги тәсирлесіулердің салдарынан да жүзеге келеди. Ядроның дөгерегинде бир неше электронлар айланатуғын атомларда усындай күшлер бар болады. Бундай жағдайда ҳәр бир электрон ушын ҳәр қыйлы геометриялық формаларға ийе эллипс тәризли орбиталарға басқа электронлар тәрәпинен ҳәр қыйлы күшлер түсириледі. Биз төменде бул себептің силтили металларда ҳәр қыйлы сериялардың болатуғынлығы түсіндіретуғынлығын көремиз.



332-сүүрет. Электронның бас квант саны n ниң $n = 3$ мәнисине сәйкес келетуғын ҳәр қыйлы орбиталары.

Зоммерфельд водород ушын да, оған ұқсас болған ионлар ушын да бирдей квант саны менен ҳәр қыйлы эллипслер менен қозғалғанда энергиялардың қатаң түрде бирдей болмайтұғынлығын көрсетти. Оның себеби салыстырмалық принципі бойынша электронның массасының тезликтен ғәрезлиги менен байланыслығы; егер m_0 арқалы тынышлықтағы электронның массасы, ал m арқалы v тезлиги менен қозғалатуғын электронның массасы белгиленген болса, онда салыстырмалық принципі бойынша (301-параграф):

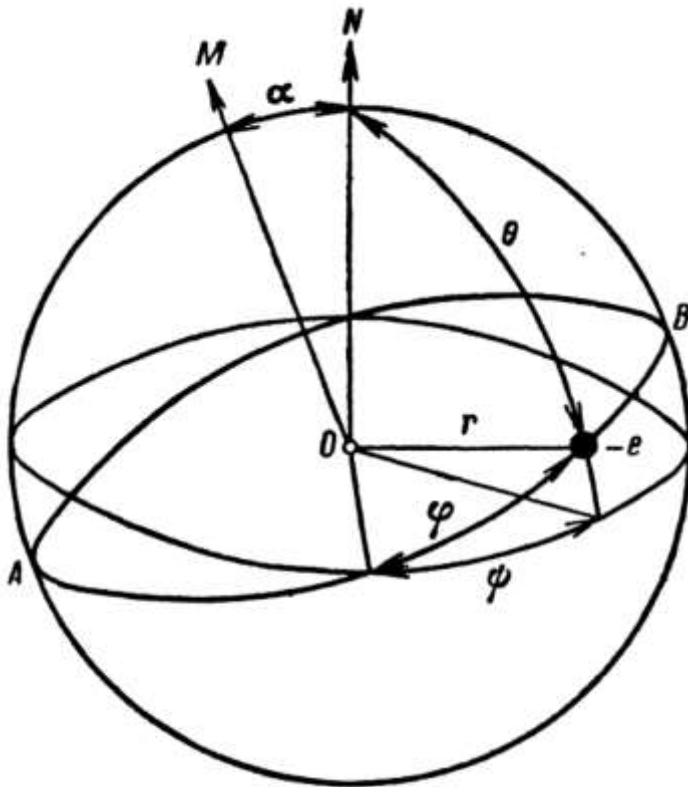
$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

теңлиги орынлы болады. Бул теңликте $\beta = v/c$, c - жақтылықтың бослықтағы тезлиги. Эллипс қаншама созылған болса, онда перигелийде ол ядроға соншама жақын келеди хәм электронның тезлиги үлкен болады; бундай жағдайда массаның тезликтен ғәрезлигинен келип шығатуғын

дүзетиудің шамасы соншама үлкен болады. Бұл дүзетиу энергияның базы бир өзгерисин пайда етеди³⁶.

Зоммерфельд бул өзгерислер менен водородтың хэм ионластырылған гелийдің сызықларының жуқа структурасы деп аталатуғын структурасын түсиндириуге тырысты. Мәселе соннан ибарат, жоқары ажырата алыўшылық қәбилетлигине ийе асбап пенен бақлағанда бул элементлердің сызықлары бир бирине жақын жайласқан бир неше қураўшылардан турады. Бирақ, бундай түсиндириу ҳақыйқатлыққа толық сәйкес келмейди.

§ 345. Кеңисликтеги квантланыў; атомлардың магнит моментлери. Ядроның кулонлық майданының тәсиринде электрон тегис эллипс тәризли орбита бойынша қозғалады. Бирақ орбитаны сондай түрткинің болыўы мүмкин, мысалы сыртқы магнит майданы менен, бундай жағдайларда орбиталар тегис болыўдан қалады. Бундай жағдайда электронның қозғалысы үш еркинлик дәрежесине ийе болған қозғалысқа айналады хэм стационар орбиталар 344-параграфтағы (1)- үш квантлық шәртлерди қанаатландырыўы керек.



333-сүүрет.
Орбитаның кеңисликлик
квантланыўы.

Әпиўайы жағдайды қараймыз: сыртқы магнит майданы хәлсиз болсын хэм усының менен бирге орбитаның өзгериске ушыраўы да киши. Бундай жағдайда орбита бұрынғысынша эллипс болып қала береді. Бирақ бул эллипс жатқан тегислик сырттан түсирилген тәсирдің, яғнай сыртқы магнит майданының бағытына салыстырғанда белгили мүйешке бұрылған болады. Сфералық r, ϑ, ψ координаталарын киргиземиз (333-сүүрет); мейли, ON - сыртқы магнит майданының бағыты, OM электронлық AB орбитаға түсирилген нормаль хэм бул нормаль менен ON ниң арасындағы мүйеш α болсын. Усының менен бирге орбита тегислигинен баслап есапланатуғын φ азимутын киргиземиз. Биз өзгериске

³⁶ Шын мәнісінде энергияның өзгерисин $W = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$ дүзетиуи тиккелей тәмийенлейди (Аўдарыўшылар).

ушыратылмаған эллипсик қозғалысты қарап атырмыз. Сонлықтан қозғалыс мұғдарының моменти p мынадай қатнасты қанаатландырады:

$$p = n_\varphi \hbar. \quad (1)$$

Бұл теңлікте n_φ арқалы азимуталлық квантлық сан белгиленген. Екинши тәрептен, сфералық координаталарда

$$\begin{aligned} \int p_r dr &= n_r \hbar, \\ \int p_\vartheta dr &= n_\vartheta \hbar, \\ \int p_\psi dr &= n_\psi \hbar \end{aligned} \quad (2)$$

квантлық шәртлериниң орынланыуы керек. Бұл аңлатпаларда p_ψ арқалы ψ азимутына сәйкес келетуғын экваторлық тегисликте есапланған ұлыұмаластырылған импульс, ал, әлбетте, p_ψ - қозғалыс мұғдарының моменти p ның сыртқы магнит майданы ON ге түсирилген проекциясы:

$$p_\psi = p \cos \alpha. \quad (3)$$

Қозғалыстың барысында қозғалыс мұғдарының моменти p тұрақлы болғанлықтан, оның сыртқы магнит майданының бағытына түсирилген p_ψ проекциясы да тұрақлы болады. Буннан, (2) деги квантлық шәртлердиң ең ақырғысы мынаны береді:

$$p_\psi = n_\psi \left(\frac{h}{2\pi} \right) = n_\psi \hbar. \quad (4)$$

(1)-, (3)- хәм (4)-аңлатпаларды салыстырып, мынаны табамыз:

$$n_\psi = n_\varphi \cos \alpha.$$

n_ψ квант санын m арқалы белгилеу қабыл етилген. Бундай жағдайда төмендегилерди аламыз:

$$\cos \alpha = \frac{n_\psi}{n_\varphi}, \quad (5)$$

$$p_\psi = \frac{m}{n_\varphi} p. \quad (5a)$$

$|\cos \alpha| \leq 1$ аңлатпасы орынлы болғанлықтан пүтин сан болған m мынадай мәнислерди қабыл ете алады:

$$m = n_\varphi, n_\varphi - 1, \dots, 0, \dots, n_\varphi. \quad (6)$$

Солай етип, биз қарап атырған жағдайда $\cos \alpha$ шамасы хәр қыйлы болған $2n_\varphi + 1$ мәниске ийе болады. Усыған сәйкес m ниң берилген мәнисинде $2n_\varphi + 1$ хәр қыйлы мәнислерди қабыл етеди. Ал усы жағдайға байланысly, қозғалыс мұғдарының моменти p сырттан түсирилген бағытқа салыстырғанда $2n_\varphi + 1$ хәр қыйлы болған халда жайласады. Квантлық механикада жүдә әззи сыртқы майдан ұшын алынған усы жуўмақтың ұлыұма жағдай ұшын да, қәлеген кернеўликтеги майдан ұшын да дұрыс болатуғынлығы көрсетиледи.

Қозғалыс мұғдарының моменти векторы $\mathbf{p}$ сырттан түсирилген тәсирдиң бағытына салыстырғанда оның усы бағытқа түсирилген проекциясы $|p_\psi|$ ның шамасы пүтин сан еселенген $\hbar$ қа тең болатуғындай α мүйешлеринде жайласады, яғный

$$p_\psi = m\hbar. \quad (4a)$$

Бұл теңлікте m ниң мүмкин болған мәнислери (6)-теңликтің жәрдеминде анықланады.

334-сүўрет $p = 1\hbar, 2\hbar, 3\hbar$ болған жағдайларға тийисли. Жоқарыда айтылғанлар бойынша $\mathbf{p}$ векторы сыртқы магнит майданының бағытына салыстырғанда биринши жағдайда үш, екинши жағдайда бес хәм үшінши жағдайда жети хәр қыйлы жағдайларда

тура алады. Сыртқы майданының бағытына түсірілген оның проекциялары сәйкес $0, \pm \hbar; 0, \pm \hbar, \pm 2\hbar$; хәм $0, \pm \hbar, \pm 2\hbar, \pm 3\hbar$ мәнислерине ийе болады.

Классикалық электродинамика бойынша, қозғалатұғын электрон тоқ сыяқлы қоршаған кеңіслікте магнит майданын пайда етеди. Пайда болған магнит майданы моменти

$$\mu = \frac{1}{c} \cdot \frac{e}{\tau} A$$

шамасына тең болған магниттің майданындай (II том, 201-параграф). Бул теңлікте A - электронның орбитасы шеклеп тұрған беттің майданы, τ - айланыу дәуири.

Эллипс ушын

$$A = \int_0^{2\pi} \frac{r^2}{2} d\varphi = \int_0^{\tau} \frac{p}{2m} dt = \frac{\tau}{2m} p.$$

Буннан

$$\mu = \frac{e}{2mc} p \quad (7)$$

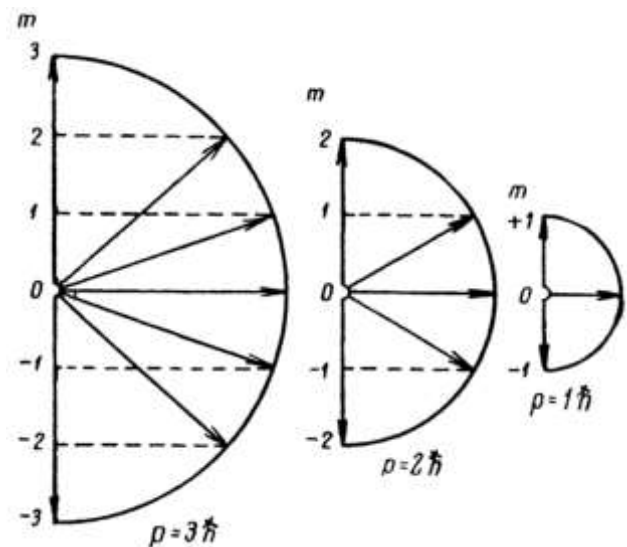
теңлигине ийе боламыз.

μ магнит моменти қозғалыс мұғдарының механикалық моменти p менен бағытлас болғанлықтан, (7)-теңликти векторлық түрде көширип жазыуға болады:

$$\boldsymbol{\mu} = \frac{1}{2c} \left(\frac{e}{m} \right) \mathbf{p} \quad (7a)$$

Электронның эллипс тәризли орбита бойынша қозғалысындағы магнит хәм механикалық моментлеринің арасындағы бул қатнас ұлыұмалық болып табылады хәм әпиұайы эллипслерден өзгеше болған орбиталар ушын да дұрыс нәтиьжени береди.

334-сүүрет.
Сырттан түсірілген бағытқа салыстырғандағы p моментинің мүмкин болған ориентациялары.



(7)-аңлатпаға p ның орнына оның

$$p = n_{\varphi} \hbar$$

мәнисин қойып мынаны аламыз:

$$\mu = n_{\varphi} \frac{\hbar}{2c} \cdot \frac{e}{m}. \quad (8)$$

(8)-теңликтен стационар орбита бойынша қозғалғанда электронның магнит моментлеринің тұрақлы болған

$$\mu_{\varphi} = \frac{\hbar}{2c} \cdot \frac{e}{m}$$

шамасынан пүтин сан есе өзгеше болатұғынлығы келип шығады. Бул шаманы *Бор магнетоны* деп атайды. Оған e , $\hbar$ хәм m шамаларының мәнислерин қойсақ, онда

$$\mu_{\varphi} = 0,918 \cdot 10^{-20} \text{ erg/gs}$$

шамасына ийе боламыз.

Электронның орбиталық қозғалысының магнит моменти механикалық моментке параллель болғанлықтан, кеңісліклік квантланыу қағыйдалары оның үшін да тарқалады: сыртқы магнит майданында μ магнит моменти сыртқы майданның бағытына белгили болған α мүйешлери менен жайласа алады, бұл мүйешлердің мәнислериниң қатары (5)-шәртти қанаатландырады.

Атомларда магнит моментлериниң болатуғынлығы менен кеңісліклік квантланыу қубылысы атомлық дәстениң сыртқы бир текли болмаған магнит майданындағы аұысыұы бойынша өткерилген Штерн хәм Герлах тәжирийбелеринде тастыйықланды (II том, 201-параграф). Бир текли емес магнит майданы арқалы өткенде атомлық дәсте атомлардың магнит моменти μ ге, ұсы μ менен магнит майданының кернеұлиги H тың арасындағы мүйеш α ден ғәрезли болған шамаға аұысады. Егер α мүйеши бир неше мәниске ийе болатуғын болса, онда дәсте соншама дана құраұшыларға бөлинеди. Солай етип, дәсте бөлинген құраұшылардың саны бойынша α мүйешиниң мүмкин болған мәнислерин табыұға болады; аұысыұдың шамасы бойынша магнит моменти μ диң шамасы анықланады. Штерн хәм Герлах тәжирийбелери α ның теория талап еткен мәнислердиң үзликли қатарын пайда ететуғынлығын тастыйықлады. Соның менен бирге атомлардың магнит моментиниң шамасы Бор магнетоны μ_0 менен барабар болып шықты. Бирақ, бир қатар жағдайларда теория менен тәжирийбениң арасында қарама-қарсылық келип шықты.

Азимутал квант саны n_{φ} диң берилген мәниси менен тәрийипленетуғын атом үшін (6)-аңлатпа бойынша сыртқы магнит майданының бағытына салыстырғанда $2n_{\varphi} + 1$ дана ориентацияның жүзеге келиуи мүмкин, яғный ұсындай атомлардың дәстесиниң $2n_{\varphi} + 1$ құраұшыға бөлиниұи тийис. n_{φ} шамасы пүтин болғанлықтан, оның қәлеген мәнисинде дәстениң тақ санлы құраұшыларға бөлиниұи хәм құраұшылардың арасында қозғалысының бағытын өзгертпеген атомларға ($m = 0$) сайкес келетуғын дәстениң де болыұы керек. Хәқыйқатында, бир қатар жағдайларда дәсте құраұшылардың жуп санына ажыралады хәм бундай жағдайда ортадағы аұыспаған құраұшы жоқ болып шығады. Мысалы, гүмис атомларының дәстеси еки дәстеге ажыралған; олардың арасындағы қашықлық бир Бор магнетоны μ_0 ге тең болған гүмис атомларының магнит моментине сәйкес келеди. Басқа жағдайларда атомлардың магнит моментлери Бор магнетоны μ_0 диң мәнисинен бөлшек сан еселенген шамасына тең болып шыққан. Тәжирийбелердиң ұсындай нәтийжелерин атомның магнит моментлери электронлардың тек орбиталық қозғалысы менен анықланады деп түсиндириұге болмайды. Биз төменде хәр бир электронның меншикли магнит моментине ийе болатуғынлығын да көремиз (348-параграф).

§ 346. Спектрге сыртқы магнит хәм электр майданларының тәсири. Атомлардағы магнит моментлер менен кеңісліклік квантланыұдың болыұы спектрге сыртқы магнит майданының тәсири бойынша тастыйықланады. Сыртқы магнит майданы атомдағы электронлық орбиталарды өзгериске ұшыратады, ұсының нәтийжесинде энергиясы W ге тең болған хәр бир стационар хал қосымша ΔW энергияға ийе болады. Биз төменде ұсы қосымша энергияның спектраллық сызықлардың бир неше құраұшыларға бөлиниұине алып келетуғынлығын көремиз.

345-параграфта айтылғанлар бойынша n_{φ} квант саны менен тәрийипленетуғын атомның

$$\mu = n_{\varphi} \mu_0 \quad (1)$$

магнит моментине ийе болатуғынлығын билемиз. Бұл теңликте $\mu_0 = \frac{\hbar}{2c} \cdot \frac{e}{m}$ - Бор магнетоны болып табылады. Кернеұлиги H қа тең болған сыртқы магнит майданы бар болған жағдайда атомның μ магнит моменти H қа салыстырғанда

$$\cos \alpha = \frac{m}{n_{\varphi}} \quad (2)$$

шәртин қанаатландыратуғын α мүйеши менен жайласады. Бұл теңликте $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm n_{\varphi}$. m квант саны әдетте *магнит квант саны* деп аталады.

Магнит моменти μ ге тең болған система сыртқы H магнит майданында

$$\Delta W = -\mu H \cos \alpha \quad (3)$$

шамасына тең энергияға ийе болады (II том, 201-параграф).

Бұл формулаға μ менен α ниң орынларына олардың (1)- хәм (2)-теңликлер бойынша мәнислерин қойып хәм μ_0 диң орнына Бор магнетонының сан мәнисин қойып, мынаны аламыз:

$$\Delta W = -m\mu_0 H \quad (3a)$$

n_{φ} диң берилген мәнисинде m шамасы $0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm n_{\varphi}$ мәнислерин қабыл ете алатуғын болғанлықтан, (3a) формуладан хәр бир дәслепки қәддиниң магнит майданында $2n_{\varphi} + 1$ қәддиге ажыралатуғынлығы хәм олардың бир биринен $\Delta W_0 = \mu_0 H$ қашықлығында жайласатуғынлығы келип шығады. Бұл хәр қыйлы болған киши қәддилер сыртқы магнит майданына салыстырғандағы электронлық орбиталардың мүмкин болған ориентацияларына сәйкес келеди. Бир қәддиниң бир неше қәддиге бөлиниүйне байланыслы спектраллық сызықлар да бир бири менен тығыз жайласқан құраўшыларға бөлинеди. Хақыйқатында да, мейли, дәслепки ν_0 жийилигине ийе болатуғын базы бир сызық атомның энергиясы W_2 болған қәддинен энергиясы W_1 болған қәддиге өтиүйиң салдарынан пайда болған болсын. Бундай жағдайда

$$\nu_0 = \frac{W_2}{h} - \frac{W_1}{h} \quad (4)$$

теңлиги орынланады.

Магнит майданы бар болған жағдайда W энергиялардың хәр бири (3a) формула менен аңғартылатуғын қосымша ΔW мәниске ийе болады. Бундай жағдайда ν_0 жийилигиниң орнына

$$\nu_0 + \Delta \nu = \frac{W_2 + \Delta W_2}{h} - \frac{W_1 + \Delta W_1}{h}$$

теңлиги менен анықланатуғын $\nu_0 + \Delta \nu$ жийилиги шығарылады. Бұл формуланы (4)-аңлатпа менен салыстырып, мынаны табамыз:

$$\Delta \nu = \frac{\Delta W_2}{h} - \frac{\Delta W_1}{h}$$

ямаса, ΔW_1 менен ΔW_2 лердиң орнына олардың (3a) бойынша мәнислерин қойып,

$$\Delta \nu = (m_2 - m_1) \frac{\mu_0}{h} H$$

аңлатпасына ийе боламыз.

$$\frac{\mu_0}{h} = \frac{1}{4\pi c} \cdot \frac{e}{m} \text{ теңлигиниң орынлы екенлигин аңғарып, соңғы формуланы}$$

$$\Delta \nu = \Delta m \cdot \frac{1}{4\pi c} \cdot \frac{e}{m} H \quad (5)$$

түринде жазамыз. Бұл теңликте Δm арқалы магнит квант санларының айырмасы $\Delta m = m_2 - m_1$, ал e арқалы электронның зарядының сан мәниси белгиленген. Бұл магнит квант санлары m_1 хәм m_2 ниң хәр қайсысы сәйкес $0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm n_{\varphi_1}$ хәм $0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm n_{\varphi_2}$ мәнислерин қабыл ете алады. Бұл жерде n_{φ_1} хәм n_{φ_2} арқалы атомның сырттан тәсир түсирилмеген жағдайдағы еки стационар халларды тәрийиплейтуғын азимутал квант санлары белгиленген. Сонлықтан Δm бир қатар хәр қыйлы мәнислерге ийе бола алады. Квантлық механикада Δm айырмасының формаллық жақтан барлық мүмкин болған барлық мәнислериниң ишинде тек көп болмаған мәнислериниң жүзеге келетуғынлығы дәлилленеди: пайда болған жаңа қәддилердиң арасында сайлап алыў қағыйдасына

бағынатуғын өтиўлер ғана бағынады, ұсы қағыйда бойынша m шамасы тек ± 1 ге ғана өзгереді ямаса тұрақлы болып қалады (m_1 менен m_2 лер нолге тең болмаған жағдайларда):

$$\Delta m = 0, \pm 1. \quad (6)$$

(6)-сайлап алыў қағыйдасы жақтылықтың дерегин магнит майданына жайластырған жағдайда спектраллық сызықлардың үш құраўшыға ажыралатуғынлығыға алып келеді. Олардың ортасындағы ($\Delta m = 0$) аўыспаған болып қалады, ал шеттегилери ($\Delta m = \pm 1$) (5)-формула бойынша

$$\Delta \nu = \pm \frac{1}{4\pi c} \cdot \frac{e}{m} H \quad (5a)$$

ямаса толқын ұзынлығы шкаласында

$$\Delta \lambda = \pm \frac{1}{4\pi c^2} \cdot \frac{e}{m} \lambda^2 H \quad (5,)$$

шамасына аўысады. Сызықлардың аўысыўы магнит майданының кернеўлиги H қа пропорционал.

$\frac{1}{4\pi c^2} \cdot \frac{e}{m}$ көбейтiшисиниң мәниси

$$\frac{1}{4\pi c^2} \cdot \frac{e}{m} = 4,674 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1} \cdot \text{гс}^{-1}$$

шамасына тең, буннан спектраллық сызықлардың ис жүзинде алыныўы мүмкин болған магнит майданларындағы құраўшыларға ажыралыўының киши екенлигин билдиреди. Толқын ұзынлығы $\lambda = 5000 \text{ Å}$ болған сызық үшін $H = 20\,000 \text{ гс}$ магнит майданындағы ажыралыў шама менен $\pm 0,23 \text{ Å}$ ге тең.

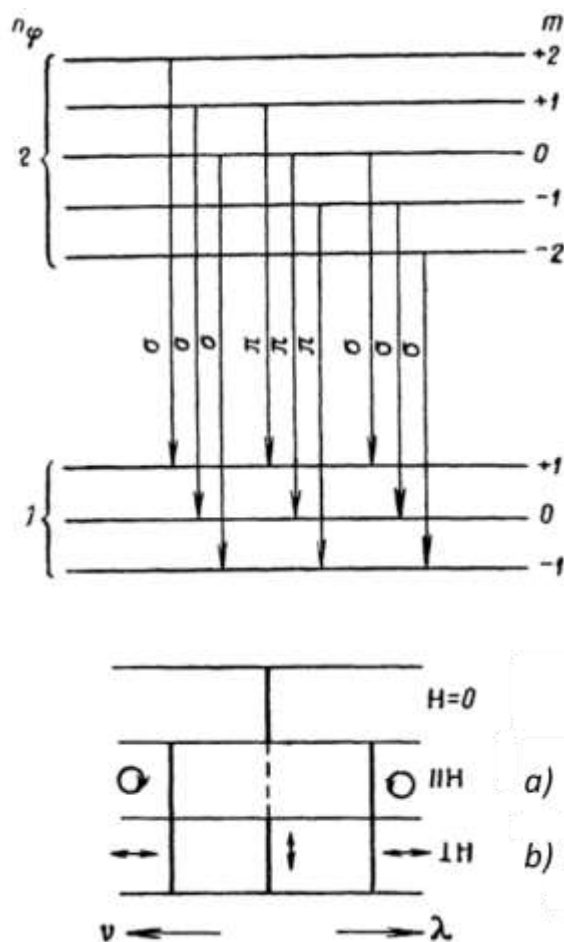
Магнит майданында спектраллық сызықтың құраўшыларға ажыралыўының салдарынан пайда болған құраўшылар поляризацияланған. $\Delta m = 0$ болған жағдайда тўўры сызықлы поляризацияланған сызықтың шығарылатуғынлығын, электр векторының тербелислериниң майданның бағытында екенлигин теория көрсетеди хәм тәжирийбе тастыйықлайды (π-құраўшысы деп аталатуғын құраўшы). $\Delta m = \pm 1$ болған жағдайда дөңгелек бойынша поляризацияланған сызықлар шығарылады, ондағы электр векторының тербелислери H тың бағытына перпендикуляр тегисликте жүзеге келеді (σ-құраўшылар деп аталатуғын құраўшылар). Егер деректен шыққан жақтылық магнит кернеўлиги H тың бағытында тарқалатуғын болса, онда жийилиги $\nu + \Delta \nu$ ($\Delta m = +1$) шамасына тең болған құраўшы саат стрелкасының қозғалыс бағытында поляризацияланған, ал саат стрелкасының қозғалыс бағытына қарама қарсы бағытта $\nu - \Delta \nu$ ($\Delta m = -1$) құраўшысы поляризацияланған³⁷. Майданның бағытында бақлағанда ортадағы аўыспаған құраўшы жақтылық толқынларының көлденең болыўына байланысly жоғалады. $n_{\varphi_1} = 1$ хәм $n_{\varphi_2} = 2$ болған дара жағдайға сәйкес келетуғын 335-сўўреттиң жоқарғы бөлиминде π- хәм σ- құраўшыларының пайда болыўы көрсетилген; хәр бир құраўшы хәр қыйлы болған үш өтиўде пайда болады.

Магнит майданындағы спектраллық сызықлардың бир неше сызықларға ажыралыўы қубылысы 1895-жылы атомлардың қурылысының квантлық теориясы пайда болмастан бұрын Зееман тәрепинен табылды. Оны *Зееман қубылысы* деп атайды³⁸. Зееман қубылысын бақлаўдың схемасы 336-сўўретте келтирилген. Бұл сўўретте J - электромагниттиң полюсларының арасына жайластырылған жақтылықтың дереги, S_p -

³⁷ Тербелислерди магнит майданының сызықларының бағытында қараған жағдайда. Басқа сөз бенен айтқанда, $\nu + \Delta \nu$ құраўшысында электр векторының дөңгелек тербелислери бұрғының тұтқасының айланыў бағытында жүзеге келеді (егер оның илгерилемели қозғалысы H векторының бағытында болатуғын болса).

³⁸ Хәзирги ўақытлары бұл қубылысты әдетте Зееман эффекти деп атайды (Аўдарыўшылар).

спектрографтың саңлағы. Пайда болған құраушылардың өз алдына көриніуі үшін спектрографтың жеткиликлі дәрежеде үлкен ажыратыу күшіне ийе болыуы керек. Магнит майданының кернеулиги H тың бағытында перпендикуляр бағытта өткерилетуғын бақлауларда (336-сүүретте көрсетилгендей) дөңгелек тербеліслер түүры сызықлы тербеліслер түрінде проекцияланады. Сонлықтан, спектраллық сызық үш құраушыға ажыралады: ортасындағы, ондағы электр векторының тербеліслери H майданының бойында; шеткилери, ондағы тербеліслер H тың бағытына перпендикуляр (335-б сүүрет). Магнит майданының кернеулиги H тың бойында тарқалатуғын нурланыуды бақлағанда (336-сүүреттегі Ja бағытында; бақлау үшін электромагниттің өзегі тесиледи), бундай жағдайда, жоқарыда айтылғандай, ортадағы құраушы жоғалады, қалған екеуі дөңгелек бойынша поляризацияланған: спектрдің фиолет областына аұысқан құраушы саат стрелкасының қозғалыс бағытында хәм қызылға қарай аұысқаны - саат стрелкасының қозғалыу бағытына қарама-қарсы бағытта.



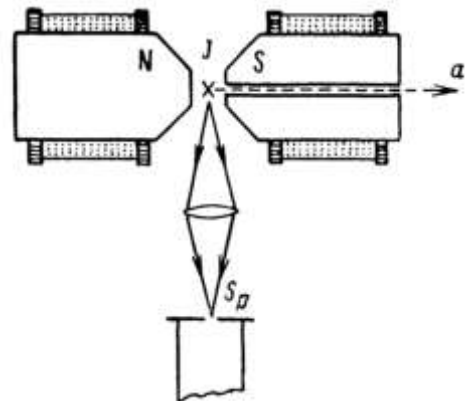
335-сүүрет.
Магнит майданында спектраллық
сызықлардың құраушыларға ажыралыуы.

Водород хәм оған ұқсас болған ионлар үшін олардың сызықларының жүқа структурасына итибар бермесек (349-параграф), онда тәжирийбе менен теорияның нәтижелери бир бирине толық сәйкес келеди. Хәқыйқатында да, сызықлар жоқарыда айтылғандай болып поляризацияланған үш құраушыға ажыралады; сызықлардың арасындағы қашықтық (1)-формула бойынша анықланған атомның магнит моментине сәйкес келеди. Басқа элементлер үшін жүдә аз жағдайларда ғана спектраллық сызықлар бир биринен қашықтығы (5а) формулаға сәйкес келетуғын тек үш құраушыға ажыралады. Көпшилик жағдайларда сызықлар көп санлы құраушыларға ажыралады. Бундай

ажыралыўды Зееманның қурамалы (ямаса "аномаллық") қубылысы деп атайды. Бул қубылыстың себеби төменде қаралады (349-параграф).

Электр майданының тәсириндеги спектраллық сызықлардың ажыралыўы 1913-жылы Штарк тәрепинен ашылды хәм оны Штарк қубылысы деп атайды³⁹. Штарк қубылысын бақлаў әдеўир үлкен эксперименталлық қыйыншылықларды пайда етеди. Себеби жақтылық шығаратуғын пуў ямаса газ жеткиликли дәрежеде жоқары электр өткизгишликке ийе. Нәтийжеде жақтылық шығарып тұрған пуў менен газде үлкен E кернеўликти алыў жүдә қыйын. Усындай қыйыншылықтан шығыў ушын бақлаўлар жақтылық шығарып тұрған атомлардың бағытланған дәстесинде жүргизиледи ("каналлық нурларда"). Оның ушын K катодында (337-сүўрет) бир қатар тар a каналлары тесиледи. Катод K менен анод A арасында пайда болатуғын оң ионлар катодқа қарай тезлетиледи хәм олардың айырымлары a саңлақлары арқалы өтеди. Катодтың артында жайласқан трубканың бөлиминен газ насостың жәрдемінде үзликсиз түрде сорып алынады. Усының салдарынан a каналлары арқалы ушып өткен бөлекшелердің еркин жолының узынлығы жеткиликли дәрежеде үлкен хәм олар "каналлық нурларды" пайда етип туўры сызықлы қозғалады. Бул нурға қосылған қозған атомлар нормаль халға өткенде (тийкарғы халға өткенде) жақтылық шығарады. Нурдың жолында b пластинкасының жәрдемінде электр майданы пайда етиледи. Майданның кернеўлигин $100\,000\text{ В/см}$ шамасына жеткерийўдың сәти түседи.

Квантлық теория пайда боламан дегенше Штарк қубылысы түсиндирилмей келди. Классикалық электронлық теория сыртқы электр майданында спектраллық сызықлар бир неше сызыққа ажыралмайды, ал тек майданның кернеўлиги E ниң квадратына пропорционал жылысады деп түсиндиреди.



336-сүўрет.

Зееман қубылысын бақлаўдың схемасы.

Бор теориясының көз-қарасы бойынша сыртқы электр майданы электронның орбитасына тәсир етеди. Бул тәсирдің характери мынадан ибарат: биринши жақынласыўда эллипс тәризли орбитаның үлкен ярым көшери өзгериссиз қалады хәм орбитаның салмақ орайы майданның бағытына перпендикуляр бағыттағы тегисликте гармоникалық эллипслик тербелiske ушырайды. Нәтийжеде водород ушын да хәм оған ұқсас болған ионлар ушын да сызықлардың ажыралыўы алынады, соның менен бирге айырым қураўшылар сызықтың дәслепки орнына салыстырғанда

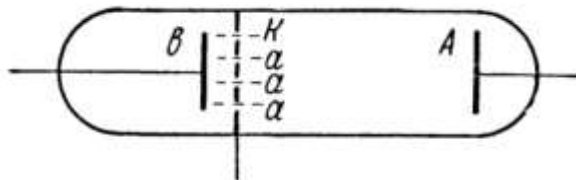
$$\Delta\nu = \frac{3\hbar}{4\pi Z e m} E(n_1 k_1 - n_2 k_2) \quad (7)$$

шамасына жылысқан болады. Бул теңликте n_1 менен n_2 арқалы дәслепки сызықтың пайда болыўы ушын өтиўлер жүзеге келетуғын еки қәддиниң бас квант санлары. k_1 хәм k_2 шамалары $|k| < n$ шәртин қанаатландыратуғын оң хәм терис мәнислерди қабыл ете

³⁹ Хәзирги ўақытлары көбинесе "Штарк эффекти" атамасы қолланылады (Аўдарыўшылар).

алады. Зееман құбылысындағыдай, құраушылар поляризацияланған. Ажыралыудың шамасы майданның кернеулиги E нің биринши дәрежесине пропорционал.

(7)-формуладан ажыралыудың бас квант саны n_1 менен n_2 ның мәнислеринен ғәрезли екенлиги көринип тұр: бас квант санлары n нің мәниси қанша үлкен болса, сызық соншама көп құраушыларға ажыралады хәм құраушылар бир биринен кең жайластырылған. Усы өзгешелиги менен Штарк құбылысы ажыралыу бас квант санының мәнисинен ғәрезсиз болған Зееман құбылысынан айрылып тұрады. Водородтың хәм ионластырылған гелийдің сызықларында (7)-формуланың дурыс екенлиги жақсы көринеди.



337-сүрет.

Штарк құбылысын бақылауының схемасы.

Сызықлардың жылысыуына алып келинетуғын Штарктың квадратлық құбылысы ($\sim E^2$) базы бир элементлердің сызықларында бақланады; оның шамасы (7)-формула менен анықланатуғын ажыралыудан киши. Мысалы, натрийдің сары сызықтарының айырым құраушыларға ажыралыуы пүткиллий жүзеге келмейди, бирақ E^2 қа пропорционал болған хәлсиз аүйсыуды береді.

§ 347. Силтили металлдардың спектрлери. Силтили металлдардың айырым серияларының Бальмердің водородлық сериясы менен ұқсаслығы силтили металлдардың спектринің валентли электрон деп аталатуғын ең сыртқы электронның бир орбитадан екиншисине өткенде шығарылады деп ойлауға мәжбүрлейди. Сыртқы электрон ядро менен қалған электронлардың майданында ямаса (усындай етип айтыу қабыл етилген) *атомның қалдығының* майданында қозғалады. Үлкен қашықтықларда атомның қалдығының майданы жеткиликли дәрежеде ноқатлық зарядтың майданына ұсайды. Биринши рет Д.С. Рождественскийдің көрсеткеніндей, силтили атомлардың алыстағы орбиталары водородтың орбиталарына ұқсас болыуы керек; силтили металлдардың "алыстағы" термлеринің водородтың сәйкес термлерине дерлик дәл келетуғынлығынлығы фактын көрсететуғын эмпирикалық фактлер бул жуымақтың дурыс екенлигин тастыйықлайды.

Электронның орбитасы атомлық қалдыққа қаншама жақын келсе, онда водород атомына салыстырғанда көбірек майысқан болады. Бирақ, егер атомлық қалдықтың майданы шарлық симметрияға ийе болса, онда орбиталар тегис болып қала береді хәм бурынғыдай еки квантлық шәртлерди қанаатландырыуы керек:

$$\oint p_\varphi d\varphi = n_\varphi \hbar, \quad \oint p_r dr = n_r \hbar.$$

Д.С.Рождественский силтили металлдардың термлерин водородтың термлери менен салыстырып, силтили металлдардың орбиталарының санының водородтың мүмкин болған орбиталардың санына тең екенлигин көрсетти. Бирақ, силтили металлдарда бир бас квант саны n ге, бирақ хәр қыйлы азимуталлық n_φ квант санларына, яғный хәр қыйлы геометриялық формаға ийе орбиталар хәр қыйлы дәрежеде тәсирленген хәм, соған сәйкес, оларға сәйкес келетуғын энергиялар бир биринен сезилерликтей айырмаға ийе. Ал водородта болса (344-параграф) бирдей n ге сәйкес келетуғын барлық орбиталарға бирдей энергия сәйкес келеді. Егер водород атомының электронның хәр қыйлы стационар қозғалысына сәйкес келетуғын энергиясы

$$W = -\frac{Rhc}{n^2}$$

формуласы менен бериледи. Бул формулада бас квант саны $n = n_\varphi + n_r$. Бундай жағдайда силтили металдың атомының энергиясы Ридберг формуласы менен бериледи:

$$W = -\frac{Rhc}{(n + \alpha)^2} = -\frac{Rhc}{n^{*2}}.$$

Бул теңликтеги α - азимутал квант саны n_φ ден ғарезли болған терис дүзетиў, $n^* = n + \alpha$ шамасы *эффективлик квант саны* деп аталады; оның мәниси энергияның мәниси бойынша, ал энергияның мәниси болса өз гезегинде термнің сан мәниси бойынша анықланады.

Электронлық орбита атомлық қалдыққа қаншама жақынласа, α дүзетиўи де абсолют шамасы бойынша үлкен болады. Күшли тәсирленген орбиталар үшін α дүзетиўиниң мәниси сан шамасы бойынша 1 ден үлкен болыўы хәм ҳақыйқый квант саны n ниң эффективлик квант саны n^* нен әдеўир үлкен айырмаға ийе болыўы мүмкин.

Силтили металлдың термлериниң эмпирикалық жоллар менен табылған термлеринен (341-сүўрет) бир квант саны менен тәрийипленетуғын бир неше термлердиң болатуғынлығы көринип тур (мысалы 4S, 4P, 4D, 4F термлер). Жоқарыда айтылған жағдайлардан бул термлердиң бир бас квантлық санына хәм ҳәр қыйлы n_φ азимуталлық квант санларына жуўап беретуғынлығы айқын. Атомдағы nS , nP , nD , nF термлерине сәйкес келетуғын ҳалларды тап сондай символлар менен, бирақ киши латын ҳәриплери ns , np , nd , nf менен белгилеймиз. Д.С.Рожественский силтили металлдың термлерин водородтың термлери менен салыстырып ns ҳалларына $n_\varphi = 1$ диң, np ҳалларына $n_\varphi = 1$ ниң ҳ.т.б. сәйкес келетуғынлығы көрсетти. Буннан биз мүмкин болған ҳаллардың схемасын, соның менен бирге силтили металдағы мүмкин болған термлерди ала аламыз (XXI кесте).

Квантлық механика бойынша атомның ҳалларының арасында n_φ квант санының тек ± 1 шамасына өзгеретуғын өтиўлердиң бар екенлигине байланысly бул схема айқын түрде тастыйықланады:

$$\Delta n_\varphi = \pm 1. \quad (2)$$

(2)-сайлап алыў қағыйдасы nS терминиң тек nP термлери менен, nP терминиң тек nS хәм nD терми менен комбинацияланатуғынлығы теккелей түсиндире алады. Бул комбинацияларға азимутал квант санының ± 1 ге өзгериси сәйкес келеди. Басқа комбинациялардың барлығы "қадаған етилген". Себеби, оларға n_φ шамасының 1 ден үлкен шамаға өзгериси ямаса турақлы болып қалыўы сәйкес келеди.

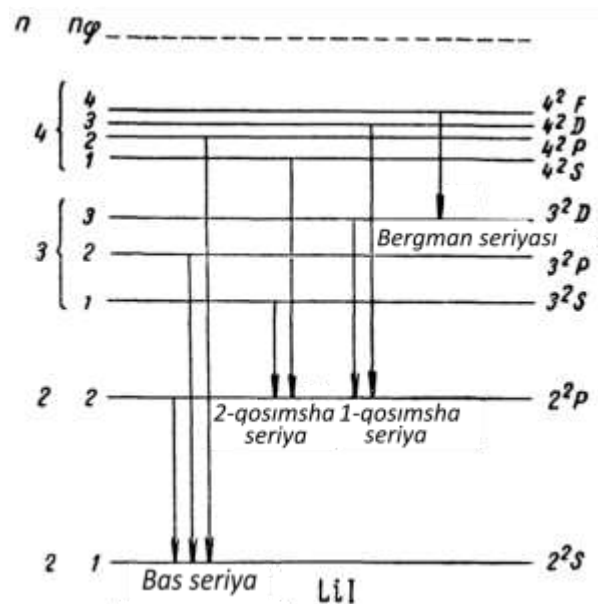
XXI кесте.

$\begin{matrix} n_\varphi \\ n \end{matrix}$	1	2	3	4
1	1s	-	-	-
2	2s	2p	-	-
3	3s	3p	3d	-
4	4s	4p	4d	4f

Квант санының бирдей мәнислерине сәйкес келетуғын бир қатар орбиталарда, мысалы, 4s, 4p, 4d, 4f орбиталарда 4f орбитасы дөңгелек болып табылады, ал 4s - ең созылған эллипс. Усыған сәйкес, 4s орбита көбирек тәсирге ұшыраған, ал 4f орбитаға болса атомның қалдығына киретуғын электронлар тәрәпинен жүдә киши тәсир тийеди. Буннан силтили металдың 4S, 4P, 4D, 4F термлериниң қатарында n^* эффективлик квант саны 4F терминде $n = 4$ шамасынан ең киши өзгешеликке, ал 4S терминде ең үлкен өзгешеликке ийе.

Бұл айтылғанлардың барлығы силтили металлардың қаддилериниң дәллігин жоқарылатыўға хәм оларға атомның хәр қыйлы стационар халларын бериўге мүмкиншилик береді. Хәр бир n квант санына азимутал квант санының $n_\varphi = 1, 2, 3, \dots, n$ мәнислерине сәйкес келетуғын хәр қыйлы болған n қадди сәйкес келеді. Қаддилердиң арасындағы $\Delta n_\varphi = \pm 1$ теңлиги орынланатуғын өтиўлердиң болыўы мүмкин. 341-параграфта биз барлық силтили металлар ушын эффективлик квант саны $n^* = n + \alpha$ ең терең болған S термлері ушын 1 менен 2 ниң арасында жайласқан мәниске ийе болатуғынлығын көрсеткен едик. Енди биз күшли тәсирленген орбиталар ушын бас квант санларының n^* квант санынан әдеўир үлкен бола алатуғынлығын, соған сәйкес оның пүтин мәнисине сәйкес келмейтуғынлығын көрсеттик. Кейинирек биз литийдиң ең терең S -терми ушын $n = 2$, ал натрийдиң ең терең S -терми ушын $n = 3$ х.т.б. екенлигин көремиз. 338-сүўретте литийдиң қаддилериниң схемасы берилген. Бул схемада хәр бир қаддиниң қасында сәйкес бас (n) хәм азимуталлық (n_φ) квант санларының мәнислери келтирилген. Стрелкалар 341-параграфта келтирилген эмпирикалық материалларға сәйкес айырым сериялардың пайда болыўын түсиндиреди. 326-сүўрет пенен айырма соннан ибарат, бул сүўретте термлердиң ($1S, 2P$ х.т.б.) қасындағы санлар эффективлик квант саны n_φ диң пүтин бөлимин аңғартады, ал 338-сүўретте болса n бас квант санларының ҳақыйқый мәнисин береді.

338-сүўрет.
Литийдиң қаддилериниң схемасы.



§ 348. Бор теориясының қыйыншылықтары; электронның спини ҳаққындағы гипотеза. Буннан алдыңғы параграфларда келтирилген материал Бордың жоқарыда келтирилген идеяларының оғада жемисли екенлигине гүмән пайда етпейди. Стационар халлар менен жийиликлер қағыйдасы ҳәзирги заман атом физикасының тийкарғы көз-қарасларының қатарына киреди. Бирақ, усындай жағдайлардың орын алыўына қарамастан биз Бор теориясының буннан былай раўажланыўының принципаллық характерге ийе болған үлкен қыйыншылықларға ушырайтуғынлығын көрдик. Бул принципаллық логикалық қыйыншылықлардың биринши гезекте мыналар менен байланысly екенлигин көрсетемиз: 344-параграфтағы (1)-квантланыў қағыйдасы бир мәнисли емес, оның беретуғын нәтийжеси улыўмаластырылған координаталардың сайлап алыныўынан ғәрезли; стационар халлардың энергиясы қандай улыўмаластырылған координаталардың сайлап алыныўынан ғәрезсиз, бирақ стационар орбиталардың формасы - хәр қыйлы. Усының менен бир қатарда Бор теориясы жеткиликсиз: ол стационар

халлардың энергиялары менен шығарылатуғын сызықтардың жийириклерин анықлайды, ұсының менен бирге олардың интенсивлиги, поляризациясы хәм когерентлиги хаққында хеш нәрсе айта алмайды.

Жақтылықтың жутылыуы менен байланыссы болған дисперсия құбылысы да Бор теориясының шеклеринің сыртында қалады. Бор теориясы силтили металлдардың спектрлеринің дублетлик характерге ийе екенлигин хәм қалған элементлердің спектрлеріндеги құрамалырақ болған, мультиплетлик характери деп аталатуғын характерин түсиндирийде үлкен қыйыншылықтарға ұшырасады.

Егер биз силтили металлдардың атомлық қалдығының майданы шарлық симметрияға ийе болатуғын болса, онда валентли электронның стационар орбиталарының саны водородтағы стационар орбиталардың санына тең болатуғынлығын көрдик. Бирақ бул жағдай сызықтардың дублетлик характерге ийе болатуғынлығын түсиндирий ұшын жеткиликсиз. Егер S термлеринен басқа термлердің барлығы қос хәм олардың арасындағы өтиўлерди базы бир қосымша сайлап алыў қағыйдасы менен регулировкаланады деп есапласақ, онда формаллық жақтан дублетликти түсиндирийге болады. Сызықтары оннан да құрамалы болған группаларды пайда ететуғын басқа элементлерде қадилерди үшлик, төртлик х.т.б. деп есаплаўға тўры келеди. Спектрлердің құрамалы структурасын атомлық қалдықтарды шарлық симметрияға ийе емес деп есаплаў тийкарында түсиндирийге тырысты. Бундай жағдайда, қалеген орбита ұшын 344-параграфтағы (1)-квант шертлери тек радиус-вектор r менен азимут φ ге ғана емес, ал үшінши координата, мысалы кеңлик ϑ ұшын да киргизийге тўры келеди (биз бұны сырттан тәсир ететуғын майдан бар болған жағдай ұшын ислеген едик). Бул үшінши кеңисликлик квантланыўдың мынадай нәтийжеге алып келиўи керек: сыртқы электронның орбитасының тегислиги атомлық қалдықтың майданына салыстырғанда белгили болған үзликли мүйешлерди жасаўи керек. Атомлық қалдықтың симметриясы болмағанда кеңикликте хәр қыйлы болып ориентацияланған орбиталар хәр қандай дәрежеде майысады хәм, соған сәйкес, оларға энергияның хәр қыйлы мәнислери сәйкес келеди. Бирақ силтили металлдардағы атомлық қалдықтың симметриялы характери кескин қойылған бир қатар пикирлерде тастыйықланады: бир электронын жоғалтқан силтили металл инерт газге ұсайды. Бул силтили металлдардың ионларының спектрлеринің сәйкес инерт газлердің спектрлери менен толық ұқсаслығы бойынша тастыйықланады. Инерт газлердің физикалық-химиялық қасийетлери олардың нолден өзгеше болатуғын электрлик хәм магнитлик моментлери болмайтұғын электронлық қабықларының симметриялы екенлигине гүман пайда етпейди.

Атомлардың магнит моментлерин түсиндирийге тырысыўлар да киши болмаған қыйыншылықтар менен ұшырасады. Бизиң 345-параграфта көрсетип өткенимиздей, көп атомлардың магнит моментлеринің шамалары Бор магнетонынан пүтин сан еселенген мәнисине тең емес. Бирақ, бир неше электронлары бар атомларға Бор теориясын ұлыўмаластырыў барлық атомлардың магнит моментлери Бор магнетонынан пүтин сан есе үлкен болыўының керек екенлигин көрсетеди.

Атомлардың магнитлик аномалиялары менен байланыссы болған қыйыншылықтарды электронларда меншикли механикалық хәм магнит моментлери болады деп есаплаў жолы менен базы бир дәрежеде сапластырыўға болады екен. Бул гипотеза бойынша *хәр бир электрон e заряды, m массаға ийе болыў менен бирге сан мәниси $\frac{1}{2} \hbar$ қа тең қозғалыс муғдарының механикалық моменти $\mathbf{p}_s$ ке де, сан шамасы бир Бор магнетоны μ_0 ге турақлы магнит моменти μ ге де тең.* Электронның механикалық моменти $\mathbf{p}_s$ спин атамасына ийе болды.

Электронда қозғалыс мұғдарының механикалық моменти хәм оның менен байланысly болған магнит моментиниң болыўын электронның өзиниң меншикли көшериниң дөгерегиндеги тұрақлы айланысы менен түсиндирийге тырысты. Буннан электронның моменти ушын "спин" сөзи келип шықты, англиз тилиндеги spin сөзи айланбалы қозғалысты, айланыўды аңғартады.

Электронның орбиталық қозғалысында оның механикалық хәм магнит моментлери $\mathbf{p}$ менен $\boldsymbol{\mu}$ диң сан мәнислериниң арасындағы әпиўайы қатнас орын алады:

$$\frac{\boldsymbol{\mu}}{p} = \frac{1}{2c} \cdot \frac{e}{m}.$$

Электронның меншикли механикалық хәм магнит моментлери ушын бул қатнастың шамасы *еки есе үлкен*

$$\frac{\mu_0}{p_s} = \frac{1}{c} \cdot \frac{e}{m}.$$

Электродинамикалық көз-қарастан өзиниң меншикли көшериниң дөгерегинде айланыўшы электрон гипотезасы қарама-қарсылыққа ийе: p_s пенен μ_0 моментлериниң сан мәнислерин түсиндирий ушын электронлардың оғада үлкен болған айланыў тезлиги зәрүр, бундай жағдайда оның экваторындағы ноқатлардың тезлиги жақтылықтың тезлигинен үлкен болыўы керек, бул жағдай салыстырмалық принципине қарама-қарсы келеди.

Электронның спини ҳаққындағы гипотеза силтили металлардың спектрлериниң дублетлик характерин түсиндирийге мүмкиншилик береді. Формаллық жақтан, силтили металлардың сызықларының дублетлик характерин түсиндирий ушын S-термлерден басқа термлердиң барлығын қос деп болжаў керек. Термлердиң усындай термлерге ажыралыўы электронда спинлик моменттиң бар екенлигинен келип шығады. Бизиң жоқарыда көргенимиздей (347-параграф), силтили металлардың атомларында атомлық қалдықтың майданында валентли электронның орбитасының тәсирленгенлигиниң салдарынан квант санларының хәм бир n хәм n_φ жұбына белгили болған энергия қәдди сәйкес келеди. Бор теориясы бойынша квант санларының хәм бир n хәм n_φ жұбына валентли электронның белгили формаға хәм өлшемге ийе болған орбитасы сәйкес келеди. Усы орбита бойынша қозғалатуғын электрон орбиталық механикалық хәм магнит моментлерине ийе болады, яғный магнит майданын пайда етеди (атомлық қалдықтың магнит моменти оның жоқары симметриясына байланысly нолге тең). Электронның меншикли моменти ҳаққындағы гипотезаны қабыл етип, электронлық момент $\mathbf{p}_s$ тиң $\mathbf{p}$ моментине салыстырғандағы мүмкин болған ориентацияларын табыў керек. Электрон механикалық $\mathbf{p}_s$ моменти менен бирге оның менен байланысly болған меншикли магнит моменти $\boldsymbol{\mu}_0$ ге де ийе болғанлықтан, онда оның қозғалысында $\mathbf{p}_s$ пенен $\mathbf{p}$ ның бир бирине салыстырғандағы ориентациясынан ғәрезли болған қосымша $\Delta W'$ энергиясы пайда болады. Электронның меншикли моменти $\mathbf{p}_s$ орбиталық момент $\mathbf{p}$ ға салыстырғанда тек еки түрли болып бағытланыўы мүмкин. Ориентациялардың мүмкин болған усы еки ориентациясына қосымша энергия $\Delta W'$ тың еки мәниси хәм, усыған сәйкес, ҳәр бир термниң екиге ажыралыўы сәйкес келеди.

Электронда меншикли магнит моментиниң болыўы ҳаққындағы гипотеза водородтың хәм оған ұқсас болған ионлардың жуқа структура деп аталатуғын жуқа структурасын түсиндирийге мүмкиншилик береді. Бул структура силтили металлардың сызықларының дублетлик структурасына ұсайды, бирақ олардан әдеўир тар.

Электронның меншикли магнит моменти ҳаққындағы гипотеза атомлардың магнит моментлериниң мәнислериндеги аномалияларды хәм магнит майданындағы спектраллық сызықлардың үш қураўшыдан көп қураўшыларға ажыралыўын түсиндиреди. Атомның

толық магнит моменти μ орбиталық магнит момент μ_l менен меншикли магнит моменти μ_0 диң векторлық қосындысынан тұрады: $\mu = \mu_l + \mu_0$. μ_l хәм μ_0 моментлериниң мүмкин болған бағытларын есапқа алып, толық момент $\mu = \mu_l + \mu_0$ диң мәнисин анықлаўға болады. Алынған нәтийже тәжирийбелерде алынған нәтийжелерге толық сәйкес келеди. $\mu = \mu_l + \mu_0$ толық моменти μ_l хәм μ_0 моментлериниң мүмкин болған бағытларында Бор мегнетоны μ_0 диң мәнисине ямаса оның пүтин сан еселенген мәнисине тең болмаған мәниске ийе болыўы мүмкин. Сыртқы Н магнит майданында атомның толық магнит моменти μ бир неше түрли болып бағытланған болыўы мүмкин (349-параграфқа қараңыз). Бул жағдай Зееманның құрамалы ("аномаллық") қубылысын түсиндиреди.

§ 349. Атомның векторлық модели. Буннан алдыңғы параграфтағы силтили металлдардың спектрлериниң дублетлик характерин түсиндириў мынадай кемшиликке ийе: оннан барлық термлердиң қос болыўының керек екенлиги келип шығады, бирақ силтили металлдардың термлери әпиўайы болып табылады. Солай етип, тәжирийбелерде алынған мағлыўматлар менен сәйкесликтің орын алыўы ушын тек P, D, F х.т.б. термлерди қос, ал S термлерди әпиўайы деп есаплаў керек. Егер сыртқы электронның стационар қалларының ишинде $p = 0$ теңлиги орын алатуғын қал орын алса хәм бул қаллар S-термлерге сәйкес келетуғын болса, онда бул жағдайды түсиндириўге болады.

344-параграфта биз $p = 0$ теңлиги орын алатуғын қалларды жүзеге келмейди деп есапладық, себеби бундай қалларға электронлардың ядро арқалы өтетуғын тўры сызық бойлап қозғалысы сәйкес келеди. Бирақ биз электронлардың атомлардың ишиндеги белгили болған орбиталар бойынша қозғалысын жуўық деп есапладық. Сонлықтан, стационар қаллардың ишинен $p = 0$ теңлиги орын алатуғын қалларды алып таслаўға мәжбүрлейтуғын пикирлерди пайдаланыўдың зәрүрлиги жоғалады.

Буннан былай биз мынадай жағдайды көремиз (366-параграф): p моментлериниң абсолют мәнислери пүтин сан еселенген $\hbar$ шамасына тең болмайды, атап айтқанда электронның орбиталық моменти (енди биз оны p_l арқалы белгилеймиз) мынадай мәнислерди қабыл етеди:

$$p_l = \sqrt{l(l+1)}\hbar. \quad (1)$$

Бул теңликте $l = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$.

Жаңа l квант саны бұрынғы азимуталлық квант саны n_ϕ ди алмастырады. n бас квант санының берилген мәнисинде ол n_ϕ сыяқлы хәр қыйлы болған n дана мәниске ийе болады, бирақ нолден басланады (n_ϕ ниң мәниси 1 ден басланатуғын еди).

Тәжирийбелерде алынатуғын мағлыўматларға сәйкес болыўы ушын электронның меншикли моменти p_s ҳаққындағы дәслепки болжаўды да өзгертиўге тўры келеди. Атап айтқанда p_s мынадай мәниске ийе болады деп есаплаў керек:

$$p_s = \sqrt{s(s+1)}\hbar. \quad (2)$$

Бул теңликте s шамасы мүмкин болған бир мәниске ийе $s = 1/2$. Усының менен бирге электронның моментиниң берилген бағытқа түсирилген проекциясы болған $|p_{sz}|$ шамасы $\frac{1}{2}\hbar$ мәнисин қабыл етеди. Бул проекцияның еки ұсылда бағытлана алатуғын болғанлықтан (берилген бағыт бойынша хәм оған қарама-қарсы бағытта) p_{sz} шамасы төмендегидей еки мәнисти қабыл ете алады:

$$p_{sz} = m_s \hbar. \quad (3)$$

Бул теңликте $m_s = \pm 1/2$.

Демек, биз биротала мынаны аламыз: атомдағы электронның қозғалыс қалы мынадай үл квант санының жәрдемінде тәрийипленеди:

1) 1, 2, 3, 4, ... мәнислерин қабыл ететуғын n квант санлары менен;

2) n ниң берилген мәнисинде 0, 1, 2, ... , $(n-1)$ мәнислерин қабыл ететуғын қосымша l квант саны;

3) $\pm 1/2$ мәнісін қабыл ететұғын m_s квант саны.

Бор теориясы бойынша бас квант саны n орбитаның өлшемлерін хәм биринши жақынласыўда оның

$$W = -\frac{Rhc}{n^2}$$

шамасына тең болған энергиясын анықлайды.

Қосымша квант саны l орбиталық момент $\mathbf{p}_l$ ди хәм усыған байланыслы орбитаның формасын хәм атомлық қалдықтағы оның тәсирлениў дәрежесін анықлайды. m_s квант саны орбиталық момент $\mathbf{p}_l$ ге салыстырғандағы электронның меншикли моментиниң ориентациясы $\mathbf{p}_s$ ти анықлайды.

Электронның s -халлары үшін $l = 0$ хәм усыған сәйкес орбиталық момент $\mathbf{p}_l$ нолге тең. Усыған байланыслы электронның меншикли моменти $\mathbf{p}_s$ тиң сол $\mathbf{p}_l$ ге салыстырғандағы хәр қыйлы бағытларының болыў зәрүрлиги жоғалады хәм усындай хәр қыйлы ориентациялар менен байланыслы болған қосымша энергия үшін $\Delta W' = 0$ шамасын аламыз. Усындай жоллар менен S термлериниң әпиўайы болатуғынлығы, ал басқа термлердиң екиге ажыралатуғынлығы түсиндириледі.

Электронның атомдағы қозғалыс ҳалын тәрийиплейтуғын n, l, m_s квант санларының орнына электронның қозғалыс мұғдарының толық моменти $\mathbf{p}_j$ ди қарап, басқа үшлик n, l, j ларды киргизийге болады. Әлбетте, бундай жағдайда $\mathbf{p}_j$ толық моменти электронның орбиталық моменти $\mathbf{p}_l$ менен меншикли моменти $\mathbf{p}_s$ тиң геометриялық қосындысына тең болады:

$$\mathbf{p}_j = \mathbf{p}_l + \mathbf{p}_s. \quad (4)$$

Бундай жағдайда $\mathbf{p}_l$ хәм $\mathbf{p}_s$ моментлериниң арасындағы мүйешлер толық моменттиң

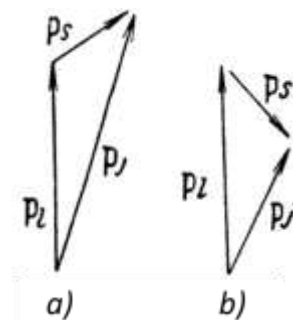
$$p_j = \sqrt{j(j+1)}\hbar \quad (5)$$

мәніслерине сәйкес келетуғындай болады. Бул теңликте $j = |l + m_s|$.

$m_s = \pm 1/2$ теңлиги орынлы болатуғын болғанлықтан, $l \neq 0$ болған жағдайда j квант саны $j = l \pm 1/2$ мәніслерине ийе болады; $l = 0$ теңлиги орынланған жағдайда j квант саны тек бир $j = 1/2$ мәнісін қабыл етеди. $l \neq 0$ теңсизлиги орынланған жағдайдағы $\mathbf{p}_l$, $\mathbf{p}_s$ хәм $\mathbf{p}_j$ векторларының өз-ара жайласыўлары 339 а хәм б сүүретлерде келтирилген.

339-сүүрет.

Электронның орбиталық хәм спинлик моментлерин қосыў.



$\mathbf{p}_j$ ның мүмкин болған мәніслери векторлық қосыў жолы менен табылатуғын болғанлықтан, атомның биз қараған модели *векторлық модель* деп аталады. Сыртқы магнит майданында атомның μ магнит моменти $2j + 1$ ұсыл менен бағытланады, бул жағдай сыртқы бир текли болмаған магнит майданындағы дәстелердиң майда дәстелерге ажыралыўын бақлаўларға да, Зееман қубылысына да сәйкес келеди

Бұрынғыдай етип, буннан кейин де атомдағы электронның ҳалларын $1s, 2p, 3d$ х.т.б. белгилеймиз. Бирақ, оларды толық момент p_j ның мәніслерин де бериўи үшін бул символларға қосымшаларды киргиземиз. Оның үшін көрсетилген символлардың қасына j ның сәйкес мәнісін индекс түринде беремиз. Бундай жағдайда, мысалы, $2p_{1/2}$ символы электронның квант санларының

$n = 2, l = 1, j = \frac{1}{2}$ мәніслеріне менен тәрийиплейтуғын қалын аңғартады. Тап сол сыяқлы $3d_{5/2}$ символы электронның $n = 3, l = 2, j = \frac{5}{2}$ санлары менен тәрийипленетуғын қалды аңғартады. Атомның тутасы менен алғандағы қалы S, P, D латын хәриплері менен белгилеймиз. Оларға да индекс түрінде j дың мәнісін жазамыз; ең ақырында термлердің дублетлик характерін көрсетіу үшін символдың шеп тәрепине, жоқарыға 2 санын қоямыз. Нәтижеде, $^2S_{1/2}, ^2P_{1/2}, ^2P_{3/2}$ х.т.б. символларын аламыз. Силтили металлардың атомлары үшін үлкен латын хәриплері менен жазылған S, P, D х.т.б. жаңа хеш нәрсені де аңғартпайды. Себеби бұндай атомлардың қаллары олардың тек бир электронының қалы менен анықланады. Бирақ бұндай қос символика сыртқы электронларының саны еки ямаса оннан да көп болған атомлардың қалларын тәрийиплеу үшін жүдә қолайлы.

Усындай жоллар менен силтили металлардың мүмкін болған қалларының $n = 1, 2, 3$ болған жағдайлар үшін схемасын аламыз (XXII кесте).

XXII кесте.				
n	l	j	Валентли электронның қалының символы	Атомның қалының символы
1	0	$\frac{1}{2}$	$1s_{1/2}$	$^2S_{1/2}$
2	1	$\frac{1}{2}$	$2s_{1/2}$	$^2S_{1/2}$
		$\frac{1}{2}$	$2p_{1/2}$	$^2P_{1/2}$
		$\frac{3}{2}$	$2p_{3/2}$	$^2P_{3/2}$
3	0	$\frac{1}{2}$	$3s_{1/2}$	$^2S_{1/2}$
	1	$\frac{1}{2}$	$3p_{1/2}$	$^2P_{1/2}$
		$\frac{3}{2}$	$3p_{3/2}$	$^2P_{3/2}$
	2	$\frac{3}{2}$	$3d_{3/2}$	$^2D_{3/2}$
		$\frac{5}{2}$	$3d_{5/2}$	$^2D_{5/2}$

Хәр бир қалға атомның энергиясының айрықша мәнісі хәм, ұсыған сәйкес, өзинің терм сәйкес келеди. Сонлықтан үлкен латын хәриплері бир ұақытта атомның қалын да, термді де аңғартады.

347-параграфта айтылғанларға сәйкес, силтили металларда валентли электрон үшін бас квант саны n ниң мәнісі $n = 1$ ден басланбайды, ал оннан үлкен болған мәніслерден басланады (литий үшін $n = 2$ ден, натрий үшін $n = 3$ тен х.т.б.). 340-сүүретте $n = 3$ тен басланатуғын натрий менен оған ұқсас болған ионлардың қәддилері схема түрінде көрсетілген. Стрелкалар спектраллық сызықлардың шығарылыуына алып келетуғын қәддилердің арасындағы өтиўлерді көрсетеди. Мүмкін болған өтиўлер сайлап алыу қағыйдасы бойынша анықланады: n_ϕ үшін сайлап алыу қағыйдасындай, l квант саны үшін

$$\Delta l = \pm 1 \quad (6)$$

сайлап алыу қағыйдасы (347-параграф) хәм j квант саны үшін

$$\Delta j = 0, \pm 1 \quad (7)$$

сайлап алыу қағыйдасы орынланады.

340-параграфта көринип тұрғанындай, бас серияның

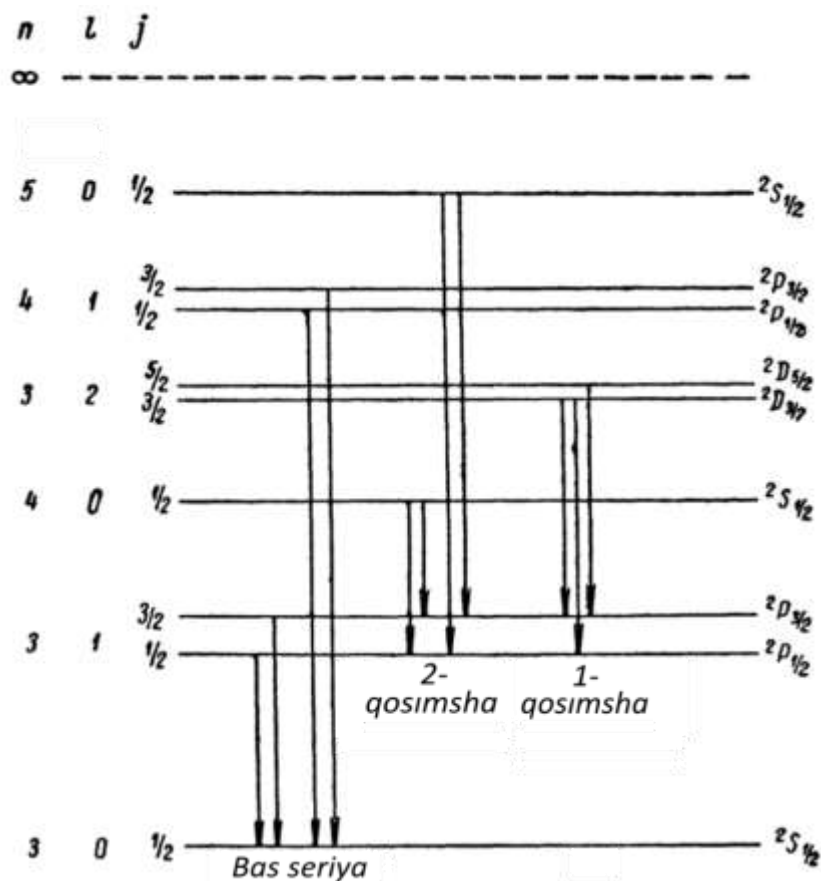
$$\left. \begin{aligned} \nu &= 3^2S_{1/2} - n^2P_{1/2}, \\ \nu &= 3^2S_{1/2} - n^2P_{3/2} \end{aligned} \right\}, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

сызықлары қос сызықлар болып табылады; олардың дублетлиги n^2P_j термлерінің еки мәніске ийе болатуғынлығының салдары болып табылады.

Екинши қосымша серияның сызықлары да қос.

(7)-сайлап алыу қағыйдасын пайдаланып, $3^2P_j - n^2D_j$ хәм $3^2D_j - n^2F_j$ серияларының сызықларының үш құраушыдан тұратуғынлығын аңсат көриўге болады. Бирақ, l диң өсиўі менен термлердің дублетлик ажыралыуы киширейетуғын болғанлықтан, бұл үшінши құраушы қалған

екеуінің бирине жүдә жақын жайласады хәм тек аўыр силтили металлларда сезилерликтей болады.



340-сүүрет. Натрийдің қәддилериниң схемасы.

Векторлық моделди бир неше валентли электронларға ийе болған атомлар менен ионларға улыўмаластырыў мүмкин. Бир неше электрон болған жағдайда олардың орбиталық хәм спинлик $\mathbf{p}_{li}$ хәм $\mathbf{p}_{si}$ моментлер қосынды моментке қосылады. Атомның толық энергиясы тек моментлердің өзлериниң мәнисинен ғана емес, ал олардың бир бирине салыстырғандағы ориентацияларынан да ғәрезли. Бул атомлық қалдықтың дөгерегинде бир неше электронлар айланатуғын атомлардағы қәддилердің қурылысын қурамаластырады.

Еки валентли электрон болған жағдайды қараймыз. *Еки валентли электроны бар атом ямаса ион ҳаққында гәп еткенде сол еки электроннан басқа электронларды жабық қабықларды пайда ететуғын атомлар менен ионларды түсинемиз.* Жабық қабықлардағы электронлардың қосынды моментлери нолге тең. Усындай атомлар менен ионлардың ҳалы тек сол еки сыртқы, валентли электронлардың ҳаллары менен анықланады. Бул группаның ўакиллери болып ядроның сыртында тек еки электрон болатуғын ионлар (He I, Li II, Be III, ...), силтили жер элементлери, Zn, Cd, Hg хәм оларға ўқсас болған ионлар хызмет етеди.

Электронлардың бири барлық ўақытта $1s$ (улыўма жағдайда n_1s) ҳалда, ал екиншиси мүмкин болған қәлеген ҳалда, бас квант саны n_2 ниң қәлеген мәнисинде қалатуғын дара жағдайды қараймыз. Бундай жағдайда биринши электрон үшын $l_1 = 0$, l_2 болса мүмкин болған қәлеген мәниске ийе бола алады. $l_1 = 0$ теңлиги орынланатуғын болғанлықтан, атом тутасы менен l_2 ге сәйкес келетуғын квант саны L менен тәрийипленеди хәм $\mathbf{P}_L$ толық орбиталық момент $\mathbf{p}_{l_2}$ ге сәйкес келеди. Қосынды спинлик момент $\mathbf{P}_S = \mathbf{p}_{s_1} + \mathbf{p}_{s_2}$ квант санының сәйкес $S = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} = 0$ хәм $S = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 1$ мәнислерине сәйкес келетуғын еки мәниске ийе болады.

$S = 0$ хәм $S = 1$ болған жағдайларды өз алдына қараймыз. Олардың бириншиси спинлик моментлердің компенсациясы менен тәрийипленеди: атомның қосынды спинлик momenti $P_S = 0$.

Бұл халға *жеке-жалғыз термлер* сәйкес келеді, олар үшін J квант санының мәнісі L дің мәнісі менен бірдей (XXIII кестенің ортаңғы бөлімін қараңыз). Екінші жағдайда қосынды спинлік момент нолден өзгеше хәм квант санының $S = 1$ мәнісі менен тәрийипленеді. Енді толық момент P_J ның мәнісі

$$J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S|$$

мәніслерін қабыл ететұғын J квант саны менен анықланады. Сонлықтан, $S = 1$ болған жағдайда хәр бир L ге ($L = 0$ болмаған жағдайлар үшін) J ның мүмкін болған үш мәнісі, соған байланысly *триплетли термлердің* пайда болыуы сәйкес келеді (XXIII кестенің оң бөлімі).

XXIII кесте.

1- электрон	2- электрон	L	$S = 0$ (жеке-жалғыз)		$S = 1$ (триплеттер)	
			J	символ	J	символ
1s	1s	0	0	$^1S_0$	1	$^3S_1$
1s	2p	1	1	$^1P_1$	0 1 2	$^3P_0$ $^3P_1$ $^3P_2$
1s	3d	2	2	$^1D_2$	1 2 3	$^3D_1$ $^3D_2$ $^3D_3$
1s	4f	3	3	$^1F_3$	2 3 4	$^3F_2$ $^3F_3$ $^3F_4$

Хәр бир термнің символына еки белгини қоямыз: шеп тәрептеги жоқарыдағы белги оның мультиплетлигин көрсетеді (жеке-жалғыз, триплет) хәм оң тәрепте төменде - J квант санының мәнісін көрсететұғын белги. Толық характеристика үшін атомның халының символының алдына электронлардың символларын жазады. Мысалы, егер электронның бири 1s халда, ал екіншиси 2p халда тұратұғын атомның $^3P_1$ халы хәққында гәп етилип атырған болса, онда биз 1s2p $^3P_1$ деп жазамыз.

Солай етип, еки электронға ийе атом термлердің хәр қыйлы болған еки жыйнағына ийе болады: жеке-жалғыз термлердің жыйнағы хәм триплетли термлердің жыйнағы. Хәқыйқатында да, гелийдің спектри сериялардың еки хәр қыйлы болған жыйнағына ийе. Усының салдарынан гелийди хәр қыйлы болған еки элементтің араласпасынан тұрады деп есаплаган хәм оларды *парагелий* хәм *ортогелий* деп атаған. Парагелийдің сызықлары - жеке-жалғыз; ортогелийдің сызықларын дәслең дублеттер деп есаплады. Бирақ хәзирги заман спектроскопиясы пайдаланатұғын жоқары ажырата алыу күшине ийе әсбаплар олардың жүдә тар болған триплеттерден тұратұғынлығын көрсетти.

Бақлаулар жеке-жалғыз термлер менен триплеттердің термлеринің бир биринен әдеуір жылысқан екенлигин көрсетеді. $S = 1$ қәддилер сәйкес $S = 0$ қәддилерден төменде жайласады. Элементар теория бұл фактты түсіндире алмайды: еки электронның спинлеринің өз-ара тәсирлесіу энергиясы хәм спин менен орбитаның моментинің өз-ара тәсирлесіу энергиясының бирдей тәртіпте болыуы керек; соңғы жағдай болса тек салыстырмалы тар мультиплетлиқ структураны ғана пайда етеді. Ал ис жүзінде қубылыс квантлық механика менен түсіндирилетуғын басқа себеп пенен байланысly.

Талланып атырған жағдайда бир электрон барлық ұақытта $l_1 = 0$ теңлиги орынланатұғын орбитада жайласады, сонлықтан атомның стационар халлары бир биринен екінші электронның қозғалысының хәр қыйлы халлары бойынша айрылады. *Усының менен бирге, сызықлардың шығарылыуы да екінші электронның бир халдан екінші халға өтиуінің салдарынан жүзеге келеді.* Бұндай жағдайда

$$\Delta L = \pm 1$$

сайлап алыу қағыйдасы орын алады. Усының менен бир қатарда J пенен S үшін да

$$\Delta J = 0, \pm 1, \quad \Delta S = 0$$

сайлап алыу қағыйдалары орынланады.

Бұл үш қағыйда триплетлиқ сызықлардың структурасын түсініуе мүмкіншилиқ береді. Дублеттер бар болған жағдайдағыдай, S термлері тек P термлері менен, ал P термлері тек S хәм D термлері менен х.т.б. комбинациялана алады. Солай етип, триплеттер болған жағдайдағыдай, бас, қосымша х.т.б. сериялар табылады. Бас серия "хәқыйқый" триплеттерден, яғный үш сызыққа ийе группалардан тұрады:

$$\nu = 1 \ ^3S_1 - n \ ^3P_0, \nu = 1 \ ^3S_1 - n \ ^3P_1, \nu = 1 \ ^3S_1 - n \ ^3P_2.$$

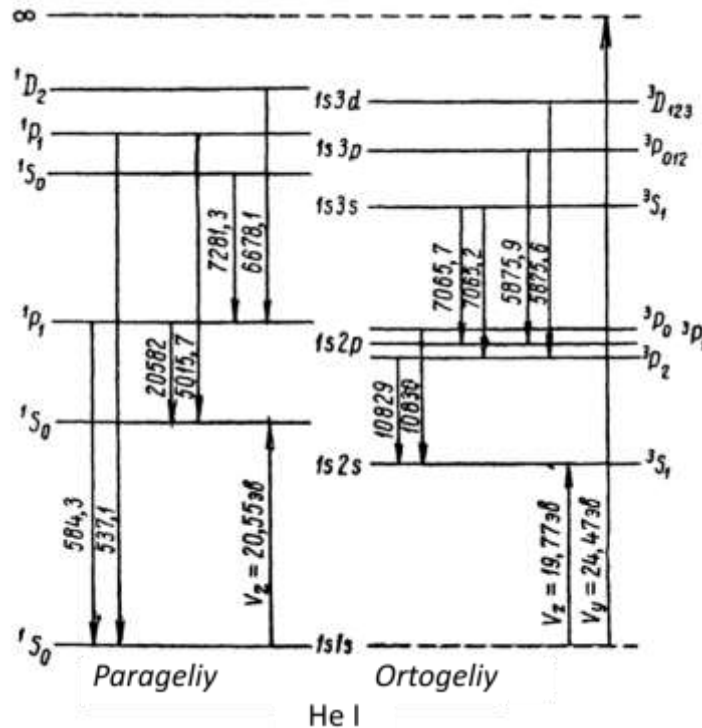
n ниң өсиі менен триплеттердің құраушыларының арасындағы қашықтық киширейеди⁴⁰.

Екинши қосымша серияның сызықтары да үш сызықтан тұратуғын группалар пайда етеди:

$$\nu = 2^3P_0 - n^3S_1, \nu = 2^3P_1 - n^3S_1, \nu = 2^3P_2 - n^3S_1.$$

Серия арқалы өткенде бұл триплеттердің кеңлиги өзгериссиз қалады. $n \rightarrow \infty$ шегінде триплеттің құраушыларының хәр бири өзинің меншикли шегине умтылады; бұл шеклердің орынлары термлердің санлы мәніслери 2^3P_0 , 2^3P_1 , 2^3P_2 лер менен бериледи.

Үшлик $^3G_2$ қәддиден үшлик $^3P_1$ қәддиге өткенде пайда болатуғын биринши қосымша серияның сызықтары алты құраушыдан тұрады.



341-сүррет. Гелийдің қәддилеринің схемасы.

Солай етип, триплеттик термлердің арасында өтиўлерде пайда болатуғын серияларда таллаў тек бас хәм екинши қосымша сериялар ушын сызықлардың сыртқы түри "триплеттик спектр" атамасын ақлайды, басқа сериялардың сызықтары алты сызықтан тұратуғын құрамалы группаларды пайда етеди. Тек термлер ғана триплеттик болып табылады.

341-сүрrette гелийдің қәддилеринің хәм айырым спектраллық сызықлардың пайда болуы схемасы көрсетилген. Гелийде триплеттик сызықлардың ажыралыўы жүдә киши.

Гелийдің ең терең халы $1s1s^1S_0$ жеке-жағыз халы болып табылады. Гелий атомы қозбаған халда (нормаль халда) ұсы халда жайласады.

$1s2s^3S_1$ халы келеси хал болып табылады. Оған әдеўир жоқарыда жайласқан қәдди сәйкес келеди. Гелий атомын $1s1s^1S_0$ халдан $1s2s^3S_1$ халына өткеріў ушын 19,77 эВ жұмыс ислеў керек. XXIII кесте бойынша $1s1s^3S_1$ халының жүзеге келиўи мүмкин болса да, бұл хал жүзеге келмейди. Биз төменде бұл жағдайдың атомлардың теориясы ушын үлкен әхмийетке ийе екенлигин көремиз.

Триплеттик хәм жеке-жалғыз қәддилердің арасындағы өтиўлер бақланбайды. Солай етип, гелий атомының $1s2s^3S_1$ халынан қандай да бир тереңирек халға өтиўиниң өзинен-өзи жүриўи мүмкин емес. Тереңирек халға өтиў болмайтуғын халды *метастабиллик* хал деп атайды.

341-сүрrette гелийдің және бир метастабилли халға ийе болатуғынлығы көринип тұр. Атап айтқанда бұл хал $1s2s^3S_0$ халы болып табылады. Бұл халдан нормаль халға өтиў L квант саны ушын арналған сайлап алыў қағыйдасы бойынша қадаған етилген. Бұл екинши метастабиллик халға 20,55

⁴⁰ Бұл жерде де, буннан кейинги сериаллық белгилеўлерде символлардың алдындағы бас квант санлары 1, 2 х.т.б. мәніслери шәртли характерге ийе. Тек гелий хәм оған ұсаған ионлер ушын ең төменги $^1S_0$ терми $1s1s$ электронлық конфигурациясына сәйкес келеди.

В шамасындағы қоздырыу потенциалы сәйкес келеді. Атомды метастабиллік халдан шығарыуға болады. Оның үшін оны қандай да бір сыртқы тәсирде, мысалы электрон менен соққылаудың нәтижесінде, жоқарыдағы метастабиллік емес халлардың бирине өткеріу керек. Усының менен бирге, атом нормаль халға басқа атом менен соқлығысыудың нәтижесінде оған қоздырыу энергиясын тиккелей беріудің салдарынан өтіуі мүмкін. Бир атомнан екінші атомға энергияның тиккелей өтіуі орын алатуғын ұсындай соқлығысыуларды *екінші әулад урылыулары* деп аталады.

Гелийдеги нормаль қаддиниң жүдә төменде жайласатуғынлығының оның $1s1s\ ^3S_0 - 1s2s\ ^3P_1$ резонанслық сызығының алыстағы ультрафиолет областта жататуғынлығын түсіндіреді; оның толқын ұзындығы $\lambda = 584,328\ \text{\AA}$.

Гелийдің серияларының ұсындай алыста жатыуы оның қысқа толқынлардағы үлкен мөлдірлігі түсіндіріледі.

Гелий хәм оған ұқсас болған ионлардан басқа жеке-жалғызлар хәм триплетлердің схемасына силтили жер элементлерінің спектрлері, цинктің, кадмийдің хәм олар менен ұқсас болған ионлар да киреді.

§ 350. Менделеевтің дәуірлік системасы. Д.И.Менделеевтің 1869-жылы элементлердің химиялық хәм физикалық қасиетлерін терең үйрениудің нәтижесінде өзінің элементлер системасын дөреткени белгили Егер элементлерді атомлық салмағы бойынша жайластырса (үлкен болмаған аұысыулар менен), онда олардың физикалық хәм химиялық қасиетлерінің дәуірлі түрде қайталанатуғынлығын көрсетті. Хәзирги ұақытлары биз Менделеев кестесіндеги элементлердің атомлық салмағы бойынша емес, ал зарядлық саны Z бойынша жайласатуғынлығын билемиз. Бирақ бул еки тәртип бир бири менен дерлік толық сәйкес келеді.

Менделеев тәрөпинен ашылған дәуірлілік құрамалы характерге ийе. 342-сүүретте Менделеевтің дәуірлік системасы әдетте химия күрсында берилетуғындай тәртіпте бизің мақсетлеримиз үшін қолайлы түрде берілген⁴¹. Бир дәуірге киретуғын элементлер кестеде бир қатарға жазылған. Бир бирине ұқсас болған элементлер сызықлар менен тұтастырылған. Көринип тұрғанындай, бирінші дәуір тек еки элементке - водород пенен гелийге, екінші хәм үшінші дәуірлер 8 элементке, төртінші хәм бесінші дәуірлер 18 элементке хәм алтыншы дәуір 32 элементке ийе. Соңғы дәуірдің 92-элементте - уранда тамам болатуғынлығы үзилетуғынлығы тәбиййи. Хәзирги ұақытлары зарядлық санлары $Z = 93, 94, 95, 96, 97, 98, 99, 100$ хәм 101 (381-параграфқа қараңыз) шамаларына тең жасалма түрде және 9 "трансуран" элементлері алынды⁴².

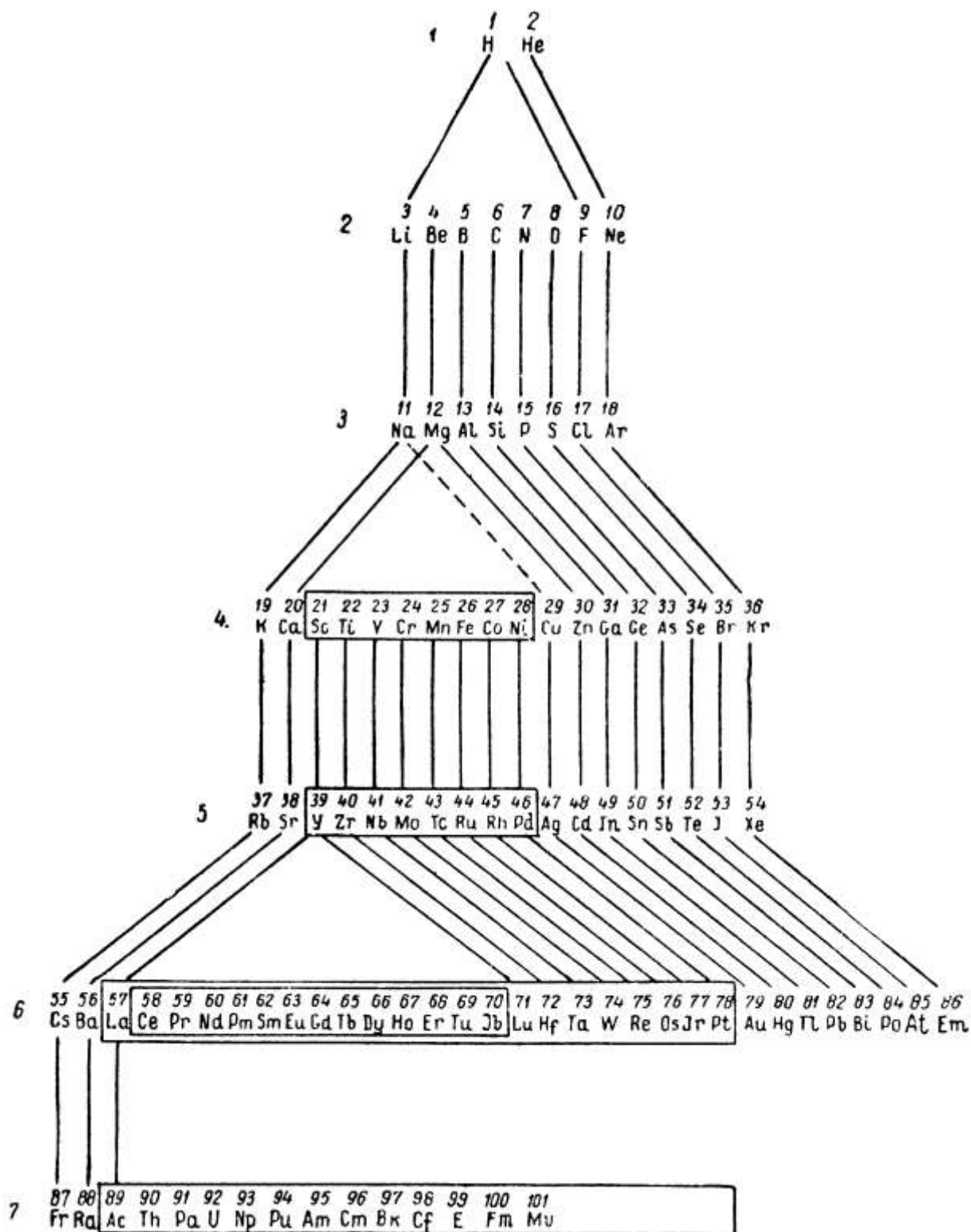
Менделеев системасының бир бағанасына киретуғын атомлардың қасиетлерінің ұқсаслығы олардың атомлық спектрлеріне де тарқатылады. Бизлер барлық силтили металлардың бир бирине ұқсас болған спектрлерге ийе болатуғынлығын көрсеттик; барлық силтили жер элементлерінің х.т.б. спектрлері де бир бирине ұқсас. Менделеев кестесінің хәр бир дәуіри бойлап қозғалғанда кем-кемнен құрамалы болған спектрлер алынады.

Бор бойынша элементлердің қасиетлеріндеги дәуірлік электронлардың белгили болған қатламларда ямаса қабықларда жайласыуы менен түсіндіріледі.

⁴¹ Стабилли изотопларға ийе болмайтуғын $Z = 43, 85$ хәм 87 элементлері хәзирги ұақытлардағы әдебиатларда технеций (Tc), астатин (At) хәм франций (Fr) деп аталады. Олардың барлығы Менделеев тәрөпинен болжап айтылды хәм оларға ол мынадай атамаларды берди: экамарганец (Emn), экаиод (Ei) хәм экацезий (ECs).

⁴² Хәзирги ұақытлары (2022-жыл) 118 химиялық элемент белгили. Олардың ең ақырғысы болған 118-элемент оганесон деп аталады. Сонлықтан "трансуран" элементлердің саны 26 ға жетти (Аұдарыұшылар).

Бир қабықтың құрамына киретуғын барлық электронлар бирдей бас квант санына ийе болады. Менделеев кестесинің хәр бир дәйіри электронлар менен жаңа қабықты толтырыу менен басланады. Элементлердің физикалық-химиялық қасиетлери олардың ең сыртқы валентли электронларының саны хәм жайласыулары бойынша анықланады. Сонлықтан, жаңа қабықлардың дәйірли түрдеги толтырылыуы атомлардың қасиетлеринің дәйірлигине алып келеди.



342-сүүрет. Д.И.Менделеевтің дәйірлик системасы.

Солай етип, Менделеев тәрәпинен ашылған *элементлердің қасиетлерінің дәйірлиги атомлардығы электронлардың жайласуындағы дәйірликти сәулелендіреді*. Бұл гипотеза оптикалық хәм рентген спектрлерінің ашылуы менен тастыйықланады.

Менделеевтің кестеси менен атомлардың ишіндеги электронлардың қатлам бойынша тарқалуының арасындағы байланысты толық орнатыу үшін анау ямаса мынау қабықта жайласа алатуғын электронлардың максималлық санын анықлау керек болады. Бұл мәселе Паули принципі деп аталатуғын принциптің жәрдеминде шешиледі. Бұл принцип биринши рет спектраллық термлерді таллаудың нәтижесінде келип шықты, ал кейин квантлық механиканың улыұмалық көз-қарасларының тийкарында тастыйықланды. 349-параграфта биз гелийдеги мүмкин болған еки терең $1s1s\ ^1S_0$ хәм $1s1s\ ^3S_1$ халлардың хақықатында тек жеке-жалғыз $1s1s\ ^1S_0$ халының жүзеге келетуғынлығын атап өттік. Триплеттик $1s1s\ ^3S_0$ халы жүзеге келмейді. Еки хәм оннан да көп санлы атомларға ийе басқа атомларда да формаллық жақтан пайда болуы мүмкин халлардың бир бөлими пайда болмауы болып шықты. Паули, *егер атомда бирдей квант санлары менен тәрийипленетуғын еки хәм оннан да көп санлы электронларды болмайды деп есапланса, онда бул факттың түсіндирилиуінің мүмкин екенлигин* көрсетті.

349-параграфта биз атомдағы электронның n, l хәм j квант санлары менен тәрийипленетуғынлығын атап өттік. n ниң бас квант саны екенлигин хәм оның электронның орбиталарының өлшемлерин (Бор моделинде эллипс тәризли орбитаның үлкен ярым көшерин) анықлауының еске түсиремиз. $l = 0, 1, 2, \dots (n - 1)$ - электронның орбиталық моменти $\mathbf{p}_l$ ди анықлауының қосымша квант саны хәм $j = \left| l \pm \frac{1}{2} \right|$ - электронның толық моменти $\mathbf{p}_j$ ди анықлауының квант саны. Усының менен бирге, артықмаш бағытқа салыстырғандағы $\mathbf{p}_j$ диң мүмкин болған хәр қыйлы ориентацияларын итибарға алуы керек⁴³.

Бұл ориентациялар $\mathbf{p}_j$ моментиниң артықмаш бағытқа түсірилген мүмкин болған проекциялары менен анықланады. Олардың мәніси мыналарға тең:

$$p_{iz} = m_j \hbar. \quad (1)$$

Бұл теңликте $m_j = \pm j, \pm(j - 1), \dots, 0$.

Паули принципі бойынша атомдағы электронның характеристикасы үшін n, l, j, m_j квант санларының барлық төртеуі де қабыл етиледі. Бундай жағдайда биротала мынаған ийе боламыз: *атомда n, l, j, m_j квант санларының төртеуі де бирдей болған бир неше электронлар бола алмайды*.

Ең дәслепп Паули принципиниң гелийдеги $1s1s\ ^1S_1$ халының жоқ екенлигин түсіндиретуғынын көрсетеміз. $1s$ хәм $1s$ электронлардың екеуі де бирдей болған $n_1 = n_2 = 1, l_1 = l_2 = 0, j_1 = j_2 = 1/2$ квант санларына ийе болады. Демек, олар бир биринен төртінши m_{j1} хәм m_{j2} квант саны бойынша айрылуы керек. Бұл квант санларының хәр бири тек $\pm \frac{1}{2}$ мәніслерин қабыл ете алатуғын болғанлықтан, Паули принципі бойынша m_j диң бири $+\frac{1}{2}$, ал екіншиси $-\frac{1}{2}$ ге тең болған халлардың болуы мүмкин. Бирақ, бұл жағдайда $\mathbf{p}_{j1}$ хәм $\mathbf{p}_{j2}$ моментлериниң бағыттары бир бирине салыстырғанда қарама-қарсы болады хәм қосынды момент $\mathbf{P}_j$ нолге тең болады хәм ұсындай жағдайға атомның $^1S_0$ халының жеке-жалғыз болуы сәйкес келеді ($J = 0$). $^3S_0$ халының пайда болуы да мүмкин емес, себеби оның пайда болуы үшін $\mathbf{p}_{j1}$ хәм $\mathbf{p}_{j2}$ моментлериниң бағыттары

⁴³ Биз "артықмаш" бағыт қақында гәп еткенимизде әдетте сырттан түсірилген майданның бағытын нәзерде тұтамыз (Аударушылар).

бир бирине параллель болыуы хәм $m_{j1} = m_{j2}$ теңлигиниң орынланыуы керек, ал бул жағдай Паули принципине қайшы келеди.

Енди, Паули принципнен келип шыққан ҳалда

- а) n, l, j квант санлары
- б) n, l квант санлары хәм
- с) n квант санлары

бирдей болған атомлардағы электронлардың санларын есаплаймыз. Мыналарға ийе боламыз:

а) (1) бойынша m_j квант саны хәм қыйлы болған $2j + 1$ мәниске ийе болатуғын болғанлықтан, онда n, l, j квант санларының бирдей үшлигине ийе электронлардың максималлық саны $2j + 1$ ге тең болады;

б) берилген l квант санында j квант саны еки $j = \left| l \pm \frac{1}{2} \right|$ мәнислерине ийе болатуғынын есапқа алсақ, онда бирдей болған n, l квант санларына ийе электронлардың саны (бундай электронларды *эквивалент* электронлар деп атайды) $2(2l + 1)$ ге тең;

с) берилген n квант санында l квант саны $0, 1, 2, \dots, (n - 1)$ мәнислерине ийе болыуы мүмкин, сонлықтан бирдей n квант санына ийе болған электронлардың ең үлкен саны Z_n мынадай сумма арқалы аңғартылады:

$$Z_n = \sum_{l=0}^{n-1} 2(2l + 1). \quad (2)$$

Егер бул сумманың биринши ағзасы 2 ге, ал ең соңғы ағзасы $2(2n - 1)$ шамасына тең арифметикалық прогрессияның n ағзасының суммасы екенлигин есапқа алсақ, онда бул сумманың мәнисин аңсат есаплайға болады. Буннан мынаған ийе боламыз:

$$Z_n = \frac{2 + 2(2n - 1)}{2} n = 2n^2.$$

Солай етип, биз бас квант саны n ге тең болған электронлардың санының $2n^2$ шамасынан үлкен бола алмайтуғынлығын аламыз.

XXIV кесте атомдағы бирдей n квант санына ийе болған электронлардың мүмкин болған максималлық сыны болған Z_n шамасын хәм олардың l квант саны бойынша тарқалыуын береді (6 пунктте берилген жағдай).

XXIV кесте.

$n \backslash l$	0	1	2	3	4	Z_n
	s	p	d	f	g	
1	2	-	-	-	-	2
2	2	6	-	-	-	8
3	2	6	10	-	-	18
4	2	6	10	14	-	32
5	2	6	10	14	18	50

XXIV кестеден бир квантлық қабықтағы ($n = 1$) электронлардың максималлық санының 2 ге, еки квантлық қабықтағы ($n = 2$) электронлардың максималлық санының 8 ге тең екенлиги; үш квантлы хәм төрт квантлы қабықларда сәйкес 18 хәм 32 электронның жайласа алатуғынлығы көринип тур: Менделеев кестесиниң дәйірлери 2, 8, 18 хәм 32 элементке ийе. Усы жағдайға байланысly Менделеев кестесинде неликтен 8 хәм 18 элементлердиң дәйірлериниң еки рет ұшырасатуғынлығын анықлау қалады. Бул мына жағдай менен түсиндириледі: XXIV кесте қабықтағы электронлардың мүмкин болған максималлық санын ғана көрсетеді, ал атомдағы ең соңғы электрон ең киши энергия сәйкес келетуғын ҳалда

жайласады (мүмкін болған барлық халлардың ишіндегі). Энергияның мәнісі болса тек бас квант саны n нің мәнісі бойынша ғана емес, ал қосымша квант саны l ден де ғарезли. Сонлықтан қаддилердің энергиялық тәртіби қабықлардағы мүмкін болған орынлардың тәртібіне сәйкес келмеуі мүмкін. Атомлық спектрлерді, әсіресе изоэлектронлық қатарлардың спектрлерін үйрениу электронлық қабықтардың құрылысын майда-шүйдесіне шекем қалдырмай айқыналастыруға хәм ұсындай жоллар менен Менделеевтің дәуірлік нызамының физикалық мәнісін биротала түсиниуге мүмкіншилик береді.

§ 351. Электронлық қабықтардың толтырылыуы. Менделеев кестесінің биринші дәуірінде тек еки элемент бар (H, He). Бұл бир квантлық қабықтағы электронлардың мүмкін болған санына сәйкес келеді. Литийден баслап екинші дәуір жүреді. Еки квантлық қабықтың электронлар менен толыу барысын қадағалау үшін литийдің хәм оған ұқсас болған ионларды қараймыз. Литийдің спектрінің әпиұайы характери оның үш электронының екеуі ядроға жақын жайласады, ал үшінші электрон болса алысырақ болған орбитада қозғалады хәм бұл орбита бас квант саны n нің үлкен мәнісіне сәйкес келеді деп есаплауға мәжбүрлейді. Бундай жағдайда "ишки" электронның екеуі де $n = 1$, ал үшіншісі нормаль халда $n = 2$ шамасына тең бас квант санына ийе болады. Li I, Be II, B II, C IV, ... спектрлерін үйрениу бұл болжауды тастыйықлайды. Be II, B II, C IV ионларының спектрлери Li I диң спектрине салыстырғанда олардың ядроларының зарядының үлкен болыуының себебинен ультрафиолет областқа қарай жылжыған. Олардың литийдің спектри менен толық ұқсаслығы ұсы ионлардың хәр биринің барлық үш электронларының нейтраль болған литий атомындағы электронлардай болып жайласқанлығын көрсетеді.

Водород хәм оған ұқсас болған ионлар үшін толқын санларында аңғартылған термлер мынадай түрге ийе болады:

$$T = \frac{RZ^2}{n^2}. \quad (1)$$

Бұл теңлікте Z - зарядлық сан.

Силтили металларда биз сыртқы электронның орбитасының алған тәсірін бас квант саны n нің орнына эффективлик квант саны n^* ди киргизиу жолы менен есапка алдық. Сонлықтан, Li I диң хәм оған ұқсас болған Be II, B III, C IV, ... лердің термлери мынадай формуланың жәрдемінде берилиуі керек:

$$T = \frac{R(Z - 2)^2}{n^{*2}}. \quad (1a)$$

(Li де $Z = 3$, сонлықтан (1a) формула 347-параграфтағы (1)-формулаға сәйкес келеді).

Бирақ (1)-формулаға анығырақ физикалық мәніске ийе болған басқа дүзетиуди киргизиу жолы менен басқашарақ жол менен де жүриуге болады. Атап айтқанда, электрон ядроның басқа электронлар тәрәпинен майстырылған майданында қозғалатуғын болғанлықтан, дүзетиуди ядроның зарядына киргизиу керек. Бундай жағдайда оның хақыйқый $+Ze$ зарядының орнына

$$Z_{eff}e = +(Z - a)e$$

эффективлик зарядын киргизиу керек болады. Бұл теңлікте a арқалы экранлау шамасы деген атамаға ийе базы бир дүзетиу белгиленген. Бундай жағдайда термлер мынадай түрге ийе болады:

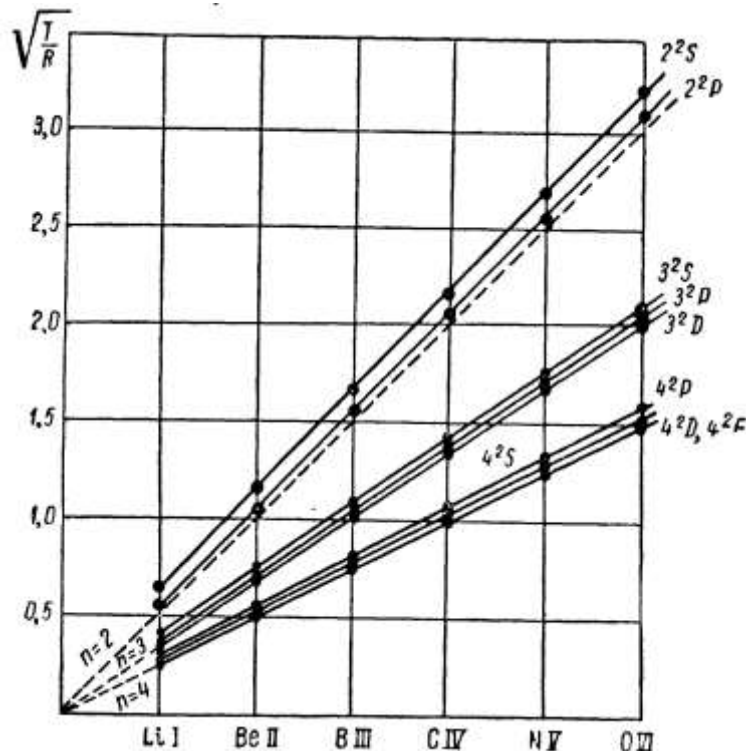
$$T = \frac{R}{n^2}(Z - a)^2. \quad (2)$$

Бұл теңліктеги n - хақыйқый квант саны. Изоэлектронлық қатарлардың термлерін салыстыруи изоэлектронлық қатардың термлери үшін a шамасының шама менен турақлы болып қалатуғынлығын көрсетеді.

(2)-қатнасқа 343-параграфтағы Мозли формуласына ұқсас болған мынадай түрді бериўге болады:

$$\sqrt{\frac{T}{R}} = \frac{1}{n}(Z - a). \quad (3)$$

Термлердің сан мәнісінинң квадрат түбири зарядлық сан Z тен сызықлы ғәрезли. $\sqrt{T/R}$ диң Z тен графикалық ғәрезлигин құрсақ, онда қыялығын бас квант саны n ниң мәнісінен ғәрезли болған тўўрыны аламыз. Бул графикте ұсы тўўрының ордината көшери менен кесилисйў ноқаты экранлаўдың шамасы a ны береді. Солай етип, (3)-қатнас бас квант саны n ниң мәнісін тиккелей анықлаўға мүмкиншилик береді.



343-сўўрет. Изоэлектронлық Li I, Be II, B III, ... қатары ушын Мозли графиклери.

343-сўўретте изоэлектронлық Li I, Be II, B III, ... қатарының S-, P-, D- хәм F- термлери ушын $\sqrt{T/R}$ шамасының Z тен ғәрезлиги берилген. Пунктир сызықлар водородлық

$$\sqrt{\frac{T}{R}} = \frac{Z}{2}, \quad \sqrt{\frac{T}{R}} = \frac{Z}{3}$$

хәм

$$\sqrt{\frac{T}{R}} = \frac{Z}{4}$$

термлерге тийисли.

Көринип тұрғанындай, термлердің үш группасының барлығы ушын Z тен ғәрезлик тўўры сызық пенен аңғартылады, буннан биз a дүзетиўиниң тұрақлы болатуғынлығын көремиз. Биринши группаның S хәм P термлерине тийисли болған тўўрылар $\sqrt{T/R} = Z/2$ тўўрысына, екинши группаның D термине сәйкес келетуғын тўўры $\sqrt{T/R} = Z/3$ тўўрысына, ал үшінши группаның F термине сәйкес келетуғын тўўры $\sqrt{T/R} = Z/4$ тўўрысына параллель. Буннан мынадай жағдайға тиккелей ийе боламыз: литийдің хәм оған ұқсас

болған ионлардың ең тереңдегі S хәм P халларының бас квант санлары $n = 2$ ге тең; ең терең D халының бас квант саны $n = 3$, ал ең терең F халы үшін $n = 4$. Буннан гелий атомларындағы валентли электрон үшін мүмкин болған халлар 2s, 2p, 3s, 3p, 3d х.т.б. халлар болып табылады. 2s халға ең тереңде жайласқан қәдди сәйкес келеди; нормаль валентли электрон ұсы қәддиде жайласады. Солай етип, литийден баслап еки квантлы қабықтың толтырылыуы басланатуғынлығы тиккелей тастыйықланады хәм ұсының менен бирге Менделеев кестесіндегі жаңа дәуір басланады.

Литийден кейінгі элементлердің спектрлерін таллау оларда еки квантлық қабықтың тең өлшеулі толтырылыуының басланатуғынлығын көрсетеди. Бул толтырылыу неонда тамам болады ($Z = 10$). Еки квантлық қабықта орын қалмайды - бул қабық жабық қабыққа айналады деп айтады. Неонның еки квантлық қабығының жабық екенлигі оның химиялық жақтан актив емес хәм оның бир квантлық қабығы толған гелий менен ұқсаслығын түсіндіреді.

Натрийдың он бирінші электроны еки квантлық қабықта орын таппайды хәм үш квантлық қабықты толтыра баслайды. Ұсының нәтижесінде натрийдан баслап Менделеев кестесінің жаңа (үшінші) дәуірі басланады. Натрийдә жабық қабықтың сыртында бир валентлик электронның болыуы оның физикалық хәм химиялық қасиетлерінің литийдің қасиеттері менен ұқсаслығын тәміинлейді. Натрийдің валентли электронларының үш квантлы қабықта жайласыуы натрий хәм оған ұсаған ионлардың (Mg II, Al III х.т.б.) ең терең болған S-, P-, D-термлері үшін Мозлидің графиклерін үйрениуде тастыйықланады. Бул термлерге сәйкес келетуғын түүрылар $\sqrt{T/R} = Z/3$ түүрысына параллель, буннан ұсы термлердің барлығының хақықатында да бас квант санының $n = 3$ мәнісінә сәйкес келетуғынлығы келип шығады.

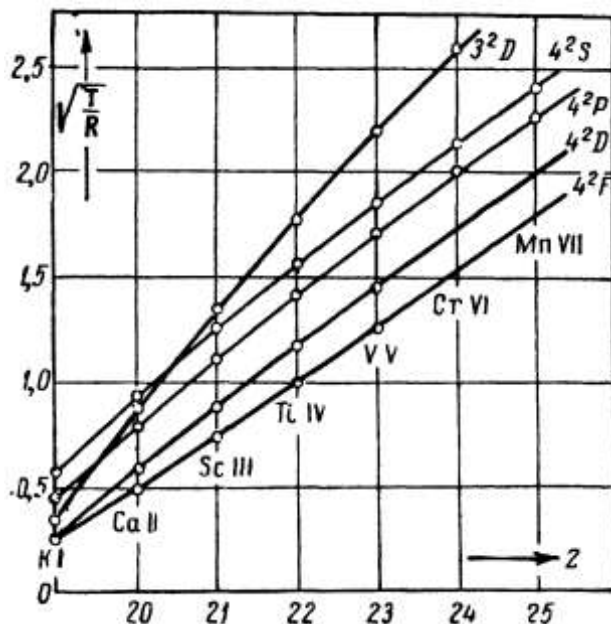
Натрийден кейінгі элементлерде үш квантлы қабықтың s хәм p халларының избе-из толтырылыуы басланады. Аргонда ($Z = 18$) сегіз үш квантлы электрон симметриялы группаны пайда етеди хәм оның физикалық хәм химиялық қасиеттері бойынша неон менен ұқсаслығын тәміинлейді. Ұсының менен элементлердің үшінші дәуірі айрылып тұрады (Na ден Ar ға шекем). Бул жағдайда ол екінші дәуір сыяқлы сегіз элементке ийе. Он тоғызыншы элемент (калий) силтили металларға ұқсас хәм ол төртінші дәуірді баслайды.

Бирақ, аргон атомындағы сегіз электрон үш квантлы қабықтың мүмкин болған барлық орынларын толтырмайды. Себеби, бул қабықта XXIV кестеде келтирилген мағлыұматларға сәйкес 18 электронның жайласыуы мүмкин. Аргонда үш квантлы қабықта 3d-электронлардың 10 данасы үшін орын қалады. Ұсындай жағдайға қарамастан, калийдегі 19-электрон оның спектрі менен оған ұқсас болған ионлардың спектрлері бойынша нормаль түрде 3d халында жайласпайды. Бул жердегі электронлар менен толтырылыу тәртібі XXIV кесте тәрәпинен анықланатуғын тәртіпке бирінші рет сәйкес келмейді. 4s орбитасы (күшли созылған сиңетуғын эллипс) 3d (дөңгелек) орбитасына қарағанда көбирек тәсирленген хәм энергиясы бойынша тереңирек болады. Ұсының нәтижесінде калийдің 19-электроны 4s халда нормаль (тийкарғы) халда тұрады. Бул калий менен натрийдің хәм Менделеев кестесінің жаңа төртінші дәуірінің ұқсаслығын тәміинлейді.

Бирақ, калийдегі үш квантлық қабықтың жабық болмауы буннан кейінгі элементлердегі жағдайларға тәсир етеди. 344-сүүретте изоэлектронлық K I, Ca II, Sc III, Ti IV, ... қатары үшін $4s^2S$, $4p^2P$, $3d^2D$, $4d^2D$ хәм $4f^2F$ термлері үшін Мозли графиклері келтирилген. Көринип тұрғанындай, $3d^2D$ термине сәйкес келетуғын түүры $4s^2S$ түүрысын кесип өтеди. Буннан K I менен Ca II дің ең терең нормаль термінің $4s^2S$ терми екенлигі, ал Sc III үшін $3d^2D$ терми екенлигі келип шығады. Буннан өз гезегінде Sc III тиң 19-электронының нормаль жағдайда 4s халда емес, ал калийдегі сыяқлы 3d халда

жайласады. Тап ұсындай жоллар менен, келеси ионда (Ti IV) тек 19-электрон ғана емес, ал 20-электронның да 3d халда тұратуғынлығын табыуға болады. Калий тәрәпинен бұзылған қабықтардың толық тәртіби бұл жерде қайтадан тикленеди.

XXIV кестениң мағлыұматлары бойынша 3d халларды толтыру үшін 10 электрон талап етиледі. Усы 3d халлардың барлығы биринши рет мыста толтырылған; ұсының менен бирге мыста барлық үш квантлық қабық жабық болып табылады; мыстың 29-электроны 4s халда тұрады хәм бұл жағдай оның силтили металлар менен ұқсаслығын пайда етеді. Солай етип, тек мыстан баслап төрт квантлық қабықтың "нормаль" түрдеги толтырылыуы басланады. Үш квантлық қабық толтырылатуғын скандийден никелге шекемги сегиз элемент Менделеевтиң дәуирлик системасында рамка менен айырып көрсетилген айрықша группаны пайда етеді (342-сүұрет). Буннан кейин мыстан криптонға шекем 4s- пенен 4p-халлардың "нормаль" түрдеги толтырылыуы жүреді. Төрт квантлық қабықта сегиз электроны бар криптон ең жоқары электронлық қабығында сегиз электронға ийе болған Ne менен Ar ға ұқсас. Ұсының салдарынан криптон менен барлығы болып 18 элементке ийе (K ден Kr ға шекемги) төртинши дәуир тамам болады.



344-сүұрет.
Изоэлектронлық K I, Ca II, Sc III, ... қатары
ұшын Мозли графиги.

Криптоннан кейинги 37-элементтен (рубидийден) баслап төрт квантлық қабықта еле 24 орын "бос" болып қалатуғын болса да (4d-халларда 10 орын хәм 4f-халларды 14 орын), бес квантлық қабықтың толтырылыуы басланады. Бұл жағдайда да, калийде орын алған жағдайдағыдай, күшли созылған 5s орбитаға сәйкес келетуғын хал толтырылмаған төрт квантлық халлардан тереңде жайласады. Төрт квантлық қабықты ақырына шекем толтыру иттрийден ($Z = 39$) басланады, ұсы иттрийден кейин қайтадан d-халлар толтырылатуғын элементлердің группасы жүреді. 4f-халлар 58-элементке (церий) шекем толтырылмаған болып қалады. Церийден баслап ұсы қабық толтырыла бастайды. 4f-қабықтың толтырылыуы өзиниң ишине сийрек жер элементлери деп аталатуғын 14 элементти өзиниң ишине алады Сийрек жер элементлери өзлериниң физикалық-химиялық қасиетлери бойынша бир бирине жүдә ұқсас хәм өзлериниң алдындағы элементлердің арасында оларға ұқсас болған элементлер жоқ⁴⁴. 5f қабығы толатуғын элементлердің ұсындай группасы торийдан ($Z = 90$) басланады.

⁴⁴ Яғный аналоглары жоқ деп айтамыз (Аұдарыұшылар).

XXV кесте.

Дәйір	Z	Элемент	Қабықтар						
			K 1s	L 2s 2p	M 3s 3p 3d	N 4s 4p 4d 4f	O 5s 5p 5d 5f	P 6s 6p 6d	Q 7s
I	1	H	1						
	2	He	2						
II	3	Li	2	1					
	4-9	Be-F				2s хәм 2p қабықтарының толтырылуы			
	10	Ne	2	2 6					
III	11	Na	2	2 6	1				
	12-17	Mg-Cl				3s хәм 3p қабықтарының толтырылуы			
	18	Ar	2	2 6	2 6				
IV	19	K	2	2 6	2 6 -	1			
	20	Ca	2	2 6	2 6 -	2			
	21	Sc	2	2 6	2 6 1	2			
	22-28	Ti-Ni				3d қабығының толтырылуы			
	29	Cu	2	2 6	2 6 10	1			
	30-35	Zn-Br				4s хәм 4p қабықтарының толтырылуы			
	36	Kr	2	2 6	2 6 10	2 6			

V	37	Rb	2	2 6	2 6 10	2 6 - -	1	
	38	Sr	2	2 6	2 6 10	2 6 - -	2	
	39	Y	2	2 6	2 6 10	2 6 1 -	2	
	40-46	Zr-Pd				4d қабығының толтырылуы		
VI	47	Ag	2	2 6	2 6 10	2 6 10 -	1	
	48-53	Cd-J				5s хәм 5p қабықтарының толтырылуы		
	54	Xe	2	2 6	2 6 10	2 6 10 -	2 6	
	55	Cs	2	2 6	2 6 10	2 6 10 -	2 6 - -	1
	56	Ba	2	2 6	2 6 10	2 6 10 -	2 6 - -	2
	57	La	2	2 6	2 6 10	2 6 10 -	2 6 1 -	2
	58	Ce	2	2 6	2 6 10	2 6 10 1	2 6 1 -	2
	59-71	Pr-Lu				4f қабығының толтырылуы		
	72	Hf	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 2 -	2
	73-78	Ta-Pt				5d қабығының толтырылуы		
	79	Au	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 -	1
	80-85	Hg-At				6s хәм 6p қабықтарының толтырылуы		
VII	86	Em	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 -	2 6
	87	Fr	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 -	2
	88	Ra	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 -	2
	89	Ac	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 -	2
	90	Th	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 1	2 6 1
	91-	Pa-	2	2 6		5f қабығының толтырылуы		

XXV кестеде электронлар менен қабықларды толтырыудың схемасы берілген. Бул схема Менделеевтің системасының дәуірлері менен салыстырылған. Бул XXV кестеден хәр бир дәуірдің (бириншисинен басқа) бир валентли электроны бар силтили металдан басланатуғынлығы хәм жабық қабықты пайда ететуғын сегиз валентли электроны бар инерт газ бенен тамам болатуғынлығы көринип тұр. s- хәм р-халлар нормаль түрде толатуғын екінши хәм үшінши дәуірлердің хәр қайсысы, ұсыған сәйкес 8 элементке ийе болады. d-қабығы толатуғын элементлердің группасы даўам ететуғын төртінши хәм бесінши дәуірлердің хәр қайсысы 18 элементке ийе. Ең ақырында, ең соңғы толған дәуір - алтыншы дәуір f-қабығы кем-кемнен толтырылатуғын 32 элементке ийе. Солай етип, Менделеев тәрәпинен ашылған құрамалы дәуірлик белгили болған квант санлары менен тәрийипленетуғын электронлардың группалар бойынша жайласулары бойынша түсиндириледі.

§ 352. Рентген спектрлері. Рентген спектрлерінің еки түрі бар: тутас хәм сызықлы. Тутас спектр электронлар тәрәпинен олардың антикатодқа келип урылыуының салдарынан тормозланыуының салдарынан нурланады (332-параграф). Сызықлы спектр болса оптикалық сызықлы спектрлер сыяқлы айырым кескин түрдеги спектраллық сызықлардан тұрады. Тутас спектрдің характери антикатодтың материалынан ғәрезли емес. Сызықлы спектрлердің структурасы антикатодтың материалынан ғәрезли. *Хәр бир элемент өзине тән болған сызықлы рентген спектрге ийе болады.* Сызықлы рентген спектрлері былайынша пайда болады: дәстениң электронларының айырымлары урылыудың салдарынан антикатодтың атомларына энергиясын береді. Антикатодтың қозған атомлары нормаль халға қайтқанда жийилиги $\nu = \frac{W_2 - W_1}{h}$ шамасына тең нурды шығарады. Бул теңликте W_2 - қозған атомның, ал W_1 - оның тереңдеги халларының биринің энергиясы.

Рентген нурлары киши толқын ұзынлығына (шама менен 1 Å) хәм соған сәйкес үлкен ν жийиликке ийе болады. Сонлықтан рентген сызықлары атомлардың бир биринен үлкен айырмаға ийе энергиялар W ға ийе болған халларының арасындағы өтиўлердің есабынан пайда болады. Ал, аўыр атомлардағы үлкен энергияға ишки электронлар ийе болады. Хақыйқатында да, барлық ишки қабықлары жабық болған үлкен зарядлық сан Z ке ийе болған қандай да бир атомды қараймыз. Ишки қабықлардың биринде жайласқан қандай да бир электронға сыртқы электронлар әззи тәсир етеди, себеби симметриялы түрде жайласулардың салдарынан айырым электронлардың тәсирлері бир бирин компенсациялайды. Сонлықтан ишки электронлар тийкарынан заряды $+Ze$ болған ядроның хәм ядроға жақын жайласқан электронлардың тәсиринде болады. Демек, олардың энергиясы мынаған тең болады:

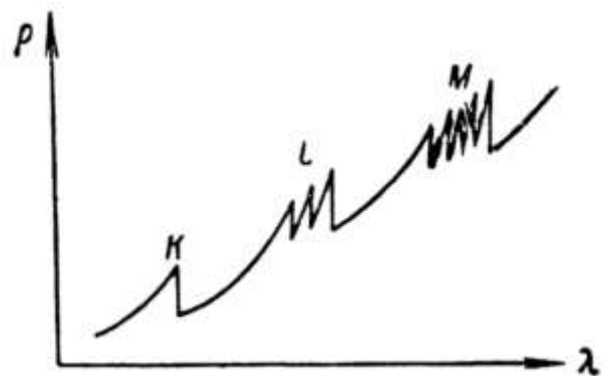
$$W = -\frac{Rhc}{n^2}(Z - a)^2. \quad (1)$$

Бул формулада n - бас квант саны (ең ишки электронлар үшін $n = 1$), ал a болса тереңиректе жайласқан электронлардың хәм басқа электронлардың тәсиринің болыуы менен байланысly болған дүзетиў, оның шамасы Z тен киши. Аўар атомлар үшін Z үлкен хәм энергия W сан мәніси бойынша үлкен. Қоңсылас халлардың энергияларының арасындағы айырма да үлкен, ұсының нәтийжесинде спектраллық сызықлар үлкен жийиликлерге, яғный киши толқын ұзынлықларына ийе болыуы керек. Буннан рентген спектрлері атомлардағы ең тереңде жайласқан ишки электронлардың өтиўлерінің салдарынан пайда болады деп болжаў келип шығады.

Бирақ рентген хәм оптикалық спектрлердің шығарылыў механизмлерінің арасында үлкен айырма бар. Бул айырма аўыр атомлардың ишки қабықларының толған екенлиги менен байланысly. Оптикалық спектрди қоздырыў үшін сыртқы электрон өзинің

нормаль халынан қоңсы қозған халлардың бирине өткериледи (342-параграфтағы спектрлерди электронлардың урылыуының салдарынан пайда етиўге қараңыз). Аўыр атомдағы ишки электронды (мысалы, бир квантлық халдағы) қоңсылас қабыққа (мысалы, еки квантлық) өткерийге болмайды. Себеби екинши квантлық қабықтағы орынлар басқа электронлар менен ийеленген. Ишки электронды ең сыртқы халлардың бирине шығарыў ямаса оны атомның шеклериниң сыртына пүткиллей шығарып таслаў мүмкин. Әдетте усы жағдай жүзеге келеди. Нәтийжеде рентген спектриниң шығарылыў процесси мынадан ибарат: интенсивли сыртқы тәсирде (мысалы, сыртқы үлкен тезликке ийе болған электрон келип урылғанда) ишки электронлардың бири атомның шеклеринен сыртқа шығарылады - атом ионға айналады. Пайда болған ионда ишки қабықлардың биринде бос орын пайда болады. Бұл бос орын қоңсылас қабықлардың бириндеги электрон менен толтырылыўы мүмкин. Усындай жоллар менен қоңсылас ишки қабықлардың арасындағы өтиўлер жүзеге келеди, ал бұл өтиўлер рентген нурларының шығарылыўына алып келеди.

345-сүүрет.
Рентген жутылыў спектри.



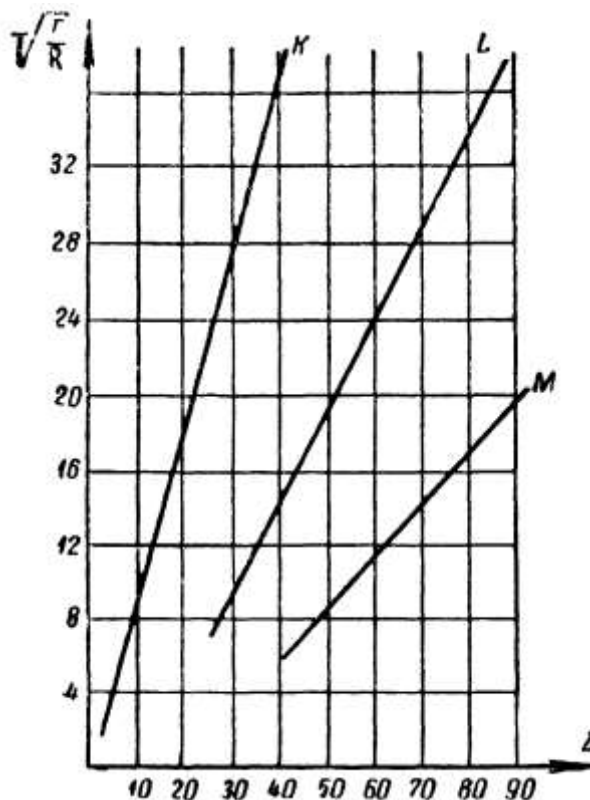
Бұл болжаўдың дұрыс екенлиги бир қатар фактлер менен, ең биринши болып жутылыў рентген спектрлериниң структурасы менен тастыйықланады. Бир атомлы пұўлар менен газлер беретүғын оптикалық спектрлер биз қарап атырған элементтиң бас сериясының шығарыў сызықларына сәйкес келетуғын айырым сызықлардан тұрады. Олар түсийши жақтылықтың тәсиринде валентли электронның нормаль халдан қозған халлардың бирейине өтиўиниң нәтийжесинде пайда болады. Жутылыў рентген спектрлери шығарыў рентген спектрлерине ұсамайды. Олар кескин түрдеги көриниске ийе ұзын толқынлы бир неше жолақтан тұрады. 345-сүүретте ордината көшерине рентген нурларының жутылыў коэффициенти, ал абсцисса көшерине - толқын ұзынлықлары қойылған. Көринип тұрғанындай, бир неше жутылыў жолақлары бар. Бұл жолақларды $K, L, M, N, \dots$ арқалы белгилей қабыл етилген K жолағы әпиўайы, қалған жолақлар тәбияты параграфтың ақырында қаралатуғын структураға ийе (майда шрифт пенен жазылған текстке қараңыз). Рентген жутылыў жолақлары оптикалық спектрлердеги бас серияның шеклериниң сыртындағы тутас жутылыў обласларына ұқсас. Хәр бир жолақ фотоионизация процессине, яғный нурдың тәсиринде атомның ишки қабықларының биринен электронды жулып алыўға сәйкес келеди. K жолағы электронды ең терең бир квантлық қабықтан жулып алыўдың нәтийжесинде пайда болады, сонлықтан оған ең үлкен жийилик (ең киши толқын ұзынлығы) сәйкес келеди L жолағы электронды еки квантлы қабықтан х.т.б. жулып алыўда пайда болады. Хәр бир жолақтың кескин шети фотоионизация процессиниң басланыўына, яғный электронды оған қосымша кинетикалық энергияны бермей-ақ берилген қабықтан жулып алыў ушын керек болған ν жийилигине сәйкес келеди. Қалған жутылыў областлары (үлкен жийиликлер менен) электронды оған кинетикалық энергияны қосыў жолы менен жулып алыўға сәйкес келеди.

Енди шығарыў рентген спектрин қараймыз. Электронлардың энергиясы ушын жазылған (1)-аңлатпаны пайдаланып, электронның ишки қабықлардың биринен екіншисине өткенде жийилиги (толқынлық санларда аңғартылған)

$$\nu = \frac{W_2}{hc} - \frac{W_1}{hc} = \frac{R}{n_1^2} (Z - a_1)^2 - \frac{R}{n_2^2} (Z - a_2)^2 \quad (2)$$

шамасына тең болған сызықтың шығарылыўы керек

Рентгеноскопияда мынадай белгилеўлер қабыл етилген: $n = 1$ ге сәйкес келетуғын термлерди K -термлер, $n = 2$ ге сәйкес келетуғын термлерди L -термлер, $n = 3$ ге сәйкес келетуғын термлерди M -термлер х.т.б. K қаддине жоқары қаддилерден өтиўлерде пайда болатуғын сызықлардың сериясын K -сериясы, ал оның ең басындағы сызықты K_α арқалы аңлатылады. L - қаддиге өтиўдин салдарынан пайда болатуғын серияны L -серия х.т.б. деп атайды. $K, L, M, N, \dots$ хәриплери менен атомлардың электронлық қабықларын белгилейди: K хәрипиниң жәрдемінде бир квантлық қабық, L хәрипиниң жәрдемінде еки квантлық қабық х.т.б. белгиленеди. Барлық аўыр атомлардың ишки қабықлары электронлар менен бирдей толтырылған болғанлықтан, (1)-формуладағы a дүзетиўи барлық элементлер ушын бирдей. Буннан, (2)-қатнастан барлық аўыр атомлардың бир бирине жүдә уқсас болған рентген спектрлерине ийе болатуғынлығы келип шығады. Тек атомлық салмақтың үлкейиўи менен Z тиң үлкейиўне байланыслы спектр үлкен жийиликлер областына қарай жылысады. Элементлердин жеңил элементлерге салыстырғандағы құрамаласыўы тек жоқарырақтағы қаддилердин пайда болыўы менен байланыслы. XXV кестеге сәйкес M -қабық ($n = 3$) мыста ($Z = 29$), ал N -қабық ($n = 3$) лютецийде ($Z = 71$) биринши рет жабылады.



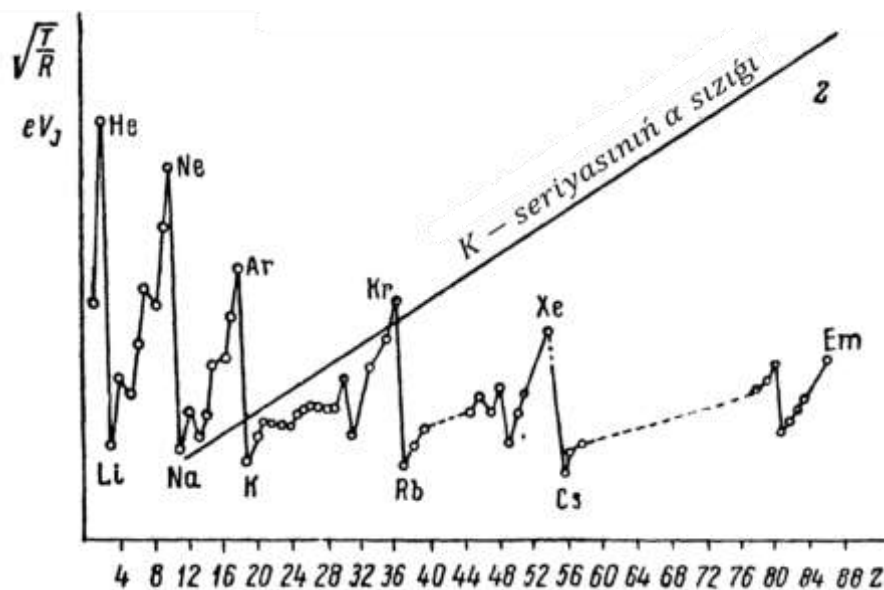
346-сүўрет.
Рентген термлери ушын Мозли
графиклери.

Рентген спектрлериниң термлерин (1)-формула бойынша былайынша жаза аламыз:

$$T(n) = \frac{R(Z - a)^2}{n^2}.$$

α дүзетіуі ис жүзінде Z тен ғәрезсиз болғанлықтан, рентген термлері үшін Мозли нызамы орынланады: яғный *ретген термлериниң квадрат түбири зарядлық сан Z тен сызықлы байланысқан*. Тарийхый (3)-Мозли нызамы биринши рет рентген термлері үшін табылды. Вакуум-спектроскопияның раўажланыўы менен бир қатар изоэлектронлық қатардың спектрлері изертленгеннен кейин оны оптикалық термлер үшін тарқатыўдың сәти түсти.

346-сүўретте абсцисса көшерине зарядлық сан Z , ал орбината көшерине $\sqrt{T/R}$ шамасы қойылған. Графиклер K —, L — ҳәм M — термлері үшін берилген; аўыр элементлер үшін олардың барлығы үлкен дәлликте тўўры сызықлар болып табылады. Тўўрыға сәйкес келмеў жағдайды сәйкес қабықлар еле толтырылмаған жаңил атомларда орын алады. K -термлері үшін α дүзетіуің шамасы 1 ге, ал L -термлер үшін 8 ге жақын. Мозли тўўрылары Менделеев кестесиндеги дәўирликтің излерине ийе емес. Бул жағдай барлық атомлардың ишки электронларының бирдей қабықларды пайда ететўғынын ҳәм физикалық қәсийетлердің дәўирлигиниң сыртқы электронлар менен байланыслы екенлигин және бир рет дәлиллейди. Бул жағдайды иллюстрациялаў үшін 347-сүўретте еки графикти салыстырамыз; 1-график атомлардың ионизациялық потенциалларын, яғный ең сыртқы электронды атомнан жулып алыў үшін керек болған жұмысты ҳәм 2-график K -термлері үшін (3)- Мозли нызамын береді. Олардың бириншиси Менделеев кестесиниң дәўириниң тамамланған орынларында өткир максимумларды береді (инерт газлер), екіншиси Z тиң мәнислериниң барлық областы үшін тўўрыны береді.

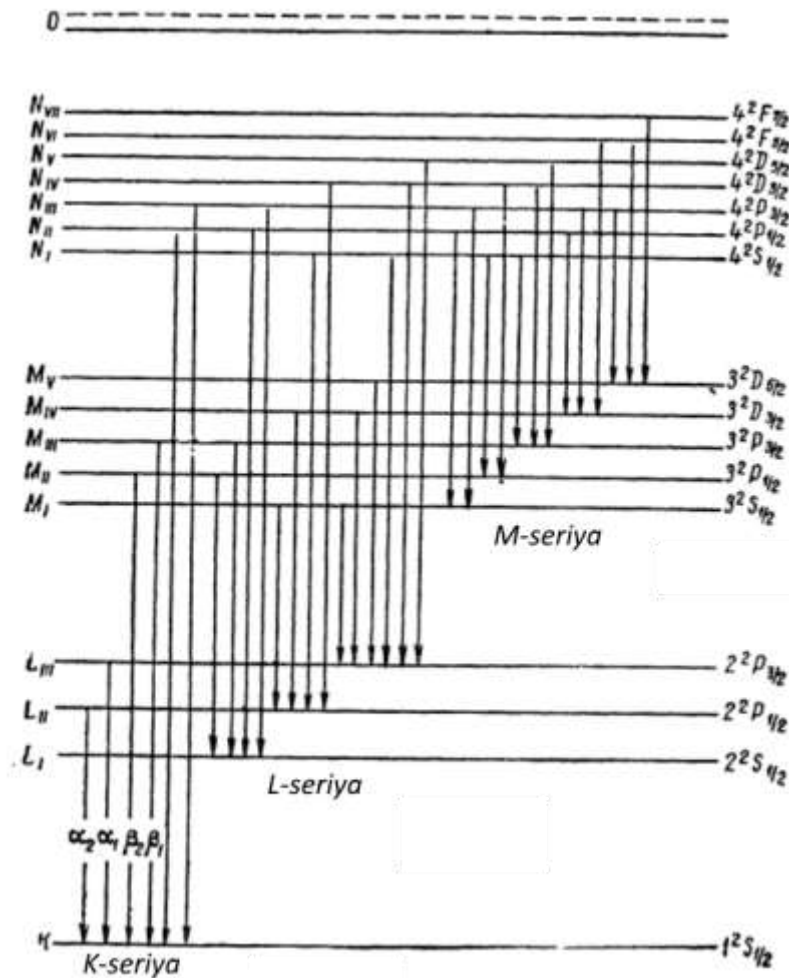


347-сүўрет. K -термлері үшін ионизациялық потенциаллар (1) менен $\sqrt{T/R}$ шамаларының зарядлық сан Z тен ғәрезликлерин салыстырыў.

Бизлер 349-параграфта таллаған векторлық схема рентген спектрлериниң структурасын табыўға мүмкиншилик береді. Хәр бир рентген терми бир электрон шығарылған қабықтың ҳалына сәйкес келеді. Векторлық схема жабық қабықтан бир электронды шығарғанда пайда бола алатўғын хәр қыйлы энергиялық ҳаллардың санын табыўға мүмкиншилик береді. Жабық қабық ондағы қосынды P_L , P_S ҳәм P_J моментлериниң нолге тең болыўы менен тәрийипленеді. Егер жабық қабықтан моментлері p_L , p_S ҳәм p_J болған бир электронды шығарсақ, онда қалған электронлардың конфигурациясы P'_L , P'_S ҳәм P'_J моментлері менен тәрийипленеді. Олардың сан мәнислері шығарылған электронның моментлері болған p_L , p_S ҳәм p_J шамаларының сан мәнислерине сәйкес келеді. Бул тек ұсы жағдайда ғана моментлері болған $p_L + P'_L = P_L$, $p_S + P'_S = P_S$ ҳәм $p_J + P'_J = P_J$ моментлериниң қосындысының нолге тең болыў шәрти орынланады. Бир

электронға тийисли болған моментлердің жыйнағы дублетлик термлерге сәйкес келетуғын болғанлықтан, ұсыған сәйкес, *рентген термлеринің схемасы оптикалық дублетлерге сәйкес келиуі керек.*

Хақыйқатында да: бир квантлық қабықтың электронларының екеуі де $1s$ электронлар болып табылады, олар үшін $l_i = 0, s_i = 1/2$ хәм $j_i = 1/2$; бұл электронлардың қайсысының жулып алынғанлығынан ғәрезсиз, қабықтың қалған бөлими $L = 0, S = 1/2$, хәм $J = 1/2$ квант санлары менен тәрийипленеди. Рентгеноскопияда бұл хал K символы менен белгиленеди.



348-сүррет. Рентген қәддилеринің схемасы.

Еки квантлық қабық еки дана $2s$ -электроннан хәм алты $2p$ -электроннан тұрады. Олардың (алтаудың) екеуі үшін $j_i = 1/2$, ал төртеуі үшін $j_i = 3/2$. Егер еки квантлық қабықтан $2s$ -электронлардың биреуі шығарылған болса, онда $2^2S_{1/2}$ халы пайда болады. Егер $2p_{1/2}$ электронлардың бири жулып алынатуғын болса, онда $2^2P_{1/2}$ халы ($L = 1, S = 1/2, J = 1/2$), ал егер $2p_{3/2}$ - электронлардың бири жулып алынатуғын болса, онда $2^2P_{3/2}$ халы ($L = 1, S = 1/2, J = 3/2$) халы пайда болады. Демек, бұл жағдайда хәр қыйлы болған үш халдың жүзеге келиуі мүмкин. Бұл жутылуы рентген спектрінде көринеде: L жутылуы жолағы бир бирине тығыз жайласқа үш жолаққа ажыралады (345-сүррет). Олардың бири атомнан $2s$ -электронды жулып алыуға, ал қалған екеуі $2p_{1/2}$ хәм $2p_{3/2}$ электронларының жулып алыныуына жууап береді. Рентгеноскопияда жоқарыда көрсетилген үш еки квантлық хал L_I, L_{II} хәм L_{III} символлары менен белгиленеди. Тап ұсыған ұқсас мынадай жұмаққа келиуге болады: үш квантлық қабықтан электронлардың бирин жулып алғанда мынадай $2^2S_{1/2}, 2^2P_{1/2}, 2^2P_{3/2}, 2^2D_{3/2}, 2^2D_{5/2}$ бес халдың бири жүзеге келеді. Бұл бес халға жутылуы спектріндеги M -жолақтың бир бирине жақын болған бес жолаққа ажыралыуы сәйкес келеді. Төрт квантлық қабықтан электронлардың бирин жулып алғанда хәр қыйлы болған жети хал пайда болады.

Термлердің арасындағы рұқсат етилген өтйүлер оптикалық областтағыдай сайлап алыу қағыйдалары бойынша анықланады:

$$\Delta L = \pm 1, \Delta J = 0, \pm 1.$$

Қәддилердің схемасы сайлап алыу қағыйдалары менен биргеликте рентген спектрлеринің структурасын толық түсиниуге мүмкиншилик береді. 348-сүүретте қәддилердің хәм айырым сызықлардың пайда болыуының схемасы берілген. K -қәддиге жоқары қәддилерден өтйүдің салдарынан пайда болатуғын K -серия ең қысқа толқынлы серия болып табылады. Бұл серия оптикалық $\nu = 1^2S_{1/2} - n^2P_J$ дублетлердің бас сериясына сәйкес келеді. Буннан кейін L — хәм M — сериялар жүреді. Сериялардағы айырым сызықлары $\alpha, \beta, \gamma, \dots$ грек хәриплери хәм санлы индекслер менен белгиленеді. Мысалы, $1^2S_{1/2} - 2^2P_{3/2}$ өтйүйне K_{α_1} арқалы белгиленетуғын сызық, $1^2S_{1/2} - 3^2P_{3/2}$ өтйүйне K_{β_1} арқалы белгиленетуғын сызық пайда болады х.т.б.

§ 353. Спектраллық сызықлардың интенсивликлери. Өтйүлердің итималлықлары.

Классикалық электродинамиканың көз-қараслары бойынша (332-параграф) атомда тербелетуғын электрон өзі қандай ν жийиликте тербелетуғын болса, онда тап сондай жийиликтегі жақтылықты шығарады.

Нурданыудың орташа қууаты мынаған тең:

$$\bar{W} = \frac{16\pi^4 e^2}{3c^2} \nu^4 a^2. \quad (1)$$

Бұл теңликте a - электронның тербеліслеринің амплитудасы. Солай етип, классикалық теория бойынша спектраллық сызықтың интенсивлиги амплитуданың квадратына хәм электронның сәйкес тербелісінің жийилигинің төртінші дәрежесине пропорционал. Бирақ, Бордың ең дәслепки теориясында спектраллық сызықлардың интенсивлиги мәселеси пүткиллей басқаша қойылды. Сызықлардың шығарылыуы шығарыудың элементар актлары жолы менен жүзеге келеді, сол актлардың хәр бирінде энергияның $\Delta W = h\nu$ порциясы нурландырылады. Нәтийжеде спектраллық сызықлардың интенсивлиги мәселеси ўақыт бирлигиндегі шығарыулардың элементар актлеринің санына алып келинеді.

Үш дана W_i, W_l хәм W_k энергия қәддилери болған жағдайды қараймыз (349-сүүрет). Мейли, қандай да бир сырттан түсірилген тәсирде (мысалы электронның урылыуының салдарынан) атомлардың белгили болған N_k данасы энергиясы W_k болған қозған халға өтеді. Кери бағытта төменгі халға өтйүде атомлар жийилиги

$$\nu_{ki} = \frac{1}{h}(W_k - W_i), \quad \nu_{kl} = \frac{1}{h}(W_k - W_l)$$

шамаларына тең болған сызықларды шығарады. Мейли A_{ki} хәм A_{kl} арқалы $W_k \rightarrow W_i$ хәм $W_k \rightarrow W_l$ өтйүлердің итималлығын белгилейик. Бундай жағдайда ўақыт бирлигиндегі өтйүлердің санлары сәйкес $N_k A_{ki}$ хәм $N_k A_{kl}$ шамаларына, ал сызықлардың интенсивлиги

$$I_{ki} = N_k A_{ki} \cdot h\nu_{ki}; \quad I_{kl} = N_k A_{kl} \cdot h\nu_{kl} \quad (2)$$

шамаларына тең болады.

Квантлық механикада өтйүлердің итималлықлары болған A_{ki} хәм A_{kl} шамаларының жийиликлердің кубына хәм төменгі қәддилердің статистикалық салмақларына пропорционал екенлиги көрсетиледі:

$$A_{ki} = A'_{ki} g_i \nu_{ki}^3, \quad A_{kl} = A'_{kl} g_l \nu_{kl}^3$$

Бұл теңликлерде A'_{ki} менен A'_{kl} - константалар. Бұл теңликлердің пайдаланып биз қарап атырған сызықлардың интенсивликлери ушын мынадай қатнасты аламыз:

$$\frac{I_{ki}}{I_{kl}} = \frac{A'_{ki}}{A'_{kl}} \cdot \frac{g_i}{g_l} \cdot \frac{\nu_{ki}^3}{\nu_{kl}^3}. \quad (3)$$

Сызықлардың интенсивликлери, классикалық теориядағы сыяқлы, жийиликлердің төртінші дәрежесине пропорционал болып шығады.

Статистикалық салмақтардың мәнісилери мынадай таллаулардан алынады: атомның энергия қаддилери тек сыртқы магнит майданы болмаған жағдайда ғана азғынған болмайды. Бундай жағдайда n, L, J, m_J квант санларының хәр бир төртеүйне өзиниң қадди сәйкес келеди. Сыртқы магнит майданы болмаған жағдайда бирдей n, L, J квант санларына, бирақ хәр қыйлы m_J лерге ийе болған қаддилер бир бири менен қосылып кетеди. $m_J = \pm J, \pm(J-1), \dots$ мәніслерине ийе болғналықтан $2J+1$ дана мәніске ийе болады. Бундай жағдайда сыртқы майдан болмағанда берилген n, L, J лердің хәр бир қаддин хәр қыйлы болған $2J+1$ қаддилердің қосылыуының салдарынан пайда болған деп есаплауға болады. Буннан оның статистикалық салмағын $2J+1$ ге тең деп есаплауға болады:

$$g = 2J + 1. \quad (4)$$

Егер төменги қаддиниң екеүйи де тек J квант санлары менен айрылатуғын, бирақ бирдей n хәм L квант санларына ийе болса (бир мультиплеттиң құраушылары болып табылады), онда $A'_{kl} = A'_{ki}$. Егер, буннан басқа сызықлардың жийиликлери ν_{ki} менен ν_{kl} лер бир биринен аз айрылатуғын болса, онда

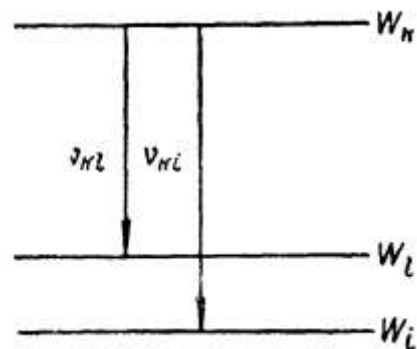
$$\frac{I_{ki}}{I_{kl}} = g_i/g_l \quad (3a)$$

теңлиги орын алады. (3a) теңликтен мынадай жағдайдың орынлы екенлиги келип шығады: *егер тар спектраллық мультипалеттиң құраушылары жоқары қаддиниң биреүйиниң өтиүйиниң салдарынан пайда болатуғын болса, онда олардың интенсивликлериниң қатнасы төменги қаддилердің статистикалық салмақларының қатнасына тең болады.* Интенсивликлер қағыйдасы деп аталатуғын бұл қағыйданың дұрыс екенлиги тәжирийбеде айқын көринеди. Натрийдің екінши қосымша сериясының дублетлик сызықлары $\nu = 3^2P_J - n^2S_{1/2}$ (340-сүүрет) ушын әпиұайы $n^2S_{1/2}$ қаддиден төменги еки $3^2P_{1/2}$ хәм $3^2P_{3/2}$ қаддилерге өтиў жүзеге келеди. Сонлықтан, (3a)- хәм (4)-формулар бойынша дублеттиң еки құраушыларының интенсивликтериниң қатнасы

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{2J_1 + 1}{2J_2 + 1} = \frac{2 \cdot \frac{1}{2} + 1}{2 \cdot \frac{3}{2} + 1} = \frac{1}{2}$$

қатнасындай болады.

349-сүүрет.
Үш энергия қаддилериниң арасындағы өтиўлер.



Солай етип, бұл жағдайда интенсивликлердің қатнасы 1:2 ге тең. J_i шамасы барлық ўақытта пүтин ямаса ярым пүтин болғанлықтан, онда барлық басқа жағдайларда да мультиплетлердің құраушыларының интенсивликлериниң қатнасы (3a) формулаға сәйкес пүтин санлардың қатнасындай болады. Бұл пүтин санлық биринши рет экспериментлерде Д.С.Рожественский тәрeпинен натрийдің сары дублетинде табылды. Олардың интенсивликлериниң қатнасы 1:2 ге тең.

Өтиўлердин итималлығы ҳаққындағы түсиник жүдә әҳмийетли болып табылады. Себеби ол тең салмақлық нурланыўы болған жағдайда Планк формуласына алып келеди (311-параграф). Хәр қайсысы $W_1, W_2, W_3, \dots, W_i, \dots$ стационар ҳалларда тура алатуғын атомлардың жыйнағын көз алдымызға келтирейик.

Егер биз қарап атырған атомлардың жыйнағы T температурада термодинамикалық тең салмақлықта туратуғын болса, онда Больцман нызамы бойынша энергиясы W_i ге тең болған атомлардың саны мынаған тең:

$$N_i = N_1 \frac{g_i}{g_1} e^{-\frac{W_i - W_1}{kT}}. \quad (5)$$

Бул аңлатпада N_1 арқалы энергиясы W_1 ге тең атомлардың саны, ал k арқалы Больцман тұрақлысы белгиленген.

Жоқарыда айтылып өтилгениндей, жақтылықтың нурланыўына алып келетуғын бир W_k ҳалдан екінши W_i ҳалға өтиў A_{ki} итималлығы менен жүреди. Эйнштейн басқа атомлар нурландырмай тұрған жағдайда пайда болатуғын өтиўлер менен бир қатарда сыртқы нурланыўдың тәсирінде жүретуғын өтиўлердин де болатуғынлығын көрсетти (индукцияланған өтиўлер). Бул индукцияланған өтиўлердин итималлығы нурланыўдың тығызлығы $u(v_{ki})$ ға пропорционал. Бундай жағдайда нурланыўдың еки типиниң бар болатуғынлығының нәтийжесинде ўақыт бирлигинде нурланатуғын улыўма энергия мынаған тең болады:

$$\Delta W = N_k [A_{ki} + B_{ki} u(v_{ki})] h v_{ki} \quad (6)$$

Бул теңликте B_{ki} арқалы жаңа константа белгиленген.

Жақтылықтың шығарылыўы менен бир қатарда атомлардың W_i ҳалдан W_k ҳалға өтиўи менен байланыслы болған жутылыў да орын алады. Бундай өтиў сырттан түсиўши жақтылықтың тәсирінде жүзеге келетуғын болғанлықтан, оның итималлығы нурланыўдың тығызлығы болған $u(v_{ki})$ шамасына пропорционал. Сонлықтан, ўақыт бирлигинде жутылған энергияның шамасын мына түрде жаза аламыз:

$$\Delta W' = N_i B_{ik} u(v_{ki}) h v_{ki}. \quad (7)$$

Бул теңликте N_i арқалы энергиясы W_i шамасына тең болған ҳалдағы атомлардың саны белгиленген, ал B_{ik} - және бир константа.

Термодинамикалық тең салмақлық ҳалында нурланыў менен жутылыўдың қуўатлары бир бирине тең болыўы керек: $\Delta W = \Delta W'$. Буннан (6)- хәм (7)-теңликлерден мынаған ийе боламыз:

$$N_k [A_{ki} + B_{ki} u(v_{ki})] = N_i B_{ik} u(v_{ki}). \quad (8)$$

(5)-Больцман формуласы бойынша:

$$\frac{N_i}{N_k} = \frac{g_i}{g_k} e^{-\frac{W_i - W_k}{kT}},$$

ямаса $W_k - W_i = h v_{ki}$ теңлиги орынлы болғанлықтан

$$\frac{N_i}{N_k} = \frac{g_i}{g_k} e^{-\frac{h v_{ki}}{kT}}$$

аңлатпасын жаза аламыз.

Бул аңлатпа (8)-формуланы

$$A_{ki} + B_{ki} u(v_{ki}) = \frac{g_i}{g_k} e^{-\frac{h v_{ki}}{kT}} B_{ik} u(v_{ki})$$

түрінде жазыўға мүмкиншилик береді. Бул теңликте нурланыўдың тығызлығы $u(v_{ki})$ ге қарата шешип

$$u(v_{ki}) = \frac{A_{ki}}{\frac{g_i}{g_k} B_{ik} e^{-\frac{h v_{ki}}{kT}} - B_{ki}} \quad (9)$$

формуласына ийе боламыз.

T температура шексиз жоқарылағанда нурланыўдың тығызлығы болған $u(v_{ki})$ шамасының да шексиз өсиўи керек. Бирақ, $T \rightarrow \infty$ де $e^{-\frac{h v_{ki}}{kT}} \rightarrow 1$ шегі орынлы болғанлықтан, онда (9)-формула бойынша бар жағдайдың $\frac{g_i}{g_k} B_{ik} = B_{ki}$ теңлиги орынланған жағдайда ғана орынлы болатуғынлығына көз жеткеремиз. Буннан кейин (9)-формула мынадай түрге енеді:

$$u(\nu_{ki}) = \frac{g_k}{g_i} \cdot \frac{A_{ki}}{B_{ik}} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu_{ki}}{kT}} - 1}. \quad (9a)$$

Жоқарыда қабыл етилген болжау бойынша биз қарап атырған атомлардың хәр бири энергиялары үзликли $W_1, W_2, W_3, \dots$ шамаларына тең қалларда тұра алады. Демек, бундай атомлар сызықларының жийиликлери ν_{ki} шамаларына тең болған сызықлы спектрди шығарады. (9a) формула термодинамикалық тең салмақтық қалы орнаған жағдайда ν_{ki} монохромат жийиликлердің хәр қайсысына сәйкес келетуғын нұрланыудың тығызлығы $u(\nu_{ki})$ ди береді. Бұл бұл формуланы тұтас спектр үшін да ұлыұмаластыра аламыз. Оның үшін қандай да бир себеплерге байланысly (мысалы, қатты ямаса сұйық денедеги атомлардың бир бирине тәсир етиуінің салдарынан) $W_1, W_2, W_3, \dots$ энергия қаддилери бир бирине шексиз жақын жайласа баслайды деп болжаймыз. Бундай жағдайда шығарылатуғын жийиликлердің саны шексиз өседі хәм қоңсылас сызықлары бир бирине шексиз жақын жайласады. Шекте олар бир бири менен биригеді хәм бир тұтас спектрди аламыз. Ұлыұмалық нұрландырыу қууатының шамасы шекли болғанлықтан, енді хәр бир монохромат жийиликке шексиз киши энергия сәйкес келеді. Сонлықтан, бундай жағдайда бир монохромат жийилик ν_{ki} ге сәйкес келетуғын нұрланыудың тығызлығы $u(\nu_{ki})$ қақында емес, ал жийиликлердің ν ден $\nu + d\nu$ ге шекемги интервалына тийисли болған тығызлық $u_\nu = u(\nu)d\nu$ қақында гәп етсек мәниске ийе болған болар еді. Бундай жағдайда (9a) ның орнына

$$u_\nu = \frac{g_k}{g_i} \cdot \frac{A_{ki}}{B_{ik}} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu \quad (10)$$

формуласына ийе боламыз.

Жүдә киши жийиликлер үшін (үлкен толқын ұзынлықтары үшін) $\frac{h\nu}{kT} \ll 1$, (10)-формула жууық түрде мынадай түрге енеді

$$u_\nu = \frac{g_k}{g_i} \cdot \frac{A_{ki}}{B_{ik}h\nu} \cdot kT d\nu.$$

Екинши тәрептен, киши жийиликлер үшін нұрланыудың үзликлилиги сезилерликтей болмайтұғын жағдайда, Релей-Джинс формуласына алып келетуғын таллаудың классикалық ұсылы дұрыс болады (311-параграф):

$$u_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT \cdot d\nu. \quad (11)$$

Қақықатында да $\frac{h\nu}{kT} \ll 1$ теңсизлиги орын алатуғын үлкен толқын ұзынлықтары областында Релей-Джинс формуласының тәжирийбеде алынатұғын мағлыұматларға сәйкес келетуғынлығын көрдик (311-параграфтағы 231-сүүретке қараңыз).

Солай етип, (10a)- хәм (11)-формулардың бир бирине сәйкес келиуі керек хәм бундай сәйкес келиудің орын алыуы үшін

$$\frac{g_k}{g_i} \cdot \frac{A_{ki}}{B_{ik}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}$$

теңлигинің орынланыуы шәрт. $\frac{g_k}{g_i} \cdot \frac{A_{ki}}{B_{ik}}$ шамасының мәнисин (10)-формулаға қойып, термодинамикалық тең салмақтықта тұтас спектрде нұрланыудың тығызлығының

$$u_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{-h\nu/kT} - 1} d\nu$$

формуласын қанаатландырыуының керек екенлиги келип шығады. Ал бұл формула болса 311-параграфтағы (3)-Планк формуласына сәйкес келеді.

§ 354. Молекулалардың құрылысы. Электронлардың атомлардағы қозғалысын қарайтуғын Бор теориясы молекулалардың құрылысын анықлау үшін да жарамлы болып шықты. Бирақ, бундай жағдайда, атомларда орын алған жағдайлардағыдай, Бор теориясы қақықый қатнастарды тек жууық түрде ғана тәрийиплей алады. Тек электронлардың меншикли механикалық хәм магнит моментлеринің бар екенлигин есапқа алатуғын квантлық механика ғана молекулалардың құрылысын, соның ишинде молекулалардағы

атомларды бір бирине ұслап тұратуғын күшлердің тәбиятын тереңірек түсиніуге мүмкіншілік береді.

Көп санлы атомларға ийе болған молекулалардың қасиетлери жүдә қурамалы хәм соңғы еки он жыллықтың ишинде үлкен табысларға ерискен молекулалардың қурылысының теориясы көп таманлары бойынша еле тамамланбаған. Сонлықтан биз ең әпиұайы болған, атап айтқанда *еки атомлы молекулаларды* қараў менен шекленемиз.

Молекулалардағы атомларды бір бири менен ұслап тұратуғын күшлер ең сыртқы электронлардың өз-ара тәсирлесіуиниң салдарынан жүзеге келеди. Ишки қабықлардың электронлары өзлериниң орынларында қалады. Бұл жағдай аўыр элементлердің рентген спектрлериниң усы элементлердің қандай химиялық бирикпениң қурамына киретуғынлығынан сезилерликтей ғәрезли емес екенлиги менен тастыйықланады. Ал молекулалардың оптикалық спектрлери болса оның қурамына киретуғын атомлардың спектрлерине пүткиллей ұсамайды. Соның менен бирге тек физикалық қасиетлерге ғана емес, ал химиялық қасиетлерге тийисли болған дәўирлилик химиялық байланыстың тек сыртқы электронлар арқалы дүзилетуғынлығын көрсетеди.

Еки атомлы молекула болған жағдайда байланыстың еки типин бир биринен айырыў керек. Олардың бири электронлардың бир бөлими еки ядроның дөгерегинде айланатуғын жағдайға тийисли. Бундай байланысты *атомлық байланыс* деп атайды. Әдетте, атомлық байланыс бир жуп электронлар менен пайда болады хәм бұл жуптағы электронлардың спинлик моментлериниң бағытлары қарама-қарсы. Бундай типтеги молекулалардың ишиндеги бирдей ядроларға ийе молекулаларды (мысалы N_2 ямаса C_2) хәм хәр қыйлы ядроларға ийе молекулаларды (мысалы CN) бир биринен айырыў керек. Биринши түрдеги молекулаларда электронлар симметриялы түрде тарқалған, ал екинши түрдеги молекулаларда электронлардың тарқалыўында базы бир асимметрия орын алады. Усының нәтийжесинде молекулалар электрлик диполлик моментке ийе болады.

Байланыстың екинши типі молекуладағы электронларды еки топарға бөлиў мүмкин болған жағдайда жүзеге келеди. Олардың хәр бири барлық ўақытта ядролардың биреўиниң этирапында жайласады. Егер ядролардың бириниң этирапында электронлар артықмаш, ал екиншисиниң дөгерегинде жеткиликсиз жайласқан болса, онда молекулаларда беккем байланыс пайда болады. Бундай жағдайда молекула белгилери хәр қыйлы болған хәм сонлықтан бир бири менен тартысатуғын ионлардан тұратуғындай болып көринеди. Усындай типтеги байланысты *ионлық байланыс* деп атайды. Ионлы байланысқа ийе молекулаларға мысал сыпатында силтили металлардың галогенлер менен бирикпелери хызмет ете алады ($NaCl$, KBr х.т.б.). Усындай бирикпелердің молекулаларын сұйда ериткенде олардың молекулалары еки ионға бөлинеди (силтили металдың оң ионы хәм галогенниң терис ионы) хәм бұл өз гезегинде еритпениң электролитлик өткизгишлигин пайда етеди (II том, 174-параграф).

Жоқарыда биз молекулалық спектрлердің атомлық спектрлерден күшли айрылатуғынлығын айтып өттик. Атомлық спектрлер салыстырмалы сийрек жайласқан сызықлардан турады, олар сериялардың ақырында бир бирине жақынласады хәм жүдә әззи болады. Сыртқы электронларының саны киши болған атомлардың серияларының саны үлкен емес. Молекулалық спектрлерде оғада көп сандағы айырым сызықлар бир бирине жүдә тығыз жайласқан өзине тән жыйнақларды пайда етеди, олардың хәр бириниң бир шетинде олар оғада тығыз жайласқанлықтан, орташа ажырата алыў күшине ийе әсбаплар менен бақлағанда олар жолақ түринде көринеди. Сонлықтан барлық жыйнақ бир шети кескин, ал екинши шети жайылған жолақтың түрине енеди. Буннан молекулалардың спектрлериниң атамасы болған жолақ спектрлер атамасы келип шыққан. Кескин түрдеги шет жолақтың ұзын толқынлы тәрәпинде де, қысқа толқынлы тәрәпинде де жайласыўы мүмкин. Жолақлар группаларға жыйналады (350-сүўрет); молекулалық спектрдеги

усындай группалардың саны бир неше болыуы мүмкин. Көрсетилген жолақлар спектрдің жақын инфрақызыл, көзге көрінетүғын хәм ультрафиолет областларында да ушырасады. Узақ инфрақызыл областта еки атомлы молекулалар әпиұайы спектрлерди береді хәм бул жағдайға биз төменде итибар беремиз (356-параграф). Жұймақлай келе, биз молекулалық спектрлерде үш типтеги ызыамлықлардың болатуғынлығын айта аламыз:

- а) айырым сызықлардың жолаққа бирлесіуі;
- б) жолақлардың группаларға биригіуі;
- с) спектрде бир неше жолақлардың болыуы.

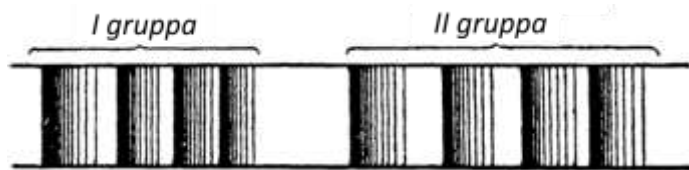
Ызыамлықлардың бул үш типі молекуланың энергиясын үш типке бөліуіге сәйкес келеді:

- а) молекуланың тутасы менен айланыу энергиясы $W_{ayl.}$;
- б) молекуланың қурамына киретуғын ядролардың тең салмақлық халларының әтирапындағы тербеліслеринің энергиясы $W_{terb.}$;
- с) молекуланың электронлық қабығының энергиясы $W_{el.}$

Молекуланың толық энергиясы W сол энергияның қосындысына тең:

$$W = W_{el.} + W_{terb.} + W_{ayl.} \quad (1)$$

Хақыйқатында, жоқарыда көрсетилген энергияның үш түрі бир биринен ғәрезсиз емес. Сонлықтан толық энергия W ны (1)-сумма түрінде көрсетіу жұуық характерге ийе. Бирақ, сонда да, энергияларды $W_{el.}$, $W_{terb.}$ хәм $W_{ayl.}$ түрінде айырып қарау молекулалық спектрлердің структурасын таллау ушын пайдалы.



350-сүрөт.
Молекулалық жолақлардың группалары.

Молекуланың халы өзгергенде шығарылатуғын жақтылықтың жиілиги $\nu = \frac{\Delta W}{h}$ қа тең. Бул теңликти (1)-теңликке сәйкес

$$\nu = \frac{\Delta W_{el.}}{h} + \frac{\Delta W_{terb.}}{h} + \frac{\Delta W_{ayl.}}{h} \quad (2)$$

түрінде жазыуға болады.

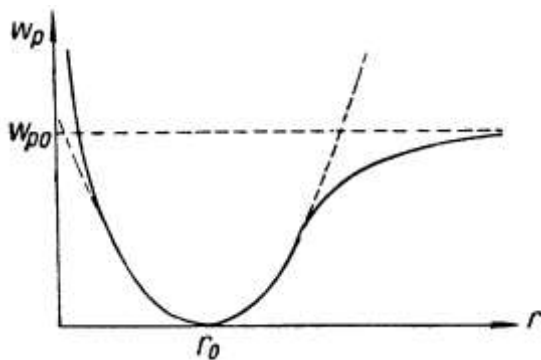
$W_{el.}$, $W_{terb.}$ хәм $W_{ayl.}$ энергияларының хәр қайсысының мәніслери үзликли қатарды пайда етеді. Усының салдарынан (2)-формула бойынша молекуланың спектри айырым сызықлардан тұрады. Тек ұсы сызықлардың тығыз группаласыуының нәтижесінде жолақларды пайда ететүғынлығын биз көрсетип өттік. Теория менен тәжірийбе $\Delta W_{el.}$ электронлық энергиялардың айырмаларының үлкен мәніске, ал айланыуға сәйкес келетуғын $\Delta W_{ayl.}$ энергияларының айырмасының ең киши мәніске ийе болатуғынлығын көрсетеді.

Келеси параграфларда молекуладағы электронның тербеліс, айланыу энергияларын өз алдына қараймыз.

§ 355. Молекулалардың тербеліу спектрлери. Еки атомлы молекулада электронлар менен тәсир етисіудің салдарынан сол еки атомның ядролары өзлеринің тең салмақлық орынларына ийе болады хәм ұсы орынлардың әтирапында олар тербеле алады. Ядролардың арасындағы қашықтықты r арқалы белгілеймиз; тең салмақлық орынға $r = r_0$ қашықтығы сәйкес келеді. Ядролардың тең салмақлық орынларынан киши ауысыулардағы күшти квазисерпимли деп есаплайға болады:

$$f = -k(r - r_0). \quad (1)$$

Ядролар жақынласқанда $r - r_0$ айырмасының мәнісі теріс хәм f күшінің шамасы оң, яғный ийтерилис күші болады. Ядролар бир биринен қашықласқанда $r - r_0$ айырмасының мәнісі оң болады. Бұл тартылыс күшіне сәйкес келеди. I томның 27-параграфында квазисерпимли күшке W_p потенциаллық энергия менен $r - r_0$ айырмасының арасындағы ғәрезликтің параболалық екенлигин көрдик (351-сүўреттеги пунктир сызық). Тең салмақлық ҳалынан үлкен аўысыўларда f күші квазисерпимли болып қала алмайды. Егер ядролар бир биринен жүдә үлкен аралыққа қашықлатылған болса, онда f күшінің шамасының нолге умтылыўы керек. Ал (1)-формула бойынша оның мәнісі үзликсиз үлкейген болар еди. Тап сол сыяқлы, ядролар бир бирине тығыз жақынласқанда да күштиң шамасы (1)-формула бойынша аңғартылмайды: ол әдеўир тезирек үлкейе баслайды. Усы жағдайға сәйкес ҳақыйқый потенциаллық энергия (351-сүўреттеги тутас иймеклик) тек ортадағы бөлимде ғана параболалық түрге ийе болады; оның оң тәрептеги шақасы жатық хәм турақлы болған W_{po} шамасына асмпитоталық жақынласады; оның шеп тәрепи орбината көшерине жақынласқанда жүдә тик өзгередди. $r = r_0$ теңлиги орын алғандағы минимумдағы потенциаллық энергияны шәртли түрде нолге тең деп есаплайды.



351-сүўрет.

Еки атомлы молекуланың потенциаллық энергиясы.

Квантлық механикада (1)-квазисерпимли күш орын алған жағдайда ядролардың тербелислериниң толық энергиясы $W_{terb.}$ ниң

$$W_{terb.} = (n + \frac{1}{2})a \quad (2)$$

(n арқалы 0, 1, 2, ... мәніслерине тең болатуғын пүтин сан белгиленген хәм оны *тербелмели квант саны* деп атайды) теңлиги менен анықланатуғын мәніслерге ғана ийе бола алатуғынлығы көрсетиледи. a константасы

$$a = \hbar \sqrt{\frac{k}{M}} \quad (3)$$

Бұл формулада

$$M = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (4)$$

шамасы молекуланың келтирилген массасы болып табылады. Бұл теңликте m_1 хәм m_2 арқалы еки ядроның массалары белгиленген.

(2)-формула бир биринен теңдей қашықлықларда тұрған қәддилердиң қатарын бередди. Бұл жағдайдағы ең терең қәдди $W_{terb.} = \frac{1}{2}a$ мәнісинде жатады; ноллик қәддиниң болыўы мүмкин емес. Бұл молекулалардың ядроларының ҳеш қашан тынышлықта болмайтуғынлығын аңғартады. Ядролар барлық ўақытта тербелисте болады (тек хәр қыйлы амплитудалар менен).

Ядролардың арасындағы өз-ара тәсирлесий күші квазисерпимли күштен өзгеше болатуғын болса, онда $W_{terb.}$ энергиясының шамасы (2)-формула менен аңғартылмайды. Бундай жағдайда энергияның шамасын жуўық түрде

$$W_{terb.} = (n + \frac{1}{2})a - (n + \frac{1}{2})b \quad (5)$$

формуласының жәрдеминде есапланады. Бұл формулада a менен b лар константалар болып табылады хәм $b < a$.

(2)- хәм (5)-формулаларды бириктирип мынаған ийе боламыз: параболаға жақын болған потенциаллық иймекликтің төменги бөлиминде энергия қәддилери бир биринен бирдей қашықтықларда жайласады; потенциал энергия параболалықтан қала баслағанда (5)-формулаға сәйкес, қәддилер энергияның W_{p0} шамасынан үлкен болмаған шеклерде бир бирине кем-кемнен жақын жайласа баслайды (352-сүррет). Потенциаллық энергия усындай мәниске ядролар бир биринен шексиз қашықлатылған жағдайда тұрғанда, яғный молекула еки бөлімге диссоциацияланғанда ийе болады.

(2)-формула дұрыс болған областта тербелмели квант саны үшін мынадай сайлап алыу қағыйдасы орын алады:

$$\Delta n = \pm 1. \quad (6)$$

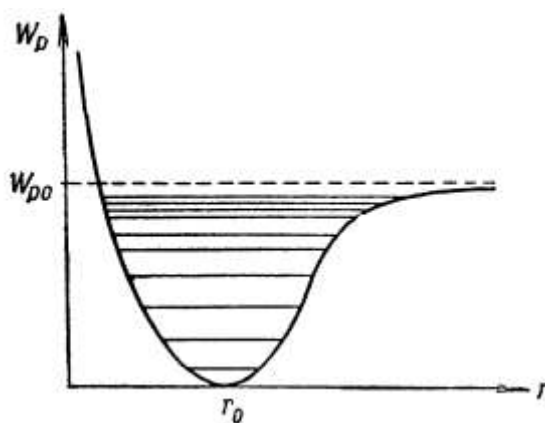
Бұл тек қоңсылас қәддилердің арасында ғана өтиўлердің мүмкин екенлигин аңғартады. Жақтылықты шығарыу процессине $\Delta n = -1$ теңлиги сәйкес келеди. Бундай жағдайда жийилиги

$$\nu = \frac{W'_{terb.} - W_{terb.}}{h} = \frac{a}{h} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{M}} \quad (7)$$

шамасына тең жақтылық шығарылады (сек⁻¹ лердеги).

$\frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{M}}$ шамасының ядролардың (1)-квазисерпимли күштиң тәсириндеги меншикли тербелис жийилиги ν_0 болып табылатуғынлығын аңғарамыз. Солай етип, нурландырылған жақтылықты жийилиги ν ядролардың меншикли тербелислериниң жийилиги ν_0 ге тең болады.

352-сүррет.
Молекуланың тербелмели қәддилери.



Егер ν жийилигин әдеттегидей см⁻¹ лерде аңғартатуғын болсақ, онда (7)-формуланың орнына

$$\nu = \frac{1}{2\pi c} \sqrt{\frac{k}{M}} \quad (7a)$$

формуласына ийе боламыз.

Молекулалардың тербелмели қәддилери бир биринен салыстырмалы жақын қашықтықларда жайласқан, сонлықтан тербелмели спектрдің жийилиги ν толқын ұзындығы бир неше микрон болған инфрақызыл областта жайласады.

Ядролардың арасындағы өз-ара тәсирлесиу күшлери квазисерпимли характерден өзгергенде (6)-сайлап алыу қағыйдасы бузылады хәм $\Delta n = \pm 2, \pm 3, \dots$ өтиўлериниң де орын

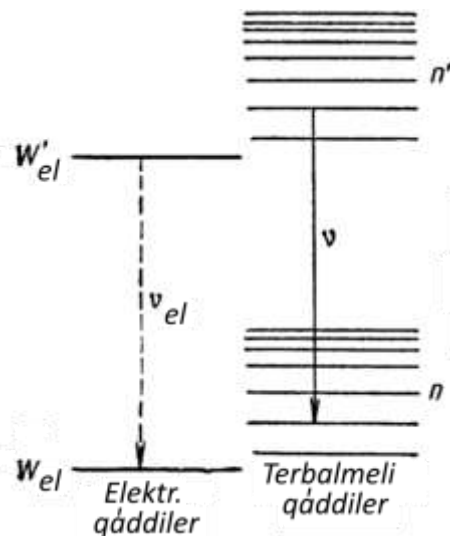
алыу мүмкіншілігі туғылады. Бундай жағдайда шығарылған жақтылықтың ν жийилигин анықлау үшін тербелістердің энергиясы үшін жазылған (5)-аңлатпадан пайдаланыу керек. Егер $(n + \frac{1}{2})h$ ағзасы еле киші болса, онда $\Delta n = -2, -3, \dots$ өтйулерге жууық түрде

$$\nu = 2\nu_0, 3\nu_0, \dots \quad (8)$$

жийиликлерди шығарыу сәйкес келеди.

Усының салдарынан еки атомлы молекуланың тербелмели спектри ν_0 "тийкарғы тоннан" хәм $2\nu_0, 3\nu_0, \dots$ "обертонлардан" тұрады. Мысал келтиремиз: CO молекуласы үшін "тийкарғы тон" $\lambda = 4,67$ мкм болған толқын ұзынлығына сәйкес келеди. Буннан кейинги еки "обертонлар" $\lambda = 2,35$ мкм хәм $\lambda = 1,58$ мкм болған областта жайласады. (8)-қатнас дәл орынланғанда олардың толқын ұзынлықтары 2,33 мкм хәм 1,56 мкм шамаларына тең болыуы керек.

Белгили болған W' хәм W энергия қәддилериниң арасындағы хәр бир өтйуге $\nu = \frac{W' - W}{h}$ монохромат жийилигиниң шығарылуы сәйкес келеди. Сонлықтан, егер молекулада тек ядролардың тербелмели қозғалыслары ғана болатуғын болса, онда оның спектри айырым сызықлардан тұрған болар еди. Хәқыйқатында, хәр бир тербелмели қозғалысқа молекуланың айланбалы қозғалысы қосылады. Бизлер келеси параграфта бұл жағдайдың айырым сызықтың бир бири менен тығыз жайласқан толық "жолақ" пенен алмастырыуға алып келеди. Демек, молекуланың хәр бир еки тербелмели халының арасындағы хәр бир өтйуге бир сызық емес, ал жолақ жууап береді. Бирақ, ұсы жағдайға қарамастан, биз хәзирше ұсындай жолақты молекуланың айланыуы болмаған жағдайдағы бир ν жийилиги менен тәрийиплеймиз.



353-сүрөт.

Хәр қыйлы электронлық халларға сәйкес келетуғын тербелмели қәддилер.

Атомларда электронлық қабық хәр қыйлы энергиялық халларда тұра алады. Тап сол сыяқлы, молекулаларда да электронлық қабық хәр қыйлы болған бир неше халларда тұра алады. Энергиясы W_{el} шамасына тең болған нормаль электронлық конфигурацияны хәм энергиясы W'_{el} шамасына тең қозған халды қараймыз. Бұл электронлық конфигурациялардың хәр бирине ядролар өзлериниң тербелістерине ийе болады. Нәтийжеде биз тербелмели қәддилердің еки жыйнағы $W_{terb.}$ пенен $W'_{terb.}$ лерди аламыз (353-сүрөт). Қәддилердің ұсы еки жыйнағына сәйкес келетуғын квант санларды n хәм n' арқалы белгилеймиз. Бұл еки группалардың қәддилериниң арасындағы өтйулерде жийилиги

$$\nu = \frac{W'_{el} - W_{el}}{h} + \frac{W'_{terb.} - W_{terb.}}{h}$$

шамасына тең жақтылық шығарылады.

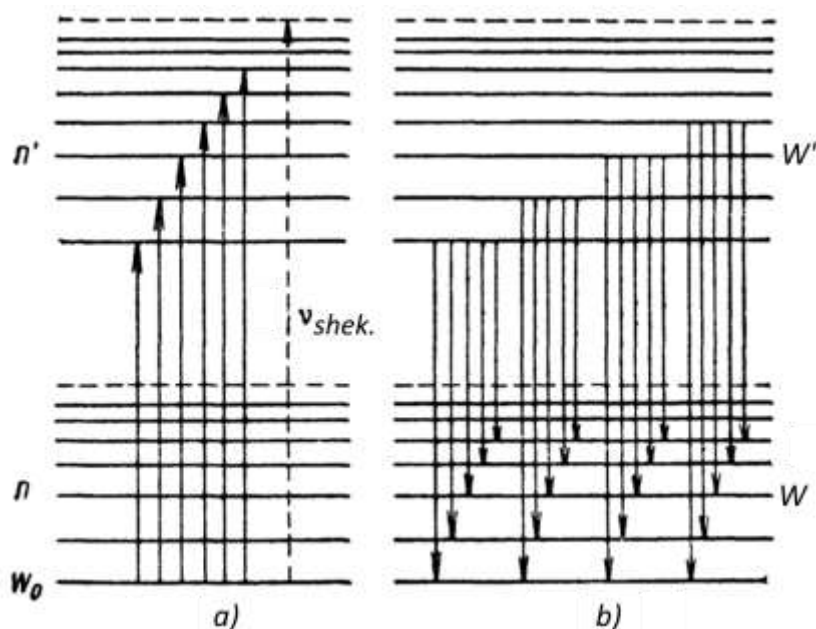
$\frac{W'_{el} - W_{el}}{h}$ шамасын ν_{el} арқалы белгилеп, мынаны аламыз

$$\nu = \nu_{el} + \frac{W'_{terb.} - W_{terb.}}{h}. \quad (9)$$

Электронлық қаллардың берілген жұбы үшін ν_{el} тұрақты шама. $W'_{terb.}$ хәм $W_{terb.}$ энергиялары (2)- хәм (5)-формулар арқалы аңлатылады. Ядролардың арасындағы өз-ара тәсирлесіу күшлериниң шамасы электронлардан ғәрезли болғанлықтан, бұл формулардағы a хәм b тұрақтылары хәр қыйлы болады. Қәддилердиң еки группаларының арасындағы өтиўлер $n - n'$ айырмасының қәлеген мәнисинде жүреді.

Ҳақыйқатында, молекуланың хәр бир тербелмели ҳалына бұл жағдайда да айланбалы қозғалыс қосылады хәм хәр бир $n' \rightarrow n$ өтиўине жолақ сәйкес келеді. Усындай жолақлар системасынан пайда болған спектрди электронлық-тербелмели спектр деп атайды. (9)-формуладағы ν_{el} аддитивлик ағзасының болыўының салдарының бұл спектр спектрдиң көзге көринетуғын областында ямаса оған жақын областта жайласады.

Дәслеп электронлық-тербелмели жутылыў спектрин қараймыз. Мейли, нормаль жағдайда молекула ең төменги W_0 энергия ҳалында туратуғын болсын (354а сүүрет). Төменги группаның жоқарырақ болған қәддилерине өтиўге "тийкарғы тон" менен "обертонлардың" жийилигиндей болған инфрақызыл жутылыў жолақлары, ал жоқарғы группаның қәддине өтиўге спектрдиң көзге көринетуғын областындағы жолақлар сәйкес келеді (ямаса оған жақын болған областлардағы). Дәслеп жоқарғы тербелмели қәддилер бир биринен бирдей қашықлықларда жайласады, ал кейин энергияның 354-а сүүретте пунктир менен белгиленген шеклик мәнисине жақынлағанда бир бирине жақынласады. Усының салдарынан жутылыўдың электронлық-тербелмели жолақлары дәслеп бир биринен бирдей қашықлықта жайласады, ал кейин (үлкен жийиликлер тәрәпине қарай жылысқанда) ν_{shek} мәнисинен өтпей, кем-кемнен тығыз жайласа баслайды. Солай етип, еки атомлы молекуланың электронлық-тербелмели жутыў спектри базы бир дәрежеде бас серияның сызықлары жутылатуғын жутылыў спектрине ұсайды.



354-сүүрет. Электронлық-тербелмели жолақлардың пайда болыўы:
а) жутылыў; б) шығарыў жолақлары.

Енди электронлық-тербелмели шығарыў спектрин қараймыз. Бұл жағдайда жоқарғы хәм төменги тербелмели қәддилердиң арасындағы қәлеген өтиўлердиң болыўы мүмкин

(3546 сүүрет). Усының салдарынан жолақтардың құрамалы системасы пайда болады. Бул системаның жийиликлерин кесте түрінде көрсетіуге болады (XXVI кесте). Бул кестеде ν_{ik} арқалы $n'_i \rightarrow n_i$ өтиүде пайда болатуғын жийилик белгиленген. Көринип тұрғанындай, системаны бағаналар менен қатарларға сәйкес келетуғын айырым группаларға бөлиү мүмкин. Хәр бир бағанада бир жоқарғы қәддиден мүмкин болған барлық төменги қәддилерге өтиүде пайда болатуғын жолақтардың жийиликleri тур. Хәр бир қатарда берилген төменги қәддиге жоқарыдағы мүмкин болған барлық қәддилерден өтиүдің салдарынан пайда болатуғын жолақтардың жийиликleri тур.

Треbelмели қәддилердің схемасының дұрыс екенлиги экспериментлерде еки атомлардың пұуларының флуоресценциясын изертлегенде тастыйықланады. Бул тәжирийбелер атомлық спектрлердеги флуоресценцияны бақлаў бойынша өткерилген тәжирийбелердей түрінде өткериледи (328-сүүрет). Мейли, барлық молекулалар ең төменги $n = 0$ болған қәддиде жайласқан болсын. Пұуларды жийилиги ν_{i0} шамасына тең болған монохромат жақтылық пенен жақтыландырғанда молекулалар нормаль ҳалдан $n' = i$ болған ҳалға өткериледи. Бул $n' = i$ ҳалдан кери бағытта молекула қәлеген төменги терbelмели ҳалға өте алады (355а сүүрет), усының нәтийжесинде флуоресценцияның спектринде жийиликleri ν_{ik} шамасына тең ($k = 0, 1, 2, 3, \dots$) хәм XXVI кестениң бир бағанасына тийисли болған жолақтардың группасы қатнасады.

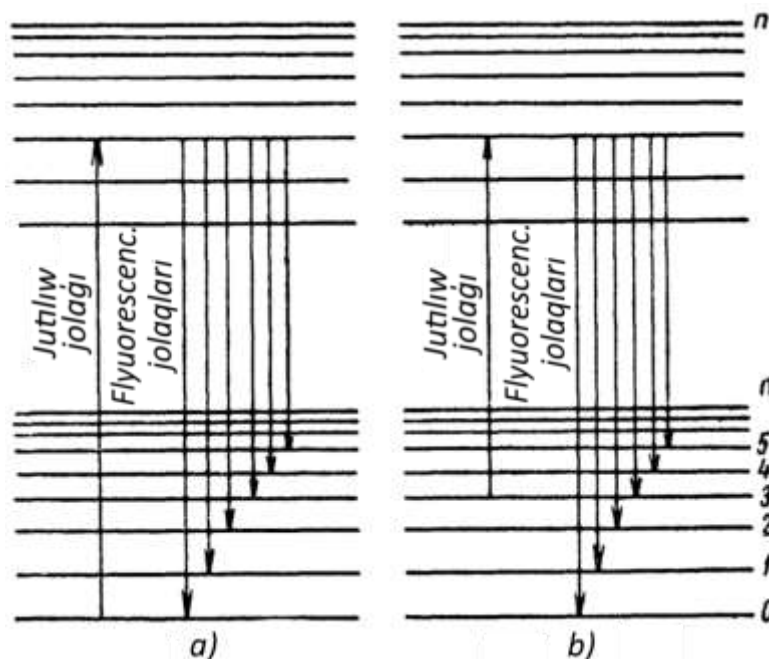
XXVI кесте.

$n \backslash n'$	0	1	2	3	4
0	ν_{00}	ν_{10}	ν_{20}	ν_{30}	ν_{40}
1	ν_{01}	ν_{11}	ν_{21}	ν_{31}	ν_{40}
2	ν_{02}	ν_{12}	ν_{22}	ν_{32}	ν_{41}
3	ν_{03}	ν_{13}	ν_{23}	ν_{33}	ν_{42}
4	ν_{04}	ν_{14}	ν_{24}	ν_{34}	ν_{43}

Солай етип, флуоресценция спектри оны қоздыратуғын спектрге салыстырғанда әдеүйр құрамалы болады (биз қарап атырған жағдайда жийилиги ν_{i0} шамасына тең бир жолақ). Флуоресценцияның спектринде ν_{i0} жийилигине сәйкес келетуғын жийиликтен басқа барлық жийиликлер қоздаратуғын жақтылықтың жийилигинен киши: $k = 1, 2, 3, \dots$ болған жағдайда $\nu_{ik} < \nu_{i0}$. Басқа сөз бенен айтқанда *флуоресценцияның спектри қоздырыўшы жақтылықтың толқын узынлығына тең ямаса оннан үлкен толқын узынлықларына ийе жақтылықтан турады*. Ол қоздырыўшы спектрге салыстырғанда қызыл тәрепке қарай жылысқан. Бул жўймақ биринши рет тәжирийбелерде алынған мағлыўматларды таллаўдың нәтийжесинде Стокс тәрепинен молекулалық спектрлер теориясы пайда болмастан әдеүйр бұрын алынды хәм *Стокс қағыйдасы* деп аталады.

Егер дәслеп молекулалардың бир бөлими қозған терbelмели ҳалларда туратуғын болса, онда Стокс қағыйдасынан шегиниўдың орын алыўы мүмкин. Ал молекулалардың қозған терbelмели ҳалларда болыўы жыллылық қозғалысларының есабынан жүзеге келиўи мүмкин.

Егер, мысалы, молекулалардың бир топары $n = 3$ болған қозған терbelмели ҳалда туратуғын болса (355б сүүрет), онда жийилиги ν_{i3} болған жақтылықты жутқанда флуоресценция спектринде Стокс қағыйдасын қанаатландыратуғын $k = 3, 4, 5, \dots$ ке сәйкес келетуғын ν_{ik} жолақлары да, Стокс қағыйдасына қайшы келетуғын $\nu_{i2}, \nu_{i1}, \nu_{i0}$ жолақлары да болады.



355-сүрет. Флуоресценция жолақтарының пайда болыуы:

а) Сток қағыйдасын қанаатландыратуғын; б) Сток қағыйдасына қайшы келетуғын.

§ 356. Молекулалардың айланыу спектрлери. Квантлық механика қатты еки атомлы молекуланың айланыуының энергиясының мынадай мәнислерге ийе бола алатуғынлығын көрсетеди:

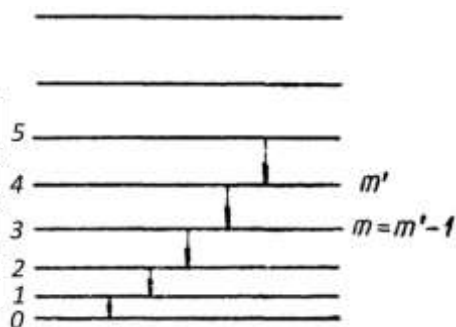
$$W_{\text{ayl.}} = \frac{\hbar^2}{2J} m(m+1). \quad (1)$$

Бул теңликте $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ - айланыу квант саны. J шамасы молекуланың инерция моменти болып табылады. (1)-формуладан көринип тұрғанындай, m ниң үлкейиі менен айланыу қәддилерин бир биринен кем-кемнен ұзақласады (356-сүрет). Молекула нормаль электронлық ҳалда ең төменги тербелмели ҳалда ($n = 0$) жайласады деп болжаймыз. Айланыу қәддилериниң арасындағы өтиўлерди қараймыз. Бул өтиўлер

$$\Delta m = \pm 1 \quad (2)$$

сайлап алыў қағыйдасына бағынады.

$\Delta m = -1$ мәниси жақтылықтың шығарылыуы процессине, ал $\Delta m = +1$ жақтылықтың жутылыу процессине сәйкес келеди.



356-сүрет.

Молекуланың айланыу қәддилери.

m' хәм $m = m' + 1$ квант санлары менен тәрийипленетуғын қоңсылас айланыу қәддилериниң арасындағы өтиўде шығарылатуғын жақтылықтың жийилиги ν ди табамыз. (1)-формула бойынша бул жийилик (см^{-1} лердеги)

$$\nu = \frac{\Delta W_{ayl.}}{hc} = \frac{\hbar^2}{2Jhc} [m'(m' + 1) - (m' - 1)m']$$

ямаса

$$\nu = \frac{\hbar}{4\pi Jc} \cdot 2m' \quad (3)$$

аңлатпаларының жәрдеминде анықланады. m квант санындағы штрих бизлердің сызықтарды жоқарғы қәддилердің квант санлары менен санайтуғынлығымыз бенен байланысly.

$$\frac{\hbar}{4\pi Jc} = B \quad (4)$$

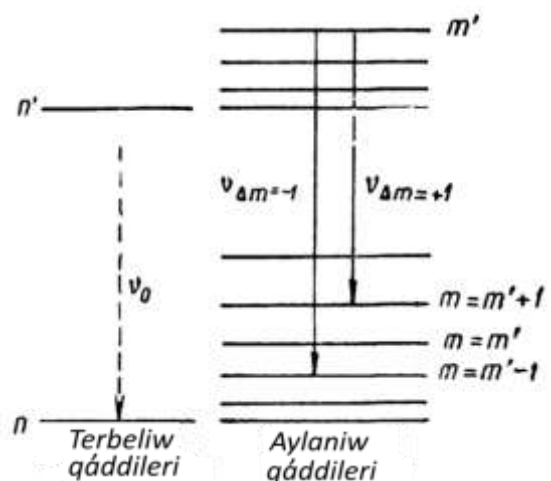
белгилеуін киргиземиз. Бундай жағдайда ν жийилиги үшін

$$\nu = 2Bm' \quad (3a)$$

аңлатпасына ийе боламыз. Бұл аңлатпада $m' = 1, 2, 3, \dots$ ($m' = 0$ теңлиги ең төменги қәддиге сәйкес келеди, бұл қәддиден жақтылықтың шығарылыуы менен болатуғын өтиудің болыуы мүмкин емес). (3a) формула бир биринен бирдей қашықлықта жайласқан бир қатар сызықтарды береді. Бұл сызықтары алыстағы инфрақызыл областта жайласқан хәм жүзлеген микрон толқын ұзынлығына ийе. Биротала мынаған ийе боламыз: еки атомлы молекулалардың таза айланбалы спектри жүдә алыстағы инфрақызыл областта жайласқан бир биринен бирдей қашықлықтарда жайласқан сызықтардан турады. Қоңысылас сызықтардың арасындағы қашықлық B константасының мәнисин табыуға мүмкиншилик береді. Бұл константа (4)-формула бойынша молекуланың инерция моменти J менен байланысқан. Инерция моментлери үшін шама менен $10^{-40} \text{ г}\cdot\text{см}^2$ шамасындағы мәнис алынады. Мысалы, HCl молекуласы үшін $J = 2,61 \cdot 10^{-40} \text{ г}\cdot\text{см}^2$.

Ядролардың массаларының белгили болған мәнислери бойынша еки атомлы молекуладағы ядролардың арасындағы тең салмақлық қашықлық r_0 ди есаплауға болады. CH молекуласы үшін $r_0 = 1,12 \text{ Å}$ шамасы алынады. Бұл шама басқа да таллауларда алынған молекулалардың өлшемлерине сәйкес келеди.

357-сүүрет.
Молекуланың тербелмели-айланыу
қәддилери.



Молекуланың айланыуына сәйкес келетуғын энергия үшін жазылған (1)-формула жууық формула болып табылады. Молекуланың айланыуының әдеуір үлкен болған мүйешлик тезликлерде оны қатты деп есаплауға болмайды: тең салмақлық қашықлық r_0 диң шамасы орайдан қашыушы күшлердің тәсиринде үлкейеди. Бундай жағдайда (1)-формуланы

$$W_{ayl} = hc[Bm(m + 1) - Cm^2(m + 1)^2]$$

формуласы менен алмастырыў керек болады. Бул формулада C - екинши константа, оның мәніси B дан киши.

Енди бир электронлық конфигурацияға киретуғын еки тербелмели n хәм n' қәддилерин қараймыз. Молекуланың айланыўының нәтийжесинде тербелмели қәддилердің хәр бири m хәм m' квант санлары менен тәрийипленетуғын бир қатар айланыў қәддилерине ажыралады (357-сүўрет). Айланбалы қәддилердің бир группасынан екиншисине өткендеги шығарылатуғын жақтылықтың жийилиги мынаған тең:

$$\nu = \frac{\Delta W_{\text{terb.}}}{hc} + \frac{\Delta W_{\text{ayl.}}}{hc}.$$

Айланыў болмаған жағдайда $\nu_0 = \frac{\Delta W_{\text{terb.}}}{hc}$ жийилиги шығарылған болар еди. $n - n' = -1$ теңлиги орын алғанда молекуланың тербелмели спектриниң "тийкарғы тоны" болған болар еди (355-параграф). Енди молекуланың айланыўына байланыслы спектр қурамалы болады. Айланыў энергиясы $W_{\text{ayl.}}$ ушын (1)-аңлатпаны пайдаланамыз. Бундай жағдайда

$$\nu = \nu_0 + B[m'(m' + 1) - m(m + 1)] \quad (5)$$

теңлигине ийе боламыз.

(2)-сайлап алыў қағыйдасы бойынша $\Delta m = m - m' = \pm 1$. $\Delta m = -1$ болған жағдайда (5)-формула мынаны береді:

$$\nu = \nu_0 + 2Bm'. \quad (5a)$$

Бунда $m' = 0, 1, 2, \dots$

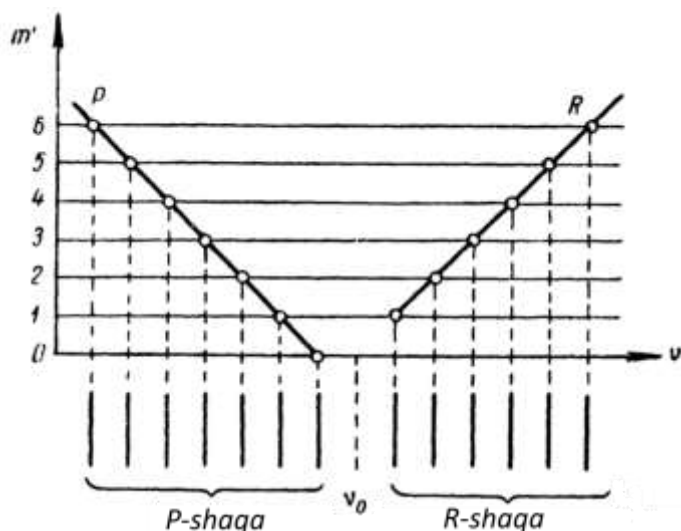
Тап сол сыяқлы, $\Delta m = +1$ болған жағдай ушын мынаны аламыз:

$$\nu = \nu_0 - 2B(m' + 1). \quad (5b)$$

(5a) хәм (5b) формулалары сызықлардың еки шақасын береді деп айтады. Олардың бириншиси ($\Delta m = -1$) терис ямаса R -шақа, екиншиси ($\Delta m = +1$) — оң ямаса P -шақа деп аталады. Еки шақадағы сызықлардың жайласыўын анығырақ түсинип алыў ушын төмендегидей графикалық сүўретти сызамыз. Ордината көшерине пүтин болған m' санларын, ал абсцисса көшерине жийилик ν диң мәнислерин қоямыз (358-сүўрет). m' шамасының үзликсиз функциялары деп қаралатуғын (5a) хәм (5b) аңлатпаларға еки P хәм R түүрылары сәйкес келеді. Түүрылардың m' шамасының пүтин мәнислерине сәйкес келетуғын ноқатларының абсциссалары (358-сүўретте дөңгелеклер менен белгиленген) еки шақадағы сызықлардың жайласыўын береді. Еки шақаның сызықлары $\nu = \nu_0$ ноқатына қарата симметриялы жайласқан. Шақалардың хәр қайсысында сызықлыр бир биринен бирдей болған $2B$ қашықлығында жайласады; шақалар бир биринен $4B$ қашықлығында жайласады. Молекула айланбаған жағдайда n' пенен n тербелмели қәддилериниң арасындағы өтйүге сәйкес келетуғын ν_0 жийилиги спектрде бақланбайды. Себеби, ол қадаған етилген $\Delta m = 0$ өтйүйне сәйкес келеді. P -шақаның сызықлары ν_0 диң киши жийиликлер (үлкен толқын ұзынлықтары) тәрәпинде жатады; R -шақаның сызықлары ν_0 диң үлкен жийиликлер (киши толқын ұзынлықтары) тәрәпинде жатады. Усындай типтеги спектр тербелмели-айланыў спектр атамасына ийе. ν_0 аддитивлик тұрақлысының бар болыўының салдарынан тербелмели-айланыў спектри айланыў спектрге салыстырғанда киши толқын ұзынлықтары тәрәпке жылысқан, ол жеңил молекулалар ушын бир неше микронға тең λ лерде хәм аўыр молекулаларда бир неше онлаған микронларға тең λ лерде жатыр.

Таза айланбалы спектрдің сызықларының арасындағы жийиликлердің айырмасы сыяқлы тербелмели-айланыў спектриниң сызықларының арасындағы жийиликлердің айырмасы бойынша молекуланың инерция моменти J ди табыўға болады. Тербелмели-айланыў спектріндеги сызықлардың интенсивлиги өзіне тән өзгешеликке ийе. Бундай өзгешелик 359-сүўретте HCl молекуласы ушын көрсетилген. Ажырата алыў күши жеткилики болмаған әсбаптың жәрдемінде усындай сызықлардың группасын

бақлағанда хәр бир шақаның айырым сызықлары бир бирине қосылады ҳәм еки кең жолақ пайда болады.



358-сүрөт.

Тербелмели-айланыў спектрдин
P – ҳәм R – шақаларының графиги.

Ең ақырында энергияның барлық үш типі (электронлық, тербелмели, айланыў) бир ўақытта өзгертүүгын жағдайды қараймыз. Бундай жағдайда берилген жуп қәддилердин арасындағы өтиўде (360-сүрөт) шығарылған жақтылықтың жийилиги ν мынаған тең (см^{-1} лерде):

$$\nu = \frac{\Delta W_{el.}}{hc} + \frac{\Delta W_{terb.}}{hc} + \frac{\Delta W_{ayl.}}{hc}.$$

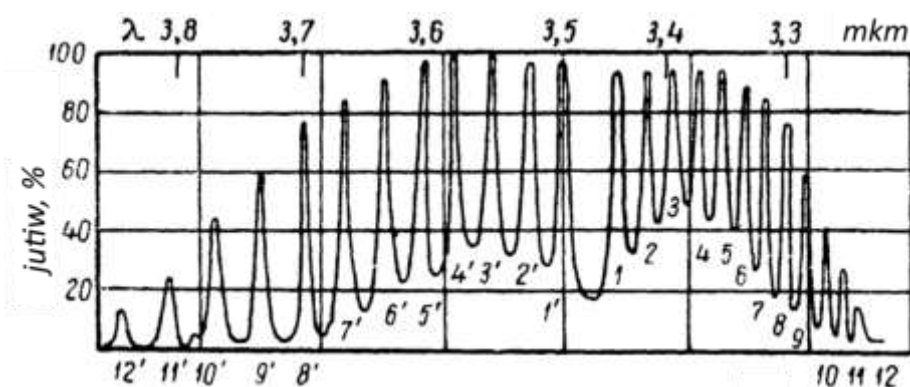
Буннан кейин

$$\frac{\Delta W_{el.}}{hc} + \frac{\Delta W_{terb.}}{hc} = \nu_{et}$$

белгилеўин қабыл етемиз. Бундай жағдайда

$$\nu = \nu_{et} + \frac{\Delta W_{ayl.}}{hc}$$

аңлатпасына ийе боламыз.



359-сүрөт. HCl молекуласының тербелмели-айланыў спектри.

Берилген ν_{et} ниң мәнисинде биз электронлық-тербелмели спектрдин (355-параграф) белгили болған жолағы менен ис алып барамыз. $\Delta W_{ayl.}$ шамасының мүмкин болған мәнислерине жолақтың айырым сызықлары сәйкес келеди. Солай етип электронлық-тербелмели спектрдин хәр бир жолағы құрамалы айланбалы структураға ийе болып шығады.

Жолақтағы айырым сызықтардың орынларын анықтаймыз. Оның үшін W_{ayl} үшін жазылған (1)-аңлатпадан пайдаланамыз. Бирақ, биз енди хәр қыйлы электронлық конфигурациялардағы ядролардың арасындағы өз-ара тәсирлесіу күшлериниң хәр қыйлы болатуғынлығын нәзерде тутыуымыз керек. Демек, тең салмақлық r_0 қашықтығы да, интенция моменти J да хәр қыйлы болады. Сонлықтан айланыу қаддилериниң еки группалар үшін B тұрақтылары хәр қыйлы болады.

Нәтийжеде биз

$$v = v_{et} + B'm'(m' + 1) - Bm(m + 1) \quad (6)$$

аңлатпасын аламыз.

(2)-сайлап алыу қағыйдасы бойынша $m - m' = \pm 1$. Бул айланыу халларының екеуі де бир электронлық конфигурацияға тийисли болған жағдайда орынланады. Егер электронлық конфигурациялар хәр қыйлы болса, онда, ұлыўма айтқанда, $m - m' = 0$ болған өтиўлердиң орын алыуы мүмкин болады ($m = m' = \pm 1$ болған жағдайдан басқа). Сонлықтан, P - шақа ($m - m' = +1$) хәм R - шақа ($m - m' = -1$) менен бир қатарда $m - m' = 0$ өтиўине сәйкес келетуғын үшінши Q -шақа (ямаса ноллик) деп аталатуғын шақа пайда болады.

Бул шақаларды өз алдына қараймыз.

1) P - шақа: $m - m' = +1$.

(6)-формула бойынша мынаған ийе боламыз:

$$v = v_{et} + B'm'(m' + 1)^2 - B(m' + 1)(m' + 2).$$

Әпиўайы алгебралық түрлендирийлерден кейин бул формула мынадай түрге енеди:

$$v = v_{et} + (B' - B)(m' + 1)^2 - (B' + B)(m' + 1). \quad (6a)$$

Бул формулада

$$m' = 0, 1, 2, 3, \dots$$

2) Q -шақа: $m - m' = 0$.

v жийилиги үшін (6)-аңлатпа бойынша

$$v = v_{et} + (B' - B)m'^2 + (B' - B)m'. \quad (6b)$$

Бул формулада

$$m' = 1, 2, 3, \dots$$

3) R -шақа: $m - m' = -1$.

Бул жағдайда (6)-формула мынаны береді:

$$v = v_{et} + (B' - B)m'^2 + (B' + B)m'. \quad (6c)$$

Бул формулада

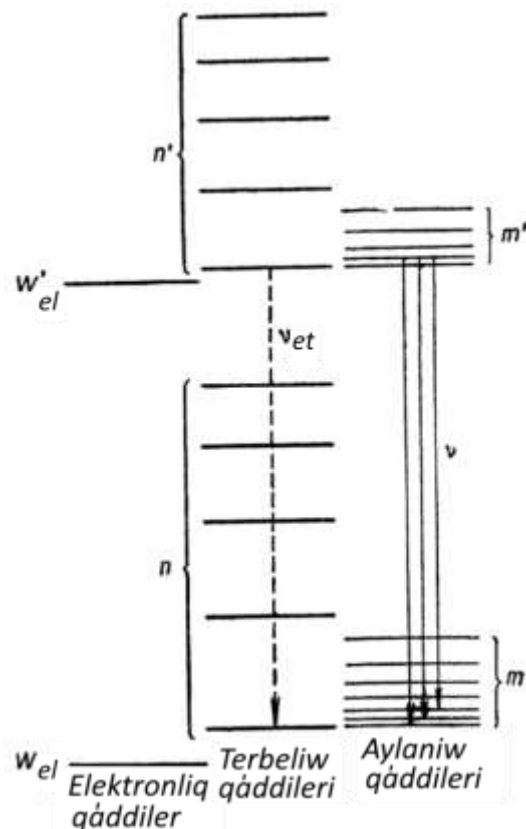
$$m' = 1, 2, 3, \dots$$

Барлық үш шақаны 358-сүүреттеги графикке сәйкес келетуғын графиктиң жәрдемінде көрсетиўге болады (361-сүүрет). Бул графикте абсцисса көшерине v жийиликлер, ал ордината көшерине пүтин санлар болған m' лер қойылған. Хәр бир шақа үшін (6a), (6b) хәм (6c) теңлемелерге сәйкес параболалар болып табылатуғын иймекликлерди аламыз. Шақалардағы сызықтардың орынлары иймекликтің m' тың пүтин мәнислерине сәйкес келетуғын P, Q, R ноқатларының абсциссалары бойынша анықланады. Айырым шақалардың сызықтары бир бириниң үстине түседі. $v = v_{et}$ ноқатында сызық болмайды, себеби $m' = 0 \rightarrow m = 0$ өтиўи "қадаған етилген". Көринип тұрғанындай, сызықлар $v = v_{et}$ ноқатының қасында жийи жайласады (айрықша P -шақасы ийилген орында⁴⁵). Егер $B' > B$ теңсизлиги орынланатуғын болса, онда P -шақасы өсиўши жийиликлер бағытында ийеледі (бул жағдай 361-сүүретте көрсетилген). Бундай жағдайда жолақтағы сызықлар үлкен жийиликлер тәрепке қарай таралады; усындай жолақ қаққында гәп еткенде оны спектрдиң

⁴⁵ Рус тилиндеги "точка перегиба" сөзи қарақалпақ тилине "ийилий ноқаты" деп аўдарылған (Аўдарыўшылар).

фиолет тәрепине саясын түсиреди деп айтады. $B' < B$ теңсизлиги орынланатуғын жағдайда жолақ спектрдің қызыл тәрепине саясын түсиреди. Жолақтардың еки типі де ушырасады. $B' > B$ теңсизлиги орынланатуғын жағдай молекуланың қозған халда киши инерция моментине ийе, усыған сәйкес ядролардың арасындағы тең салмақтық қашықтық r_0 диң нормаль халдағыға салыстырғанда киши болатуғынлығын көрсетеди.

360-сүүрет.
Еки атомлы молекулалардың
электронлық, тербелиў хәм айланыў
қәддилери.

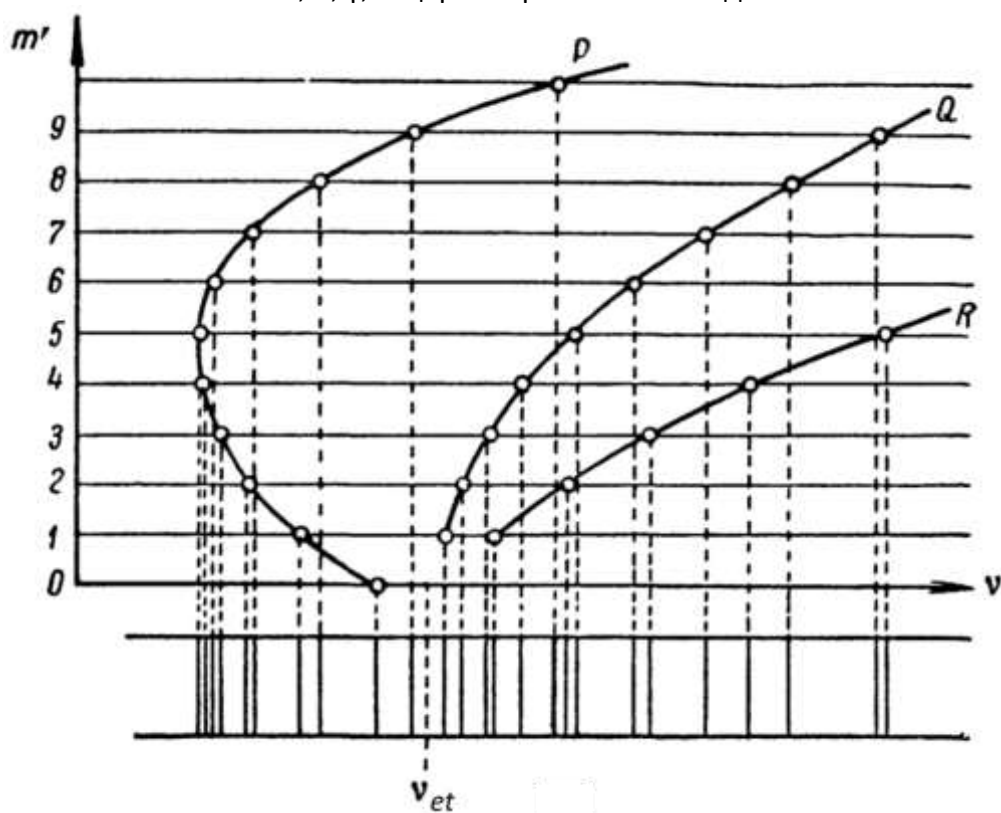


B шамасы молекуланың инерция моментине кери пропорционал болғанлықтан, жеңил молекулалар кеңирек айланыў жолақларына, ал аўыр молекулалар тарлаў айланыў жолақларына ийе болады. Мысалы, LiH молекулалары ушын жолақтағы айырым сызықлар бир биринен жеткилики дәрежеде алыста жайласқан, ал аўыр J_2 молекуласы ушын олар жүдә тар жайласқан.

§ 357. Еки атомлы молекуланың электронлық халлары. 354-сүүретте биз молекуладағы ишки электронлардың еркин атомларда бар болатуғын жабық орбиталардай болған жабық орбиталарды пайда ететуғынлығын көрсеттик. Молекулалардағы сыртқы электронлар болса атомлардағыға салыстырғанда пүткиллей басқа шараятларда жайласады: олар еки ядроның электр майданында қозғалады. Бул электр майданы көшерлик симметрияға ийе, ал еки ядроны тұтастыратуғын тўры симметрия көшери болып табылады. Солай етип, еки атомлы молекулада сыртқы электронлар бағытланатуғын артықмаш бағыт болады. Сонлықтан, егер еки атомлы молекулада пайдаланыў ушын электронның орбиталық моменти p_l хаққында емес, ал оның молекуланың көшерине түсирилген p_{lz} проекциясы хаққында гәп еткен мәниске ийе болады. Бул p_{lz} проекцияның мәнислери $p_{lz} = \lambda \hbar$ мәнислерине ийе болады, бул теңликте λ арқалы 0, 1, 2, ... шамаларына тең квант саны белгиленген. λ квант саны атомлардағы p_l моментиниң сыртқы майданның бағытына түсирилген проекциясын анықлайтуғын m_l квант санына ұсайды. λ ниң берилген хәр бир мәнисинде ($\lambda = 0$ мәнисинен басқа) проекцияның молекуланың көшерине салыстырғандағы еки бағытының болыўы мүмкин. λ

ниң ҳәр қыйлы мәнислерине сәйкес келетуғын электронлық ҳаллар атомлардағыдай етип белгиленеди, бирақ латын ҳәриплериниң орнына грек ҳәриплери пайдаланылады. Бундай жағдайда

λ ниң 0, 1, 2, ... шамаларына тең мәнислерине $\sigma, \pi, \gamma, \dots$ ҳәриплери сәйкес келеди.



361-сүүрет. Электронлық-тербелий-айланыў спектриниң P —, Q — ҳәм R — шақаларының графиги.

Егер электронлық қабықтың қурамына бир неше электрон киретуғын болса, онда бул қабықтың ҳалын моментлердиң проекцияларының молекуланың көшерине түсирилген проекцияларының қосынды мәнисиниң, яғный $\sum p_{lz}$ суммасының жәрдеминде тәрийиплеўге болады. Бул сумманың мәниси λ_i квант санларының алгебралық қосындысына тең болған Λ квант санының жәрдеминде анықланады:

$$\Lambda = \sum \lambda_i. \quad (1)$$

Электронлық қабықлардың ҳалы да ҳәриплердиң жәрдеминде белгиленеди ҳәм Λ ниң 0, 1, 2, ... мәнислерине $\Sigma, \Pi, \Delta, \dots$ ҳәриплери сәйкес келеди.

Әлбетте, еки σ -электронға бир Σ ҳалы сәйкес келеди. Себеби λ_1 ҳәм λ_2 квант санларының екеўи де нолге тең. Егер $\lambda_1 = 1$ ҳәм $\lambda_2 = 1$ квант санларына ийе еки π -электрон болса, онда Λ квант саны еки мәниске ийе болады: $1 - 1 = 0$ ҳәм $1 + 1 = 2$. Биринши жағдайда қабықтың ҳалы Σ символы менен, ал екінши жағдайда Δ символы менен белгиленеди.

Атомдағы сыяқлы, молекуладағы ҳәр бир электронның спинлик моменти оның сырттан түсирилген бағытқа (биз қарап атырған жағдайда молекуланың көшерине) түсирилген проекциясы мынадай еки мәниске ийе болады:

$$p_{sz} = \pm \frac{1}{2} \hbar.$$

Егер электронлық қабықтың құрамына бір неше электрон киретуғын болса, онда электронлардың спин моментлерінің молекуланың көшеріне түсірілген проекцияларының суммасын қарау керек болады. Бұл сумма Σ арқылы белгіленетүгін квант саны менен анықланады (молекуланың $L = 0$ теңлігіне ийе болған электронлық қабығының белгіленіуі менен алжастырмау керек). Ақырында, барлық моментлердің проекцияларының толық қосындысын (орбиталық хәм спинлік) $\Omega = L + \Sigma$ квант санының жәрдеминде анықлайды. L нің хәр бир берілген мәнісінде Ω квант саны $2S + 1$ мәніске ийе болады. Бұл электронның қосынды спинлік моменттің молекуланың көшеріне салыстырғандағы мүмкін болған $2S + 1$ ориентациясына сәйкес келеди. [S - электронлардың қосынды спинлік моментлерінің квант саны (349-параграфқа қараңыз)]. Солай етип, атомда орын алған жағдайдағыдай, биз қаддилердің мультиплеттик ажыралыуына ийе боламыз. Мультиплеттик дәрежесі термнің символының шеп тәрепинде жоқарыға жазылады; Ω квант санының мәнісі индекс түрінде қойылады. Мысалы, молекуланың электронлық қабығы тек бир π -электроннан тұратуғын болса, онда $L = 1$ хәм молекуланың халы Π -хал болып табылады. Бундай жағдайда электронның спинлік моментінің проекциясы $\pm \frac{1}{2} \hbar$ шамасына тең болады, буннан Ω квант саны үшін мүмкін болған еки мәніс алынады:

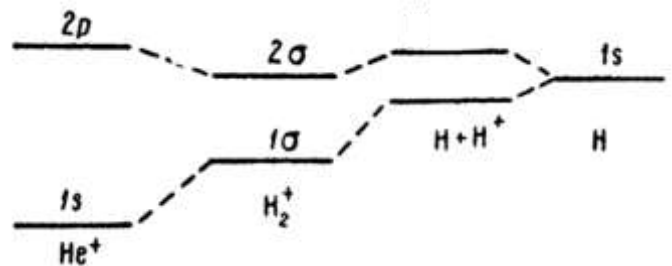
$$\Omega = 1 - \frac{1}{2} = \frac{1}{2}; \quad \Omega = 1 + \frac{1}{2} = \frac{3}{2}.$$

Нәтижеде биз дублеттик Π -халды аламыз: ${}^2\Pi_{1/2}$ хәм ${}^2\Pi_{3/2}$.

Атомдағы сыяқлы, молекуладағы электронлар да Паули принципін қанаатландырады. Усы жағдайға сәйкес, молекулада екиден аслам σ -электронлардың, төрттен артық π -электронлардың, төрттен артық δ -электронның болыуы мүмкін емес.

362-сүрөт.

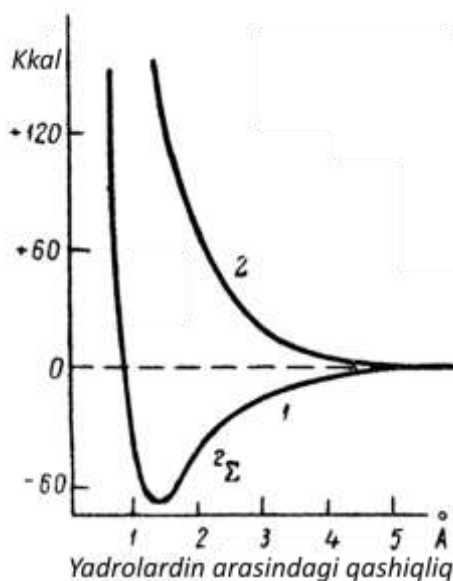
Молекулалық H_2^+ ионның қаддилерін атом түріндегі водород H пенен He^+ гелий ионының қаддилері менен салыстырыу.



Қаддилердің арасындағы өтиулер

$$\Delta L = 0, \pm 1$$

сайлап алыу қағыйдасын қанаатландырады.



363-сүрөт.

H_2^+ молекулалық ионының потенциаллық иймекликлері.

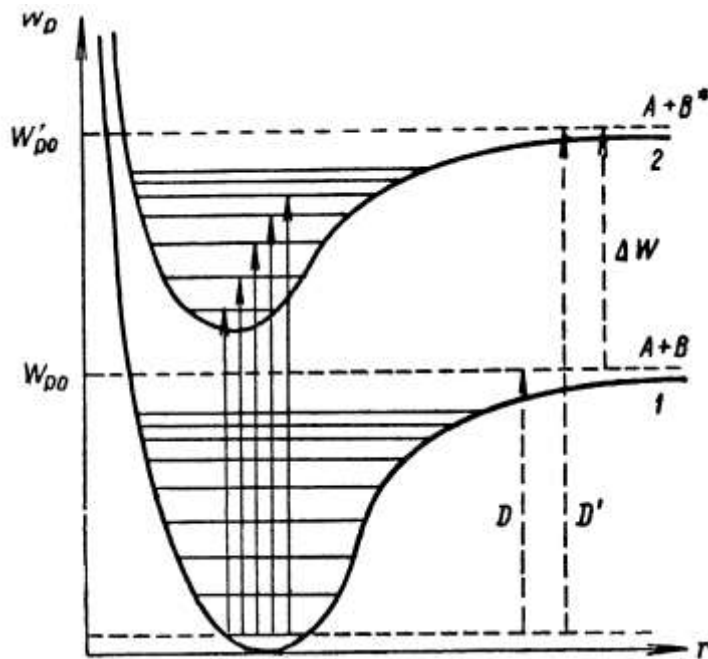
Молекуланың энергия қаддилерин ұсы молекуланы пайда еткен атомлардың энергия қаддилери менен салыстырыўға болады. Бундай салыстырыўды ойымызда дәслеп жүдә үлкен қашықлықта жайласқан еки атомды бир бирине жақынластырыў ҳәм олардың бир бирине тәсир етиўин есапқа алыў жолы менен ислеўге болады. Бул ұсылды молекулалық H_2^+ ионының пайда болыўының ең әпиўайы мысалында қараймыз. Бул ионды нейтраллық водород атомы H пенен протон H^+ тан пайда болған деп есаплаўға болады. Усы еки бөлекше бир биринен күшли қашықлатылған жағдайда водород атомы өзиниң әдеттегидей қаддилериниң жыйнағына ийе болады; оның жалғыз электронының ең терең ҳалы $1s$ ҳалы болып табылады (362-сүўрет, оң бөлим). Протон H атомына жақынласқанда атом түриндеги водород протонның электр майданына киреди ҳәм Штарк қубылысы жүзеге келеди; нәтийжеде $1s$ қадди еки қаддиге ажыралады. H атомы менен H^+ протонның оннан да жақынласыўында ажыралған еки қадди аўысыўға ушырайды. Егер, ең ақырында, биз ойымызда H^+ протонды H атомының орайына молекула пайда болатуғындай дәрежеде жақынластырсақ, онда заряды $E = 2e$ болған ядродан ҳәм бир электроннан туратуғын бирден-бир система пайда болады. Бул система гелийдиң ионласқан ионы He^+ болып табылады (атомлық салмағы 2 ге тең болған оның изотопы). Бул ионның қаддилериниң $1s$ пенен $2p$ болатуғынлығын көрсетиўге болады (362-сүўреттиң шеп бөлими). Солай етип, водородтың ажыралған $1s$ терми He^+ ниң еки қаддине айланады. H пенен H^+ бөлекшелериниң қандай да бир аралықлық жағдайы 1σ ҳәм 2σ молекулалық қаддилерге ийе болған молекулалық ион H_2^+ болып табылады. 1σ ҳәм 2σ қаддилери водород атомының $1s$ қаддине ҳәм He^+ ионының $1s$ ҳәм $2p$ қаддилерине сәйкес келеди. 1σ қаддине минимумға ийе потенциаллық энергияның (363-сүўреттеги 1-иймеклик) ҳәм, ұсыған сәйкес, молекуланың $^2\Sigma$ ҳалының орнықты ҳалының сәйкес келетуғынлығын көрсетиўге болады. 2σ ҳалына үзликсиз өсетуғын иймеклик сәйкес келеди (363-сүўреттеги 2-иймеклик). Бул жағдай ұсы ҳалда H пенен H^+ бөлекшелериниң арасында барлық ўақытта ийтерилис күшлериниң орын алатуғынлығы ҳәм орнықты молекуланың пайда болмайтұғынлығын аңғартады.

§ 358. Молекулалардың диссоциациясы. 355-параграфта тербелмели қаддилердиң жылысып барыў орнының ядролардың бир биринен шексиз қашықласыўына, яғный молекуланың диссоциациясына сәйкес келетуғынлығын атап өттик. Диссоциация энергиясы D (диссоциация "жыллылығы") молекуланың нормаль ҳалдан диссоциацияланған ҳалға өтиў жұмысы менен анықланады. Бул жұмыстың шамасы W_{p0} шамасының мәнисине жақын (364-сүўрет). Егер молекула нормаль ҳалда тербелмеген жағдайда оның мәниси W_{p0} шамасының мәнисине дәл тең болған болар еди. Ҳақыйқатында, $\frac{1}{2}a$ шамасына тең тербелислердиң "ноллик" энергиясының бар екенлигин көрдик (355-параграф). Сонлықтан диссоциация энергиясы $D = W_{p0} - \frac{1}{2}a$ шамасына тең болады. Бирақ, $\frac{1}{2}a \ll W_{p0}$ теңсизлиги орынланатуғын болғанлықтан, биз жуўық түрде

$$D = W_{p0} \quad (1)$$

теңлиги орынлы болады деп есаплаймыз.

Диссоциация энергиясы D ның мәнисин анықлаў ұсылларын қараймыз. Бул энергияны тербелмели қаддилердиң жыйналыў орны бойынша анықлаў мүмкин. Электронлық-тербелиў спектринен бир бағанаға тийисли болған (берилген жоқарғы ҳәм ҳәр қыйлы төменги қаддилер) $\nu_{i0}, \nu_{i1}, \nu_{i2}, \dots$ жийиликлерин таўып (XXVI кестеге қараңыз), олардың қатарын буннан кейинги жийиликлердиң арасындағы айырма $\Delta\nu_{ik}$ нолге умтылатуғын ν_{shk} мәнисинине интерполяциялаў керек. ν_{shk} тиң бул мәниси (см^{-1} де аңлатылған) диссоциация энергиясы D менен $D = \nu_{shk} \cdot hc$ түринде байланысқан.



364-сүрөт.
Диссоциация энергиясы:
 D - қозбаған молекулаға
тийисли; D' - қозған молекулаға
тийисли.

Нормаль электронлық халға сәйкес келетуғын молекуланың диссоциация энергиясы D менен бир қатарда қозған электронлық халға сәйкес келетуғын молекуланың D' диссоциация энергиясын да анықлауға болады. Молекуланың қозған халына сәйкес келетуғын потенциаллық иймеклик 364-сүрөттеги 2-иймекликтің жәрдемінде сүрөтленеди. Бул иймекликтің барлық ноқатлары өзинің ноқатлары менен нормаль молекулаға тийисли болған 1-иймекликтің ноқатларынан жоқарыда жайласады. Диссоциация энергиясы D' потенциаллық W'_{p0} энергиясына ("ноллик" энергия $\frac{1}{2}a$ ны есапқа алмағанда) тең:

$$D' = W'_{p0}. \quad (2)$$

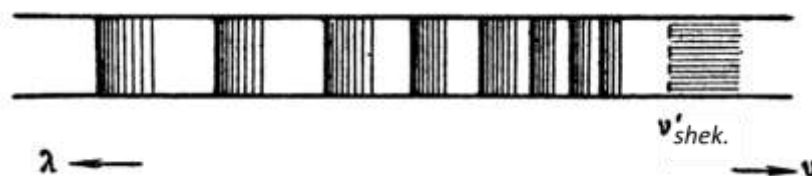
D' тың мәнісин молекулалардың жутылыу спектрін бақлау бойынша табыуға болады. Жутылыу электронлы-тербелиу спектр төменгі қәддиден қозған молекуланың буннан кейінгі бир қатар тербелиу қәддилеріне өтүүлдерде пайда болатуғын жолақлардан тұрады (364-сүрөтте стрелкалар менен белгиленген). Оларға бир бирине қарай жылысатуғын жутылыу жолақтары сәйкес келеди (365-сүрөт). Жылысыудың шеклерінен тыста тутас жутылыу областы жатады, бул областта жутылған жақтылықтың энергиясының бир бөлімі диссоцияланған молекуланың бөлімлеріне кинетикалық энергия бериу үшін жұмсалады. Интерполяциялау жолы менен жолақлардың жылысыу шегі болған ν'_{shek} шамасын тауып, биз молекуланың диссоциациясы энергиясы $D' = \nu'_{shek} \cdot hc$ ны да таба аламыз. Бул усыл жутылыуда да бақланатуғын бас серияның шегі бойынша атомның ионизация потенциалын табыу усылына жүдә ұсайды (342-сүрөт). Еки процесс те бир бирине ұсайды: атомда жутылатуғын фотонның энергиясы жоқарылағанда электрон атомның шеклерінен пүткиллей шығарыламан дегенше кем-кемнен энергияның жоқары болған қәддіне өткериледи; молекулада болса жутылатуғын фотонның энергиясы өскенде ол ыдыраймын дегенде кем-кемнен жоқарыдағы тербелиу қәддилеріне көтеріледи. Еки процесске де (фотоионизация менен диссоциация) атомның бас сериясының шеклерінің сыртындағы ямаса молекуланың жутылыу спектрінің жолағының шеклерінен тыста жайласқан тутас жутылыу спектри сәйкес келеди.

Диссоциацияның еки энергиялары D менен D' тың арасында белгили байланыс бар. Нормаль молекуланың диссоциациясында нормаль халлардағы еки атом пайда болады. 364-сүрөтте олар $A + B$ арқалы белгиленген. Қозған молекуланың диссоциациясында

пайда болған еки атомның бири қозған халда болады, бұл жағдай 364-сұйретте жұлдызша менен белгиленген. W'_{p0} хәм W_{p0} энергияларының айырмасы атомды қоздырыў энергиясы ΔW ге тең. Сонлықтан, (1)- хәм (2)-теңликлерден мынаған ийе боламыз:

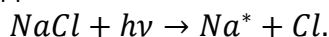
$$D' = D + \Delta W. \quad (3)$$

Егер атомды қоздырыў энергиясының мәниси белгили болса, онда (3)-теңлик бойынша диссоциация энергиялары D менен D' ниң бирейиниң мәнисин билип, екіншисиниң мәнисин анықлаўға болады.



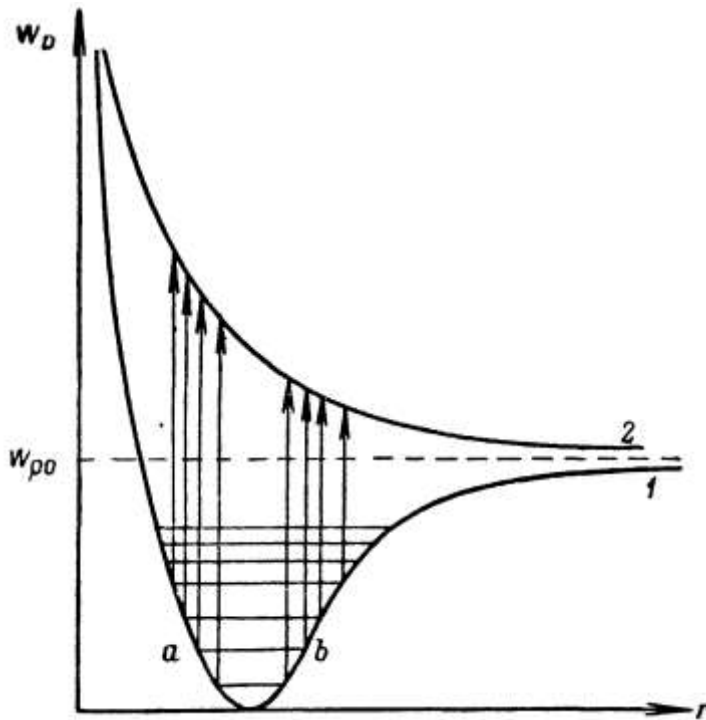
365-сұйрет. Жутылыў жолақларының системасы.

(3)-теңликке А.Н.Теренинниң молекулалардың диссоциациясының энергиясын анықлаўдың ұсылы тийкарланған. Теренина ұсылы флуоресценцияның спектрин анықлаўға алып келинеди. Еки атомлы молекулалардан туратуғын пұўды жийилиги жутыў жолақларының бирейиниң жийилигине сәйкес келетуғын жақтылық пенен жақтыландырғанда флуоресценцияның спектринде молекулалық жолақлар пайда болады. Егер қоздыратуғын жақтылықтың жийилиги $\nu > \nu'_{shek}$ теңсизлигин қанаатландыратуғын болса, онда молекула диссоциацияланады хәм қозған атомлар пайда болады. Бұл атомлар нормаль халға қайтқанда атомлық сызықты шығарады. Солай етип, флуоресценцияның спектринде атомлық сызықлардың пайда болыўы бойынша диссоциация процессиниң басланыўы сезиле баслайды. Атомлық сызықтың пайда болатуғын ең киши жийилик ν'_{shek} тиң мәнисин береді хәм бұл мәнис бойынша D' анықланады. Бұл ұсыл хәр қыйлы силтили галогенлик бирикпелердиң пұўлары ушын пайдаланылды. Мысал ретинде $NaCl$ молекулаларынан туратуғын пұўды қараймыз. Егер қоздыратуғын жақтылықтың жийилиги $\nu > \nu'_{shek}$ теңсизлигин қанаатландыратуғын болса, онда мынадай схема бойынша фотодиссоциация процесси жүреді:



Бұл аңлатпада Na^* натрийдиң қозған атомын аңғартады. Бұл атом $2P$ халында турады. Нормаль $1S$ халына қайтқанда ол $\nu = 1S - 2P$ сары сызықты шығарады. $NaCl$ пұўларын толқын ұзынлығы $2000 \text{ \AA}$ нен киши болған ультрафиолет жақтылық пенен жақтыландырғанда натрийдиң атап айтқанда сары D -сызықларының пайда болатуғынлығы Теренин тәрепинен бақланды.

Еки атомлы молекулалардың диссоциация энергиясының шамасы бир неше электронвольт, яғный бир молге бир неше онлаған мың калорияға тең. Мысалы, $NaCl$ ушын диссоциация энергиясы $D = 97,7 \text{ ккал/моль}$.



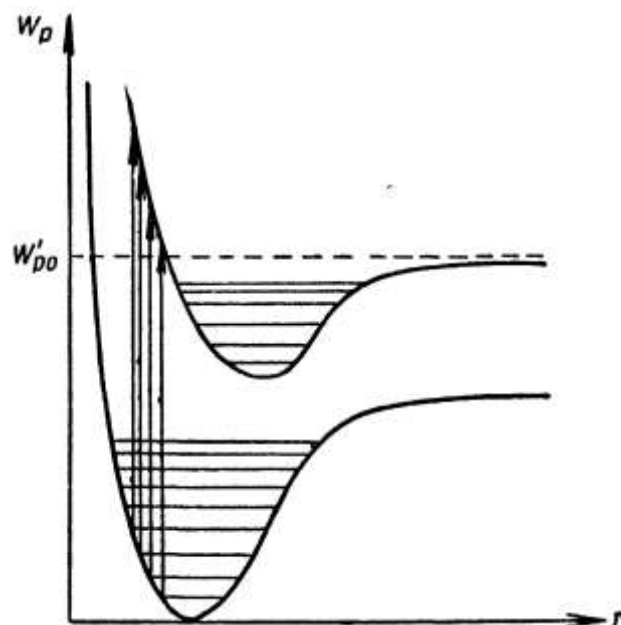
366-сүүрет.
Орнықты потенциаллық
иймекликтен орнықты болмаған
потенциаллық иймекликке өткенде
тутас жутылыу спектриниң пайда
болыуы.

357-параграфта көргениміздей, молекулалар орнықты ғаллар менен бир қатарда орнықты емес ғалларға да ийе болады. Бундай ғалларға минимумға ийе болмайтуғын потенциаллық энергия сәйкес келеди. Молекуланың диссоциациясы оның орнықты ғалынан орнықты емес ғалға өтиуінде де жүзеге келиуі мүмкин. Молекуланы орнықты болмаған иймекликке өткеріу процессине жутылыу спектриниң тутас областы сәйкес келеди. Орнықты емес ғал квантланбаған болғанлықтан, ол энергия қаддилериниң үзликсиз қатары менен тәрийипленеди, бирақ базы бир белгили болған интервалдағы энергиялардың қалеген мәнисине алып келеди. Тәжирийбелер, диссоциацияға алып келетуғын ұсындай тутас спектрдиң өзиниң ишине толқын ұзынлықларының белгили болған участкасын ғана алатуғынлығын көрсетеди. Ол кең, жайылған жутыу жолағы түрине ийе. Бул жолақлар бизлердиң жоқарыда көрген молекулалық жолақлардан өзлериниң қақыйқатында да "тутаслығы" менен ажыралып тұрады, яғнай хеш бир спектраллық әсбаптың жәрдемінде оларды айырым сызықларға ажыратыуға болмайды. Бундай жолақлардың пайда болыуы *Франк-Кондон принципи* деп аталатуғын принциптиң жәрдемінде түсиндириуға болады. Бул принцип молекулалардың салыстырмалы үлкен массаға хәм салыстырмалы әстелик пенен тербелетуғынлығына тийкарланған. Жеңил электронлардың жутылатуғын жақтылықтың тәсирінде ғалларының өзгериси жүдә үлкен тезлик пенен жүзеге келеди. Сонлықтан жутылған жақтылықтың тәсиріндеги бир потенциаллық иймекликтен екиншисине өтиу ядролардың арасындағы қашықлық өзгермей қалған жағдайда әмелге асады.

Франк-Кондон принципиниң орынланыуы көз-қарасынан орнықты потенциаллық иймекликтен (1-иймеклик, 366-сүүрет) орнықты емес (2-иймеклик) иймекликке өтиуди қараймыз. Тербелиуши молекуланың толық энергиясының хәр бир мәнисине 366-сүүретте горизонт бағытындағы сызық сәйкес келеди. Горизонт бағытындағы сызықлардың потенциаллық иймеклик пенен кесилисуй ноқатларында (*a* хәм *b* ноқатлары) барлық энергия, яғнай ядролардың потенциаллық хәм кинетикалық энергиялары нолге тең; басқа ноқатларда энергияның бир бөлими потенциаллық, ал қалған бөлими кинетикалық. Кинетикалық энергия нолге тең болған моментлерде ядролар өзлериниң тең салмақлық орынларынан максимал аұысқан хәм олардың тезлиги нол мәнисе арқалы өтеди. Тең салмақлық орынлары арқалы өткенде ядролар ең үлкен тезлик пенен қозғалады. Сонлықтан олар көпшилик жағдайларда максималлық аұысыу орынларында жайласады (тербелип тұрған маятниктиң максималлық аұысыуға сәйкес келетуғын орында көп ұақыт туратуғынлығы сыяқлы). Нәтийжеде жақтылықтың жутылыу акты да ядролардың тең салмақлық орнынан ең көп аұысқан жағдайында орын алады хәм 1-иймекликтен 2-иймекликке өтиу тербелиуши молекуланың толық энергиясын сәўлелендиретуғын горизонт бағытында

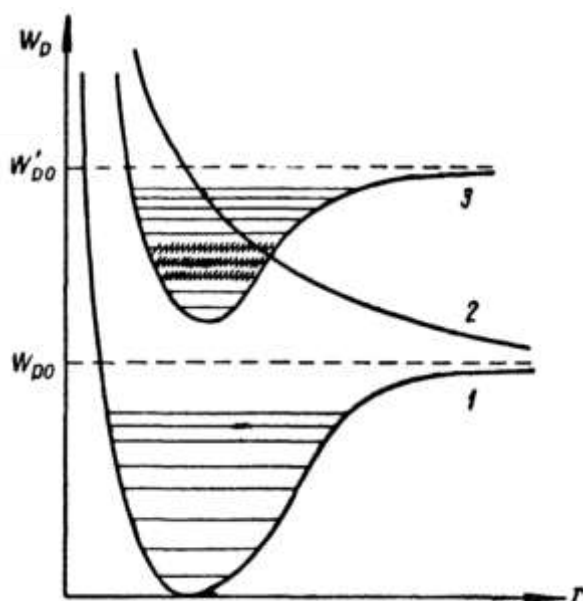
өткерилген стрелкалардың еки группасы менен көрсетиледи. Франк-Кондон принципи бойынша хәр бир стрелка бирдей болған r ге ийе болған 1- хәм 2-иймекликлердің еки ноқатын тутастырады. Бул стрелкалардың группаларының бири $r - r_{min}$ мәнислерине жақын, ал екіншиси $r - r_{max}$ мәнислерине жақын областта жатады. Бул областлардың бириншисине тутас жұтылыўдың қысқа толқынлы жолағы, ал екіншисине ұзын толқынлы жолағы сәйкес келеди.

367-сүўрет.
Еки орнықлы иймекликлердің арасындағы өтиўдеги тутас жұтылыў спектриниң пайда болыўы.



Потенциаллық иймекликлердің екеўи де орнықлы, бирақ қозған молекулаға тийисли болған иймекликтің минимумы нормаль молекуланың потенциаллық энергиясының иймеклигине салыстырғанда r дің үлкен мәнислерине қарай жылысқан жағдайда да тутас жұтылыўдың орын алыўы мүмкин (367-сүўрет). Франк-Кондон принципи бойынша еки иймекликтің арасындағы өтиў бул жағдайда да бирдей r ге ийе ноқатлардың арасында жүзеге келиўи керек. Сонлықтан, төменги иймекликтің $r = r_{min}$ мәнисине жақын областларынан өтиў қозған молекуланың $W_p > W_{p0}$ энергиясына ийе болыўына алып келеди (367-сүўрет). Ядролар сондай аўысқан болады, олар бир бири менен ийтерисип, олар тең салмақлық орны арқалы өтеди хәм тарқасады; молекула диссоциацияланған халға және қайтып келеди.

Жоқарыда көрсетилген жақтылықтың тутас жұтылыў процесси менен бир қатарда молекулалар тәрепинен тутас спектрдің шығарылыўынан тұратуғын кери процесстиң жүрийи де мүмкин. Еки атом орнықлы болмаған потенциаллық иймеклик бойлап жақынласып спонтан түрде ("өз бетинше") орнықлы иймекликке өткен жағдайда шығарылады. Бирақ бундай шығарыў жүдә сийрек жүзеге келеди. Жоқарғы орнықлы потенциаллық иймекликтен төмениректеги орнықлы емес иймекликке өткендеги тутас спектрдің шығарылыўының итималлығы жоқары. Буған мысал сыпатында водородтағы электр разрядындағы интенсивли тутас спектрдің шығарылыўын көрсетиўге болады.



368-сүүрет.
Молекуланың предиссоциациясының пайда болыуы.

Ақырында, предиссоциация деп аталатуғын процессти қараймыз⁴⁶. Бұл процесс еки потенциаллық иймекликлер кесилесетуғын жағдайда бақланады. 2-орнықты болмаған потенциаллық иймеклик қозған молекуланың орнықты 3-орнықты сызығын кесип өтеди деп болжаймыз (368-сүүрет). Квантлық механикадан еки энергиялық иймеклик бир бири менен кесилесетуғын болса, онда бир иймекликтен екінші иймекликке спонтан түрде өтиудің белгили болған итималлығының бар болатуғынлығы келип шығады. Сонлықтан 368-сүүретте көрсетилген жағдайда қозған молекуланың тербелмели қаддилеринен (штриховка менен белгиленген) молекуланың диссоциациясына алып келетуғын орнықты иймекликке өтиулердің болыуы мүмкин.

Солай етип, қозған молекула W'_{D0} энергиясына еле ийе болмаған ўақытта да диссоциацияның басланыуы мүмкин. Жоқарырақ тербелмели қаддилер қайтадан орнықты болады. Спектрде жолақлардың бир бөлими хәлсиз хәм жайылған болған жағдайда предиссоциация көринеди; бұл орнықты болмаған иймекликке өтиу жүзеге келетуғын қаддилердің киши жасау ўақытына ийе болатуғынлығына сәйкес келеди.

§ 359. Изотопияның молекулалық спектрлерге тәсири. Дерлик барлық элементлер ушын изотоплар деп аталатуғын хәм бир биринен тек атомлық салмағы бойынша айрылатуғын атомлардың сортларының бар екенлиги белгили (II том, 219-параграф). Тербелиу хәм айланыу спектрлеринің жийиликлери бир элементтің хәр қыйлы изотопларында хәр қыйлы. Бұл тербелиу спектрлеринің жийиликлери $\nu_{terb.}$ лердің молекуланың келтирилген массасынан, ал айланыу спектринің $\nu_{ayl.}$ жийилигинің инерция моментине, ал ұсы инерция моментинің өзинің өз гезегинде келтирилген массадаң ғәрезлиги менен байланысly. Изотопияның тербелиу хәм айланыу спектрлерине тәсирин өз алдына қараймыз.

355-параграфта айтылғанларға байланысly тербелиу спектринің жийилиги $\nu_{terb.}$ мынадай формуланың жәрдемінде есапланады:

⁴⁶ Предиссоциация - (латын тилинде prae - алдын ала, алдында хәм диссоциация сөзлеринен) энергиясы сәйкес қозған электронлық халдың диссоциациялық шегинен киши болған қозған молекуланың ыдырауы. Молекуланың байланысқан халдан энергиясы тап сондай болған байланыспағын (еркин) халға өтиуинің белгили итималлығының бар болыуының себебинен жүзеге келеди. Предиссоциация сөзин қарақалпақ тилине аудармаймыз (Аударыушылар).

$$v_{\text{terb.}} = \frac{\Delta n}{2\pi c} \sqrt{\frac{k}{M}}. \quad (1)$$

Бұл формулада M молекуланың келтирилген массасы және Δn тербеліу квант санының өзгерісі. Бір биірінен тек изотоплық құрамы менен айрылатуғын молекулалардағы бірдей қалларда тұратуғын электронлардың санлары бірдей. Сонлықтан олар үшін k константасының мәнісі бірдей және тек келтирилген массалар M лердің мәніслері хәр қыйлы. Екі атомлы AB молекуласын қараймыз. Мейли, бірінші атом массасы m_A болған бір A атомына, ал екіншісі массалары m_B және $m_{B'}$ болған екі изотопқа ийе болсын. Бұндай жағдайда молекулалардың AB және AB' болған екі типіне ийе боламыз. Олардың келтирилген массалары $M = \frac{m_A m_B}{m_A + m_B}$ және $M' = \frac{m_A m_{B'}}{m_A + m_{B'}}$ шамаларына тең. Берілген элементтің изотопларының атомлық салмақтары әдетте атомлық салмақтың бір ямаса екі бірлікке айрылады. Сонлықтан жүде киші болмаған атомлық салмақларға ийе атомлардан тұратуғын молекула үшін келтирилген массалардың айырмасы $\Delta M = M' - M$ келтирилген M' және M массаларға салыстырғанда киші.

(1)-формула бойынша AB' және AB молекулаларының екеуінің тербеліу спектрлерінің жиіліклерінің айырмасы болған $\Delta v_{\text{terb.}} = v'_{\text{terb.}} - v_{\text{terb.}}$ шамасы мынаған тең:

$$\Delta v_{\text{terb.}} = \frac{\Delta n}{2\pi c} \left(\sqrt{\frac{k}{M'}} - \sqrt{\frac{k}{M}} \right)$$

ямаса

$$\Delta v_{\text{terb.}} = \frac{\Delta n}{2\pi c} \sqrt{\frac{k}{M}} \left(\sqrt{\frac{M}{M'}} - 1 \right).$$

(1)-аңлатпаға сәйкес теңліктің оң тәрепіндегі қаўсырманың алдында тұрған көбейтiуші $v_{\text{terb.}}$ жиілігіне тең. Бұннан мынаған ийе боламыз:

$$\Delta v_{\text{terb.}} = v_{\text{terb.}} \left(\sqrt{\frac{M}{M'}} - 1 \right). \quad (2)$$

$M = M' - \Delta M$ теңлігі орынлы болғанлықтан

$$\frac{M}{M'} = 1 - \frac{\Delta M}{M'}$$

теңлігіне, ал бұннан жууық түрдегі

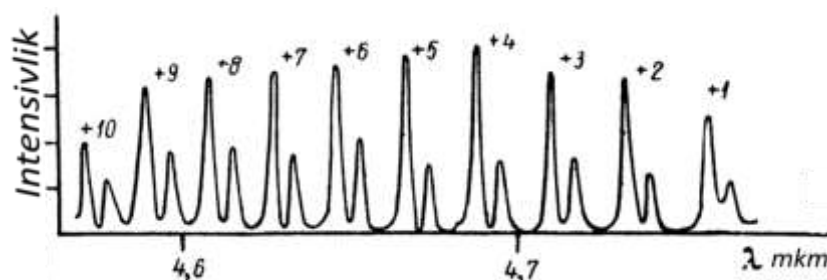
$$\sqrt{\frac{M}{M'}} = \sqrt{1 - \frac{\Delta M}{M'}} \cong 1 - \frac{1}{2} \frac{\Delta M}{M'}$$

теңлікке ийе боламыз. Бұннан кейін (2)-формула мынадай түрге енеді:

$$\Delta v_{\text{terb.}} = -v_{\text{terb.}} \cdot \frac{1}{2} \frac{\Delta M}{M'}. \quad (2a)$$

Егер B атомының массасы A атомының массасынан көп киші болса, онда $\frac{\Delta M}{M'}$ қатнасының шамасы жууық түрде $\frac{\Delta m_B}{m_B}$ қатнасына тең болатуғынлығын аңсат көрсетіуіге болады. Бұл қатнаста Δm_B арқалы B және B' изотоптарының атомлық салмақтарының айырмасы белгіленген. Орташа атомлық салмақларға ийе атомлар үшін $\frac{\Delta M}{M'}$ қатнасының мәнісі $\frac{1}{10} \sim \frac{1}{50}$ шамасында. Сонлықтан, (2-а) формуладан көрініп тұрғанындай, тербеліу жиіліклерінің изотоплық жылысуы жеткілікті дәрежеде үлкен және оны орта

ажырата алыў күшине ийе болған әсбаплардың жәрдемінде анықлаўға болады. $\nu_{\text{terb.}}$ шамасы электронлық-тербелиў спектриниң аңлатпасына аддитивлик шама түрінде киретуғын болғанлықтан электронлық-тербелмели спектрдиң барлық жолақлары изотоплық жылысыўға ушырайды. Молекулалық жолақлардың жылжыўы бойынша биринши рет C^{13} , N^{15} , O^{17} , O^{18} хәм және де бир қатар изотоплар анықланды. Жердеги әдеттегидей шараятларда үглеродтың аўыр C^{13} изотопы тийкарғы C^{12} изотопқа 1% муғдарда араласқан. Бирақ, спектроскопиялық ұсыллардың үлкен сезгирлигине байланысly $C^{13}C^{12}$ молекулалардың бар екенлигин аңсат аңғарыўға болады. $C^{13}C^{13}$ молекулалары жүдә сийрек ушырасады. 4-сүүретте (қосымшаға қараңыз) C_2 ниң λ толқын ұзынлығы шама менен 4737 Å болған жолақ келтирилген. Тийкарғы жолақтың басының алдында ($C^{12}C^{12}$) үлкен толқын ұзынлықлары тәрәпине қарай жылысқан $C^{12}C^{13}$ молекуласының жолағының әззи басы жайласқан.



369-сүүрет. HCl дың инфрақызыл жолағының структурасындағы изотоплық жылжыў.

Енди изотопияның еки атомлы молекуланың айланыў спектрине тәсирин қараймыз. 356-параграфтағы (3)-формула бойынша таза айланыў спектриниң жийиликлери мынаған тең:

$$\nu_{\text{ayl.}} = \frac{\hbar}{2\pi Jc} m'. \quad (3)$$

Бул формулада J арқалы молекуланың инерция моменти хәм m' арқалы 1, 2, 3, ... мәнислерине ийе болатуғын айланыў квант санлары. AB' хәм AB молекулаларының айланыў спектри ушын жийиликлердиң айырмасы $\Delta\nu_{\text{ayl.}} = \nu'_{\text{ayl.}} - \nu_{\text{ayl.}}$ ушын

$$\Delta\nu_{\text{ayl.}} = \frac{\hbar}{2\pi c} m' \left(\frac{1}{J'} - \frac{1}{J} \right) = \frac{\hbar}{2\pi Jc} \left(\frac{J}{J'} - 1 \right) \quad (4)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

(3)-теңликтиң жәрдемінде бул аңлатпаны

$$\Delta\nu_{\text{ayl.}} = \nu_{\text{ayl.}} \left(\frac{J}{J'} - 1 \right)$$

түрінде көрсетемиз. $\frac{J}{J'} = \frac{M}{M'}$ теңлиги орынлы болғанлықтан $\frac{J}{J'} - 1 = -\frac{\Delta M}{M'}$ теңлигине ийе боламыз, бундай жағдайда (4)-формула мынадай түрге енеди:

$$\Delta\nu_{\text{ayl.}} = -\nu_{\text{ayl.}} \frac{\Delta M}{M'}. \quad (4a)$$

(2-а) хәм (4-а) формулаларды салыстырыўдан айланыў спектрлери ушын изотоплық жылжыўдың салыстырмалы мәниси болған $\Delta\nu/\nu$ шамасының тербелиў спектрине салыстырғанда еки есе үлкен екенлигин көремиз. $\nu_{\text{ayl.}}$ жийилигиниң шамасы $\nu_{\text{terb.}}$ жийилигиниң шамасынан әдеўир киши болғанлықтан, айланыў спектриндеги жылжыў абсолют мәниси бойынша киши болады. Усының менен бир қатарда, таза айланыў спектрлери спектрдиң алыстағы инфрақызыл областында жайласқан. Бул областта бақлаўларды өткерий қыйын. Әдетте, изотоплық жылжыў тербелиў ямаса электронлық-тербелиў жолақларының айланыў структурасында бақланады. Бул жағдайда оның шамасы

салыстырмалы киши. Бирақ, сонда да сәйкес спектраллық аппаратураны пайдаланғанда оны аңғарыуға болады. 369-сүўретте HCl молекуласының айланыў-тербелиў жолағының структурасына изотопияның тәсири көрсетилген. Спектраллық эсбаптың жеткилики дәрежедеги ажырата алыў күшинде барлық сызықлардың қос екенлиги көринеди: қураўшылардың бири HCl^{35} молекуласына, ал екіншиси HCl^{37} молекуласына тийисли.

§ 360. Жақтылықтың комбинациялық шашыраўы. Молекулалардың қәсийетлерин үйрениўдин аҳмийетли ұсылларының бири жақтылықтың комбинациялық шашыраўы, яғный жақтылықтың жийилигиниң өзгериўи менен болатуғын шашыраўы болып табылады. 284-параграфта жақтылықтың гүңгирт затлар арқалы өтиўин қарағанымызда, биз шашыраған нурлардың жийилиги ν диң келип түсетуғын нурлардың жийилиги ν_0 ге тең болатуғынлығын көрдик. Бундай жағдай орталыққа киргизилген қандай да бир өзге бөлекшелердеги шашыраўда да, жыллылық қозғалысларының бар болыўының нәтийжесинде пайда болатуғын тығызлықтың флукуацияларындағы шашыраўында пайда болады. Бирақ, шашыратыўшы бөлекшелер шашыраған нурлардың амплитудасының дәўирли түрдеги өзгерисине алып келетуғын қандай бир тербелислерге қатнаспаса жағдай ұсындай болады. Соңғы жағдайда шашыраған жақтылық модуляцияланған болып табылады. I томдағы 104-параграфта биз модуляцияның жийиликтиң өзгериўине алып келетуғынлығын көрдик. Жақыйкатында да, $x = a \cos 2\pi\nu_0 t$ тербелисинде амплитуда a ның өзи $a = a_0 \cos 2\pi\nu' t$ нызамы бойынша өзгереді. Бундай жағдайда

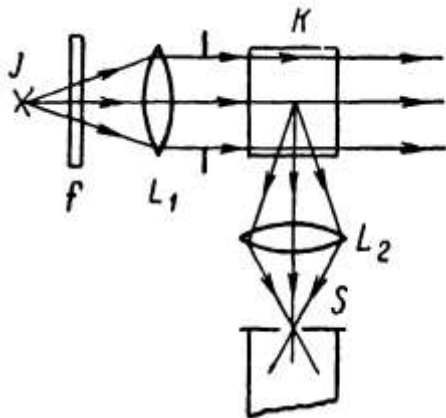
$$\begin{aligned} x &= a_0 \cos 2\pi\nu' t \cdot \cos 2\pi\nu_0 t = \\ &= \frac{a_0}{2} \cos 2\pi(\nu_0 + \nu')t + \frac{a_0}{2} \cos 2\pi(\nu_0 - \nu')t \end{aligned}$$

теңлигине ийе боламыз. Бул тезлик модуляцияланған тербелистиң жийиликлери $\nu = \nu_0 \pm \nu'$ шамаларына тең еки гармоникалық тербелиске ажыралатуғынлығын көрсетеди. Сонлықтан, шашыраған нурлардың амплитудасын дәўирли түрде өзгертетуғын орайларда шашыраған дәслеп ν_0 жийилигине ийе болған жақтылық та өзиниң жийилигин өзгertiўи керек болады: дәслепки жийилиги ν_0 шамасына тең болған жақтылықтың орнына жийиликлери $\nu = \nu_0 \pm \nu'$ шамаларына тең еки нур пайда болады.

Л.И.Мандельштам жақтылықтың модуляциясының ұсындай түриниң кристаллардағы жыллылық қозғалысларында пайда болатуғын қойыўласыўлардағы шашыраўларда да пайда болатуғынлығын көрсетти. I томның 93-параграфында биз кристаллық пәнжерде жыллылық қозғалысының түрғын толқынлардың пайда болыўына алып келетуғынлығын атап өттик. Усының салдарынан кристалдағы белгили орынларда жақтылықтың модуляцияланған шашыраўына алып келетуғын қойыўласыўлар менен сийрексийлер дәўирли түрде пайда болады. Есаплаўлар кварц кристаллары ұшын модуляция жийилигиниң шамасының 10^{10} сек^{-1} шамасына тең бола алатуғынлығын көрсетеди. Усының салдарынан жүзеге келетуғын модуляцияның нәтийжесинде дәслепки жийиликтиң мәниси проценттиң мыңнан бир үлесине өзгериўи орын алады. Бул эффекттиң жүдә киши болыўына қарамастан, оны тәжирийбеде табыўға болады. Жақтылықтың кристаллардағы жыллылық түрғын толқынларындағы шашыраўындағы жийиликтиң өзгериўи биринши рет ленинградлы физик Е.Ф.Гросс тәрепинен бақланды.

Жақтылықтың модуляциясына алып келетуғын екінши себеп молекуланың қурамына киретуғын атомлардың тербелислери менен байланысly. Бул жағдайда да, жийилиги ν_0 шамасына тең келип түсийи нурлар менен биргеликте шашыраған нурлардың ишинде жийиликлери $\nu = \nu_0 \pm \nu'$ шамаларына тең еки нур пайда болады. Бул теңликте ν' арқалы молекуладағы атомлардың меншикли тербелислериниң жийилиги белгиленген. $\nu' \cong 10^{12} \text{ сек}^{-1}$ теңлиги орын алатуғын болғанлықтан, атомлардың тербелислериниң салдарынан пайда болған модуляция жыллылық толқынлары тәрепинен пайда етилген модуляцияға салыстырғанда әдеўир терең. Егер молекула меншикли тербелислердиң бир неше ν' ,

$\nu'', \nu''', \dots$ жийиликлерине ийе болса, онда шашыраған жақтылықта барлық "комбинациялық" $\nu_1 = \nu_0 \pm \nu'$, $\nu_2 = \nu_0 \pm \nu''$, $\nu_3 = \nu_0 \pm \nu'''$, ... жийиликлеринің пайда болыуы керек. Буннан жийиликтің өзгеріуі менен жүретуғын жақтылықтың шашырауының атамасы - *комбинациялық шашырау* атамасы пайда болған. Усындай типтеги шашыраудың болыуы Москва университетінде кварц кристаллында шашыраған нурлардың спектраллық құрамын эксперименталлық изертлеген Л.И.Мандельштам хәм Г.С.Ландсберг тәрөпинен табылды. Олар менен бир ўақытта тап усндай құбылыс жақтылықтың сұйықлықлардағы шашырауын бақлаған индиялы физиклер Раман менен Кришнан тәрөпинен бақланды. Совет хәм индиялы алымлардың жұмысларының бир биринен ғәрезсиз өткергенлигин хәм бир ўақытта орынланғанына қарамастан, шет еллердеги әдебиятта жақтылықтың комбинациялық шашырауын тек Раманның аты менен байланыстырады хәм оны Раман құбылысы деп атайды.



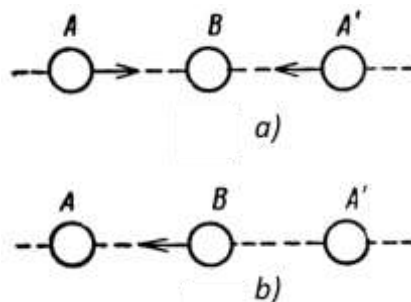
370-сүрөт.
Комбинациялық шашырауды бақлау.

Кристаллардағы жақтылықтың комбинациялық шашырауын бақлау бойынша өткерилген тәжірибениң схемасы 370-сүрөтте көрсетилген. Жақтылықтың дереги сыпатында J сынап лампасы хызмет етеди; сынап пұлары тәрөпинен шығарылатуғын спектрден f фильтринің жәрдемінде жийилиги ν_0 болған бир сызық айырып алынады. Фильтр арқалы өткен жақтылық L_1 линзаның жәрдемінде K кристаллына қарай жибериледи. Келип түсетуғын нурлардың бағытына перпендикуляр бағытта шашыраған нурлар L_2 линзаның жәрдемінде спектрографтың саңлағы S ке түсириледи. Комбинациялық шашыраудың интенсивлиги жүдә киши, сонлықтан кристалдағы бир текли болмаған орынлардағы шашыраудың шамасы жүдә күшли болмауы керек. Бирақ, усндай жағдайға қарамастан, әдеттегидей ("релейлик") шашырау барлық ўақытта да орын алады хәм шашыраған нурлардың спектрінде өзгермейтуғын ν_0 жийилигиндеги сызық қатнасады. Мандельштам менен Ландсбергтің бақлаулары өзгермейтуғын ν_0 жийилигинің еки тәрөпинде симметриялы түрде (жийиликлер шкаласында) $\nu_1 = \nu_0 \pm \nu'$, $\nu_2 = \nu_0 \pm \nu''$, $\nu_3 = \nu_0 \pm \nu'''$ х.т.б. жийиликлерине ийе жолдасларының болатуғынлығын көрсетти. ν', ν'', ν''' жийиликлери изертленип атырған кристалл ушын тән болып, келип түсетуғын нурдың жийилиги ν_0 ден ғәрезли емес. Егер, келип түсетуғын дәсте жийиликлери ν_i ге тең болған бир неше спектраллық сызықлардан туратуғын болса, онда олардың хәр қайсысының әтирапында жолдаслары пайда болады.

Тийкарғы сызықтан фиолет тәрөпте жайласқан жолдаслардың ($\nu_1 = \nu_0 + \nu'$ х.т.б.) интенсивликлери спектрдің қызыл тәрөпинде жайласқан жолдаслардың интенсивликлеринен әдеуір хәлсиз. Кристалдың температурасының жоқарылауы менен "фиолет" жолдаслардың интенсивликлери тез өседи. "Қызыл" жолдаслардың интенсивликлери температурадан дерлик ғәрезли емес. Тап усндай нызамлықлар жақтылықтың сұйықлықлардағы шашырауында да бақланады.

Теориялық жуўмақларды тәжирийбелерде алынған мағлыўматлар менен салыстырыўдан жолдаслардың тийкарғы сызықтан қашықлығына тең $\nu', \nu'', \nu''', \dots$ жийиликлериниң кристалдағы ионлардың меншикли тербелислериниң жийиликлери менен сәйкес келиўиниң керек екенлигин көрсетеди. Тап усы тербелислер инфрақызыл нурларды жутыўдың нәтийжесинде де пайда бола алады. Ҳақыйқатында да, комбинациялық шашыраўда жолдаслардың жайласыўлары бойынша алынған $\nu', \nu'', \nu''', \dots$ жийиликлери жутылыўдың инфрақызыл жолақларының жийиликлерине сәйкес келеди. Мысалы, жақтылықтың кристаллық кварцта шашыраўында тийкарғы сызықтан 127; 268; 465; 1075; 1250 см^{-1} қашықлақларда жайласқан жолдаслар бақланады. Тап сол кристаллық кварц инфрақызыл областта жийиликлери $\nu = 128; 263; 480; 1110$ хәм 1200 см^{-1} шамаларына тең жутыў жолақларын береді. Еки қатар да бақлаўдың қәтеликлериниң шеклеринде бир бирине сәйкес келеди. Бирақ комбинациялық шашыраўда хәм инфрақызыл жутыўда көринетуғын усындай сәйкес келеиўшилик барлық ўақытта орын ала бермейди. Кристаллық кварцтағы комбинациялық шашыраўдың спектринде жоқарыда келтирилген жолдаслардың арасында тийкарғы сызықтан 208, 405 хәм 694 см^{-1} сызықлары да бар. Инфрақызыл жутыў спектринде бул сызықлар көринбейди. Соның менен бирге қарама-қарсы жағдай да бар: бундай жағдайда жутыў жийиликлерине комбинациялық шашыраўдың спектриндеги жолдаслар сәйкес келмейди. Усындай сәйкес келмеўшилик былайынша түсиндириледі: биз қарап атырған нурлардың модуляциясы ушын молекуладағы оның бөлимлериниң өзгериси жеткилики, бирақ молекуланың электр моменти өзгериссиз қала алады. Жақтылық электромагнит толқынларының молекулада жутыла алыўы ушын усы молекулада электр моментиниң өзгериўи менен байланыслы болған тербелислердиң жүзеге келиўи керек. Усы айтылғанларды дара мысалда айқынластырамыз: мейли, молекула бир сызықтың бойында жайласқан бир оң B атомнан хәм еки терис A хәм A' атомларынан (үш атомнан) туратуғын болсын (371-сүўрет). Егер молекуладағы тербелислер терис болған A хәм A' ионларының симметриялық тербелислерине алып келинетуғын болса, онда бул еки ион да барлық ўақытта оң B ионынан бирдей қашықтықта жайласады (371-а сүўрет) хәм молекуланың диполлик моменти өзгермейди. Тек ғана электронларға ядролар тәрепинен тәсир ететуғын күшлер ғана өзгериске ушырайды. Нәтийжеде молекуланың поляризацияланыўшылығы хәм соған сәйкес оның жақтылықты шашыратыўшылық қәбилетлиги өзгереді. Егер молекуладағы тербелисте оң ион B биресе A ионы менен, биресе A' ионы менен жақынласатуғын болса (371-б сүўрет), онда молекуланың электр моменти өзгереді хәм бундай жағдайда молекула түскен нурды жута алады. Молекуланың поляризацияланыўшының өзгериўи менен байланыслы болған тербелислер тек комбинациялық шашыраўда көринеди; тек молекуланың электр моментиниң өзгериўи менен байланыслы болған тербелислер инфрақызыл жутылыў спектрлеринде ғана көринеди. *Қубылыслардың екеўинде де молекуланың поляризацияланыўшылығы хәм электр моменти өзгеретуғын тербелислер менен байланыслы болған жийиликлер көринеди.* Демек, комбинациялық шашыраўдың хәм жутылыў спектрлерин салыстырыў молекулалардың ишинде жүзеге келетуғын тербелислердиң әҳмийетли характеристикаларын анықлаўға мүмкиншилик береді.

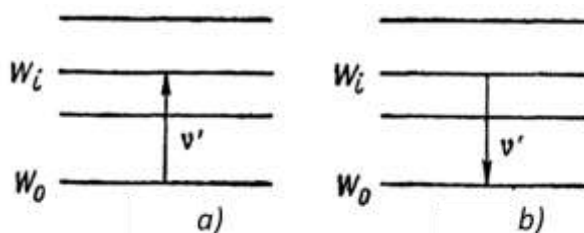
371-сүрет.
Молекуланың
поляризацияланушылығына (а) хәм
электр моментиниң өзгериўине (б) алып
келетуғын тербелислер.



Жоқарыда келтирилген комбинациялық шашыраўдың классикалық түсиндирилиўи толық емес. Ол бир қатар фактлерди, мысалы "фиолет" хәм "қызыл" жолдаслардың хәр қыйлы интенсивликлерге ийе болатуғынлығын түсиндире алмайды. Хақыйқатында, жақтылықтың затлар менен тәсир етисиўинде жүзеге келетуғын басқа қабылыслар сыяқлы комбинациялық шашыраў да квантлық характерге ийе. 355-параграфта биз қарап өткен көз-қараста тербелмели жийиликлердинң шығарылыўы менен жутылыўы молекуланың энергияның бир қаддинен екнши қаддине өтиўи менен байланыслы. Мейли, молекула энергия ҳалларының $W_0, W_1, \dots, W_i$ қатарына ийе болсын. Ол нормаль ҳалда энергиясы W_0 ге тең болған ҳалда туратуғын болсын деп болжаймыз. Энергиясы $\varepsilon_0 = h\nu_0$ шамасына тең фотон менен тәсирлескенде молекуланың жоқарырақ болған W_i энергия ҳалына өтиўи мүмкин (372-а сүрет); усындай өтиў ушын $\Delta W = W_i - W_0$ энергиясының жұмсалыўы талап етиледи. Сонлықтан, фотонның энергиясы ΔW шамасына кемейеди хәм энергиясы

$$\varepsilon = h\nu = h\nu_0 - \Delta W$$

шамасына тең жаңа (шашыраған) фотон пайда болады.



372-сүрет.
а) "қызыл" құраўшының хәм б) "фиолет"
құраўшының пайда болыўы.

Соңғы теңдиктен шашыраған фотонлардың жийилигиниң

$$\nu = \nu_0 - \frac{\Delta W}{h}$$

шамасына тең екенлиги келип шығады. Бирақ, $\Delta W/h$ шамасы молекуланың W_0 қаддинен W_i қаддине өтиўине сәйкес келетуғын ν' жийилиги болып табылады.

$\Delta W/h$ шамасының усы мәнисин пайдаланып

$$\nu = \nu_0 - \nu'$$

теңлигине ийе боламыз. Бұл комбинациялық шашыраўдың спектриндеги "қызыл" жолдастың пайда болыўына алып келеди. Молекулалардың бир бөлими дәслеп W_i қозған ҳалда жайласты деп болжаса "фиолет" жолдастың пайда болыўын түсиндириўге болады (372-б сүрет). Бундай жағдайда түсиўши фотонның тәсиринде молекула энергиясы киши болған W_0 ҳалына өтеди. Дәслепки фотонның энергиясы $\varepsilon_0 = h\nu_0$ ге ΔW энергиясы қосылады хәм энергиясы

$$\varepsilon = h\nu = h\nu_0 + \Delta W$$

шамасына тең шашыраған фотон пайда болады. Буннан "фиолет" жолдастың жийилиги ушын мынадай теңдикти аламыз:

$$\nu = \nu_0 + \nu'.$$

Әлбетте, қозған W_i халдағы молекулалардың саны W_0 нормал халдағы молекулалардың санынан барлық ұақытта да киши болады. Сонлықтан "фиолет" жолдаслардың интенсивлиги "қызыл" жолдаслардың интенсивлигинен киши болады. T температураның жоқарылауы менен қозған молекулалардың саны N_i Больцман нызамы бойынша үлкейеди:

$$N_i = N_0 \frac{g_i}{g_0} e^{-\frac{W_i - W_0}{kT}}.$$

Бул аңлатпада N_0 арқалы W_i халындағы молекулалардың саны белгиленген. Усы аңлатпаға сәйкес "фиолет" жолдаслардың саны температураның жоқарылауы менен тек өсиу керек. "Қызыл" жолдаслардың санының температураға байланыслы сезилерликтей өзгериу керек емес. Себеби жетиу мүмкин болған температураларда W_0 халындағы молекулалардың саны жүдә аз кемейеди. Солай етип, квантлық көз-қараслар "фиолет" хәм "қызыл" жолдаслардың хәр қыйлы интенсивликлерге ийе болатуғынлығын хәм оларға температураның хәр қыйлы тәсир ететуғынлығын тәбийий түрде түсіндиреди.

Фотонлар менен молекулалардың айланыу энергия халларының арасындағы энергия алмасыудың нәтийжесинде де комбинациялық шашыраудың пайда болыуы мүмкин. Молекуланың айланыуына сәйкес келетуғын энергия оның тербелиуине сәйкес келетуғын энергиядан әдеуір киши болғанлықтан, жолдаслар тийкарғы сызыққа жақын жайласады. Олар үлкен басымлардағы (шашыраған нұрлардың интенсивлигин күшейтиу үшін) еки атомлы газлердеги жақтылықтың шашырауында бақланады (N_2 , O_2 , H_2).

Комбинациялық шашырау құрамалы көп атомлы молекулалардағы, солардың ишинде органикалық бирикпелердің молекулаларындағы, тербелислердің меншикли жийиликлерин үйрениудің әхмийетли ұсылы болып табылады. Хәзирги ұақытлары комбинациялық шашырауды бақлауға тийкарланған молекулалық спектраллық анализ ұсылы кеңнен пайдаланылады. Белгили болған жийиликлердің бар болыуы бойынша берилген құрамалы араласпаның құрамына қандай молекулалардың киретуғынлығын додалауға болады. Мысалы, индивидуаллық углеводородлардың белгили болған меншикли жийиликлери бойынша бензиннің хәм басқа да моторлық жанылғылардың құрамы хаққында пикир айтыу мүмкин

§ 361. Суйық хәм қатты денелердің люминесценциясы. Усы ұақытларға шекем биз тек атом түриндеги ямаса молекулалық газлердің (пұўлардың) флуоресценциясын қарадық (342-, 355-параграфлар). Процесс жутыудың салдарынан атомның ямаса молекуланың нормаль халдан қозған халға өтиуі хәм оннан кейин қозған халдан нормаль халға өткенде жақтылықтың шығарылуына алып келинеди. Базы бир жағдайларда үлкен жарықлыққа ийе болған суйық хәм қатты денелердің де флуоресценциясы болады.

Бұрын биз тәрийиплеген газдің флуоресценциясы жақтылықтың сыртқы дереги тәрепинен жақтыландыруы тоқтағаннан кейин жүдә киши ұақыттан соң жоғалатуғын флуоресценция болып табылады. Тап ұсындай жағдай бир қатар суйық хәм қатты денелерде де бақланады. Бирақ, базы бир қатты денелер сырттан түсетуғын жақтылықтың тәсири жоғалғаннан кейин ұзақ ұақыт даўам ететуғын (көп саатлар даўамында) жақтылық шығаратуғын қәсийетке ийе. Жақтылық шығарыудың ұсындай типин әдетте фосфоресценция деп атау қабыл етилген. Бирақ, хақыйқатында, бул белгиси бойынша фосфоресценцияны флуоресценциядан айыруға болмайды. Себеби, хәр қыйлы дара жағдайларда кейинги жарық шығарыудың жүдә хәр қыйлы шеклерде, секундтың жүдә киши үлесинен (10^{-10} секунд) бир неше саатларға шекем сақланыуы мүмкин.

Сыртқы деректен шыққан нұрланыудың тәсириндеги жақтылық шығарыуды оның ұзақлығынан ғәрезсиз биз *люминесценция* деп атаймыз. Усы анықламаға сәйкес, флуоресценция менен фосфоресценция құбылыслары люминесценцияның дара жағдайлары болып табылады.

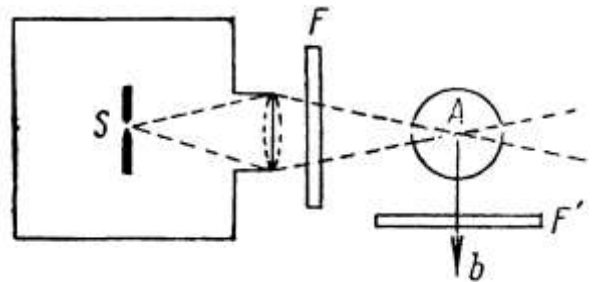
Улыўма айтқанда, түсиўши нурланыўдың тәсиринде денелердің жақтылық шығарыўы ҳәр қыйлы характерге ийе болыўы мүмкин: буның денениң бетинен жақтылықтың шағылысыўы болыўы да, жақтылықтың шашыраўы (релейлик ямаса комбинациялық), люминесценция ҳәм, ақырында жутылатуғын радиацияның тәсиринде денениң қызыўының салдарынан пайда болатуғын температуралық жақтылық шығарыў болыўы да мүмкин. Люминесценцияны жақтылық шығарыўдың баска типлеринен айырыў ушын оның өзине тән өзгешеликлерин көрсетиў керек. Бул өзине тән болған өзгешеликлер ең толық түрде С.И.Вавилов тәрәпинен көрсетилди.

Улыўма айтқанда, люминесценцияның жақтылығының толқын ұзынлығы қоздыратуғын жақтылықтың *толқын ұзынлығынан басқаша болады*. Усы өзгешелиги бойынша люминесценцияның жақтылығы шағылысқан жақтылықтан ҳәм релейлик шашыраўда пайда болған жақтылықтан айрылады. Екиншиден, люминесценция сөниўдің шекли ўақытына ийе болады, яғный ол қоздырыўшы жақтылықтың тәсири тоқтағаннан кейин дәрхәл жоғалмайды (жақтылық тербелислериниң дәўири $t \sim 10^{-15}$ сек үлкен ўақытларда). Ең ақырында, люминесценцияның жақтылығының жарықтылығы b_λ усы люминесценция *бақланып атырған температурадағы абсолют қара денениң жарықтылығынан үлкен*. Бундай үлкен жарықтылық люминесцентлик жақтылық шығарыўдың тең салмақтық емес жақтылық шығарыў екенлиги менен байланысly. Қатаң түрде айтқанда, бундай жағдайда денениң температурасы ҳаққындағы түсиник пүткиллей жоғалады (302-параграфқа қараңыз). Себеби электронлардың энергия қәддилери бойынша тарқалыўы тең салмақты емес. Бирақ, ис жүзинде люминесценцияланатуғын денениң температурасы ҳаққында гәп етиўге болады ҳәм бундай мәнисте люминесценция "салқын" жақтылық шығарыў болып табылады.

Жақтылық шығарыўдың айрықша түри болған фосфоресценция XVII әсирдің басында тәрийипленди, бирақ ол биринши рет толық түрде XIX әсирдің басында В.В.Петров тәрәпинен үйренилди.

373-сүүрет.

Люминесценцияны бақлаў усылы.



Сұйық ҳәм қатты денелердеги люминесценцияны бақлаў усылы газлердеги люминесценцияны бақлаў усылы менен бирдей: S дерегинен шыққан жақтылық (373-сүүрет) изертленетуғын A денесине қарай жибериледи; пайда болған жақтылық шығарыўды Ab бағытында бақлайды. F ҳәм F' филтрлери қоздырыўшы жақтылық пенен люминесценцияның жақтылығының айырым спектраллық участкаларын бөлип алыў ушын қолланылады.

Газлер люминесценцияда айырым спектраллық сызықлардан туратуғын жақтылықты, ал, қатты ҳәм сұйық денелер болса, люминесценцияда айырым спектраллық сызықлардан туратуғын жақтылықты емес ал көбирек ямаса кемирек кеңликке ийе болған тутас жолақтан туратуғын жақтылықты шығарады. Бундай жағдайда шығарылатуғын жақтылықтың спектраллық қурамының келип түскен жақтылықтың спектраллық қурамынан өзгеше болыўы усы қубылыс ушын тән болып табылады. Көпшилик жағдайда *Стокс қағыйдасы* орынланады. Бул қағыйда бойынша люминесценцияның жақтылығының

толқын ұзындығы ұсы люминесценцияға алып келген жақтылықтың толқын ұзындығынан үлкен болады. Шығарыу жолағы L (374-а сұйрет) жұтылуы жолағы A ға салыстырғанда үлкен толқын ұзындықтары тәрепке қарай жылысқан. Жұтылуы жолағы менен шығарыу жолағы 374-а сұйретте көрсетілгендей, бир бирин азмаз басыуы мүмкин.

Стокс қағыйдасы жақтылық қаққындағы фотонлық көз-қараслардан тиккелей келип шығады: егер дене энергиясы $\varepsilon_0 = h\nu_0$ ге тең, жийилиги ν_0 болған фотонды жутатуғын болса, онда бул энергияның бир бөлими энергиясы $\varepsilon = h\nu$ болған фотонға, ал қалған бөлими денениң ишинде энергияның басқа түрлерине айланады. Энергияның бул соңғы бөлимин A арқалы белгилеп, мынадай теңликке ийе боламыз:

$$h\nu_0 = h\nu + A. \quad (1)$$

$A \geq 0$ орынлы болғанлықтан $\nu \leq \nu_0$, яғный люминесценцияның жақтылығының жийилиги қоздыратуғын жақтылықтың жийилигине тең ямаса оннан киши. Демек, люминесценция жақтылығының толқын ұзындығы қоздырыушы жақтылықтың толқын ұзындығына тең ямаса оннан үлкен.

Жутуы жолағы менен шығарыу жолағының айырым бөлимлери бир бириниң үстине түсетуғын 374-сұйретке қайтып келемиз. Мейли, люминесценцияны қоздырыу 374-б сұйретте қойуы штрихланған тар жолақ тәрепинен жүзеге келтирилетуғын болсын. Стокс нызамы орынланғанда люминесценцияның спектринде барлық шығарыу жолағы ғана қатнасып қоймайды, ал толқын ұзындығы қоздыратуғын жолақтың толқын ұзындығынан үлкен болған бөлими ғана қатнасады (374-б сұйретте штрихланған). Бирақ, гейпара жағдайларда Стокс қағыйдасы орынланбайды: тар жолақ пенен қоздарғанда люминесценцияның спектринде қоздырыушы жақтылықтың толқын ұзындығына салыстырғанда толқын ұзындығы киши болған толқынлар да қатнасады (374-с сұйрет). (1)-теңлик бойынша люминесценцияның *антистокслық* областы тек ғана $A < 0$ теңсизлиги орынланғанда ғана, яғный люминесценцияда қоздырыушы фотонлардың энергиясына люминесцентленетуғын денениң ишки дереклериниң есабынан энергия қосылатуғын жағдайда орын алады (355-параграфта айтылғанлар менен салыстырыңыз).

С.И.Вавилов бойынша люминесцентлик жақтылық шығарыу мынадай үш типтеги жақтылық шығарыулардың бирине тууы келеди:

- 1) өз бетинше жақтылық шығарыу,
- 2) мәжбүрий нурланыу хәм
- 3) рекомбинациядағы нурланыу.

Биринши жағдайда қозған атомның (ямаса молекуланың) электроны оннан толық айрылмайды хәм қандай да бир ўақыттан кейин өзиниң дәслепки қалына қайтып келеди хәм ұсының менен бирге жақтылық шығарады. Бундай люминесценцияға мысал сыпатында бир атомлы пуўлардың резонанслық жақтылық шығарыуын көрсетиўге болады. Бундай жағдайда сөниў ўақытының шамасы атомның (молекуланың) қозған қалдағы жасаў ўақыты менен барабар, яғный 10^{-8} секундтың шамасында. Нурланыўдың екнши типн метастабиллик қал болған жағдайда орын алады; бул жағдайда да электрон қозған қалдан ажыралмайды, бирақ өзиниң дәслепки қалына қоршаған бөлекшелердиң тәсиринде ғана қайтып келе алады. Ең ақырында, рекомбинациядағы нурланыў электрон қоздырылатуғын бөлекшеден толық ажыралатуғын жағдайда жүзеге келеди. Соңғы еки жағдайда сөниў ўақытының мәниси үлкен болуы мүмкин (секундтың киши бөлимлеринен бир неше саатқа шекем).

Люминесценцияны жоқарыдағыдай етип үш типке бөлиў схемалық характерге ийе. Көп жағдайларда люминесценцияланатуғын денелердеги қақыйқый процесслер көрип өтилген элементар процесслердиң құрамалы комбинациясы болып табылады.

Соңиўдиң ең әпиўайы нызамлары мыналар болып табылады:

- 1) сөниўдиң экспоненциаллық нызамы:

$$I = I_0 e^{-at}. \quad (2)$$

Бұл теңлікте I_0 - басланғыш интенсивлік, a - тұрақты шама, t - уақыт.

$\tau = \frac{1}{a}$ шамасын қозған қалдың жасау уақыты деп аталады.

2) сөниудің гиперболалық нызамы:

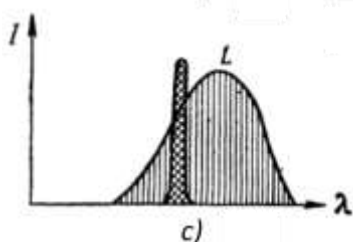
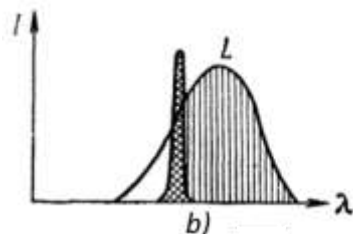
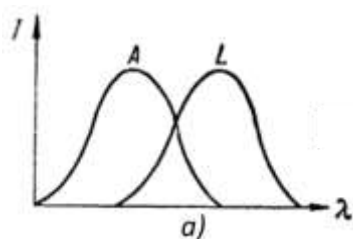
$$I = \frac{I_0}{(b + t)^2}. \quad (3)$$

Бұл теңлікте b - тұрақты шама.

(2)-аңлатпаны логарифмлеп

$$\ln I = \ln I_0 - at \quad (2a)$$

аңлатпасына ийе боламыз.



374-сүрөт.

Жутылыу хәм люминесценция
жолақларының салыстырмалы
жайласулары.

Егер ордината көшерине $\ln I$ ди, ал абсцисса көшерине уақыт t ны қойсақ, онда (2)-теңдеме түүры сызық пенен аңғартылады. 375-сүрөтте С.И.Вавилов хәм В.Л.Левшин тәрәпинен уранил дузының жақтылық шығарыуының сөниўин өлшеудің нәтийжелери келтирилген. 1- хәм 2-иймекликтер қоздырыушы жақтылықтың интенсивлигиниң хәр қыйлы мәнислерине тийисли (хәр қыйлы I_0 лер). Көринип тұрғанындай, (2)-формулаға сәйкес бир бирине параллель болған түүрылар алынады.

Сөниудің экспоненциаллық нызамы өз бетинше нурланыу ұшын тән. Рекомбинациялық нурланыу гиперболалық нызам бойынша сөнеди. Өз бетинше нурланыу болған жағдайда сөниу уақыты температурадан ғәрезли емес. Мәжбүрий хәм рекомбинациялық нурланыуда сөниу уақыты температурадан күшли ғәрезли хәм қызыу менен кемедейди.

Фосфоресценцияланыуға қәбилетли затларды *фосфорлар* деп атайды (кристаллар болған жағдайда - *кристаллофосфорлар*). Әдетте, фосфорлар тийкарғы затларды (мысалы, ZnS , CaS , SrS х. б.) активаторлар (Cu , Mn , Bi , сийрек жер элементлери х.т.б.) менен қыздыруу хәм ($NaCl$, CaF_2 х.т.б.) балқытуу жолы менен алынады. Соңғы уақытлары Ф.Д.Клемент тәрәпинен фосфорларды порошокларды әпиуайы түрде араластыруу

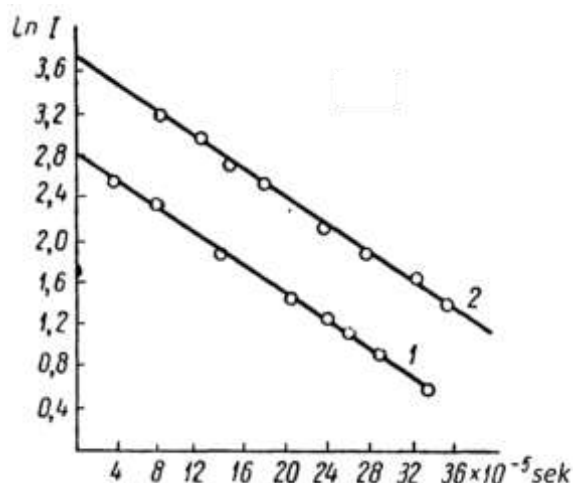
(қыздырыўсыз), вакуумдеги пұўландырыў арқалы жуқа пленкаларды пайда етиў жолы алыўдың мүмкин екенлиги көрсетилди ("субламат-фосфорлар").

Фосфор тәрепинен қоздырыўдың тоқтатылған моменти менен жақтылық шығарыўдың тоқтағанша шығарылған жақтылықтың энергиясының толық муғдарын *жақтылық суммасы* деп атайды. Фосфорды қыздырғанда жақтылық суммасының шамасы өзгериссиз қалады. Егер қыздырыўдың нәтийжесинде сөниў ўақыты киширейетуғын болса, онда жақтылық суммасының өзгермейтуғынлығына байланыслы температураның жоқарылаўы менен жақтылық шығарыўдың жарықлығы күшейеди.

Фосфоресценциядағы "квантлық шығыў" дың мәниси 1 ге жете алады: ҳәр бир жұтылған фотонға шығарылған фотон сәйкес келеди. Стокс нызамы орынланған жағдайда шығарылған ҳәр бир фотонның энергиясы жұтылған фотонның энергиясынан киши болғанлықтан, энергиялық п.т.к. 1 ден азмаз киши болады.

Фосфоресценция қубылысы көп ўақытлардың даўамында түсиндирилмей келди. Активаторлардың атқаратуғын хызмети айрықша түсиниксиз болды. Фосфоресценцияның орын алыўы ушын зәрүрли болған активатордың муғдары жүдә киши болыўы мүмкин: шама менен 10^{-2} - 10^{-4} %. Бирақ, усының менен бирге активатор пүткиллей жоқ болған жағдайда фосфоресценция бақланбайды.

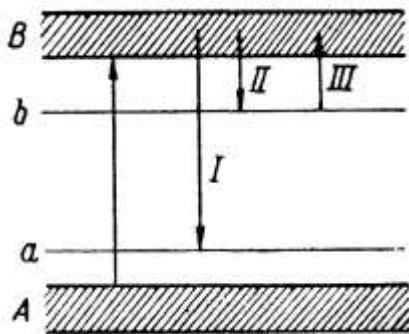
375-сүүрет.
Уранил дузларының сөниў нызамы.



Д.И.Блохинцев 1934-жылы биринши болып фосфоресценция қубылысын түсиндириў ушын кристаллардағы электронлар ушын руқсат етилген энергия зоналары түсинигин киргизди. II томдағы 163-параграфта көрсетилип өтилгениндей, ең әпиўайы жағдайда кристалда руқсат етилген энергиялық ҳаллардың еки зонасы болады. Олардың бири төменги, электронлар менен толған (376-сүүреттеги *A* зонасы), екиншиси жоқарғы, толтырылмаған зона (*B* өткизгишлик зонасы). Қоздырыў жолы менен төменги зонадағы электронды жоқарғы толтырылмаған зонаға өткерийге болады. Квантлық механика бойынша жоқарғы зонадан төменги зонағы өз бетинше нур шығарыў менен өтиў мүмкин емес. Еки зонаның усындай схемасы люминесценцияланыўға қәбилетли емес таза кристалға сәйкес келеди.

Активатор электронлардың мүмкин болған энергиялық ҳалларының қосымша қәддилериниң пайда болыўына алып келеди. Толған *A* зонасының қасында активатор *a* ның қәддилери пайда болады; усының менен бирге *B* өткизгишлик зонасының қасында кристаллық пәнжереде активатордың киргизилиўи менен байланыслы болған жергиликли дефектлер ҳәм бул дефектлердин қар болыўының себебинен жергиликли (локаллық) *b* қәддилери пайда болады. Бул соңғы қәддилер метастабилли қәддилер болып табылады.

Жақтылық жутылғанда төменгі A зонасының электронлары жоқарғы B зонаға өткериледи. Олардың бир бөлеги метастабилли қәддиге өтеди (II стрелка). Егер b менен B қәддилериниң арасындағы энергиялардың айырмасы жыллылық қозғалысларының орташа энергиясынан үлкен болса, онда электронлар нурландырмай, көп ұақыт b қәддинде қала алады. Тек избе-из, флуктуациялардың бар болыуының нәтийжесинде олар B зонасына (III стрелка) хәм оннан a қәддине (I стрелка) нурланыу менен өткериледи. Қыздырылғанда метастабилли b қәддинен B зонасына өтиудиң итималлығын жоқарылайды хәм усының менен бирге өтиу санлары I да, яғный жақтылық шығарыудың жарықлығы өседи. Демек, келтирилген схема жоқарыда келтирилген температураның фосфоресценцияға тәсирин тиккелей түсіндиреди.



376-сүүрет.
Фосфоресценцияның зоналық
теориясына.

Әдетте, фосфорлар электронлардың келип урылыуының тәсиринде де жақтылықты шығара алады (катодолюминесценция).

II томның 171-параграфында ярым өткізгішлердің электр өткізгішлігінің жыллылық қозғалысларының есабынан бир қанша электронлардың электронлар менен толтырылған тийкаргы зонадан көп жоқарыда жайласқан еркин зонаға өтиуі менен байланысly екенлиги айтылған еди. Электронларды еркин зонаға өткеріу жақтылықтың жутылыуы менен де жүзеге келе алады. Нәтийжеде ярым өткізгіштің электр өткізгішлігінің өсиуі керек. Хәқыйқатында да, жақтыландырғанда селен хәм және бир қатар ярым өткізгішлер өзиниң электр өткізгішлігін әдеуір жоқарылатады. 307-параграфта көрсетилип өтилгениндей, бул қубылыс жақтылық ағысларын өлшеу үшін пайдаланылады.

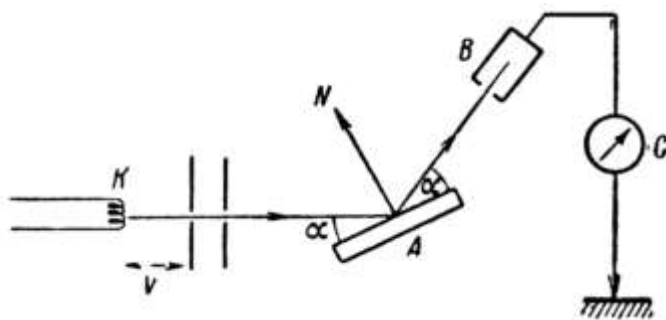
Люминесценция қубылыслары да көп санлы әмелий пайдаланылыуын таппақта. Усы қубылысларға люминесцентлик анализ деп аталатуғын ұсыл тийкарланған. Люминесцентлик жақтылық шығарыудың характери бойынша қандай да бир араласпаның қурамын анықлауға болады. 312-параграфта биз люминесценцияланыушы затлардың хәзирги заман жақтылық дереклеринде қолланылыуын көрсеттик. Люминесценцияланыушы затлар ультрафиолет нурларды (ультрафиолет радиацияның тәсиринде пайда болатуғын көзге көринетуғын жақтылық шығарыудың есабынан), фосфордың инфрақызыл нурлар менен нурландырылыуының себебинен пайда болатуғын "тутаныудың" жәрдеминде инфрақызыл нурларды табыу үшін да қолланылады (катодлы осциллографлар, телевизорлар х.т.б.).

XXXI БАП

КВАНТЛЫҚ МЕХАНИКА

§ 362. Элементар бөлекшелердің толқынлық қасиеттері. Бор теориясының жеткіліксізлігі квантлық теорияның хәм элементар бөлекшелердің тәбияты хақындағы бизің көз-қарасларымыздың тийкарларын критикалық қайтадан ислеўди талап етеди. Бундай жағдайда элементар бөлекшелер дегенде (гейпара жағдайларда микробөлекшелер дегенде) электронларды, протонларды хәм басқа да әпиўайы бөлекшелер нәзерде тутылады. Физиканың раўажланыў процессинде электронды белгили координаталар хәм белгили тезликлер менен тәрийипленетуғын киши механикалық бөлекше сыпатында қараўдың қандай дәрежеде дурыс екенлиги мәселеси пайда болды. Электронлар хақындағы ең биринши көз-қараслар электронлық дәстелер менен өткерилген тәжирийбелердің тийкарында қәлиплести. Атап айтқанда, тап ұсы тәжирийбелер электрон хақындағы қозғалысы зарядланған бөлекшелердің электромагнит күшлериниң тәсиринде есапланатуғын киши бөлекше сыпатындағы көз-қараслардың пайда болыўына алып келди.

Бирақ, электронлардың тәбиятын буннан кейинги үйрениў бундай көз-қараслардың жеткіліксіз екенлигин көрсетти. Бир қатар тәжирийбелерде электронлық дәстелер толқынлық процесс ушын тән болған қасиетлерди көрсетти. Мысалы, кристаллық пластинка арқалы өтетуғын электронлар дәстесиниң дифракцияға ушырайтуғынлығы табылды. Бул тәжирийбени толығырақ таллаймыз. Қызған K сабағынан ушып шығатуғын электронлар дәстеси (377-сүўрет), потенциаллар айырмасы V шамасына тең болған майдан менен тезлетиледи. Буннан кейин дәсте бир қатар диафрагмалар арқалы өтип, жиңишке (тар) дәсте түринде A монокристаллына келип түседи. G гальванометрине тутастырылған B ионизациялы камера пайда болған I тоғының күши бойынша α мүйешинде кристалда шашыраған электронлардың санын шағылысыў нызамы бойынша өлшейди. Тәжирийбе гальванометр арқалы өтетуғын I тоғын электронлық дәстени тезлететуғын потенциаллар айырмасы V ның функциясы сыпатында өлшеўден ибарат. Потенциаллар айырмасы V ның монотонлы түрде өзгерисинде I тоғының монотонлы түрде өзгермейтуғынлығы, ал бир қатар максимумларды беретуғынлығы белгили болды.



377-сүўрет.
Электронлардың дифракциясы
бойынша тәжирийбениң схемасы.

Егер 378-сүўретте көрстилгендей графикти сызатуғын болсақ, онда тәжирийбениң нәтийжелерин түсиндирийге болады. Абсцисса көшерине потенциал айырмасының квадрат түбири болған $\sqrt{V}$ шамаларының мәнислери, ал ордината көшерине тоқ күши I диң мәнислери қойылған. Бундай жағдайда алынатуғын фәрезлик бир биринен дерлик теңдей қашықлықларда тұрған максимумлардың бар болыўы менен тәрийипленеди. Буннан электронлардың дурыс шағылысыўының тек потенциаллар айырмасының белгили болған

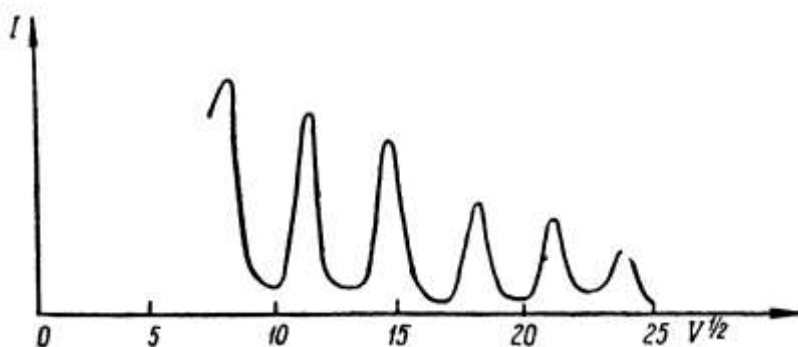
мәніслерінде, яғный электронлардың белгили болған тезликлерінде ғана жүзеге келетуғынлығы көринеди.

Тап ұсындай қубылыс рентген нурларының кристаллардағы шашыраўында бақланады (273-параграф). α мүйеши менен тәрийипленетуғын белгили болған бағыттағы шағылысыў Вульф-Брэгглер қатнасы орынланған жағдайда ғана орын алады:

$$2d \sin \alpha = k\lambda. \quad (1)$$

Бул формулада λ - рентген нурларының толқын ұзынлығы, d - кристаллық пәнжерениң турақлысы, k - пүтин сан. Бул фактты жоқарыда келтирилген нәтийжелер менен салыстырып, биз электронлық дәстениң толқынлық қәсийетке ийе болады, ал электронлық дәстениң толқын ұзынлығы электронлардың тезлигинен ғәрезли деген жуўмаққа келемиз.

378-сүўрет.
Дифракциялық
максимумлардың
алыныўы.



Ҳақыйқатында да, тәжирийбениң шараятларында d менен α турақлы болатуғын болғанлықтан, толқынлық көз-қарастан (1)-шәрт λ ниң сәйкес мәнисинде ғана орынланады. Биз қараған тәжирийбеде α мүйешиндеги шағылысыў тек дәстедеги электронлардың белгили болған тезлигинде ғана жүзеге келеди. Егер электронлық дәстениң толқын ұзынлығы λ электронлардың тезлиги v менен

$$\lambda = \frac{h}{mv} \quad (2)$$

түринде байланысқан болған жағдайда (1)-шәрт пенен санлық сәйкес келеди. Бул теңликте h - Планк турақлысы, ал m - электронның массасы.

Тезлетийши V потенциаллар айырмасын өткен электронның тезлиги v мынаған тең (II томдағы 185-параграфқа қараңыз):

$$v = \sqrt{2 \frac{e}{m} \cdot V}.$$

v ушын бул мәнисти (2)-формулаға қойып,

$$\lambda = h \sqrt{\frac{1}{2em} \cdot \frac{1}{\sqrt{V}}} \quad (2a)$$

формуласына ийе боламыз. Буннан кейин (1)-формуланы былайынша көширип жазыўға болады:

$$2d \sin \alpha = kh \sqrt{\frac{1}{2em} \cdot \frac{1}{\sqrt{V}}} \quad (3)$$

Бул соңғы теңлик гальванометр арқалы өтетуғын I тоғы максимумға жететуғын потенциаллар айырмасы V ның мәнисин анықлайды. Тәжирийбени өткерийдиң шараятларында α мүйеши өзгермейтуғын болғанлықтан, онда ҳәр қыйлы k лерге сәйкес келетуғын ҳәр қыйлы максимумлар ушын (3)-теңлик бойынша мынаған ийе боламыз:

$$\sqrt{V} = kC. \quad (3a)$$

Бул теңликтеги C шамасы

$$C = \frac{h}{2d \sin \alpha} \sqrt{\frac{1}{2em}}$$

теңлигинің жәрдеминде анықланады хәм тәжірийбениң шараятларында тұрақлы болып қалады.

Солай етип, (3а) аңлатпасы бойынша I тоғының максимумына сәйкес келетуғын $\sqrt{V}$ ның мәніслери бир биринен тұрақлы C шамасына айрылады екен. Усыған сәйкес, 378-параграфтағы бир биринен теңдей қашықтықларда жайласқан максимумларды аламыз.

Қақыйқатында, V ның киши мәніслерінде алынатуғын максимумлардың арасындағы қашықтықлар дәл бирдей болмайды; бул Вульф-Брэгглер шәртин электронлар толқынлары ұшын толық пайдаланыўға болмайтұғынлығы менен байланысly. Себеби электронлар дәстеси кристалда сынады (рентген нұрларының сынбайтұғынлығын атап өтемиз) хәм сыныўдың шамасы киши тезлик пенен қозғалатуғын электронлар ұшын көбирек сезиледи.

(2а) формулаға h тың орнына оның сан мәнісин қойып хәм λ толқын ұзынлығын ангстремлерде, ал тезлетіўши потенциаллар айырмасы V ны вольтлерде аңғартып, мынаны аламыз:

$$\lambda (\text{\AA}) = 12,25 V^{-1/2} (\text{volt}) \quad (2b)$$

Солай етип, 1 В потенциаллар айырмасын өткен электрон 12,25 Å шамасындағы толқын ұзынлығы менен тәрийипленеди. Бул шама ұзын толқынлы рентген нұрларына сәйкес келеди. Электронның тезлиги қаншама үлкен болса, оны тәрийиплейтұғын толқынның ұзынлығы соншама қысқа болады. Максимумлар алынатуғын V ның мәніслери (2б) теңлиги менен толық санлық сәйкесликти береді.

Егер mv шамасының бөлекшениң қозғалыс мұғдары p екенлигин итибарға алсақ, онда (2)-теңликке басқа түрди беріўге болады. Бундай жағдайда бөлекшениң толқын ұзынлығы λ менен қозғалыс мұғдары p ның арасындағы мынадай байланысқа ийе боламыз:

$$\lambda = \frac{h}{p}. \quad (4)$$

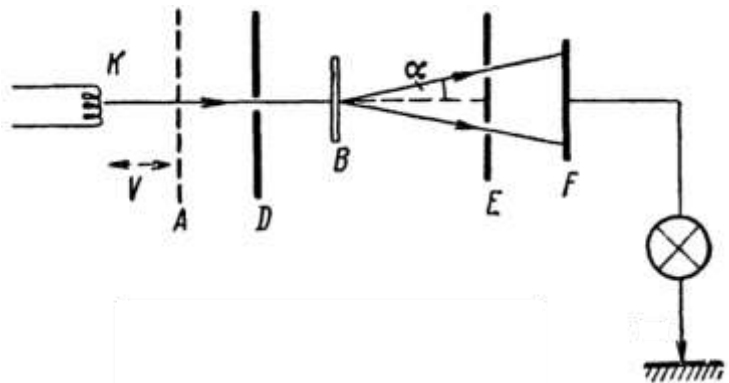
Электронлық дәстелердің толқынлық тәбияты дәстелердің дифракциясы менен интерференциясы бойынша тәжірийбелердің оғада көп санынан келип шығады.

Дэвисон менен Гермер кристаллардағы рентген нұрларының шашыраўындағы интерференциялық максимумларды бақлайтұғын тәжірийбеге ұқсас болған тәжірийбеде электронлар дәстесинің никель кристалландағы шашыраўында интерференциялық максимумлардың пайда болатұғынлығын бақлады⁴⁷. Жуқа фольгадағы тез қозғалатуғын электронлардың дифракциясын бақлаўлар да өткерилди. Фольга майда тәртипсиз бағытланған кишкене кристаллардың жыйнағы болып табылады, нәтийжеде шашыраў экранда дифракциялық дөңгелеклерди беріўи керек (274-параграф). Бул дөңгелеклердің диаметрлери бойынша, фольганың киши кристалларының пәнжересинің тұрақлысы d ны билип, шашырайтұғын бөлекшелердің толқын ұзынлығы λ ни анықлаўға болады. Бул тәжірийбелер (2)-қатнасты толық тастыйықлады. 5-сүўретте 5 (қосымшаға қараңыз) мыс фольгадан алынған дифракциялық максимумлардың фото сүўрети келтирилген. Бул тәжірийбениң бир қанша басқаша болған варианты киши тезликлер менен қозғалатуғын электронлардың алюминий фольга арқалы өтиўин бақлаған П.С.Тартаковский тәрәпинен

⁴⁷ Клинтон Джозеф Дэвиссон (инглизше Clinton Joseph Davisson, 1881-жылы 22-октябрь күни туўылған хәм 1958-жылы 1-февраль күни қайтыс болған) - америкалы физик, белгили болған Дэвиссон-Гермер тәжірийбесинде электронлардың дифракциясын ашқаны ұшын 1937-жылы физика бойынша Нобель сыйлығын алыўға миясар болды. Лестер Хэлберт Джермер (инглизше Lester Halbert Germer; 1896-жылы 10-октябрь күни туўылған хәм 1971-жылы 30-октябрь күни қайтыс болған) - америкалы физик (Аўдарыўшылар).

өткерилди. 379-сүйретте өткерилген тәжірийбениң схемасы көрсетилген. Бул сүйретте K - электронлардың дереги болып табылатуғын қыздырылған катод, A - электронлар үшін тезлетіуші майдан пайда ететуғын тор, D - диафрагма, B - шашыратыушы фольга. Фольганың майда кристалларында шашыраған электронлар дөңгелек тесик тесилген E пластинкасына келип түседі. Тесик арқалы тек α мүйешине шашыраған электронлар өтеді. Тесиктің артында электр тоғын өткеретуғын электрометр менен тутастырылған F пластинкасы жайластырылған. Тәжірийбениң мәніси электрометр арқалы өтетуғын тоқтың шамасын тезлетіуші потенциаллар айырмасы V ның функциясы сыпатында өлшеуден ибарат (1700 В ке шекем). Тоқтың максимумлары электронлардың белгили болған мәніслерінде алынған. Бул жағдайда да егер электронға оның тезлиги менен (2)-қатнас пенен байланысқан толқын ұзынлығын беретуғын болсақ, онда дифракциялық сүйретти есаплау тәжірийбеде алынған мағлыұматларға толық сәйкес келеді.

379-параграф.
П.С.Тартаковскийдің
тәжірибесиниң схемасы.



Электрлик жақтан нейтраль болған бөлекшелер де толқынлық қасиетлерге ийе болады деген ойдың пайда болуы тәбиий. Молекулалық хәм атомлық дәстелер менен экспериментлерди өткеріу әдеуір құрамалы. Себеби бундай дәстелерди электр майданының жәрдемінде басқару да, зарядланбаған бөлекшелерди регистрациялау да әдеуір қыйын. Усының менен бирге, атомлар менен молекулалар көп санлы майдарақ болған бөлекшелерден тұрады (электронлар менен ядролардан) хәм сонлықтан электронға салыстырғанда әдеуір құрамалы болған объект болып табылады. Бирақ шашыраған бир қатар газлердің молекулалық дәстелериниң үстинен өткерилген тәжірийбелер бул дәстелердің толқынлық қасиетлерге ийе болатуғынлығын көрсетти хәм дәстениң толқын ұзынлығы менен бөлекшелердің қозғалыс муғдарының арасындағы қатнасты аңғартатуғын (4)-қатнастың дурыс екенлигин толық тастыйықлады. Дифракциялық қубылыслар нейтронларда да бақланды.

Жоқарыда баянланған эксперименталлық жұмысларды таллаудан кейин биз белгили тезликке ийе хәм белгили бағытта тарқалатуғын элементар бөлекшелердің дәстеси тегис толқыннан алынатуғын интерференциялық хәм дифракциялық сүйретлерге усаған интерференциялық хәм дифракциялық сүйретлерди береді деп жуу мақ шығарамыз; бундай жағдайда толқын ұзынлығы λ бөлекшениң қозғалыс муғдары арқалы (4)-қатнас пенен аңлатылады.

§ 363. Шредингер теңлемеси. Классикалық механиканың көз-қараслары бойынша хәр бир бөлекше белгили болған траектория бойынша қозғалады хәм бөлекшелердің дәстеси толқынлық процесске тән болған интерференция ямаса дифракция қубылысына ушырамайды. Тәжірийбелер элементар бөлекшелердің дәстелерінде интерференция менен дифракция орын алатуғын болғанлықтан бөлекшелердің қасиетлерин классикалық механиканың теңлемелериниң жәрдемінде көрсетіудің мүмкиншилигиниң жоқ екенлиги келип шығады. Элементар бөлекшелердің барлық қасиетлерин өзиниң

ишине алатуғын теорияның олардың толқынлық қасиетін де өзінің ишине алыуы керек. Буннан алдыңғы параграфларда тәрийипленген тәжирийбелерден элементар бөлекшелердің параллель дәстеси бөлекшениң тезлиги v ның бағытында тарқалатуғын тегис толқынның қасиетіне ийе болатуғынлығы келип шығады.

On нормалының бағытында тарқалатуғын тегис толқынды ұлыўма түрде қараймыз (380-сүўрет). Толқын фронтының AB тегислигиндеги тербелислерин комплексли түрде

$$\Psi = \psi_0 e^{-2\pi i v t}$$

аңлатпасының жәрдемінде жазамыз. Бул теңликте ψ_0 - амплитуда, v - жийилик. Базы бир ўақыттан кейин толқын фронты жылысады ҳәм $A'B'$ аўҳалына келеди.

Бул жаңа фронт тегислигиндеги тербелислер

$$\Psi = \psi_0 e^{-2\pi i v(t-\tau)} \quad (1)$$

формуласы менен аңғартылады.

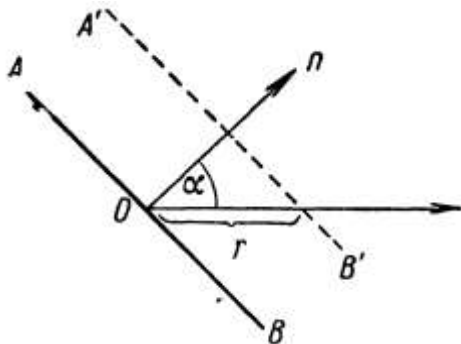
O ноқатынан базы бир ықтыярлы бағытта On нормалы менен α мүйешин жасайтуғын бағытта r қашықлығын белгилеп аламыз. Бундай жағдайда

$$\tau = \frac{r \cdot \cos \alpha}{v} = \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{n}}{v}$$

теңлиги орынлы болады. Бул аңлатпада $\mathbf{n}$ - On нормалының бағытында түсирилген бирлик вектор, $\mathbf{r} \cdot \mathbf{n}$ - арқалы $\mathbf{r}$ ҳәм $\mathbf{n}$ векторларының скаляр көбеймеси белгиленген. τ дың ұсы мәнисин (1)-аңлатпаға қойып, ҳәм $\frac{v}{v} = \frac{1}{\lambda}$ теңлигиниң орынлы екенлигине итибар берип,

$$\Psi = \psi_0 e^{-2\pi i \left(\frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{n}}{\lambda} - vt \right)} \quad (2)$$

аңлатпасына ийе боламыз.



380-сүўрет.

Тегис толқын фронтының тарқалыўы.

Бул аңлатпаны дәстелердің интерференциясы менен дифракциясы бойынша тәжирийбелерден алынған толқын ұзынлығы λ ге тең болған бөлекшелердің дәстесин тәрийиплеў ушын пайдаланамыз [362-параграфтағы (2)-формула]:

$$\lambda = \frac{h}{mv}$$

$\mathbf{n}$ нормалының бағыты бөлекшениң тезлиги v ның бағытына сәйкес келеди. Сонлықтан, $\frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{n}}{\lambda}$ шамасының мәниси мынаған тең болады:

$$\frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{n}}{\lambda} = \frac{\mathbf{r} \cdot m\mathbf{v}}{h} = \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{p}}{h}$$

Бул теңликлерде $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$ - қозғалыс муғдарының векторы.

Толқын ұзынлығы менен бирге (2)-аңлатпа v жийилигине де ийе. Бул шаманы элементар бөлекшелердің механикалық қасиетлери менен салыстырыўды оптикалық аналогиялардың тийкарында жүргиземиз. Жақтылықтың фотонлық теориясында фотонның жийилиги v оның энергиясы ε менен мынадай қатнас бойынша байланысқан:

$$\varepsilon = h\nu.$$

Жийилик пенен энергияның арасындағы бұл байланысты жийилик ν ды бөлекшениң энергиясы W менен

$$\nu = \frac{W}{h}$$

түрінде байланысқан деп есаплап, оны элементар бөлекшелердің қозғалысы ушын пайдаланамыз. Бұл ұлыұмаластырыудың дурыс екенлигин биз теорияның нәтийжелерин тәжирийбеде алынған нәтийжелер менен салыстырғанда аламыз.

Турақлы тезликке ийе болған бөлекшелердің дәстесин тәрийиплейтуғын толқын ушын (2)-теңлик бойынша ең ақырында мынадай аңлатпаны аламыз:

$$\Psi = \psi_0 e^{-2\pi i(\frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{p}}{h} - \frac{W}{h}t)} = \psi_0 e^{-\frac{i}{h}(Wt - \mathbf{r} \cdot \mathbf{p})}. \quad (3)$$

Ψ функциясы толқын функциясы, ал ψ_0 шамасы оның амплитудасы болып табылады.

Толқын функциясы Ψ диң физикалық мәнисин оптикадағы дифракциялық қубылыстарды элементар бөлекшелердің дифракциясы менен салыстырыу арқалы анықлауға болады.

Оптикалық қубылыстар элементар бөлекшелер менен байланысly болған басқа қубылыстар сыяқлы қос тәбиятты - толқынлық хәм корпускулалық тәбиятты көрсетеди. Интерференция менен дифракцияда жақтылықтың толқынлық қәсийетлери көринеди; фотоэффектти, жақтылықтың шығарылыуы менен жутылыуын жақтылықтың тек корпускулалық қәсийетлери бойынша түсиндириу мүмкин. Толқынлық хәм корпускулалық теориялардың екеуиниң де көз-қарасында тұрып усы қубылыстардың еки группасының арасындағы байланысты табыуға болады. Мысалы, Толқынлық теорияның көз-қараслары бойынша интерференция қубылысында жақтылықтың максимумлары бақланатуғын кеңисликтің бөлимлеринде жақтылық тербелислериниң амплитудасы максималлық мәниске ийе: кеңисликтеги қәлеген орындағы жақтылықтың интенсивлиги тербелислердің амплитудасының квадраты a_0^2 қа пропорционал. Фотонлық теорияның көз-қараслары бойынша жақтылықтың интенсивлиги кеңисликтің биз қарап атырған бөлимине келип түсетуғын фотонлардың санына пропорционал. Егер кеңисликтің базы бир көлемине келип түсетуғын фотонлардың саны кеңисликтің усы областы ушын анықланған жақтылық тербелислериниң амплитудасының квадратына пропорционал деп болжаса, онда еки теорияның бир бирине сәйкес келиуи орын алады.

Таллаудың усы усылын элементар бөлекшелерге алып келип, биз кеңисликтің dv көлемине келип түсетуғын бөлекшелердің саны $\psi_0^2 dv$ шамасына пропорционал, яғный dv көлеми ушын есапланған Ψ толқын функциясының амплитудасының квадраты менен көлемнің усы элементиниң көбеймесине пропорционал деп есаплайтуғын боламыз. (2)-аңлатпадағы Ψ функциясы комплексли болғанлықтан, ұлыұма айтқанда ψ_0 комплексли амплитудасының да, $\psi_0^2 dv$ аңлатпасының да мынадай аңлатпа менен алмастырылыуы керек:

$$\psi_0 \psi_0^* dv = \Psi \cdot \Psi^* dv.$$

Бұл теңликте Ψ^* шамасы Ψ шамасының комплексли түйинлеси болып табылады.

Толығырақ қарау бөлекшелер санының $\Psi \cdot \Psi^* dv$ санына пропорционаллығы хаққындағы болжаудың дәллигин жоқарылатыуды талап етеди. Биз қарап атырған қубылысты квантлық механиканың көз-қарасларында тұрып қарау статистикалық характерге ийе. Сонлықтан жоқарыда келтирилген жағдайды мынадай жағдай менен алмастырыу керек: элементар бөлекшени көлемнің dv элементинде табыу көлемнің усы элементи ушын есапланған $\Psi \cdot \Psi^* dv$ шамасына пропорционал. Кеңисликтің базы бир областына базы бир ўақыт аралығында келип түсетуғын бөлекшелердің саны олардың усы областқа келип түсиуиниң итималлығына пропорционал. Буның дурыслығына

тәжірибелерди бир бирине ұқсас болған шараятларда көп рет қайталаудың нәтижесінде исенийге болады.

Квантлық теорияда жоқарыда келтирилген таллаулар тезликлери тұрақлы болмаған еркин емес бөлекшелер үшін улыұмаластырылады. Ықтыярлы күш майданларында қозғалатұғын бөлекшелер базы бир толқын функциясы менен тәрийипленеди деп болжаймыз. Бирақ, бул жағдайда бундай функцияның аналитикалық түри тұрақлы тезлик пенен қозғалатұғын еркин бөлекшелер үшін жазылған толқын функциясынан өзгеше болады. Бундай жағдайда да $\Psi \cdot \Psi^* dv$ шамасы бөлекшени dv көлемінде табыудың итималлығы болып табылады.

Берилген күштиң тәсиринде қозғалатұғын бөлекше үшін толқын функциясын қалайынша анықлауға болады деген сорау пайда болады. Тұрақлы тезликке ийе болған бөлекше үшін Ψ толқын функциясы [(3)-формула] тек оптикалық аналогияның тийкарында алынды. Бирақ, оның басқа мәселелер үшін түринің қандай болатұғынлығы өз-өзинен көринип тұрған жоқ⁴⁸. Шредингер (1925-жылы) квантлық теорияны ислеп шығыу процессинде қәлеген мәселедеги толқын функция қанаатландыратұғын дифференциаллық теңлемени тапты. Теңлеме Шредингер тәрепинен аналитикалық механика менен оптикада орын алатұғын аналогияларды таллаудың тийкарында табылды. Шредингер теңлемесинен алынатұғын нәтижелер көп санлы эксперименталлық фактлерге сәйкес келеди. Биз бул жерде теңлемени еркин бөлекшелер үшін аламыз хәм оннан кейин оны еркин болмаған бөлекшелер үшін улыұмаластырыуды көрсетемиз.

(3)-аңлатпа менен көрсетилетұғын еркин бөлекшелердің толқын функциясын былайынша жазыуға болады:

$$\Psi = \psi_0 e^{-\frac{i}{\hbar}(Wt - \mathbf{r} \cdot \mathbf{p})} = e^{-\frac{i}{\hbar}Wt} \cdot \psi.$$

Бул теңликте $\psi = \psi_0 e^{-\frac{i}{\hbar}Wt}$ - толқын функциясының тек координаталардан ғәрезли болған бөлеги. $\mathbf{r} \cdot \mathbf{p}$ көбеймесин ашып, $\mathbf{r} \cdot \mathbf{p} = xp_x + yp_y + zp_z$ түрінде көрсетип, амплитудалық функцияны былайынша жазамыз:

$$\psi = \psi_0 e^{-\frac{i}{\hbar}(xp_x + yp_y + zp_z)}.$$

ψ функциясына Лаплас операторын пайдаланамыз:

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

Бундай жағдайда мынадай теңликти аламыз:

$$\Delta \psi = -\frac{1}{\hbar^2}(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)\psi = -\frac{1}{\hbar^2}(mv)^2\psi. \quad (4)$$

Еркин бөлекше үшін $(mv)^2$ шамасының бөлекшениң массасы менен кинетикалық энергия W_k ның екилетилген көбеймесине тең екенлигин аңғарып, мынадай аңлатпаға ийе боламыз:

$$(mv)^2 = 2mW_k$$

хәм (4)-теңликти

$$\Delta \psi = -\frac{2mW_k}{\hbar^2}\psi$$

ямаса

⁴⁸ Қәлеген микробөлекшениң халларын тәрийиплеуде фундаменталлық әхмийетке ийе болған толқын функциясы, улыұма айтқанда, сөздің әдеттегидей мәнисиндеги толқынға сәйкес келмейди. Мысалы, бир бири менен тәсирлесетұғын бөлекшелер хаққындағы мәселелерде толқын функциясы барлық бөлекшелердің координаталарынан ғәрезли болады хәм, сонлықтан, оны үш өлшемли кеңисликтеги әдеттегидей толқын түрінде түсиндириуге болмайды.

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} W_k \psi = 0 \quad (5)$$

түрінде жазамыз. Бұл теңдеме еркін бөлекше үшін Шредингер теңдемеси болып табылады. Бұл теңдемелі еркін болмаған бөлекше үшін ұлыұмаластырыў W_k кинетикалық энергияны толық W энергия менен потенциаллық U энергияларының айырмасы түрінде жазыў жолы менен әмелге асырылады:

$$W_k = W - U.$$

(5)-теңдемеге W_k ның орнына оның ұсы мәнисин қойып,

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} (W - U)\psi \quad (6)$$

теңдемесине ийе боламыз. (6)-теңдеме U потенциаллық энергия менен тәрийипленетуғын майданда қозғалатуғын бөлекше үшін *Шредингер теңдемеси* деп аталады. Мәселелер потенциаллық энергия U дың түри бойынша айрылады. Еркін емес бөлекшелерди тәрийиплейтуғын толқын функциясы (6)-теңдемелің шешими түрінде табылады. Бұл теңдемеге қаралып атырған мәселеге сәйкес келетуғын потенциаллық энергия U ды қойыў керек.

Бирақ, математикалық таллаўда (6)-теңдемелің өз-өзинен ψ функциясын толық анықламайтуғынлығы көрсетиледи. ψ функциясының анықланған болыўы үшін оған оның физикалық мәнисине сәйкес қосымша талаптар қойылады. Бұл талаптар мыналардан ибарат: қарап атырылған барлық кеңисликте ψ функциясының *шекли, бир мәнисли хәм үзликсиз болыўы керек*. Бұл талаптар $\psi^* dv$ шамасының dv көлеминің элементинде бөлекшени табыўдың итималлығы екенлигинен келип шығады. Егер ψ функциясы бұл талаптарды қанаатландырмайтуғын болса, онда ол бөлекшелердің дұрыс статистикалық характеристикасын бермеген болар еди. Себеби итималлықтың бир мәнисли емес, шексиз хәм бир ноқаттан екинши ноқатқа өткенде секирмели түрде өзгеретуғын шама болыўы айқын.

Шредингер теңдемесинің әхмийети оның шешиминің тәжирийбениң нәтийжелерине сәйкес келетуғын бөлекшелердің статистикалық тарқалыўын беретуғынлығынан ғана ибарат емес. Оның және бир әхмийети (6)-теңдемелі толқын функциясына қойылатуғын шәртлер менен бирге шешкенде энергияның квантланатуғынлығының тиккелей келип шығыўынан ибарат. (6)-теңдеме және мынадай да математикалық қасиетлерге ийе: ұлыұма айтқанда теңдеме толық энергияның қәлеген мәнислеринде *шекли, бир мәнисли хәм үзликсиз емес шешимлерге*, яғный физикалық мәниске ийе болған шешимлерге ийе болмайды. Мысалы, егер бизлер водород атомы үшін мәселе шешетуғын болсақ, яғный (6)-теңдемеге U дың орнына бир бири менен тәсирлесетуғын хәр қыйлы белгилерге ийе болған еки ноқатлық бөлекше үшін потенциал энергияның мәнисин қоятуғын болсақ, онда теңдеме Бор теориясындағы водород атомының стационар халларына сәйкес келетуғын энергиялардың мәнислери үшін *шекли, бир мәнисли хәм үзликсиз шешимлерге* ийе боламыз.

Солай етип, квантлық механикада энергияның "квантланыўы" оның теориялық өзгешеликлеринің тәбийий раўажланыўы сыпатында алынады. Ал, Бор теориясында болса квантланыў жасалма түрде ойлап табылған "квантланыў қағыйдаларынан" келип шыққан еди.

Барлық мәселелердің энергияның квантланыўына алып келетуғынлығын аңғарамыз. Мысалы, еркін бөлекшелер үшін (6)-теңдемелің шешими, әлбетте, W толық энергияның қәлеген мәнисинде бир мәнисли хәм үзликсиз. Бұл еркін бөлекшелердің энергиясының қәлеген мәниске ийе болатуғынлығын аңғартады.

§ 364. Классикалық теорияның пайдаланылыў шегарасы. Жоқарыда көргенимиздей, элементар бөлекшелер ("микробөлекшелер") менен өткерилген тәжирийбелердің

жыйнағы, мысалы, электронлар менен өткерилген тәжірийбелердің жыйнағы бир қатар жағдайларда бұл "бөлекшелердің" толқынлық қасиетке ийе болатуғынлығын, ал басқа жағдайларда әдеттегидей микробөлекшелерге тән болған корпускулалық қасиетлерге ийе болатуғынлығын көрсетеди.

Электронлардың корпускулалық қасиетлери олардың тәсири киши областта көринетуғын жағдайларда табылады. Мысалы, электрон флуоресценцияланатуғын экранда сцинтилляцияларды пайда еткенде ямаса Вильсон камерасында изди бергенде бақланады (371-параграф). Керисинше, егер электронларды белгили орбиталар бойынша қозғалатуғын классикалық механиканың әдеттеги бөлекшелери деп көз алдымызға елеслетсек, онда дифракция қубылысын түсиндирийдің мүмкиншилиги болмайды. Бұл қубылыслардың электронларда толқынлық қасиетлердің бар екенлигин аңғартады хәм оны өзимиз ушын айқынластырыў ушын дифракция қубылысын және бир рет қараймыз.

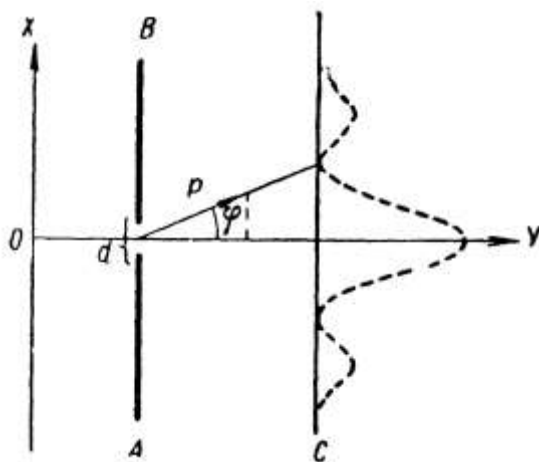
Белгили тезликке ийе микробөлекшелердің параллель дәстеси бир бирине параллель болған еки саңлаққа келип түседі хәм экранда дифракция қубылысын береді деп болжайық. Егер хәр бир микробөлекше белгили болған траектория бойынша қозғалатуғын болса (яғный механикалық мәнистеги бөлекше болып табылатуғын болса), онда базы бир микробөлекшелер бир саңлақ, екиншилери екинши саңлақ арқалы өтеді. Бұндай болжаўда экрандағы бөлекшелердің тарқалыўы биринши хәм екинши саңлақлар арқалы өткен бөлекшелердің тарқалыўының қосындысынан тұрады. Басқа сөз бенен айтқанда экрандағы саңлақлардың екеўи де ашық тұрған жағдайда алынған сүүрет тек биринши саңлақ ашық болған хәм тек екинши саңлақ ашық болған жағдайдағы сүүретлердің қосындысынан тұрады. Бирақ, ҳақыйқатында, еки саңлақтан алынған дифракция сүүрети саңлақлардың хәр биринен алынған дифракциялық сүүретлердің қосындысы болып табылмайды. Демек, микробөлекшени белгили траектория бойынша қозғалатуғын хәм, сонлықтан, еки саңлақтың тек биреўинен өтетуғын классикалық бөлекше деп қараўға тырысыў дұрыс емес нәтийжеге алып келеді. Микробөлекшеге саңлақлардың екеўи де тәсир етеді. Бұл микробөлекшениң классикалық механикада қабыл етилген бөлекше емес екенлигин аңғартады.

Хәзирги ўақытлары экспериментлерде толқынлық қасиеттиң электронлардың дәстесине ғана емес, ал хәр бир айырым электронға да тийисли екенлиги анықланды. Биберманның, Сушкинниң хәм Фабриканттың жумысында электронлық дәстениң интенсивлиги жүдә киши болған жағдайда майда кристаллық порошоктан алынған дифракциялық сақыйналардың фотосүүрети түсирилди. Сақыйналардың орынлары дәстениң интенсивлиги жүдә киши болған жағдайда да, хәтте әсбап арқалы электронлар биреўден өтетуғын жағдайда да өзгермеген. Тәжірийбелерде дәстениң жүдә киши интенсивликлеринде де, хәтте электронлардың биринен соң бири келип түсиўиниң арасындағы ўақыт электронның әсбап арқалы ушып өтиў ўақытынан 10^4 есе үлкен болатуғын жағдайда да дифракциялық сүүрет алынған. Солай етип, дифракциялық сүүрет пластинкаға биринен соң бири келип түсетуғын айырым электронлар тәрәпинен пайда етилген деп жуўмақ шығарамыз.

Жоқарыда айтылғанлардан микробөлекшени әдеттегидей микробөлекшени тәрийиплейтуғын шамалар (мысалы, оның координаталары, тезлиги) менен тәрийиплеўге болмайтуғынлығы келип шығады. Микробөлекшелердің қасиетлерин тәрийиплеў классикалық механикадағы бөлекшени тәрийиплеўден өзгеше болыўы керек. Усындай тәрийиплеў квантлық механикада толқын функциясының жәрдемінде бериледи.

Қәлеген денениң объективлик қасиетлери оған салыстырғанда сыртта жайласқан денелер менен өз-ара тәсирлесиўи бойынша анықланады. Сыртқы шараятлардың характерине байланыслы үйренилетуғын денениң анаў ямаса мынаў қасиети көринеди. Квантлық-механикалық теория қаралып атырған бөлекше жайласқан шараятларды есапқа

алады. Мысалы, егер микробөлекше тезлигинің шамасы бойынша да, бағыты бойынша да толық анық болған халға ийе болса, онда оған сәйкес келетуғын толқын функциясы 363-параграфтағы (3)-функцияның түріндей түрге ийе болады. Егер шарттер микробөлекше өзін кеңістіктің киші бөлімінде ғана көрсететуғын болса, онда толқын функциясы басқа, биз төменде көрсететуғын түрге ийе болады. Солай етип, квантлық механикада микробөлекшелердің хақықый қасиетлерін тәрийиплеу ұсы бөлекше жайласқан халдағы шараятларға сәйкес бериледи.



381-сүррет.

"Анықсызлық қатнастарын" тийкарлауға.

Бирақ, бир қанша мәселелерде биз микробөлекшени *жууық түрде*, анығынақ айтқанда, оған тән болмаған түсиниклерде, мысалы микробөлекшени *бир уақытта* координаталар менен тезликлердің белгили болған интерваллары менен тәрийиплеуге болады. Бул түсиниклерди пайдаланыудың жарамлығының дәрежеси Гейзенберг тәрепинен табылған хәм "анықсызлық қатнастары" деп аталатуғын математикалық қатнастың жәрдемінде анықланады. Бул қатнасты, мысалы, дифракция құбылысын табыу жолы менен тийкарлауға болады.

Әпиұайылық ушын, бир саңлақтағы дифракцияны қараймыз. ОУ көшеринің бағытында белгили болған v тезлиги менен ұшатуғын электронлардың дәстесин қараймыз (381-сүррет). Кеңлиги d ға тең болған саңлағы бар AB экраны дәстеге перпендикуляр бағытта жайласқан. Екинши CD экранында дифракциялық сүррет бақланады. Толқынлық теорияның көз-қарасларында құбылыс мынадан ибарат: саңлаққа келип түскен тегис толқын дифракцияға ұшырайды; CD экранында интенсивликтің жақтылықтың бир саңлақтағы дифракциясындағы интенсивликтің тарқлыұындай болған тарқалыұы алынады (269-сүррет). Бул тарқалыұ 381-сүрретте пунктир сызық пенен көрсетилген. Нолинши тәртипли максимум $\varphi = 0$ мүйешінде жатады; биринши максимум

$$\sin \varphi = l/d \quad (1)$$

шәртин қанаатландыратуғын мүйеште алынады. Бул теңликте λ - электронлар дәстесине сәйкес келетуғын толқын ұзынлығы. Интенсивликтің бас бөлими орайлық максимумға тийисли, сонлықтан биз екинши максимумлардың тутқан орнын есапқа алмаймыз.

Егер электронды механикалық бөлекшелер түрінде көз алдымызға елеслететуғын болсақ, онда биз мыналарды айтыұымыз керек: v тезлигине ийе бөлекшелер саңлақтың бағытында ушады; саңлақтан өтиұ моментінде олардың OX көшеринің бағытындағы электронның орнын анықлаудағы кириұдың кеңлигин Δx арқалы белгилеп, мынаған ийе боламыз:

$$\Delta x = d.$$

Усы моментте дифракцияның салдарынан бөлекшелердің тезлигинің бағыты өзгереді. Тек орайлық максимумға келип түсетуғын электронларды есапқа алып, қозғалыс

мұғдарының OX көшерінің бағытына түсірілген p_x проекциясы (оның мәнісі саңлақтан өтпестен бұрын нолге тең еді)

$$0 \leq p_x \leq p \sin \varphi$$

шектерінің ишіндегі сан мәнісіне ийе болады. Бұл теңлікте (1)-теңлік бойынша $\sin \varphi = \lambda/d$.

Демек, саңлақ арқалы өтетұғын электронлар дәстесіне беріу мүмкін болған Δp_x кириу кеңлігінің шамасы үшін OX көшерінің бағытындағы қозғалыс мұғдарының мәнісі

$$\Delta p_x \cong p \frac{\lambda}{d}$$

шамасына тең болады.

Толқын ұзынлығы λ нің шамасы 362-параграфтағы (4)-қатнас бойынша анықланады:

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

Буннан мынадай аңлатпаны аламыз:

$$\Delta p_x \cong \frac{h}{d}$$

Бирақ, d шамасы Δx координатасын анықлаудағы шекке тең болғанлықтан, соңғы теңліктен мынаны аламыз:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \cong h. \quad (2)$$

(2)-қатнасты барлық координаталар үшін ұлыұмаластырыуға болады хәм ол мынаны береді:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \cong h, \quad \Delta y \cdot \Delta p_y \cong h, \quad \Delta z \cdot \Delta p_z \cong h. \quad (2a)$$

(2-а) қатнасты элементар бөлекшелер менен өткерілген қалеген тәжірийбени таллаудың тийкарында хәм 363-параграфтағы (6)-Шредингер теңлемесінен математикалық жоллар менен алынады; олар Гейзенбергтің "анықсызлық қатнастарының" математикалық формулировкасы болып табылады.

Жоқарыда айтылғанларға байланысly, (2-а) қатнастардың мәнісі мынадан ибарат: *егер биз микробөлекшени макробөлекшеге тән болған физикалық шамалардың жәрдемінде тәрийиплейтуғын болсақ, онда оны тек белгили болған жууықлауда ғана орынлауға болады.* Бундай жағдайда биз бөлекшениң координатасы x ты қаншама дәл анықласақ (Δx тың шамасы киши), онда тәжірийбениң шәртлери бойынша, биз оның қозғалыс мұғдарын, соған сәйкес тезлигин киши дәллікте анықлай аламыз. $\Delta p_x = m \cdot \Delta v_x$ теңлиги орынлы болғанлықтан, (2)-теңлік бойынша

$$\Delta v_x = \frac{h}{m \cdot \Delta x} \quad (3)$$

теңлигине ийе боламыз. Биз I хәм II томларда айқын жағдайларда "анықсызлық қатнастарының" бизге нени беретұғынлығын көрсетип өткен едик. Бир қатар дара жағдайларды және бир рет қараймыз. 10^7 см/сек тезлик пенен қозғалатуғын электронлар дәстесін аламыз хәм, мейли, бұл тезликтің мәнісі проценттің оннан бир шамасындағы дәллікте анықланған болсын. Бундай жағдайда

$$\Delta v_x \cong 10^4 \text{ sm/sek}$$

шамасын аламыз.

Бундай жағдайда тезликтің бағытындағы электронның орнын қандай дәллікте анықлай аламыз деген сорау пайда болады. (3)-қатнас бойынша мынаған ийе боламыз:

$$\Delta x = \frac{h}{m \Delta v_x} = \frac{6,6 \cdot 10^{-27}}{9 \cdot 10^{-28} \cdot 10^4} \text{ sm} \cong 6,6 \cdot 10^{-4} \text{ sm}.$$

Бундай жағдайда электронның орнын миллиметрдің жүзден бир бөліміне тең, яғный жүдә жоқары дәллікте анықлауға болады.

Басқа мысалды қараймыз. Классикалық көз-қарасларға сәйкес, атомның ишіндегі электрон шама менен 10^8 см/сек шамасына тең тезлікке ийе. Электронның атомға тийисли екенлигі факты оның координатасының 10^{-8} см шамасына тең атомның өлшемлерге тең дәллікте анықланыуын талап етеді. Демек,

$$\Delta x \cong 10^{-8} \text{ см}$$

хәм (2)-анықсызлық қатнасы бойынша тезликти анықлаудағы жиберилетуғын қәтеликтің шамасы ушын

$$\Delta v_x = \frac{h}{m \cdot \Delta x} = \frac{6,6 \cdot 10^{-27}}{9 \cdot 10^{-28} \cdot 10^{-8}} \text{ см} \cong 6,6 \cdot 10^8 \text{ см}$$

мәнисин аламыз, яғный қәтеликтің шамасы тезликтің шамасының өзине тең. Демек, бұл жағдайда белгили тезлик пенен жүрип өтилетуғын электронның орбитасы қаққындағы көз-қарасты, яғный бұл жағдайда классикалық көз-қарасты пайдаланыуға болмайды.

Солай етип, хәзирги физика электронды белгили траектория бойынша қозғалатуғын бөлекше көз-қарасынан бас тартады. Макроскопиялық құбылыстарды бақлауларда қәлиплескен бизлердің көз-қарасларымызды атомлардың ишіндегі құбылыстар ушын пайдаланыуға болмайды. Өзинің тәбияты бойынша атомның ишіндегі процесслер механикалық моделлердің көргизбелилигине ийе емес. Бирақ, усы жағдайға қарамастан, атомның ишіндегі электронлық орбиталар көз-қарасын белгили бир дәрежеде сақлауға түүры келеді. Себеби ол көп жағдайларда жүүық түрдегі дурыс нәтижелерди береді хәм бұл нәтижелерди тәжирийбелерде алынған мағлыұматлар менен сәйкес келтириу ушын базы бир дүзетийлерди киргизий зәрүрлигі түүылады.

Егер биз микробөлекшени емес, ал киши бөлекшени алатуғын болсақ, онда бұл жағдайда (3)-қатнас классикалық көз-қараслардың пайдаланыуға болатуғынлығын көрсетеді. Қақыйқатында да, мейли, мысал ушын бөлекшениң массасы 10^{-12} г шамасына тең хәм оның орны микронның жүзден бириндей үлеси дәллигинде ($\Delta x = 10^{-6} \text{ см}$) анықланатуғын болсын. Бундай жағдайда (3)-қатнас бойынша тезликти өлшеудің дәллигі ушын мынадай шаманы аламыз:

$$\Delta v_x \cong \frac{6,6 \cdot 10^{-27}}{10^{-12} \cdot 10^{-6}} \text{ см} \cong 10^{-8} \text{ см/сек}$$

шамасына ийе боламыз, яғный ис жүзінде тезликти қәлегенше үлкен дәллікте өлшеуіге болады.

Толығырақ қарап шығыу анықсызлық қатнастарының квантлық теорияның ұлыұмалық жағдайларынан келип шығатуғынлығын көрсетеді. Биз OX көшеринің бағытында белгили болған v тезлигі менен қозғалатуғын микробөлекшелердің параллель дәстесин қарап атырмыз деп болжайық. Бундай дәстеге толқын ұзынлығының $\lambda = h/p$ шамасына тең толық анық мәнисі сәйкес келеді; демек ол 363-параграфтағы (3)- тегис "монохромат" толқын менен тәрийипленеді:

$$\Psi = \psi_0 \cdot e^{-\frac{i}{\hbar}(Wt - \mathbf{r} \cdot \mathbf{p})}.$$

Биз қарап атырған жағдайда $\mathbf{r} \cdot \mathbf{p} = xmv$ хәм толқынның теңлемесі мынадай болады:

$$\Psi = \psi_0 \cdot e^{-\frac{i}{\hbar}(Wt - xmv)}.$$

Бундай дәстеге бөлекшелердің координаталары қаққында нени айтыуға болады? Бұл сорауға жүүап бериу ушын OX көшериндегі dx интервалында микробөлекшени табыудың итималлығының

$$\Psi \cdot \Psi^* dx = \psi_0^2 dx \quad (4)$$

шамасына тең екенлигинен пайдаланамыз. Бұл аңлатпада ұзынлық элементи болған dx шамасы 363-параграфтағы итималлық ушын жазылған аңлатпадағы көлемнің элементин алмастырады. ψ_0 дің шамасы x тан ғәрезсиз болғанлықтан бөлекшени dx интервалында табыудың итималлығы тұрақлы хәм оның мәнисі интервалдың OX көшериндегі қайсы орында алынғанлығынан ғәрезсиз. Демек, OX көшеринің бойында жатқан қәлеген ноқатта бөлекшени табыудың итималлығы бирдей болады. Солай етип, егер бөлекше белгили тезлікке ийе болатуғын болса, онда ол белгили

координатаға ийе болмайды екен. Бұл "анықсызлық қатнастарына" сәйкес келеді. Бұл қатнастарға сәйкес микробөлекшениң тезлигин дәл беріу ұсы бөлекшениң координатасындағы толық анықсызлықты пайда етеді.

Бірақ квантлық-механикалық теорияда кеңістіктің киши бөлімінде локализацияланған микробөлекшени тәрийиплеуіге болады. Оның үшін ұсы киши областта нолге тең болмаған, ал кеңістіктің басқа бөлімлерінде нолге тең ψ функциясы менен тәрийипленетуғын толқынлық процессти ("толқын фронтын") қарау керек. Бұндай жағдайда $\psi\psi^*dv$ шамасы бөлекшени dv көлемінде анықлаудың итималлығын анықлайды. Бөлекшениң табыудың итималлығы тек ұсы киши областта нолден өзгеше, яғни бөлекше кеңістіктің киши бөлімінде "локализацияланған". Бұндай "толқын пакетин" хәр қыйлы толқын ұзындықтары λ лерге ийе толқынларды қосыу жолы менен анықланады. Бірақ хәр бир λ толқын ұзындығына бөлекшениң өзінің тезлиги сәйкес келеді хәм сонлықтан анықсызлық қатнастары бойынша енді бөлекшелердің тезликтери дәл анықланбаған болыуы керек. Сәйкес математикалық есаплай (2-а) қатнастарға дәл алып келеді.

§ 365. Потенциал қутыдағы бөлекше. Потенциал барьер арқалы өтиу. Энергияның квантланыуына мысал сыпатында микробөлекше потенциал қутының ишінде жайласатуғын жағдайды қараймыз. Әпиұайылық үшін қутыны шексиз бийик хәм тик потенциал барьерлер менен шекленген хәм оның ишінде бөлекше тек OX көшеринің бағытында қозғала алады деп есаплаймыз. Мейли, шұқырдың кеңлиги a шамасына тең болсын. Бұндай жағдайда координата x тың

$$0 < x < a$$

болған мәніслерінде бөлекше еркін хәм оның потенциаллық энергиясы нолге тең. Бұндай жағдайда координаталардың $0 > x$ хәм $x > a$ теңсізликтерин қанаатландыратуғын мәніслеринің областының сыртында потенциаллық энергияның шамасы шексиз үлкен (382-сүүрет). Усындай потенциаллық шұқырды "потенциал шұқыр" деп атаймыз. Бөлекшениң толық энергиясын W арқалы белгилеп, оның үшін Шредингер теңлемесин жазамыз:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} W\psi = 0.$$

Мәселе бир өлшемлі болғанлықтан, Лаплас операторы ψ ден координата x бойынша алынған екінші тәртіпті түйындыға алып келинеді хәм Шредингер теңлемеси мынадай түрге ийе болады:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} W\psi = 0.$$

Орнына қойыу жолы менен бұндай теңлемениң шешиминің мынадай функция болып табылатуғынлығын аңсат тексерип көриуге болады:

$$\psi = Ae^{ikx} + Be^{-ikx}. \quad (1)$$

Бұл аңлатпада

$$k = \sqrt{\frac{2mW}{\hbar^2}} \quad (2)$$

хәм A менен B - ықтыярлы тұрақлылар.

Көрсеткишли функцияларды тригонометриялық функциялар менен алмастырып, (1)-функциясы мынадай түрде жаза аламыз:

$$\psi = (A + B) \cos kx + i(A - B) \sin kx. \quad (1a)$$

Қутының шегараларында потенциаллық энергияның шамасы шексиз үлкен болғанлықтан, бөлекшениң қутының дийұаллары арқалы өтиуінің итималлығын нолге тең; буннан, $\psi\psi^*$ шамасының дийұаллардың шеклеринен тыста да, дийұалдың өзінде де нолге тең болатуғынлығын келип шығады. Бұл жағдай $x < a$ хәм $x > a$ теңсізлиги орынланғанда ψ функциясының өзінің нолге тең болатуғынлығын аңғартады. $x = a$

ноқатында $\psi(x)$ функциясының нолге тең болыуы үшін (1-а) теңліктегі косинусы бар ағзаның жоқ болыуы керек. Сонлықтан A хәм B тұрақлыларының

$$A + B = 0$$

шәртин қанаатландырыуы керек. Буннан $A = -B$ теңлиги келип шығады хәм нәтийжеде (1-а) аңлатпасы мынадай түрге енеди:

$$\psi(x) = i2A \sin kx.$$

$x = a$ ноқатында $\psi(x)$ функциясының нолге тең болыуы талабы k ның сан мәніси үшін шәрт қояды, атап айтқанда k ның мәніси

$$ka = n\pi \quad (3)$$

шәртин қанаатландырыуы керек. Бұл теңлікте n қәлеген пүтин сан; ең ақыр-аяғында $\psi(x)$ функциясы үшін мынадай аңлатпаға ийе боламыз:

$$\psi(x) = i2A \sin \frac{n\pi}{a} x.$$

k шамасы энергияның W мәніси менен байланысly болғанлықтан, (3)-шәрт энергияның квантланыуын береді. (2) бойынша k ның мәнісин пайдаланып

$$W = \frac{\hbar^2}{2m} k^2$$

аңлатпасын аламыз хәм бұл аңлатпаға (3)-теңлік бойынша оның мәнісин қойып,

$$W = n^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} \quad (4)$$

формуласына ийе боламыз. Солай етип, $\psi(x)$ функциясына қойылатуғын шегаралық шәртлер толық энергия W ниң қәлеген мәніслерінде емес, ал (4)-қатнасты қанаатландыратуғын мәніслерінде ғана қанаатландырылады екен. Биз қутыдағы бөлекшениң энергиясының квантланған екенлигин көреміз. Егер (4)-формулаға $n = 1, 2, 3, \dots$ мәніслерин қоятуғын болсақ, онда энергияның қәддилерин аламыз. Қоңсылас қәддилердиң арасындағы қашықлық мынаған тең:

$$\Delta W = (n+1)^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} - n^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} = (2n+1) \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2}.$$

Көринип тұрғанындай, қәддилердиң арасындағы айырма n ниң өсиуі менен өседі екен (383-сүүрет) хәм бөлекшениң массасы m нен хәм қутының кеңлиги a дан ғәрезли. Бұл шамалардың мәніслерине ғәрезли квантланыудың тұтқан орнының хәр қыйлы болыуы мүмкин. Мысалы, атомның өлшемлериндей болған қутыдағы потенциал қутыдағы электронды аламыз. Бундай жағдайда:

$$m = 9,1 \cdot 10^{-28} \text{ g}, \quad a = 10^{-8} \text{ sm}.$$

Бундай шараятлардағы энергия қәддилериниң шамасы мынаған тең болады:

$$W = n^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} = n^2 \frac{(6,6 \cdot 10^{-27})^2}{8 \cdot 9 \cdot 10^{-28} \cdot 10^{-16}} \cong n^2 \cdot 6 \cdot 10^{-11} \text{ erg}.$$

Бұл мәністи $n = 1$ болған жағдай үшін әдеттегі температуралардағы ($T = 300 \text{ K}$) классикалық электронлық теория бойынша есапланған орташа кинетикалық энергия менен салыстырамыз:

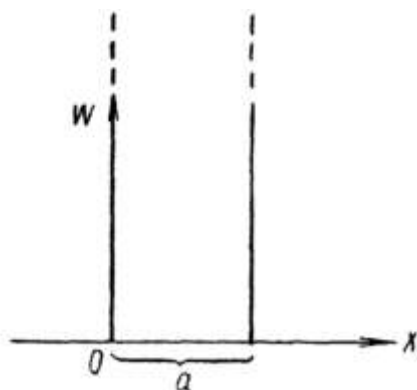
$$W_k = \frac{3}{2} kT = \frac{3}{2} \cdot 1,37 \cdot 10^{-16} \cdot 300 \cong 7 \cdot 10^{-14} \text{ erg}.$$

Бұл мәніслерди салыстырып, биз қәддилердиң кескин түрде көринетуғынлығын хәм олардың арасындағы қашықлықтың әдеттегі температуралардағы электронлардың кинетикалық энергиясының шамасынан үлкен екенлигин көреміз.

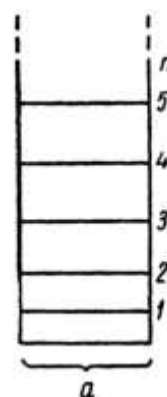
Егер узынлығы 1 см болған қутының ишиндегі электронды алатуғын болсақ, онда энергия қәддилериниң арасындағы қашықлық үшін мынадай санлы мәніслерди аламыз:

$$W = n^2 \frac{(6,6 \cdot 10^{-27})^2}{8 \cdot 9 \cdot 10^{-28} \cdot 1} \cong n^2 \cdot 6 \cdot 10^{-27} \text{ erg}.$$

Бұндай жағдайда энергия қаддилери бир бири менен соншама жақын турады, сонлықтан энергияны үзликсиз өзгереді деп есепләуға болады. Биз үлкен участкада электронның еркин қозғалатуғынлығын, оның энергияларының қаддилеринің арасындағы қашықлық қаншама киши болса, энергияның квантланыуының соншама кем билинетуғынлығын көреміз. a шамасының санлы өзгерісі бір биринен сапалық жақтан айрылатуғын шешімлерді береді.



382-сұйрет. Кеңлиги a болған шексиз бийік дийәалларға ийе потенциал қуты.



383-сұйрет. Потенциал қутының ишиндегі энергияның қаддилери.

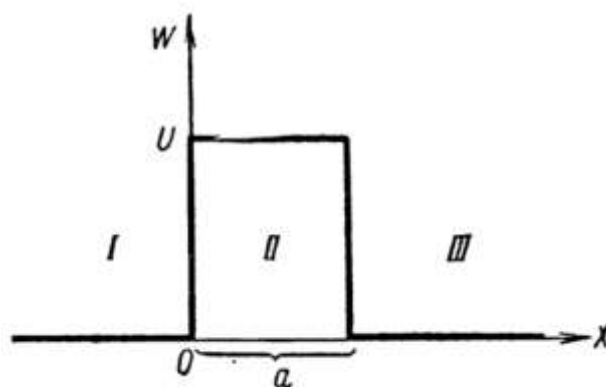
Биз жоқарыда қараған мәселеде энергияның квантланыуы толқын функциясына қойылатуғын шегаралық шәртлерді есепқа алған жағдайдағы Шредингер теңлемесинің шешиминің нәтижесі сыпатында алынды.

Макроскопиялық хәм микроскопиялық бөлекшелердің қәсийетлеринің сапалық жақтан айырмасы олардың потенциал барьер менен ушырасыуында кескин түрде көринеди. Бұл жағдайды төмендегі мысалда түсіндіреміз. Механикалық бөлекше OX көшеринің бойында потенциал барьер менен бөлінген күш майданында қозғалады деп болжайық. 384-сұйретте көрсетілген жағдайда бұл потенциал барьер мынадай жағдайда пайда болған: $x < 0$ хәм $x > a$ теңсизликлери орынланатуғын барлық жағдайларда потенциаллық энергия нолге тең хәм x тың

$$0 \leq x \leq a$$

мәніслерінде U шамасына тең.

384-сұйрет.
Потенциал барьер.



Егер бөлекшениң толық энергиясы $W < U$ теңсизлигин қанаатландыратуғын болса, онда классикалық көз-қарастан бөлекше $x < a$ болған I областта ямаса $x > a$ болған III областта қозғала алады. Барьер областы болған II областқа бөлекше өте алмайды, себеби бұл областта оның кинетикалық энергиясы болған $W_{kin} = W - U$ шамасының теріс болыуы керек болып шығады. Ал, бұндай жағдайдың орын алыуы мүмкін емес. Толық

энергиясы W потенциал барьердің "бийиклигі" U дан киши болған бөлекше классикалық көз-қарастан I областтан барьер арқалы III областқа өте алмайды. Ал қозғалыс халы Шредингер теңлемесінің жәрдемінде аңлатылатұғын бөлекшеде аұхал пүткиллей басқаша болады. Бул жағдайда ψ толқын функциясының мәнісі II областта да нолге тең емес, ұсының салдарынан бөлекшенің барьердің иши арқалы өтиўинің итималлығы нолге тең болмайды. Демек, энергиясы барьердің бийиклигінен киши болған микробөлекшенің барьер арқалы сызғырып өтиўге қәбилетли. Бул қубылыстың мысалы сыпатында радиоактив атомның ядросынан α -бөлекшелеринің ушып шығыўын көрсетиўге болады (372-параграф). Квантлық-механикалық есаплаў бөлекшелердің барьер арқалы өтиўинің итималлығының санлы мәнісін табыўға мүмкиншилик береді.

Бөлекшенің I областтан II областқа кириўинің итималлығы барьердің кеңлиги a ның үлкейиўи менен экспоненциаллық нызам бойынша кемејетуғынлығын көрсетеді. Усының менен бирге бул итималлықтың шамасы энергиялардың айырмасы $U - W$ дан күшли ғәрезли. $U - W$ айырмасының шамасы қанша киши болса, яғный W энергия қәддинің бийиклиги менен потенциаллық барьердің бийиклиги U дың арасындағы айырма қанша киши болса, барьер арқалы өтиўдің де итималлығы соншама үлкен болады. Мысалы, егер энергиялардың айырмасы $U - W$ шамасының мәнісі бир неше электронвольтлерге тең, ал барьердің кеңлиги атомлардың өлшемлери менен барабар болса ($a \cong 10^{-8} \text{ см}$), онда барьер арқалы өтиўдің итималлығы әдеўир үлкен болады.

Микробөлекшелердің потенциаллық барьер арқалы "сиңип өтиўи" факты көп санлы тәжирийбелерде тастыйықланады. Солай етип, квантлық механика классикалық көз-қарастан түсиниксиз болған және бир қубылысты түсиндире алады.

Микробөлекшелердің потенциаллық барьер арқалы "сиңип өтиўи" олардың толқынлық қәсийетлери менен тығыз байланысқан. Бул қубылыс толқынлардың оптикалық жақтан тығызырақ болған орталықларды бөлип тұрған жуқа қатлам арқалы өтиўине ұсайды. Бундай жағдайда нұрлық оптиканың көз-қараслары бойынша толық ишки шағылысыў қубылысының орын алыўы керек (252-параграф).

Кең барьерлер хәм энергиялардың үлкен айырмалары ұшын барьер арқалы өтиўдің итималлығы нолге тең. Бундай жағдайда квантлық-механикалық теорияның нәтийжелери классикалық механиканың нәтийжелерине сәйкес келеді.

§ 366. Квантлық механиканың көз-қараслары бойынша водород атомы. Бор теориясы бойынша водород атомының хәм оған ұқсас болған ионлардың энергия қәддилерин электронның координаталары хәм импульслери бағынатуғын квантланыў қағыйдаларының тийкарында табылатұғынлығын көрдик. Бул квантлық шәртлердің энергияның мүмкин болған мәніслери ұшын

$$W = - \frac{R hcZ^2}{n^2} \quad (1)$$

аңлатпасының алыныўына алып келди. Бул аңлатпада R - Ридберг тұрақлысы хәм n - пүтин сан (бас квант саны). Квантлық механиканың көз-қараслары бойынша мәселени басқаша қойыў керек. Энергияның (1)-мәніслери Шредингер теңлемесін қараўдан алынады. Ядроның массасын электронның массасынан жүдә үлкен деп есаплап, атомның салмақ орайы ядроның орнына сәйкес келеді деп есаплаймыз. Электронның ядроның майданындағы потенциаллық энергиясы

$$U = - \frac{e^2 Z}{r}$$

түрінде жазылады хәм Шредингер теңлемеси мынадай түрге ийе болады:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(W + \frac{e^2 Z}{r} \right) \psi = 0. \quad (2)$$

(2)-теңлемени сфералық r, ϑ, φ координаталарында шешиў хәм толқын функциясын ұсы координаталардың функциясы $\psi = \psi(r, \vartheta, \varphi)$ түрінде излеў керек. x, y, z координаталары r, ϑ, φ координаталары менен былайынша байланысқан:

$$x = r \sin \vartheta \cdot \cos \varphi, \quad y = r \sin \vartheta \cdot \sin \varphi, \quad z = r \cos \vartheta.$$

Сфералық координаталарда (2)-теңлемеге мынадай түрге ийе болады:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{\partial \psi}{\partial \vartheta} \right) + \\ + \frac{1}{r^2 \sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(W + \frac{e^2 Z}{r} \right) \psi = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

(3)-теңлемеге өзгеріушілерді айырыу жолы менен шешіледі. $\psi(r, \vartheta, \varphi)$ функциясын радиус-вектор r диң функциясы менен ϑ, φ мүйешлериниң функциясының көбеймесинен ибарат деп болжаймыз:

$$\psi(r, \vartheta, \varphi) = R(r) \cdot Y(\vartheta, \varphi).$$

ψ диң бұл мәнісін (3)-теңлемеге қойып, бұннан кейін алынған нәтижени $R(r) \cdot Y(\vartheta, \varphi)$ көбеймесіне бөліп хәм r^2 шамасына көбейтип, мынадай теңлемени табамыз:

$$\begin{aligned} \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial R}{\partial r} \right) + \frac{1}{Y \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{\partial Y}{\partial \vartheta} \right) + \\ + \frac{1}{Y \sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2 Y}{\partial \varphi^2} + \frac{2mr^2}{\hbar^2} \left(W + \frac{e^2 Z}{r} \right) = 0. \end{aligned}$$

Бұл теңлемениң бир бөлімі тек r ден, ал екінші бөлімі тек ϑ менен φ ден ғарезли. Егер теңлемениң еки бөлімі қарама-қарсы белгиде алынған тұрақлы шамаға ийе болған жағдайда ғана олардың қосындысы нолге тең болады. Солай етип, мынадай теңлемениң орынланыуы керек:

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial R}{\partial r} \right) + \frac{2mr^2}{\hbar^2} \left(W + \frac{e^2 Z}{r} \right) = \lambda, \quad (4)$$

$$\frac{1}{Y \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{\partial Y}{\partial \vartheta} \right) + \frac{1}{Y \sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2 Y}{\partial \varphi^2} = -\lambda. \quad (5)$$

Бұл теңликте λ - тұрақлы шама. Дифференциаллық теңлемелер теориясында бұл теңлемелердиң екеуінің де оларға киретуғын W хәм λ шамаларының белгили бир мәніслеринде бир мәнісли, шекли хәм үзликсиз шешімлерге ийе болатуғынлығы көрсетиледи.

(5)-теңлемеге

$$\lambda = l(l+1), \quad l = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (6)$$

шәрти орынланатуғын жағдайдағы l -тәртіпли шар функциялары болған $Y_{lm}(\vartheta, \varphi)$ функциясының жәрдемінде шешіледі.

Бир биринен сызықлы ғарезсиз болған $2l+1$ дана Z -тәртіпли хәр қыйлы шар функциялары бар болады. Сонлықтан $Y_{lm}(\vartheta, \varphi)$ аңлатпасындағы m индекси төмендегидей $2l+1$ дана мәніске ийе болады:

$$m = l, l-1, \dots, 0, \dots, -l. \quad (7)$$

$\lambda = l(l+1)$ теңлиги орынланған жағдайда (4)-теңлемеге мынадай түрге ийе болады:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial R}{\partial r} \right) + \frac{2mr^2}{\hbar^2} \left(W + \frac{e^2 Z}{r} - \frac{l(l+1)\hbar^2}{2mr^2} \right) R = 0. \quad (4a)$$

$W < 0$ болған жағдайда $r \rightarrow \infty$ шегинде

$$W = -\frac{me^4 Z^2}{2\hbar^2(n' + l + 1)^2} \quad (8)$$

теңлиги орынланғанда ғана бұл теңлемеге шекли шешімлерге ийе болады. Бұл формулада n' - пүтин сан. Бұннан $n' + l + 1$ шамасының де пүтин n шамасына тең болатуғынлығы келип шығады. $\frac{me^4}{2\hbar^2} = R \hbar c$ екенлигин инабатқа алып (R арқалы Ридберг тұрақлысы белгиленген), мынадай аңлатпаны аламыз:

$$W = -\frac{R \hbar c Z^2}{n^2}.$$

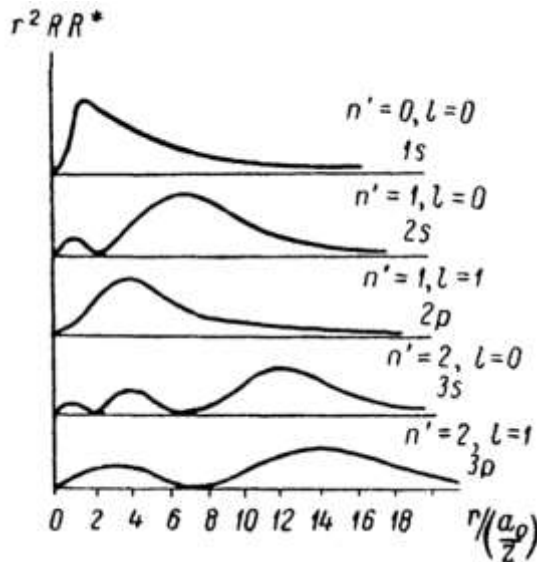
Бұл аңлатпа (1)-аңлатпаға сәйкес келеді.

Солай етип, қандай да бир қосымша талаптарды қоймай-ақ Шредингер теңлемесинен водород атомының хәм оған ұқсас болған ионлардың энергиясының мәніси (1)-аңлатпаның жәрдемінде анықланатуғын бир қатар энергиялық халларда тура алатуғынлығы келип шығады.

Хәр бир стационар хал үш n', l хәм m пүтин квант санларының жәрдемінде тәрийипленеди. Ал энергияның мәніси тек $n' + l$ сұммасынан ғана ғарезли хәм m санынан ғарезли емес. $n' \geq 1$

теңсізлігі орынлы болғанлықтан $n \geq l + 1$ хәм ұсыған сәйкес берілген n квант санында l квант саны $l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$ шамаларына тең болады.

Энергияның $W > 0$ болған мәніслерінде W ниң мүмкін болған мәніслериниң областы үзлексіз область болып табылады. Бұл жағдай ионизация потенциалының шеклеринен тыста жайласатуғын областар үшін бақланады.



385-сүррет.
 $r^2 R R^*$ функциясының r ден ғәрезлігі.

Көлем элементи dv ның ишінде электронды табыўдың итималлығы $\psi\psi^* dv$ ға тең. dv ны сфералық координаталарда $dv = r^2 \sin^2 \vartheta dr d\vartheta d\varphi$ түрінде жазады. Буннан кейин ψ ди $R(r) \cdot Y(\vartheta, \varphi)$ түрінде жазып, электронды табыўдың итималлығы үшін мынадай аңлатпаны жазамыз:

$$\psi\psi^* dv = R R^* r^2 \cdot Y \cdot Y^* \sin^2 \vartheta \cdot dr d\vartheta d\varphi. \quad (9)$$

385-сүретте $r^2 R R^*$ шамаларының графиги көрсетілген. Бұл шамаларды (9)-аңлатпадағы тек радиус-вектор $\mathbf{r}$ диң сан мәнісінен ғәрезли болған көбейтiуши береді. Абсцисса көшерине $r / \left(\frac{a_0}{Z} \right)$ шамасы қойылған, бұл аңлатпада $a_0 = \hbar^2 / m e^2$ шамасы Бор теориясы бойынша водород атомындағы биринши дөңгелек орбитаның радиусына сәйкес келеді (343-параграф). $\psi\psi^* dv$ итималлығының кеңісліктегі тарқалыўын анықлау үшін $Y \cdot Y^*$ көбеймесін де есапқа алыу керек. Шар функциясының аңлатпасына φ мүйешинен ғәрезлик тек $e^{im\varphi}$ көбейтiушиси менен бериледі. Буннан $Y \cdot Y^*$ шамасының φ ден ғәрезсіз екенлігі келип шығады, себебі $e^{im\varphi} e^{-im\varphi} = 1$. Солай етип, $Y \cdot Y^*$ шамасы тек ϑ мүйешиниң функциясы болып табылады. Хәр қыйлы l менен m лер үшін $Y \cdot Y^*$ функциясының түрі 386-сүретте поляр диаграммалар түрінде көрсетілген. $Y \cdot Y^*$ шамасының кеңісліктегі тарқалыўы 386-сүреттегі иймекликлерди OZ көшериниң дөгерегінде айландырғанда алынатұғын айланыу фигураларының түрине ийе болады. $Z = 0$ үшін $Y \cdot Y^*$ функциясы шарлық симметрияға ийе болады.

$\psi\psi^* dv$ итималлығының тарқалыўын Бордың атомдағы орбиталар хаққындағы моделлик көз-қарас пенен салыстырыуға болады. 385-сүреттен n квант саны қаншама үлкен болғанда электронды табыўдың итималлығының ядродан үлкен қашықтықларда сезилерликтей мәніслерди сақлайтұғынлығы көринип тұр. Бұл Бор теориясының үлкен n квант санларына ийе орбиталардың үлкен өлшемлерге ийе болатұғынлығы жөніндегі жуўмағына сәйкес келеді. $n = 1, l = 0$ халы үшін итималлықтың максимумы Бордың биринши дөңгелек орбитасы өтетұғын $r = a_0/Z$ шамасына сәйкес келеді.

Квантлық механика тек атомлық системаның мүмкін болған энергиялары болған W лерди ғана емес, ал қозғалыс муғдарының моменти $\mathbf{p}$ ның хәм оның сырттан түсірилген бағытқа түсірилген проекциялары p_z тиң мәніслерин де табыуға мүмкіншилик береді. Бұл нәтижелердиң қалайынша алынатұғынлығына тоқтамай, тек нәтижелерди келтиремиз. Теория n', j, m квант санлары менен тәрийипленетұғын халда тұрған атом үшін қозғалыс муғдарының моментиниң

$$p_z = m\hbar$$

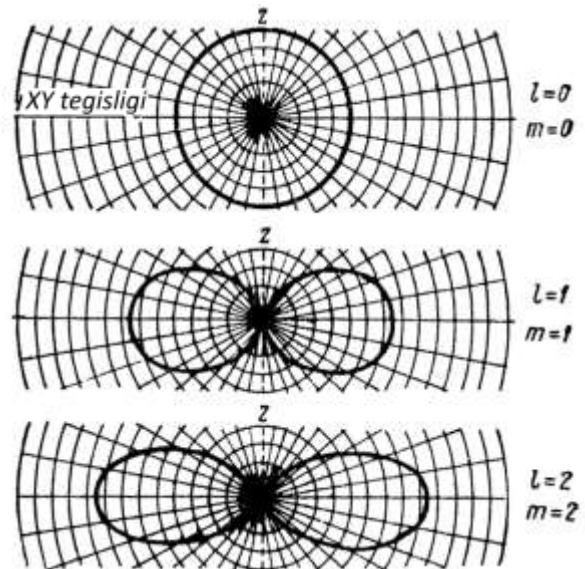
мәніслерін қабыл ететуғынлығын көрсетеді. Солай етип, m пүтин саны өзінің мәнісі бойынша Бор теориясындағы атомның моменти $\mathbf{p}$ ның кеңістіктегі ориентациясын анықлайтуғын "магнит" квант санына сәйкес келеді екен.

$\mathbf{p}$ моментінің мүмкін болған абсолют мәнісі

$$p = \hbar \sqrt{l(l+1)}$$

шамасына тең болады. Бұл жағдай дублеттік спектрдің структурасын түсіндіретуғын векторлық моделде қабыл етилген қозғалыс мұғдарының моменти $\mathbf{p}$ ның мәніслері тастыйықланады (349-параграф). Бордың ең дәлелі теориясының $\mathbf{p}$ үшін $p = n_\phi \hbar$ мәнісін бергенлігін еске саламыз. Бұл жағдайда n_ϕ шамасы l ден бір шамасына айырмаға ийе еді ($n_\phi = l + 1$).

386-сүрет.
УҮ* функциялары үшін поляр
диаграммалар.



§ 367. Классикалық хәм квантлық статистикалар. I томда көрсетилип өтилгениндей, көп санлы бөлекшелер менен байланысly болған мәселелерде есаплаудың статистикалық усуллары пайдаланылады. Мысалы, ұсындай есаплаулардың нәтижесінде бөлекшелердің энергиялар бойынша тарқалыуы нызамы (Больцман нызамы) ямаса бөлекшелердің тезліклер бойынша тарқалыуы нызамы (Максвелл нызамы) табылды.

Квантлық статистикалық физикаға шекемги статистикалық физиканың үлкен жетіскенліклеріне қарамастан, бір қатар мәселелерді шешкенде классикалық статистиканың нәтижелері тәжірибелерде алынған нәтижелер менен сәйкес келмей қалды. Тәжірибеге менен есаплаудың бір биріне кескін түрде сәйкес келмеулердің бири жыллылық сыйымлығының теориясына тийісli. Бұл теориядағы қатты денелердің жыллылық сыйымлығының температурадан ғәрезли екенлігі түсіндірилмей қалды (I том, 93-параграф). Статистикалық теориядағы екінші сәтсізлік металлардың электр өткізгішлігіне тийісli. Классикалық статистиканың көз-қараслары бойынша (II том, 163-параграф) металлардың электр өткізгішлігін жүзеге келтіретуғын еркін электронлар жыллылық сыйымлығының шамасын тоқты өткізбейтуғын денелердің жыллылық сыйымлығынан үлкен етіуі керек. Ал бұл жағдай тәжірибеде тастыйықланбайды. Бұл сәтсізліктердің жыйнағы статистикалық есаплауларды квантлық көз-қараслардың тийкарында қайтадан көріп шығыуды талап етті. Бұндай қайта қарап шығу квантлар теориясы менен толық сәйкес келетуғын *квантлық статистика* деп аталатуғын статистиканың дөретіліуіне алып келді. Бұл статистикада классикалық статистиканың жетіскенліклері сақланды хәм ол жоқарыда келтірилген қарама-қарсылықларға ийе болмады.

Классикалық хәм квантлық статистикалардың арасындағы айырманы түсиниў ушын физикадағы статистикалық ұсыллардың тийкарғы жағдайларын таллаймыз. Дәслеп Больцман статистикасына итибар беремиз. Оның тарқалыў нызамын биз бир неше рет пайдаландық. Биз V көлеминде жайласқан N бөлекшеден туратуғын системаны көз алдымызға елеслестейик. Бөлекшелердің механикалық ҳалы олардың координаталары менен тезликлерин бериў менен анықланады. Егер N бөлекшениң ҳар бирине белгили координаталар менен тезликлер берилетуғын болса, онда системаның ҳалы берилген болып есапланады. *Статистикалық қараўда болса, бөлекшелердің санының жүдә көп болыўына байланысly биз системаның ҳалын анықлаў ушын басқа ұсылды пайдаланамыз: ҳар бир бөлекшениң координаталары менен тезликлери базы бир шеклерде анықланады.* Мысалы, биз бөлекшениң ҳалын бергенде оның координаталарының x хәм $x + \Delta x$, y хәм $y + \Delta y$, z хәм $z + \Delta z$ шамаларына тең интервалларда, ал тезликлериниң v_x хәм $v_x + \Delta v_x$, v_y хәм $v_y + \Delta v_y$, v_z хәм $v_z + \Delta v_z$ шамаларына тең интервалларда жататуғынлығын көрсетемиз.

Бөлекшелердің ҳалларын есаплаўды геометриялық көз-қараслардың жәрдемінде иллюстрациялаўға болады. x, y, z координаталарын хәм тезликтің v_x, v_y хәм v_z проекцияларын алты өлшемли "кеңисликтеги" ұлыўмаластырылған декарт координаталары сыпатында қараймыз. Бул "кеңислик" координаталар менен тезликлердің фазалық кеңислиги деп аталады. Бундай ойымыздағы кеңисликтеги ноқат координаталар менен тезликтің проекцияларының белгили мәнислери менен тәрийипленеди. Солай етип, дәл анықланған механикалық ҳалдағы қәлеген бөлекше бизиң кеңислигимизде ноқатты анықлайды. Оның ұлыўмаластырылған координаталары биз алған бөлекшениң x, y, z координаталарына хәм тезликтің v_x, v_y хәм v_z проекцияларына тең. Бөлекшениң ҳалын *статистикалық тәрийиплегенде усы ҳалды сүүретлейтуғын ноқаттың фазалық кеңисликтің шегаралары x хәм $x + \Delta x$, v_x хәм $v_x + \Delta v_x$ қ.т.б. шамалар менен шекленген $\Delta\tau$ көлеминиң ишинде жайласқанлығын ғана көрсетиўге болады.* Бул элементар көлемнің шамасы мынаған тең:

$$\Delta\tau = \Delta x \Delta y \Delta z \Delta v_x \Delta v_y \Delta v_z.$$

Бөлекшелердің мүмкин болған барлық ҳалларына сәйкес келетуғын барлық фазалық кеңисликти $\Delta\tau_i$ элементар көлемлерге (қутыларға) бөлемиз. Усындай барлық элементар қутылардың көлемлериниң қосындысы болған $\sum_i \Delta\tau_i$ шамасы фазалық кеңисликтің барлық көлемине тең.

Барлық системаның ҳалларын статистикалық тәрийиплеў фазалық кеңисликтің ҳар бир $\Delta\tau_i$ қутысының ишиндеги ноқатлар сәйкес келетуғын бөлекшелердің санын көрсетиўге алып келинеди.

Егер элементар қутының өлшемлери киши болса, онда ҳар бир қутыны усы қутының ишиндеги координаталары менен тезликлериниң проекциялары усы қутының ишиндеги бөлекшениң орташа энергиясы менен тәрийиплеўге болады. Қутылардың энергияларын $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3, \dots$ арқалы, ал сәйкес қутылардағы бөлекшелердің санын $N_1, N_2, N_3, \dots$ арқалы белгилейик. Бундай жағдайда $N_1, N_2, N_3, \dots$ санларын бериў бөлекшелердің энергиялар бойынша тарқалыўын береді.

$N_1, N_2, N_3, \dots$ санларының ҳар қыйлы мәнислери менен анықланатуғын системаның ҳар қыйлы ҳаллары үлкен ямаса киши болған итималлық пенен жүзеге келиўи мүмкин. *Ең үлкен итималлық пенен тәрийипленетуғын ҳалдың жийи жүзеге келди деп есаплаў тәбийий.* Солай етип, мәселе ең үлкен итималлық сәйкес келетуғын бөлекшелердің энергиялар бойынша тарақалыўын табыўға алып келинеди. Сәйкес есаплаўлар Больцман формуласына алып келеди. Бул тарқалыў бойынша энергиясы берилген $\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon$ интервалында жатқан бөлекшелердің саны dN_ε мынаған тең:

$$dN_\varepsilon = N_0 \frac{1}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{(kT)^{3/2}} \cdot e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} \cdot \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon. \quad (1)$$

Бұл теңдікте N_0 - бөлекшелердің толық саны.

Бұл классикалық теорияда элементар қутыда бөлекшелердің жеткиликлі дәрежедегі көп санының болуы керек деген талаптан басқа оның өлшемлери хеш нәрсе менен шекленбеген. Бұндай жағдайда қутылардың өлшемлери қаншама киши болса, системаның қалы соншама толығырақ тәрийипленеди. Дәслепки қойылған шеклер бойынша қутыдағы бөлекшелердің саны хеш нәрсе менен шекленбеген хәм итималлық теориясының нызамлары бойынша статистикалық түрде анықланады.

Квантлық статистикадағы жағдай бұндай емес. Бұл жағдайда элементар қутының көлеми ықтыярлы түрде киши етип ала алмаймыз. "Анықсызлық қатнастары" бойынша (364-параграф) $\Delta x, \Delta v_x$ "шеклеринің" арасында белгили қатнас бар, атап айтқанда $\Delta x \cdot \Delta v_x \cong \frac{h}{m}$ х.т.б. қатнастары орын алады. Бұл факт координаталар менен тезликлердің фазалық қутысының

$$\Delta \tau_i = \Delta x \Delta y \Delta z \Delta v_x \Delta v_y \Delta v_z = \frac{h^3}{m^3} \quad (2)$$

шамасына тең деген болжауда аңлатпасын табады.

Усының менен бирге квантлық теорияда бирдей бөлекшелердің бир биринен парқының жоқ екенлиги есапқа алынады. Ақырында, квантлық теорияда бөлекшелерде ярым пүтин квант саны менен (электронлар, протонлар х.т.б.) ямаса пүтин квант саны менен тәрийипленетуғын (фотонлар) спин моментлеринің бар екенлигин есапқа алыу керек.

Ярым пүтин спинлик моментке ийе бөлекшелер Паули принципине бағынады. Бұл принцип бойынша берилген хәр бир энергия қаддинде спинлик моментлеринің бағытлары менен бир биринен айрылатуғын еки бөлекшеден артық бөлекшелердің болуы мүмкин емес. Бұл Ферми тарқалыуы деп аталатуғын бөлекшелердің энергиялар бойынша тарқалыуына алып келеди⁴⁹:

$$dN_\varepsilon = \frac{\sqrt{2} \cdot V m^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3} \cdot \frac{\sqrt{\varepsilon}}{A e^{\varepsilon/kT} + 1} d\varepsilon. \quad (3)$$

Бұл аңлатпада V - барлық бөлекшелер ийелеген көлем хәм A - бөлекшелердің санынан, олардың массасынан хәм температурасынан ғәрезли болған шама. Квантлық теориясының көз-қарасы бойынша (3)-тарқалыуды ярым пүтин спинлик моментке ийе болған бөлекшелер (электронлар хәм басқа да элементар бөлекшелер) ушын (1)-Больцман тарқалыуының орнына пайдаланыу керек. Электр өткізгішлік теориясында Ферми нызамын пайдаланыуды II томдағы 163-параграфта көрсеткен едик. Сол параграфта Ферми тарқалыуы Больцман тарқалыуы менен салыстырылды хәм киши тығызлықтар менен жоқары температураларда Ферми тарқалыуының Больцман тарқалыуы менен ис жүзінде сәйкес келетуғынлығы көрсетилди.

Пүтин спинлик моментине ийе болған ямаса спинлик моменти болмаған бөлекшелер ушын (α -бөлекшелери, жуп массалық хәм зарядлық санларға ийе болған ядролар, базы бир молекулалар) тарқалыу Бозе-Эйнштейн формуласы деп аталатуғын мынадай формула менен бериледи:

$$dN_\varepsilon = \frac{\sqrt{2} \cdot V m^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3} \cdot \frac{\sqrt{\varepsilon}}{A e^{\varepsilon/kT} - 1} d\varepsilon. \quad (4)$$

Бұл формула Ферми формуласынан тек бөлшектің бөлиминде 1 диң белгиси менен айрылады.

⁴⁹ Гәп Ферми-Дирак статистикасы хақында айтылып атыр (Аўдарыўшылар).

Ферми хәм Бозе-Эйнштейн статистикаларының арасындағы айырманы хәм олардың классикалық Больцман статистикасына қатнасын бирдей болған үш бөлекшени үш хал бойынша жайластырыу мысалында көриўге болады. Бұл халлар спинлик моментлердің хәр қыйлы бағытларын да есапқа алады деп болжаймыз. Себеби, Паули принципі бойынша бир халда бир бөлекшеден артық бөлекшелердің болыуы мүмкин емес.

Әлбетте, үш бөлекшениң үш қәдди бойынша хәр қыйлы тарқалыуларының саны онға тең; бұл тарқалыулардың барлығы XXVII кестениң жоқарғы үш қатарында көрсетилген.

Бөлекшелердің индивидуаллық өзгешеликлериниң болыуына руқсат ететұғын классикалық статистиканың көз қарасы бойынша төртінши тарқалыудан басланып, тоғызыншыда тамам болатұғын алты тарқалыудың хәр бири үш ұсылдың жәрдеминде жүзеге келиуі мүмкин. Мысалы, төртіншиси мынадай ұсыл менен жүзеге келеди:

1. 1-халда 1- хәм 2-бөлекшелер, 2-халда 3-бөлекше
2. 1-халда 2- хәм 3-бөлекшелер, 2-халда 1-бөлекше
3. 1-халда 1- хәм 3-бөлекшелер, 2-халда 2-бөлекше

Тап усындай жағдай оныншысына шекемги басқа да тарқалыуларға тийисли. Оныншы тарқалыудың алты ұсыл менен жүзеге келиуі мүмкин. Больцман бойынша бұл индивидуаллық тарқалыулардың хәр бирине бирдей статистикалық салмақ бериледи. Бұл жағдайда, мысалы, төртінши тарқалыудың статистикалық салмағы биринши тарқалыудың статистикалық салмағынан үш есе үлкен, ал оныншының статистикалық салмағы бириншисиникине салыстырғанда алты есе үлкен (XXVII кестениң төртінши қатарына қараңыз). Сонлықтан, классикалық көз-қарастан айырым тарқалыулардың итималлықтары бирдей емес. Мысалы, төртінши тарқалыудың итималлығы биринши тарқалыудың итималлығынан үш есе үлкен, ал ең ақырғысының итималлығы бириншисиникинен алты есе үлкен. Биринши хәр бир үш тарқалыудың итималлығы $1/27$ ге, ең соңғысының итималлығы $6/27$ ге, ал қалғанларының хәр бириниң итималлығы $3/27$ ге тең.

XXVII кесте.

1-хал	3	0	0	2	2	1	0	1	0	1
2-хал	0	3	0	1	0	2	2	0	1	1
3-хал	0	0	3	0	1	0	1	2	2	1
Больцман	1	1	1	3	3	3	3	3	3	6
Бозе-Эйнштейн	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
Ферми	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1

Жоқарыда айтылып өтилгениндей, квантлық теорияның көз-қараслары бойынша бирдей бөлекшелери бир биринен айырыуға болмайды. Мысалы, төртінши тарқалыу хәкқында тәжирийбе мынаны бере алады: үш бөлекшениң екеуі биринши қәддиде, биреуі екінши қәддиде жайласады. Бозе хәм Эйнштейн бойынша барлық санлық тарқалыуларға бирдей статистикалық салмақ бериледи хәм XXVII кестеде келтирилген санлық тарқалыуларға $1/10$ ға тең бирдей итималлық сәйкес келеди. Егер бөлекше ярым пүтин спинлик моментке ийе болса хәм соған сәйкес, Паули принципине бағынатуғын болса, онда барлық он тарқалыулардың ишиндеги ең соңғысының болыуы мүмкин. Буннан, Ферми бойынша, ең соңғысынан басқа барлық тарқалыуларға нолге тең статистикалық салмақ бериледи. Усыған сәйкес, ярым пүтин спин моментине ийе бөлекше ушын ең соңғы халдан басқа халлардың барлығы ушын итималлық нолге тең. Ең соңғы халдың итималлығы 1 ге тең - бұл үш бөлекшениң үш хал бойынша мүмкин болған бирден-бир тарқалыуы болып табылады.

XXXII БАП

ЯДРОЛАРДЫҢ ТӘБИЙИЙ ХӘМ ЖАСАЛМА АЙЛАНЫСЛАРЫ

§ 368. Атом ядросы хәм оның характеристикасы. Жоқарыда биз (340-параграф), атом ядросының электронның пүтин сан еселенген оң $E = Z|e|$ заряд пенен тәрийипленетуғынлығын көрдик. Зарядлық сан деп аталатуғын Z саны Менделеевтиң дәйирлик системасындағы элементтиң қатар санына тең. Атом ядросының екінши характеристикасы болып оның M_y массасы хызмет етеди. Ол элементтиң атомлық салмағы менен байланысly. I томдағы 43-параграфта биз химияда қандай да бир элементтиң атомлық салмағы ҳаққында гәп еткенде оның атомының массасы M_A ның $\frac{1}{16}M_O$ ға қатнасы қабыл етиледи, M_O арқалы кислород атомының массасы белгиленген⁵⁰. Химиялық бирикпелерде атомлық салмақлар хәр қыйлы элементлердиң кислородты алмастыратуғын салмақлық қатнастарда анықланатуғын болғанлықтан атомлық салмақлар химияда атомлардың изотоплық қурамын есапқа алмаған ҳалдағы атомлардың орташа қәсийетин тәрийиплейди. Хәқыйқатында, бирдей зарядлық сан Z ке ийе элементлердиң көпшилиги хәр қыйлы бир неше изотопқа, яғный хәр қыйлы M_A массаларға ийе атомлардың бир неше сортына ийе болады. Сонлықтан атомлық салмақ түсиниги айқынластырыўды талап етти. Биз қандай да бир элементтиң таза изотопының атомлық салмағы A дегенде атомның массасы M_A ның $\frac{1}{16}M_O$ шамасына қатнасын түсинемиз. Бул белгилеўлерде M_O арқалы кислородтың ең көп тарқалған (соның менен бирге ең жеңил) изотопының массасы. Кислородтың усы изотопының атомлық салмағы 16,00000 ге тең деп қабыл етиледи. Усындай усыл менен анықланған таза изотоплардың атомлық салмақлары масс-спектрографиялық усыллардың жәрдемінде өткерилген өлшеўлерде анықланады.

Атомлық салмағы $A = 16$ болған кислородтың массасының абсолют шамасын (граммлардағы) молекулалық салмақ μ ды хәм Авагадро саны N ди билиў арқалы табыўға болады:

$$M_O = \frac{\mu}{N} = \frac{16,00}{6,023 \cdot 10^{23}} = 26,576 \cdot 10^{-24} \text{ г.}$$

Атомлық салмақтың бир бирлигине мынадай масса сәйкес келеди:

$$\frac{26,576 \cdot 10^{-24}}{16} = 1,662 \cdot 10^{-24} \text{ г.}$$

Буннан қәлеген изотоптың атомының массасы M_A ның абсолют мәниси граммларда

$$M_A = 1,662 \cdot 10^{-24} A$$

формуласының жәрдемінде есапланады.

Электронның массасы атомлардың ишиндеги ең жеңили болған водород атомының массасынан дерлик еки мың есе жеңил болғанлықтан қәлеген изотоптың ядросының массасы M_y барлық атомның массасы M_A да жүдә аз шамаға айрылады. Бирақ, сонда да, хәзирги ўақытлардағы өлшеўлердиң дәллигинде бул айырма сезилерликтей хәм,

⁵⁰ "Атомлық салмақ" ески атама болып табылады. Хәзирги ўақытлары "Салыстырмалы атомлық масса" деп аталатуғын бул шама массаның атомлық бириклеринде аңғартылған атомның массасының мәниси болып табылады. Бул шама берилген элементтиң атомының массасының нейтраль болған углеродтың ^{12}C изотопының массасының $\frac{1}{12}$ үлесине тең. Анықламасына сәйкес салыстырмалы атомлық масса өлшем бирлигине ийе емес шама болып табылады (Аўдарыўшылар).

сонлықтан, базы бир есаплаўларда оның шамасын есапқа алыў керек болады. Нормаль атомның электронлық қабығына киретуғын электронлардың саны Z ке тең болғанлықтан, M_Y менен M_A ның арасында мынадай қатнас орын алады:

$$M_Y = M_A - Zm.$$

Бул теңликте m - электронның массасы. Атомлық салмақтың бирликлеринде электронның массасы $5,48 \cdot 10^{-4}$ шамасына тең. Водород атомында электронның үлесине ұлыўмалық атомлық салмақтың 0,05 проценти сәйкес келеди. Басқа атомлар ушын бул үлестің шамасы оннан да киши.

XIX әсирдің басларында барлық элементлердің атомлары қурамалы құрылысқа ийе хәм олардың барлығы да водород атомынан құралған деген гипотеза ұсынылған еди. Бирақ, кейинирек, элементлердің атомлық салмақлары водородтың атомлық салмағынан пүтин сан есе үлкен болмағанлығы себепли бул гипотезадан бас тартыўға туўры келди. Изотоплардың ашылыўы бул фактти бийкарлағандай болып көринди: хәр қандай элементлердің атомлық салмақларының пүтин санға тең болмаўын олардың қурамалы изотоплық қурамға ийе болыўы менен түсиндирийге болар еди. Бирақ дәл масс-спектрографлық өлшеўлер таза изотоплар ушын да атомлық салмақлардың пүтин сан еселенген водородтың атомлық салмағына тең емес екенлигин көрсетти (ямаса кислородтың 1/16 бөлиминиң). Таза изотоплардың атомлық салмақларының пүтин саннан айырмасы жүдә киши. Бирақ, сонда да, олардың бар екенлиги ҳақыйқат хәм жүдә жоқары дәлликте өлшенген.

XXVIII кестеде Менделеевтиң дәўирлик системасының дәслепки 11 элементлериниң стабилли (орнықты) изотопларының атомлық салмақлары келтирилген.

Таза изотоптың атомлық салмағына жақын пүтин санды *массалық сан* деп атайды. Биз оны M арқалы белгилеймиз. M массалық сан зарядлық сан Z пенен бир қатарда ядроның тийкарғы характеристикасы болып табылады. Хәр қыйлы изотоплардың ядролары сәйкес химиялық элементтиң белгиси менен белгиленеди, оның оң тәрәпине жоқарыға массалық сан, ал шеп тәрәпине төменге зарядлық сан жазылады. Мысалы, массалық саны 7 ге тең литийдің изотопы ${}^7\text{Li}$ түрінде, ал сол литийдің массалық саны 8 ге тең болған изотопы ${}^8\text{Li}$ түрінде белгиленеди⁵¹. Кейинирек биз массалық санның ядроның құрамына киретуғын элементар бөлекшелердің санын анықлайтуғынлығын көремиз.

Водородтың ең жеңил изотопының ядросы ең әпиўайы ядро болып табылады (протон). Оның ушын зарядлық сан да, массалық сан да бирге тең.

XXVIII кестеде келтирилген мағлыўматлардан изотоплардың атомлық салмақларының усы салмақларға ең жақын болған водород атомының пүтин сан еселенген атомлық салмағынан азмаз киши екенлигин аңсат көрийге болады. Мысалы, водородтың атомлық салмағының төрт еселенген мәниси 4,03248 шамасына, ал гелийдің салмағының 4,00388 шамасына тең екенлиги көринип түр. Бундай жағдайда, гелий атомы төрт водород атомынан турады деп есапланғанда, онда гелийдің хәр бир моли ушын массаның 0,0286 г шамасына кем ("дефект") болыўы орын алады. Кейинирек биз ядролардың құрамына протонлар менен бир қатарда водородтың ең жеңил изотопының құрамында жоқ болған бөлекшелердің де (нейтронлар, 380-параграф) киретуғынлығын көремиз. Бирақ, усындай жағдайға қарамастан, *ядролардың массасы оның құрамына киретуғын элементар бөлекшелердің массаларынан киши*. Хәр бир ядро белгили болған массаның дефекти Δm менен тәрийипленеди.

⁵¹ Хәзирги ўақытлары көпшилик оқыў хәм илимий әдебиятларда бундай изотопларды ${}^7\text{Li}$ хәм ${}^8\text{Li}$ түрінде белгилейди, яғный массалық сан да, зарядлық сан да элементтиң белгисиниң шеп тәрәпинде жазылады (Аўдарыўшылар).

301-параграфта биз салыстырмалық теориясының масса менен энергияның арасындағы қатнасты орнататуғынлығын көрдик. Системаның массасының Δm шамасына өзгерісі системаның энергиясының

$$\Delta W = \Delta m \cdot c^2 \quad (2)$$

шамасына өзгеріуіне сәйкес келеді. Бұл теңлікте c арқалы жақтылықтың бослықтағы тезлігі белгіленген. Бұнан ядроның массасының Δm шамасына тең дефектинің элементар бөлекшелерден бұл ядро құралғанда бөлініп шығатуғын энергиясының шамасын беретуғынлығы келип шығады. Ядроның массасы оның құрамына киретуғын элементар бөлекшелердің массаларының қосындысынан киші. Жоғалған массаның есабынан ядро пайда болғанда жүдә көп мұғдардағы энергия бөлініп шығады.

XXVIII кесте.

Изотоплардың атомлық салмақтары

Z	Изтоп	Табийий араласпадағы %	Атомлық салмақ	Z	Изтоп	Табийий араласпадағы %	Атомлық салмақ
1	H ¹	99,98	1,00812	7	N ¹⁴	99,62	14,00750
1	D ²	0,02	2,01472	7	N ¹⁵	0,38	15,00489
2	He ³	~10 ⁻⁴	3,01701	8	O ¹⁶	99,76	16,00000
2	He ⁴	100	4,00388	8	O ¹⁷	0,04	17,00450
3	Li ⁶	7,9	6,01690	8	O ¹⁸	0,20	18,00470
3	Li ⁷	92,1	7,01804	9	F ¹⁹	100	19,00452
4	Be ⁹	100	9,01497	10	Ne ²⁰	90,00	19,99881
5	B ¹⁰	18,4	10,01605	10	Ne ²¹	0,27	21,00018
5	B ¹¹	81,6	11,01286	10	Ne ²²	9,73	21,99864
6	C ¹²	98,9	12,00398	11	Na ²³	100	22,99680
6	C ¹³	1,1	13,00766				

Массаның атомлық салмақтың бир бирлигине тең өзгерісі энергияның

$$\Delta W = 1,662 \cdot 10^{-24} \cdot 9 \cdot 10^{20} \text{ erg} = 1,496 \cdot 10^{-3} \text{ erg}$$

шамасына өзгерісіне сәйкес келеді.

Егер $1 \text{ eV} = 1,601 \cdot 10^{-12} \text{ erg}$ екенлігін есапқа алсақ, бұл шаманы электрон-вольттерде көрсетіуіге болады:

$$\Delta W = \frac{1,496 \cdot 10^{-3}}{1,601 \cdot 10^{-12}} \text{ eV} = 931,8 \text{ MeV}. \quad (2)$$

Бұл теңлікте MeV арқалы 10^6 эВ ке тең мегаэлектронвольт белгіленген. Ядроның құрамына киретуғын бир элементар бөлекше үшін есапланған массаның дефекти (яғный $\Delta m/M$ шамасы) ядролардың көпшилигі үшін шама менен атомлық салмақтың бирлигинің 0,009 бөлегін құрайды хәм бұл шама (2)-теңлік бойынша $8,5 \text{ MeV}$ ке тең. Бұл шаманы химиялық реакцияларда бөлініп шығатуғын энергия менен салыстырыу қызықты. Химиялық реакцияларда 2—3 эВ энергия бөлініп шығады. Бұнан элементар бөлекшелерден атом ядролары пайда болғанда химиялық реакцияларда бөлініп шығатуғын энергиялардан миллионлаған есе көп энергияның бөлініп шығатуғынлығын көреміз (реакцияланатуғын заттың массасының бир бирлигинде). Бұл энергияның шамалары жүдә үлкен болғанлықтан, олар массалардың сезилерліктей өзгеріслері менен байланысly. Химиялық реакцияларда да массаның өзгерісі орын алады, бірақ бөлініп шығарылатуғын ямаса жутылатуғын энергиялардың шамасының киші

болғанлығы себепли, массалардың өзгерисин әмелий жақтан өлшеудің мүмкіншилиги болмайды.

Элементар бөлекшелерден ядролар пайда болғанда үлкен энергияның бөлиніп шығуы атом ядроларының оғада бекем дүзиліске ийе болатуғынлығын көрсетеді. Ядроларды жасалма түрде бөліу менен байланыссы қыйыншылық ұсы жағдай менен түсіндіріледі.

Ядролардың табиий бөлінуі (айланысы⁵²) жердің бетінің қатламында ұшырасатуғын элементтердің ишінде сийрек ұшырасатуғын Менделеевтің дәуірлік системасының ақырындағы ең ауыр элементтерде ұшырасады. Бұндай айланыстарды *табиий радиоактивлік* деп атайды.

§ 369. Табиий радиоактивлік. 1896-жылы уранның дузларын изертлеген француз физиги А.Беккерель олардың көзге көрінбейтуғын хәм фотопластинканың қаратыуына алып келетуғын нурларды шығаратуғынлығын тапты. Уран нурларын магнит майданында изертлеу олардың үш құраушылардан тұратуғынлығын көрсетті. Олардың бири оң зарядланған бөлекшелер ауысатуғындай болып ауысады. Бұл құраушы α -нурлары атамасын алды. Екинши құраушы терис зарядланған бөлекшелердей болып ауысады, ал үшінши құраушы болса магнит майданында қозғалысының бағытын өзгертпейді. Бұл құраушылар сәйкес β - хәм γ -нурлары атамаларына ийе болды.

Еки жылдан кейин Пьер Кюри менен Мария Кюри-Складовская *радий* хәм *полоний* деп аталатуғын жаңа еки элементти ашты. Олардың уран сыяқлы, бірақ интенсивлиги үлкен нурларды шығаратуғыны белгили болды. Усының менен бирге олар радиоактивлік қасиетке бұрын белгили болған торийдің де ийе екенлигин тапты.

Бұннан кейинги изертлеулер радиоактив нурлардың мынадай қасиетлерге ийе екенлиги белгили болды:

- а) биологиялық хәм химиялық тәсир жасайды, соның ишінде фотопластинканың қарауытыуын жүзеге келтиреді;
- б) олар газлерди ионластырады;
- с) көп санлы қатты хәм сұйық денелердің флуоресценциясын қоздарады;
- д) үлкен өтiушилик қәбилетликке ийе.

Ең үлкен өтiушилик қасиетке γ -нурлары ийе. Олар қалың қатты денелер, солардың ишінде металлар арқалы өте алады. Ең киши өтiушилик қасиетке α -нурлары ийе, бірақ олар қатты денелердің жуқа қатламы, мысалы, шийше арқалы өте алады.

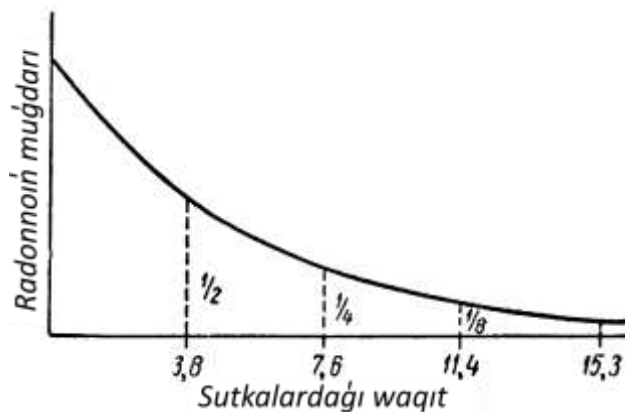
Радиоактив затлардың температурасы барлық ўақытта қоршаған орталықтың температурасынан жоқары болады. Бұл радиоактив процесстің үзликсиз энергия шығаруы менен жүретуғынлығын көрсетеді.

1908-жылы Резерфорд хәм оның хызметкерлери спектроскопиялық ұсыллардың жәрдемінде радийдің дузы ($RaCl_2$) бар кишкене ампулада ұсы ампуланың ишінде бұрын болмаған жаңа еки газдің пайда болатуғынлығын тапты. Олардың бири гелийдің сызықларына сәйкес келетуғын спектраллық сызықларды берген; екиншисинің спектри сол ўақытлары белгили болған хеш бир элементтің спектрине сәйкес келмеген. Бұл жаңа газ *радий эманацийи* деп аталды. Кейинирек оны *радон* деп атады. Оның биринши атамасы оның тек радийдің қатнасында алынғанлығы менен байланыссы. Хәзирги ўақытлары эманацийдің бир неше изотоплары белгили. Бұл газдің қасиетлерин изертлеу оның инерт газлердің группасына киретуғынлығын көрсетті; $Z = 86$ зарядлық санына хәм $M = 222$ массалық санына ийе. Бұл бақлаулар радиоактивліктің табиий түрде жүретуғын

⁵² Биз ядролық физикада "айланыс" сөзин бир нәрсенің екиншисине (мысалы, бир элементар бөлекшенің екиншисине ямаса энергияның бир түрден екинши түрге айланыуы) айланыуын түсінеміз. (Аударушылар).

атом ядросының ыдырауы сыпатында түсіндирилиуіне алып келди. Усындай ыдыраудың салдарында басланғыш элемент басқа элементке айналады. Радий болған жағдайда ыдырау радий атомының ядросынан гелий атомының ядросы менен бирдей болған α -бөлешесинің шығарылуына алып келеди; нейтралласуының салдарынан α -бөлешке әдеттегідей гелий атомына айналады. Ядроның қалған бөлімі жаңа элемент болған радонның ядросы болып табылады. Пайда болған радонның ядросының өзі радиоактивлік қасиетке ие болып, уақыттың өтуі менен айналыстарға ұшырайды.

Егер радийди жабық ампулаға салса, онда ампуладағы радонның мұғдары дәслеп тез өседі, ал буннан кейін тең салмақтық мұғдарға жетиседі хәм өзгериссиз қалады. Бундай тең салмақтық радийден пайда болған радонның мұғдары ыдырап атырған радонның мұғдарына тең болған жағдайда орнайды. Егер радонның базы бир мұғдарын радийден айырып, оны айырым ампулаға салса, онда ұсы ампуладағы радонның мұғдары 387-сүүретте көрсетілгендей график түрінде сүүретленген нызам бойынша үзликсиз кемейеди. 3,825 суткадан кейін дәслепки радонның жартысы, және 3,825 суткадан кейін дәслепки радонның шереги қалады х.т.б.



387-сүүрет.
Радонның ыдырау іймеклиги.

$\tau = 3,825$ сутка уақыт аралығы ярым ыдырау дәуірі деп аталады. Егер m_0 арқалы радонның дәслепки мұғдарын белгилесек, онда оның мұғдарының уақыт t ның өтуі менен кемейуі нызамы мынадай түрге ие болады:

$$m = m_0 e^{-\lambda t}. \quad (1)$$

Бұл теңликтегі λ - радиоактив ыдыраудың тұрақтысы деп аталатуғын константа. Егер dt уақытының ишінде ыдырауының ядролардың саны dN бар болған атомлардың санына пропорционал деп есапланса, онда бұл нызамның түрі аңсат түсіндириледі:

$$-dN = \lambda N dt. \quad (2)$$

Бұл теңликте λ - тұрақты шама. Соңғы теңликти былайынша көшіріп жазамыз:

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt.$$

Интеграллау арқалы мынадай теңликте аламыз:

$$\ln N = -\lambda t + C. \quad (3)$$

Бұл теңликте C - интеграллау тұрақтысы. $t = 0$ теңлиги орынлы болғанда $\ln N_0 = C$ теңлигине ие боламыз. Бұл теңликте N_0 - атомлардың дәслепки саны. C ның алынған мәнісін пайдаланып, (3)-формулань

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t$$

түрінде ямаса көрсеткішли функцияға өтип

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (4)$$

формуласына ийе боламыз. Бұл формула эмпирикалық (1)-формулаға сәйкес келеді. Экспоненциаллық нызамның орынланатуғынлығы ордината көшерине $\ln N$ шамасын, ал абсцисса көшерине ұақыт t ны қойып тексеріп көріўге болады. Бундай жағдайда (3)-қатнасқа сәйкес туўры сызық алынады, ал оның қыялығы $\operatorname{tg} \varphi = \lambda$ ыдыраў турақлысын анықлайды (388-сүүрет). (4)-ыдыраў нызамы белгили болған барлық радиоактив элементлер ушын дұрыс.

Ыдыраў турақлысы λ ниң шамасын ярым ыдыраў дәўири τ менен аңсат байланыстырыўға болады. Анықлама бойынша $t = \tau$ теңлиги орынлы болғанда $N = \frac{1}{2} N_0$. Буннан (4)-аңлатпа бойынша мынаған ийе боламыз:

$$\frac{1}{2} = e^{-\lambda \tau}.$$

Бұл аңлатпаны логарифмлеп

$$\lambda \tau = \ln 2$$

ямаса

$$\tau = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (5)$$

қатнасын аламыз.

Енди радиоактивли A заттан ("ана" заттан) пайда болған B радиоактив затының тең салмақлық муғдарын анықлаймыз. B затының пайда болған атомларының саны dN' өзиниң абсолют мәниси бойынша ана зат A ның ыдыраған атомларының санына тең. Демек, оның мәниси (2) бойынша

$$dN' = \lambda N dt$$

шамасына тең болады. Бұл теңликтеги λ менен N шамалары ана затқа тийисли. Усындай ұақыттың ишиндеги B затының ыдыраған атомларының саны мынаған тең:

$$-dN'' = \lambda' N' dt.$$

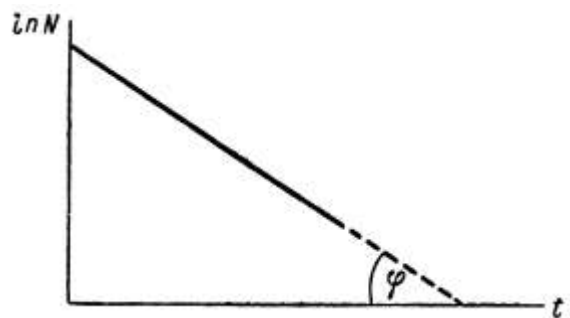
Бұл теңликтеги λ' хәм N' шамалары B затына тийисли. Тең салмақлық $dN' = dN''$ теңлиги орынланған жағдайда орнайды. Буннан

$$\lambda N = \lambda' N_0' \quad (6)$$

теңлигине ийе боламыз. Бұл теңликте N_0' арқалы тең салмақлық халдағы B атомыларының саны белгиленген.

388-сүүрет.

$\ln N$ шамасының ұақыттан ғәрезлигиниң иймеклиги.



Егер N хәм N_0' шамалары белгили болса, онда (6)-қатнас ыдыраў турақлыларының биреўи бойынша (λ ямаса λ') екншисин табыўға мүмкиншилик береді. Жүдә тез ыдыраў ямаса жүдә әстелик пенен ыдыраў орын алғанда (4)-формуланы ис жүзинде пайдаланыўға болмайтуғын жағдайда λ ни анықлаў ушын (демек ярым ыдыраў дәўири τ ды) пайдаланылады. Бақлаўлар хәр қыйлы радиоактив затлар ушын ярым ыдыраў дәўириниң жүдә хәр қыйлы болатуғынлығын көрсетеді. Мысалы, уран ушын ярым ыдыраў дәўири $4,4 \cdot 10^9$ жылға; радон ушын, жоқарыда көрсетилгендей, $\tau = 3,825$ сутка; RaC' арқалы белгиленетуғын элемент ушын ярым ыдыраў ұақытының шамасы бары-жоғы 10^{-6} сек.

Ыдыраған ядролар менен бар ядролардың саны (2) арасындағы қатнас *статистикалық характерге* ийе; бұл қатнас тек жүде үлкен болған N үшін дұрыс. Берілген хәр бир ядроның ыдырайы тосыннан жүзеге келетуғын ұақыя болып табылады. Буннан ыдырайтуғын ядролардың санының флуктуацияларының болыуының керек екенлиги келип шығады.

Мейли, t ұақытының ишинде ядролардың саны тұрақлы деп есаплауға болатуғындай дәрежеде әстелик пенен ыдырайтуғын радиоактив зат бар болсын. Бақлау ұақыты t ны бирдей болған k дана δt ұақытларына бөлемиз. Сонлықтан $t = k\delta t$. δt ұақытының ишинде ыдырайтуғын атомлардың орташа саны

$$\delta \bar{n} = \lambda N \delta t$$

шамасына тең болады. Бұл теңликте N арқалы биз қарап атырған радиоактив заттың атомларының саны белгиленген. Ұақыйқатында, айырым δt_i ұақытларының ишинде ыдырайтуғын атомлардың саны δn_i орташа болған $\delta \bar{n}$ шамасына тең емес:

$$\delta n_i = \delta \bar{n} + \Delta.$$

Бұл теңликте Δ - орташа саннан аұысыу; аұысыудың шамасы оң да, терис те болады хәм олардың барлық бақлау ұақыты t ның ишиндеги сұммасы нолге тең болады. Итималлықлар теориясында үлкен k лардағы берілген Δ аұысыуының итималлығы p мынадай формула менен бериледи:

$$p = \frac{1}{\sqrt{2\pi\delta\bar{n}}} \cdot e^{-\frac{\Delta^2}{2\delta\bar{n}}}. \quad (7)$$

Δ ның үлкен аұысыулары сийрек ушырасады. (7)-формуланың дұрыс екенлигин радиоактив нурланыудың тәсириндеги газдың ионласыуын ямаса сцинтилляцияның жәрдемінде δt_i ұақытларының ишинде ыдыраған ядролардың санын өлшеу жолы менен тексерип көриуге болады (371-параграф). Усындай түрдеги өлшеулер (7)-формуланың дұрыс екенлигин көрсетти хәм ұсының менен ядролардың ыдырыуының тосаттан жүзеге келетуғынлығын тастыйықлады.

§ 370. Аұысыу қағыйдасы. Радиоактив ыдырау басқа қәлеген процесс сыяқлы электр зарядларының сақланыу ызамаы, масса менен энергияның сақланыу ызамларына сәйкес жүреді. Биринши ызам бойынша пайда болған бөлекшелердің зарядларының қосындысы дәслепки ядроның зарядына тең. Екинши ызамды былайынша жаза аламыз: егер M_y атомның дәслепки ядросының массасы, ал M_i пайда болған бөлекшелердің массасы болса, онда

$$M_y = \sum_i M_i + \frac{\Delta W}{c^2} \quad (1)$$

теңлиги орынлы болады. Бұл теңликте W - ыдырауды бөлинип шыққан энергияның мұғдары, c - жақтылықтың бослықтағы тезлиги. Тәбийий радиоактивликте ΔW энергия атомлық салмақтың үлкен болмаған үлеслериндеги массаға сәйкес келетуғын болғанлықтан, онда (1)-теңликтен *пайда болған бөлекшелердің массалық санларының қосындысының дәслепки ядроның массалық санына тең болатуғынлығы келип шығады.*

Бизлердің жоқарыда көрсеткенимиздей, радийдің радиоактивлик айланысы α -бөлекшесинің шығарылыуына алып келеді; бұндай процессти α -ыдырау деп атайды. Ыдыраудың екинши типі β -нурларының шығарылыуы менен байланысly. Радиоактив затлардың нурларының магнит майданындағы аұысыуын изертлеу бойынша өткерилген тәжирийбелер β -нурларының жүде тез қозғалатуғын электронлардың ағысы екенлигин көрсетти. Солай етип, β -ыдырау дәслепки ядродан электронның шығарылыуына алып келинеді. Нурлардың үшінши сорты болған γ -нурлары өзинің тәбияты бойынша қысқа толқынлы рентген нурларына сәйкес келетуғын электромагнит нурланыу болып табылады. Бұл нурлар α - ямаса β -ыдырауы менен биргеликте жүреді.

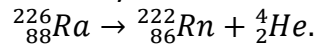
Зарядлардың сақланыу ызамаы менен массалық санлардың қосындысының тұрақлы болыу ызамаы *аұысыу қағыйдасы* деп аталатуғын қағыйданы анықлауға мүмкиншилик береді. Бұл қағыйда бойынша берілген α - ямаса β -ыдыраудың нәтийжесинде қандай элементтің пайда болатуғынлығын анықлауға болады. α -ыдырауды дәслепки ядродан

гелий атомының ядросы ${}^4_2\text{He}$, яғный зарядлық саны 2 хәм массалық саны 4 ке тең бөлекше шығарылады. Сонлықтан, пайда болған жаңа элемент дәслепки элементке қарағанда еки бирликке киши болған зарядлық санға хәм төрт бирликке кем массалық санға ийе болыуы керек. Дәслепки ядроны X символы менен, ал пайда болған ядроны Y символы менен белгилеп, α -ыдырау процессин төмендегидей схема түрінде жазамыз:



Зарядлық сан элементтиң Менделеевтиң дәуирлик системасындағы орнын анықлайтуғын болғанлықтан, (2)-схемадан α -ыдыраудың нәтийжесинде Менделеевтиң дәуирли системасында дәслепки элементтен еки орын алдында туратуғын жаңа элементтиң пайда болатуғынлығы келип шығады.

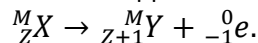
α -ыдырауға мысал сыпатында радийдің (${}^{226}_{88}\text{Ra}$) α -бөлекшесин шығарыуының нәтийжесинде эманаций ${}^{222}_{86}\text{Rn}$ ға айланыуы хызмет ете алады:



Радонның массалық саны радийдің массалық санынан 4 бирликке кем хәм сонлықтан ол Менделеевтиң дәуирли системасында радийден (силтили жер элементи) еки орынға алдыда туратуғын инерт газ болып табылады.

β -ыдырауды дәслепки элементтиң ядросынан электрон шығарылады. Электронның массасы водород атомының массасынан дерлик еки мың есе киши. Сонлықтан электронның массалық саны шама менен нолге тең. Электронның заряды сан мәниси бойынша протонның зарядына тең, бирақ терис. Сонлықтан электрон ұшын $Z = -1$ шамасын беріу керек.

Усыған байланысly электронды ${}^0_{-1}e$ символы менен белгилеймиз. Бундай жағдайда β -ыдыраудың схемасы мынадай түрге ийе болады:

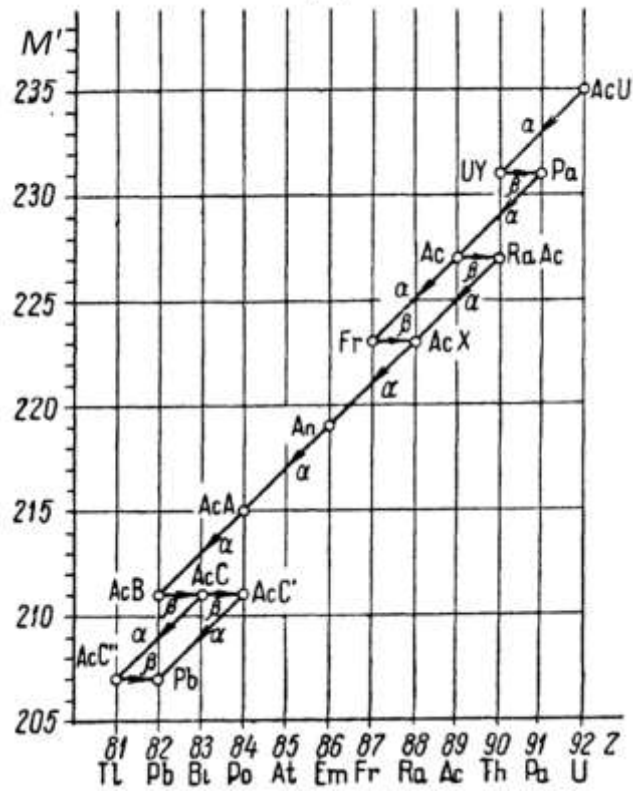


Жаңа ядроның массалық саны дәслепки ядроның массалық санына тең, ал оның зарядлық саны бир бирликке үлкен. Нәтийжеде β -ыдырауда Менделеевтиң дәуирлик системасында дәслепки элементтен бир орын кейин туратуғын жаңа элемент пайда болады.

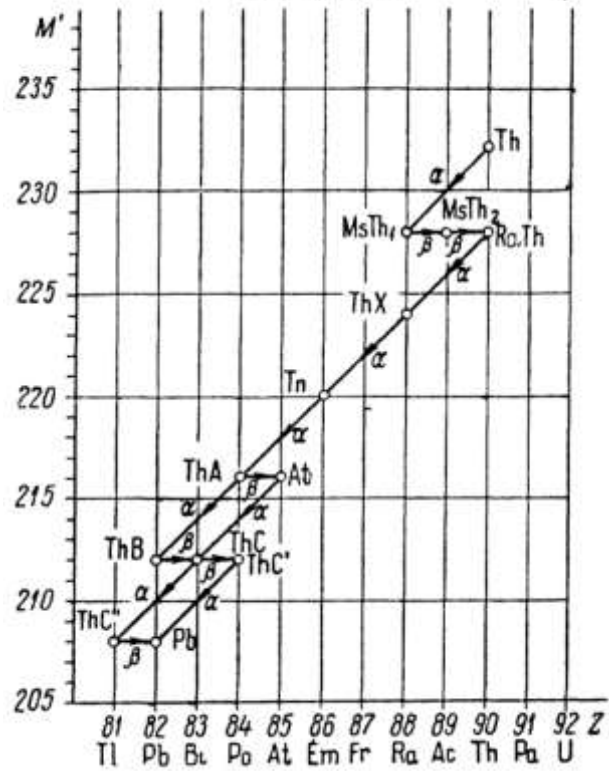
Жоқарыда келтирилген еки қағыйда жердің қабығындағы аұыр элементлердің тәбийй радиоактивлигинде болып өтетуғын буннан кейинги барлық избе-из айланысларды толық түсиниуге мүмкиншилик береді. Радиоактив элементлердің үш қатары ямаса үш семействосы бар екен. Олардың баслаушылары мыналар: уран ${}^{238}_{92}\text{U}$, торий ${}^{232}_{90}\text{Th}$, актиноуран (AcU) деп аталатуғын уранның изотопы ${}^{235}_{92}\text{U}$. Соңғы қатар актинийлик қатар деп аталады.

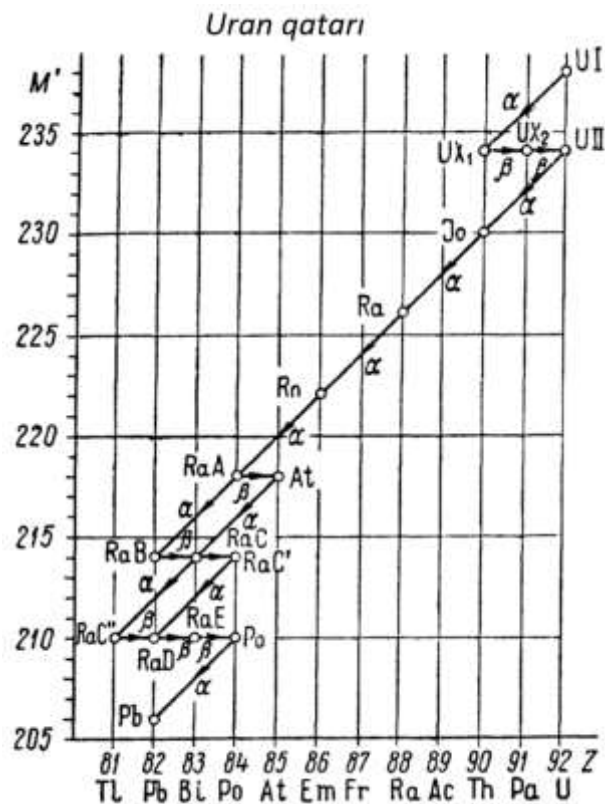
389-сүүретте барлық үш радиоактивли қатардағы избе-из айланыслар көрсетилген. Абсцисса көшерине Z зарядлық сан, ал ордината көшерине массалық сан M қойылған. Бұл диаграммада α -ыдырау шепке хәм төменге қарай жылжыуға алып келеді, ал β -ыдырау болса горизонт бағытындағы оңға қарай жылжыуды болдырады. Қатарлардың үшеуі де қорғасынның ($Z = 82$) стабилли (яғный радиоактивли емес, орнықлы) изотопы менен тамамланады. Бұл қатарлардың айырым ағзаларының атамалары тарийхый қәлиплескен: уран- X_1 (UX_1), уран- X_2 (UX_2); радий A , радий B (RaA хәм RaB); мезоторий ($MsTh_1$ хәм $MsTh_2$) х.т.б. Олардың барлығы да зарядлық санлары $Z = 92$ менен $Z = 81$ диң арасындағы элементлердің изотоплары болып табылады. Мысалы, радон (${}^{222}_{86}\text{Rn}$), торон (${}^{220}_{86}\text{Tn}$) хәм актинон (${}^{219}_{86}\text{An}$) $Z = 86$ болған (эманаций) инерт газдың хәр қыйлы үш изотопы болып есапланады. ThC' хәм AcC'' арқалы белгиленетуғын торийлик хәм актинийлик қатарлардың ағзалары таллийдің еки радиоактив изотоплары болып табылады ($M = 208$ хәм 207). Ал таллийдің өзи тәбийй түрде еки стабилли изотопқа ийе (${}^{203}_{81}\text{Tl}$ хәм ${}^{205}_{81}\text{Tl}$).

Aktiniy qatari



Toriy qatari





389-сүрет. Радиоактивли қатарлардағы айланыслар.

Қатарлардың үшеуі де тармақланыуларға ийе. Бұл жағдай бір элементтің α - хәм β - ыдырауларға қәбилетли болғанлығы себепли жүзеге келеди. Мысалы, уран қатарында $^{214}_{83}\text{Ra}$ элементи β -ыдырау жолы менен $^{214}_{84}\text{RaC'}$ ге ямаса α -ыдырау жолы менен $^{210}_{81}\text{RaC''}$ ке айланыу қәбилетлигине ийе. Буннан кейин RaC' α -ыдырауға, ал RaC'' β -ыдырауға ұшырайды; бұл еки ыдыраудың да бир элемент $^{210}_{82}\text{RaD}$ ның (қорғасынның радиоактив изотопы) пайда болыуына алып келеди. Буннан кейин $^{227}_{89}\text{Ac}$ ден басланатуғын және де бир тармақланыуды қараймыз. Басым көпшилик жағдайларда (99%) бұл элементтің ядросы β - бөлекшесин шығарады хәм $^{227}_{90}\text{RaAc}$ ге айланады (торийдың изотопы). Бирақ айырым жағдайларда $^{227}_{89}\text{Ac}$ изотопы α -бөлекшесин шығарады хәм $Z = 87$ хәм $M = 223$ элементине айланады; бұл Менделеев тәрепинен болжап айтылған экацезий (франций) элементинің радиоактивли изотопы (бұл элементтің стабилли изотопы жоқ). Уран менен торийдің радиоактивли қатарларында көп болмаған мұғдарда $Z = 85, M = 218$ хәм $Z = 85, M = 216$ ядролары да пайда болады. Олар Менделеев тәрепинен болжап айтылған экаиод (астатин) элементинің радиоактивли изотоплары болып табылады.

Үш қатардың барлығы да ярым ыдырау дәуири жүдә үлкен болған элементлерден басланады: $^{238}_{92}\text{U}$ изотопының ярым ыдырау дәуири $\tau = 4,4 \cdot 10^9$ жыл; торий үшін $\tau = 1,8 \cdot 10^{10}$ жыл хәм AcU үшін дәуир $\tau = 4 \cdot 10^8$ жыл. Бұл жағдай жердің қабығында радиоактив элементлердің бар болыу фактын түсіндиреди. Ески дәуірлерде жеңил элементлерден бұл элементлердің пайда болыуы керек. Жердің қабығына келип түсіп, олар барлық тәбийий-радиоактивли элементлердің тийкарын салыушылар болып ыдырай баслаған. Олар пайда болған моменттен бизің дәуірлеримізге шекем олар толығы менен ыдырап үлгермеген. Радиоактив элементлер табылатуғын орынларда қорғасын сөзсиз болады, ал

қорғасын болса олардың ыдырауының ең ақырғы өними болып табылады. Жоқарыда айтылып өтилгендей, уран қатары ^{206}Pb менен, торий қатары ^{208}Pb менен хәм актиний қатары ^{207}Pb менен питеди. Усыған сәйкес, уран рудаларында ($^{238}_{92}\text{U}$ хәм $^{235}_{92}\text{U}$ изотопларына ийе) ^{206}Pb менен ^{207}Pb изотопларының араласпасына, ал торий рудасы таза ^{208}Pb изотопына ийе болады. Бул жердің қабығындағы стабилли изотоплардың айырым түрде бирден-бир ушырасыуы болып табылады.

Жоқарыда көрсетилген радиоактив элементлерден басқа жүдә хәлсиз радиоактивликке калий ($\tau = 1,3 \cdot 10^9$ жыл), рубидий ($\tau = 6,5 \cdot 10^{10}$ жыл) хәм самарий ($t = 6,7 \cdot 10^{11}$ жыл) ийе.

Хәзирги ўақытлары биз баска элементлердің көп санлы радиоактив изотопларының бар екенлигин билемиз. Бирақ, олар жердің қабығында тәбийий түрде ушыраспайды хәм тек жасалма түрде алынады. Бул жағдай усы изотоплардың барлығы ушын ярым ыдыраў дәўириниң салыстырмалы киши екенлиги менен түсиндириледі. Сонлықтан, егер олар жердің қабығында қашан болса да болған болса, олар усы ўақытларға шекем толық ыдырап үлгерген.

§ 371. Радиоактив қубылысларды бақлаў усыллары. Ең дәслепп радиоактивлик α -, β -хәм γ -нурлардың фотографиялық пластинкаға тәсири ямаса хәўаны ионластырыуы бойынша бақланды. Хәр қыйлы радиоактив элементлердің тәсири ионизацияны қоздырыў қәбилетлиги бойынша бақаланған. 1910-жылы радиология бойынша халық аралық конгресс радиоактивликтің бирлиги сыпатында радонның 1 г таза радий менен тең салмақлық халдағы активлигин қабыл етті. Бул бирлик 1 *кюри* деп аталды. Усы бирлик пенен бир қатарда оның туўынды бирликлери болған милликюри хәм микрокюри пайдаланылады.

Бул усыллардан басқа радиоактив нурланыў усы нурлар тәрепинен қатты денелерде пайда етилетуғын флуоресценция бойынша да анықланды.

Радиоактив ыдыраўды бөлинип шығатуғын үлкен энергиялар айырым α хәм β -бөлекшелерин регистрициялаўға мүмкиншилик береді. Солай етип, радиоактивлик областта айырым элементар процесслерди бақлаўдың сәти түседі. Бул жағдай ядролық физиканың хәзирги ўақытлардағы барлық раўажланыўында әҳмийетли орынды ийелейді.

Айырым бөлекшелерди регистрациялаўдың хәр қыйлы усылларын қараймыз.

1. Сцинтилляциялар усылы. Айырым бөлекшелердің регистрациялаўдың бул ең әпиўайы усылы бир бөлекшениң келип урылыўының салдарынан флуоресценцияланатуғын заттың (мысалы, күкиртли цинктің) шығарылған жақтылықтың интенсивлигиниң адамның көзи менен (адаптация халында, 306-параграф) сезгендей дәрежеде үлкен болатуғынлығына тийкарланған. Егер күкиртли цинктен исленген экранды α -бөлекшелериниң жолына жайластырып, оны үлкен болмаған үлкейтиўди беретуғын микроскоп пенен қарағанда микроскоптың көриў майданында айырым жылтылдылар - сцинтилляциялар көринеді. Хәр бир жылтылды бир α -бөлекшесиниң экранға келип урылыўына сәйкес келеді. Солай етип, экранға келип түсетуғын α -бөлекшелериниң санын тиккелей санаў хәм экранның бетиндеги қайсы орынға келип түскенлигин анықлаў мүмкин.

Сцинтилляциялар усылын тез ушатуғын β -бөлекшелерин регистрициялаў ушын да пайдаланыўға болады.

Флуоресценциаланыўшы экранға келип түсетуғын α -бөлекшелериниң санын тиккелей санаў берилген радиоактив дерек тәрепинен барлық тәреплерге шығарылатуғын α -бөлекшелериниң санын анықлаўға мүмкиншилик береді. Оның ушын бақланған сцинтилляциялар санын $4\pi/\omega$ ға көбейтиў керек. Бул жерде ω арқалы радиоактив препарат жайласқан орыннан экран көринетуғын денелик мүйеш белгиленген. Усындай усыл менен 1 г радийдің (Ra) бир секундта $3,7 \cdot 10^{16}$ α -бөлекшесин шығаратуғынлығы анықланды.

Соңғы санды билип, радиоактив ыдыраудағы пайда болған гелийдің саны бойынша Авагадро саны N ди анықлауға болады. Егер биз радийдің базы бир муғдарын α -бөлекшелери шығып кете алмайтуғын жабық ыдысқа салсақ, онда ыдыста гелий жыйнала баслайды. Уран қатарын қараудан (389-сүррет) Ra ден кейин α -бөлекшелерин шығаратуғын Rn , RaA хәм RaC' элементлериниң бар екенлигин көремиз. Усы үш ағзада қатарды қарауды тоқтатыуға болады, Себеби RaD салыстырмалы үлкен ярым ыдырау дәуирине ийе болады ($\tau = 22$ жыл) хәм сонлықтан бақлау жүдә көп ўақыт даўам етпейтуғын болған жағдайда α -активликке ийе болған буннан кейинги элемент (Po) тек жүдә киши муғдарда ғана жыйналады. Тең салмақлық халында барлық төрт Ra , Rn , RaA хәм RaC' қатар ўақыт бирлигинде бирдей сандағы α -бөлекшелерин шығарады. Олардың жыйнағының саны $n = 3,7 \cdot 10^{10} \cdot 7 \text{ g}^{-1} \text{ sek}^{-1}$ шамасына тең. Усы α -бөлекшелениң есабынан ыдыста гелий жыйналады. Тиккелей өлшеулер 1 г радийде бир жылда 172 мм^3 көлеминдеги гелийдің жыйналатуғынлығын көрсетеди. Бул хәр секундтағы моллер ушын мынадай санды береді:

$$\nu = \frac{172}{22,4 \cdot 10^6 \cdot 365 \cdot 24 \cdot 3600} = 2,43 \cdot 10^{-13} \text{ mol/sek.}$$

Буннан Авагадро саны ушын мынадай мәнисти аламыз:

$$N = \frac{n}{\nu} = \frac{14,8 \cdot 10^{10}}{2,43 \cdot 10^{-13}} = 6,07 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}.$$

Бул шама бақлаулардың қәтеликлердин шеклеринде басқа усыллар менен алынған N ге сәйкес келеди.

Хәзирги ўақытлары сцинтилляциялар усылы сцинтилляцияланыўшы есаплағышларда қолланылады. Сцинтилляциялық есаплағыш фотокөбейткиштиң тиккелей алдына жайластырылған люминесцияланатуғын кристалдан турады (306-параграфқа қараңыз). Ол сцинтилляциялар жақтылығының тәсиринде регистрацияланатуғын тоқ импульсин пайда етеди. Фосфоресценцияланатуғын затлар жүдә көп. Олардың ишинде жүдә киши ўақыт жақтылық шығаратуғын органикалық затлар көп (шама менен 10^{-9} сек); фотокөбейткиштеги тоқ импульсиниң узақлығы оннан да киши, шама менен 10^{-10} секундты қурайды. Бул жағдайлар биринен соң бири жүдә киши ўақыт аралығында өтетуғын жылтылдыларды регистрациялауға мүмкиншилик береді, солай етип, әсбап ўақыт бойынша үлкен ажырата алыў қәбилетлигине ийе болады. Сцинтилляциялық есаплағышлар ионизациялық есаплағышларға салыстырғанда бөлекшелердин хәр қыйлы түрлерин бақлауда эффективлиги жоқары. Сондай фосфорлар бар, олардың жақтылық шығарыуы сцинтилляцияны жүзеге келтиретуғын бөлекшениң энергиясына пропорционал. Бул есаплағышты бөлекшениң энергиясын өлшеу ушын пайдаланыуға мүмкиншилик береді.

2. Вильсон камерасы. Вильсон камерасының хәрекеті газлерде ионлардың пуўлардың конденсациясының орайлары болып табылатуғынлығына тийкарланған. Егер газ бенен бирге аса тойынған пуўлар бар кеңислик арқалы жолында ионларды пайда ете алатуғын тез ушатуғын бөлекше өтсе, онда пайда болған ионлардың этирапында майда тамшылар пайда болады. Камерада бөлекшениң траекториясының изи думанның жиңишке жолағы түринде қәлиплеседи. Жеткиликли дәрежедеги қапталдан жақтыландырыў болғанда усындай излерди көз бенен тиккелей көриўге ямаса сүўретке түсириўге болады.

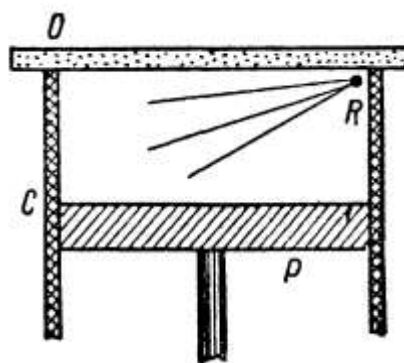
390-сүўретте Вильсон камерасының схемасы берилген: C - ишинде газ бенен сүўдың ямаса басқа суйықтықтың тойынған пуўлары бар цилиндр тәризли ыдыс; жоқарыдан цилиндр шийше айна O менен жабылған. C цилиндринде P поршени қозғала алады. P поршенин үлкен тезлик пенен төменге түсиргенде газ адиабаталық рәуиште кеңейеди, усының нәтийжесинде ол салқынлайды хәм пуўлар аса тойынған халға келеди. Егер ыдысқа R радиоактив препаратының жүдә аз муғдары алып келинетуғын болса, онда усы радиоактив препарат тәрепинен шығарылған бөлекшелер өзиниң траекториясының

бойындағы газди ионластырады хәм усы ионларда пайда болған думан траекториялары көринетуғын етеди. 6-сүүретте (қосымшаға қараңыз) ThC препаратынан шыққан α -нурларының жолларының излериниң фотосүүрети келтирилген.

Вильсон камерасы β -нурларының излерин де бақлаўға мүмкиншилик береді. β -бөлекшелери өзиниң жолының ұзынлығының бир бирлигинде α -бөлекшелерине қарағанда аз салы ионларды пайда ететуғын болғанлықтан олардың излери α -бөлекшелериниң излерине салыстырғанда жиңишке болады. Салыстырмалы киши тезликлер менен қозғалатуғын β -бөлекшелери иймейген излерди береді. Себеби олар газдиң атомлары менен соқлығысқанда өзлериниң бағытын жеңил өзгертеди; тез қозғалатуғын β -бөлекшелер түүры сызықлы жолларды береді. Солай етип, Вильсон камерасындағы излердиң сыртқы түри бойынша бақланатуғын бөлекшениң тәбияты хаққында гәп етиўге болады.

390-сүүрет.

Вильсон камерасының дүзилисиниң схемасы.



Биринши рет Д.В.Скобельцын тәрепинен жетилистирилген ұсыл Вильсон камерасын ұсы камераның көшерине параллель болған тұрақлы магнит майданына жайластырған жағдайда алынады. Бундай жағдайда β -бөлекшелердиң траекториясы винтлик сызықтың бир бөлиминен тұрады (α -бөлекшелери ұшын олардың массасының үлкен болатуғынлығына байланысly траекторияның майысыўы киши). β -бөлекше магнит майданының бағытына перпендикуляр қозғалған ең әпиўайы жағдайда оның траекториясы доға тәризли болады хәм оның радиусы R мынаған тең (II томдағы 217-параграфқа қараңыз):

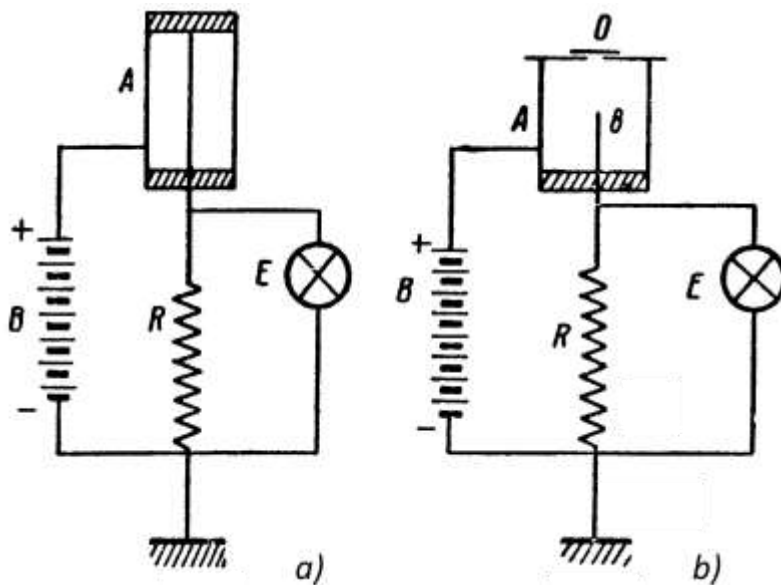
$$R = \frac{c}{e/m} \cdot \frac{v}{H}. \quad (1)$$

Бул аңлатпада H - магнит майданының кернеўлиги, v - бөлекшениң тезлиги.

β -бөлекшелер (электронлар) ұшын e/m қатнасының шамасы белгили болғанлықтан, (1)-формула бойынша v тезлигин хәм соған сәйкес, бақланатуғын β -бөлекшесиниң кинетикалық энергиясын анықлаўға болады. Тез қозғалатуғын β -бөлекшелери ұшын олардың массасының тезликтен ғәрезлигин есапқа алыў керек.

3. Ионизациялық есаплағышлар. Бөлекшелердиң ионизациялық есаплағышы хәзирги ўақытлары кең түрде пайдаланылатуғын әсбап болып табылады. Сабақлы (391-a сүүрет) ямаса ұшлы (391-b сүүрет) есаплағышлардың болыўы мүмкин. Сабақлы есаплағыш тийкарлары изолятор менен жабылған цилиндр тәризли A трубкасынан ибарат. Трубканың көшери бойынша металл сабақ тартылған. Есаплағыш төменги басымдағы қандай да бир газ бенен толтырылған (10 - 20 см сынап бағанасының басымындай). Есаплағыштың сабағы жер менен жүдә үлкен R қарсылығы арқалы тутастырылады. Сабақ пенен трубканың дийўалларының арасында B батареясының жәрдеминде есаплағыштың ишиндеги газдиң тесип өтиў потенциалына салыстырғанда әдеўир киши болған V потенциаллар айырмасы

пайда етиледі⁵³. Есаплағыштың ишине тез қозғалатуғын бөлекше кирип келгенде ол газдің ионизациясын жүзеге келтиреді. Нәтижесінде V потенциаллар айырмасының тәсирінде газдың тесилиі орын алады⁵⁴. Есаплағыш арқалы тоқ өте баслайды хәм R қарсылығының бойына кернеудің түсіуі орын алады. Бул кернеудің шамасы E электрометринің жәрдемінде өлшенеді. Есаплағыштың параметрлери оның ишіндеги ионласуудың тоқтауы менен разряд тоқтайтуғындай етип сайлап алынады. Солай етип, есаплағышқа хәр бир тез қозғалатуғын бөлекшениң келип түсіуі қысқа ўақытты тоқтың (импульстиң) пайда болуына алып келеди. Хәзирги ўақытлары есаплағышлар әдетте радиотехникалық күшейтүү схемаларына тутастырылады, ал бул схемалар болса бөлекшениң хәр бир келип түсіуін механикалық есаплағыштың ямаса фотопленкада регистрацияланатуғын жақтылық жылтылдыларының жәрдемінде белгилеуге мүмкиншилик береді.



391-сүрөт.
Есаплағышлардың схемасы.
а) сабақлы есаплағыш;
б) ушлы есаплағыш.

Ушлы есаплағышта (391-б сүрөт) сабақ B ийнеси менен алмастырылған. A трубкасының алдыңғы ушы O саңлағы бар қақпақ пенен, ал бул O қақпағындағы саңлақ бөлекшелердің есаплағышқа кире алыуы ушын жуқа фольга менен жабылған. Ушлы есаплағыштың ишіндеги газдың басымы киши болуы да, атмосфералық басымға тең болуы да мүмкин. Бул ушлы есаплағыштың ислеу принципи сабағы бар есаплағыштың ислеу принципи менен бирдей.

Тоқтың күши бөлекшелердің тәсирінде пайда болған ионлардың санына пропорционал болған есаплағышларды пропорционаллық есаплағышлар деп атайды. Олар α -бөлекшелеринің тәсирин әзирек ионластыратуғын β -бөлекшелеринен айырыуға мүмкиншилик береді. Пропорционаллық есаплағыштың жұмыс ислеуін оның тек күшли ионластыратуғын бөлекшелерди (α -бөлекшелерин) регистрациялай алатуғындай етип сайлап алыу мүмкин.

Есаплағышлар ү-нурларын бақлау ушын да жарамлы. Олар өзлери пайда еткен екінши электронлар (фотоэлектронлар, комптонлық электронлар) бойынша регистрацияланады.

Есаплағышларды гейпара ўақытлары сәйкес келиу схемасы бойынша да пайдаланады. Бул схема мынадан ибарат: күшейтүүши радиотехникалық дүзилис еки (ямаса оннан да көп

⁵³ Рус тилиндеги "пробивной потенциал" ("тесип өтетүгын потенциал") сөзиниң орнына "тесип өтиу потенциалы" сөзи пайдаланылды (Аўдарыўшылар).

⁵⁴ Яғный "происходит пробой газа" - "газдың тесилиуі орын алады" (Аўдарыўшылар).

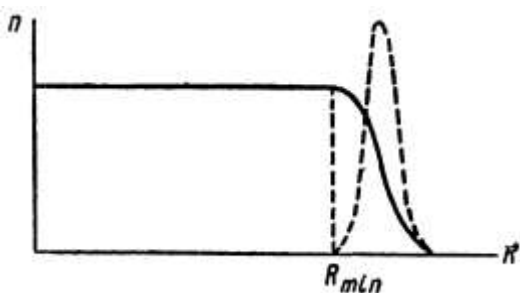
санлы) есаплағышлардағы бир ұақыттағы импульслерди ғана регистрацилайды. Демек, тек еки есаплағыш арқалы ушып өтетұғын тек бир бөлекшени ғана белгилейди.

4. Қалың қатламлы фотопластинкалар ұсылы. Бул ұсыл совет физиклери Л.В. Мысовский хэм А.П.Жданов тәрeпинен ислеп шығылды.

Усыл бромлы гүмистиң α -бөлекшеси ұшын өткен дәнешесиндеги ыдыраўының орын алатұғынлығына тийкарланған. Сонлықтан фотографиялық эмульсияның қалың қатламында (қалыңлығы 50-300 мкм) қайта ислегеннен кейин бөлекшениң биринен соң бири жайласқан қараўйтқан ноқатлар түриндеги изи алынады. Бул излер микроскопта көринеди. Усылдың артықмашлығы оның қосыў тәсири болап табылады. Бөлекшениң тәсириндеги бромлы гүмистиң ыдыраўы базы бир ұақыттың ишинде сақланады, сонлықтан бир пластинка биреўинен соң әдеўир ұақыт кейин өткен көп санлы бөлекшелерди де регистрациялаў ұшын пайдаланыў мүмкин.

§ 372. Альфа-ыдыраў. Радиоактив элементлер тәрeпинен шығарылған α -бөлекшелериниң басланғыш тезликлери шама менен 10^9 см/сек шамасында. Бундай тезлик бир неше МэВ энергияға сәйкес келеди.

Қандай да бир зат арқалы өткенде α -бөлекше азмаздан энергиясын жоғалтады хэм бул жағдай ақырғы есепта оның тоқтаўына алып келеди. Вильсон камерасында хәр қыйлы радиоактив элементлер ұшын хәўадағы (нормаль басымдағы) α -бөлекшелериниң траекторияларының излериниң ұзынлығы шама менен 2,6 ден 11,5 см ге шекем жетеди. Жолының ұсындай ұзынлығында α -бөлекше буннан кейин хәўаны енди ионластыра алмайтуғындай дәрежеде өзиниң тезлигин жоғалтады. Берилген радиоактив зат ұшын барлық излердиң ұзынлығы шама менен бирдей. Бул жағдай берилген сорттағы ядролардан шығатуғын α -бөлекшелериниң тезликлериниң бир текли екенлигин аңғартады. α -бөлекшесиниң жолының ұзынлығы оның *жуўырып өтиў* ұзынлығы деп аталады. 392-сүўретте (тутас иймеклик) R диң берилген мәнисине тең ямаса оннан үлкен болған қашықлықты өткен α -бөлекшелериниң саны n ниң R шамасынан фәрезлиги көрсетилген. Көринип тұрғанындай, базы бир R_{min} шамасына шекем бөлекшелердиң санының ис жүзинде турақлы болады. Буннан кейин берилген радиоактив зат шығаратуғын α -бөлекшелериниң саны $R > R_{min}$ жолын өткен кейин тез кемейеди. Бул берилген радиоактив зат тәрeпинен шығарылатұғын α -бөлекшелериниң жуўырып өтиў жолының жүдә үлкен болмаған шеклерде вариацияланатуғынлығын көрсетеди. Пунктир иймеклик бөлекшелер санының жуўырып өтиў ұзынлығы бойынша тарқалыўын береди.



392-сүўрет.
 α -бөлекшелериниң жуўырып өтиў
иймеклиги.

α -бөлекшелери затлар арқалы өткенде олардың энергиясының жоғалыўы тийкарынан электронлар менен соқлығысыўдың нәтийжесинде болады. Бундай жағдайда хәр бир айырым соқлығысыўда α -бөлекше тек өзиниң энергиясының үлкен болмаған бөлимин ғана жоғалтады. Толық тоқтаў ұшын жүдә көп санлы соқлығысыўдың жүзеге келиўи керек. Жуўырып өтиў ұзынлықтарының хәр қыйлы болыўы флуктуациялық характерге ийе болады хэм жуўырып өтиў жолының ұзынлығына салыстырғанда үлкен емес.

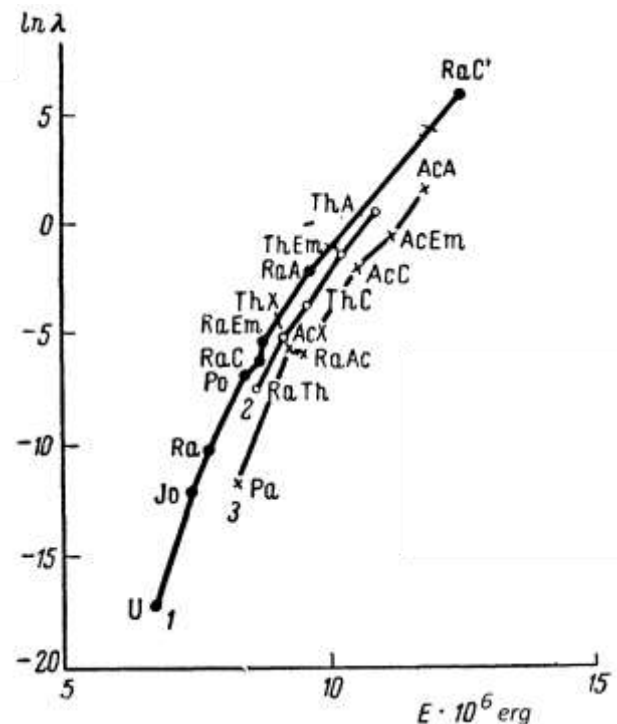
Жуырып өтиу жолының ұзындығы R шама менен α -бөлекшесинің дәслепки тезлигинің кубына пропорционал:

$$R \cong av^3. \quad (1)$$

Бұл қатнас орта тезликтегі α -бөлекшелери үшін дұрыс. Тез қозғалатуғын α -бөлекшелери үшін жуырып өтиу жолының ұзындығы шама менен v^4 ке пропорционал еседі.

α -бөлекшелеринің тезликлерин дәл өлшеу магнит майданындағы олардың ауысыуы бойынша өлшеуге болады. Биринши рет П.Л.Капицаға бундай өлшеулерди орынлаудың сәти түсти. Ол кернеулиги жүдә үлкен болған (бир неше жүз мың эрстед) магнит майданын қысқа ўақыттың ишинде алыу үшін арнаулы дүзилисти дөретти. Магнит майданындағы өлшеулер берилген радиоактив заттың, улыўма айтқанда, тезликлери бир биринен үлкен болмаған айырмаға ийе α -бөлекшелеринің бир неше группаларын шығаратуғынлығын көрсетти. Хәр бир группаның шеклеринде тезликлер жүдә бир текли. Усының менен бир қатарда, берилген элемент үшін әдеттегидей жуырыу жолына ийе α -бөлекшелери менен бир қатарда көп болмаған муғдарда ұзын аралықларға жуырып өтетуғын α -бөлекшелери де бар болады екен. Мысалы, α -бөлекшелеринің хәр бир миллионының ишинде шама менен 28 бөлекше 7 см шамасындағы жуырып өтиу жолына хәм 11 см жуырып өтиу жолына 5 бөлекше ийе болады екен.

393-сүүрет.
Гайгер-Нэттол ызыамы:
Уранның (1), торийдің (2) хәм
актинийдің (3) қатарлары.



α -бөлекшесинің дәслепки тезлиги менен радиоактив элементлердің ярым ыдырау ўақыты т дың арасында белгили болған байланыс орын алады: *ярым ыдырау дәуири қанша киши болса, радиоактив элемент соншама тезирек қозғалатуғын α -бөлекшелерин шығарады екен.* Бұл байланыс санлық жақтан эмпирикалық материалды таллаудың тийкарында табылған Гейгер-Неттол ызыамы деп аталатуғын ызыам бойынша аңғартылады⁵⁵:

⁵⁵ Хәзирги ўақытлары α -бөлекшелеринің энергиясы менен радиоактив ядроның ярым ыдырау дәуиринің арасындағы функционаллық ызыамды аңғартатуғын Гейгер-Неттол ызыамын (Х.В.Гейгер, Дж.Неттол) былайынша жазады:

$$\ln \lambda = A \ln R + B. \quad (2)$$

Бұл теңлікте R - α -бөлекшелерінің жуырып өтіу жолының ұзындығы, λ - радиоактив ыдыраудың тұрақтысы, A - bazı бир универсаллық тұрақты, B - берілген радиоактив қатар үшін тән болған тұрақты. $R \cong av^3$ теңлиги орынлы болғанлықтан, (2)-қатнас киши ярым ыдырау дәуирине ийе болған ядролардың тез қозғалатуғын α -бөлекшелерін шығаратуғынлығын аңғартады.

Гейгер бойынша жуырып өтіудің ұзындығы мынаған тең:

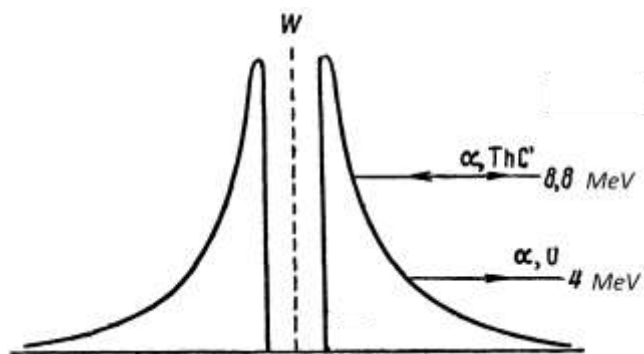
$$R = av^3 = a'E^{3/2}.$$

Бұл теңлікте v арқалы α -бөлекшелерінің тезлиги, E арқалы энергия, a хәм a' арқалы тұрақты шамалар белгіленген. Сонлықтан, мынадай теңлік орынлы болады:

$$\ln \lambda = A' \ln v^3 + B = A'' \ln E + B. \quad (2a)$$

Бұл формула энергияның λ менен бир ўақытта өсиу тенденциясын аңғартады. $\ln \lambda = f(E)$ иймекликтери 393-сўўретте көрсетилгендей түрге ийе болады. Тәжирийбелер (2-а) теңлемениң биринши жуўықлаўда ғана қанаатландырылатуғынлығын көрсетеди.

α -бөлекшелерінің шашыраўы бойынша өткерилген тәжирийбелер (340-параграф) α -бөлекше менен қандай да бир атомның ядросының арасында $10^{12} - 10^{13}$ см қашықтықларға шекемги аралықларда Кулонлық ийтерилис күшиниң хұким сүретуғынлығын көрсетеди. Жеңил ядроларда шашырағанда 10^{-12} см қашықтықта Кулон ызамаының бираз бузылатуғынлығы бақланады: ийтерилис күшлерінің шамасы Кулон ызамаы дәл орынланатуғын жағдайдағыға салыстырғанда киши. Жағдай кулонлық ийтерилис күши менен бир қатарда қосымша тартылыс күши пайда болғандай болып көринеди. Бирақ ұсындай жағдайға қарамастан, егер сийрек ұшарасатуғын айырым жағдайларды есапқа алмағанда (375-параграф) α -бөлекшелерінің атомлардың ядролары менен соқлығысыўы серпимли өтеди. Бұл мынаны аңғартады: ядроның дөгерегинде потенциаллық барьер бар болып, оның максималлық бийиклиги ұшып келетуғын α -бөлекшесиниң басланғыш кинетикалық энергиясынан үлкен. Усының менен бирге, α -ыдырау процесси аўыр элементлердің ядроларында α -бөлекшелерінің бар екенлигин көрсетеди. Демек, ядроның ишинде потенциаллық шұқырдың болыўы керек. Ядроның ұлыўмалық потенциаллық майданды 394-сўўретте көрсетилген иймекликтің жәрдеминде көрсетиў мүмкин. Иймекликтің сыртқы бөлимлери гиперболалар болып табылады хәм бұл жағдай ядроның сыртындағы майданның кулонлық характерге ийе екенлигин көрсетеди.



394-сўўрет.
Уранның потенциаллық барьері.

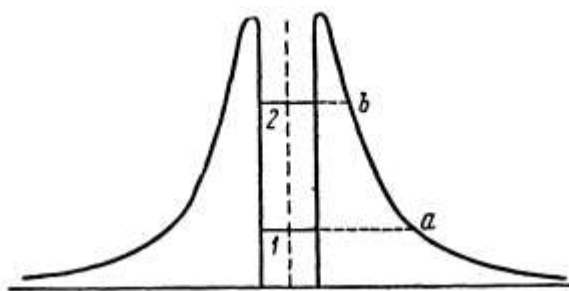
Экспериментлерде алынған мағлыўматларды таллаў ядроның ыдыраўының салдарынан пайда болған α -бөлекшелерінің тезликлерінің классикалық механиканың

$$\lg T_{1/2} = a \frac{Z}{\sqrt{E}} + b.$$

Бұл теңлікте E - α -бөлекшесиниң энергиясы, $T_{1/2}$ - радиоактив ядроның ярым ыдырау дәуири, Z - зарядлық сан (ядроның қатар саны), a менен b - константалар (Аўдарыўшылар).

көз-қарасларына сәйкес келмейтуғынлығын көрсетеді. Мысал сыпатында уранның α -ыдырауын қараймыз. Тәжірийбелер, ThC' ядролары тәрепинен шығарылатуғын энергиясы 8,8 МэВ болған жүдә тез ушатуғын α -бөлекшелериниң уран ядроларынан Кулон нызамына сәйкес шашырайтуғынлығын көрсетеді. Демек, уран ядросының потенциаллық барьериниң бийиклиги 8,8 МэВ тен жоқары жайласқан болыуы керек (394-сүүрет). Классикалық көз-қараслар бойынша, бундай жағдайда уран ядроларынан ушып шығатуғын α -бөлекшелериниң 8,8 МэВ тен үлкен энергияға ийе болыуының керек екенлиги келип шығады. Себеби оның ядродан ушып шығыуы ушын потенциал барьер арқалы өтиуі керек. Хақыйқатында, уран тәрепинен шығарылатуғын α -бөлекшелериниң энергиясы бары-жоғы 4 МэВ ке тең. Классикалық көз-қарастан пүткиллей түсиниксиз болған бул жағдай квантлық механикада түсиндириледі. 365-параграфта айтылып өтилгениндей, квантлық механикада потенциаллық барьер арқалы өтиудиң белгили итималлығы бар. Солай етип, *ядролардан α -бөлекшелериниң шығарылуы процесси квантлық-механикалық характерге ийе болады.*

Квантлық механикадан барьердиң кеңлиги b қаншама киши болса, онда бөлекшениң барьер арқалы өтиуиниң итималлығының үлкен болатуғынлығы белгили. 395-сүүретте потенциаллық барьердиң кеңлиги d ның оның төменги бөлиминде үлкен, ал жоқары бөлиминде киши екенлиги көринип тұр. Егер қандай да бир радиоактив ядрода α -бөлекше тереңдеги қәддиде жайласқан болса, онда оның барьер арқалы өтиуиниң итималлығы киши; бул усындай ядроның үлкен ярым ыдырау дәуирине ийе болатуғынлығын аңғартады; усының менен бирге бөлекше бәри бир барьер арқалы өтетуғын болса, онда ол потенциаллық иймекликтiң төменги a иймеклигинде жайласады хәм ядро менен ийтерилис күшлериниң есабынан бөлекше алатуғын тезлик киши, ал, керисинше, егер бөлекше 2-жоқарғы қәддиде жайласқан болса, онда барьер арқалы өтиуиниң итималлығы үлкен хәм усының менен бирге оның ядродан шыққаннан кейинги тезлиги үлкен болады. α -бөлекше бийик қәддиде жататуғын ядро киши ярым ыдырау дәуирине ийе болады хәм тезлиги жоқары болған α -бөлекшелерин шығарады. Солай етип, квантлық теория Гейгер-Неттол нызамынан келип шығатуғын қатнастарға тиккелей алып келеді. α -ыдырау процессин қатаң түрде санлы тәрийиплеу ушын ядроның потенциаллық иймеклигиниң түрин дәл билиу керек болады.



395-сүүрет.
Ядродағы α -бөлекшелериниң қәддилери.

§ 373. γ -нурларының спектрлери хәм ишки конверсия. Көп санлы радиоактив элементлердиң ыдырауы (α -ыдырауы да, β -ыдырауы да) γ -нурларының шығарылуы менен жүреді. Бундай жағдайда шығарылған γ -нурларының өзи ыдыраған ядроның өзиниң электронлық қабығындағы фотоэффектти жүзеге келтире алады. Бул процессти *ишки конверсия*, ал γ -нурларының тәсиринде ушып шыққан электронларды *конверсия электронлары* деп атайды. Ишки конверсия процессиниң итималлығы жоқары хәм оның мәнисиниң 100 % ке жетиуі мүмкин; бундай жағдайда ең биринши γ -нурлары пүткиллей бақланбайды, ал тек конверсия электронлары ғана бақланады. Конверсия

электронларының энергиясы болған eV шамасы менен γ -фотонның энергиясы $h\nu$ менен әдеттегі фотоэффектте орын алатуғын қатнастың жәрдеминде бериледи:

$$eV = h\nu - A. \quad (1)$$

Бұл теңлікте A арқалы электронды берілген қабықтан жулып алыу үшін исленген жұмыс белгіленген.

γ -фотонларының энергиясы үлкен болғанлықтан, (1)-қатнас бойынша конверсия электронларының тезликтери де үлкен болады. Бұл тезликтердің шамасы β -бөлекшелерінің, яғный тиккелей ядродан шығатуғын электронлардың тезликтери менен барабар. Усының нәтижесінде көп ұақытлар даұамында конверсия электронларын β -бөлекшелер менен шатастырды. Бұл тәбийий радиоактивлик құбылысын таллауды қыйынластырды.

Электронлардың қақыйқатында да конверсия электронлары болып табылатуғынлығы (1)-теңліктің тийкарында жүргизиледи. Атомның қабығынан электронды жулып алыу жұмысының шамасы сәйкес қәддилердегі электронлардың энергиясына тең. Аўыр атомларда ишки электронлар энергиялары рентгеноскопиялық мағлыұматлар бойынша белгили болған жабық K -, L -, M -, N қабықларында жайласқан. Солай етип, егер ядро жийилиги ν болған монохромат γ -нурларын шығаратуғын болса, онда энергияларының мәнислери төмендегидей болған конверсия электронларының шығыуы керек:

$$eV_1 = h\nu - W_K, eV_2 = h\nu - W_{L_I}, eV_3 = h\nu - W_{L_{II}}, \dots \quad (2)$$

Бұл теңлікте $W_K, W_{L_I}, W_{L_{II}}$ арқалы ядросы γ -нурларын шығарған атомның рентген қәддилерінің энергиялары белгіленген.

XXIX кестенің биринши бағанасында $RaB \rightarrow RaC$ ыдыраұында бақланған конверсия электронларының килоэлектронвольттердегі энергиялары келтирилген; екинши бағанада $Z = 83$ зарядлық санына тең атомның қабығындағы электронлардың қабықларының W энергиялары қойылған. Төртинши бағанада болса конверсия электронларының энергиялары $h\nu - A$ берілген. Бұл жағдайда $h\nu$ диң шамасы 52,91 кэВ шамасына тең деп алынған. Көринип тұрғанындай, биринши хәм төртинши бағаналарда келтирилген мәнислер бир бири менен бақлаұлардың қәтеси шеклерінде сәйкес келеди. Буннан (2)-қатнастың орынланатуғынлығы келип шығады. 52,91 кэВ шамасы дәслепки γ -фотонның энергиясы болып табылады.

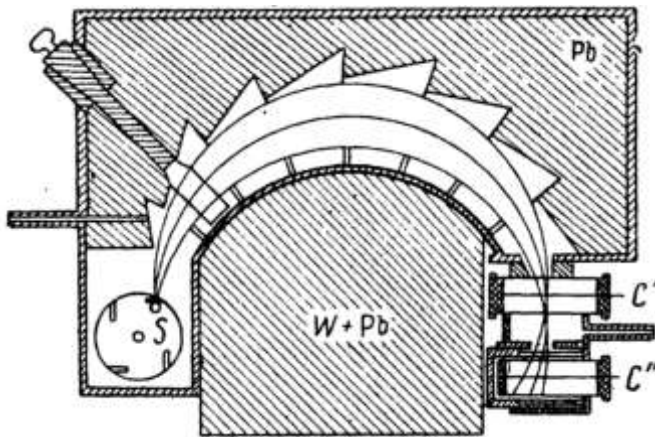
XXIX кесте.

$Z = 83$ болған жағдайдағы элементтің хәр қыйлы қабықларынан шыққан конверсия электронларының энергиясы

Бақланған инверсия электронларының килоэлектронвольттердегі энергиясы	$Z = 83$ болған жағдайдағы атомның қәддилерінің энергиясы W	Қәдди	Конверсия электронларының есапланған $h\nu - A$ энергиялары.
36,74	16,34	L_I	36,57
37,37	15,67	L_{II}	37,24
39,63	13,38	L_{III}	39,53
48,85	3,99	M_I	48,92
49,10	3,68	M_{II}	49,23
49,66	3,17	M_{III}	49,74
51,90	0,93	N_I	51,98

XXIX кестеде келтирилген материалды қарап шығыў қайсы атомның - дәслепки ямаса ақырғы атомның γ -нурларын шығаратуғынлығы мәселесин шешиўге мүмкиншилик береді. Қарап атырылған $RaB \rightarrow RaC$ радиоактивлик процесси β -ыдыраў процесси болып табылады. Бундай жағдайда $Z = 82$ зарядлық санына ийе элемент зарядлық саны $Z = 83$ болған элементке өтеді. Демек, $Z = 83$ болған элементтиң энергия қәддилери пайдаланылатуғын болсақ, онда (2)-қатнас орынланады. Буннан γ -нурларының ақырғы RaC элементиниң шығаратуғынлығы келип шығады. Эксперименталлық мағлыўматларды буннан кейинги таллаў барлық белгили болған жағдайларда α - хәм β -ыдыраўларда пайда болған γ -нурларының ыдыраўдың салдарынан алынған ядро тәрепинен шығарылатуғынлығын көрсетеди.

Ядро бир емес, ал жийиликлери хәр қыйлы ν_i шамалары тең болған бир неше γ -нурларын шығара алады. (2)-теңликке сәйкес, бундай сызықлардың хәр қайсысына өзиниң конверсия электронларының группасы сәйкес келеді. γ -нурларының жийиликлери әдетте конверсия электронларының тезликлери бойынша (2)-теңликтің тийкарында анықланады. 396-сүўретте конверсия электронларының тезликлерин анықлаў ушын хызмет ететуғын А.И.Алихановтың магнитли спектрографы көрсетилген. Спектрографта көлденең магнит майданының жәрдеміндеги фокусировка ұсылы пайдаланылады (II том, 217-параграф). Радиоактив S препараты тәрепинен шығарылатуғын электронлардың траекториялары сүўрет тегислигине перпендикуляр болған магнит майданының тәсирінде белгили R радиусындағы дөңгелектің доғаларын пайда етеді. Бұл электронлар сәйкес келиў схемасы бойынша ислейтуғын C' хәм C'' есаплағышларына келип түседі.



396-сүўрет.
А.И.Алихановтың магнитли
спектрографы.

Әсбаптың үлкен массаға ийе болған дийўаллары есаплағышларды жоқарыда көрсетилген дөңгелеклердің доғаларынан басқа траекториялар бойынша ұшып келетуғын бөлекшелерден қорғайды. Сәйкес келиўлер схемасы тосыннан болатуғын сигналлардан қорғайды. Магнит майданының берилген H кернеўлигинде есаплағышларға тезликлери белгили ν болған электронлар ғана келип түседі. H кернеўлигин өзгерте отырып хәр қыйлы тезликлерге ийе болған электронларды избе-из регистрациялаўға болады.

Д.В.Скобельцын Қомптон қубылысын тебиў электронларының тезликлери бойынша γ -нурларының толқын ұзынлығын анықлаў ушын қолланды⁵⁶.

Тебиў электронларының тезликлери көлденең магнит майданына жайластырылған Вильсон камерасындағы олардың тезликлериниң майысыўы бойынша анықланған. Бир қатар жағдайларда γ -толқынларының толқын ұзынлықтары кристаллардағы дифракция

⁵⁶ "Электроны отдачи" сөзи қарақалпақ тилине "тебиў электронлары" түрінде аўдарылды (Аўдарыўшылар).

бойынша рентген нурларының толқын ұзынлықтарын өлшегендей етип өлшенген. γ -нурларының толқын ұзынлықтары шама менен $0,2 \cong 0,01 \text{ \AA}$ шеклерінде жатады. γ -спектринің сызықтары төменгі дәрежедегі монохроматлық пенен айрылады.

Ядросы γ -нурларын шығаратуғын атом сызықты рентген спектрін де шығарады. Себеби, конверсия процессинің жүзеге келіуінің себебинен ол ишки электронларының бирін жоғалтады хәм оның қабықтарындағы басқа электронның босаған орынға көшіуі мүмкін.

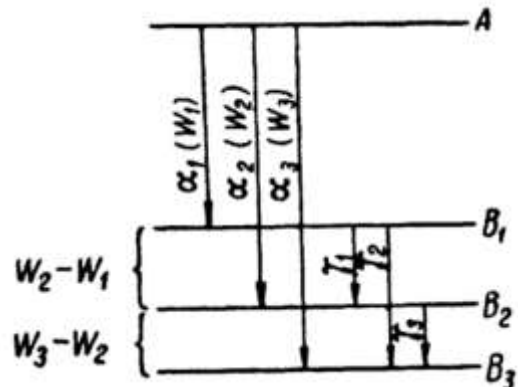
γ -нурларының шығарылуы ядролардың қозған халда тұра алатуғынлығын көрсетеді. Ядроның құрылысының деталларына итибар бермей-ақ, биз γ -нурларының шығарылуында атомның электронлық қабықтарының жақтылық пенен рентген нурларын шығарғандағы энергияның қатнастарға сәйкес келетуғын энергия қатнастарының орын алатуғынлығын тастыйықлай аламыз. Егер W менен W' хәр қыйлы энергиялық халлардағы ядроның энергиялары болып табылатуғын болса, онда ұсы халлардың арасындағы өтиўлерде жийилигі

$$\nu = \frac{W'}{h} - \frac{W}{h}$$

шамасына тең болған γ -нуры шығарылады.

397-сүүрет.

Дәслепки хәм пайда болған ядролардың энергия қәддилери.

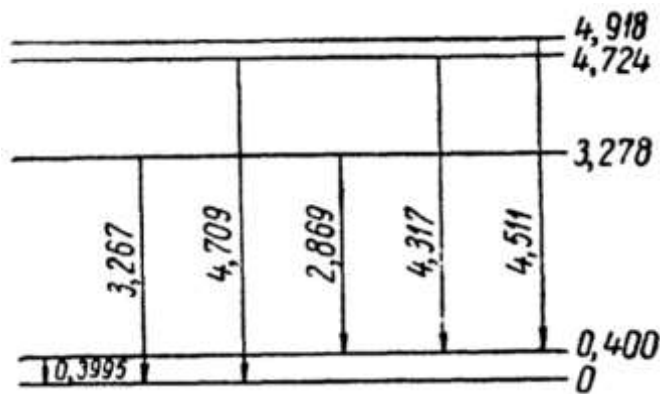


Пайда болған ядрода хәр қыйлы энергия қәддилеринің болыуы хәр қыйлы тезликлерге ийе болған α -бөлекшелеринің бир неше группаларының пайда болыуына сәйкес келеді. Басланғыш ядро белгили болған А энергия қәддинде жайласады (397-сүүрет) хәм энергиялары W_1 , W_2 хәм W_3 , тезликлери α_1 , α_2 хәм α_3 группаларына киретуғын α -бөлекшелерін шығарады деп болжайық. Бундай жағдайда пайда болған ядро B_1 , B_2 хәм B_3 энергия халларының бирінде жайласады. Оның энергияларының айырмалары $W_2 - W_1$ хәм $W_3 - W_2$ шамаларына тең болады. Бұл қәддилердің арасындағы өтиўлер γ -нурларының шығарылуына алып келеді. γ -нурларының жийиликleri (3)-қатнас пенен анықланатуғын болғанлықтан, буннан пайда болған элементтің γ -нурларының жийиликлеринің дәслепки элементтен шыққан α -бөлекшелеринің энергияларының айырмасы бойынша есапланатуғынлығын аламыз. Бұл жуўмақ бар болған эмпирикалық материаллар менен тастыйықланады. Мысал хызметин $ThC' \rightarrow ThC''$ өтиўдегі α -ыдырау хызмет ете алады. ThC' ядросы хәр қыйлы болған бес тезликтегі α -бөлекшелерін шығарады. Бұл α -бөлекшелеринің энергияларының айырмасы бойынша ThC'' ядросының энергия қәддилеринің схемасын дүзиўге болады. Алынған схема 398-сүүретте көрсетилген. Бұл қәддилердің арасында формаллық жақтан 10 өтиўдің жүзеге келіуі мүмкін. Хақыйқатында ThC'' ядросы үшін 398-сүүретте стрелкалар менен сәўлелендирилген хәр қыйлы болған алты жийиликке ийе γ нурлары бақланады. Әлбетте, қалған өтиўлер "қадаған" етилген өтиўлер болып табылады.

XXX кестеде 398-сүүреттеги схема бойынша есапланған хәм бақлаўларда алынған жоқарыда айтылған алты γ -нурларының энергиялары келтирилген.

$h\nu$ шамасының есапланған хәм бақлаўларда алынған мәнислери бир бири менен бақлаўдың қәтеликлериниң шеклеринде сәйкес келеди. Ядроның қозған ҳалда тұрыў ўақыты жүдә киши. Пайда болған ядролар қозған ҳалларға ийе болмайтуғын жағдайларда β -ыдыраў γ -нурларының шығарылыўына алып келмейди.

Ядролардың қозған ҳалының бар екенлиги ұзақ қашықлықларға ұшатуғын α -бөлекшелердиң бар болыўы менен тастыйықланады. Қозған ҳалдағы ядроға жоқары энергия қәдди сәйкес келеди, сонлықтан бул қәддиден потенциал барьер арқалы өтетүғын α -бөлекше үлкен тезликке хәм усыған сәйкес ұзын жүрип өтиў жолына ийе болады (395-сүүрет). Қозған ҳалда тұрыўдың киши ўақыты ұзақ аралықларға өте алатуғын α -бөлекшелериниң санының киши екенлигин түсиндиреди.



398-сүүрет.
 ThC'' ядросының энергия
қәддилериниң схемасы.

XXX кесте.

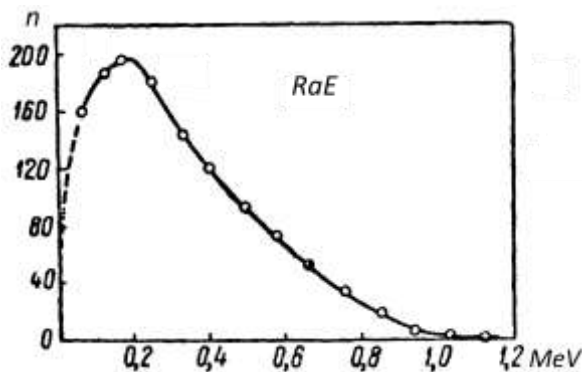
ThC'' тың γ -сызықларының энергиялары

Есапланған $h\nu$, эВ $\times 10^{-5}$	Бақланған $h\nu$, эВ $\times 10^{-5}$
4,518	4,511
4,324	4,317
4,727	4,709
2,878	2,869
3,278	3,267
0,400	0,399

§ 374. Бета-ыдыраў. β -нурларын үйрениў радиоактивлик қубылысының қыйын машқалаларының бири болып табылады. γ -нурларының конверсиясының салдарынан пайда болатуғын екінши электронлар ядродан шығарылатуғын биринши электронларға (β -бөлекшелери) қосылады. Конверсия электронларының келип шығыўы анықланғаннан кейин ғана β -бөлекшелериниң өзлери ҳаққындағы исенимли мағлыўматлар пайда болды. Хәр қыйлы радиоактив затлар менен өткерилген өлшеўлер β -ыдыраўдың хәр бир актинде ядродан бир электронның (β -бөлекше) ушып шығатуғынлығын көрсетти.

β -бөлекшелериниң тезликлер бойынша тарқалыўын үйрениў магнит майданындағы аўысыў ұсылының жәрдемінде өткерилди. Бул тарқалыўдың тутас спектр менен тәрийипленетуғынлығы белгили болды: β -бөлекшелер базы бир жоқарғы шегадан нолге шекемги мүмкин болған барлық энергияларға ийе болады екен. 399-сүүретте RaE ушын β -бөлекшелериниң энергия бойынша тарқалыўының иймеклиги көрсетилген. Барлық жағдайда тарқалыў бир максимумға ийе бир тегис өзгеретуғын хәм үлкен энергиялар тәрәпинде жақсы сезилетуғын иймеклик пенен бериледи.

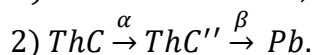
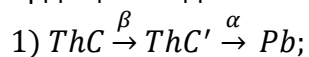
β -бөлекшелердің тұтас спектрін түсіндіріу үлкен қыйыншылықтарды пайда етті. α -ыдырауды үйрениу ядролардың үзликли болған энергия қалларының үлкен болмаған санына ийе болатуғынлығын көрсетті. Радиоактивли қатарларда α - хәм β -ыдыраулар гезеклесетуғын болғанлықтан, β -ыдырауларда да белгили болған $W_1, W_2, \dots$ энергияларының бөлинип шығыуы керек. Бунан β -бөлекшелериниң де α -бөлекшелери сыяқлы белгили болған тезликлердің бир ямаса саны үлкен болмаған группаларын пайда етиуи керек. Бул қыйыншылықты сапластыратуғын ең әпиұайы гипотеза мынадан ибарат: дәслепп ядродан барлық β - бөлекшелер максималлық энергияның шамасына тең бирдей энергия менен шығарылады; энергияның бир бөлиминиң жоғалыуы ядроның сыртында жүзеге келетуғын хәм екінши гезектеги характерге ийе процесслер менен байланысly. Бирақ, бул гипотеза түүрынан-түүры өткерилген калориметрлик тәжирийбелеринде бийкарланады. β -радиоактивлик элементтиң препараты қалың мыс дийұалларға ийе болған калориметрге жайластырылады хәм белгили ұақыт аралығындағы бөлинип шыққан энергия өлшенеди. Дийұаллар β -нурларын өткизбейтуғын болғанлықтан, калориметрдің β -ыдырауда бөлинип шығатуғын толық энергияны өлшеуи керек. Егер β -бөлекшелериниң бирдей болған басланғыш тезликлериниң болатуғынлығы хәққындағы гипотеза дұрыс болса, онда калориметрдің жәрдеминде өлшенген энергияның мәниси β -бөлекшелериниң максималлық энергиясына сәйкес келиуи керек. Хәқыйқатында, алынған нәтийже тұтас спектрдеги орташа энергияға тең болып шықты.



399-сүўрет.
 β -бөлекшелериниң энергия бойынша тарқалыуының иймеклиги.

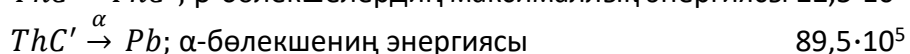
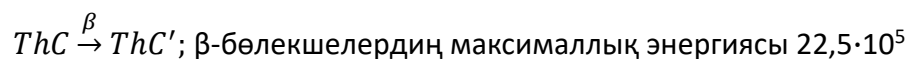
β -бөлекшелердің спектриниң тұтас екенлигин түсіндіриудеги қыйыншылық *избе-из радиоактив айланыслардағы энергияның толық балансының β -бөлекшелериниң энергиясының максималлық мәниси менен анықланатуғынлығына байланысly* тереңлеседи. Буны радиоактив қатарлардағы тармақларға бөлиниудің бирин қарау менен көрсетиуге болады. Мысал сыпатында, ThC элементинен баслап басланатуғын тармақланыуды қараймыз.

384-көрсетилгендей, айланыслардың мынадай еки қатарының болыуы мүмкин:



Еки жағдайда да қорғасынның бир орнықлы изотопы пайда болады.

Биринши қатар төмендегидей энергиялардың бөлинип шығыуы менен тәрийипленеди (эВ лерде):



Жәми $112,0 \cdot 10^5$

Екинши қатар мынадай энергиялар менен тәрийипленеди:

$$\begin{array}{rcl}
 ThC \xrightarrow{\alpha} ThC''; \alpha\text{-бөлекшелердің энергиясы} & 62,0 \cdot 10^5 \\
 ThC'' \xrightarrow{\beta} Pb_{(qozg)}; \beta\text{-бөлекшелернің максималлық энергиясы} & 89,5 \cdot 10^5 \\
 \gamma\text{-нурланыў; } \gamma\text{-фотонның энергиясы} & 32,0 \cdot 10^5 \\
 \text{Жәми} & 112,0 \cdot 10^5
 \end{array}$$

Көринип тұрғанындай, егер β -бөлекшелерінің максималлық энергиясын есапқа алғанда қатарлардың екеуінде де бірдей энергия бөлиніп шығады. Көрсетілген фактлерди бир бири менен салыстырып, биз мынаны аламыз:

а) айырым β -бөлекшелери хәр қыйлы энергияларға ийе болады; калориметр β -бөлекшелерінің энергияларының орташа мәнісине сәйкес келетуғын энергияны өлшейди;

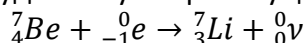
б) егер хәр бир β -ыдыраўда β -бөлекшесінің максималлық энергиясына тең энергия бөлиніп шығады деп есапланған жағдайда айланыслардың хәр қыйлы қатарларындағы энергияның дұрыс балансы алынады.

...

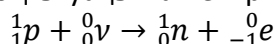
Пайда болған қыйыншылықтан шығыў жолы мынадай гипотезада көрсетилди: хәр бир β -ыдыраўда электрон менен бирге ядродан электр зарядына ийе емес хәм жүдә киши массаға ийе болған бөлекшениң шығыўы керек. Бул бөлекше *нейтрино* атамасына ийе болады. Зарядының жоқ болыўына хәм киши массаға ийе болыўы себепли үлкен өтиў қәсийетине ийе болады. Бул жағдай калориметрлик өлшеўлердің нәтийжесин түсіндиреди: калориметрдің дийўаллары нейтриноны ирке алмайды хәм сонлықтан калориметр тек β -бөлекшесінің энергиясын ғана өлшейди. Ал өлшенген бул энергияның шамасы айланыстың толық энергиясынан киши. Ядроның β -ыдыраўында бөлиніп шығатуғын толық энергия еки бөлекше болған электрон (β -бөлекше) менен нейтриноның арасында бөлистириледі. Электронның энергиясы қанша үлкен болса, нейтриноның энергиясын соншама киши болады (хәм керисинше).

Нейтриноны тиккелей бақлаў жүдә қыйын. А.И.Лейпунский β -ыдыраўдағы ядро тәрәпинен алынатуғын тепки бойынша нейтриноның бар екенлигин табыўға тырысты. А.И.Алиханов пенен А.И.Алиханялар нейтриноны табыў ушын β -ыдыраўға кери болған K -тутыў деп аталатуғын қубылысты пайдаланыўды ұсынды.

K -тутыўда ядро атомнан өзинің K -қабығынан электронды жутады хәм ядро басланғыш ядродан зарядлық саны Z тен бир бирликке киши болған ядро пайда болады. Усының менен бирге ядродан нейтрино ушып шығады. Қозғалыс муғдарының сақланыў нызамы бойынша ядро тебиўди сезиўи керек. Бундай қубылыс Аллен тәрәпинен



ядролық реакциясын пайдаланыўдың барысында ҳақыйқатында да табылды. Бул теңликте ${}^0_0\nu$ символы арқалы нейтрино белгиленген. Аллен ${}^7_3Li$ ядросының ҳақыйқатында да тебиўге ушырайтуғынлығын бақлаған. Ең соңғы ўақытта нейтрино



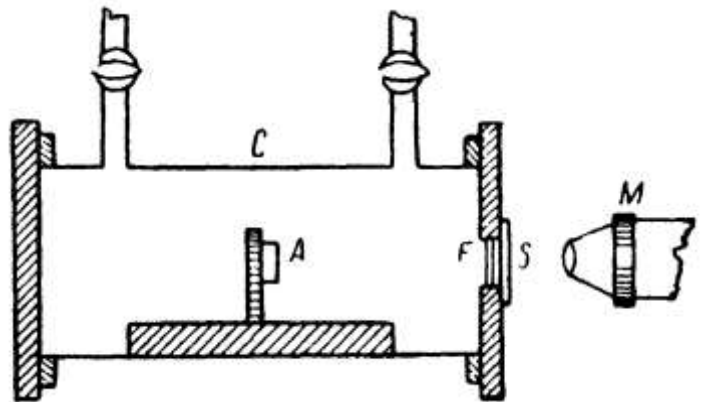
ядролық реакциясында да, яғный нейтрино менен ${}^1_1p$ протонның қосылыўында нейтрон ${}^1_0n$ менен ${}^0_{-1}e$ электрон пайда болатуғын ядролық реакцияда бақланды (376- хәм 377- параграфларды қараңыз).

§ 375. α -бөлекшелерінің урылыўының салдарынан ядролардың бөлиниўи. Радиоактив емес элементлердің ядроларының жүдә беккем болатуғынлығына байланыслы оларды оғада жоқары энергияға ийе сыртқы тәсирлерде ғана бөлиўге болады деген жуўмаққа алып келеди. Бундай сыртқы тәсир α -бөлекшелердің урылыўының

нәтижесінде жүзеге келтириледі. Тәбiiй-радиоактив элементтер орнықты ядроларды бөліу үшін зәрүрлі болған энергияның дерегинің хызметін атқарыуы мүмкін. Ғақыйқатында да ядролардың ең дәслепки жасалма түрдеги айланысы 1919-жылы Резерфорд тәрeпинен α -бөлекшелерін бомбалаудың нәтижесінде әмелге асырылды. Резерфордтың әсбапының схемасы 400-сүүретте көрсетілген. C камерасының ишинде A тәбiiй-радиоактив заттың препараты жайласқан. Препарат жылыстырыушы механизмнің үстінде жайластырылған, бұл жағдай оны жылыстырыуға мүмкіншилик береді. Камераны ҳәр қыйлы газлер менен толтырыуға болады. F экраны A препараты нурландырған α -бөлекшелерін жута алатуғындай дәрежеде қалың алюмийний фольгадан соғылған. F экранының арғы тәрeпине S флуоресценцияланатуғын экраны жайластырылған болып, оған M микроскопының жәрдемінде қараған. Камераны азот пенен толтырғанда α -бөлекшелерін фольга арқалы өтип S экранынына жете алмайтуғын жағдайда да сцинтилляциялар бақланған. Камераны кислород ямаса CO_2 менен толтырғанда сцинтилляциялар бақланбаған. Резерфорд азотты α -бөлекшелери менен бомбалағанда үлкен өтиу қәбилетлигине ийе бөлекшелер пайда болады ҳәм сцинтилляциялар усы бөлекшелердің тәсирінде жүзеге келген деп болжады.

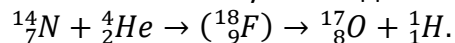
400-сүүрет.

Резерфордтың азот ядроларын α -бөлекшелеринің тәсирінде бөлеклерге бөлинуі құбылысын бақлайтуғын әсбабының схемасы.



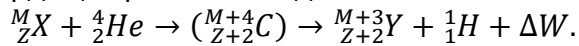
Магнитлик аұысыу бойынша өткерилген тәжирийбе бұл бөлекшелердің протонлар екенлигин көрсетти; олардың ҳаұадағы жүриу жолының ұзынлығы 40 см ге шекем жетеди.

Протонлардың пайда болыу процесси Резерфорд тәрeпинен былайынша түсиндирилди: тез ушатуғын α -бөлекшениң азот ядролары менен "маңлай" соқлығысыұында α -бөлекше азоттың ядросының ишине киреди ҳәм зарядлық саны 9 ға, ал массалық саны 18 ге тең (фтордың орнықты емес изотопы) орнықты емес ядроны пайда етеди. Бұл ядро протонға ҳәм массалық саны 17 ге тең болған кислородқа ыдырайды. Барлық ядролық реакцияны былайынша жазыуға болады:

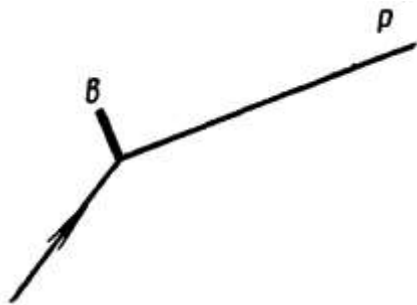


α -бөлекшесинің урылыуының салдарынан азот ядросының айланысы кейинирек Вильсон камерасында түсирилген фотосүүретлер бойынша тастыйықланды. α -бөлекшелеринің излеринің көп санлы фотосүүретлердің ишинде α -бөлекшениң жолы "вилка" - "шанышқы") менен тамам болатуғын бирли-сараң жағдайлар да көринген (401-сүүрет). Жаңа еки из пайда болған: ұзын ҳәм жиңишке p изи протонға ҳәм қысқа және жүұан из B . Бұл B изи тепкиге ушыраған кислород ядросы ${}^{17}_8O$ ның изи болып табылады. Азоттағы сүүретке түсирилген шама менен 500 мың α -бөлекшелеринің излеринің ишинде вилкалар сегиз жағдайда табылған. Буннан, α -бөлекшелеринің азоттың ядролары менен соқлыуысыұында α -бөлекшесинің азоттың ядросына киретуғындай дәрежеде жақын соқлығысыұының жүдә сийрек болатуғынлығы (50 000 соқлығысыұдың биреұинде) келип шығады.

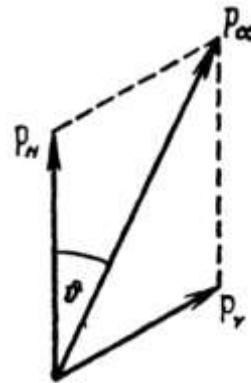
Тап сондай болған реакциялар буннан кейин бир қатар элементлерде бақланды (B, F, Al, Si, S, K х.б.); олардың барлығы мынадай схема бойынша жүреді:



Бұл теңлікте (${}_Z^{M+4}C$) арқалы аралықтық орнықты емес ядро хәм ΔW арқалы (${}_Z^MX$ хәм ${}_2^4He$) реакциясына шекемги хәм (${}_Z^{M+3}Y + {}_1^1H$) реакциясынан кейинги бөлекшелердің ядроның ишиндеги энергияларының айырмасына тең. ΔW шамасының оң белгиси реакцияда энергияның бөлинип шығатуғынлығын, ал терис белгиси жутылатуғынлығын аңғартады. Бундай реакцияларды (α, p) түрінде аңғартылады. Бұл қаўсырманың ишиндеги биринши белги бомбалаўшы бөлекшени (α -бөлекшесин), ал екинши белги шығарылған бөлекшени (протон) аңғартады.



401-сүўрет. α -бөлекшелериниң жолының "вилка" тәризли изиниң пайда болыўы.



402-сүўрет. Ядроның бөлеклерге бөлиниўинде қозғалыс муғдарының моментиниң сақланыў ызамамының орынланыўы.

α -бөлекшелери менен бомбалағанда ядролардың бөлеклерге бөлиниўинде энергияның сақланыў ызамамы да, қозғалыс муғдарының сақланыў ызамамы да орынланады. α -бөлекшесиниң, протонның хәм пайда болған ядроның кинетикалық энергияларын сәйкес W_α , W_H хәм W_Y арқалы белгилейик. Бундай жағдайда энергияның сақланыў ызамамы бойынша

$$W_\alpha + \Delta W = W_H + W_Y \quad (1)$$

теңлиги орынлы болады. Тап сондай етип, α -бөлекшесиниң, протонның хәм пайда болған ядроның қозғалыс муғдарларын p_α , p_H хәм p_Y арқалы белгилеймиз. Қозғалыс муғдарының сақланыў ызамамы бойынша

$$p_\alpha = p_H + p_Y \quad (2)$$

теңлигин жазамыз.

ϑ арқалы α -бөлекшесиниң қозғалысының бағыты менен шығарылған протонның қозғалыс муғдарының бағыты арасындағы мүйешти белгилеп (402-сүўрет), (2)-теңликтің тийкарында мынаған ийе боламыз:

$$p_Y^2 = p_\alpha^2 + p_H^2 - 2p_\alpha p_H \cos \vartheta. \quad (3)$$

Кинетикалық энергия менен қозғалыс муғдарының арасында $W = p^2/2M$ түріндеги қатнастың бар екенлигин есапқа алып, (1)-теңликті былайынша жазамыз:

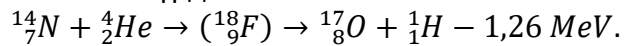
$$\frac{p_\alpha^2}{2M_\alpha} + \Delta W = \frac{p_H^2}{2M_H} + \frac{p_Y^2}{2M_Y}. \quad (4)$$

(3)- хәм (4)-теңликлерден p_Y^2 шамасын қысқартып,

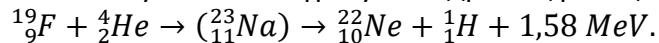
$$\Delta W = W_\alpha \left(\frac{W_\alpha}{W_Y} - 1 \right) + W_H \left(\frac{W_H}{W_Y} + 1 \right) - \frac{p_\alpha p_H}{M_Y} \cos \vartheta \quad (5)$$

теңлигине ийе боламыз.

α -бөлекшесинің кинетикалық энергиясы менен қозғалыс мұғдары олардың жуырып өтіу жолының ұзынлығы бойынша анықланады; массалардың қатнастары $\frac{W_\alpha}{W_Y}$ менен $\frac{W_H}{W_Y}$ лер белгили шамалар болып табылады. 9 мүйешинің шамасын "вилка" ның фотосүрети бойынша өлшеуге болады. Оның ұшын бөлекшелердің ізлеринің еки фотографиялық камераның жәрдемінде стереоскопиялық сүретін алыуға түүры келеди. Себеби хәр бир сүрет ізлердің фотопластинканың тегислигиндеги проекциясын ғана береді. Солай етип, (5)-теңлик ядролық айланыстардың энергиясын табыуға мүмкиншилик береді. Көрсетилген айланыста азоттың ядросы 1,26 MeV энергияны жутады. Сонлықтан, бұл реакцияның схемасын биз мына түрде жаза аламыз:



Энергияның бөлиніп шығыуы менен жүретуғын ядролық реакциялар да бар. Мысалы:



Ядролық реакцияның энергиясын басқа ұсыл менен де, атап айтқанда ядролардың массаларының дефекти бойынша есаплауға болады (368-параграф). Ядролық реакцияға шекем бир массасы M_X болған ^M_ZX ядроға хәм массасы M_α ға тең α бөлекшесине ийе болған едик; реакциядан кейин массасы M_Y болған $^{M+3}_{Z+2}Y$ ядроға хәм массасы M_p шамасына тең протонға ийе боламыз. Массалардың толық дефекти мынаған тең:

$$\Delta m = (M_X + M_\alpha) - (M_Y + M_p).$$

$\Delta W = \Delta m \cdot c^2$ қатнасына сәйкес Δm шамасы реакцияның энергиясының өлшеми болып табылады. Азоттың бөлекшелерге бөлиніуі ұшын биз массалардың төмендегидей мәніслерін аламыз:

Дәслепки бөлекшелер	Пайда болған бөлекшелер
$^4_2He; M_\alpha = 4,00386$	$^1_1H; M_H = 1,00813$
$^{14}_7N; M_N = 14,00753$	$^{17}_8O; M_O = 17,00450$
$M_N + M_\alpha = 18,01139$	$M_O + M_H = 18,01263.$

Бұл жағдай ұшын массалар дефекти мынадай шамаға тең:

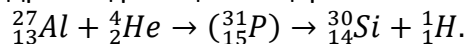
$$\Delta m = 18,01139 - 18,01263 = -0,00124.$$

Демек, пайда болған бөлекшелердің массасы дәслепки бөлекшелердің массасынан атомлық салмақтың 0,00124 бирлигине үлкен екен. Массаның бұл "үлкейіуі" $\Delta W = \Delta m \cdot c^2$ энергиясының жутылыуының себебинен жүзеге келді. 368-параграфта айтылып өтилгениндей, атомлық салмақтың бир бирлиги 931,8 МэВ энергияға эквивелент. Буннан

$$\Delta W = -0,00124 \cdot 931,8 \text{ MeV} = -1,16 \text{ MeV}$$

шамасына ийе боламыз. Бұл шама қәтелердің шегінде (5)-теңлик бойынша алынған шамаға сәйкес келеди. Тап ұсындай сәйкеслик басқа да ядролық реакцияларда да орын алған. Бұл сәйкес келиулер энергия менен массаның арасындағы $\Delta W = \Delta m \cdot c^2$ қатнасын тиккелей тексеріп көриуге мүмкиншилик береді. Усының менен бирге олар ядролық айланыстардың элементар актларындағы энергия менен қозғалыс мұғдарының сақланыу нызамларының орынланатуғынлығын тастыйықлайды.

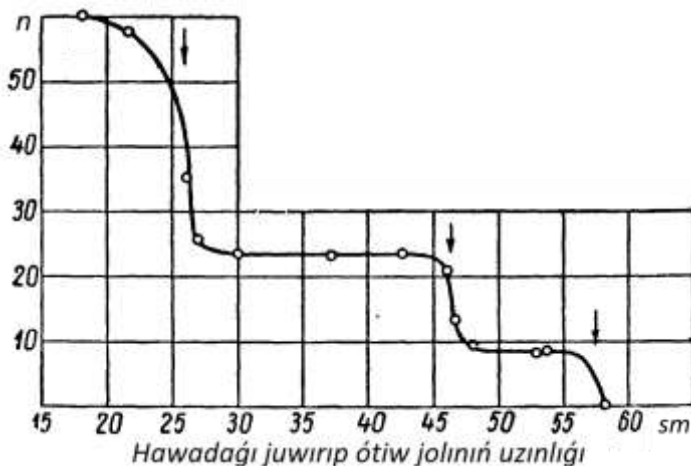
Ең ақырында және бир ядролық реакцияны қараймыз:



Бұл реакцияларда хәр қыйлы тезликлерге ийе протонлар пайда болады екен. 403-сүретте берилген R кесиндисине тең хәм оннан ұзын болған жолларды өткен протонлардың саны берилген. Көриніп тұрғанындай, протонлардың үш группасы бар. Олардың биреуі ұшын жуырып өтіу жолының ұзынлығы 28 см, ал қалған екеуінде - шама менен 47 см хәм 58 см. Бұл группалар бомбалаушы α -бөлекшелеринің белгили болған тезлигинде алынған. α -бөлекшелеринің басқа тезликлерінде тап сол алюминий протонлардың басқа группаларын береді. Алюминийден шыққан протонлардың жуырып өтіу жолының ең үлкен мәніси 66 см ге жетеди. Белгили тезликлерге, ұсыған сәйкес белгили энергияларға

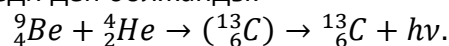
ийе протонлардың ұсындай группаларының болыуы пайда болған ядроның (биз қарап атырған жағдайда $^{30}_{14}\text{Si}$ дың) энергияның хәр қыйлы қәддилерге ийе болатуғынлығын көрсетеди. Егер шығарылған протон ең үлкен энергияға ийе болса, онда пайда болған ядро нормал халда болады; киши тезлик пенен қозғалатуғын протонлар шыққан жағдайда ядро қозған халында қалады. Ядроның қозған халынан нормаль халға өтиуінің нәтижесінде ү-нурларының шығарылуы жүзеге келеди.

α -бөлекшениң соқлығыушы ядроның ишине кириуінің итималлығы оның (α -бөлекшениң) тезлигинен ғәрезли. Егер α -бөлекшесиниң энергиясы бомбаланыушы ядроның энергиясының қәддилериниң бирине сәйкес келсе, онда α -бөлекшениң ядроның ишине кириуінің итималлығы күшли өседі: биз резонанслық бөлеклерге бөлиниу менен ис алып барамыз. Алюминийде резонанслық бөлеклерге бөлиниу α -бөлекшелериниң 4,0; 4,49; 4,86 и 5,25 MeV шамаларына тең энергияларында жүзеге келеди. α -бөлекшесиниң керек болған энергиясын сайлап алыу жүдә қыйын. Сонлықтан, резонанслық бөлеклерге бөлиу α -бөлекшелер менен жеткиликли дәрежеде қалың болған нышаналарды бомбалағанда бақланады. Тормозланыудың салдарынан ұсындай нышананың ишиндеги α -бөлекшелери хәр қыйлы тезликлерге ийе болады хәм нышананың қандай да бир қатламында α -бөлекшениң тезлиги резонанслық бөлеклерге бөлиуге жеткиликли болады. Қалыңлықтың шамасы өзгергенде протонлардың шығуы дәуирли түрде өзгереді.



403-сүүрет.
Алюминий ядросының
бөлеклерге бөлиниуінде пайда
болатуғын протонлардың
жұуырып өтиу жолының
ұзынлықлары.

§ 376. Нейтронлар. α -бөлекшелери менен бомбалаудың нәтижесіндеги ядролардың жасалма айланыслары элементар бөлекшелердің жаңа түрі - нейтронның ашылуына алып келди. Нейтрон массасы протонның массасына жақын болған нейтраль бөлекше болып табылады. Нейтронның ашылу тарихы мынадан ибарат: 1930-жылы Ботэ бериллийди (^9_4Be) α -бөлекшелери менен бомбалағында жүдә үлкен өтиу қәбилетлигине ийе болған бөлекшениң пайда болатуғынлығын тапты. Усы жағдайға байланыссы мынадай болжау ұсынылды: пайда болған бөлекше ү-нұры болып табылады, α -бөлекшеси ^9_4Be ядросына бириккенде углеродтың күшли қозған $^{13}_6\text{C}$ изотопы пайда болады хәм бул изотоп нормаль халға өткенде үлкен $h\nu$ энергияға ийе фотонды шығарады. Солай етип, қубылысты мынадай схема бойынша өтеди деп болжанды:



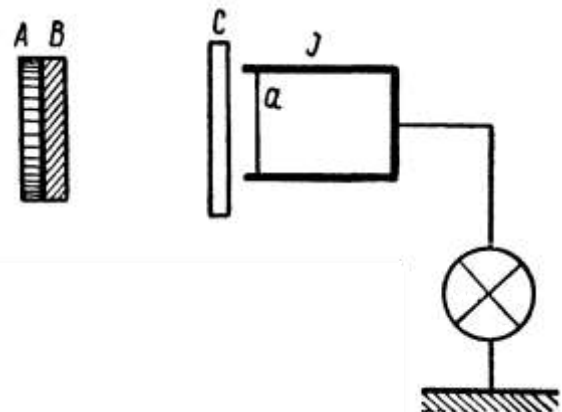
Бул жерде ($^{13}_6\text{C}$) арқалы $^{13}_6\text{C}$ углерод изотопының қозған халы белгиленген. Пайда болған нурлардың қорғасындағы жутылуыын өлшеу хәр бир фотонның шама менен 7 МэВ энергияға ийе болыуының керек екенлигин көрсетти. 1932-жылы Ирен Кюри хәм Ф.Жолио-Кюрилер егер алынған бериллий нурларын парафин пластинкасы арқалы өтиуге мәжбүрлесе, онда олардың ионластырушы тәсириниң күшли өсетуғынлығын тапты. И.Кюри менен Ф.Жолио-Кюрилердің тәжирийбесиниң схемасы 404-сүүретте көрсетилген.

Бұл сұйретте A - α -бөлекшелеринің дереги болып табылатұғын радиоактив препарат жағылған металл диск; B - бериллий пластинкасы, J - аўызы жуқа α фольгасы менен жабылған айнаға ийе ионизациялық камера. Бериллий тәрепинен шығарылған үлкен өтиўшилиқ қәбилетлигине ийе болған нурланыў J камерасындағы газдиң жүдә әззи ионизациясын болдырады. Егер камераның алдына парафиннің C қатламын жайластырса, онда J камерасындағы ионизация күшли өседи. Бұл эффектти былайынша түсиндирди: бериллий нурлары парафиннен протонларды ушырып шығарады хәм олар күшли ионластырыўшы тәсир жасайды.

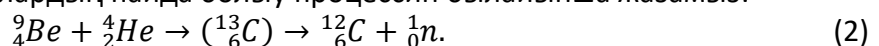
Қатты парафин (C_nH_{2n+2} майлы қатардың шеклик углеводородларының жоқарғы ағзалары) қолем бирлигинде водород атомларының көп санына ийе. Сонлықтан оннан протонларды ушырып шығарыўдың итималлығы басқа қандай да бир заттан протонларды ушырып шығарыўдың итималлығынан әдеўир үлкен.

Парафиннен жулып алынған протон ушын оның ҳаўадағы жуўырып өтиў жолының узынлығы шама менен 40 см болып шыққан. Бұл шама шама менен 5 МэВ энергияға сәйкес келеди. Егер протонды γ -фотонының серпимли урылыўының салдарынан тезленеди деп есапланса, онда бұл γ -фотонға шама менен 55 МэВ энергиясын берий керек. Бұл шама жутылыў бойынша алынған шамадан әлеўир үлкен. 55 МэВ шамасы массалар дефектин анықлаў тийкарында өткерилген есаплаўларға да сәйкес келмейди. ${}^9_4\text{Be}$, ${}^4_2\text{He}$ хәм ${}^{13}_6\text{C}$ тиң атомлық салмақларын хәм бомбалаўшы α -бөлекшелеринің энергиясын билип, (1)-схема бойынша өтетұғын процесске сәйкес келетұғын массаның дефектинің атомлық салмақтың 0,01665 бирлигине, ал оның 15,5 МэВ энергияға эквивалент екенлиги келип шығады. Солай етип, γ -фотонларының энергиясының 15,5 МэВ тен үлкен болыўы мүмкин емес.

404-сұйрет.
И.Кюри менен Ф.Жолио-Кюридің
тәжирийбесинің схемасы.



Кейинирек бериллийдің нурланыўының басқа да ядроларды тезлете алатұғынлығы белгили болды. Бундай жағдайда, егер бұл нурлар γ -фотонлардан туратұғын болса, онда бұл фотонларға тепки ядроларының тәбияты менен ғәрезли болған энергияны берий керек болады. Мысалы, азоттың тепки ядролары пайда болған жағдайда, фотонлардың 990 МэВ шамасындағы энергияға ийе болыўы керек. Чэдвик егер α -бөлекшелердің бомбалаўының салдарынан бериллий тәрепинен шығаралатұғын нурланыўдың массасы протонның массасына жақын болған нейтраль бөлекшелерден турады деп есапласа, онда бұл қыйыншылықлардың барлығының сапластырылатұғынлығын көрсетти. Бизлер бұл бөлекшелердің нейтронлар атамасын алғанын көрсетип өттик хәм оны ${}_0^1n$ символының жәрдемінде белгилеймиз Себеби оның зарядлық саны нолге тең ($Z = 0$) хәм массалық саны бирге тең ($M = 1$). Бундай жағдайда бериллийди α -бөлекшелери менен бомбалағанда нейтронлардың пайда болыў процессин былайынша жазамыз:



Электр зарядына ийе болмағанлықтан, нейтронлар атомлар және молекулалардың қасынан ұшып өткенде, олар менен әззи тәсирлеседи хәм бул жағдай олардың газлерди әззи ионластырыў хәм ұзақ аралықларға өте алыў қәбилетлигине ийе екенлигин түсиндиреди. Нейтронлардың атомлардың ядролары менен соқлығысыўы энергия менен қозғалыс муғдарларының сақланыў нызамлары хәким сүретуғын серпимли шарлардың соқлығысыўындай характерге ийе болады. Буннан, егер v арқалы нейтронның басланғыш тезлиги белгиленген болса, онда тепки ядросының тезлиги v' (орайлық урылыўда) мынаған тең:

$$v' = \frac{2M_n}{M_n + M} v. \quad (3)$$

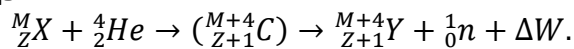
Бул теңликте M_n - нейтронның массасы, M - тепки ядросының массасы.

Нейтронлардың тезликтери бирдей болған жағдайда массалары M_1 хәм M_2 болған хәр қыйлы болған еки тепки ядролар ушын v'_1 пенен v'_2 лер (3)-теңлик бойынша мынадай қатнасты пайда етеди

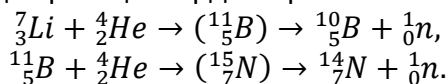
$$\frac{v'_1}{v'_2} = \frac{M_n + M_2}{M_n + M_1}.$$

Бул қатнастан нейтронның массасы M_n ди табады. Ядролардың хәр қыйлы жупларының нейтронның массасының бир M_n мәнисин бериўи Чэдвикиң бериллийдің нурланыўының фотонлардан емес, ал "салмақлырақ" болған бөлекшелерден тұратуғынлығы хәққындағы гипотезасының дұрыс екенлигин тастыйықлайды. Хәзирги ўақытлардағы мағлыўматлар бойынша нейтронның массасы $M_n = 1,00893$ ке тең. Оның шамасы протонның массасы $M_p = 1,00813$ тен азмаз үлкен⁵⁷.

(2)-реакция ядролардан нейтронлардың шығыўына алып келетуғын бирден-бир реакция емес. α -бөлекшелериниң бомбалаўының нәтийжесинде нейтронлар пайда болатуғын көп санлы жағдайлар бар. Бул реакцияларды $[(\alpha, n)$ -реакциялар] мынадай схема менен көрсетиўге болады:



Мысал сыпатында мынадай реакцияларды көрсетемиз:



Көп жағдайларда нейтронды шығарғаннан кейин пайда болған ядро қозған халда тұрады. Бундай жағдайларда γ -нурлар шығарылады. (α, n) -реакцияларының нәтийжесинде пайда болған нейтронлар үлкен энергияларға ийе болады; бир қатар жағдайларда орын үзликсиз спектрге ийе болады. Мысалы, бериллийден шыққан нейтронлар 13,7; 12,0; 7,6; 6,2 хәм 4,6 МэВ шамасындағы энергияларға ийе болады.

Хәзирги ўақытлары еркин нейтронның орнықлы емес екенлиги белгили: ол протонға, электронға хәм нейтриноға ыдырайды. Оның жасаў ўақыты шама менен 30 минутқа тең⁵⁸.

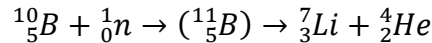
Электр зарядына ийе болмағанлықтан, нейтрон оң зарядланған ядро тәрәпинен ийтерилмейди хәм оған жақынлай хәм оның ишине аңсат кире алады. Бундай жағдайда нейтрон ядролық айланысты жүзеге келтиреді. Ядролық айланыслардың тек тез қозғалатуғын нейтронлардың тәсиринде ғана емес, ал тезликтери атомлардың жыллылық қозғалысларының тезликтерине тең болған әсте қозғалатуғын нейтронлардың тәсиринде де жүретуғынлығы көрсетилди. Нейтронларды водород бар қандай да бир зат (парафин, сұй) арқалы өткеріў арқалы әстелетиўге болады. Протон менен хәр бир серпимли

⁵⁷ Хәзирги ўақытлары нейтронның массасы ушын $M_n = 1,008\,664\,915\,95(49)$ мәниси, ал протонның массасы ушын $M_p = 1,007\,276\,466\,621(53)$ шамасы қабыл етилген (Аўдарыўшылар).

⁵⁸ Нейтронның жасаў ўақыты $880,0 \pm 0,9$ сек (шама менен 14,7 мин). Ол протонға, электронға хәм электронлық антинейтриноға ыдырайды (Аўдарыўшылар).

соқлығысыуында, нейтрон оған өзінің энергиясының әдеуір үлкен бөлімін береді хәм энергиясын атомлардың жыллылық қозғалысының энергиясының шамасына теңдескенше шекем төменлетеді.

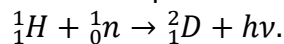
"Жыллылық" тезликлеріндегі нейтронлар (n, α) типіндегі, яғнай дәслепки ядро тәрепинен нейтронды тутып алыудың салдарынан α -бөлекшелери шығарылатуғын реакцияларға алып келеді; усындай реакцияның мысалы сыпатында



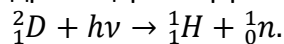
реакциясы хызмет ете алады. Нәтийжеде литийдің стабилли изотопы (^7_3Li) хәм гелий пайда болады. Бул реакция нейтронларды табыу үшін пайдаланылады. Ионизациялық камераның дийуалларына құрамында бор болған бирикпе жағылады. Бордың нейтронды тутып алыуы α -бөлекшесинің шығарылыуына алып келеді. Ал пайда болған α -бөлекшеси оның ионластырыушы тәсири бойынша табылады.

(n, α) типіндегі реакциялар менен бир қатарда нейтрон ядроға биригип, дәслепки ядроның салмағы үлкен болған стабилли изотопының пайда болыуына да алып келеді. Реакция ү-нурларының шығарылыуы менен жүреді хәм (n, γ) символы менен белгиленеді. Мысалы, нейтронды қосып алыу жолы менен жеңил стабилли ^6_3Li изотопынан ауыр стабилли ^7_3Li изотопын алыуға болады.

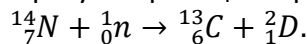
(n, γ) типіндегі реакцияға екінші мысал сыпатында водородтың ауыр изотопының (дейтронның) пайда болыу реакциясын келтиремиз⁵⁹:



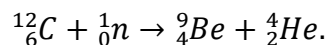
Бул реакция дейтронды еки элементар бөлекше болған протон менен нейтроннан тұрады деп қараудың мүмкин екенлигин көрсетеді. Бул көз-қарас дейтронның өткир ү-нурланыудың тәсирінде кери бағыттағы ыдырау процесстиң орын алатуғынлығы менен тастыйықланады. Бундай процесс ядролық фотоэффект құбылыс деп аталады хәм



Дәслепки ядро дейтронды шығаратуғын реакциялардың да жүрийі мүмкин. Мысалы:



Бир қатар жағдайларда нейтрон пайда болатуғын реакцияларға кери болған реакциялар да бақланады. Мысалы, (2)- бериллийди α -бөлекшелери менен бомбалаудың нәтийжесінде нейтрон пайда болатуғын реакцияға кери болған реакция былайынша жазылады:



Ақырында, ядроның нейтронды тутыу итималлығының нейтронлардың тезлигинен күшли ғәрезликке ийе екенлигин атап өтемиз; нейтронлардың тезлигинің белгили болған мәнисінде тутыу резонанслық характерге ийе болады (405-сүүрет).

Нейтронды тутыудың эффективлик кесими σ ҳаққындағы түсиникти киргиземиз. Мейли, қандай да бир заттың тегис-параллель қатламының майданының бир бирлигине нормаль бағытта ўақыттың бир бирлигинде n_0 дана нейтрон келип түсетуғын болсын.

Биз қарап атырған заттың көлеминің бир бирлигиндегі атомлардың санын N_0 арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда кесе-кесиминің майданы ΔS , ал ұзынлығы dx болған параллелолипедтиң көлемінде (406-сүүрет)

$$N = N_0 \Delta S dx$$

дана атом болады.

Ўақыттың бир бирлигинде қатламның dx қалыңлығындағы атомлар менен соқлығысатуғын хәм ұсы соқлығысыулардың нәтийжесінде тутып алыуға ұшырайтуғын нейтронлардың санын

$$-dn = \sigma n N = \sigma n N_0 \Delta S dx$$

⁵⁹ Дейтрон (дейтон) водородтың массалық саны $A = 2$ ге тең изотопы болған дейтерийдің ядросы болып табылады (Аўдарыушылар).

шамасына тең деп есепләйға болады. Бул теңликте n - ўақыт бирлигинде ΔS бетине келип түсетуғын нейтронлардың саны; егер биз ΔS шамасын майданның бир бирлигине тең деп алсақ, онда $n = n_0$ теңлиги орынлы болады хәм соңғы теңлик мынадай түрге енеди:

$$-dn_0 = \sigma n_0 N_0 dx$$

ямаса

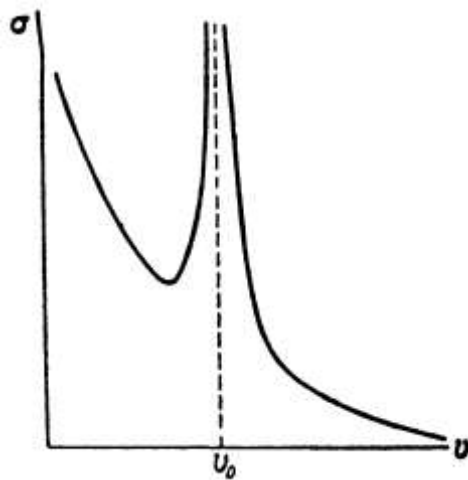
$$\frac{dn_0}{n_0} = -\sigma N_0 dx.$$

Бул теңликти x қалыңлығының шеклеринде интеграллап, мынаған ийе боламыз:

$$\ln n_{0x} = -\sigma N_0 x + C. \quad (4)$$

Соңғы теңликте n_{0x} - қалыңлығы x шамасына тең қатламды тұтыўсыз өткен нейтронлардың саны, C - интеграллаў турақлысы. Бул турақлының шамасы $x = 0$ болған жағдайда $n_{0x} = n_0$ теңлигиниң орынланатуғынлығына байланысly табамыз. Буннан $C = \ln n_0$ мәнисин аламыз.

(4)-теңлик бойынша анықланған тұтыўдың эффективлик кесимлери σ ның шамалары нейтронлардың тезликлерине күшли ғәрезли болып шығады. Хәр қандай затлар ушын бул ғәрезлик хәр қыйлы. 405-сүүретте σ ның v дан дәл ғәрезлиги келтирилген. Базы бир $v = v_0$ мәнисте иймеклик өткир максимумды береді - бундай жағдайда тұтыў резонанслық характерге ийе болады. Киши тезликлер областында σ жуўық түрде $1/v$ ға пропорционал. "Жыллылық" тезликлериндеги нейтронлар ушын тұтыўдың эффективлик кесими σ әдетте 10^{-24} см² шамасына тең. Бирақ, базы бир затлар ушын σ ның мәниси әдеўир үлкен: мысалы, бор ушын $\sigma = 5,4 \cdot 10^{-22}$ см²; кадмий ушын $\sigma = 3 \cdot 10^{-21}$ см².



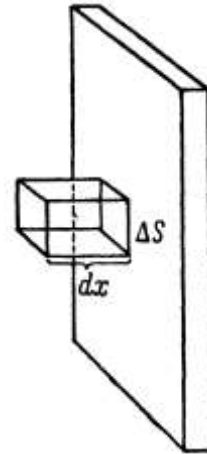
405-сүүрет.

Нейтронлардың резонанслық тұтып алыныўы.

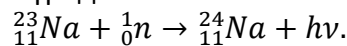
Серпимли шашыраўдың эффективлик кесими әдетте резонанстан тыстағы тұтыўдың эффективлик кесиминен бир тәртипке үлкен⁶⁰. Эффективлик кесимниң бирлиги сыпатында 10^{-24} см² шамасына тең 1 барн қабыл етилген. Мысалы, (α, p) реакциясына қатнасы бойынша азот ядросының эффективлик кесими 1 барнға, ал жоқарыда еслетилип өтилген бор менен кадмийдің "жыллылық" нейтронларын тұтып алыў бойынша эффективлик кесимлери сәйкес $5,4 \cdot 10^2$ хәм $3 \cdot 10^3$ барнға тең.

⁶⁰ Яғный $10^1 = 10$ есе үлкен (Аўдарыўшылар).

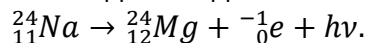
406-сүрет.
Нейтронларды тұтыудың эффективлік
кесімлерін есеплеуға.



§ 377. Жасалма радиоактивтік. Позитронлар. Хәр қыйлы затларды α -бөлекшелері менен бомбалау бойынша тәжірийбелерді өткерген И.Кюри хәм Ф.Жолио-Кюрилер бир қанша жағдайларда α -бөлекшелерінің дерегі алып кетілгеннен соң да бомбаланған заттың нұрланыуға ийе болатуғынлығын тапты. Бұл нұрланыудың интенсивлігінің тәбыйй радиоактив элементлердегидей, экспоненциаллық нызам бойынша хәлсирейтуғынлығы табылды. Буннан *тәбыйй жағдайларда орнықты радиоактив емес изотоплар түрінде ушырасатуғын элементлерді α -бөлекшелері менен бомбалағанда сол элементлердің радиоактив изотоплары пайда болады* деген болжау жүзеге келди. Кейинирек нейтронлардың тәсирінде жүретуғын ядролық айланыстарда да ұсындай радиоактив изотоплардың пайда болатуғынлығы анықланды. Мысалы, натрийдің тәбыйй стабилли изотопы болған ${}^{23}_{11}\text{Na}$ ди бомбалағанда ${}^{24}_{11}\text{Na}$ радиоактив изотопы пайда болады; реакция (n, γ) схемасы бойынша жүреді:

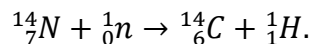


${}^{24}_{11}\text{Na}$ изотопы ярым ыдырау дәуири $\tau = 14,8$ саат болған β -радиоактив изотоп болып табылады. ${}^{24}_{11}\text{Na}$ ядросынан β -бөлекше шыққанда, аұысыу қағыйдасына сәйкес ұсы ${}^{24}_{11}\text{Na}$ ядросына магнийдің ${}^{24}_{12}\text{Mg}$ ядросы пайда болады:

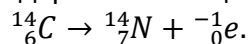


Магнийдің ${}^{24}_{12}\text{Mg}$ изотопы оның стабилли изотопларының қатарына киреди (тәбиятта магний үш изотоп түрінде ушырасады: ${}^{24}_{12}\text{Mg}$, ${}^{25}_{12}\text{Mg}$ хәм ${}^{26}_{12}\text{Mg}$).

Радиоактив изотоплардың пайда болыуына (n, p) типіндегі реакциялар да алып келеді. Мысалы:



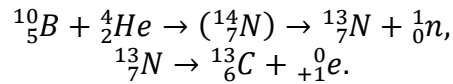
${}^{14}_6\text{C}$ изотопы да ярым ыдырау дәуиринің шамасы 5000 жылдан үлкен β -радиоактивтік қәсийетке ийе. Усы β -ыдыраудың салдарынан азот қайтадан пайда болады:



Соңғы реакция мынадай өзгешелигі бойынша қызықты: азоттың ядросы менен нейтрон дәслепки бөлекшелер болып табылады; реакцияның нәтийжесінде азоттың ядросы қайтадан пайда болды, ал нейтронның орнына протон менен электрон пайда болды. Солай етип, нейтрон протон менен электронға ыдырағандай жағдайға ийе болдық. Усындай реакцияның жүзеге келиуіне қарамастан нейтронды протон менен электроннан тұрады деп есеплеуға болмайды. Барлық процесс бир элементар бөлекшелердің басқаларына *өз-ара айланыу* характерине ийе болады.

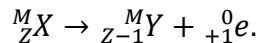
Жасалма радиоактив изотоплар Менделеевтің дәуірлік системасының ақырындағы тәбыйй радиоактив элементлердің арасында белгили болмаған ыдыраудың және бир түрін береді. Атап айтқанда, олар массасы электронның массасына ийе оң зарядланған бөлекшелерді шығара алады; бұл бөлекшелердің заряды сан мәніси бойынша

электронның зарядына тең, тек белгиси бойынша айрылады. Бундай бөлекше *позитрон* атамасына ийе болды. Позитронлардың бар екенлиги биринши рет космослық нурларды үйрениўдин барысында табылды хәм биз оны кейинирек қараймыз. Хәзир болса позитронлық радиоактивликтің пайда болыўына алып келетуғын бир қатар радиоактив реакцияларды көрсетемиз. Буған мысал хызметин (α, n) реакцияларының қатары атқарады. Бордың $^{10}_5B$ изотопын α -бөлекшелер менен бомбалағанда β^+ -радиоактивликке ийе болған азоттың радиоактив изотопы пайда болады. Процесс мынадай схема бойынша жүреді:



Бул аңлатпада ${}^0_{+1}e$ арқалы позитрон белгиленген. Азоттың радиоактив изотопының ярым ыдыраў дәуири 11 мин.

$^{13}_7N$ ядросынан позитронды шығарғанда углеродтың $^{13}_6C$ изотопы, яғный зарядлық саны бирге кем хәм массалық саны тап сондай болған элемент пайда болады (яғный Менделеевтиң дәуирлик системасында бир орын алда тұрған элемент). Әлбетте, β^+ -радиоактивлик пенен байланыслы болған барлық жағдайларда ұсындай аўысыў қағыйдасы орын алады. Сонлықтан, биз позитронлық ыдыраў ушын мынадай улыўмалық схеманы жаза аламыз:



Позитронның ашылыўы бизиң элементар бөлекшелер ҳаққындағы билимлеримизде үлкен орынды ийеледи. Позитронлар ашылмастан бұрын терис хәм оң элементар зарядлары $|e|$ ни алып жүриўшилердиң арасында үлкен айырма бар деп есапланды. Терис $-e$ зарядын алып жүриўшилер жүдә киши массаға ийе болған электронлар болып табылады. Оң элементар заряд $+e$ ни алып жүриўшилер сыпатында тек салыстырмалы аўыр хәм ең әпиўайы атом болған водородтың ядросы болып табылатуғын протон белгили еди (${}^1_1H$). Енди электронға ұқсас болған, тек зарядының белгиси бойынша айрылатуғын позитронлардың бар екенлиги айқын болды. Бирақ, ұсындай жағдайға қарамастан, электронлар менен позитронлардың арасында үлкен айырма бар. Электронлар салыстырмалы аңсат табылатуғын элементар бөлекшелердиң типин береді: барлық атомлардың сыртқы қабықлары электронлардан тұрады, электронлар металларда "еркин" ҳалда жасайды, вакуумлық трубкада электронлардың ағысларын алыўға болады. Позитронлар болса салыстырмалы сийрек ушырасады, ұсының нәтийжесинде олар электронлардан әдеўир кейин ашылды; олар тек космослық нурлар менен байланыслы болған қубылыстарда хәм жасалма түрде алынған стабилли болмаған изотоплардың β^+ -радиоактивлигинде бақланады.

Позитронлардың қәсийетлерин буннан былай үйрениў *электрон-позитрон жубының фотонға айланатуғынлығын хәм керисинше фотоннан электрон-позитрон жубының пайда болатуғынлығын көрсетти*.

Егер, мысалы, азоттың радиоактив $^{13}_7N$ изотопынан шығатуғын позитронлардың ағысын металл пластинкаға қарай бағытласа, онда өткир γ -нурларының шығарылатуғынлығы белгили болды. Бул γ -нурлары позитронлардың металдағы еркин электронлар менен биригиўиниң салдарынан пайда болады. Бундай жағдайда позитронлар менен электронлар жоғалады хәм үлкен энергияға ийе болған фотонларға айланады⁶¹. Андерсон тәрепинен ашылған бул қубылыс шет ел әдебиятында

⁶¹ Төменги энергияларда электрон менен позитронның аннигиляциясы $e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma$ түринде жазылады хәм бундай жағдайда жоқары энергияларға ийе болған еки фотонның пайда болыўы жүзеге келеди. Жоқары энергияларда болса басқа бөлекшелердиң, мысалы, B -мезонлар ямаса W - хәм Z - бозонларының пайда болыўы мүмкин (Аўдарыўшылар).

бөлекшелердің "аннигиляциясы" (жоқ болыуы) атамасына ийе болды. Ұақыйқатында, бұл жағдайда "аннигиляция" процесси материяның жоғалыуын аңғартпайды, ал оның бир түринің (электронлар, позитронлар) екінши түрине (фотонлар) айланыуына алып келинеди ...

Электрон-позитрон жұбының фотонларға айланыуы энергия менен қозғалыс мұғдарының сақланыу ызыамларының орынланыуы менен жүреді. m_0 массасына сәйкес келетуғын энергия m_0c^2 қа тең. Тап ұсындай энергия позитронның массасына да сәйкес келеди. Сонлықтан позитрон-электрон жұбының фотонларға айланыуындағы энергияның сақланыу ызыамы мынадай теңликке алып келеди:

$$W_f = 2m_0c^2 + W_{k1} + W_{k2}. \quad (1)$$

Бұл теңликте W_f - пайда болған фотонлардың энергиясы хәм W_{k1} менен W_{k2} лер электрон менен позитронның соқлығысуға шекемги кинетикалық энергиялары. *Қозғалыс мұғдарының сақланыу ызыамы позитрон-электрон жұбының айланыуында еки фотонның пайда болыуын талап етеди.* Ұақыйқатында да, егер биз позитрон менен электронның массаларының орайына жайластырылған координаталар системасын алатуғын болсақ, онда бұл координаталар системасына салыстырғандағы олардың қозғалыс мұғдарларының қосындысы нолге тең. Демек, пайда болған фотонлардың қозғалыс мұғдарларының қосындысының да нолге тең болыуы керек. Егер қарама-қарсы бағытларда тарқалатуғын бирдей болған еки $h\nu$ фотон пайда болса бұл талап орынланады. Егер электрон менен позитронның кинетикалық энергиялары W_{k1} менен W_{k2} лер киши болса, онда (1)-теңлик бойынша пайда болған еки фотонның хәр биринің энергиясы мынаған тең болады:

$$h\nu = m_0c^2.$$

Мегаэлектронвольтлерде аңғартылған m_0c^2 шамасының мәніси 0,511 МэВ ке тең. Солай етип, электрон-позитрон жұбының айланысында хәр қайсысының минималлық энергиясы 0,511 МэВ ке тең болған еки фотонның пайда болыуы керек. Бұл жуўмақлардың дұрыслығы тәжирийбелерде тастыйықланды. Л.А.Арцимович, А.И.Алиханов хәм А.И.Алиханьянлар позитронлардың дерегин еки есаплағыштың арасына жайластырды. Позитронлардың дереги оннан шыққан барлық позитронларды жутатуғын, бирақ өткір γ -нурларын сезилерликтей иркпейтуғын қалыңлыққа ийе қорғасын қабық пенен қапланған. Бұл қабықтың ишінде позитронлар электронлар менен бириккен хәм бұл фотонлардың пайда болыуына алып келген. Есаплағышлар барлық ўақытта бир бирине сәйкес келетуғын сигналларды регистрациялаған, бұл позитрон-электрон жұбының хәр бир айланыс актында қарама-қарсы тәреплерге қарай тарқалатуғын еки фотонның пайда болатуғынлығының дәлили болып табылады. γ -нурларының өткірлик дәрежесин анықлау, пайда болған фотонлардың ұақыйқатында да шама менен 0,5 МэВ ке тең энергияға ийе екенлигин көрсетти.



407-сүүрет.

Электрон-позитрон жұбының излери.

Белгили дәрежедеги кери процесс те бар. Бұл процесс қандай да бир ядроның майданында фотоннан позитрон-электрон жұбының пайда болатуғынлығынан ибарат. Бұл жағдайда қозғалыс мұғдарының сақланыу ызыамы айланыушы фотонлардың санына хеш

қандай талапты қоймайды: бир фотон позитрон-электрон жұбын пайда етеді. (1)-теңлікке сәйкес, позитрон-электрон жұбына айлана алатуғын фотонның минималлық энергиясы $h\nu = 2m_0c^2 = 1,02$ МэВ шамасына тең. *Фотонның позитрон-электрон жұбына айланыуы тийкарынан айыр ядролардың майданында жүзеге келеді.* Егер айланатуғын фотонның энергиясы 1,02 МэВ тен үлкен болса, онда артықмаш энергия позитрон менен электронның кинетикалық энергиясы үшін жұмсалады. Жуплардың пайда болыуы ThC'' шығарған өткір ү-нурлары менен қорғасынды жақтыландырғанда бақланды. Пайда болған бөлекшелердың фотосүүретлери Вильсон камерасында түсірилди; олар магнит майданының тәсиринде қарама-қарсы тәреплерге қарай аұысады хәм бир ноқаттан шығатуғын бирдей болған еки доғаның түрине ийе болады (407-сүүрет). Бул ү-нурланыуының есабынан позитрон-электрон жұбының пайда болатуғынлығының туұрыдан-туұры тастыйықланыуы болып табылады.

ThC'' шығарған фотонлардың энергиясы 2,6 МэВ. Жоқарыда айтылғанлар бойынша жуптың пайда болыуы үшін шама менен 1 МэВ энергия керек болғанлықтан, қалған 1,6 МэВ энергия пайда болған бөлекшелерге кинетикалық энергия бериу үшін жұмсалады. Хәқыйқатында да, позитрон менен электронның тезликлерин туұрыдан-туұры өлшеулер олардың кинетикалық энергияларының қосындысының 1,6 МэВ ке тең екенлигин көрсетти.

§ 378. Жасалма түрде тезлетілген бөлекшелердің тәсиринде жүретуғын ядролық айланыслар. Усы ўақытларға шекем биз тәбийий радиоактивликтің нәтийжесинде пайда болатуғын α -бөлекшелеринің ямаса α -бөлекшелери менен сәйкес затларды бомбалағанда пайда болатуғын нейтронлардың тәсиринде жүзеге келетуғын ядролық айланысларды қарадық. Солай етип, ақырғы есапта, элементлердің жасалма айланысы тәбийий радиоактивликтің есабынан пайда етилди. Әлбетте мынадай қызығыушылық пайда болады: бөлекшелерди соқлығысқанда ядролық айланысларды пайда ете алатуғындай энергияларға шекем бөлекшелерди жасалма жоллар менен тезлеткенде не болар еди? Оның үшін жүдә жоқары энергиялар талап етилетуғын болғанлықтан (миллионлаған электронвольт), ұсындай энергияларға шекем бөлекшелерди тезлетиудің техникалық ұсыллары әдеуір үлкен қыйыншылықларды пайда етеди.

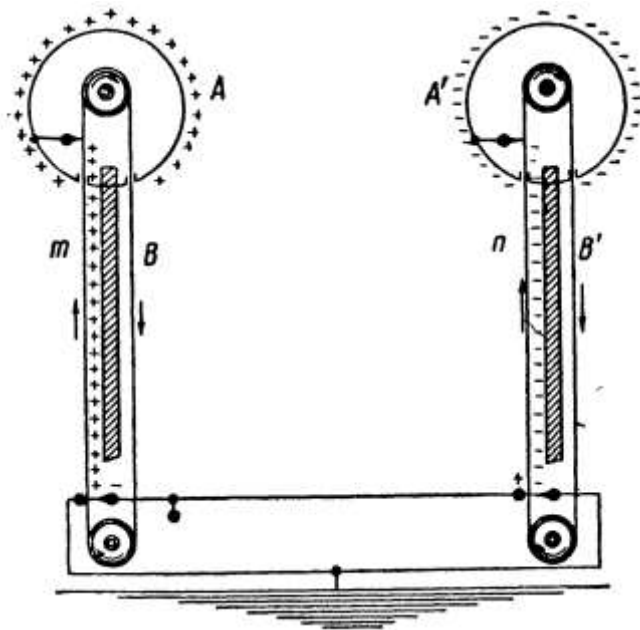
Бөлекшелерди тезлетиудің жасалма ұсыллары бөлеклерге бөлиниуді тек гелийдің ядролары (α -бөлекшелеринің) жәрдемінде ғана емес, ал тез қозғалатуғын протонлар менен дейтронлардың жәрдемінде де жүзеге келтириуге мүмкиншилик береді. Тарийхый жақтан жасалма түрде тезлетілген протонлардың бомбалауында жүргизилген литийдің бөлеклерге бөлиниуі реакциясы биринши реакция болып табылады. Бұндай реакция 1930-жылы Резерфордтың хызметкерлери Кокрофт пенен Уолтон тәрепинен табылады. Олар протонларды (әдеттеги водородтың ядроларын) тезлетиу үшін 600 000 В ке шекемги потенциаллар айырмасын пайда ете алатуғын трансформаторы бар дүзилистен пайдаланды. Хәзирги ўақытлардағы физика бөлекшелерди онлаған хәтте жүзлеген мың электронвольт энергияға шекем тезлете алатуғын бир қатар ұсыллардан пайдаланады⁶².

Усы ұсылларды қараймыз.

⁶² Хәзирги ўақытлардағы зарядланған бөлекшелерге ең үлкен энергия бере алатуғын дүзилис (коллайдер) Үлкен адронлық коллайдер (инглиз тилинде Large Hadron Collider, қысқаша LHC) болып табылады. Ол бир бирине қарама-қарсы бағытта қозғалатуғын протонларды хәм айыр ионларды (қорғасынның ионларын) тезлетиу хәм олардың урылыуының салдарынан пайда болған бөлекшелерди изертлеу үшін арналған. Коллайдер Женева қаласының қасында Швейцария менен Францияның шегарасында жайласқан ЦЕРН де (Ядролық изертлеулердің Европа кеңеси) қурылған Үлкен адронлық коллайдер дүньядағы ең үлкен эксперименталлық дүзилис болып табылады. Оның қурылысы менен онда өткерилген изертлеулерге 100 ден аслам еллердің 10 мыңнан аслам инженерлери хәм алымлары қатнасқан. Үлкен адронлық коллайдер бөлекшелерди 6,5 ТэВ = $6,5 \cdot 10^{12}$ эВ энергияға шекем тезлете алады (Аўдарыушылар).

1. Ван-Граафтың электростатикалық генераторы. Бұл генератордың дүзилиси иши бос өткізіуші шарды оған сырттан зарядларды бериу жолы менен жоқары потенциалға шекем зарядлауға тийкарланған (II том, 133-параграф). Генератордың дүзилисиниң схемасы 408-сүүретте көрсетилген. Бұл сүүретте A менен A' - бийик изоляциялайтуғын B хәм B' колонналарының жоқарысында орналастырылған иши бос металл сфералар. Зарядлар сфераларға еки шексиз айланыушы m хәм n ленталарының жәрдемінде бериледи. Ленталар изоляциялық материалдан соғылған (жипек, резина араластырылған гезлеме) хәм тоқты түүрылайтуғын кенетроны бар трансформатордың жәрдемінде 10—20 кВ ке шекем зарядланады. Бир сфера оң, ал екиншиси терис зарядланады.

Усындай генератор 7 млн вольтке шекемги потенциаллар айырмасын алыуға мүмкиншилик береді.



408-сүүрет.
Ван-Грааф генераторының
дүзилисиниң схемасы.

2. Циклотрон. Биринши рет Лоуренс тәрәпинен 1932-жылы әмелге асырылған бұл әсбаптың идеясы мынадан ибарат: зарядланған бөлекше вакуумда тегис цилиндрдің еки A хәм B ярымларының арасындағы саңлақта пайда етилген электр майданының тәсирінде тезлетиледи (409-а сүүрет). Цилиндрдің ултанына перпендикуляр болған магнит майданы бөлекшениң қозғалыс бағытын өзгертеди хәм бөлекшени цилиндрдің саңлақларының арасында және ушып өтиуге мәжбүрлейди. Усы моментке шекем сәйкес радиотехникалық генератордың жәрдемінде ярым цилиндрлердің екеуінің де зарядларының белгилери өзгертиледи. Сонлықтан саңлақтағы майдан бөлекшени және де тезлетеди. Усының нәтижесінде бөлекше спираль тәризли траектория бойынша қозғалады (409-сүүретте пунктир менен көрсетилген) хәм ярым цилиндрлердің арасындағы саңлақ арқалы хәр өткенде жаңадан тезлениу алады. Егер ярым цилиндрлердің арасында пайда етилген потенциаллар айырмасының шамасы V_0 ге тең, ал бөлекше n рет айланатуғын болса, онда ол ақырғы есепта $V = 2nV_0$ потенциаллар айырмасына сәйкес келетуғындай тезлениуге ийе болады. Солай етип, салыстырмалы үлкен болмаған V_0 потенциаллар айырмасынан пайдаланып хәм бөлекшени көп санлы n айланыуға мәжбүрлеп, бөлекшелерди энергияның жүдә үлкен мәнислерине шекем тезлетиуге болады.

Циклотронды жүзеге келтириудің мүмкиншилиги бөлекшениң спираль тәризли траектория бойынша бир айланыуы ушын кететуғын ўақыт t ның тезликтен ғәрезли емес

екенлигине тийкарланған. Бул цилиндрдің еки ярымындағы зарядлардың белгисин тұрақлы болған $\omega = 2\pi/t$ циклық жийилик пенен өзгертиўге мүмкиншилик береді. Ҳақыйқатында да, егер магнит майданының кернеўлиги H қа тең болса, цилиндрдің бир ярымының ишиндеги бөлекше басып өтетуғын ярым дөңгелектің радиусы R мынаған тең:

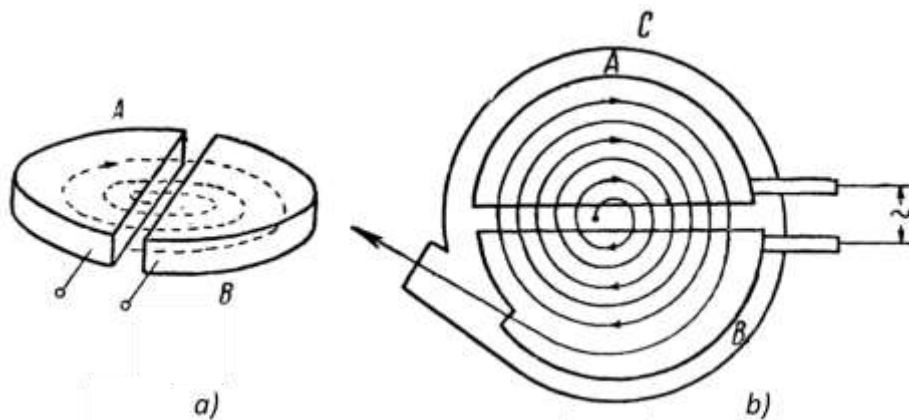
$$R = \frac{cv}{\frac{e}{m}H}$$

Бул теңликте v - бөлекшениң тезлиги (ярым цилиндрлердің бириниң ишиндеги қозғалыс ўақытында тұрақлы), ал $\frac{e}{m}$ - оның зарядының массасына қатнасы. Буннан ярым цилиндрлердің бириндеги қозғалыс ўақыты t ушын

$$t' = \frac{\pi R}{v} = \frac{\pi c}{\frac{e}{m}H}$$

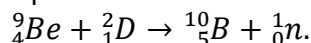
мәнисин, яғный v тезликтен ғәрезсиз болған тұрақлы мәнисти аламыз. Демек $t = 2t'$ ўақыты да тезликтен ғәрезли емес.

409-6 сўүрете циклотронның үстинен қарағандағы схемасы берилген. A хәм B ярым цилиндрлериниң екеўи де C қутысының ишинде жайластырылған хәм бул қутыдан ҳаўа сорып алынған. Қуты электромагниттиң полюсларының арасында жайластырылған. Үлкен циклотронларда электромагниттиң полюсларының диаметри 1,5 м ге жетеди хәм оннан да үлкен болады⁶³. Ионлардың дереги сыпатында циклотронның орайында жанып тұрған хәм ионлардың ушып шығыўы ушын саңлаққа ийе металл дийўаллары бар үлкен болмаған дуга хызмет етеди. Дуга жанып тұрған областқа үзликсиз газ ағады хәм бул газ ионлардың пайда болыўы ушын хызмет етеди. Циклотронның бул областынан басқа бөлиmine өтетуғын газди насослардың жәрдеминде сорып алады.



409-сўүрет. Циклотронның дүзилисиниң схемасы.

Циклотронның жәрдеминде протонларды, дейтронларды хәм гелийдиң ядроларын тезлетиўге болады. Оның жәрдеминде сәйкес элементти бомбалап нейтронларды алыўға болады. Мысалы, бериллийди дейтронлар менен бомбалап мынадай реакцияның жәрдеминде нейтронларды алыў мүмкин:



Усындай ұсыл менен тәбийий радиоактив заттың бир неше килограммының жәрдеминде алынатуғындай шамадағы нейтронлардың ағысын алыўға болады.

Тезлетилетуғын бөлекшелердің массаларының тезликтен ғәрезли екенлигин есапқа алмаўға болатуғын жағдайларда ғана циклотронда бөлекшелерди тезлетиў ушын зәрүрли

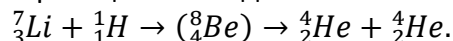
⁶³ 1932-жылы соғылған циклотронның диаметри 69 см ге тең. Ол бөлекшелерди 5 МэВ энергияға шекем тезлете алды (Аўдарыўшылар).

болған (1)-шәртти пайдаланыуға болады. Салыстырмалық теориясына сәйкес үлкен тезликтерде массаның тезликтен ғәрезлиги сезилетуғын жағдайларда (1)-шәрт бузылады хәм бөлекшелерди циклотронда буннан былай тезлетиудің мүмкиншилиги жоғалады. Бул жағдай циклотронда бөлекшеге берилетуғын энергияның шамасын шеклейди. Жеңил бөлекшелер ушын шек ертерек пайда болады, себеби олар үлкен тезликтерге тез жетиседи. Дейтронлар ушын циклотронда жетиу мүмкин болған энергияның шамасы 100 МэВ ке жетеди. Совет физиги В.И.Векслер тәрәпинен бөлекшелерди буннан былай тезлетиудің мүмкиншилиги биринши рет көрсетилди. Оның ушын әстелик пенен (адиабаталық) генератордың жийилигин ямаса магнит майданының кернеулигин өзгертиу керек. Усындай жоллар менен бөлекшелердің тезлетилюін әмелге асыратуғын әсбаптарды *синхротрон* хәм *синхроциклотрон* деп атайды. СССР Илимлер Академиясының ядролық проблемалар лабораториясында бөлекшелерди 680 МэВ энергияға шекем тезлететуғын синхроциклотрон ислеп тұр хәм хәзирги ўақытлары бөлекшелерге 10 млрд эВ энергия берететуғын дүзиліс жүзеге келтирилген.

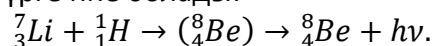
3. Бетатрон. Бул әсбап электронларды тезлетиу ушын хызмет етеди. Массасы киши болғанлықтан электронларды циклотронда жоқары энергияларға шекем тезлетиуге болмайды. Бетатронда электронлардың тезлениуи магнит майданының өзгериуінің нәтийжесинде пайда болған қуйын тәризли электр майданының тәсиринде жүзеге келеди. Бул ұсылдың теориясы совет физиги Я.П.Терлецкий тәрәпинен ислеп шығылды. Бетатронда тезлениудің мүмкиншилиги массаның тезликтен ғәрезлиги менен шекленбейди. Бетатрон электромагниттің полюсларының арасында жайласқан тороидаллық вакуумлық ыдыс болып табылады. Магнит майданының кернеулиги H тың ўақытқа байланыслы өзгерисинде кернеулиги дөңгелек сызықлар болған қуйын тәризли электр майданы пайда болады (II-том, 242-параграф) хәм бул электр майданы электронларды тезлетеди. Магнит майданының өзгериси қысқа ўақыттың ишиндеги (шама менен 10^{-3} сек) оның үлкейиуінен ибарат. Усы ўақыттың ишинде электрон дөңгелек орбита бойлап жүз мыңдай айланыс жасап үлгереді хәм нәтийжеде оның энергиясы 100 МэВ ке жетеди. Усындай тез ушатуғын электронлар қатты нышанаға барып урылғанда өткир γ-нурлары шығады. Бул нурларды ядроларды бөлеклерге бөлиу ушын пайдаланыуға болады.

Жоқарыда көрсетилген бөлекшелерди тезлетиудің ұсыллары жүдә көп санлы ядролық реакцияларды жүзеге келтириуге хәм хәр қыйлы элементлердің ұсындай реакцияларда алынған изотопларының қәсийетлерин үйрениуге мүмкиншилик берди.

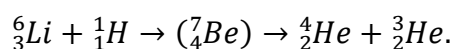
Мысал сыпатында, литийди үлкен тезликтеги протонлар менен бомбалағанда жүретуғын реакцияны қараймыз. Тәбийий литий еки ${}^7_3\text{Li}$ хәм ${}^6_3\text{Li}$ изотопларынан тұрады. ${}^7_3\text{Li}$ ни бомбалағанда мынадай реакция алынады:



Көринип тұрғанындай, ақырғы есапта гелийдің еки ядросы (α-бөлекше) пайда болады. Бирақ, ${}^8_4\text{Be}$ ядросы барлық ўақытта еки α-бөлекшеге ыдырамайды. Айырым жағдайларда ол энергиясы 17,2 МэВ болған γ-фотонды шығарыу менен орнықты халға өтеди. Бундай жағдайда реакция мынадай түрге ийе болады:

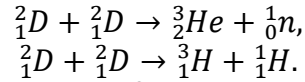


Екинши изотоп ${}^6_3\text{Li}$ тез қозғалатуғын протонлар менен бомбалағанда мынадай реакцияға алып келеди:

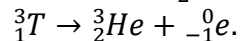


Демек, бул жағдайда да гелийдің еки ядросы пайда болады. Бирақ, олардың биреуінің атомлық салмағы әдеттегидей 4 ке, ал, екиншисинің атомлық салмағы 3 ке тең. Усындай ұсылдың жәрдемінде гелийдің стабилли болған жеңил изотопы ${}^3_2\text{He}$ ашылды. Бирақ, жер шарында тәбийий шараятларда бул изотоп жүдә аз муғдарда ушырасады: ол әдеттеги атмосфералық гелийге шама менен 0,0001 % муғдарда араласқан.

Тез ушатуғын дейтронлар ҳәр қыйлы ядролық реакцияларды жүзеге келтиреді. Бул реакциялар жийи түрде (d, p) ямаса (d, n) типінде, яғный протонның ямаса нейтронның пайда болыуы менен жүреді. Соның менен бирге реакциялардың еки типі де бир элементти бомбалаудың нәтижесінде жүзеге келиуі мүмкин. Мысал сыпатында дейтронларды дейтронлар менен бомбалағанда пайда болатуғын реакцияларды келтиремиз; бул реакциялар төмендеги схемалардың бирейі бойынша жүреді:



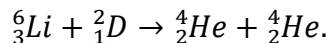
Биринши жағдайда гелийдың жеңил ${}^3_2He$ изотопы қайтадан алынады. Ал екинши реакцияда болса атомлық салмағы 3 ке тең водородтың аұыр изотопы ${}^3_1H$ пайда болады; водородтың бул изотопы *тритий* (${}^3_1T$) атамасына ийе болды. Тритий радиоактив, ол β бөлешесин (электрон) шығарады хәм гелийдың ${}^3_2He$ изотопына айланады:



Тритийдың ярым ыдырау дәуириниң шамасы 12 жылдың этирапында; оның массасының дәл мәніси 3,01700 шамасына тең.

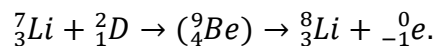
${}^2_1D + {}^2_1D \rightarrow {}^3_2He + {}^1_0n$ реакциясы нейтронларды алыу үшін пайдаланылады.

Литийдың жеңил изотопы ${}^6_3Li$ ны дейтронлар менен бомбалағанда еки α -бөлешке пайда болады:

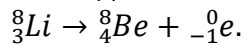


Бул реакцияда жүдә үлкен болған 22,7 МэВ энергия бөлинип шығады.

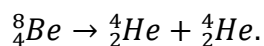
Дейтронлар менен литийдың ${}^7_3Li$ изотопын бомбалағанда литийдың радиоактив изотопы пайда болады:



Литий ${}^8_3Li$ радиоактив қәсийетке ийе хәм оның ярым ыдырау ұақытының шамасы дым киши, 0,88 сек қа тең; оның ыдырауы мынадай схема бойынша жүреді:

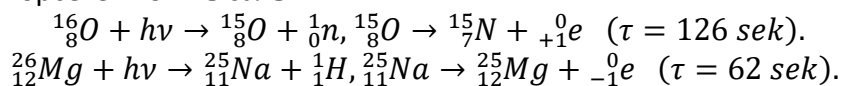


${}^8_4Be$ изотопы да орнықты емес хәм жүдә қысқа ұақыттың ишинде ($\sim 10^{-21}$ сек) еки α -бөлешкеге ыдырайды:



Солай етип, ${}^8_3Li$ ни дейтронлар менен бомбалағанда ядролық айланыслардың көп дизбеги жүзеге келеді екен.

Бетатронлардың жәрдемінде алынуатын өткир γ -нурлар пайда ететуғын реакцияларда тоқтаймыз. Биз жоқарыда (376-параграфта) γ -фотонларының тәсирінде дейтронлардың протонлар менен нейтронларға ыдырауына алып келетуғын "ядролық фотоэффекттиң" орын алатуғынлығын көрсеткен едик. Және де бир неше ядролық фотоэффектти көрсетемиз. Мысалы:



Биринши жағдайда фотон ядродан нейтронды, ал екинши жағдайда протонды ушырып шығарады; еки жағдайда да жасау дәуири киши болған стабилли емес ядролар пайда болады.

Жасалма түрде жүретуғын ядролық айланыслардың жәрдемінде сол ұақытларға шекем Менделеевтиң дәуирлик системасында болмаған элементлерди алыудың сәти түсти. Олар қатар саны $Z = 43, 61, 85$ хәм 87 болған элементлер болып табылады. Олардың үшеуиниң бар екенлиги Менделеев тәрөпинен экамарганец, экаиод, экацезий элементлери сыпатында болжап айтылған еди (350-параграфқа қараңыз). Олардың барлығы орнықты емес радиоактив изотоплар түрінде алынды. Атомлық салмағы 99 ға тең $Z = 43$ элементиниң изотопы ең орнықты болып шықты (технеций). Оның ярым ыдырау ұақыты $4,7 \cdot 10^5$ жыл. Қатар саны $Z = 61$ болған элемент сийрек жер

элементлериниң қатарына киреди (прометий). Жасалма түрде $Z > 92$ трансурани элементлери де алынды. Олар ҳаққында төменде гәп етиледі (381-параграф).

Ең соңғы ўақытлары (1955-жылы) жоқары энергияға ийе протонлар менен мыс нышананы бомбалағанда массасы протонның массасына 5 % ке шекемги дәлликте сәйкес келетуғын терис зарядланған бөлекшелердиң пайда болатуғынлығын көрсетиўдиң сәти түсти. Бул бөлекшелер *антипротонлар* болып табылады. Олар протонлар менен симметриялы, бирақ терис зарядқа ийе.

Усы параграфтың ақырында *изомерлик өтиў* деп аталатуғын ядролық айланыслардың және бир типинде иркилемиз. Жасалма түрде алынған изотопларда ұсындай айланыслардың болатуғынлығы И.В.Курчатов хәм Л.И.Русиновлар тәрепинен болжап айтылды. Нейтронлар менен бомбалағанда пайда болатуғын бромның жасалма радиоактивлигинде бромның $^{80}_{35}\text{Br}$ изотопының $\tau = 18$ минут хәм 4 сааттан үлкенирек болған еки түрли ярым ыдыраў дәўирине ийе болатуғынлығы анықланды. Бул жағдай $^{80}_{35}\text{Br}$ изотопының хәр қыйлы болған еки ("изомерлик") халларда тура алатуғынлығы менен түсиндириледі. Олардың бириншиси орнықты емес; ұсындай халда турған $^{80}_{35}\text{Br}$ изотопы β -радиоактивлик қәсиейетке ийе болады хәм $\tau = 18$ мин дәўир менен ыдырайды. Екинши хал метастабилли. Бул халда $^{80}_{35}\text{Br}$ изотопы ыдырамайды. Бирақ, метастабиллик халдағы жасаў ўақыты шекленген хәм шама менен 4,4 саатка тең. Метастабилли халдан орнықты емес халға өткенде $^{80}_{35}\text{Br}$ изотопы және β -радиоактивликке ийе болады хәм $^{80}_{36}\text{Kr}$ изотопына айланады.

Жасалма түрде алынған радиоактив изотоплар ис жүзинде хәр қыйлы мақсетлер ушын пайдаланылады. Олардың бир қаншасы тәбийий препаратлардың орына медицинада қолланылады. Соңғы ўақытлары химияда хәм айрықша биологияда "нышана атомлар" ұсылы пайдаланыла баслады. Бул ұсыл радиоактив тәсири бойынша стабилли емес изотоплардың оғада аз муғдарын анықлаўға мүмкиншилик береді. Мысалы, егер топыраққа радиоактив $^{45}_{20}\text{Ca}$ изотопыын қосса, онда олардың кейин өсимликтің қандай бөлимлерине (жапырақлар, мийўелер) тарқалатуғынлығын табыўға болады.

§ 379. Ядролық моментлер. Электроны тек заряд пенен массаға ийе болып қоймай, шамасы Бор магнетоны болған $\mu_0 = \frac{\hbar}{2c} \cdot \frac{e}{m}$ шамасына тең магнит моментине де ийе болады. Улыўма айтқанда ядролар да механикалық хәм магнит моментлерине ийе болады. Электронның магнит моменти атомның энергия қәддилериниң бир неше қәддилерге бөлиниўине алып келеді. Бул жағдай, өз гезегинде, спектраллық сызықлардың дублетлик, триплетлик ҳ.т.б. қурылысының пайда болыўын тәмийинлейди (348-параграф). Ядроның магнит моменти де атомның электронлық қабықларының энергия қәддилериниң бир неше қәддилерге ажыралыўын болдырады. Бирақ, бундай жағдайдағы қәддилерге ажыралыў электронның магнит моментиниң тәсириндеги ажыралыўға салыстырғанда әдеўир киши. Энергия қәддилериниң бул қосымша ажыраўлары спектраллық сызықлардың *аса жуқа структурасының* пайда болыўына алып келеді.

1928-жылы А.Н.Теренин менен Л.Н.Добрецов натрийдиң $3s^2S_{1/2} - 3p^2P_J$ сары дублетиниң қураўшыларының хәр қайсысының өз гезегинде бир бирине жүдә жақын жайласқан еки сызықтан туратуғынлығын тапты. Сызықлардың бул структурасы соншама тар болғанлықтан, оны жүдә жоқары ажырата алыў күшине ийе спектраллық әсбаплардың жәрдемінде хәм кеңеймеген, кескин сызықларға ийе болған жақтылықтың арнаўлы дереклерин пайдаланғанда ғана бақлаўға болады. Егер атом ядросы $P_I = \hbar\sqrt{I(I+1)}$ шамасына тең (I арқалы ядроның қәсиейетин тәрийиплейтуғын квант саны) механикалық моментке хәм μ_I магнит моментине ийе деп есапланған жағдайда спектраллық сызықлардың аса жуқа структурасын түсиндириўге болады. Аса жуқа структураны таллаў I квант санын анықлаўға мүмкиншилик береді. Хәр қыйлы ядролар ушын I квант саны 0, $\frac{1}{2}$,

1, $3/2$ х.т.б. мәніслерге ийе болады; мысалы, натрийдің ($^{23}_{11}\text{Na}$) ядросы үшін $I = 3/2$, кальцийдің ядросы ($^{40}_{20}\text{Ca}$) үшін $I = 0$. $I = 0$ болған жағдайда сызықтардың аса жұқа структурасы орын алмайды. Ядролардың магнит моментлерінің шамасы Бор магнетонының шама менен $\frac{1}{1000}$ бөлегін құрайды. Бірақ, спектроскопиялық мағлыұматлар бойынша ядролардың магнит моменттерін анықлау ядроның электронлық қабық пенен тәсірлесіу энергиясының дәл мәнісін есаплауды талап ететұғынлығына байланысты әдейі үлкен қыйыншылықтарды пайда етеді.

Ядролардың магнит моменттері μ_I ди анықлаудың туұрыдан-туұры ұсылы магнит майданындағы атомлық дәстелердің бұрылыұына тийкарланған. Бундай тәжірийбени Штерн хәм Герлах тәрепинен атомның электронлық қабығының магнит моментін анықлау бойынша өткерген тәжірийбесіндей етип өткеріуе болады (II том, 201-параграф). Усындай ұсылдың жәрдемінде Штерн хәм оның хызметкерлері протонның магнит моментін анықлады. Олар водородтың молекулалық ($^1_1\text{H}_2$) дәстесінің бир теклі емес магнит майданындағы аұысыұын изертледі. Водород молекуласы хәр қыйлы болған еки халда тура алады: компенсацияланған ядролық моментлерге ийе хал (*параводород*) хәм бир бирине параллель болған ядролық моментлерге ийе хал (*ортоводород*). Ортоводород дәстесінің бир теклі емес магнит майданындағы ажыралыұын бақлап, Штерн хәм оның хызметкерлері ^1_1H ядросының, яғный протонның магнит моментін анықлады. Олардың өлшеулерінің нәтийжеси күтілмеген жағдайды берді. Протонның магнит моментін электронның магнит моментін анықлайтуұын формула бойынша есаплауға болады деп болжау тәбійий. Тек бул жағдайда электронның массасын протонның массасы менен алмастыру керек. Протонның массасы электронның массасынан 1836 есе үлкен болғанлықтан, протонның магнит momenti Бор магнетоны μ_0 менен $\frac{1}{1836}$ шамасының көбеймесіне тең болыу керек. $\mu_y = \frac{1}{1836}\mu_0$ формуласының жәрдемінде анықланатуұын бул шаманы "ядролық магнетон" деп те атады. Бірақ, өлшеулер протонның магнит моментінің μ_y ядролық магнетоннан 2,8 есе үлкен екенлігін көрсетті, Хәзіргі ұақытлардағы дәл өлшеулер бойынша протонның магнит momenti $\mu_p = 2,7896\mu_y$ шамасына тең екенлігін көрсетті.

Соңғы ұақытлары ядролық моментлердің көп саны айрықша болған "радиоспектроскопиялық" ұсыл менен анықланды. Бул ұсыл радиожиіліклер областына киретуұын электромагнит толқынларының тәсірінде бөлекшениң магнит моментінің өзгерісіне тийкарланған. $J = 0$ халындағы атомды көз алдымызға келтиремиз. Бундай халда оның электронлық қабығының магнит momenti нолге тең хәм толық момент ядролық момент μ_I ге сәйкес келеді. Кернеулігі H қа тең болған сыртқы магнит майданында бундай атом қосымша

$$\Delta W = \frac{M_I}{I} \mu_I H$$

энергиясына ийе болады (346-параграфта келтірілген есаплауға қараңыз). Бул теңлікте M_I - сыртқы магнит майданы H тың бағытына салыстырғанда ядролық моменттің бағытын анықлайтуұын хәм $M_I = \pm I, \pm(I-1), \dots$ мәніслеріне ийе болатуұын квант саны. Сайлап алыу қағыйдасы бойынша $\Delta M_I = \pm 1$ теңлігіне сәйкес магнит моментінің секирмелі өзгеріслерінің жүзеге келіуі мүмкін. Сыртқы магнит майданындағы ұсындай "қайтадан ориентациялануларда" энергияның сан мәнісі бойынша

$$\delta(\Delta W) = \frac{\mu_I}{I} H \quad (1)$$

шамасына тең өзгеріслері орын алады.

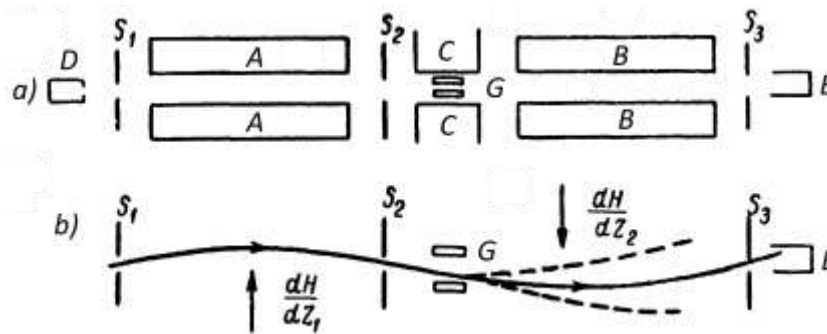
Атомның бағытын өзгертіу үшін оған сырттан $\delta(\Delta W)$ шамасына тең энергияны беріу керек. Энергияның бул порциясының жиілігі

$$\nu = \frac{\delta(\Delta W)}{h}$$

шамасына тең болған нұрланыуды жұтыудың нәтижесінде берилиуі мүмкін. Бұл теңлікке $\delta(\Delta W)$ шамасының (1)-теңлік бойынша мәнісін қойып, мынаны аламыз:

$$\nu = \frac{\mu_I H}{I h}. \quad (2)$$

$H \cong 1000$ э болған жағдайда ν жийилигі үшін 10^6 - 10^7 Гц, яғнай жийиликтің әдеттегі радиотолқынларға сәйкес келетуғын мәнісін аламыз. Ядролық магнит моментлерін анықлаудың "радиоспектроскопиялық" ұсылы ядролық моментлерді анықлаудың тийкарында іслеп шығылған. Атомлардың қайтадан бағытланыуына сәйкес келетуғын ν жийилигін анықлап, (2)-теңлік бойынша μ_I шамасының мәнісін анықлауға болады.



410-сұрет. Радиоспектроскопиялық ұсыл менен ядролық моментлерді анықлау үшін арналған дүзилистің схемасы.

Қайтадан ориентацияланыу фактын анықлау үшін схема түрінде 410-а сұретте көрсетілген дүзилистен пайдаланады. Ишинен хаўасы сорып алынған ұзын металл трубаның ишинде атомлық ямаса молекулалық дәсте алынады. Дәсте D қыздырғышында сәйкес материалдың пұланыуының нәтижесінде алынады; дәсте S_1 хәм S_2 саңлақларының жәрдеминде шекленеди хәм дәстениң интенсивлигин регистрациялайтуғын E қабыллағышына келип түседі. Еки A хәм B магнитлери дәстелерді аўыстыратуғын бир текли емес магнит майданын пайда етеді. Бұл магнитлердің майданларының градиентлери қарама-қарсы бағытланған. Сонлықтан бұл майданларда дәсте қарама-қарсы бағытларда аўысады. Еки майданның градиентлеринің мәніслерін сәйкес түрде сайлап алғанда B магнити пайда еткен майданның беретуғын аўысыуы A магнити пайда еткен майданның беретуғын аўысыуын компенсациялайды хәм дәсте қайтадан E қабыллағышына келип түседі. 410-б сұретте ұсындай дәстениң траекториясы тұтас сызық пенен көрсетілген. A хәм B магнитлеринің арасында кернеулиги H қа тең болған бир текли магнит майданын пайда ететуғын үшінши C магнити жайластырылған. Бұл магниттің бағыты A хәм B магнитлери пайда еткен магнит майданларының бағытына сәйкес келеді. Турақлы магнит майданы дәстени аўыстырмайтуғын болғанлықтан, үшінши магниттің болыуы дәстениң траекториясын өзгертпейді. Егер бөлекшелердің магнит моментлеринің бағытлары барлық ўақытта өзгермей қалатуғын жағдайда ғана бұл жағдайлардың барлығы да орынланады. Егер H майданының шеклерінде бөлекшениң ориентациясы өзгеретуғын болса, онда B магнити пайда еткен аўысыудың шамасы өзгереді. Нәтижеде жолдың бойында ориентациясын өзгерткен бөлекше E қабыллағышына келип түспейді (бундай бөлекшелердің траекториялары 410-б сұретте пунктир сызықлар менен көрсетілген). Бөлекшелердің қайтадан ориентацияланыуы C магниттің полюсларының арасында жоқары жийиликли өзгермели тоқ өтип тұрған G мыс илгегинің жәрдеминде пайда етилетуғын өзгермели электромагнит толқынларының тәсиринде жүзеге келеді.

Тәжирийбе мынаған алып келинеді: дәстениң E қабыллағышына келип жетиуі тоқтайтуғын ν жийилиги сайлап алынады. Жийиликтің бұл мәніси (2)-формула бойынша ядролық моментті есаплауға мүмкиншилик береді. XXXI кестеде базы бир ядролар үшін I менен μ_I/μ_y қатнасының мәніслери берілген.

XXXI кестеден көринип тұрғандай, базы бир ядролар үшін μ_I/μ_y қатнасының мәніси терис; бұл ұсындай ядролардың магнит моментлеринің олардың P_I механикалық моментлерине қарама-қарсы екенлигин аңғартады. Ең үлкен магнит моментине индий

ийе. Оның ядросының қасындағы магнит моменти μ_y ядролық магнетон μ_y дан 5,5 есе үлкен екенлигин көрсетеді. XXXI кестеде нейтрон үшін I менен μ_I/μ_y шамаларының мәніслери де келтирилген. Олар магнитленген темірдеги нейтронлардың шашырауының олардың магнит моментинің бағытынан ғәрезли екенлигине тийкарланған тәжірийбениң жәрдемінде алынған. Нейтронның магнит моментинің ориентировкасының өзгериси жоқары тәрийипленген дүзилісте өткерилген радиоспектроскопиялық тәжірийбелердің жәрдемінде анықланады. Нейтронда (нейтраль болған бөлекшеде) магнит моментинің бар болыуы факты элементар бөлекшелердің тәбиятын айқынластырыуда үлкен қызығыушылықтарды пайда етеді.

XXXI кесте.

Ядролық моментлер			
Z	Элемент	I	μ_I/μ_y
0	нейтрон	$\frac{1}{2}$	-1,9103
1	^1H	$\frac{1}{2}$	+2,7896
1	^2D	1	+0,8565
2	^4He	0	-
3	^6Li	1	-0,8213
3	^7Li	$\frac{3}{2}$	+3,2532
7	^{14}N	1	+0,403
8	^{16}O	0	-
11	^{23}Na	$\frac{3}{2}$	+2,215
19	^{39}K	$\frac{3}{2}$	+1,136
19	^{40}K	4	-1,290
49	^{113}In	$\frac{9}{2}$	+5,49

§ 380. Атом ядроларының құрылысы. Дәслепки ўақытлары атом ядроларын протонлар менен электронлардан турады деп есаплады. Ядрода электронлардың болыуы β -радиоактивликтің болыуы менен жеткиликли дәрежеде тиккелей тастыйықланатуғындай болып көринди. Усының менен бирге зарядлық саны Z ге, массалық саны M ге тең болған ядроны протонлар (N_p) менен электронлардың (N_e) мынадай санынан турады деп есаплады:

$$N_p = M, N_e = M - Z. \quad (1)$$

Бирақ, бұл гипотеза ядролық моментлердің бақлаўларда алынатуғын мәніслерин түсиндирийге қаратылған тырысыўларда жүдә үлкен қыйыншылықтарға жолықты. Бұл қыйыншылықтар биринши рет азоттың $^{14}_7N$ ядросының қәсийетлерин таллағанда пайда болады. Бұл ядро $I = 1$ квант саны менен тәрийипленеди ҳәм Бор магнетоны μ_0 дің шама менен $\frac{1}{4500}$ дей үлесине тең магнит моментине ийе. Усының менен бирге, (1)-теңлик бойынша $^{14}_7N$ ядросы 14 протоннан ҳәм 7 электроннан тұрыуы керек. Электронлардың тақ санында (жети) олардың меншикли магнит моментлери μ_0 лер бир бирин толық компенсациялай алмайды Солай етип, азоттың ядросының магнит моменти Бордың бир магнетонына жақын мәніске ийе болыуы керек, ал ҳақыйқатында оннан әдеўир киши. Азоттың ядросы үшін $I = 1$ теңлигинің орын алатуғынлығының себебин түсиндирийдің де сәти түспейди. Азоттың ядросының құрамына киретуғын бөлекшелердің (протонлар менен электронлардың) саны $14 + 7 = 21$, яғный бұл шама да тақ сан. Протон менен электронның меншикли спинлик моментлери $\frac{1}{2}$ ге тең квант санлары менен тәрийипленеди ҳәм олар бир бирине салыстырғанда параллель ямаса антипараллель болыуы мүмкин. Буннан ядроның спинлик моментинің ярым пүтин санға тең болған I

квантлық саны менен тәрийиплениуі керек ($1/2$ тақ санының алгебралық қосындысы). Бұл жүймақ бақланған $I = 1$ мәнісіне қайшы келеді. Кейинирек теориялық жүймақлар менен тәжірийбелерде алынған мағлыұматлардың арасындағы тап ұсындай сәйкес келмеушілік дейтрон (${}^2_1D$) ұшын да табылды. Тәжірийбелерде алынған мағлыұматлар бойынша дейтронда $I = 1$ хәм оның магнит моменти Бор магнетонының шама менен $\frac{1}{2000}$ үлесіне ғана тең. (1)-схема бойынша дейтронның еки протоннан хәм бир электроннан тұрыуы керек. Буннан дейтрон ұшын I диң $1/2$ ге ямаса $3/2$ ге тең болыуының, ал магнит моментиниң бир Бор магнетонына жақын болыуының керек екенлиги келип шығады.

Нейтронлар ашылғаннан кейин басқа көз-қарас пайда болды. Биринши рет совет физиги Д. Д. Иваненко *ядролар тек протонлар менен нейтронлардан турады* деп болжады. Ядроның құрамлық бөлекшелери сыяқлы, бұл бөлекшелер *нуклонлар* атамасына ийе болды. Ядролардың нуклонлардан тұратуғынлығын хәққындағы гипотеза хәзирги ұақытлары бәрше тәрөпинен қабыл етилген гипотеза болып табылады. Бұл гипотезаның көз-қарасы бойынша β -ыдырау екинши құбылыс болып табылады. Нейтронлардың биреуі протон, электрон хәм нейтриноға айланады.

Зарядлық саны Z ке хәм массалық саны M ге тең болған ядро мынадай сандағы протонлардан (N_p) хәм нейтронлардан (N_n) турады:

$$N_p = Z, N_n = M - Z. \quad (2)$$

Ядроның құрамына киретуғын бөлекшелердиң (нуклонлардың) улыұмалық саны массалық сан M ге тең. Жеңил элементлердиң ядроларындағы нейтронлардың саны протонлардың санына тең. Мысалы ${}^4_2\text{He}$ ядросы еки протоннан хәм еки нейтроннан, ${}^{12}_6\text{C}$ ядросы алты нейтроннан хәм алты протоннын турады х.т.б. Орта хәм аұыр элементлердиң ядроларында нейтронлардың саны протонлардың санынан көп. Мысалы, ${}^{238}_{92}\text{U}$ уран ядросында 92 протон хәм 146 нейтрон бар.

Жоқарыда келтирилген ядролардың протонлар менен нейтронлардан тұратуғынлығы хәққындағы гипотеза ядролық моментлердиң мәнісин түсиндириуде пайда болған қыйыншылықларды сапластырады. Дейтронды қараймыз. (2)-схема бойынша дейтрон протон менен нейтроннан турады. Дейтрон ұшын $I = 1$ теңлигиниң орынланатуғынлығы протон менен нейтронның спинлик моментлериниң бир бирине параллель екенлигин көрсетеді. Бундай жағдайда, тәжірийбелерде алынған нәтийжелерге сәйкес

$$I = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 1$$

мәнісин аламыз.

Егер дейтронның магнит моменти протон менен нейтронның магнит моментиниң алгебралық қосындысына тең деп болжасақ (XXXI кестеге қараңыз), онда

$$\mu_D = \mu_p + \mu_n = 2,7896\mu_y - 1,9103\mu_y = +0,8793\mu_y$$

шамасын аламыз. μ_D ның бұл мәніси бақлауларда алынған $\mu_D = 0,8565\mu_y$ мәнісіне жақын. Нәтийжелердиң бир бирине дәл сәйкес келмеуі дейтронның протон менен нейтроннан тұратуғын статикалық система емес екенлиги менен байланысly.

Тап ұсындай жоллар менен азоттың ${}^{14}_7\text{N}$ ядросына тийисли болған қыйыншылықлардың да сапластырылатуғынлығын аңсат көриуге болады.

(2)-схема протон менен нейтронның белгили болған массалары бойынша қәлеген ядроның массасының дефектин есаплауға мүмкиншилик береді. Сәйкес M_p , M_n хәм M_A арқалы биз қарап атырған ядроның массаларын белгилеймиз. Бундай жағдайда хәқыйқый масса дефекти ΔM ұшын

$$\Delta M = ZM_p + (M - Z)M_n - M_A \quad (3)$$

формуласына ийе боламыз.

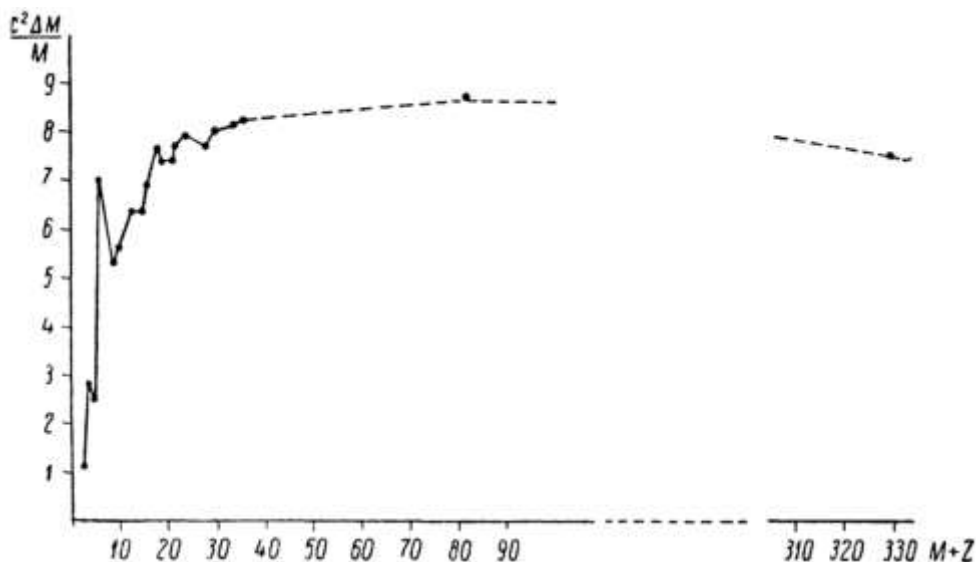
368-параграфта айтылғанларға байланысты $W = c^2\Delta M$ шамасы берілген ядроға киретуғын барлық бөлекшелердің байланыс энергиясын береді. $c^2\Delta M/M$ шамасы бір бөлекшеге сәйкес келетуғын байланыс энергиясына тең. XXXII кестеде бір қатар ядролар үшін мегаэлектронвольттерде аңғартылған толық байланыс энергиясы $c^2\Delta M$ ниң, бір бөлекшеге сәйкес келетуғын байланыс энергиясы $c^2\Delta M/M$ ниң шамалары келтирилген⁶⁴.

XXXII кесте

Атом ядролары үшін байланыс энергиялары

Ядро	$c^2\Delta M$	$c^2\Delta M/M$	Ядро	$c^2\Delta M$	$c^2\Delta M/M$
${}^2_1D$	2,18	1,09	${}^{14}_7N$	104,10	7,44
${}^3_1T$	8,33	2,78	${}^{15}_7N$	114,85	7,66
${}^3_2He$	7,60	2,53	${}^{16}_8O$	126,96	7,94
${}^4_2He$	28,21	7,03	${}^{19}_9F$	146,95	7,73
${}^6_3Li$	31,81	5,30	${}^{20}_{10}Ne$	159,85	7,99
${}^7_3Li$	38,96	5,57	${}^{23}_{11}Na$	186,44	8,11
${}^9_4Be$	57,80	6,42	${}^{24}_{12}Mg$	197,52	8,23
${}^{10}_5B$	64,29	6,43	${}^{56}_{26}Fe$	476,08	8,68
${}^{11}_5B$	75,71	6,88	${}^{64}_{30}Zn -$ ${}^{120}_{50}Sn$	} -	~8,6
${}^{12}_6C$	91,66	7,64			
${}^{13}_6C$	96,54	7,43	${}^{238}_{92}U$	1780	7,5

411-сүйретте график түрінде хәр қыйлы ядролар үшін бір бөлекшеге сәйкес келетуғын байланыс энергиясы болған $c^2\Delta M/M$ шамасының атомлық салмақтан ($A = M + Z$) ғәрезлиги көрсетилген. *Орташа атомлық салмаққа ийе болған барлық ядролар үшін бір бөлекшеге сәйкес келетуғын байланыс энергиясының мәниси шама менен бирдей хәм 8,6 МэВ ке тең.*



411-сүйрет. Ядролардағы бір бөлекшеге сәйкес келетуғын байланыс энергиясы.

Бір бөлекшеге сәйкес келетуғын байланыс энергиясының барлық ядролар (ең жеңіл ядролардан басқа) үшін бирдей болатуғынлығы факты мынадай әхмийетли жуўмаққа

⁶⁴ Хәзирги ўақытлары бір бөлекшеге сәйкес келетуғын байланыс энергиясы болған $c^2\Delta M/M$ шамасын салыстырмалы байланыс энергиясы деп атайды (Аўдарыўшылар).

алып келеді: ядродағы қар бір бөлекше тек ең жақын қоңсылары менен ғана тәсірлеседі. Егер қар бір бөлекше қалған барлық бөлекшелер менен тәсірлесетуғын болғанда, онда ядроның толық байланыс энергиясы ядродағы бөлекшелердің санының, яғнай M ниң квадратлық функциясы болған болар еді. Жақыйқатында, толық байланыс энергиясы жуық түрде M ниң биринши дәрежесине пропорционал түрде өседі.

Буннан кейин тәжірийбелер ядролардың радиусы R диң бөлекшелердің саны M ниң кублық коренине пропорционал екенлигин көрсетти:

$$R = r_0 \sqrt[3]{M}. \quad (4)$$

Бул теңликте тұрақлы сан болған $r_0 = 1,5 \cdot 10^{-13}$ см. Бул барлық ядролардағы бөлекшелердің бирдей тығызлық пенен "жайласқанлығын" аңғартады. Келтирилген фактлердің тийкарында Бор, Я.И.Френкель хам және де бир қатар физиклер менен ислеп шығылған ядроның "тамшы" модели пайда болды. Бул модель бойынша сұйықтықтың тамшысы молекулалардан тұратуғынлығы сыяқлы, ядро элементар бөлекшелерден (нуклонлардан) тұрады.

Тамшы модели ядроның байланыс энергиясын есаплауға мүмкиншилик береді. Ядроның байланыс энергиясының бөлекшелердің саны M нен жуық түрдеги пропорционаллығына сәйкес, байланыс энергиясы W ушын жазылған формулада $-aM$ ағзасының тұрыуы керек, бул ағзадағы a - тұрақлы сан (минус белгиси бөлекшелердің арасындағы тартылысқа сәйкес келеді). Бул аңлатпаға ең орнықты ядролардағы протонлардың санының нейтронлардың санына тең болатуғынлығына, яғнай $M = 2Z$ болған жағдайға сәйкес келетуғын ағзаны қосыу керек. Бул ағзаны $+b \frac{(2Z-M)^2}{M}$ түрінде жазыуға болады. Көрсетилген еки энергияны есапқа алып, олардың қосындысы ушын мынадай аңлатпаны аламыз:

$$W = -aM + b \frac{(2Z - M)^2}{M}. \quad (5)$$

Усының менен бирге тамшы модели ядроларда сұйық тамшылардағы бет керими күшлериниң энергиясына сәйкес келетуғын "бетлик" энергияның бар екенлигин көрсетеді. Әлбетте, бул бетлик W_{bet} энергияның шамасы ядроның бетиниң майданына пропорционал:

$$W_{bet} = \sigma \cdot 4\pi R^2. \quad (6)$$

Бул теңликте σ - тұрақлы. Ядродан бөлекшени тартып алыу энергиясының мәнисин билип σ ның сан мәнисин бағалауға болады. Оның ушын $\sigma \cong 10^{20}$ эрг/см² мәниси алынады. (6)-аңлатпадағы ядроның радиусының орнына оның (4) бойынша мәнисин қойып

$$W_{bet} = 4\pi\sigma r_0^2 R^{2/3} \quad (6a)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Ең ақырында, протонлардың кулонлық ийтерисиуи менен байланыслы болған W_k энергиясын есапқа алыу керек. Бул энергияның шамасын есаплауға болады хам ол

$$W_k = \frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0} Z^2 M^{-1/3} \quad (7)$$

аңлатпасының жәрдемінде анықланады. (5)-, (6-а) хам (7)-аңлатпаларды пайдаланып, ядроның толық байланыс энергиясын табамыз:

$$W = -aM + b \frac{(2Z - M)^2}{M} + 4\pi\sigma r_0^2 R^{2/3} + \frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0} Z^2 M^{-1/3}. \quad (8)$$

a хам b коэффициентлериниң мәнислери белгисиз болып қалады. Егер олардың мәнислерин базы бир ядролар ушын тапса, онда (8)-формула басқа ядролар ушын эмпирикалық мағлыұматлар менен жақсы сәйкес келетуғын W ның мәнислерин береді (XXXII кестеде байланыс энергияларының сан мәнислери келтирилген, сонлықтан олар W ден белгиси бойынша айрылады.

Тамшы модели ядро тәрепинен тез қозғалатуғын бөлекшени тұтып алыу процесси менен жасалма айланысларда орын алатуғын ядроның буннан кейинги ыдырауын былайынша қарауға мүмкиншилик береді. Ядродағы барлық бөлекшелердің бир бирине тығыз жайласуына байланыслы ядроға келип киретуғын бөлекшениң кинетикалық

энергиясы ядроның барлық бөлекшелерінің арасында бірдей болып тарқалады. Ядро қозған қалға өтеді және бұл қалды сұйықтықтың тамшысының қызығы менен салыстырыға болады. Л. Д. Ландаудың көрсетуінше, ядроның "температурасы" және оның ядроға кирип келген бөлекшелінің энергиясының есабынан жоқарылағы қаққында гәп етиуге болады. 10 МэВ шамасындағы қоздырығы энергиясында бұл "температураның" мәнісі $\sim 10^{11}$ К ға тең болып шығады. Қозған ядродан бөлекшелінің ушып шығығын "пуыланығы" деп қарағыға болады. Флуктуациялардың нәтижесінде ядроға бөлекшелердің бири ядроның "қызған" бөлекшесінің орташа энергиядан әдеуір үлкен болған энергияға ийе болығы мүмкін және бұл жағдайда ол бет керими күшлерін жеңіп, ядродан "пуыланады".

Ядроны мәлим дәрежеде тек сұйық тамшы менен ғана емес, ал қатты дене - кристалл менен салыстырыға болады. Кристалда бөлекше үшін энергия зонасын пайда ететугын энергия қаддилерінің үзликли қатарының бар екенлиги мәлим (II том, 163-сұйрет). Сонлықтан ядроға да көп санлы энергия қаддилери пайда болады. Қоздырығыдың киши энергияларында қаддилер бир биринен үлкен қашықтықларда жайласады, қоздырығы энергиясы үлкейгенде олар бир бирине жақын жайласа баслайды және шама менен 15 МэВ шамасында руқсат етилген энергиялық қаллардың үзликсиз областын пайда етеді. Қаддилердің тарқалығының усындай характери тәжирийбелерде алынған мағлыұматлар менен тастыйықланады. Төменги қаддилер ү-нұрлары шығарылғанда (373-параграф), ал бар бири менен жүдә тығыз жасласқан жоқары қаддилер нейтронлардың тұтылығында бақланады.

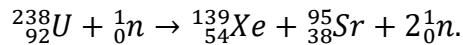
Ядролардың протонлар менен нейтронлардан тұратуғынлығы ядроға кулонлық өз-ара тәсирлесіғы күшлерінің тұтқан орнының үлкен емес екенлигин көрсетеді. Тек протонлар ғана Кулон күши менен тәсирлеседі. Кулон күшлери ийтерилис күшлери болып табылады. Сонлықтан усындай күшлердің тәсирінде ядроның ыдырағы керек. Бөлекшелерді ядроның ишінде услап тұратуғын күшлери нейтронлар менен протонлардың арасындағы тартысығы күшлери болып табылады. Бұндай күшлердің шамасы қашықтыққа байланыссы тез кемейеді және сонлықтан олар тийкарынан ядролардың ишінде көринеді.

Протонлар менен нейтронлардың арасындағы тәсир ететугын күшлердің характерін есапқа алып ядроның тамшы моделине салыстырғанда толығырақ моделин дөретиуге мүмкіншилик береді. "Қабықтық" атамасына ийе болған бұндай модель М.Майер және басқа да физиклер тәрепинен раўажландырылды. Бұл моделде ядроны пайда ететугын бөлекшелер белгили болған қабықларда жайласады. Бұл жағдай ядролардың қасийетлеріндеги дәуирликти анықлайды. Бөлекшелердің толық саны 2, 8, 20, 50, 82 және 126 болған ядролар айрықша қасийетлерге ийе болады. Бирақ, ядроның ишінде тәсир ететугын күшлердің тәбияты елеге шекем анық емес болып келмекте. Сонлықтан ядроның теориясы усы ўақытларға шекем басланғыш қалда болып келмекте және бұннан кейинги раўажланығыды талап етеді.

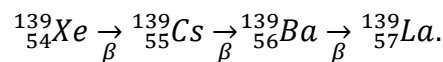
§ 381. Ядролардың бөлиниғы. Шынжырлы реакцияның алынығы. Ядроның бөлиниғы биринши рет уранда табылды; бөлиниғы процесси ядроның еркин қалында да (спонтан бөлиниғы), нейтронлардың тәсирінде де жүриғы мүмкін. Спонтан бөлиниғы совет физиклери К. А. Петржак және Г. Н. Флёров тәрепинен $^{238}_{92}\text{U}$ ядросында табылды. Усындай бөлиниғыде уранның ядросы еки сыныққа бөлинеді. Олар Менделеевтің дәуирлик системасының орта бөлиmine тийисли элементлердің ядролары болып табылады. Уранның спонтан бөлиниғы жүдә әстелик пенен өтеді; уран ядроларының жасының орташа шамасы 10^{16} жылға тең.

Нейтронлардың тәсиріндеги уран ядроларының бөлиниғы 1936—1937 жыллары Ган, Лиза Мейтнер және Штрасманлар тәрепинен *трансуран элементлерін*, яғный $Z > 92$ болған элементлерді жасалма жоллар менен алығы мақсетінде өткерилген жұмыстардың

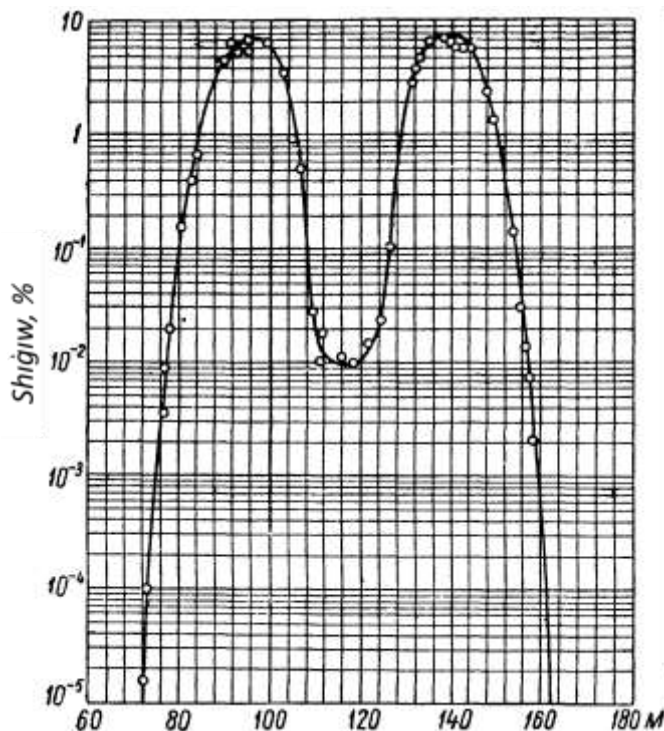
нәтижесінде табылды. Бұл изертлеушілер уранды нейтронлар менен бомбалап жасалма радиоактивликтің пайда болғанлығын анықлады. Бирақ, бұл радиоактивликтің алып жүріушілеринің не екенлигин бир мәнісли анықлаудың сәти түспеди. Буннан кейин өткерилген көп санлы тәжірибелер $^{238}_{92}\text{U}$ изотопының өзине әсте қозғалатұғын бир нейтронды қосып алыуының нәтижесінде бөлиниўине алып келди. Уран $^{238}_{92}\text{U}$ еки сыныққа бөлинеди екен. Бұл сынықлар орташа атомлық салмаққа ийе болған еки элементтің ядролары болып табылады; усының менен бирге бөлиниўде бирден үшке шекемги еркин нейтронлар пайда болады. Бөлиниў сынықлардың хәр қыйлы жупларының пайда болыуы менен жүреді. Мысалы ретінде бөлиниўдің мынадай процессин келтиремиз:



Пайда болған $^{139}_{54}\text{Xe}$ хәм $^{95}_{38}\text{Sr}$ ядролары нейтронлардың жүдә көп атрықмашлығы менен тәрийипленеди ($^{136}_{54}\text{Xe}$ менен $^{88}_{38}\text{Sr}$ ксенон менен стронцийдің ең аўыр стабилли изотоплары болып табылады), сонлықтан олар орнықлы емес хәм избе-из өтетұғын бир қатар β -ыдыраўларға ушырайды. Мысалы, $^{139}_{54}\text{Xe}$ мынадай β -ыдыраўларының дизбегине алып келеди:



Бұл дизбек лантанның стабилли болған $^{139}_{57}\text{La}$ изотопы менен питеди.



412-сүүрет.

Уранның бөлиниўінде хәр қыйлы сынықлардың пайда болыуының итималлығы.

412-сүүретте уран $^{235}_{92}\text{U}$ тиң шығыўын (процентлердеги) беретұғын иймеклик келтирилген. Иймеклик $M = 118$ шамасында жайласқан минимумға қарата симметриялы. Буннан бирдей массаға ийе болған сынықларғы бөлиниўдің итималлығының M массалары хәр қыйлы болған сынықларға бөлиниўдің итималлығынан үлкен болатұғынлығы келип шығады. Массалары жүдә хәр қыйлы болған сынықларға бөлиниў (160 тан үлкен хәм 76 дан киши) жүзеге келмейди.

Уран $^{235}_{92}\text{U}$ дың бөлиниўи жүдә үлкен энергияның, атап айтқанда 150 МэВ шамасына тең энергияның бөлинип шығыуы менен жүреді.

Бөлинийде ажыралып шығатуғын энергияның шамасын 380-параграфтағы (8)-формуланьң жәрдемінде бақалаўға болады. Бөлиний процесси мынадан ибарат: келип түскен нейтронның тәсирінде қозған ҳалға өткен тамшы-ядро шама менен бирдей өлшемлерге ийе болған еки тамшыға бөлинеди. Аўыр ядролар ҳәм орташа массаларға ийе болған ядролар ушын бөлекшелердиң арасындағы байланыс энергиясының шамасы дерлик бирдей болғанлықтан, дәслепки ядро менен еки жаңа ядролардың энергияларындағы айырма 380-параграфтағы (8)-формуланьң тек еки соңғы ағзасы менен байланыслы. Олардың бириншиси ядроньң бетиниң майданына пропорционал болған бетлик энергияны береді. Ядролар теңдей еки бөлекке бөлинеди деп болжайық. R арқалы дәслепки ядроньң радиусын, ал R_1 арқалы пайда болған ядролардың радиусын белгилейик. Бөлинийде көлемниң сақланыў шәрти мынаны береді:

$$\frac{4}{3}\pi R^3 = 2 \cdot \frac{4}{3}\pi R_1^3.$$

Буннан R_1 ушын мынадай аңлатпаны аламыз:

$$R_1 = \frac{R}{2^{1/3}}.$$

Бетлик энергияның өзгериси 380-параграфтағы (6)-формула бойынша мынаған тең болады:

$$\Delta W_{bet} = \sigma \cdot 4\pi R^2 - \sigma \cdot 4\pi R_1^2 = \sigma \cdot 4\pi R^2 \left(1 - 2^{-2/3}\right) \cong -0,26\sigma \cdot 4\pi R^2.$$

Бетлик энергия тамшының еки тамшыға бөлинийндеги тамшы-ядроньң бетиниң үлкейиўиниң салдарынан жүзеге келди.

Екинши ағза ядродағы бөлекшелердиң арасындағы кулонлық тәсирлесийдиң энергиясының өзгериси менен байланыслы. Бул энергия ядроньң радиусы ҳәм зарядлық сан қатнасуғын $\frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R}$ формуласының жәрдемінде анықланатуғын болғанлықтан, онда ядро бөлингенде оның шамасы мынадай шамаға киширейеди:

$$\Delta W_k = \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R} \left(1 - 4^{-1/3}\right) \cong 0,37 \cdot \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R}.$$

Бөлинийдеги энергияның толық өзгериси (ажыралып шығатуғын энергияны оң деп есаплаймыз) мынаған тең:

$$\Delta W \cong -0,26\sigma \cdot 4\pi R^2 + 0,37 \cdot \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R}.$$

Ядроньң бетлик энергиясының өзгериси менен бөлекшелердиң кулонлық өз-ара тәсирлесийиниң энергиясының өзгерисиниң шамаларына байланыслы энергияның бул өзгерисиниң мәнисиниң терис те, оң да болыўы мүмкин. Жеңил ядролар ушын бетлик энергияның өзгериси үлкен орынды ийелейди, сонлықтан бундай ядроны бөлий ушын энергияны жумсаў керек болады. Аўыр ядролар ушын (үлкен Z лер) бөлекшелердиң арасындағы кулонлық өз-ара тәсирлесий үлкен орынды ийелейди; бундай ядролардың бөлинийи энергияның бөлинип шығыўы менен биргеликте жүреді. Сәйкес есаплаўлар, энергияның бөлинип шығыўы менен жүретуғын реакциялардың Z зарядлық саны шама менен 90 болған ядролардан басланатуғынлығын көрсетеди.

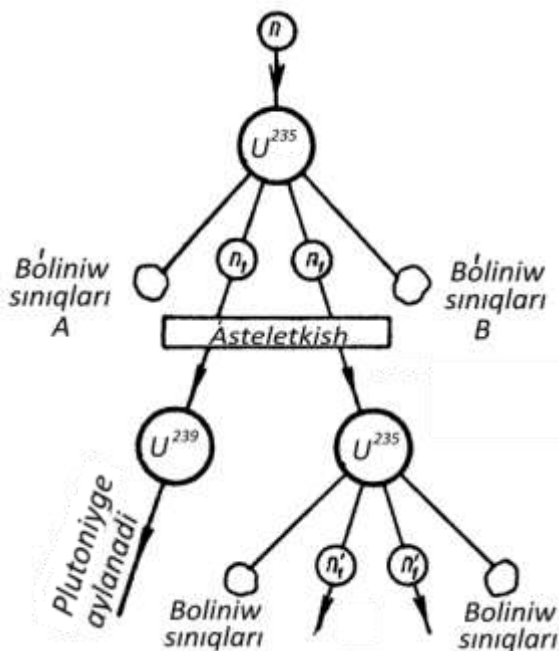
${}^{235}_{92}\text{U}$ ядроларының бөлиний процесси шынжырлы реакция (яғный өсетуғын) түрінде жүре алады. Мәселе соннан ибарат, бир ${}^{235}_{92}\text{U}$ ядросы бөлингенде сынықлар менен бирге екиден үшке шекемги нейтрон пайда болады. Бул нейтронлар буннан кейин еки үш ${}^{235}_{92}\text{U}$ ядроларының бөлинийин жүзеге келтирийи мүмкин. Реакция күшейеди ҳәм белгили болған шараятларда партланыў реакциясына айлана алады.

Еки жағдайға байланыслы бундай реакцияны ис жүзинде әмелге асырыў жүдә қыйын. Олардың бириншиси тәбийий уранның ${}^{238}_{92}\text{U}$ ҳәм ${}^{235}_{92}\text{U}$ изотопларының араласпасынан туратуғынлығы менен байланыслы. Олардың бири болған ${}^{238}_{92}\text{U}$ (99% мұғдарында қатнасуғын) бөлиний процессине алып келмей, нейтронлардың көпшилигин тутарды.

Екинши жағдай ${}^{235}_{92}\text{U}$ изотопының бөлинийиниң тийкарынан әстелик пенен қозғалатуғын "жыллылық" нейтронлары деп аталатуғын нейтронлардың тәсирінде жүретуғынлығына байланыслы. Ал, бөлиний процессінде алынатуғын нейтронлар болса

тез қозғалатуғын нейтронлар болып табылады. Бұл тез қозғалатуғын нейтронлардың бір бөлімі бір бөлек уранның шеклерінен ұшып кетіуі, ал екінші бөлімінің $^{238}_{92}\text{U}$ ядролары менен тұтып алыныуы мүмкін (бұндай жағдайда $^{239}_{92}\text{U}$ изотопы пайда болады). Солай етип, алынған нейтронлардың тек бір бөлімі ғана $^{235}_{92}\text{U}$ изотопының жаңа бөлініуі актерине алып келеди; бұл нейтронлардың санының аз болыуы хәм соның салдарынан реакцияның тоқтауы мүмкін. Реакцияның жүриуін тәмийинлеп тұрыу үшін тәбийий уранды $^{235}_{92}\text{U}$ изотопы менен байытыу ямаса нейтронларды жасалма түрде әстелетиу керек.

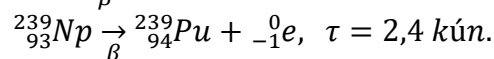
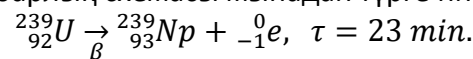
Нейтронларды әстелетиу ұсылы уран қазанлары деп аталатуғын дүзилисlerde (реакторларда) үзликсиз жүретуғын ядролық реакцияны жүзеге келтириуге мүмкиншилик берди. Нейтронларды әстелетиу қандай да бір затта (мысалы, графитте) әмелге асырылады. Бұндай затта нейтронлар тийкарынан сарпимли соқлыгысыуларға ұшырайды. Қазанда болып өтетуғын процесстиң схемасы 413-сүүретте келтирилген. Қазанда n нейтрон $^{235}_{92}\text{U}$ ядросы менен биригип, оның A хәм B сынықларына бөлиниуін болдырады хәм еки ямаса үш тез ұшатуғын нейтронларды пайда етеди. Бұл нейтронлар әстелеткиш арқалы өткенде олардың бір бөлімі $^{238}_{92}\text{U}$ тәрепинен жұтылады. Бұл $^{239}_{92}\text{U}$ изотопының пайда болыуына алып келеди. Ал әстеленген нейтронлардың бір бөлімі $^{235}_{92}\text{U}$ ядроларының бөлиниуін хәм жаңа нейтронлардың пайда болыуын х.т.б. болдырады. Қазандағы реакцияның стационар түрде өтиуі мүмкін. Бұндай жағдайда энергияның үлкен мұғдары бөлинип шығады. Қазанның дүзилисиниң схемасы 382-параграфта келтирилген.



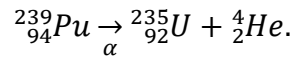
413-сүүрет.

Уран қазанының хәрекет етиуиниң схемасы.

Уран қазанында болып өтетуғын процесслерди изертлеу жаңа трансурани элементлериниң ашылыуына алып келди. $^{239}_{92}\text{U}$ изотопы β -радиоактивлик қасийетке ийе болады екен хәм оның ярым ыдырау ұақыты $\tau = 23$ мин қа тең. $^{239}_{92}\text{U}$ изотопының β -ыдырауының нәтийжесинде зарядлық номери $Z = 93$, массалық саны $M = 239$ болған элемент пайда болады; бұл элемент *нептуний* атамасына ийе болды. Нептуний де β -радиоактивли хәм ол зарядлық номери 94 ке тең болған жаңа элементтиң пайда болыуына алып келеди. Айланыудың барлық схемасы мынадай түрге ийе:



Плутоний 24000 жылға тең үлкен ярым ыдырау дәуіріне иіе хәм ол α -радиоактивлик қасиетке иіе. Оның α -радиоактивлигиниң нәтижесинде ${}^{235}_{92}\text{U}$ изотопы пайда болады:



Плутоний нейтронлардың тәсиринде бөлиниўге қәбилетли, бул оны шынжырлы (партланыўшы) реакцияларды алыў ушын пайдаланыўға мүмкиншилик береді.

Хәзирги ўақытлары *Np* хәм *Pu* ден басқа және жети трансуран элементи белгили. Олар америций (*Am*, $Z = 95$), ол сегиз изотопқа иіе, олардың ишиндеги ең орнықлысы ярым ыдырау дәуіри 760 жыл болған ${}^{243}_{95}\text{Am}$ болып табылады;

кюри (*Cm*, $Z = 96$), жети изотопқа иіе, олардың ең орнықлысы ярым ыдырау ўақыты 20 000 жыл болған ${}^{245}_{96}\text{Cm}$;

үш изотопқа иіе беркли (*Bk*, $Z = 97$);

сегиз изотопқа иіе калифорний (*Cf*, $Z = 98$), олардың ишиндеги ең орнықлысы ${}^{249}_{98}\text{Cf}$ ушын ярым ыдырау ўақыты 500 жыл;

эйнштейний (*E*, $Z = 99$) төрт изотопқа иіе;

үш изотопы бар фермий (*Fm*, $Z = 100$);

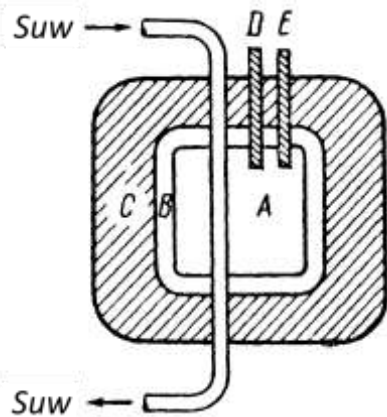
менделевий (*Mv*, $Z = 101$). Барлық трансуран элементлер радиоактивлик қасиетке иіе хәм массалық саны $4n + 1$ формуласы (n - пүтин сан) менен аңлатылатуғын радиоактивли семействоға киреди.

§ 382. Ядролық энергетика. Буннан алдыңғы параграфларда тәбийий радиоактивли реакцияларда хәм жасалма түрде жүзеге келтирилген ядролық реакцияларда реакцияланатуғын заттың массасының хәр бир бирлигинен энергияның оғада үлкен муғдарының бөлинип шығатуғынлығы айтылды. Бирақ, ядроның ишиндеги энергияны пайдаланыўдың перспективалары көп ўақытлар даўамында түсиниксиз болып келди. Тәбийий-радиоактив элементлердиң ишинен тек уранды әдеўир үлкен муғдарда алыўға болады. Бирақ, уранның тәбийий радиоактивлигиндеги бөлинип шығатуғын қуўат соншама аз болғанлықтан, ол әмелий жақтан хеш қызығыўды пайда етпейди. Жасалма радиоактивлик болса стабилли изотоплардың атомларын тез қозғалатуғын бөлекшелер менен бомбалаўдың есабынан ғана алынады. Тәжирийбелер бундай жағдайда бөлекшелердиң басым көп санының серпимли соқлығысыўларда энергияларын жоғалтатуғынлығын көрсетти (мысалы, Резерфорд тәжирийбесиндеги α -бөлекшелери). Олардың тек үлкен болмаған бөлими ғана ядролар менен олардың бөлеклерге бөлинетуғындай дәрежеде тығыз соқлығысады. Сонлықтан, бөлеклерге бөлиниўдиң айырым алынған акты ғана энергиядағы утыўды беретугын болса да, бөлеклерге бөлиниўдеги алынатуғын энергияның шамасы дәслепки бөлекшелердиң энергияларынан әдеўир киши.

Ядроның ишиндеги энергияны әмелде пайдаланыў ҳаққындағы мәселениң шешими ядролардың бөлиниўи ашылғаннан хәм шынжырлы реакцияны алыўдың усылы табылғаннан кейин анықланды. Үзликсиз өтетуғын хәм регулировкаланатуғын ядролық реакция ядролық қазанларда (реакторларда) алынады. Қазанларда тәбийий уран ямаса ${}^{235}\text{U}$ менен байытылған уран пайдаланылады. Шынжырлы ядролық реакцияның жүриўиниң зәрүрли болған шәрти қазандағы уранның жеткиликли муғдарының болыўынан ибарат. Ядролық реакцияда пайда болатуғын нейтронлар уранның бети арқалы сыртқы шыға алады хәм, усыған сәйкес, шынжырлы реакцияның раўажланыўынан сыртқы шығып қала алады. Усындай нейтронлардың санының үлкен болмаўы ушын уранның бетиниң шамасының оның көлеминен киши болыўы тийис. Оның ушын қазандағы уранның массасының жеткиликли дәрежеде үлкен хәм базы бир критикалық массада үлкен болыўы керек. Екинши тәрептен, реакцияның жүдә үлкен тезлик пенен жүрмеўи ушын нейтронлардың санын, олардың дым көбейип кетпеўи ушын ретлестириў зәрүр. Бул

артықмаш жыллылық нейтронларының бор ямаса кадмий сыяқлы элементлердің жәрдемінде жутылыуын пайдаланыу арқалы әмелге асырылады.

Ядролық қазанның дүзилисинің схемасы 414-сүўретте келтирилген. Бұл сүўретте *A* арқалы уранның хәм әстелеткиштиң (әдетте графиттиң) блоклары жайластырылған кеңислик, *B* арқалы реакция жүретуғын областтан шығатуғын нейтронлардың бир бөлимин кейин қарай қайтаратуғын шағылыстырғыш, *C* арқалы қоршаған орталықты ядролық реакцияда пайда болатуғын нурланыўдың тәсиринен қорғайтуғын қатлам, *D* хәм *E* арқалы *A* көлемине киргизиў реакцияны әстелететуғын бор менен кадмийден соғылған стерженлер белгиленген. Ядролық реакцияның қуўаты белгили болған шектен жоқарылаған жағдайда стерженлерди киргизиў автомат түрде әмелге асырылады. Уран блокларын салқынлатыу үшін суў өткериледи.



414-сүўрет.

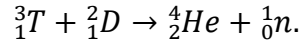
Ядролық қазынның схемасы.

Биринши совет қазынында тәбийий уран пайдаланылды; әстелеткиш хызметин графит атқарды. Өлшеўлар тәбийий уранды пайдаланғанда хәр бир жыллылық нейтронына жаңадан пайда болған 1,337 нейтронның сәйкес келетуғынлығын көрсетти. Нейтронлар сынаның усындай үлкен болмаған артықмашлығы үзликсиз өтетуғын ядролық реакцияның алыныуын жүдә қыйын мәселеге айландырды. Биринши совет қазанына 45 тонна уран салғанда ғана ислей баслады. Хәзирги ўақытлары әдеўир жетилистирилген қазанлар соғылған.

Ядролық реакциялардың жүриўиниң нәтийжесинде қазанда көп муғдардағы жыллылық бөлинип шығады. Бұл жыллылықты техникалық мақсетлерде пайдаланыўға болады. Ядролық реакцияларда бөлинип шығатуғын энергияда ислейтуғын дүньядағы биринши электростанцияның ("атом электр станциясы") Советлер Союзында қурылғанлығы белгили. Бұл электр станциясында ^{235}U менен 5 процентке шекем байытылған уранда ислейтуғын қазан пайдаланылады (тәбийий урандағы ^{235}U изотопының муғдары 0,7 %). Қазанның жәрдемінде суў пұы жоқары температураларға шекем қыздырылады, бұл пұй турбогенераторды хәрекетке келтиреді. Хәзирги ўақытлары СССР да қуўаты үлкен болған басқа атомлық электр станциялары, атомлық двигателдің жәрдемінде қозғалысқа келтирилгетуғын атом муз жарғышы қурылмақта.

Ядролық реакциялар атом бомбасында пайдаланылады. Атом бомбасының конструкциясының жүдә қысқа ўақыттың ишинде массалары критикалық массадан киши болған уран ямаса плутонийден туратуғын блокларды массасы критикалық массадан үлкен болған бир массаға қосыўда әмелге асыратуғындай болыуы керек. Нәтийжеде партланыў характерине ийе болған ядролық реакция жүзеге келеди. Водород бомбасы деп аталатуғын бомбада жеңил ядролардың аўырырақ болған ядроларға биригиў реакциясы болып табылатуғын термоядролық реакция пайдаланылады. Бундай реакция жүдә көп муғдардағы жыллылықтың бөлинип шығыуы менен жүреді. Себеби, жеңил ядролардағы

бир бөлекшеге сәйкес келетуғын байланыс энергиясының шамасы орта элементлердеги бир бөлекшеге сәйкес келетуғын байланыс энергиясына салыстырғанда киши. Термоядролық реакция тек ядролардың кинетикалық энергиялары олардың соқлығысыуында жүдә киши аралықларға шекем жақынласыуы үшін жеткиликли болған жүдә жоқары температураларда өте алады. Водород бомбасында дейтерий менен тритийдің биригиу реакциясы пайдаланылады:



Реакцияның жүзеге келиуі үшін зәрүрли болған жоқары температура шама менен миллион градус температураны бере алатуғын уран ямаса плутон бомбасынан соғылған "жамның" (ямаса "пилтениң") жәрдемінде алынады.

Хәзирги ўақытлары парахатшылық шараятларындағы энергиялық мақсетлер үшін пайдаланыу мүмкин болған регулировкаланатуғын термоядролық реакцияны алыуға қаратылған кең көлемдеги жұмыслар алып барылмақта.

§ 383. Космослық нурлар. Космослық нурлар дүньялық кеңисликтен жердің атмосферасына келип түсетуғын хәм көп санлы ядролық айланысларды жүзеге келтиретуғын оғада үлкен энергияларға ийе болған бөлекшелердің ағысы болып табылады. Соңғы ўақытлары оғада көп санлы жұмыслар космослық нурларды үйрениуға бағышланған болса да, олардың келип шығыуы менен тәбиятының көп тәреплери анық емес болып келмекте. Сонлықтан бизлер космослық нурларға қысқа түрде иркилип өтемиз.

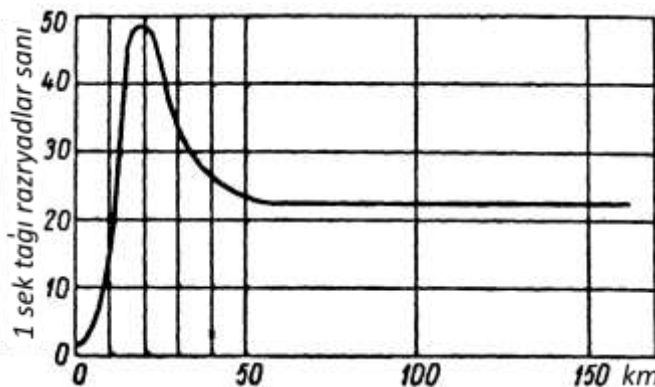
1901-жылдың өзінде атмосферадағы ҳаўаның барлық ўақытта аз-кем ионласқан екенлиги табылды. Егер ҳаўаның порциясын қалың қорғасын дийўаллары бар ыдысқа салса, онда ионласыу әдеўир кемейеди екен. Бирақ, бундай жағдайда да ионизация аз дәрежеде болса да сақланады. Жоқарыда көрсетилген бақлаўлардың тийкарында жердің қабығында базы бир муғдарда турақлы түрде болатуғын тәбийий радиоактив элементлер тәрепинен шығарылғын ү-нурлардың тәсирінде пайда болады деген болжаў айтылды. Егер бул гипотеза дурыс болғанда ҳаўаның ионизациясы бийикликке байланыслы кемейген болар еди. 1910-жылы ҳаўа шарының жәрдемінде көтерилиўде орынланған өлшеўлер бул жуўмақты тастыйықламады. Ионизацияның шамасы биринши 1000 м бийикликке көтерилгенде кемейген хәм буннан кейин үлкейген. 5000 м бийикликтеги ионласыу болса жердің бетіндеги ионласыудан үш есе үлкен болған. Буннан кейин 35 км ге шекем көтериле алатуғын шар-зондларда орнатылған өзлери жазатуғын электроскоплар ионласыудың шама менен 20 км бийикликке шекем үлкейетуғынлығын хәм оннан кейин дерлик турақлы қаталуғынлығын көрсетти. Буннан ҳаўаның ионласыуының жердің атмосферасына дүньялық кеңисликтен келетуғын нурланыудың тәсирінде болады деген болжаў пайда болды. Бул нурланыу *космослық нурлар* атамасына ийе болды.

Космослық нурлардың өтиўшилиқ қәбилетлигин өлшеў үшін Миллиken хәм совет физиги Л. Б. Мысовский, ал оннан кейин бир қатар изертлеўшилер тәрепинен сўўлары радиоактив элементлерге ийе болмаған таў көллерине электроскопларды батырыу менен тәжирийбелер өткерилген. Ионизация 1000 метрлик тереңликте де бақланған. Бул космослық нурлардың жүдә жоқары болған өтиўшилиқ қәбилетликке ийе болатуғынлығын көрсетеди. Ионизацияның интенсивлиги электроскоптың үстиндеги сўў қатламының қалыңлығына пропорционал кемейеди екен; бул жағдай космослық нурлардың атмосфераның жоқарғы қатламларынан төменги қатламларына қарай бағытланғанлығын көрсетеди.

Кейинирек (1947-жылы) космослық нурларды изертлеў 160 км бийикликке шекем көтерилген ракетаға орнатылған автомат түрде ислеитуғын әсбаплардың жәрдемінде өткерилди. 415-сўўретте 160 км ге шекемги бийикликлердеги есаплағыштың разрядларының саны бойынша өткерилген иймеклик берилген (371-параграф). Көринип

турғанындай, иймеклик 20 км бийикликке шекем тик түрде жоқарылайды хәм буннан кейин бираз төменлейди. Ал, 50 км бийикликтен баслап абсцисса көшерине параллель жүреди. Әлбетте, 50 км бийикликтеги хәм оннан жоқарыда жайласқан есаплағышлардың разрядының турақлы интенсивликке ийе болған биринши космослық нурланыўдың тәсиринде пайда болған. 20 км бийикликтеги максимум атмосферада космослық нурлардың тәсиринде жүзеге келетуғын екінши процесслердің есабынан пайда болған.

Қорғасындағы космослық нурлардың жутылыўын өлшеўлер қорғасынның биринши 10 сантиметрин өткенде олардың интенсивлигиниң шама менен 30% ке кемейетуғынлығын көрсетти. Буннан кейинги жутылыў әдеўир әстелик пенен жүреди; қалыңлығы 10 см болған қорғасын арқалы өткен космослық нурлар қорғасынның 1 м қалыңлығы арқалы өте алады. Буннан космослық нурлардың бир текли емес екенлиги хәм кемінде еки қураўшыдан [кем өтетуғын (жумсақ) хәм көбирек өтетуғын (өткір)] туратуғынлығын көрсетти.



415-сүүрет.
Есаплағыштағы разрядлар санының
бийикликке байланысы өзгериси.

Космослық нурларды дәслеп үлкен энергияға ийе болған фотонлардың ағысы деп болжады. Демек бундай нурлар өзиниң тәбияты бойынша өткір ү-нурларына ұқсас. Бирақ, кейинирек бул гипотезаны өзгертиўге мәжбүрлеген фактлер пайда болды.

Мәселе соннан ибарат, космослық нурлардың интенсивлиги геомагнитлик кеңликтен ғарезли екен: экватордағы интенсивлик Жердің магнит майданының полюсларының қасындағы интенсивликтен киши. Бул кеңкликлик эффект Жердің магнит майданының дүньялық кеңисликтен ұшып келген зарядланған бөлекшелерге тәсири менен түсиндириледі. Солай етип, биринши космослық нурлардың бир бөлиминиң энергиясы жүдә жоқары хәм шама менен $10^9 - 10^{11}$ эВ хәм оннан да жоқары болған электрлик зарядланған бөлекшелерден туратуғынлығы гүмәнсыз болды.

Жердің бетиниң қасындағы космослық нурланыўдың интенсивлиги үлкен емес: космослық нурдан көлеми 1 см^3 болған ҳаўада 1 сек ўақыттың ишинде ионлардың шама менен екеўин пайда етеди. Бирақ хәр бир космослық бөлекше тәрeпинен алып келинетуғын энергияның шамасы жүдә үлкен болғанлықтан (атомлық масштаблардағы көз-қарас бойынша), бул бөлекше көп санлы ядролық айланысларды жүзеге келтире алады. Хәзирги ўақытлардағы эксперимент техникасы Вильсон камерасының, есаплағышлардың хәм қалың қатламлы фотопластинкалар ұсылының жәрдемінде айырым космослық бөлекшениң тәсирин бақлаўға мүмкиншилик береді. Космослық бөлекшелердің жолларының изиниң биринши фотосүүретлери Д. В. Скобельцын тәрeпинен алынды (1929-жылы). Вильсон камерасын магнит майданына жайластырып, Д. В. Скобельцын бөлекшелердің траекторияларының аўысыўы бойынша олардың заряды менен энергиясын анықлаўға тырысты. Бирақ, оның қолында бар болған магнит майданларында траекториялар сезилерликтей майыспаған. Бул бөлекшелердің энергиясының жүдә үлкен екенлигин көрсетти. Кейинирек кернеўлиги 20 000 э ке шекемги

магнит майданларын пайдаланғанда космослық бөлекшелердің траекторияларының майысыуын бақлаудың сәти түсті.

Егер кернеулиги H болған магнит майданындағы бөлекшениң траекториясының майысыу радиусы R болса, онда мынадай теңлик орын алады:

$$R = \frac{cv}{\frac{e}{m}H}.$$

Бұл теңликте $\frac{e}{m}$ - бөлекшениң зарядының массасына қатнасы, v - бөлекшениң тезлиги. Бөлекшениң қозғалыс муғдары mv ны p арқалы белгилеп, мынаны аламыз:

$$p \cdot c = eRH.$$

Солай етип, егер бөлекшениң заряды белгилі болса, R менен H бойынша оның қозғалыс муғдарын анықлауға болады. Бөлекшениң салыстырмалық теориясының формулалары орынланатуғындай дәрежедегі үлкен тезликлерінде $p \cdot c$ шамасы бөлекшениң энергиясы W ге жууық түрде тең:

$$W = p \cdot c.$$

Буннан, егер бөлекшениң заряды белгилі болса, онда Вильсон камерасында өткерилген бақлаулар бойынша бөлекшениң энергиясы хаққында гәп етиуге болатуғынлығы келип шығады.

Траекторияның майысқанлық радиусы R менен бир қатарда бөлекшениң характеристикасы ушын Вильсон камерасындағы оның изин де пайдаланыуға болады. Жолының ұзынлығының бир бирлигиндегі бөлекше тәрепинен пайда етилетуғын ионластыруы қаншама күшли болса, оның изи соншама жууан болады. Теория тез қозғалатуғын бөлекше пайда еткен ионизацияның шама менен оның зарядының квадраты e^2 қа пропорционал, оның тезлигине кери пропорционал екенлигин хәм бөлекшениң массасынан ис жүзинде ғәрезли емес екенлигин көрсетеди.

Космослық нурлар тәрепинен пайда етилген бөлекшелердің жолларының излерин изертлеу 1932-жылы Андерсон тәрепинен позитронлардың ашылыуына алып келди. Фотосүүретлерде магнит майданының тәсиринде бөлекшелердің излериниң қарама-қарсы бағытларға ауысқан жупларын көриуге болады. Излердің ұсындай түри бөлекшелердің тек зарядының белгиси бойынша айрылатуғынлығын, ұсының менен бирге излердің биреуиниң электронға тийисли екенлиги гүмәнсыз. Солай етип, электронға ұқсас болған, оннан тек зарядының белгиси менен айрылатуғын бөлекшениң бар екенлиги табылды. Бизиң жоқарыда көргенимиздей (377-параграф), кейинирек позитронлар ядролық айланыслардың басқа типлерінде де табылды.

Космослық нурлар тәрепинен пайда етилген бөлекшелерди Вильсон камерасының жәрдемінде бақлау дәслепки ўақытлары үлкен кемшиликке ийе болды. Тез ұшатуғын космослық бөлекшелердің пайда болыуы салыстырмалы сийрек болатуғын ўақыя болғанлықтан көр санлы сүүретлерди түсириуге туўры келеди. Нәтийжеде түсирилген сүүретлердің басым көпшилигинде хеш нәрсе де болмайды хәм тек олардың айырымларында ғана тосыннан бөлекшелердің траекторияларының излери табылады.

Бұл ұсылды жетилистириу Блэкет хәм Оккиалини тәрепинен әмелге асырылды. Олар Вильсон камерасын еки есаплағыштың арасына жайластырды. Есаплағыштың екеуи де бир ўақытта бөлекшени регистрациялаған моментте, яғный бөлекше еки есаплағыш арқалы өткен жағдайда сүүретке түсириу жүргизилген. Усындай жоллар менен пайдасыз түсирилген сүүретлер сапластырылған. Усындай автомат түрде хәрекет ететуғын камералардың жәрдемінде нөсерлер деп аталатуғын, яғный бир ўақытта көп санлы бөлекшелер пайда болатуғын ағыслар ашылды. Бундай нөсерлер тийкарынан үлкен массаға ийе қатты денелерде, мысалы камераның дийўалларында пайда болады. Егер камераның ишине қорғасын дийўалды жайластырса, онда ұсы дийўалдағы нөсердің пайда болыуын бақлауға болады. 7-сүүретте (қосымшаға қараңыз) ишинде үш қорғасын пластинкалар жайластырылған камераның жәрдемінде түсирилген еки фотосүүрет

көрсетілген. Изи жоқарыда көринип тұрған бир космослық бөлекше биринши пластинкада үш тез бөлекшениң пайда болыуына, ал олардың қар қайсысының келеси пластинкада көп санлы жаңа бөлекшелерди пайда ететуғынлығын көринип тұр. Нәтийжеде каскадлық нөсер пайда болған.

Нөсерлердің пайда болыуын былайынша түсиндирийге болады. Үлкен тезликке ийе болған зарядланған бөлекшениң энергиясының жоғалыуының еки түри бар:

а) *ионизациялық жоғалтыу*, зарядланған бөлекше қасынан өткен бөлекшелердің ионланыуын болдырады;

б) *радиациялық жоғалтыу*, ядроның қасынан өтип баратырған зарядланған бөлекше ұсы ядроның майданында тезлениу алады қам нәтийжеде ол нурландырады. Егер бөлекшелердің тезлиги үлкен болса, онда нурланыу жүдә өткир болады, яғный үлкен энергияға ийе γ -фотонлардан турады. Егер бундай фотонның энергиясы $2m_0c^2$ шамасынан әдеуір үлкен болса (m_0 арқалы электронның тынышлықтағы массасы белгиленген), онда затта қозғалыуының барысында фотонның энергиясы жоқары болған позитрон-электрон жұбын пайда ете алыуы мүмкин (377-параграф). Бул бөлекшелердің қар қайсысы болған позитрон менен электрон γ -фотонларды нурландырады, ал пайда болған бул фотонлар өз гезегинде жұптарды пайда етеди қ.т.б. Жаңа бөлекшелердің пайда болыу процесси пайда болған электронлардың энергиясы базы бир критикалық мәнистен киши болғанша дауам етеди. Пайда болған бөлекшелердің жыйнағы нөсерди пайда етеди.

Энергияның радиациялық жоғалыулары менен жұптардың пайда болыу итималлығы нурланыу өтетуғын заттың атомларының зарядлық санының квадраты Z^2 қа пропорционал. Қар қыйлы затлардағы космослық нурлардың жұтылыуын бақлау ұсындай ғарезликтің жұмсақ құраушы ұшын дұрыс екенлигин көрсетеди. Сонлықтан, *космослық нурлардың жұмсақ құраушыларын электронлардан, позитронлардан қам олар нурландырған γ -фотонлардан турады деп есаплауға болады.*

Өткир құраушының жұтылыуы басқа нызамлықты береді. Өткир құраушыны жұтыу заттың жұтатуғын қатламындағы электронлардың санынан ғарезли. Бул өткир құраушының тек энергияның ионизациялық жоғалыуын беретуғынлығын аңғартады. Өткир құраушыны пайда ететуғын бөлекшелердің тәбияты көп ўақытларға шекем белгисиз болып келди. Тек 1936-1937 жыллары өткерилген жұмыстардың нәтийжесинде бул құраушының мезонлар атамасына ийе болған бөлекшелердің айрықша түринен туратуғынлығын мәлим болды.

Ең соңғы ўақытлары Н. А. Добротин менен В. И. Векслердің бақлауларының нәтийжесинде атомлардың ядролары менен электромагнитлик емес өз-ара тәсирлесийлердің нәтийжесинде нөсерлердің пайда болатуғынлығы табылды ("электронлық-ядролық" нөсерлер).

§ 384. Мезонлар. Космослық нурлардың пайда болыуы. Энергияның радиациялық жоғалыулары бөлекшениң массасының квадратына пропорционал. Сонлықтан "жеңил" электронлар менен позитронлар энергияларын барлық ўақытта радиацияға жұмсайды қам космослық нурлардың өткир құраушысын бере алмайды. "Ауыр" протонлар жүдә аз нурландырады, сонлықтан космослық нурлардың өткир құраушысын жүдә үлкен энергияға ийе протонлардан турады деп болжауға болар еди. Бирақ, бир қатар фактлер бул гипотезаға қайшы келеди ямаса, ең кеминде, өткир құраушының құрамына тек протонлардың ғана кирип қоймайтуғынлығын көрсетеди. Мәселе соннан ибарат, Вильсон камерасының жәрдемінде алынған сүүретлер өткир құраушыда магнит майданында қар қыйлы тәреплерге қарай ауысатуғын, яғный оң зарядланған қам терис зарядланған бөлекшелердің бар екенлигин көрсетти. Ұсының менен бир қатарда тез қозғалатуғын протонлардың қайуаны күшли ионластырыуы керек қам сонлықтан олардың излери жууан болады. Қайықатында, өткир құраушыда бар болған бөлекшелердің траекториялары электронлар менен протонлар қалдыратуғын излердің жууанлығының арасындағы

орташа түрге ийе. Буннан өткір құраушыда массасы протон менен электронның массаларының арасында болған бөлекшелер қатнасады деген болжау пайда болды. Бұл бөлекшелер *мезонлар* атамасына ийе болды (грек тилинде "мезос" "орташа" мәнісін аңғартады). Андерсонның, Неддермайердің хәм басқалардың жұмыстарында мезонлардың массаларының электронның массасынан шама менен 200-300 есе үлкен екенлигі анықланды. Мезонлардың оң зарядқа ийе болыуы да, теріс зарядқа ийе болыуы да мүмкін; сан мәнісі бойынша мезонлардың заряды электронның заряды $|e|$ ге тең. Теңіздің қаддіндегі мезонлардың орташа энергиясы $\sim 3 \cdot 10^9$ эВ ке тең, бірақ энергиясы 10^{10} эВ хәм оннан да жоқары болған мезонлар табылады. Хәзиргі уақытлары мезонлардың қасиетлерін үйреніу бойынша көп санлы изертлеулер алып барылмақта. Бұл изертлеулердің әдеуір үлкен бөлімі совет физиклеріне тийісли.

Тез электронлар сыяқлы, мезонлар да нөсерлерді пайда ете алады. 8-сүүретте (қосымшаға қараңыз) Вильсон камерасында алынған мезонлар пайда еткен нөсерлердің фотосүүреттері көрсетілген. Камера үш қорғасын дийуаллар менен бөлінген. Мезон (жоқарыдағы бір бөлекшениң изи) биринші пластинка арқалы энергиясын дерлік өзгертпей өткен; екінші пластинкада ол нөсерді пайда еткен. Бұл нөсер үлкен өтиушилиқ қасиетлерге ийе бөлекшелерден тұрады, олардың көпшилигі үшінші пластинка арқалы тезлігін сезилерліктей өзгертпестен өтеді. Базы бір бөлекшелер үшінші пластинкада екінші үлкен болмаған нөсерлерді пайда етеді.

Мезонлар тәрепинен пайда етилген нөсерлерді екі типке бөліуге болады:

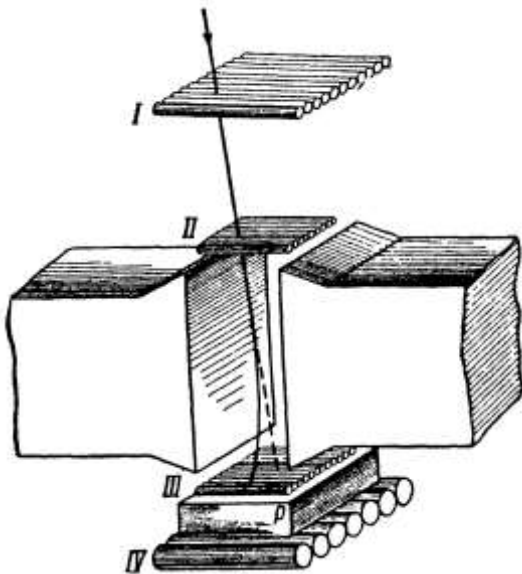
а) мезонлар тәрепинен ядролардан урып шығарылған тез қозғалатуғын электронлар пайда еткен *ионизациялық нөсерлер* хәм

б) *радиациялық нөсерлер*, мезонлар ядролардың қасынан өткенде жүдә өткір ү-нурларын пайда етеді; ал пайда болған бұл ү-нурлар электрон-позитронлар жұптарын хәм нөсерді пайда етеді.

В 1946-1947 жыллары А. И. Алиханов, А. И. Алиханян хәм олардың басшылығында ислеітуғын изертлеушілер группасы Алагез тауында теңіздің қаддиден 3250 м бийікликте космослық бөлекшелердің массаларын өлшеді. Олар пайдаланған әсбап схема түрінде 416-сүүретте келтирилген. Есаплағышлардың үш I, II хәм III қатарлары (хәр бир есаплағыш трубка түріне ийе) сәйкес келиу схемасы бойынша тұтастырылған (371-параграф). Сәйкес радиотехникалық схеманың жәрдемінде бөлекше есаплағышлардың барлық үш системасы арқалы өткенде неон лампалары жанады. Усының менен бирге олар қайсы есаплағыш арқалы бөлекшениң өткен екенлігін де көрсетеді. II хәм III есаплағышларының системаларының арасына үлкен магниттің полюслары жайласқан. Есаплағышлардың I хәм II системаларының арасындағы бөлекшениң траекториясы түүры сызық түріне ийе. Егер магнит майданы болмағанда бөлекше буннан кейін де түүры сызықлы қозғалған болар еді (416-сүүреттегі пунктир сызық). Хәқыйқатында бөлекшениң траекториясы дөңгелектің дугасы түріне ийе болады. Оның иймеклик радиусын анықлауға болады. Себебі III системаның қайсы есаплағышы арқалы бөлекшениң өткенлігі белгілі. Есаплағышлардың III системасының артында *P* қорғасын пластинкасы хәм есаплағышлардың IV системасы жайласқан. Әсбаптың бұл қосымша бөлімі бақланатуғын бөлекшелердің өтиу қәбилетлігін табыу үшін қолланылады. Бөлекшениң траекториясының иймеклик радиусы хәм оның өте алыушылық қәбилетлігі бойынша оның массасын табыуға болады.

Хәзиргі уақытлары массасы электронлық массадан 200-300 есе үлкен болған мезонлардан (μ - хәм π -мезонлар) басқа массасы 500-600 электронлық массаға тең бөлекшелердің хәм массасы шама менен 1000 электронлық массаға тең болған *K*-

бөлекшелер деп аталатуғын бөлекшелердің бар екенлиги белгили⁶⁵. Ең ақырында, космослық нурланыудың құрамында массасы протон менен дейтронның массаларының арасында болған аўыр бөлекшелер де табылды ("гиперонлар").



416-сүўрет.

Космослық бөлекшелердің массаларын анықлайтуғын А.И.Алиханов пенен А.И.Алиханянный әсбабының схемасы.

Мезонлардың қасиетлерин буннан былай үйрениў олардың орнықлы емес хәм ыдырайтуғынлығын көрсетти. Мезонлардың ыдыраўы Вильсон камерасында хәм қалың қатламлы пластинкалар ұсылының жәрдемінде анықланған. Мезонлардың жасаў ўақыты 417-сүўретте көрсетилген дүзилистің жәрдемінде өлшенди. Есаплағышлардың системасы мезонның өтиўин белгилейди, ал бул бөлекше буннан кейин P қорғасын пластинкасының жәрдемінде тормозланады. Мезонның ыдыраўының нәтийжесінде жаңа бөлекше пайда болады. Бул бөлекше DF траекториясы бойынша қозғалады хәм B есаплағышлары тәрәпинен регистрацияланады. Арнаўлы радиотехникалық дүзилистің жәрдемінде "жаңа" бөлекшениң ушып шығыўындағы "кешигиўди" өлшеўге болады.

Мезонлардың қасиетлерин үйрениў ушын қалың қатламлы фотопластинкалар ұсылы жемисли болып шықты. 371-параграфта бул ұсылдың биринши рет Л.В.Мысовский хәм А.П.Жданов тәрәпинен жүзеге келтирилгенлиги хәм пайдаланылғанлығы көрсетилди. Хәзирги ўақытлары мезонлардың бир неше сортының бар екенлиги табылды. Ең биринши мезонлар оң, терис хәм нейтраль мезонлар болып табылады (π^+ , π^- хәм π^0 -мезонлар). Олардың массалары электронның массасынан шама менен 280 есе үлкен. Зарядланған π -мезонлар әдеўир жеңил болған хәм электронның массасына шама менен 215 есе үлкен хәм заряды дәслепки π -мезонның зарядындай болған мезонларға (μ -мезонлар деп аталатуғын мезонларға) айланады ("ыдырайды"). Усының менен бирге және бир жеңил бөлекше (ν нейтрино болыўы итимал) шығарылады. π -мезонлардың жасаў ўақыты жүдә киши, шама менен 10^{-8} сек. Пайда болған μ -мезонлар да орнықлы емес хәм $2,2 \cdot 10^{-6}$ сек

⁶⁵ Хәзирги физика бойынша мезон (әййемги грек тилинде μέσος "орташа") ноллик барионлық санға ийе болған адрон болып табылады. Элементар бөлекшелердің стандарт моделинде мезонлар бирдей сандағы кварклар менен антикварклардан туратуғын құрамлық элементар бөлекше. Мезонларға пионлар (π -мезонлар), каонлар (K -мезонлар) хәм басқа да аўырырақ болған мезонлар киреди. Пионлар болып табылатуғын π^+ мезонның массасы 139,6 МэВ, ал электр зарядына ийе болмаған π^0 мезонның массасы 135,0 МэВ. Ал каонлардың массасы 493-498 МэВ тиң әтирапында. Мезонлардың ишиндеги массасы үлкен болған бөлекшени Ипсилон (Υ) деп атайды. Оның массасы 9460 МэВ (Аўдарыўшылар).

шамасына тең болған ярым ыдырау дәуірінің ишінде электронға (ямаса позитронға) хәм еки нейтриноға ыдырайды. Солай етип, мезонлардың ыдырауының улыўма схемасы мынадай түрге ийе болады:

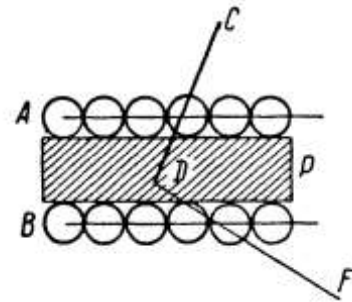
$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu \rightarrow \pm e + \nu + \nu.$$

π -мезонның μ -мезонға айланыуының қалың қатламлы фотопластинкадағы излер бойынша табылыуы мүмкин.

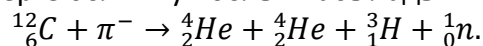
Элементар бөлекшелердің әхмийетли болған характеристикасы болып олардың спини хызмет етеди. π -мезонлардың спини нолге тең, μ -мезонлардың спини протонлар менен нейтронлардың спинлери сыяқлы $\frac{1}{2}$ ге тең⁶⁶.

417-сүрөт.

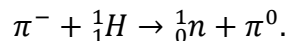
Мезонлардың жасау ўақытын анықлау.



Мезонлар атомлардың ядролары менен соқлығысқанда ядролық айланысларды жүзеге келтире алады. Бундай айланысқа мысал сыпатында π^- -мезонның тәсиринде углерод ядросының бөлеклерге бөлинуі болып табылады:



π^- -мезон менен протон соқлығысқанда нейтрон менен нейтраль мезонның пайда болыуы мүмкин:



Нейтраль мезон орнықты емес хәм еки фотонға айналады: $\pi^0 \rightarrow 2h\nu$. Нейтраль мезонның жасау ўақыты шама менен $3 \cdot 10^{-14}$ сек. π -мезонлар жүдә ядролық актив бөлекше болып табылады, яғный олар ядролық реакцияларды жеңил жүзеге келтире алады. π -мезонның ядроның ишине кириуі мүмкин, ұсының нәтижесинде ядроның "партланыуы", яғный ядроның көп сандағы айырым бөлекшелерге ыдырауы орын алады. А. П. Жданов қалың қатламлы фотопластинкаларда "жұлдызлардың" пайда болыуын, яғный бир ноқаттан хәр қыйлы тәреплерге қарай бағытланған бөлекшелердің траекторияларын бақлады. Оған бир жағдайда бир ноқаттан 47 хәм екінши жағдайда 35 траекторияның шығыуын бақлаудың сәти түсти. Пластинканың фотографиялық қатламының құрамына зарядлық саны 47 ге тең болған гүмис хәм зарядлық саны 47 ге тең болған бром киретуғын болғанлықтан, жұлдызлардың пайда болыуын бул элементлердің ядроларының жүдә үлкен энергияға ийе болған космослық бөлекшениң тәсириндеги толық қыйрауы деп қарауға болады. П. И. Лукирский менен Н. А. Перфилов қалың қатламлы фотопластинкаларда пайда болған излер бойынша атомның ядросына келип урылғанда терис зарядланған мезонның ядроның партланыуын жүзеге келтириуге қәбилетли екенлигин көрсетти; бундай жағдайда ядро оны құрайтуғын протонлар менен нейтронларға бөлинеди.

μ -мезонлардың π -мезонлардан өзгешелиги олардың ядролық актив емеслигинде. Усы ўақытларға шекем μ -мезонлардың тәсириндеги ядролардың ыдырауы бақланған жоқ.

⁶⁶ Бул, әлбетте, дурыс емес. Барлық мезонлардың спинлери нолге ямаса пүтин санға тең (Аўдарыўшылар).

Жүдә үлкен энергияға ийе болған бөлекшелердің бар екенлиги айырым ұақытлары (жүдә сийрек) онлаған мың квадрат метр майданды өзинің ишине қамтып алатуғын оғада үлкен нөсерлердің болатуғынлығын менен тастыйықланады. Бундай нөсерди пайда ететуғын бөлекшениң энергиясы $10^{15} - 10^{17}$ эВ шамасынан кем болмауы керек.

Мезонлардың ыдырауының бар екенлиги мезонлардың атмосферадағы күшли жутылатуғынлығы менен тастыйықланады. Атмосферадағы мезонлардың бақланатуғын жутылыуы есаплаулар жолы менен алынған мезонлардың қорғасындағы ямаса басқа да тығыз затлардағы жутылыуынан үлкен болып шықты. Бул атмосферада қозғалысының барысында мезонлардың бир бөлегинің ыдырап үлгеретуғынлығын аңғартады. Мезонлардың өлшеу жолы менен алынған атмосфераның белгили болған қатламындағы (мысалы 2 км қалыңлықтағы) жутылуы коэффициентин күтилген коэффициент пенен салыстырып, олардың орташа жасау ұақытын анықлауға болады. Усындай жоллар менен алынған мезонлардың жасау ұақытының ұзынлығы тиккелей өлшеулерде алынған мәнистен үлкен болып шығады. Бул мынадай жағдай менен байланысly: қорғасынның қатламында иркилип қалған, яғный ұақыттың есапланыуы өткерилетуғын координаталар системасына салыстырғанда дерлик тынышлықта болатуғын мезонлардың жасау ұақытының ұзынлығы тиккелей өлшенеди. Ал атмосферада болса мезон жақтылықтың тезлигине жақын тезликлер менен қозғалады. Сонлықтан салыстырмалық теориясының түрлендириу формулаларына сәйкес ұақытты "қайтадан өлшеу" ди өткерий керек (299-параграф). Егер усындай қайтадан есаплауды әмелге асырса, онда еки ұсыл менен өлшенген т лар бир бирине сәйкес келеди. Солай етип, тез қозғалатуғын мезонлардың үстинен өткерилген бақлаулар салыстырмалық теориясының ұақытты түрлендириу формулаларының дұрыс екенлигин тексерип көриуге мүмкиншилик береди.

Ең ақырында космослық нурлардың пайда болыуы хаққындағы мәселеге тоқтаймыз. Мезонлардың жасау ұақытының қысқа екенлиги олардың биринши бөлекшелер болып табылмайтуғынлығын көрсетеди; олар атмосферада қандай да бир басқа бөлекшелердің тәсиринде пайда болады. Мезонлардың теңиздің қәддиндеги энергиясының орташа мәниси $3 \cdot 10^9$ эВ болғанлықтан, биринши бөлекшелердің энергиясының шамасы бул шамадан киши болмауы керек. С. Н. Вернов тәрепинен шар-зондлардың жәрдемінде 30 км ге шекемги бийикликлерде өткерилген туұрыдан-туұры өлшеулер, бундай бийикликлерде ҳеш қандай тез ұшатуғын электронлар менен позитронлардың болмайтуғынлығын көрсетти. Екинши тәрептен, С. Н. Вернов пенен Н. А. Добротиннің биргеликтеги жұмыстарында Жердің магнит майданының биринши космослық нурларын шығысқа қарай аұыстыратуғынлығын көрсетти. Оң зарядланған бөлекшелер усындай аұысыуға ұшырауы керек. Бул бөлекшелердің үлкен болмаған бөлими атмосферада әдеуир үлкен тереңликлерге шекем өтеди (Алиханов пенен Алиханяның Алагез таұындағы өлшеулері), олардың көпшилиги атомлардың ядролары менен өз-ара тәсирлесиудің салдарынан мезонлардың (өткир құраушы) хәм электронлар менен позитронлардың (жумсақ құраушы) пайда болыуына алып келеди.

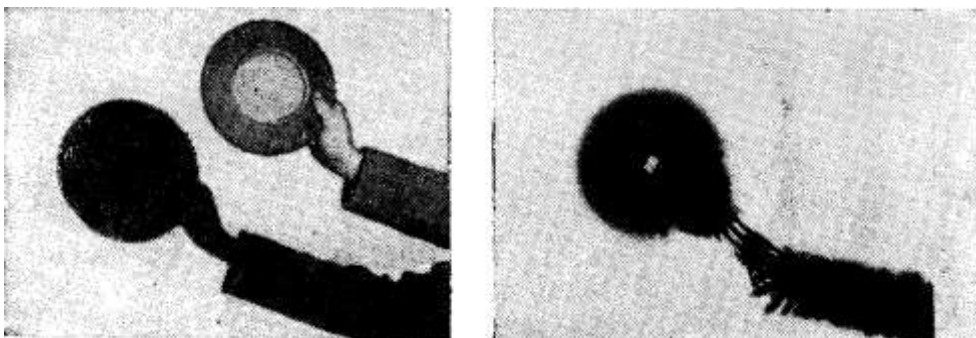
Соңғы ұақытлары жүдә тез ұшатуғын α -бөлекшелери ямаса протонлар менен хәр қыйлы қатты затлардан туратуғын нышаналарды бомбалау жолы менен мезонларды жасалма түрде алыудың сәти түсти. Бундай жағдайда қалың қатламлы фотопластинкаларда π -мезонлардың излери регистрацияланды. Мезоны электронларының энергиясы 335 МэВ болған электронлық синхротронда жасалма түрде алынған өткир γ -нурлары менен нышананы нурландырғанда да алынды.

Биринши космослық нурлардың дереклери ұсы ұақытларға шекем белгисиз болып келмекте. Космослық нурлар Жер шарына дұньялық кеңисликтің барлық бөлимлеринен келеди. Олардың пайда болыуын Қуяштағы ямаса айырым жұлдызлардағы қандай да бир белгили болған процесслер менен байланыстыруудың сәти түспеди. Я. П. Терлецкий

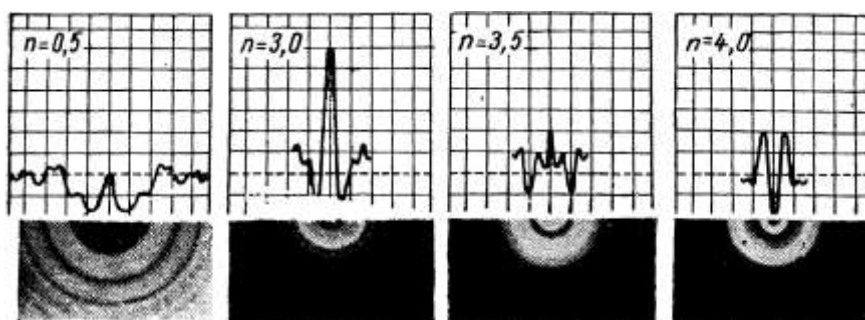
зарядланған бөлекшелер жұлдызлардың әтирапында пайда болатуғын электромагнит майданында тезлениў алады деген гипотезаны ұсынды. Бундай электромагнит майдан жұлдызлардың магнит моменти бар болған жағдайда хәм жұлдыз ұсы магнит моментиниң көшерине параллель болмаған көшердиң дөгерегинде айланғанда пайда болады. Бундай жұлдыз оғада үлкен болған тәбийий бетатронды пайда етеди.

Тезлениўдиң басқа механизми Ферми тәрәпинен ұсынылды. Оның теориясында бөлекшелер энергияны бизиң Галактикамызда қозғалатуғын газдиң күшли ионласқан булты тәрәпинен пайда етилген магнит майданы менен тәсирлесиўдиң барысында жұлдызлар аралық заттың кинетикалық энергиясынан алынады.

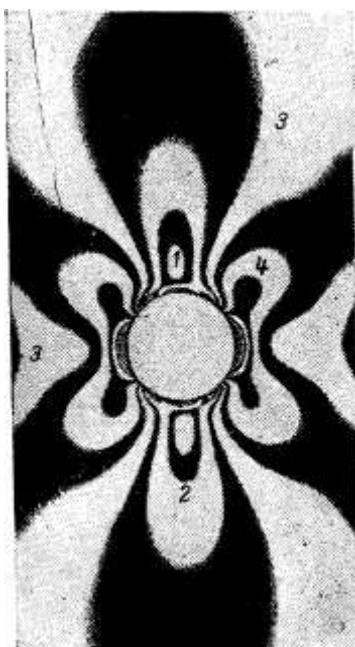
ҚОСЫМША



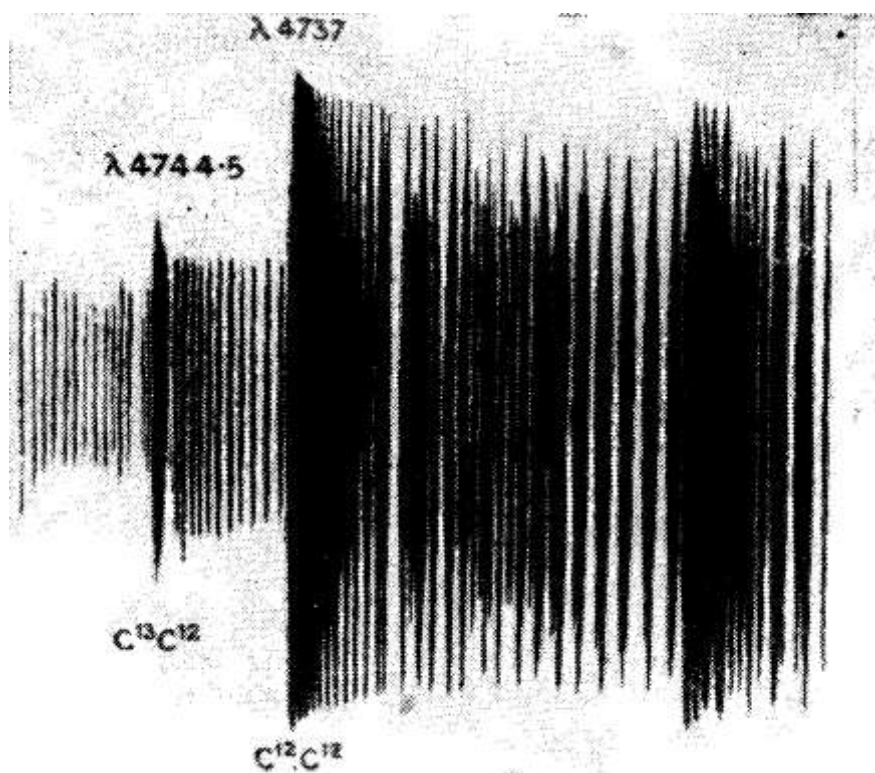
1-сұйрет. Сая пайда болғандағы нурлардың дифракциясы.



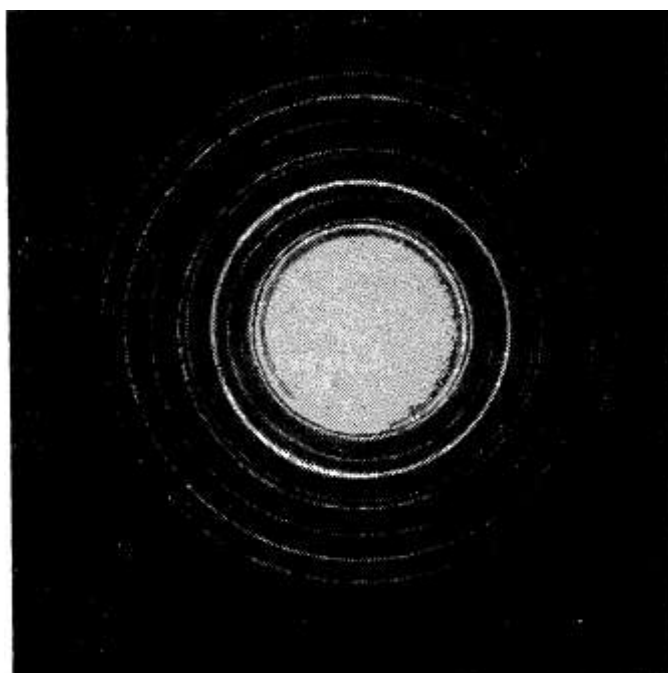
2-сұйрет. Дөңгелек саңлақтан алынатуғын дифракция.



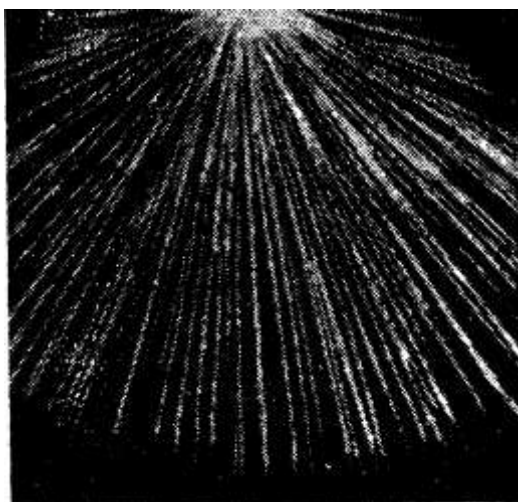
3-сұйрет.
Дөңгелек тесигі бар пластинканы созғанда
пайда болатуғын изохромлар.



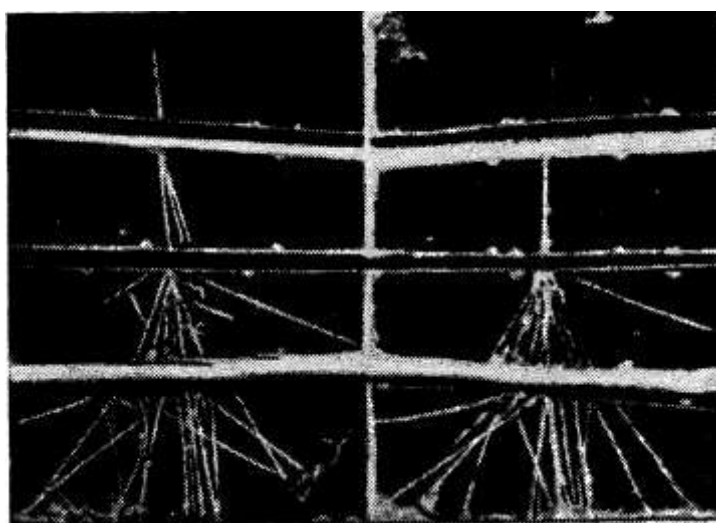
4-сүрет. C_2 жолақтарының изотоплық жылжыуы.



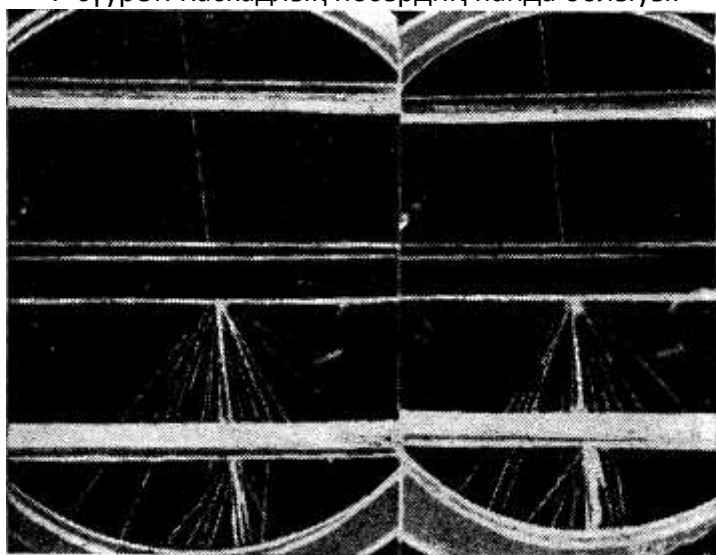
5-сүрет. Электронлардың мыс фольга арқалы өтиімінде пайда болатұғын дифракциялық дөңгелектер.



6-сүрөт. α -бөлөкшелеринин излери.



7-сүрөт. Каскадлык нөсердин пайда болууы.



8-сүрөт. Мезон пайда еткен нөсер.

