

С. Э. ФРИШ хәм А. В. ТИМОРЕВА

УЛЫҰМА ФИЗИКА КУРСЫ

ТОМ II

ЭЛЕКТРЛИК ХӘМ ЭЛЕКТРОМАГНИТЛИК ҚУБЫЛЫСЛАР

**Дүзетилген хәм толықтырылған тоғызыншы басылыўынан
қарақалпақ тилине аўдарылды.**

**РСФСР Жоқары хәм орта арнаўлы билим министрлиги тәрәпинен мәмлекетлик
университетлер ушын оқыўлық сыпатында қабыл етилген.**

МАЗМУНЫ

**ТӨРТИНШИ БӨЛИМ
ЭЛЕКТРОСТАТИКА**

XV бап. Тийкарғы электростатикалық қубылыслар

§ 120. Кирисиў.

§ 121. Электр зарядлары.

§ 122. Өткизгишлер хәм изоляторлар.

§ 123. Электростатикалық майдан. Кулон ызамаы.

§ 124. Электростатикалық майданның кернеўлиги

§ 125. Кернеўлик сызықлары.

§ 126. Кернеўлик ағысы. Остроградский-Гаусс теоремасы.

§ 127. Остроградский-Гаусс теоремасын қатаңырақ келтирип шығарыў.

§ 128. Остроградский-Гаусс теоремасының қолланылыўы.

§ 129. Электростатикалық майданның күшлериниң жұмысы. Потенциал

§ 130. Потенциалдың қәддиниң бети.

§ 131. Электр майданының кернеўлиги менен потенциал арасындағы байланыс.

§ 132. Кернеўлилик, потенциал хәм көлемлик зарядлардың тығызлығы арасындағы байланыс.

§ 133. Электр майданындағы өткизгишлер.

§ 134. Өткизгиштиң бетиниң қасындағы майданның кернеўлиги.

§ 135. Сыртқы электр майданындағы диполь.

§ 136. Өткизгишлердиң электр сыйымлығы.

§ 137. Зарядлардың системасының энергиясы.

§ 138. Электростатикалық майданның энергиясы.

XV бап. Диэлектриклердеги электростатикалық қубылыслар.

§ 139. Диэлектриклер. Диэлектрик турақлы.

§ 140. Диэлектрик бар болған жағдайдағы конденсатордың энергиясы. Диэлектриктеги майданның энергиясы.

§ 141. Диэлектриклердиң поляризациясы.

§ 142. Диэлектриктеги майданның кернеўлиги.

§ 143. Диэлектриклер бар болған жағдайдағы зарядланған денелерге тәсир ететұғын күшлер.

§ 144. Электростатикалық индукция векторы.

- § 145. Зарядқа тәсир ететұғын күшлер бойынша **E** хәм **D** векторларын анықлау.
- § 146. Диполлик диэлектриклер. Молекулалардың диполлик моментлерин анықлау.
- § 147. Кристаллардың диэлектриклик қасиетлери. Пьезоэлектрлик.
- § 148. Конденсаторлар.
- § 149. Конденсаторлардың хәр қыйлы типлери.
- § 150. Потенциаллар айырмасын өлшеу.
- § 151. Жүдә киши зарядларды өлшеу. Электронның заряды.
- § 152. Электростатикалық майданның тәбияты.

БЕСИНШИ БӨЛИМ

Турақлы тоқ

XV бап. Турақлы тоқтың тийкарғы ызамалары.

- § 153. Турақлы тоқ. Ом ызамаы.
- § 154. Өткизгишлердің қарсылығы.
- § 155. Тоқтың тығызлығының векторы.
- § 156. Зарядлардың сақланыуы. Стационар тоқлардың туйықлығы.
- § 157. Джоуль-Ленц ызамаы.
- § 158. Тоқ күши менен потенциаллар айырмасын өлшеу.
- § 159. Қарсылықлар хәм оларды өлшеу.
- § 160. Өткизгишлердеги еркин электронлар. Классикалық көз-қараслар.
- § 161. Классикалық электронлық теория көз-қарасы бойынша Ом хәм Джоуль-Ленц ызамалары.
- § 162. Металлардың электр өткизгишлиги менен жыллылық өткизгишлиги арасындағы байланыс.
- § 163. Металлардың электр өткизгишлигинің квантлық теориясы.
- § 164. Турақлы тоқтың туйық шынжыры.
- § 165. Турақлы тоқ шынжырында бөлинип шығатуғын энергия.
- § 166. Бир текли емес шынжыр ушын Ом ызамаы. Кирхгоф ызамаы.
- § 167. Кирхгоф теңлемелерин айырым мәселелерди шешиу ушын қолланыу.
- § 168. Контактлық потенциаллар айырмасы.
- § 169. Гальваникалық элементлер.
- § 170. Термоэлектрлик құбылыслар.
- § 171. Ярым өткизгишлер.
- § 172. Қыздырылған өткизгишлер тәрeпинен электронлардың шығарылыуы.
- § 173. Термоэлектронлық эмиссия теориясы.

XVI бап. Электрoлитлер менен газлердеги тоқлар.

- § 174. Электрoлитлик өткизгишлик.
- § 175. Фарадей ызамалары.
- § 176. Электрoлитлик диссоциация.
- § 177. Еритпедеги ионлардың энергиясы.
- § 178. Электрoлитлик өткизгишлик теориясы.
- § 179. Электродлардың поляризациясы.
- § 180. Электрoлиздің техникадағы қолланылыуы.
- § 181. Қатты денелердің электрoлитлик өткизгишлиги.
- § 182. Газлердеги электр тоғы.
- § 183. Газлердің өз бетинше емес өткизгишлигинің теориясы.
- § 184. Газ ионларының молизация хәм жылжығышлық коэффициентлерин эксперименталлық анықлау.
- § 185. Электр тоғының вакуум арқалы өтиуі.

§ 186. Богословский-Ленгмюр формуласын келтирип шығарыў; тоқ күшиниң флуктуациялары.

§ 187. Электронның газдеги еркин жолының ұзынлығы.

§ 188. Электронлардың атомлар ҳәм молекулалар менен соқлығысыўы.

§ 189. Төменги басымлардағы электронлардың газлердеги жылжығышлығы.

§ 190. Газлердиң өз бетинше өткизгишлиги.

АЛТЫНШЫ БӨЛИМ ЭЛЕКТРОМАГНИТЛИК ҚУБЫЛЫСЛАР

XVII бап. Тоқлардың магнит майданы.

§ 191. Магнит майданы ҳәм оның характеристикалары.

§ 192. Магнит майданының кернеўлигин графикалық сүүретлей.

§ 193. Тоқлардың магнит майданын анықлаў усылы.

§ 194. Дөңгелек тоқ пенен соленоидтың магнит майданы.

§ 195. Магнит майданының кернеўлигиниң өлшем бирликлери. Бирликлердиң абсолют электромагнитлик системасы.

§ 196. Магнит майданындағы тоққа тәсир ететуғын күшлер. Электрлик бирликлердиң халық аралық системасы.

§ 197. Магнит майданындағы тоғы бар түйық контур.

§ 198. Магнит кернеўлиги векторының циркуляциясы.

§ 199. Магнит кернеўлиги векторының циркуляциясы ушын аңлатпаны пайдаланыў.

§ 200. Магнетиклер.

§ 201. Молекулалардың, атомлардың ҳәм электронлардың магнит моментлери.

§ 202. Магнитлениў векторы.

§ 203. Ферромагнетизм.

§ 204. Ферромагнетизмниң тәбияты.

§ 205. Турақлы магнитлер.

§ 206. Магнит индукциясы векторының сызықлары. Магнит индукциясы векторы менен магнит кернеўлиги векторының циркуляциясы. Шегаралық шәртлер.

§ 207. Электростатикалық ҳәм магнит майданлары арасындағы аналогия.

§ 208. Тоқ өтип турған рамкаға тәсир ететуғын күшлер бойынша **H** ҳәм **B** векторларын анықлаў.

§ 209. Соленоид пенен магнит арасындағы айырма.

§ 210. Тоқ өтип турған контурды магнит майданында жылыстырғанда исленген жұмыс.

§ 211. Магнитлик шынжырдың ызымлары.

§ 212. Магнит майданы ушын Кирхгоф теңлемелери.

§ 213. Өлшеў құраллары.

XIX бап. Зарядланған бөлекшелердиң электр ҳәм магнит майданларындағы қозғалысы.

§ 214. Магнит майданында қозғалатуғын зарядқа тәсир ететуғын күш.

§ 215. Қозғалатуғын зарядтың магнит майданы.

§ 216. Қозғалатуғын зарядлардың магнит майданын эксперименталлық үйрениў.

§ 217. Холл эффекти.

§ 218. Электронлардың салыстырмалы зарядын анықлаў.

§ 219. Оң зарядланған ионлардың салыстырмалы зарядын анықлаў.

§ 220. Электронлық нурдың техникадағы қолланылыўы.

XX бап. Электромагнитлик индукция.

§ 221. Электромагнитлик индукция қубылысы.

§ 222. Индукцияның электр қозғаўшы күшин анықлаў.

§ 223. Индукциялық тоқ тәрепинен алып жүрилетуғын электр зарядының мұғдары.
Магнитлик шамалардың халық аралық системадағы бирликлери.

§ 224. Индукцияның дара жағдайлардағы электр қозғаушы күшин анықлау.

§ 225. Өзлик индукция қубылысы.

§ 226. Ажыралыу хәм тутасыу экстратоқлары.

§ 227. Өз-ара индукция.

§ 228. Тоқлардың магнит майданының энергиясы.

§ 229. Қайтадан магнитлениу жұмысы.

§ 230. Кабелдің өзлик индукция коэффиценти.

§ 231. Фуко тоқлары. Бетлик эффект.

§ 232. Өзгермели тоқ.

§ 233. Өзгермели тоқ шынжырындағы ажыралып шығатуғын қууат.

§ 234. Өзгермели тоқтың өзлик индукцияға хәм сыймлылыққа ийе шынжыры.

§ 235. Динамомашиналар хәм электромоторлар.

§ 236. Трансформаторлар.

§ 237. Өзгермели тоқларды туурылау хәм өлшеу.

§ 238. Үш фазалы тоқ.

XXI бап. Электромагнит тербелислер хәм толқынлар.

§ 239. Конденсатордың тербелмели разряды.

§ 240. Мәжбүрий электр тербелислери.

§ 241. Катодлық лампаның жәрдемінде сөнбейтуғын тербелислерди қоздыруу.

§ 242. Ауысыу тоғы.

§ 243. Электромагнит майданы.

§ 244. Максвелл теңдемелери.

§ 245. Максвелл-Лоренц теңдемелери.

§ 246. Электромагнит толқынлар.

§ 247. Электромагнит толқынлардың тарқалыу тезлиги.

§ 248. Умов-Пойнтинг векторы.

§ 249. Радиотехника. Электромагнит толқынларды қоздыруудың хәм регистрациялаудың хәзирги заман ұсыллары.

Қосымша. Электрлик хәм магнитлик шамалардың бирликлериниң системалары

ТӨРТИНШИ БӨЛИМ

ЭЛЕКТРОСТАТИКА

XIV БАП

ТИЙКАРҒЫ ЭЛЕКТРОСТАТИКАЛЫҚ ҚУБЫЛЫСЛАР

§ 120. Кириciй. Бизiң эрамызға шекемгi VI әсiрде грек философы Фалес Милетский тоқыұшылар тәрeпинен сезилген жүн гезлемеге сүйкелген янтарь базы бир жеңил предметлерди өзине тартатуғынлығы тәрiйипледи. Бул илимий ашылыұ арадан еки ярым мың жылдан аслам ўақыт өткеннен кейин, 1600-жылы инглиз шыпакери Джильберт тәрeпинен кеңейтилди. Ол жипекке сүйкелген шийше хәм басқа да бир қатар затлардың тап сондай қәсiйетке ийе болатуғынлығын тапты. Усындай халға өткерилген денелерди электрленген ямаса сөзбе-сөз "янтарланған" деген атамаға ийе болды. Себеби "электрон" сөзи грекше янтарды аңғартады.

Дерлик еки әсiрдің даўамында - XVII әсiрдің ақырына шекем денелердің электрлениўин үйрениў әстелик пенен раўажланды хәм тийкарынан тәбияттың басқа қубылысларын үйрениўден байланыссыз халда өткерилди. Тийкарынан сүйкелистиң салдарынан электрленген халға өтиў менен олардың арасындағы тәсирлесиў күшлерин үйрениў менен шекленди. Электр хәққындағы тәлиматтың бул бөлими кейинирек электростатика атамасына ийе болды.

1789-жылы Гальвани тоқтың физиологиялық тәсирин ашты. Мыс илгектиң жәрдемiнде хәзир ғана препаратланған қурбақаның арқа нервлерин илдирип алып оны балкондағы темир перилаға илдиргенде ол хәр сапары қурбақаның мускулалары перилаға тийгенде қысқартатуғынлығын аңғарған. Сол ўақытлары мускулалардың олар арқалы электрленген денелердің разряды өткенде қысқартатуғынлығы белгили болған болса да көп ўақытлардың даўамында электрлик қубылыслардың бирден-бир екенлиги анықланған жоқ хәм "гальваникалық электр" менен сүйкелистиң салдарынан алынатуғын электрди өз алдына қараў қабыл етилди. Тек XIX әсiрдің басында ғана электрлик қубылыслардың түрлериниң оғада көп екенлиги ашылды: электр тоғының пайда болыў шәртлери үйренилди, тоқтың жыллылық хәм магнитлик тәсирлери табылды, диэлектриклердің тутқан орны анықланды х.т.б. XIX әсiрдің екiнши ярымы электр хәққындағы тәлиматтың пәтли раўажланыўы орын алды. Фарадей менен Максвелл тәрeпинен электромагнит қубылысларының бирлиги анықланды, электромагнит толқынлар ашылды хәм жақтылықтың электромагнит теориясы дәретилди.

Электр хәққындағы тәлиматтың раўажланыўының принципиаллық әхмийети жүдә жоқары: бир тәрeптен электрлик қубылысларды механикалық қубылысларға алып келиўдің мүмкин емес екенлиги айқын болды, екiншиден, электрлик қубылыслардың басқа барлық физикалық процесслердің арасындағы терең байланыстың бар екенлигин көрсетти. Усындай жоллар менен электр хәққындағы тәлимат механикалық материализмнің диалектикалық материализмге өтиўине мүмкиншилик берди. Ақырында, электрлик қубылыслардың әмелий қолланылыўының әхмийетиниң жүдә ұллы екенлиги айқын болды.

Электр хәққындағы тәлиматтың раўажланыўында рус алымларының тутқан орны ұллы. XVII әсiрдің ортасында Г.В.Рихман менен биргеликте гүлдирмама қубылысын үйрениўдің барысында хәўаның электрлениўиниң жоқары көтерилетуғын ағыслардың сүйкелисиниң салдарынан пайда болады деген жуўмаққа келди. Ломоносовтың өзи болса 1753-жылы сол ўақытлар ұшын алдыңғы қатардағы пикирлерден болған электрди эфирдің

бөлекшелеринің үлкен тезликтеги айланбалы қозғалысы деп болжады. Сол 1753-жылы Петербург Илимлер Академиясы "Электр күшлеринің тәбияты хақында" пүткил дүнялық конкурс дағазалады. Сыйлық 1755-жылы Л.Эйлерге берилди. Ол электрленген денелердің бир бири менен тәсирлесиўин эфирдің керіўи сыпатында түсіндирди. Петербург академиги Эпинус сол ўақытлары кең түрде пайдаланылған "электр суйықлығы" түсинигин киргизди және биринши рет электр хәм магнит қубылысларының математикалық теориясын раўажландырды. 1803-жылы академик В.В.Петров электр доғасын ашты хәм оны әмелде қолланыўдың мүмкиншилигин болжады. Ол бириншилерден болып суйықлықлар арқалы тоқ өткенде олардың ажыралатуғынлығын үйренди. XIX әсирдің отызыншы хәм қырқыншы жыллары Петербург Илимлер Академиясының хақыйқый ағзасы хәм Петербург университетинің профессоры Э.Х.Ленц индукциялық тоқтың бағыты менен тоқтың жыллылық тәсирин анықлайтуғын жүдә әҳмийетли болған ыызамларды ашты. XIX әсирдің екинши ярымында А.Г.Столетов темирдің магнитлик қәсийетлерин үйрениўдің усылын берди хәм фотоэлектрлик қубылысты ашты. 1895-жылы А.С.Попов радиотелеграфты ойлап тапты, ал бир неше жыл өткеннен кейин П.Н.Лебедев миллиметрли электромагнит толқынларын алды. XX әсирдің басында Москва мәмлекетлик университетинің профессоры А.А.Эйхенвальд экспериментлерде қозғалатуғын зарядлардың тоқ сыяқлы магнит майданын пайда ететуғынын дәлилledi. Совет алымлары электр хақындағы тәлиматтың ҳәр қыйлы тараўларында ири табысларға еристи.

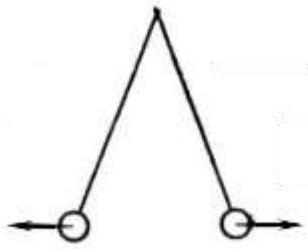
Рус алымлары электротехниканың раўажланыўында үлкен орынларды ийеледи. Б.С.Якоби биринши болып электромоторды конструкциялады хәм оны қайық пенен вагонды қозғалысқа келтириў ушын пайдаланды; ол электролиздің әмелий жақтан пайдаланылыўын (гальванопластинканы) ашты. П.Н.Яблочков жақтыландырыў ушын әмелде қолланыўға болатуғын электр доғасын ойлап тапты, ал А.Н.Лодыгин биринши қыздырыў электр лампасын соқты. П.Н.Яблочков пенен И.Ф.Усагин биринши болып электр трансформаторын, ал М.О.Доливо-Добровольский болса үш фазалы тоқты практикаға енгизди. Н.Г.Славянов пенен Н.Н.Бенардос электросварканы ойлап тапты.

Электротехниканың ҳәзирги заман өндирисиндеги әҳмийетли орны бизиң елимиздеги электротехниканың тутқан үлкен орнын анықлады...

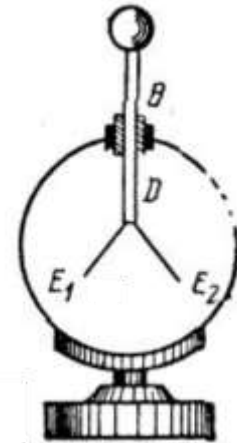
§ 251 Электр зарядлары. Электр хақындағы тәлиматтың тарийхый раўажланыў барысына сәйкес биз баянлаўды электрлестириў ҳалының характеристикасы менен электрленген денелердің өз-ара тәсирлесиў ыызамларынан баслаймыз. Жоқарыда айтылып өтилгениндей, электр хақындағы тәлиматтың бул бөлими электростатика деп аталады. XVIII әсирдің басында өткерилген тәжирийбелер электрлеўдің тек еки түринің болатуғынлығын көрсетти: шийшени териге сүйкегенде шийше алатуғын электрлеў (оны оң деп атады) хәм терини шийшеге сүйкегенде тери алатуғын электрлеў (терис деп аталады). Бирдей болып электрленген денелер (мысалы оң электрленген) бир бири менен ийтериседи; ҳәр қыйлы электрленген затлар бир бирине тартысады. Денелер бир бирине тийгенде электрлениў бир денеден екинши денеге өте алады.

Электрлениў ҳалында турған дене зарядқа ийе деп есапланады хәм ол денениң электрленгенлигинің өлшеми болып табылады. Зарядтың анықламасы төменде бериледи.

Тәбиятта электрлениў ҳалы алып берилетуғын денелер бар хәм оларды өткізгишлер деп атайды. Соның менен бирге электрлениў ҳалын алып бермейтуғын денелер де бар болып, оларды изоляторлар деп атайды.



1-сүрет. Электрленген шариклердің бір бири менен тәсірлесиуі.



2-сүрет. Кишкене қағазлары бар электроскоп.

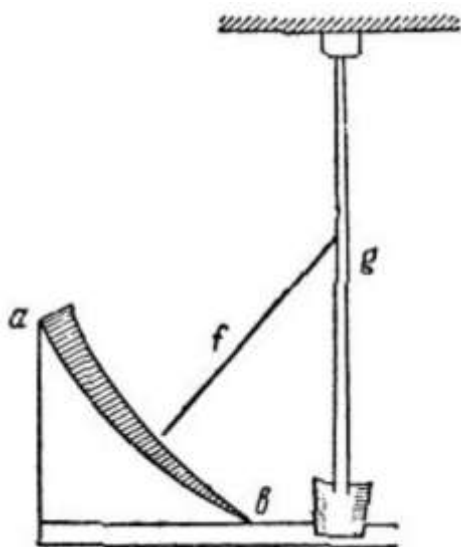
Электрленгенлік дәрежесін электрленген денелердің арасындағы күштің шамасы бойынша анықлауға болады. Электрленгенлікті сапалық жақтан анықлау үшін, мысалы, ұзын сабақтарға илдирилген екі жеңіл шариклерді пайдаланыуға болады (1-сүрет). Бирдей электрленгенлік орын алғанда шариклердің арасында ийтерисіу күшлери пайда болады. Нәтижеде шариклер бір биринен ұзақласады, соның менен бирге олар қаншама күшлирек электрленген болса, онда олардың арасындағы ұзақласыу да үлкен болады. Әмелде **электроскоптар** деп аталатуғын арнаулы әсбаптарды пайдаланады. Олардың бири 2-сүретте көрсетилген.

2-сүретте көрсетилген электроскоп мынадай дүзиліске ийе: D металл сымның төменгі тәрепинен жеңіл E_1 хәм E_2 алюминий жапырақлары илдирилген. Сол жапырақтар менен сым ұсы қағазларды бақлау үшін шийше айнаға ийе металл қутының ишине B эбонит пробкасының жәрдемінде бекитилген¹. Егер D сымна оған электрленген денени тийгизиу арқалы электр заряды берилетуғын болса, онда алюминий жапырақтар электрленеди хәм бир бири менен ийтерисип бир биринен ажырасады. Олардың ажырасыуы бойынша оларға берилген электрлесиудің шамасын анықлауға болады.

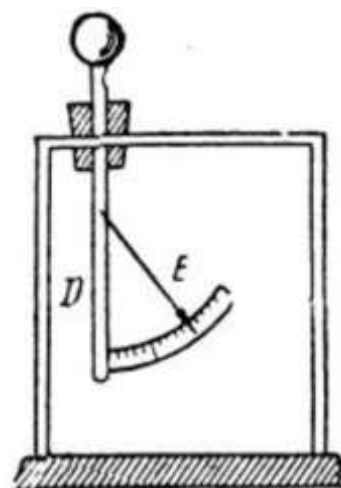
Қаншама электрлескенлігін санлық жақтан дәл анықлау үшін электроскоптың шкаласы болыуы керек. "Электр көрсеткиши" ямаса электрометр деп аталатуғын ұсындай әсбапты биринши рет М.В.Ломоносов пенен биргеликте гүлдирмамадағы разрядларды изертлеген Г.В.Рихман 1745-жылы соқты. Г.В.Рихманның "электр көрсеткишиниң" сүүрети 3-сүретте келтирилген. Бул сүүретте g арқалы вертикаль бағытта илдирилген металл сызғыш көрсетилген. Сызғышқа бир ұшы менен жипек сабақ f бекитилген. Электрлестириуде сабақ сызғыштан ийтериледи хәм оның ауысыу дәрежеси ағаштан соғылған ab квадратына қойылған белгилердің жәрдемінде анықланады.

Рихманның схемасы бойынша соғылған хәзирги заман электрометри 4-сүүретте келтирилген. D стерженин электрлегенде E жапырағы қозғалмайтуғын D стерженинен ийтериледи, ал электрлениудің дәрежесинен ғәрезли болған ауысыудың шамасы шкала бойынша анықланады.

¹ Бул қутының тутқан орны хәққында төменде гәп етиледі (133-параграфта).

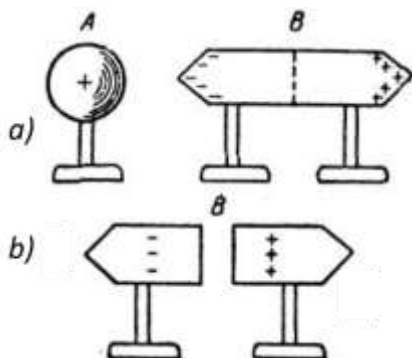


3-сұйрет. Г.В.Рихманның электр көрсеткіші.



4-сұйрет. Электрометр.

Электрлениу процессин түсиниуге жәрдем беретугын жүдә аҳмийетли болған қубылыстың мәніси мынадан ибарат: мысалы, егер оң электрленген денени терис электрлей басласа, онда оның электрлениу дәрежеси киширейеди хәм кейнинен толық жоғалады хәм тек ұсыннан кейин ғана дене терис электрлене баслайды. Буннан хәр қыйлы белгиге ийе болған зарядлардың бир бирин компенсациялайтуғыны келип шығады. Бул факт мынадай гипотезаның пайда болыуына алып келди: зарядланбаған денелерде барлық ўақытта қарама-қарсы белгилерге ийе зарядлар бар хәм олардың тәсирлери бир бирин толық компенсациялайтуғындай болады. Артықмаш оң зарядларға ийе денелер оң зарядланған. Артықмаш терис зарядларға ийе дене терис зарядланған. Денелерди бир бирине сүйкегенде олардың екеуи де электрленеди, олардың бири оң зарядқа, ал екіншиси терис зарядқа ийе болады. Буннан биз зарядлар пайда болмайды хәм жоқ болмайды, олардың тек бир денеден екінши денеге берилиуи ямаса берилген денениң ишинде орын алмастырыуы мүмкин деген жуўмаққа келемиз. Бул жағдай электр зарядларының сақланыу ызамамы атамасы менен белгили хәм ол электр ҳаққындағы тәлиमतтың тийкарғы ызамамы болып табылады хәм көп санлы эксперименталлық фактлердиң тийкарында тастыйықланады. Бундай эксперименталлық фактлердиң бири сыпатында Эпинус тәрепинен ашылған алып келиу менен электрлеуди (рус тилинде "электризация наведением") ямаса индукцияланған электрлениуди көрсетиуге болады.



5-сұйрет. Алып келиу менен электрлеу.

Алып келиу менен электрлеу қубылысының мәніси мынадан ибарат: егер изоляцияланған B өткізгиге A зарядланған денесин алып келсе (5-а сұйрет), онда B

өткізгішінде зарядлар пайда болады. Соның менен бірге A денесіне жақын бөлімінде қарама-қарсы белгидеги заряд, ал оған ең ұзақласқан бөлімінде белгиси A денесінің зарядының белгисіндей болған зарядлар пайда болады екен. Зарядланған A денесін алып кеткенде B денесіндегі зарядлар жоқ болады. Бірақ, A денесін алып кетпестен бұрын B өткізгішін екіге бөлсек (5-б сүйрет), онда зарядлар A денесін алып кеткеннен кейін де сақланады. Егер B денесінде ұсы дене арқалы еркін қозғала алатұғын оң хәм терис зарядлар (ямаса бир белгиге ийе болған зарядлар еркін қозғала алатұғын) барлық ұақытта бар еди деп болжаса, онда Эпинус тәжірийбесін түсіндириў аңсат. Бундай жағдайда өткізгішке оң зарядланған B денесіне оң зарядланған A денесін алып келгенде B денесінде бар болған терис зарядлар оған тартылады, ал оң зарядлар оннан ийтериледи. Нәтийжеде B денесінің еки ұшында хәр қыйлы белгиге ийе электрлеў пайда болады. Зарядланған A денесін алып кеткенде B денедеги зарядларға сыртқы күшлердің тәсири тоқтайды, зарядлар "араласады" хәм B денесінің барлық бөлімлери қайтадан нейтраль болады. Егер A денеси жақынлатылған ұақытта B денесін екіге бөлген жағдайда ұсы B денесіндегі зарядлардың араласыўы болмаған хәм бул денени екіге бөлгенде оның еки бөліми электрленген халда қалған болар еди.

B денесінің бир биринен ажыратылған еки бөлімін бир бирине тийгизгенде сақланған зарядлардың муғдарларының шамалары бойынша бирдей екенлигин хәм тийискеннен кейін B денесінің нейтраль болып қалатуғынлығын аңсат көриўге болады.

Нейтраль затлардағы еки белгиге ийе болған зарядлардың болыўы менен олардың сақланатуғынлығын толық тастыйықланған деп есаплаўға болады

XIII әсирдің орталарында пайда болған электрлик құбылыслардың биринши теориясы айрықша электр сұйықлығының бар деп болжады. Буннан кейін еки электр сұйықлығы - оң хәм терис сұйықлық бар деп болжады. Петербург Академиясының академиги Эпинус бир электрлик сұйықлық теориясын раўажландырды хәм оны оң сұйықлық деп болжады. Эпинустың теориясы бойынша бул сұйықлықтың артықмаш болыўы оң электрлениў халын, ал жетиспейи терис электрлениў халын пайда етеди. XIX әсирдің ақырында элементар электр зарядының бар екенлиги табылды; атомлар ямаса молекулалар ұсы элементар зарядтан пүтин есе үлкен болған зарядқа ғана ийе бола алады. Буннан кейін ұсындай жағдайдың орын алыў себебинің белгили болған терис e зарядқа ийе элементар бөлекшелердің бар болыўының нәтийжеси екенлиги белгили болды; бул бөлекшелер *электронлар* атамасына ийе болды. Төменде электронның тек белгили болған e зарядқа ийе болып ғана қоймай, белгили болған m массасына да, және бир қатар физикалық шамаларға да (айланбалы момент, магнит моменти) ийе болатуғынлығы белгили болды...

Электронның массасы ең жеңил болған водород атомының массасының шама менен $\frac{1}{1840}$ бөлегін құрайды.

Хәзирги заман көз-қараслары бойынша (III томға қараңыз), электроны құрамлық бөлек сыпатында барлық атомларға киреди; ядро деп аталатуғын атомның орайлық бөліми атомлық ядро деп аталады; атомның массасының дерлик барлығы оның ядросында топланған. Хәзирги ұақытлары оң зарядланған электронлардың бар екенлиги де белгили (оларды позитронлар деп атайды). Бірақ олар айрықша шараятларда пайда болады хәм оларды биз қарамаймыз.

§ 122 Өткізгішлер хәм изоляторлар. Жоқарыда айтылып өтилгениндей, тәжірийбелер барлық денелердің еки классқа бөлінетуғынлығын көрсетеди: 1) электрлениўди алып бере алатуғын денелер; оларды өткізгішлер деп атайды хәм 2) электрлениўди алып бермейтуғын денелер; бундай денелерди өткізбейтуғын (соның менен бирге изоляторлар ямаса диэлектриклер) денелер деп атайды. Өткізгішлер биринши хәм екинши әўлад өткізгішлер болып екіге бөлінеди. Биринши әўладқа

киретуғын өткізгіштерде зарядлардың алып өтилиуі (тасылыуы) олардың химиялық тәбиятының өзгеріслері хәм затлардың сезілерліктей тасылыуы менен байланыссы емес; екінші әулад өткізгіштердегі зарядлардың тасылыуы химиялық өзгеріслер менен, атап айтқанда басқа өткізгіштер менен тұтасқан орынларда заттың химиялық құраушыларының бөлініп шығуы менен жүреді. Бірінші әулад өткізгіштерінде барлық металлар кіреді; екінші әулад өткізгіштерінің қатарына балқытылған дүзлар, дүзлардың, кислоталардың хәм силтилердің еритпелері кіреді.

Хәзіргі Ұақытлары ярым өткізгіштерді де айырып көрсетеді. Бұл денелер жүдә киші болса да, бірақ толық сезілерліктей электр өткізгішлікке және оларды айрықша топарға киргізгендей бір қатар қасиетлерге иіе. Хәзіргі Ұақытлары өткізгіштер менен диэлектриктердің тәбияты жөнінде белгілі болған көз-қараслар қәліплекен.

Металларда (бірінші әулад өткізгіштерде) электронлардың бір бөлімі атомлардың арасында еркін қозғала алады. Зарядланбаған металда еркін қозғалатуғын электронлардың зарядлары металдың кристаллық пәнжересіндегі атомлардың тулғалары менен байланыссы болған оң зарядлар менен компенсацияланады. Өткізгішті электрлеу оған киретуғын электронлардың санларының өзгеріслеріне алып келінеді: теріс электрленгенде өткізгішке сырттан артық электронлар қосылады, ал оң зарядланғанда оннан электронлардың бір бөлімі сыртқа алынады. Бұның нәтижесінде атом ядроларының толық компенсацияланбаған оң заряды билине баслайды.

Алып келіу менен зарядлағанда (индукцияда) сыртқы заряд тәрепинен тартуу хәм ийтеріу күшлерінің тәсірінде электронлар өткізгіштің бір ұшына қарай жылысады; бұл ұшта электронлардың артықмашлығы пайда болып, теріс электрленіуді жүзеге келтіреді; өткізгіштің қарама-қарсы ұшында электронлардың жетіспеуінің себебінен компенсацияланбаған оң заряд пайда болады.

Металлардағы барлық электронлар бірдей, сонлықтан олардың орын алмастыруы бірінші әулад өткізгіштерінің химиялық құрамының өзгеріуі менен байланыссы емес. Электронлардың массалары жүдә киші болғанлықтан, ис жүзінде мүмкін болған электрлеудегі өткізгіштегі электронлардың санының өзгеріуіне байланыссы болған массаның өзгерісін сезіудің мүмкіншілігі болмайды².

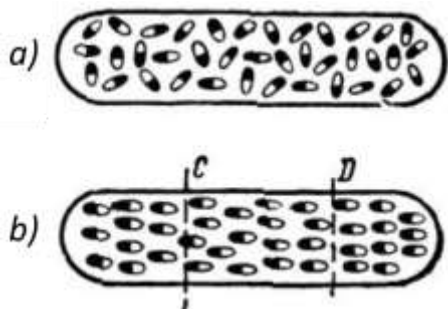
Екінші әулад өткізгіштерде еркін электронлар жоқ, бірақ оларда электронлардың жетіспеушілігі ямаса артықмашлығы бар атомлар ямаса молекулалар болады. Усындай зарядланған атомларды ямаса молекулаларды ионлар деп атайды. Екінші әулад өткізгіштеріндегі зарядтың алып жүріліуі ионлардың орын алмастыруы менен байланыссы. Бұл екінші әулад өткізгіштеріндегі химиялық өзгеріслердің болатуғынлығын түсіндіреді.

Диэлектриктер, яғнай электрді өткізбейтуғын затлар тең сандағы теріс хәм оң зарядлар бар атомлардан хәм молекулалардан тұрады, олар диэлектриктердің ишінде еркін қозғала алмайды. Электрлік күштердің тәсірінде диэлектриктердегі зарядлар тек азмаз ауысады ямаса өзлерінің бағытларын өзгертеді. Мысалы белгілері хәр қыйлы болған зарядлар (поляризуемолекулалар) жұп-жұптан байланысқан және олар бір бирине салыстырғанда тәртіпсіз түрде тарқалған зат диэлектриктің модели болып хызмет ете алады (6-а сұррет). Сонлықтан тұтасы менен алынған диэлектрик те, оның айырым бөлімлерінде де электрлік жақтан нейтраль. Егер диэлектрикке зарядланған денені алып келсе, онда зарядлар орынларын алмастырмайды, бірақ тек бірдей болып ориентацияланады (6-б сұррет)³. Усының нәтижесінде диэлектриктің алып келінген

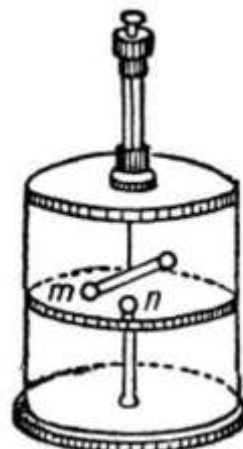
² 151-параграфтағы есаплауға қараңыз.

³ Биз интернационаллық болған "ориентация" сөзін қолланамыз хәм оның "бағыты" сөзіне сәйкес келетуғынлығын атап өтеміз (Аударушылар).

дене тәрепиндеги ушында сол денениң зарядына қарама-қарсы белгидеги, ал қарама-қарсы ушында алып келинген денениң зарядындай заряд пайда болады. Диэлектриктің ұсындай халын *поляризация* деп атайды. Бул поляризация өткізгіштегі индукцияның ұақытында пайда болатуғын электрлениуден басқа болады.



6-сұррет. Диэлектриктің поляризациясы.



7-сұррет. Кулонның айланыўшы тәрезиси.

Егер поляризацияланған диэлектрикти бөлеклерге бөлсе, мысалы, D хәм C сызықлар бойынша бөлсе (6-б сұррет), онда бөлеклердің хәр қайсысы тутасы менен нейтраль болып, тек олардың бетлеринде анаў ямаса мана белгиге ийе зарядлар болады.

Жүдә үлкен электрлик күшлерде диэлектриктің молекулаларының қыйраўы мүмкин; бундай жағдайда диэлектрик өткізгішке айланады. Бул қубылыс диэлектриктің *тесилиўи* деп аталады.

§ 123. Электростатикалық майдан. Кулон нызамы. Зарядлардың өз-ара тәсирлесіў нызамы электростатиканың тийкарғы нызамы болып табылады. Зарядлардың өз-ара тәсирлесіўин дәслеппүткил дүньялық тартасыў нызамына формаль түрдеги аналогия тийкарында түсиндирилди. Бундай жағдайда электрлик күшлер де, пүткил дүньялық тартысыў күшлери де аралықлық кеңисликтің орнының хеш қандай әхмийети жоқ "аралықтан тәсир етиў" күшлери болып табылады деп болжанған. Ал ҳақыйқатында зарядлар қоршаған орталықта қандай да бир өзгерислерди пайда етеди (тап тартысыўшы массалар сыяқлы). Бундай өзгеристің болыўы биз қарап атырған зарядтан базы бир қашықлықта жайласқан зарядқа күшлердің тәсир етиўинен көринеди. Хәзирше бундай өзгерислердің тәбиятын қарамай, биз тынышлықта тұрған зарядлар бар болған жағдайда оларды қоршаған кеңисликте электр майданы пайда болады деп айтамыз.

Еки зарядтың бир бири менен тәсирлесіўи мынадан ибарат: зарядлардың хәр қайсысы өзін қоршаған орталықта майдан пайда етеди хәм бул майдан басқа зарядқа белгили күш пенен тәсир етеди.

Электростатикалық майдан материяның айрықша түри болып табылады; бул майдан бир электрленген денениң басқа электрленген денеге тәсирин алып береді. Майданның қәсийетлери ұсы майданның зарядларға тәсир ететуғын күшлери бағынатуғын нызамларының тийкарында үйрениледі.

Зарядланған денелердің өз-ара тәсирлесіўи олардың формаларынан да, өлшемлеринен де ғәрезсиз болғанлықтан, өз-ара тәсирлесіў нызамын табыў ұшын ноқатлық зарядларды қарайды. Ноқатлық зарядлар деп айтқанда олардың өлшемлери олардың арасындағы қашықлықтан киши болған жағдайды түсинеди. Әлбетте, қәлеген зарядланған денени ноқатлық зарядлардың жыйнағы деп қараўға болады.

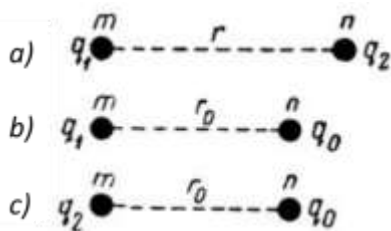
Еки ноқатлық зарядтың арасындағы өз-ара тәсирлесіў нызамын экспериментте Кулон

1785-жылы тапты. Усының менен бирге Кулон заряды өзінің ишине зарядтың шамасының анықламасын да алады.

Өзінің барлық өлшеулерін Кулон Ұадада өткерди. Бирақ, қатаң түрде айтқанда, бұл параграфта қаралатуғын Кулон ызамаының аңлатпасы бослыққа, яғнай атомлардың, молекулалардың ямаса басқа да бөлекшелердің сезилерликтей саны болмаған кеңисликке тийисли.

Ноқатлық зарядлардың өз-ара тәсирлесіу ызамаын Кулон айланатуғын тәрезинің жәрдемінде орынланған өлшеулердің жәрдемінде ашты (7-сүүрет). Бундай тәрезинің дүзилісі мынадай: үлкен шийше ыдыстың ишине жиңишке сымға (сабаққа) шийшеден исленген тәрезинің оғы илдирилген. Оның бир ушына метал шарик m , ал екінши ушына теңлестіріуши жүк бекитилген. Екінши n металл шариги шийше таяққа қозғалмайтуғын етип бекитилген. Еки шарикке де сырттан электр зарядларын беріуге болады. Шариклер бир биринен хәм қоршаған орталықтан изоляцияланған болғанлықтан, берілген зарядлар базы бир ўақыттың ишінде сақланады. m хәм n шариклеринің арасындағы қашықлықты тәрезинің m шариги бар оғын ұслап тұрған сабақ бекитилген головканы бұрыу арқалы өзгертіуге болады. m хәм n шариклерине зарядлағанда олар бир бири менен тартысады ямаса ийтериседи (зарядлардың белгилерине ғәрезли). Нәтийжеде m шариги бекитилген тәрезинің оғы базы бир мүйешке бұрылады. Тәрезинің головкасын бұрыу арқалы m шаригин өзінің бұрынғы орнына алып келиуге болады; бундай жағдайда сабақтың бұралыу моменти m шаригине түскен электр күшинің моментине тең болады. Егер сабақ алдын ала гради ровкаланған болса, онда головканың бұрылыу мүйешинің шамасы бойынша күш моментинің шамасын тиккелей анықлауға болады. Бундай жағдайда тәрезинің оғының ұзынлығын билип шариклердің арасындағы өз-ара тәсирлесіу күшинің шамасын анықлау мүмкин.

Кулон ызамаына алып келетуғын пикирлеудің барысы мынадай. Ең бириншиден, бақлаулар зарядлардың арасындағы өз-ара тәсирлесіу күшлеринің бағыты сол зарядларды тутастыратуғын түүры менен бағытлас. Егер зарядлар бирдей белгиге ийе болса, онда 121-параграфта көрсетилгендей, күшлер ийтерелис күшлери, ал хәр қыйлы белгиге ийе болған жағдайда тартылыс күшлери болып табылады. Базы бир тұрақлы зарядлар берілген m хәм n шариклеринің арасындағы r қашықлығын өзгерте отырып, тәжирийбеден өз-ара тәсирлесіу күшлеринің r қашықлығының квадратына кері пропорционал екенлигине исениуге болады (8-а сүүрет).



8-сүүрет. Кулон ызамаын тийкарлау ушын.



9-сүүрет. Радиус-вектордың бағыты.

q_1 хәм q_2 зарядларының шамаларын салыстырыу ушын бұл зарядлардың белгилі болған базы бир үшінши q_0 заряды менен f_1 хәм f_2 өз-ара тәсирлесіу күшлерін өлшеймиз (егер оларды үшінши заряд q_0 ге бирдей r_0 қашықлығында жайласқан болса) (8-б хәм 8-с сүүретлер). Оның ушын m шаригине q_1 хәм q_2 зарядларын беремиз, ал n шаригинің зарядын өзгериссиз хәм q_0 шамасына тең етип қалдырамыз.

Тәжирийбелер күшлердің f_1/f_2 қатнасының үшінши зарядтың шамасы q_0 ден де, ұсы зарядтан q_1 хәм q_2 зарядлары жайласқан r_0 қашықлықтардан да ғәрезсиз екенлигин көрсетеди. Демек, күшлердің қатнасы болған f_1/f_2 шамасы q_1 хәм q_2 зарядларының

өзлери бойынша анықланады екен. Буннан заряддардың қатнасы болған q_1/q_2 шамасының күшлердің қатнасы f_1/f_2 ге тең екенлиги келип шығады. Солай етип, биз *еки зарядтың шамаларының қатнасын өлшеуі ұсылына* ийе боламыз.

Заряддарды *өлшеудің бирликлерин* анықлағаннан заряддардың абсолют шамаларын анықлауға болады. Биз оны кейинирек қараймыз.

Заряддардың мұғдарларын салыстыруы ұсылына ийе болып, биз хәр қыйлы болған $q_1, q_2, q_3, \dots$ зарядларын *жуп-жуптан бирдей r қашықтықта жайластыра аламыз*. Тәжірийбе бундай жағдайда жуп зарядтың арасындағы өз-ара тәсир етиу күши f тиң олардың шамаларының көбеймеси $q_i \cdot q_k$ ге тең болатуғынлығын көрсетеди.

Солай етип, Кулон ызамаы ұшын мынадай анықламаны бере аламыз: *еки ноқатлық зарядтың арасындағы өз-ара тәсирлесу күши f тиң шамасы q_1 хәм q_2 зарядларының көбеймесине тууры пропорционал хәм олардың арасындағы қашықтық r диң квадратына кері пропорционал*:

$$f = k \frac{q_1 q_2}{r^2}, \quad (1)$$

Бул теңликте k арқалы пропорционаллық коэффициенті белгиленген.

Егер оң зарядларға плюс (+) белгисин, ал терис зарядларға минус (-) белгисин берсек, онда күштиң терис мәніси тартылыс күшине, ал күштиң оң мәніси ийтерилис күшине сәйкес келеди.

(1)-Кулон ызамаын векторлық түрде де жазыуға болады. q_1 ноқатлық зарядынан (9-сүүрет) q_2 ноқатлық зарядына $\mathbf{r}$ радиус-векторын жүргиземиз. q_2 зарядына тәсир ететуғын $\mathbf{f}$ күши (1)-формулаға сәйкес сан мәніси бойынша $k \frac{q_1 q_2}{r^2}$ шамасына тең хәм $\mathbf{r}$ радиус-векторы менен бағытлас. Солай етип, Кулон ызамаын векторлық түрде былайынша жазады:

$$\mathbf{f} = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \cdot \frac{\mathbf{r}}{r}. \quad (1a)$$

Зарядтың CGS-бирлигин табыу ұшын (1)-Кулон ызамаындағы пропорционаллық коэффициенті k ны бирге тең етип аламыз:

$$f = \frac{q_1 q_2}{r^2}.$$

Буннан, мынадай жағдайға ийе боламыз: *CGS системасында зарядтың бир бирлиги сыпатында бир биринен 1 см қашықтықта 1 дина күши менен тәсирлесетуғын ноқатлық заряд алынады*. Бул бирлик *зарядтың абсолют электростатикалық бирлиги* деп аталады.

Электр ҳаққындағы тәлиматта CGS системасының тийкарында белгиленген бирликлер хәм электростатиканың ызамлары *абсолют электростатикалық бирликлер* деп аталады CGSE символы менен белгиленеди.

Хәзирги ўақытлардағы халық аралық бирликлер системасындағы электростатикалық бирликтің киши екенлигине байланысly (I томға қараңыз) зарядтың бирлиги сыпатында зарядтың CGSE-бирлигинен $c/10$ есе үлкен болған зарядтың бирлиги қабыл етилген. Бул жерде c арқалы электродинамикалық бирлик деп аталатуғын бирлик белгиленген (196-параграфты қараңыз). Бул бирлик кулон деп аталады. Электрдинамикалық тұрақлы болған c шамасы жоқары дәлликте $3 \cdot 10^{10}$ см/сек ке тең болғанлықтан

$$1 \text{ кулон} = 3 \cdot 10^9 \text{ зарядтың CGSE-бирлиги.}$$

теңлигине ийе боламыз.

CGSE системасындағы өлшемлер (1)-формуланың тийкарында алынған:

$$[q^2] = [f] \cdot [r^2].$$

Буннан

$$[q] = [f^{1/2}] \cdot L = M^{1/2} \cdot L^{3/2} T^{-1}$$

теңліклеріне ийе боламыз.

Зарядланған денелердің арасындағы өз-ара тәсірлесіу күшін анықлауға мысал келтіреміз.

Мысал. Салмақ майданында тұрған екі кішкене шарик (хәр қайсысының массасы 0,1 граммнан) ұзындығы $l = 25$ см болған сабаққа илдирип қойылған (10-сұйрет). Бұннан кейін шариклерге бірдей заряд берілген. Нәтижеде олар бір-бірінен $r = 5$ см ге қашықласқан. Оларға берілген зарядларды CGSE-системасында хәм кулонларда анықлаңыз.

Шешими. Шариклердің арасындағы ийтерилис күши

$$f = \frac{q^2}{r^2}$$

формуласының жәрдеминде анықланады. q арқалы хәр бір шарикке берілген заряд белгіленген. f ийтерисіу күшінің тең тәсір етіушісін F пенен салмақ күші $P = mg$ сабақтың бойы менен бағытланған жағдайда тең салмақтық орнайды. 10-сұйреттен биз мынаған ийе боламыз:

$$f = P \cdot \operatorname{tg} \alpha = mg \cdot \operatorname{tg} \alpha.$$

α мүйешінің киші мәніслерінде $\operatorname{tg} \alpha$ ны жууық түрде $\sin \alpha$ ге тең деп есаплауға болады. Бирақ

$$\sin \alpha = \frac{r}{2l}, \text{ бұннан } f = \frac{mgr}{2l}$$

теңлігине ийе боламыз. f тиң ұсы мәнісін q^2/r^2 шамасына теңлестіріп

$$\frac{q^2}{r^2} = \frac{mgr}{2l}$$

қатнасына ийе боламыз хәм ол биз ізлеген жууапты береді:

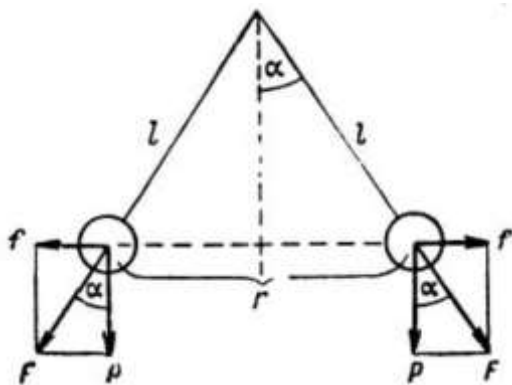
$$q = r \sqrt{\frac{mgr}{2l}} = 5 \sqrt{\frac{0,1 \cdot 981 \cdot 5}{2 \cdot 25}} \text{ CGSE} = 15,6 \text{ CGSE}$$

Бұл зарядты кулонларға өткеріп

$$q = \frac{15,6}{3 \cdot 10^9} \text{ К} = 5,2 \cdot 10^{-9} \text{ К}.$$

теңлігине ийе боламыз.

Бұл есаптан кулонның үлкен бірлік екенлігине хәм денелерді әдеттегідей электрлегенде бақланатуғын зарядлар кулонның жүдә кішкене бөлегіндей шама менен аңлатылатуғынлығына көз жеткереміз.



10-сұйрет. Электрленген шарларға тәсір ететуғын күшлер.

§ 124. Электростатикалық майданның кернеулігі. Биз 123-параграфта хәр бір зарядтың қоршаған орталықта электростатикалық майданды пайда ететуғынлығын айтқан

едик. Майданның қасиетін оған нүктелік заряддарды қойып және оларға әсер ететұғын күштерді бақылау арқылы үйреніуге болады. Бұндай жағдайда алып келінген заряддарды дым киші және сондықтан *олар майданы пайда еткен заряддардың мұғдарын да, жайласуларын да өзгерте алмайды* деп болжаймыз. Кулон заңымен майданның базы бір нүктесіне жайластырылған q оң зарядына ұсы зарядтың шамасына пропорционал f күші әсер етеді. Бұл күштің шамасы менен бағыты майданды пайда ететұғын барлық заряддардың шамасы және жайласулары бойынша анықланады. Зарядқа әсер ететұғын f күшінің ұсы зарядтың шамасы q ға қатнасы, Кулон заңында көрініп тұрғанындай, q зарядының шамасынан өзгеші емес және майданның берілген нүктесін тәуірлейді. Солай етіп, майданның барлық нүктелері үшін табылған f/q қатнасы майданның белгилі болған объектив қасиетлерінің физикалық характеристикасын береді. Бұл қатнас электростатикалық майданның кернеулігі деп аталатұғын физикалық шаманы анықлайды. Оны биз E арқылы белгілейміз:

$$E = \frac{f}{q}. \quad (1)$$

Егер бұл формулада $q = +1$ деп болжасақ, онда E шамасы бойынша да, бағыты бойынша да f шамасына сәйкес келеді. Демек, *базы бір нүктесіндегі электростатикалық майданның кернеулігі сан мәнісі және бағыты бойынша ұсы нүктеге жайластырылған бір бірлік оң зарядқа әсер ететұғын күшке тең*. Бұл анықламадан кернеуліктің векторлық шама екенлігі келіп шығады.

Кернеуліктің бірлігі сыпатында *бір бірлік зарядқа бір бірлік күш әсер ететұғын майданның кернеулігі қабыл етіледі*. Бұннан CGSE-системада кернеуліктің бірлігі электростатикалық бір бірлік зарядқа бір дина күш әсер ететұғын майданның нүктесіндегі кернеулік алынады. Бұл системадағы кернеуліктің өлшемі (1)-формула бойынша анықланады:

$$[E] = \frac{[f]}{[q]} = \frac{MLT^{-2}}{M^{1/2}L^{3/2}T^{-1}} = M^{1/2}L^{-1/2}T^{-1}. \quad (2)$$

Мысаллар сыпатында, базы бір әрмийетлі дара жағдайлар үшін электростатикалық майданның кернеулігін есептейміз.

1. Нүктелік зарядтың майданының кернеулігі. q нүктелік зарядын аламыз және ұсы зарядтан r қашықтығында жайласқан A нүктесіндегі майданды анықтаймыз.

Кулон заңы бойынша q зарядынан r қашықтығында жайласқан q_0 оң зарядына әсер ететұғын күш мынаған тең:

$$f = \frac{q \cdot q_0}{r^2}.$$

Бұннан A нүктесіндегі кернеулік

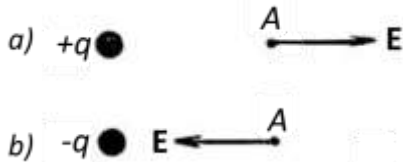
$$E = \frac{f}{q_0} = \frac{q}{r^2} \quad (3)$$

шамасына тең болады. (3)-аңлатпа A нүктесіндегі кернеуліктің шамасын анықтайды. Кернеуліктің бағыты f күшінің бағытына сәйкес келеді. Демек, E векторы q зарядын A нүктесі менен тұтастыратұғын сызықтың бойында жатады және оның бағыты былайынша анықланады: егер q зарядының шамасы оң болса, онда ұсы q зарядынан сыртқа қарай, ал егер q заряды теріс болса, онда ұсы зарядқа қарай бағытланған (11-сүрет).

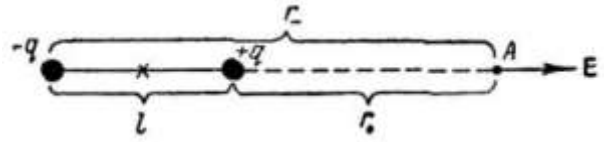
Векторлық түрде кернеулік E былайынша жазылады:

$$E = \frac{q}{r^2} \cdot \frac{\mathbf{r}}{r}. \quad (3a)$$

Бұл формулада $\mathbf{r}$ арқылы q нүктелік заряды тұрған орыннан кернеулігі E есепланып атырған нүктеге түсірілген радиус-вектор белгіленген.



11-сүрөт. Электростатикалык майданның кернеулиги E ниң бағыты.



12-сүрөт. Диполдин көшериндеги майданның кернеулигин аныклайға.

Егер кернеулик бир неше $q_1, q_2, \dots, q_n$ зарядлары тәрәпинен пайда етилетуғын болса, онда базы бир ноқаттағы қосынды майдан ҳәр бир заряд пайда еткен майданның кернеуликлериниң геометриялық қосындысынан турады. Бұл мынадай факттен келип шығады: берилген ноқатта тұрған q_0 зарядына тәсир ететуғын f күши ҳәр бир заряд өз алдына пайда еткен $f_1, f_2, \dots, f_n$ күшлердиң геометриялық қосындысына тең:

$$f = f_1 + f_2 + \dots + f_n.$$

Бұл теңликтен f күшиниң q_0 зарядына қатнасы болған кернеуликтің

$$E = \frac{f}{q_0} = \frac{f_1}{q_0} + \frac{f_2}{q_0} + \dots + \frac{f_n}{q_0}.$$

шамасына тең болатуғынлығы көреміз. Теңликтің оң тәрәпинде тұрған ағзалар $q_1, q_2, \dots, q_n$ зарядлары пайда еткен $E_1, E_2, \dots, E_n$ кернеуликлери болып табылады. Демек,

$$E = E_1 + E_2 + \dots + E_n. \quad (4)$$

2. Диполдин майданының кернеулиги. Диполь деп бир биринен l қашықтығында тұрған белгилери ҳәр қыйлы болған еки зарядтың жыйнағына айтады. l диң шамасы диполь пайда еткен майданының кернеулиги анықланатуғын ноқаттан диполге шекемги қашықтықтан әдеуір киши болыуы керек. Зарядлар арқалы өтетуғын сызықты диполдин көшери деп атайды. Диполдин көшериниң бойында тұрған A ноқатындағы электростатикалык майданның кернеулигин анықлаймыз (12-сүрөт). A ноқатынан $+q$ ҳәм $-q$ зарядларына шекемги қашықтықты сәйкес r_+ ҳәм r_- арқалы белгилеймиз. A ноқатынан диполдин ортасына шекемги қашықтық r болсын. Бундай жағдайда:

$$r_+ = r - \frac{l}{2}, r_- = r + \frac{l}{2}.$$

E кернеулиги ҳәр бир заряд өз алдына пайда еткен E_+ ҳәм E_- кернеуликлериниң геометриялық суммасына тең. E_+ ҳәм E_- векторлары диполдин көшери бойлап бағытланған болғанлықтан, геометриялық сумма алгебралық суммаға алып келинеди:

$$E = \frac{q}{r_+^2} - \frac{q}{r_-^2}$$

ямаса

$$E = \frac{q(r_-^2 - r_+^2)}{r_+^2 \cdot r_-^2} = \frac{q(r_- + r_+)(r_- - r_+)}{r_+^2 \cdot r_-^2} - \frac{q}{r_-^2}.$$

Буннан кейин мынаған ийе боламыз:

$$r_- + r_+ = l, \quad r_+ - r_- = 2r;$$

шәрт бойынша $r \gg l$. Сонлықтан жуўық түрде

$$r_+^2 \cdot r_-^2 \cong r^4$$

аңлатпасына ийе боламыз ҳәм в E ушын жазылған аңлатпа мынаған тең болады:

$$E = \frac{2ql}{r^3}.$$

q зарядының зарядлардың арасындағы қашықтыққа көбеймеси

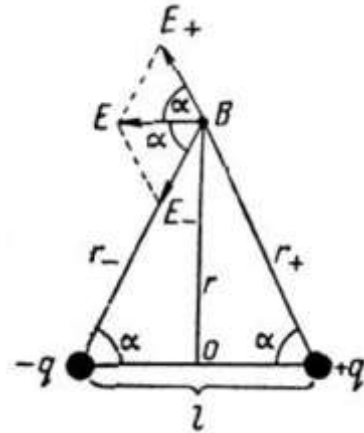
$$p = ql$$

диполдин моменти деп аталады. E ушын жазылған формулаға p диполдин моментин киргизип, ең ақырында мынадай формулаға ийе боламыз:

$$E = \frac{2p}{r^3}. \quad (5)$$

А нокатындағы майданның кернеулиги E диполдің көшеринен оңға қарай бағытланған.

13-сүррет.
Диполдің майданының В нокатындағы
кернеулигин анықлауға.



Диполдің көшерине перпендикуляр болған OB түйісінің бойында орналасқан B нокатындағы кернеуликти қараймыз (13-сүррет). B нокатындағы кернеулик $+q$ хәм $-q$ зарядлары пайда еткен кернеуликлердің геометриялық қосындысына тең. Еки зарядтан B нокатына шекемги қашықтықлар r_+ хәм r_- лер өз ара тең. Сонлықтан сан мәніси бойынша:

$$E_+ = E_- = \frac{q}{r_+^2}.$$

E_+ хәм E_- кернеуликлери векторларының бағытлары 13-сүрrette келтирилген.

13-сүрrette көринип тұрғанындай, қосынды кернеулик векторы болған $E = E_+ + E_-$ векторының шамасы мынаған:

$$E = E_+ \cos \alpha + E_- \cos \alpha = \frac{2q}{r_+^2} \cos \alpha$$

ямаса

$$E = \frac{2q}{r_+^2} \cdot \frac{l/2}{r_+} = \frac{2l}{r_+^3}$$

шамасына тең.

Диполдің ортасынан B нокатына шекемги қашықтықты r арқалы белгилейик. Бұндай жағдайда $l \ll r$ теңсізлиги жуық түрде орынланатуғын болғанлықтан, соңғы формуланы былайынша жаза аламыз:

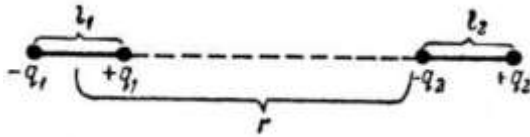
$$E = \frac{ql}{r^3}.$$

Ақырында диполдің моменти болған $p = ql$ шамасын киргизип

$$E = \frac{p}{r^3}. \quad (6)$$

формуласына ийе боламыз. (5)- хәм (6)- формулаларды салыстырып еки жағдайда да диполдің майданының кернеулигинің диполь моменти p ге пропорционал диполден қашықтық r дің кубына кери пропорционал екен.

Жоқарыда келтирилген мысаллар қосынды кернеуликтің электрлик системаны пайда ететуғын нокатлық зарядлар пайда еткен кернеуликлердің геометриялық суммасына тең екенлигин көрсетеди. Бирақ, көпшилик жағдайларда нокатлық зарядлардан тұратуғын система көз-қарасының жәрдеминде исленетуғын есаплаулар жүдә қурамалы, хәтте орынлау мүмкин еместей дәрежеде болады; сонлықтан, көп санлы мәселелердеги кернеуликти анықлау айырым қосымша ұсыллардың жәрдеминде орынланады. Олар хәққында биз төменге гәп етемиз.



14-сүрөт.

Еки диполдин арасындағы өз-ара тәсирлесіу күшін анықлауға.

Диполдин кернеулиги үшін жазылған (5)-формуладан келип шыққан ҳалда диполдин өзиниң өлшемлеринен әдеуір үлкен болған r қашықтығында бир туўрының бойында жайласқан еки қатты диполдин өз-ара тәсирлесіу күшін аңсат табыўға болады.

Қатты диполь деп сыртқы күшлердин тәсиринде зарядлардың арасындағы l қашықтығы өзгермейтуғын диполге айтады; бундай диполдин еки заряды да бир бири менен қатты (беккем) байланысқан.

Биринши жағдайды қараймыз. Бул жағдайда еки диполдин де ҳәр қыйлы белгиге ийе зарядлары бир бирине қарап тур (14-сүрөт). Мейли, r биринши диполдин ортасы менен екинши диполдин — q_2 зарядының арасындағы қашықтық болсын.

(5)-формула бойынша, биринши диполдин майданының — q_2 турған орындағы кернеулиги E_1 шамасына тең

$$E_1 = \frac{2p_1}{r^3}.$$

Бул аңлатпада $p_1 = q_1 l_1$ биринши диполдин моменти болып табылады. Усы кернеуликтің бар болыуының себебинен екинши диполдин — q_2 зарядына

$$f_1 = -\frac{2p_1}{r^3} q_2$$

күши тәсир етеди. Сол диполдин $+q_2$ зарядына

$$f_2 = +\frac{2p_1}{(r + l_2)^3} q_2$$

күши тәсир етеди. Екинши диполдин өзіне тәсир ететуғын қосынды күш

$$f = f_1 + f_2 = -\frac{2p_1}{r^3} q_2 + \frac{2p_1}{(r + l_2)^3} q_2 = -\frac{2p_1}{r^3} \left[1 - \frac{2p_1}{\left(1 + \frac{l_2}{r}\right)^3} \right] q_2$$

шамасына тең. Қойылған шәрт бойынша $l \ll r$ теңсизлиги орынлы болғанлықтан, онда жуўық түрде

$$\frac{1}{\left(1 + \frac{l_2}{r}\right)^3} \cong 1 - 3\frac{l_2}{r}$$

теңлигин, ал буннан

$$f = -\frac{6p_1 l_2 q_2}{r^4}$$

теңлигине ийе боламыз. Соның менен бирге $l_2 q_2 = p_2$ теңлиги орынлы болғанлықтан (p_2 — екинши диполдин моменти)

$$f = -\frac{6 p_1 p_2}{r^4}. \quad (7)$$

формуласына ийе боламыз. Минус белгиси қосынды күштиң тартысыу күши екенлигин билдиреди.

Еки диполь бир бирине бирдей зарядланған ушлары менен қарап турған болса, онда олардың арасындағы өз-ара тәсирлесіу күшиниң оң мәниске ийе болатуғынлығын, яғный ийтерилис күши болатуғынлығын аңсат көриўге болады.

(7)-формула диполлер арасындағы өз-ара тәсирлесіу күшиниң олардың моментлериниң көбеймесине туўры пропорционал ҳәм олардың арасындағы

қашықтықтың төртінші дәрежесине кері пропорционал екенлігін көрсетеді. Бізлер өткерген есаплайларда екі диполь де бір түйірінің бойында жатыр еді. Диполлер бір-біріне салыстырғанда басқаша жайласқанда да, олардың арасындағы өз-ара тәсірлесіу күшінің қашықтықтың төртінші дәрежесине кері пропорционал екенлігін көрсетіуге болады.

§ 125. Кернеулік сызықтары. Өткен параграфта электростатикалық майданның хәр бір нокатына $\mathbf{E}$ кернеулік векторын сәйкес келтіріуге болатуғынлығы анықланған еді.

Енді *кернеулік сызықтары* ямаса *күш сызықтары* хаққындағы түсиникти киргиземиз. Кернеулік сызығы хаққында гәп еткенде хәр бір нокатында кернеулік векторы $\mathbf{E}$ урынба бағытта бағытланған сызықты түсинемиз (15-сүйрет). Кернеулік сызығына сызықтың хәр бір нокатында кернеудің бағыты менен сәйкес келетуғын бағытты беремиз.

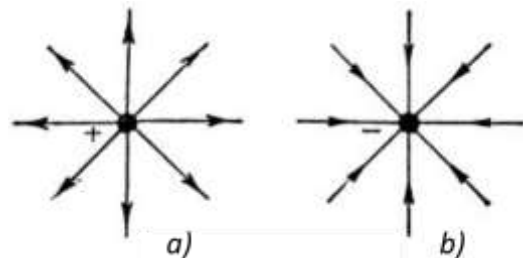
Солай етип, кернеулік сызығы ұсы сызықтың бойындағы хәр бір нокаттағы майданның кернеулігі $\mathbf{E}$ нің бағытын хәм ұсыған сәйкес майданның ұсы нокатына жайластырылған оң $+q$ зарядына тәсір ететуғын күштің бағытын анықлайды екен. $\mathbf{f}$ күшінің бағытын ұсы $+q$ заряды жайласқан дененің алатуғын тезлениуі ғана анықлауғын болғанлықтан (ал оның орын алмастыруының бағыты емес), демек, зарядланған дене майдан тәрепинен тәсір ететуғын күштің тәсірінде, улыўма айтқанда, кернеулік сызығының бойы менен қозғалмайды. Электрлік күшлерден басқа күшлер тәсір етпейтуғын оң зарядланған дене кернеулік сызығы бойлап тек ұсы сызық түйрі хәм басланғыш тезлік кернеулік сызығына параллель болған жағдайда ғана қозғалады.

Кернеулік сызықтарына мысалларды қараймыз.

1. Ноқатлық зарядтың кернеулік сызықтары. Ноқатлық зарядлардың кернеулік сызықтарының түйрі сызықлар екенлігін аңсат көріуге болады - егер заряд оң болса, онда кернеулік сызықтары оннан шығады, ал заряд теріс болса, онда кернеулік сызықтары оған киреди (16-а хәм б сүйретлер). Солай етип, оң зарядты кернеулік сызықтары басланатуғын орын, ал теріс зарядты кернеулік сызықтары тамам болатуғын орын деп қарайға болады. Екі жағдайда да кернеулік сызықтарына түсірілген урынбалар сызықтардың өзлеріне сәйкес келеді хәм кернеуліктің бағыты менен бағытлас.

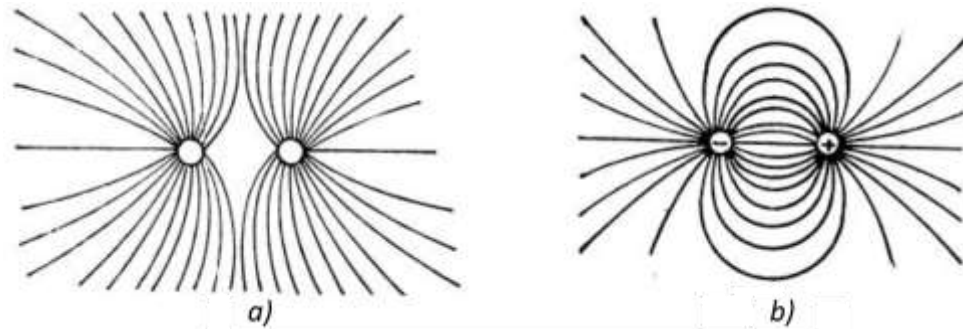


15-сүйрет. Кернеулік сызығы.



15-сүйрет. Ноқатлық зарядтың кернеулік сызықтары. а) - оң зарядтың, б) теріс зарядтың.

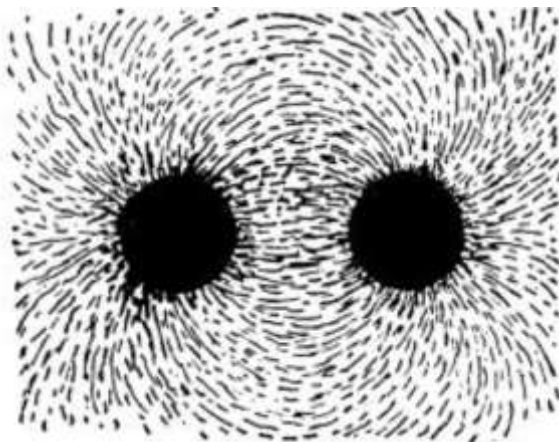
2. Екі ноқатлық зарядлардың кернеулік сызықтары. 17-а сүйретте шамалары да, белгилері де бірдей болған екі ноқатлық зарядлардың кернеулік сызықтары, ал 17-б сүйретте болса белгилері хәр қыйлы, бірақ абсолют шамалары бірдей болған екі ноқатлық зарядтың кернеулік сызықтары, басқа сөз бенен айтқанда диполдің кернеулік сызықтары көрсетілген.



17-сүрөт. Еки нокатлык зарядтың кернеулик сызықлары. а) - зарядлар бирдей белгиге хәм б) - хәр қыйлы белгиге ийе.

3. Бир текли майданның кернеулик сызықлары. Барлық нокатларында кернеулик геометриялық жақтан тең, яғный шамасы бойынша да, бағыты бойынша да бирдей болған майданды бир текли майдан деп атайды. Әлбетте, бир текли майданның кернеулик сызықлары кернеулик векторына параллель болған түүрылар болып табылады.

Кернеулик сызықларының қалайынша жайласқанлығын диэлектриктің созылған бөлеклериниң поляризацияланыўдың салдарынан кернеулик сызықларының бойы менен жайласатуғынлығын пайдаланып экспериментлерде анықлаўға болады. Демонстрация ушын гипстиң ийне тәризли майда кристалларын пайдаланады. Оларды станиолдың бөлеклери жабыстырылған шийше пластинкаға себелейди, ал сол станиолдың бөлеклерине заряд бериледи. 18-сүрөтте хәр қыйлы белгиге ийе зарядлар менен зарядланған еки станиол тәризли дөңгелектің арасындағы гипстың майда кристалларының қалайынша жайласатуғынлығы көрсетилген.

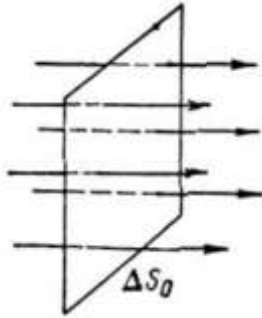


18-сүрөт.
Хәр қыйлы белгиге ийе зарядлар менен зарядланған станиол дөңгелеклериниң арасындағы гипстиң майда кристалларының жайласыўы.

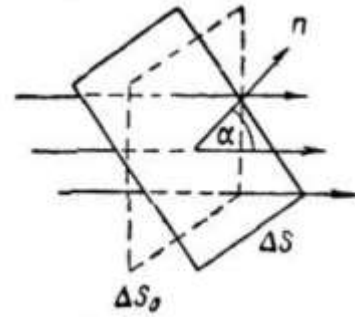
Кеңсликтің хәр бир нокатында майданның кернеулиги тек бир бағытқа ийе болғанлықтан, кернеулик сызықлары ҳеш қашан кесилсе алмайды. Кернеулик сызықлары оң зарядларда басланады хәм терис зарядларда тамам болады.

§ 126. Кернеулик ағысы. Остроградский-Гаусс теоремасы. Өткен параграфтан кернеулик сызығын кеңсликтің қәлеген нокаты арқалы өткерийге болатуғынлығын көрдик. Сонлықтан кеңсликте өткерилетуғын сызықлардың саны қандай да бир себеплер менен шекленбеген.

Кернеулик сызығы кернеуликтиң бағытын тәрийиплеп, ол өзинен-өзи кернеуликтиң шамасын тәрийиплей алмайды. Бирақ, кернеуликтиң шамасы менен өткерилетуғын кернеулик сызықларының санын байланыстыратуғын шәртти киргизиўге болады. Кернеулик үлкен болған орынларда сызықларды қойыў етип, ал кернеулик киши болған орынларда сызықларды сийрек етип өткеремиз.



19-сүрөт. Кернеулик сызықтарына перпендикуляр болған ΔS_0 бети.



20-сүрөт. Кернеулик сызықтарына қыя жайласқан ΔS_0 бети.

Ықтыярлы майданды ойымызда кишкене болған областларға бөле аламыз хәм усы киши областтың шеклеринде кернеуликти бир текли деп есаплай аламыз. Ойымызда усындай областта кернеулик сызықтарына перпендикуляр ΔS_0 бетин өткеремиз (19-сүрөт).

Енди усы бет арқалы кернеуликтің ΔN сызығы өтеди деп хәм беттің майдан бирлиги арқалы өтетуғын сызықлардың саны бет областындағы кернеуликтің мәнисине тең деп шәрт қояйық. Демек

$$\frac{\Delta N}{\Delta S_0} = E \quad (1)$$

шәрти орынланады деп болжайық хәм бул шәрт орынланғанда кернеуликтиң шамасы хәқыйқатында да кернеулик сызықтарының тығызлығы (қойыўлығы) менен байланыслы болып шығады. Майданның кернеулиги киши орынларында кернеулик сызықтарының тығызлығы кемлеў, ал кернеулик үлкен болған орынларда сызықлар тығыз (қойыў) болып өтеди.

Базы бир бет арқалы өткен кернеулик сызықтарының улыўмалық санын кернеуликтиң ағысы деп атаймыз N арқалы белгилеймиз. ΔS_0 элементар бети арқалы өтетуғын сызықлардың саны ΔN усы бет арқалы өтетуғын элементар ағысты пайда етеди.

Кишкене ΔS майданы арқалы өтетуғын сызықлардың саны ΔN ди қараймыз. Бул жағдайда усы бетке түсирилген $\mathbf{n}$ нормалдың бағыты менен кернеулик сызықтарының бағытының арасындағы мүйеш α болсын. Мейли ΔS_0 арқалы кернеулик сызықтарының бағытына түсирилген ΔS тиң проекциясы болсын. ΔS бети арқалы өтетуғын сызықлардың ΔS_0 бети арқалы да өтетуғыны өз-өзинен түсиникли. Демек, (1)-теңдиктен биз мынаған ийе боламыз:

$$\Delta N = \Delta S_0 \cdot E = \Delta S \cdot \cos \alpha \cdot E.$$

Бирақ, $E \cos \alpha$ шамасы кернеулик векторының ΔS бетине түсирилген $\mathbf{n}$ нормалдың бағытына түсирилген проекциясы болып табылады:

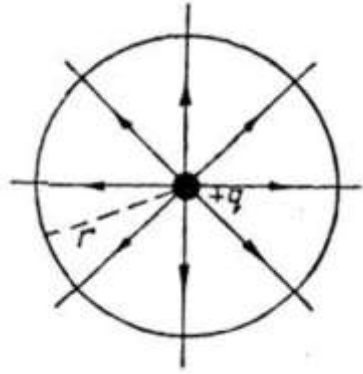
$$E \cos \alpha = E_n.$$

Демек,

$$\Delta N = E_n \cdot \Delta S. \quad (2)$$

Бул қатнас ықтыярлы түрде бағытланған беттің ΔS элементи арқалы өтетуғын кернеуликтиң элементар ағысын береді. Демек, беттің ықтыярлы жайласқан элементи арқалы өтетуғын кернеуликтиң ағысы E кернеулигинің усы элементке нормаль болған құраушысы менен элементтің майданына көбейткенге тең.

Егер ΔS бети кернеулик сызықтарына параллель болса, онда усы бет арқалы өтип атырған ағыс нолге тең. Себеби бул жағдайда $\alpha = \pi/2$ хәм $E_n = 0$.



21-сүрөт.
Остроградский-Гаусс теоремасын
келтирип шығарыўға.

Ағыстың белгиси кернеўлик векторы сызықлары менен оң бағыт деп қабыл етилген нормалдың бағыты арасындағы мүйештен ғарезли.

20-сүреттеги ағыс оң; егер биз $\mathbf{n}$ нормалының оң бағыты сыпатында 20-сүретте көрсетилген бағытқа қарама-қарсы бағытта алсақ, онда ағыстың белгиси қарама қарсы белгиге өзгерген болар еди.

Шекли S бети арқалы өтетұғын кернеўлик ағысы элементар ағыслардың алгебралық суммасы түрінде анықланады:

$$N = \sum \Delta N = \sum E_n \Delta S. \quad (3)$$

Биз S бетин неше элементке бөлсек, суммалаў да сол элементлердің барлығы бойынша жүргизиледи.

Беттиң ΔS элементлерин шексиз киши етип алыў керек Сонлықтан бет элементин dS арқалы белгилеп, кернеўликтиң элементар ағысы dN ушын мынадай аңлатпаны аламыз:

$$dN = E_n dS.$$

S бети арқалы өтетұғын кернеўликтиң ағысы N шексиз көп болған элементар ағыслардың қосындысы, яғный интеграл сыпатында аңлатылады:

$$N = \int_S E_n dS. \quad (3a)$$

Бул аңлатпада интеграл алынатуғын S белгиси интегралдың биз қарап атырған барлық S бетине тарқалатуғынлығын билдиреди.

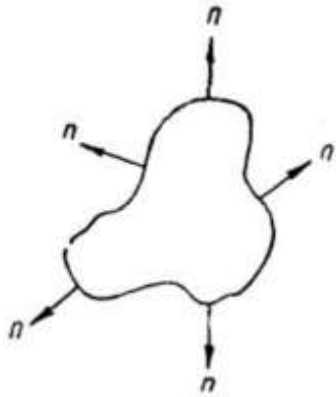
Майданының кернеўлиги қашықтықтың квадратына кери пропорционал өзгеретуғын q ноқатлық зарядынан неше кернеўлик сызығын өткерийге болатуғынлығын қараймыз (124-параграф). q ноқатлық заряды сфералық симметрияға ийе болған майданды пайда ететұғын болғанлықтан, 125-параграфта атап өтилгениндей, кернеўлик сызықлары симметриялы жайласқан радиаллық сызықлардан ибарат болады (21-сүрөт). Олардың ұлыўмалық санын N арқалы белгилеймиз. Ойымызда орайы q зарядында жайласқан ықтыярлы r радиусына ийе болған сфераны жүргиземиз. Қабыл етилген шәртке сәйкес, беттиң бир бирлигин кесип өтетұғын кернеўлик сызықларының саны беттиң ноқатларындағы кернеўликтиң мәнисине тең. Өткерилген сфералық бет радиаллық кернеўлик сызықларына перпендикуляр. Болжаўымыз бойынша, олардың ұлыўмалық саны N ге тең, демек, беттиң бир бирлиги арқалы $\frac{N}{4\pi r^2}$ дана сызық өтеди. (1)-шәрт бойынша, сан мәниси бойынша бул шама зарядтан r қашықтығындағы кернеўликке тең болыўы керек, яғный

$$\frac{N}{4\pi r^2} \cdot \frac{q}{r^2}.$$

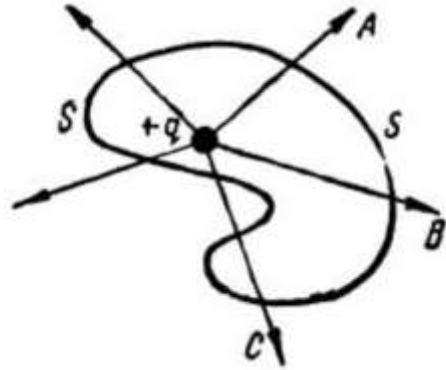
Буннан

$$N = 4\pi q. \quad (4)$$

теңлигине ийе боламыз. Демек, *хәр бир q нокатлық зарядынан симметриялы жайласқан $4\pi q$ дана кернеулік сызығын өткеріуіге болады екен.*



22-сүрөт. Жабық бетке түсірилген нормалдардың оң бағыты.



23-сүрөт. Ықтыярлы жабық бетти кернеулік сызықтарының кесийи.

Бул жағдайды ұлыұмаластырыў арқалы туйық бет арқалы өтетуғын кернеулік сызықтарының санын усы беттиң ишинде жайласқан зарядлардың муғдары менен байланыстыратуғын Остроградский-Гаусс теоремасы деп аталатуғын теореманы келтирип шығарады. Бул теорема көп санлы дара жағдайлар ушын шекли өлшемлерге ямаса хәтте шексиз үлкен өлшемлерге ийе болған денелердеги зарядлар тәрепинен пайда етилген майданның кернеулік векторын анықлаўды жеңиллестиреди.

Остроградский-Гаусс теоремасын былайынша айтыўға болады: зарядларды өзиниң ишине алатуғын қәлеген туйық (жабық) бет арқалы өтетуғын кернеулік ағысы сол зарядлардың алгебралық қосындысын 4π ге көбейткенге тең.

Бул жағдайды түсиндириў ушын жабық бет ушын оң бағыт сыпатында беттиң элементине усы бет қоршап тұрған көлемнен сыртқа қарай түсірилген нормалдың бағытын алыўды шәрт етип алайық (22-сүрөт). Бундай жағдайда берилген бет пенен қоршалған көлемнен шығатуғын кернеулік сызықлары оң белгиге ийе ағысты пайда етеди; ал көлемге киретуғын сызықлар терис белгиге ийе ағысты пайда етеди.

Нормалдың бағыты сыпатында биз қабыл еткен шәртти қабыл етип бир нокатлық заряд ушын Остроградский-Гаусс теоремасының дурыс екенлигин көрсетемиз. Оң белгиге ийе q нокатлық зарядын ықтыярлы S бети менен қоршаймыз (23-сүрөт). Жоқарыда дәлилленген жағдай бойынша зарядтан $4\pi q$ дана кернеулік сызығын шығарамыз. Бул сызықлардың хәр қайсысы S бетин тек бир рет кесип өтеди (A хәм B сызықлары сыяқлы) ямаса тақ сан рет кесип өтеди (мысалы, C сызығы бетти үш рет кесип өткен). Бирақ, C сызығы S бетинен еки рет сыртқа шығады хәм тек бир ишке киреди; ағыстың белгиси сыпатында қойылған шәрт бойынша беттен шығыў орнында ол оң ағысты, ал кириў орнында терис ағысты пайда етеди. Сонлықтан, жабық S бети арқалы өтетуғын кернеулік ағысын есаплағанда C кернеулік сызығының тек бир рет ғана есапқа алыныўы керек. Басқа кернеулік сызықлары ушын да аўхал тап усындай болады. Нәтийжеде q зарядын қоршап тұрған қәлеген формаға ийе болған туйық бет арқалы ағып өтетуғын кернеулік сызықтарының саны q нокатлық зарядынан шыққан кернеулік сызықтарының санына, яғный $4\pi q$ ға тең болады екен. Анықламасы бойынша, кернеулік сызықтарының толық саны болған N шамасы S туйық бети арқалы өтетуғын ағысты анықлайды.

Солай етип, бир нокатлық заряд ушын Остроградский-Гаусс теоремасының дурыс екенлиги дәлилленди.

Туйық беттиң ишинде k дана $q_1, q_2, \dots, q_k$ зарядлары бар болған жағдай ушын олардың

биринің (оны q_i арқалы белгилейміз) пайда еткен кернеулік ағысын қараймыз. Жоқарыда айтылғанларға сәйкес бұл заряд пайда ететұғын ағыс $N_i = 4\pi q_i$ шамасына тең хәм бұл ағыстың белгиси зарядтың белгисиндей.

Барлық зарядлар пайда еткен барлық ағыс N хәр бир заряд пайда еткен ағыслардың алгебралық суммасына тең, яғный

$$N = \sum N_i = 4\pi \sum q_i. \quad (5)$$

Бұл нәтийже жоқарыда айтылған Остроградский-Гаусс теоремасының мазмұнын құрайды.

Остроградский-Гаусс теоремасынан бир қатар әхмийетли нәтийжелер келип шығады.

Бириншиден, теоремадан кернеулік сызықларының тек оң зарядлардан басланатуғынлығы хәм тек терис зарядларда тамам болатуғынлығы келип шығады.

Екиншиден, егер биз абсолют суммасы нолге тең болған зарядларды өзинің ишине алатуғын туйық бетти алатуғын болсақ, онда ұсы бет арқалы өтетұғын кернеулік ағысы да нолге тең болады; бұл туйық бет пенен қоршалған көлемге киретуғын кернеулік сызықларының санының ұсы көлемнен шығатуғын кернеулік сызықларының санына тең болатуғынлығын аңғартады.

Үшиншиден, егер майданда туйық бет ишинде зарядлар жоқ етип өткерилген болса, онда кернеулік сызықлары оның ишинде пайда болмай ямаса тамам болмай ұсы бет арқалы. Демек, ұсы көлемге киретуғын кернеулік сызықларының саны оннан шығатуғын кернеулік сызықларының саны да хәм бундай бет арқалы өтетұғын кернеуликтиң ағысы да нолге тең болады.

§ 127. Остроградский-Гаусс теоремасын қатаңырақ келтирип шығарыў. 126-параграфта қаралған мәселелердиң әхмийетли екенлигин нәзерде тутып, Остроградский-Гаусс теоремасы кернеулік сызықлары түсинигине сүйенип емес, ал тиккелей Кулон ызамамынан келтирип шығарамыз. Буннан бурыңғы жағдайдағыдай, областлардың шеклеринде майданды бир текли деп қараў ұшын майданды жүдә киши болған областларға бөлеміз.

Егер усындай областта шексиз киши болған dS бетин алсақ (рис. 24), онда оның шеклеринде $\mathbf{E}$ кернеулигин шамасы бойынша да, бағыты бойынша да тұрақлы деп есаплаўға болады. Майданға түсирилген нормалдың оң бағытын сайлап аламыз хәм оны $\mathbf{n}$ арқалы белгилейміз. dS бети арқалы өтетұғын кернеуликтиң dN элементар ағысы

$$dN = E_n dS$$

қатнасының жәрдемінде анықланады. Бұл қатнаста E_n арқалы $\mathbf{E}$ векторының $\mathbf{n}$ нормалының бағытына түсирилген проекциясы белгиленген. Енди ұсы dS элементи $d\omega$ денелик мүйешинде көринетуғын ноқаттағы ноқатлық q заряды тәрeпинен пайда етилген dS майданы арқалы өтетұғын элементар ағысты есаплаймыз (24-сүўрет). Кулон ызамамы бойынша $\mathbf{E}$ кернеулиги заряд тұрған орында басланатуғын $\mathbf{r}$ радиус-векторының бойы менен бағытланған. Сонлықтан, $\mathbf{n}$ нормалы менен $\mathbf{E}$ кернеулиги арасындағы α мүйеши dS хәм dS_0 бет элементлери арасындағы мүйешке тең болады (dS_0 арқалы dS бетинің $\mathbf{r}$ радиус-векторына перпендикуляр бағытқа түсирилген проекциясы белгиленген). Буннан

$$dN = E_n dS = E \cos \alpha dS = E dS_0$$

теңлиги келип шығады. Ал Кулон ызамамы бойынша

$$E = \frac{q}{r^2}$$

теңлиги орынлы болғанлықтан, dN ұшын жазылған аңлатпаны

$$dN = \frac{q}{r^2} dS_0$$

түринде жаза аламыз.

Анықламасы бойынша $\frac{dS_0}{r^2}$ шамасы заряд тұрған орыннан dS элементи көринетуғын $d\omega$ денелик мүйешине тең. Бұндай жағдайда ең ақырында

$$dN = q d\omega \quad (1)$$

аңлатпасына ийе боламыз, яғный ноқатлық заряд тәрепинен dS элементар бети арқалы пайда етилетуғын кернеуликтиң элементар ағысы болған dN шамасы зарядтың шамасы q менен заряд тұрған орыннан dS бети көринетуғын денелик мүйеш $d\omega$ ның көбеймесине тең.

Тұйық бет арқалы ағып өтетуғын толық ағыс N беттиң элементлери арқалы өтетуғын элементар ағыстардың қосындысынан тұрады. Егер биз элементар ағыстардың шексиз киши екенлигин нәзерде тутатуғын болсақ, онда суммалауды интеграллау менен алмастырыу керек болады:

$$N = \int dN.$$

dN ұшын жазылған (1)-формуланы пайдаланып, соңғы аңлатпаны былайынша көширип жазамыз:

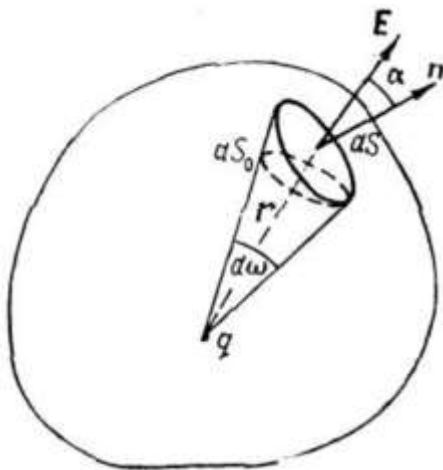
$$N = q \int d\omega. \quad (2)$$

Бұрынғыдай, нормалдың оң бағыты сыпатында берілген бет пенен шекленген көлемнен шығатуғын бағытты қабыл етемиз. Егер заряд тұрған орыннан қарағанда беттиң ишки тәрепи көринетуғын болса, онда сәйкес денелик мүйешти оң деп есаплаймыз.

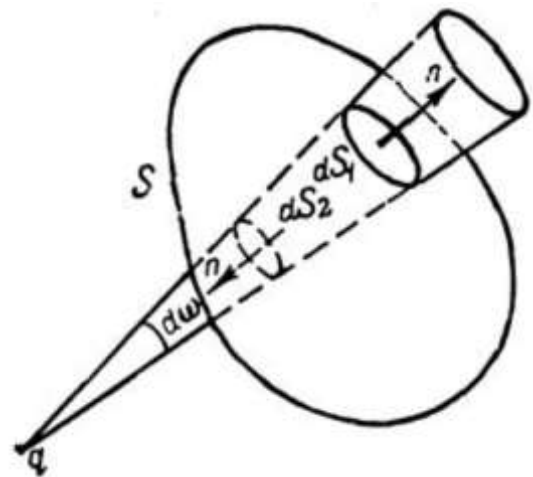
Егер заряд беттиң ишинде жайласқан болса, онда (2)-формуладағы интеграл ұсы беттиң ишинде тұрып қарағанда тұйық бет көринетуғын барлық денелик мүйеш бойынша алынады. Оның 4π ге тең екенлиги белгили. Бұннан

$$N = q \int d\omega = 4\pi q$$

теңлигине ийе боламыз.



24-сүрөт. Остроградский-Гаусс теоремасын дәлирек келтирип шығарыуға.



25-сүрөт. Тұйық беттен сыртта жайласқан зарядтан шығатуғын ағысты анықлауға.

Егер заряд тұйық беттен сыртта жайласқан болса (25-сүрөт), онда хәр бир $d\omega$ денелик мүйеши интегралдың астына плюс белгиси менен (заряд тұрған ноқаттан беттиң dS_1 элементи ишки тәрепинен көринетуғын жағдайда) хәм заряд тұрған ноқаттан беттиң dS_1 элементи ишки тәрепинен көринетуғын жағдайда минус белгиси менен киреди; демек, бұл жағдайда интеграллаудың нәтийжесинде нолди аламыз. Бұннан $N = 0$ теңлигиниң орынланатуғынлығы келип шығады.

Бұл интеграллаулардың нәтижелери Остроградский-Гаусс теоремасын береді: түйік бет арқалы өтетұғын кернеулік ағысы ұсы беттің ишінде жайласқан зарядтың 4π ге көбеймесіне тең.

§ 128. Остроградский-Гаусс теоремасының қолланылыуы. Қалеген зарядты шексиз киши болған шексиз үлкен санлы киши зарядлардың қосындысынан турады деп есаплауға болатұғын болғанлықтан, Остроградский-Гаусс теоремасын қалеген формаға хәм өлшемлерге ийе болған зарядлар ұшын дұрыс деп есаплауға болады. Оны қолланыудың жемисли екенлиги ұсы жағдайға тийкарланған.

Остроградский-Гаусс теоремасын пайдаланыу мәселесин қарамастан бұрын зарядлардың көлемлик хәм бетлик тығызлықтары түсиниклери менен танысамыз.

Көп санлы мәселелерди қарағанда зарядлар базы бир көлемде тарқалған болып шығады. Бундай мәселелерде зарядлардың көлемлик тарқалыуын киргизий әхмийетли. Мейли, базы бир ΔV көлеминде Δq заряды бар болсын. Бундай жағдайда орташа көлемлик тығызлық хәкқында гәп еткенде

$$\bar{\rho} = \frac{\Delta q}{\Delta V} \quad (1)$$

қатнасының жәрдемінде анықланатұғын физикалық шаманы түсинемиз. Берилген ноқаттағы ρ тығызлығын табыу ұшын ΔV көлемин нолге ұмтылдырғандағы ұсы қатнас ұмтылатұғын шекти есаплауымыз керек:

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta q}{\Delta V} \right). \quad (1a)$$

Базы бир жағдайларда зарядлар денелердің бетінде жайласады. Соның менен бирге зарядлардың қатламының қалыңлығы есапқа алмауға болатұғындай дәрежеде киши болады. Бундай жағдайларда биз зарядлардың бетлик тығызлығы түсинигин киргиземиз. Мейли, базы бир ΔS бетіндеги Δq заряд бар болсын. Сонлықтан, зарядтың орташа бетлик тығызлығы $\bar{\sigma}$

$$\bar{\sigma} = \frac{\Delta q}{\Delta S} \quad (2)$$

қатнасының жәрдемінде анықланады. Берилген ноқаттағы бетлик тығызлық болған σ шамасын табыу ұшын ΔS бети нолге ұмтылғандағы шекти алыу керек:

$$\sigma = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta q}{\Delta S} \right). \quad (2a)$$

Енди Остроградский-Гаусс теоремасының жәрдемінде бар қатар жағдайлар ұшын майданның кернеулигин анықлаймыз.

1. Бетинің майданы шексиз үлкен тең өлшемли зарядланған тегисликтің майданы. Бетинің майданы шексиз үлкен болған зарядының бетлик тығызлығы барлық ноқатларында $+\sigma$ ға тең зарядланған бет пайда еткен электростатикалық майданды қараймыз. Симметрия көз-қараслары тийкарында кернеулік сызықларын бетке перпендикуляр хәм оннан сыртқы қарай бағытланған деп есаплау керек. Ұсы болжаудың дұрыс екенлигине исениу ұшын қарама-қарсы пикирде болайық хәм кернеулік сызықлары бетке түсирилген перпендикулярға салыстырғанда базы бир мүйешке бұрылған деп болжайық. Егер кернеулік сызықлары 26-сүүретте пунктир сызықлардай болып бағытланған болса, онда бұл жағдайдың өзи оң заряд жоқарғы ярым тегисликтен төменги ярым тегисликке салыстырғанда күшлирек ийтерилген болар еди. Бұл жағдай бизиң тегисликтің шексиз екенлиги хәм оның бетіндеги зарядтың тығызлығының тұрақлы екенлиги хәкқындағы бизиң болжауымызға қайшы келген болар еди. Тап ұсындай таллаулардың тийкарында кернеулік сызықларының бетке нормаль бағытта ғана бағытланатұғынлығын, ал басқа бағытлар бойынша бағытлана алмайтұғынлығын көрсетиуге болады. Беттің оң тәрәпинде жайласқан A ноқатын қараймыз. Бұл ноқаттағы

кернеулік оңға қарай бағытланған; бұл бір бирлік оң зарядқа зарядланған тегислик тәрепинен тәсир ететұғынлығынан келип шығады. Егер биз тегисликтің шеп тәрепинде жайласқан B ноқатын алсақ, онда таллауымызды қайталап, сол ноқаттағы E кернеулигинің оған симметриялы жайласқан A ноқатындағы кернеуликке қарама-қасы бағытланғанына көз жеткеріуіге болады. Демек, кернеулік сызықтары тегисликтен шығатұғын хәм сол тегисликке перпендикуляр болған түүрылар болып табылады екен.

Остроградский-Гаусс теоремасын пайдаланып, A ноқатындағы кернеуликти анықлаймыз. Туйық бет сыпатында былайынша сайлап алынған цилиндрлик бетти сайлап аламыз (27-сүүрет): цилиндрдің орташа кесими сыпатында зарядланған бетте ықтыярлы түрде S участкасын аламыз; цилиндрдің қаптал бетлерин кернеулік сызықтарына параллель етип аламыз. Цилиндрдің еки ұлтаны болған S_1 хәм S_2 бетлерин сәйкес A хәм B ноқатлары арқалы өтетұғын хәм тегисликке параллель етип аламыз. Бундай жағдайда симметрия көз-қарасларынан S_1 хәм S_2 бетлеринің хәр бир ноқатындағы кернеуликлерди сан мәнислери бойынша бир бирине тең хәм A ноқатындағы биз излеп атырған E кернеулигине тең деп есаплай аламыз. Биз қарап атырған цилиндрлик бет арқалы өтип атырған кернеулік ағысын есаплаймыз. Қаптал бетлер арқалы өтип атырған ағыс нолге тең, себеби ағыс қаптал бетлерге параллель. Демек, N толық ағыс S_1 хәм S_2 бетлери арқалы өтетұғын ағыслардан қосылады. Бұл еки ағыс та оң белгиге ийе. S_1 хәм S_2 бетлери кернеулік сызықтарына перпендикуляр болғанлықтан, олар арқалы өтетұғын ағыслар кернеуликтиң шамасын менен беттиң майданының көбеймесине тең болады. Солай етип, мынаған ийе боламыз:

$$N = N_1 + N_2 = ES_1 + ES_2 = E \cdot 2S.$$

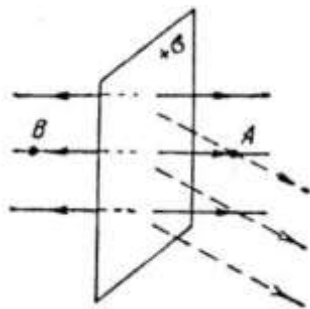
Остроградский-Гаусс теоремасы бойынша, толық ағыс беттиң ишинде жайласқан зарядтың муғдары менен 4π диң көбеймесине тең. Бұл зарядтың шамасы σS ке тең. Демек,

$$2SE = 4\pi\sigma S.$$

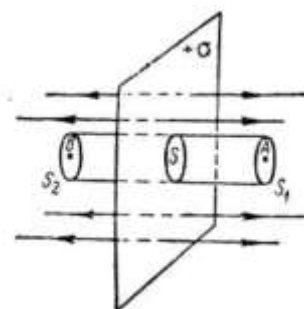
Буннан, биз излеп атырған E кернеулиги мынаған тең болып шығады:

$$E = 2\pi\sigma. \quad (3)$$

E ниң мәниси A ноқаты менен тегисликке шекемги қашықтықтан ғәрезсиз екен. Тап ұсындай жуўмақ B ноқатына да тийисли. Солай етип, биз тегисликтің оң тәрепинде де, шеп тәрепинде де бир текли майданларды алады екенбиз. Егер тегислик терис зарядланған болса, онда кернеуликтің бағыты бир таллаған жағдайдағыға қарама-қарсы: сызықлар тегисликке киреди. Алынған нәтийже тек бетинің майданы шексиз үлкен болған тегислик ұшын дұрыс. Себеби тек ұсындай жағдайда ғана жоқарыда пайдаланылған симметрия көз-қарасын пайдаланыўға болады; бирақ өткерилген таллаўларды жуўық түрде шекли тегисликтің шетлеринен қашық болған орта бөлими ұшын пайдаланыўға болады.



26-сүүрет. Бети шексиз үлкен болған тегисликтің майданының кернеулік сызықтары.



27-сүүрет. Бети шексиз үлкен болған тегисликтің майданының кернеулигин есаплаўға.

2. Тығызлықтары $+\sigma$ хәм $-\sigma$ шамаларына тең хәр қыйлы белгилерге ийе

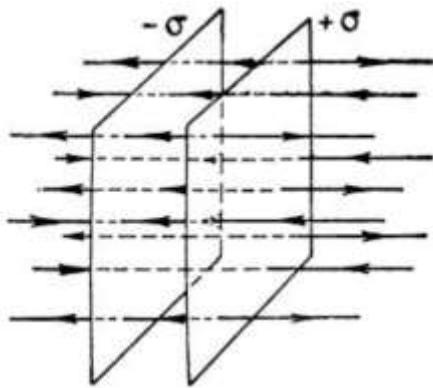
зарядлар менен бир текли зарядланған бир бирине параллель болған еки тегисликтің майданы.

Шешимди белгилери ҳәр қыйлы зарядлар менен зарядланған еки тегисликтің майданларын геометриялық жақтан қосыў жолы менен тиккелей алыўға болады. 28-сүўреттен еки тегисликтің арасындағы еки майданның да бир тәрепке қарай бағытланғанлығы ҳәм ұсыған сәйкес олардың геометриялық қосындысының арифметикалық қосынды болып табылатуғынлығын көринип тұр. Ҳәр бир беттің кернеўлигиниң $2\pi\sigma$ шамасына тең екенлигин көрдик. Демек, тегисликлердиң арасындағы толық кернеўлик мынаған тең:

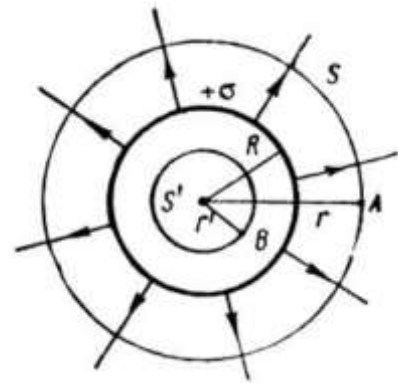
$$E = 2\pi\sigma + 2\pi\sigma = 4\pi\sigma. \quad (4)$$

Еки тегислик тәрепинен оң тәрептеги тегисликтің оң тәрепиндеги ҳәм шеп тәрептеги тегисликтің шеп тәрепиндеги пайда етилген кернеўликлердиң бағытлары қарама-қарсы. Демек, олардың геометриялық қосындысы олардың сан мәнислериниң айырмасына тең; ҳәр бир тегисликтің пайда еткен кернеўликлериниң сан шамасы $2\pi\sigma$ ге тең болғанлықтан, тегисликлерден сыртта жайласқан ноқатлардағы қосынды кернеўлик нолге тең:

$$E = 0. \quad (4a)$$



28-сүўрет. Бир бирине параллель болған еки тегисликтің кернеўлик сызықлары.



29-сүўрет. Зарядланған сфераның майданының кернеўлигин табыўға.

3. Бир текли зарядланған сфералық бет пайда еткен майданның кернеўлиги. Радиусы R болған сфералық бет оң белгиге ийе заряд пенен зарядланған ҳәм беттің барлық ноқатларында зарядтың бетлик тығызлығы $+\sigma$ тұрықлы деп болжайық. Сфералық беттің улыўмалық зарядын q арқалы белгилеймиз. Мәселени еки бөлимге бөлемиз: а) *сфералық беттен сырттағы электростатикалық майданның кернеўлигин анықлаў*, б) *сфералық майданның ишиндеги кернеўликти анықлаў*.

Зарядланған беттің орайынан $r > R$ қашықтығында жайласқан A ноқатты аламыз (29-сүўрет). Усы ноқат арқалы орайы зарядланған сфераның орайында жайласқан радиусы r ге тең S сфералық бетин өткеремиз. Симметрия көз-қарасынан бул беттің барлық ноқатларындағы кернеўликтің сан мәнислери бирдей болыўы керек. Соның менен бирге, симметрия көз-қарасынан беттің ҳәр бир ноқатындағы кернеўлик радиус-вектордың даўамы түринде бағытланған.

Радиусы r болған S сфералық бетине Остроградский-Гаусс теоремасын қолланамыз. Бул бет кернеўлик сызықларына перпендикуляр болғанлықтан, толық ағысты E кернеўлигин беттің майданының шамасына көбейтиў жолы менен аламыз. Буннан толық ағыстың $E \cdot 4\pi r^2$ шамасына тең екенлиги келип шығады.

Остроградский-Гаусс теоремасы бойынша

$$E \cdot 4\pi r^2 = 4\pi q.$$

Буннан $r > R$ теңсизлиги орынланатуғын жағдай ұшын

$$E = \frac{q}{r^2} \quad (5)$$

теңлигине ийе боламыз, яғный бір текли зарядланған сфералық бет өзінiң сыртындағы нокатларда усы беттеги барлық заряд усы беттиң орайында жайласқан жағдайдағыдай кернеуликти пайда етеди екен.

Енди сфералық беттиң ишинде жайласқан нокатларға келемиз. Сфераның орайынан $r' < R$ қашықтығында жайласқан B нокатын аламыз (рис. 29) хәм усы нокат арқалы орайы зарядланған сфераның орайы болған S' сфералық бетти өткеремиз. Бул беттиң барлық нокатларындағы кернеуликтiң сан мәниси бойынша бирдей болатуғынлығы айқын. Тап сол сыяқлы, жоқарыда көрсетилген жағдайдағыдай, симметрия көз-қарасы бойынша кернеулик (егер кернеулик нолге тең болмаса) тек радиаллық бағытқа ийе, яғный S' сфералық бетине перпендикуляр.

Остроградский-Гаусс теоремасын S' сфералық бетине қолланып, мынаны аламыз:

$$E \cdot 4\pi r'^2 = 0.$$

Себеби S' бетинiң ишиндеги заряд нолге тең, яғный $r' < R$ теңсизлиги орынланатуғын жағдайларда

$$E = 0. \quad (6)$$

Демек, бір текли зарядланған сфералық беттиң ишиндеги электростатикалық майданның кернеулиги нолге тең.

(5)- хәм (6)-формулардың заряды q болған өткизгиш шар үшін да орынланатуғынлығын көрсетиўге болады (132-параграф пенен салыстырыңыз).

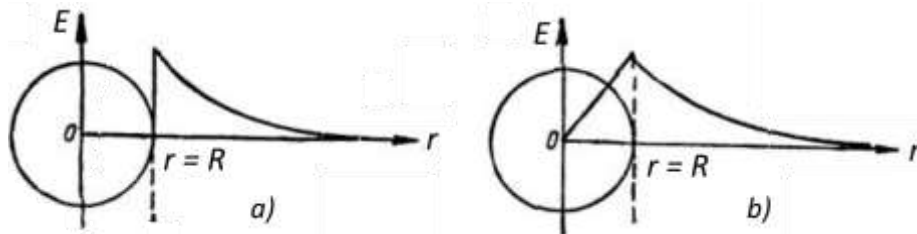
4. Тең өлшеули зарядланған сфера пайда ететуғын майданның кернеулиги. Радиусы R болған сфераны аламыз. Усы сфераның бетинде q заряды бир текли тарқалған деп болжайық. Бундай жағдайда зарядтың көлемлик тығызлығы

$$\rho = \frac{q}{V} = \frac{q}{\frac{4}{3}\pi R^3}$$

формуласының жәрдемiнде есапланады. Зарядланған сферадан сыртта $r > R$ қашықтығында жайласқан ықтыярлы түрде алынған A нокаттағы (29-сүүрет) майданның кернеулиги зарядланған сфералық бет үшін алынған формула бойынша табылады:

$$E = \frac{q}{r^2}.$$

Бул кернеу радиус-вектордың даўамы түринде бағытланған, себеби симметрия көз-қарасы бойынша есаплаўлар сфералық бет үшін жүргизилген есаплаўлардай болады. Солай етип, тең өлшеули зарядланған сфера өзiнен сырттағы нокатларда оның заряды усы сфераның орайында жайласқан жағдайдағыдай кернеуликти пайда етеди.



30-сүүрет. Майданның кернеулиги: а) - бети зарядланған сфераға, б) - көлемлик зарядланған сфераға тийисли.

Зарядланған сфераның ишинде хәм оның орайынан $r' < R$ қашықтықта жайласқан B нокатындағы кернеуликти анықлаймыз. Бул жағдайда да симметрия тәрeпинен қойылатуғын шәрт жоқарыдағыдай хәм усыған байланыслы радиусы r' болған сфералық беттиң барлық нокатларындағы кернеуликлер сан мәнислери бойынша бирдей хәм усы

сфераның ишіндегі q' зарядтың ұсы сфераның дәл орайында тұрған жағдайға сәйкес келеді. Соның менен бірге беттің хәр бір нокатында кернеуліклер радиаллық бағытқа ийе. Радиусы r' болған беттің ишіндегі q' заряды мынаған тең:

$$q' = \rho \cdot \frac{4}{3} \pi r'^3$$

ямаса

$$\rho = \frac{q}{\frac{4}{3} \pi R^3}$$

теңлиги орынлы болғанлықтан,

$$q' = q \frac{r'^3}{R^3}.$$

Остроградский-Гаусс теоремасын радиусы r' болған сфералық бетке қоллансақ, онда

$$N = E \cdot 4\pi r'^2 = 4\pi q' = 4\pi \frac{r'^3}{R^3} q$$

хәм буннан

$$E = \frac{N}{4\pi r'^2} = \frac{q}{R^3} r' \quad (7)$$

теңлигин аламыз. (7)-формуладан *тең өлшеулі зарядланған сфераның кернеулигинің оның орайынан қашықтыққа пропорционал* өсетуғынлығын көреміз. Бұл жағдай кернеуліктің сфераның орайынан кернеулиги есапланып атырған нокатқа шекемгі қашықтықтарда жайласқан зарядлар тәрепинен пайда етилетуғынлығы менен байланысly. Остроградский-Гаусс теоремасы бойынша ойымызда өткерілген радиусы r' болған сфераның сыртында жайласқан зарядлар ұсы сфераның бетінде хеш қандай кернеулікті пайда етпейді.

30-а сүүретте зарядланған сфералық бет, ал 30-б сүүретте көлеми бойынша зарядланған сфера ұшын кернеуліктің графиклери берілген.

5. Тең өлшеулі зарядланған шексиз цилиндр тәризли бет тәрепинен пайда етилетуғын майданның кернеулиги. Радиусы R , зарядтың тығызлығы $+\sigma$ тұрақлы болған цилиндрлік бетти аламыз. Цилиндрдің көшеринен $r > R$ қашықтығында тұрған A нокаттағы кернеулікті табамыз (31-сүүрет). Мәселенің симметриясы A нокатындағы кернеуліктің $\mathbf{r}$ радиус-векторының даұамы бойынша бағытланған екенлигин айтыўға мүмкиншилик береді. Остроградский-Гаусс теоремасын A нокаты арқалы өткерілген көшери зарядланған цилиндрдің көшери менен сәйкес келетуғын цилиндр ұшын қолланамыз. Цилиндрдің жоқарғы хәм төменгі ұлтанлары цилиндрдің көшерине перпендикуляр хәм бир биринен l қашықтығында жайласқан болсын. Бұл бет арқалы өтетуғын толық ағыс тек қаптал бетлер арқалы өтетуғын ағыстар менен аңлатылады, себеби ағыс цилиндрдің ұлтанларына параллель хәм олар арқалы өтип атырған ағыс нолге тең. Кернеулік сызықлары цилиндрдің қаптал бетлерине перпендикуляр болғанлықтан, биз N толық ағысты E кернеулигин қаптал беттің майданы $2\pi r l$ ге көбейтиў арқалы аламыз:

$$N = 2\pi r l \cdot E. \quad (8)$$

Остроградский-Гаусс теоремасына сәйкес, N ағысы сан мәніси бойынша ұсы ағыс өтетуғын беттің ишінде жайласқан зарядтың 4π ге көбеймесине тең; бұл q заряды цилиндрдің l ұзынлығына сәйкес келетуғын зарядқа тең:

$$q = \sigma \cdot 2\pi R l$$

Демек, Остроградский-Гаусс теоремасы бойынша:

$$N = 4\pi q = 4\pi \sigma \cdot 2\pi R l$$

теңликлерине ийе боламыз хәм N ұшын жазылған бұл аңлатпаны (8)-аңлатпа менен салыстырып

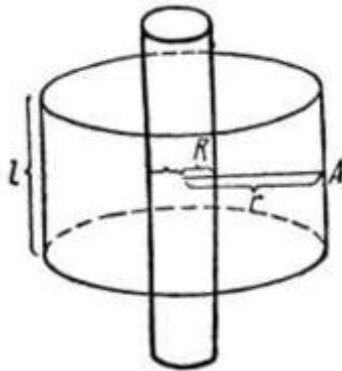
$$E = \frac{4\pi\sigma R}{r} \quad (9)$$

формуласына ийе боламыз. $2\pi R$ көбеймеси сан мәнісі бойынша цилиндрдің қаптал бетінің майданына тең болғанлықтан, $\eta = 2\pi R\sigma$ заряды цилиндрдің ұзындығының бір бірлігіне сәйкес келетұғын зарядтың мұғдары болып табылады. Буннан (9)-формулаға мынадай түрді беріуіге болады:

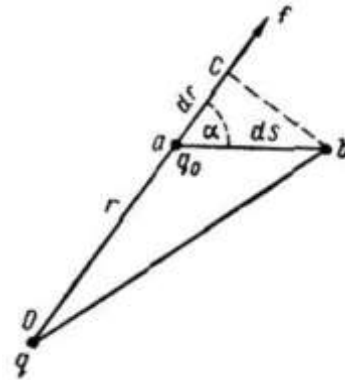
$$E = \frac{2\eta}{r}. \quad (9a)$$

Майданның кернеулігі цилиндрдің көшеріне шекемгі қашықтыққа кері пропорционал өзгереді. Тап ұсындай ұсыл менен тең өлшеулі зарядланған цилиндрдің *ишіндегі майданның кернеулігінің нолге тең болатуғынлығын* аңсат көрсетіуіге болады.

Жоқарыда келтирилген мысаллар Остроградский-Гаусс теоремасын пайдаланып симметриялы болған электростатикалық майданларды есаплаудың мүмкін екенлігін көрсетеді. Бундай жағдайда симметрия көз-қараслары тийкарында кернеулік сызықтарының бағыттарын алдын-ала көрсетіудің мүмкіншилигі түүылады.



31-сүүрет. Зарядланған цилиндрдің майданының кернеулігін анықлауға.



32-сүүрет. q_0 зарядын ds жолы бойынша қозғағанда ісленген жұмысты анықлауға.

§ 129. Электростатикалық майдан күшлерінің жұмысы. Потенциал. Зарядларды электростатикалық майданда қозғағанда зарядқа тәсір ететұғын күшлер жұмыс істейді. Төменде мынадай жағдай электростатикалық майданның күшлерінің мынадай қасиетке ийе екенлігі көрсетиледі: ұсы күшлер тәрепіннен ісленген жұмыстың шамасы зарядтың қандай жол менен орын алмастыратуғынлығынан ғарезлі емес, ал тек дәслепкі хәм ақырғы орынлардан ғана ғарезлі. Майданның бұл қасиеті оның қәлеген ноқатын майданның ноқатының потенциалы деп аталатуғын айрықша функцияның жәрдемінде тәрийіплеуіге мүмкіншилик береді. Зарядты бір ноқаттан екінші ноқатқа көшіргенде ісленген жұмыстың шамасы ұсы ноқаттардың потенциалларының айырмасы арқалы аңлатылады.

Дәслеп электрлік күшлердің ноқатлық зарядлардың майданында ісленген жұмысын қараймыз.

q зарядының майданында a ноқатынан оған жүдә жақын жайласқан b ноқатына қозғалатуғын q_0 оң зарядын аламыз (32-сүүрет). Мейли, q заряды базы бір O ноқатында тынышлықта тұрған болсын. q_0 зарядының a хәм b ноқаттарының арасындағы шексіз киши болған ds орын алмастырыуын түүры сызықты хәм ұсы орын алмасыудың барысында q_0 зарядына тәсір ететұғын f күшін шамасы бойынша да, бағыты бойынша да тұрақты деп есаплауға болады. Жұмыстың анықламасына сәйкес f күшінің ds аралығына көшіргенде ісленген жұмысы dA мынаған тең:

$$dA = f ds \cdot \cos \alpha.$$

Бұл аңлатпада α арқалы f күши менен (бұл күштің бағыты E кернеуінің бағыты менен бирдей) ds орын алмасыуы арасындағы мүйеш белгиленген. b ноқатынан Oa түйісінің дауамы түрінде перпендикуляр түсиреміз, бундай жағдайда $ds \cdot \cos \alpha = Oc - Oa$ теңліклерінің орынлы екенлігін көреміз. Бирақ, шексіз киши ds орын алмасыуында Oc кесиндисін Ob кесиндисіне тең болады деп есаплау мүмкін. Буннан $ds \cdot \cos \alpha = Ob - Oa = dr$ теңліклеріне ийе боламыз (dr арқалы q_0 зарядын a ноқатын b ноқатына көшіргенде q менен q_0 зарядларының арасындағы қашықтықтың өзгерісі белгиленген). Буннан dA элементар жұмысы үшін мынадай аңлатпаны аламыз:

$$dA = f dr. \quad (1)$$

f күши q_0 заряды менен q зарядының арасындағы кулонлық өз-ара тәсірлесіу күши болып табылады; ds орын алмасыуының киши болыуына байланысты ұсы аралықтың ишінде ұсы f күшін тұрақты деп есаплауға болатуғынлығын атап өттік. Демек, оның сан шамасы

$$f = \frac{qq_0}{r^2}$$

формуласының жәрдеминде анықланады (бұл формулада $r = Oa$). f тиң ұсы мәнісін жұмыстың аңлатпасы болған (1)-аңлатпаға қойып, мынаны аламыз:

$$dA = \frac{qq_0}{r^2} dr. \quad (2)$$

Мейли, енді q_0 заряды q зарядынан r_1 қашықтығында жайласқан A ноқатынан q зарядынан r_2 қашықтығында жайласқан ноқатына орын алмастыратуғын (33-сүрет) хәм A менен B ноқаттары бир бирине жақын емес болсын. AB шеки орын алмастырыуындағы жұмысты анықлау үшін оны шексіз киши болған ds орын алмастырыуларына бөлеміз. Усындай шексіз киши болған хәр бир ds орын алмастырыуында ісленген dA жұмысы (2)-формула менен аңлатылады, ал AB шеки орын алмастырыуында ісленген толық жұмыс A барлық элементар жұмыстардың қосындысынан, яғнай r_1 ден r_2 ге шекемгі шеклерде алынған интегралға тең:

$$A = \int_{r_1}^{r_2} \frac{qq_0}{r^2} dr. \quad (3)$$

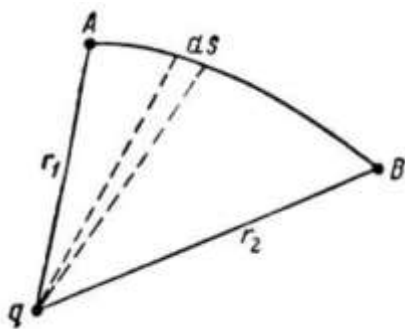
qq_0 көбеймесін тұрақты шама сыпатында интеграл белгисінің алдына шығарып,

$$A = qq_0 \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = qq_0 \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

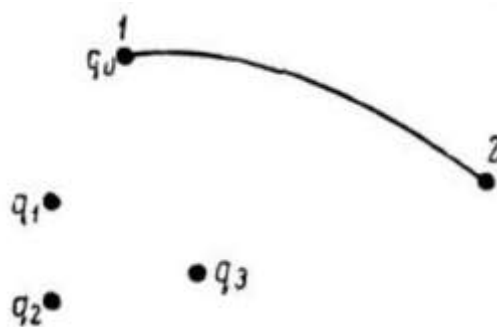
аңлатпасына ийе боламыз. A жұмысы үшін жазылған бұл аңлатпаны биз

$$A = q_0 \left(\frac{q}{r_1} - \frac{q}{r_2} \right) \quad (4)$$

түрінде жаза аламыз. Буннан q_0 зарядын ноқатлық q зарядының майданында орын алмастырғанда ісленген жұмыстың қозғалатуғын зарядтың мұғдары менен орын алмастырыудың басланғыш хәм ақырғы ноқаттары үшін жазылған q / r шамаларының айырмасына көбеймесіне тең болатуғынлығын көреміз.



33-сүрөт. q зарядын AB жолунда қозғағанда исленген жұмысты анықлауға.



34-сүрөт. q_0 зарядының $q_1, q_2, \dots, q_n$ заряддар системасының майданында орын алмастырыуы.

Енди

$$V = \frac{q}{r} + C \quad (5)$$

теңлигинің жәрдеминде анықланатуғын V шамасын киргиземіз (C арқалы ықтыярлы тұрақлы белгиленген). A нокаты үшін V функциясы мынадай

$$V_1 = \frac{q}{r_1} + C,$$

ал B нокаты үшін мынадай

$$V_2 = \frac{q}{r_2} + C$$

мәніслерге ийе болады.

$V_1 - V_2$ айырмасы $\frac{q}{r_1} - \frac{q}{r_2}$ айырмасына тең болады, ал аддитивлік C шамалары жыйысады. (5)-теңликтің жәрдеминде анықланатуғын V функциясы q нокатлық зарядының потенциалы деп аталады. Потенциалдың мәнісін (4)-формулаға киргизип

$$A = q_0(V_1 - V_2) \quad (6)$$

формуласын аламыз. Бұл формулада V_1 хәм V_2 арқалы V функциясының A хәм B нокатларындағы мәніслери белгиленген. Солай етип, зарядты көширгенде майданның күшлеринің ислеген жұмысы усы зарядтың мұғдары менен жолдың басланғыш хәм ақырғы нокатларының потенциаллардың айырмасының көбеймесине тең хәм ұсыған сәйкес, исленген жұмыстың шамасы жолдың формасынан ғәрезсиз болып, басланғыш хәм ақырғы нокатлардың тұрған орынларынан ғәрезли. Егер жол туйық болса, онда басланғыш хәм ақырғы нокатлар бир нокат болып табылады, буннан $V_1 = V_2$ хәм (6)-формула бойынша $A = 0$. Демек зарядты туйық жол менен қозғағанда электрлик күшлердің ислеген жұмысы нолге тең.

Енди зарядты нокатлық зарядлардың системасының майданында қозғағанда исленген жұмысты қараймыз. $q_1, q_2, \dots, q_n$ нокатлық зарядлардың системасын аламыз (34-сүрөт) хәм q_0 заряды усы системаның майданында 1 нокатынан 2 нокатына орын алмастыратуғын болсын. q_0 зарядына тәсир ететуғын $\mathbf{f}$ күши сол $q_1, q_2, \dots, q_n$ нокатлық зарядларының хәр бири тәрәпинен тәсир ететуғын $\mathbf{f}_1, \mathbf{f}_2, \dots, \mathbf{f}_n$ күшлеринің қосындысы тәрәпинен исленген жұмысқа тең. Сол тең тәсир ететуғын күштин ислеген жұмысы $q_1, q_2, \dots, q_n$ нокатлық зарядының хәр қайсысының пайда еткен майданындағы исленген жұмыстардың алгебралық қосындысы болған $A_1 + A_2 + \dots + A_n$ шамасына тең. Бұл аңлатпада $A_1, A_2, \dots, A_n$ лер арқалы $f_1, f_2, \dots, f_n$ күшлеринің хәр бири тәрәпинен исленген жұмыстар белгиленген. (6)-теңлик бойынша, f_1 күшинің жұмысы болған A_1 ди $A_1 = q_0(V_1^{(1)} - V_2^{(1)})$ түрінде көрсетиуге болады. Бұл теңликте $V_1^{(1)}$ хәм $V_2^{(1)}$ арқалы q_1 заряды тәрәпинен 1 хәм 2 нокатларында пайда етилген потенциаллар белгиленген. $V_1^{(2)}$ хәм $V_2^{(2)}$ лер арқалы q_2

заряды 1 хәм 2 ноқатларында пайда еткен потенциалларды белгилеп $A_2 = q_0(V_1^{(2)} - V_2^{(2)})$ хәм т. б. аламыз. Толық жұмыс A мынаған тең:

$$A = q_0(V_1^{(1)} - V_2^{(1)}) + q_0(V_1^{(2)} - V_2^{(2)}) + \dots + q_0(V_1^{(n)} - V_2^{(n)}).$$

Бұл аңлатпаны былайынша көшіріп жазыўға болады:

$$A = q_0[(V_1^{(1)} + V_1^{(2)} + \dots + V_1^{(n)}) - (V_2^{(1)} + V_2^{(2)} + \dots + V_2^{(n)})].$$

Берилген ноқаттағы барлық потенциаллардың қосындысын V арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда:

$$\left. \begin{aligned} V_1^{(1)} + V_1^{(2)} + \dots + V_1^{(n)} &= V_1, \\ V_2^{(1)} + V_2^{(2)} + \dots + V_2^{(n)} &= V_2, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

хәм жұмыс ұшын

$$A = q_0(V_1 - V_2) \quad (8)$$

түріндегі формула алынады. Яғный A жұмысы сан мәніси бойынша q_0 шамасының 1 хәм 2 ноқатларындағы V функциясының мәніслериниң айырмасының көбеймесине тең (бұл ноқатлар жолдың басы менен ақырына сәйкес келеди). Демек, V функциясы барлық $q_1, q_2, \dots, q_n$ зарядлары тәрәпинен берилген ноқатта пайда етилген потенциал екен. (7)-теңлик бойынша *ноқатлық зарядлар системасының пайда еткен V потенциалы айырым зарядлардың пайда еткен $V^{(1)}, V^{(2)}, \dots, V^{(n)}$ потенциалларының алгебралық қосындысына тең болады екен.*

Қәлеген зарядланған системаны шексиз киши болған зарядлардың шексиз үлкен санына бөлиўге болады. Бундай шексиз киши болған зарядты ұсы системаның сыртында тұрған ноқатлар ұшын ноқатлық заряд деп есаплаўға болады. Солай етип, жоқарыда айтылғанларға сәйкес, қәлеген зарядланған система тәрәпинен оннан сыртта пайда етилген потенциал қақында гәп етиўге болады. Егер система шекли бетлик ямаса көлемлик тығызлық пенен зарядланған болса, онда потенциал түсинигин зарядланған системаның өзиниң ноқатлары ұшын да улыўмаластырыўға болады. Потенциал түсинигиниң бундай улыўмаластырылыўы электр майданының улыўма теориясында бериледи.

Потенциалдың және бир физикалық мәнісин қараў ұшын тоқтаймыз. (8)-формуладан электростатикалық майданның еки ноқатындағы потенциаллардың айырмасының майданның күшлери тәрәпинен зарядты бир ноқаттан екінши ноқатқа көширгендегі исленген жұмыстың зарядтың муғдарына қатнасына тең:

$$\frac{A}{q_0} = V_1 - V_2. \quad (9)$$

Егер биз $q_0 = +1$ деп болжасақ, онда *еки ноқаттағы потенциаллар айырмасы бир бирлик оң зарядты ұсы ноқаттың бириншисинен екіншисине орын алмастырғанда майдан күшлери тәрәпинен исленген жұмысқа тең.*

(9)-қатнастан потенциаллардың айырмасының өлшем бирлигин анықлаймыз CGSE-системада потенциаллар айырмасының өлшем бирлиги сыпатында бир бирлик зарядты бир ноқаттан екінши ноқатқа көширгенде бир эрг жұмыс исленетуғын бирлик қабыл етилген. Бұл бирлик потенциаллар айырмасының электростатикалық бирлиги деп аталады Халық аралық бирликлер системасында потенциаллар айырмасының бирлиги сыпатында бир кулон зарядты бир ноқаттан екінши ноқатқа көширгенде бир джоуль муғдарындағы жұмыс исленетуғын бирлик қабыл етилген. Потенциаллар айырмасының бұл бирлигин вольт деп атайды. Жуўық түрде $1 \text{ в} = 3 \cdot 10^9 \text{ CGSE}$ болғанлықтан, дәлликтің тап сондай дәрежесінде

$$1 \text{ вольт} = \frac{1}{300} \text{ потенциаллар айырмасының электростатикалық бирлиги}$$

екенлигин табамыз.

CGSE-системасындағы потенциаллар айырмасының өлшем бірлиги (9)-қатнастан алынады:

$$[V_1 - V_2] = \frac{[A]}{[q]} = \frac{ML^2T^{-2}}{M^{1/2}L^{3/2}T^{-1}} = M^{1/2}L^{1/2}T^{-1}.$$

(9)-қатнастың зарядлар орын алмастырғандағы исленетуғын жұмысты тек потенциаллар айырмасы менен ғана байланыстырады. (5)-формулаға сәйкес, бизің ноқатлық зарядтың потенциалы үшін бір биринен аддитивлик C тұрақтысына айрылатуғын шексіз көп санлы функцияларды алыұымыздың мүмкін екенлиги ұсы жағдайға сәйкес түсіндириледі. C шамасы хәр қыйлы етип алған менен потенциаллар айырмасының мәнісі өзгермейді.

Солай етип C тұрақтысын ықтыярлы түрде сайлап алыұ мүмкін екен. Егер $C = 0$ деп болжасақ ең әпиұайы болған жағдайға келемиз хәм бір биринен r қашықтығында тұрған q заряды үшін потенциал

$$V = \frac{q}{r} \quad (5a)$$

шамасына тең болады.

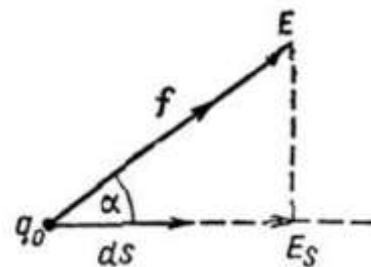
Анықламасы бойынша потенциал скаляр шама болып табылады. Аддитив тұрақты үшін $C = 0$ мәнісін қабыл етсек, онда ноқатлық зарядтың потенциалы мынадай физикалық мәніске ийе болады: *берілген ноқаттың потенциалы сан мәнісі бойынша бір бирлик оң зарядты майданның ұсы ноқатынан шексізликке орын алмастырғанда майданның ислеген жұмысына тең*. Хәқыйкатында да бір бирлик зарядты майданның берілген ноқатынан ұсы ноқаттан шексіз қашықлатылған ноқатқа көширгенде исленген жұмыс мынаған тең:

$$A_0 = \frac{A}{q_0} = \frac{q}{r} - \frac{q}{\infty} = \frac{q}{r}.$$

Биз зарядлардың құрамалы системасы менен ис алып барсақ, онда потенциалдың аңлатпасына киретуғын ықтыярлы тұрақтының мәнісін системадан шексіз алыслатылған ноқатлардың потенциалларын нолге тең болатуғына сәйкес етип аламыз⁴. Бундай жағдайда майданның берілген ноқатының потенциалы бір бирлик зарядты берілген ноқаттан шексізликке көширгенде майдан тәрепинен исленген жұмысқа тең. Бизди тек потенциаллар айырмасы ғана қызықтыратуғын күнделикли тұрмыста Жердің бетинің потенциалын нолге тең деп шәртли түрде есаплаған қолайлы.

35-сүұрет.

dA элементар жұмысын есаплаұға.



Енди q_0 зарядын E кернеұлиги менен тәрийипленетуғын қәлеген электр майданындағы көшириұ менен байланыслы болған ұлыұмалық жағдайды қараймыз. Шексіз киши аралыққа орын алмастырылғанда

$$dA = f \cos \alpha ds$$

⁴ Зарядланған система шекли өлшемлерге ийе болған жағдайларда ықтыярлы тұрақтыны ұсындай етип сайлап алыұ мүмкін.

жұмысы ісленеди. $\mathbf{f} = q_0 \mathbf{E}$ теңдигінің орын алатуғынлығын есепке алып, dA элементар жұмысы үшін жазылған аңлатпаны

$$dA = q_0 E \cos \alpha ds$$

түрінде көшіріп жазамыз. Бирақ, $E \cos \alpha$ көбеймеси кернеулік E нің жолдың берілген нокатындағы ұрынбаға түсірілген проекциясы болып табылады (35-сүйрет). Бул проекцияны E_s арқалы белгилеп, мынаны аламыз:

$$dA = q_0 E_s ds.$$

Шекли участкада ісленетуғын A жұмысын dA үшін жазылған аңлатпаны интеграллау жолы менен аламыз:

$$A = \int_A^B q_0 E_s ds.$$

Бул аңлатпада интеграл жолдың басланғыш нокаты A дан ақырғы нокаты B ға шекем алынған. Жоқарыда айтылған жағдайларға байланыслы бул жұмыстың мәнісі q_0 заряды менен A хәм B нокатларындағы потенциаллар айырмасына тең:

$$\int_A^B q_0 E_s ds = q_0 (V_A - V_B).$$

q_0 зарядын тұрақлы шама сыпатында интеграл белгисінің алдына шығарып хәм сол q_0 шамасына қысқартып

$$\int_A^B E_s ds = V_A - V_B$$

аңлатпасына ийе боламыз. Тұйық жол үшін $V_A = V_B$ хәм, ұсыған сәйкес

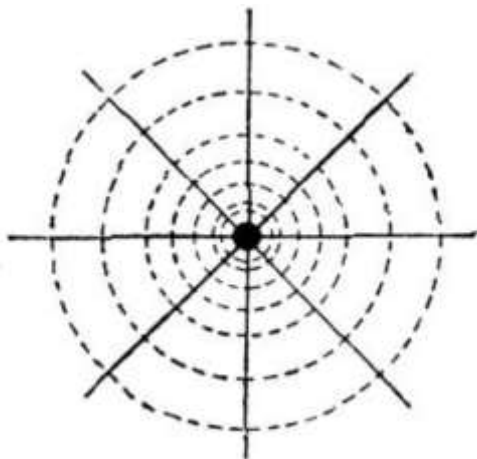
$$\oint_S E_s ds = 0, \quad (10)$$

теңлігін аламыз. Бул интеграл барлық тұйық контур бойынша алынған.

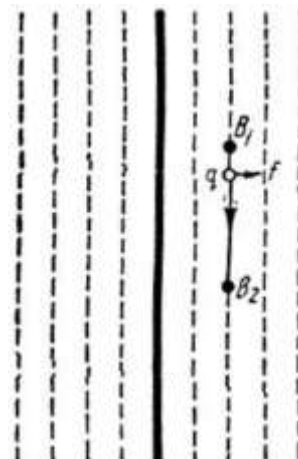
$\oint_S E_s ds$ контурлық интегралы тұйық контурдың барлық Δs элементлери нолге ұмтылғандағы $\sum E_s \Delta s$ суммасының шегі болып табылады. Бұндай жағдайда Δs элементлерінің санының шексіз үлкейетуғынлығын нәзерде тұтыу керек. Бұндай интеграл электростатикалық кернеулік векторының циркуляциясы деп аталады. (10)-формула электрлік күшлердің тұйық жолдағы ісленген жұмысының нолге тең екенлігінің математикалық аңлатпасы болып табылады. Электростатикалық кернеулік векторының циркуляциясы нолге тең. Тұйық жолда ісленген жұмыс нолге тең болған майданды потенциаллық майдан деп атайды. Сонлықтан, (10)-аңлатпаның электростатикалық майданның потенциаллық характерге ийе екенлігін көрсетеді деп айтыуға болады.

§ 130. Потенциалдың қаддилерінің бетлери. Электростатикалық майданның потенциалы нокаттан нокатқа өткенде өзгеретуғын функция болып табылады. Бирақ, қалеген ҳақыйқый жағдайда потенциаллары бирдей болған нокатлардың жыйнағын көрсетиуге болады.

Тұрақлы потенциалға ийе болған нокатлардың геометриялық орнын *потенциалдың қаддиниң бети ямаса эквипотенциал бет деп атайды.*



36-сүрөт. Ноқаттық зарядтың потенциалының қәддилери (пунктир сызықлар) хәм кернеулік сызықлары (тутас сызықлар).



37-сүрөт. Зарядланған шексиз тегисликтің потенциалының қәддилеринің сызықлары.

Әлбетте, зарядты эквипотенциал бет арқалы көшіргенде исленген жұмыс нолге тең.

Мысал сыпатында ноқаттық зарядтың потенциалының қәддилерин қараймыз. Жоқарыда көрсетілгендей, ноқаттық зарядтың потенциалы мынаған тең:

$$V = \frac{q}{r}. \quad (1)$$

Бұл теңликте r арқалы q заряды пайда еткен потенциалы есапланатуғын ноқатқа шекемги қашықтық белгіленген. Демек, потенциалдың қәдди тегислиги r диң турақты мәнісине сәйкес келетуғын бет, яғный заряд орайында жайласқан сфера болып табылады (36-сүрөт).

Потенциалдың қәдди үшін бетлерди симметрия көз қарасларында тұрып анықлауға болады. Бундай жағдайда қәдди бети бойынша зарядты қозғағанда исленген жұмыстың нолге тең болатуғынлығына тийкарланып, потенциалды аналитикалық есеплаудың зәрүрлиги болмайды. Мысалы, тең өлшеули зарядланған сфера пайда еткен потенциалдың қәддилерин анықлау үшін сфераның пайда еткен майданының сфералық симметрияға ийе болатуғынлығын аңғарыу керек. Усының нәтижесинде қәлеген радиусқа ийе болған сфераның бети бойынша бир бирлик оң зарядты көшіргенде исленген жұмыстың нолге тең болады. Бұл жағдайда потенциалдың қәддилеринің бетлери зарядланған сфера менен концентрли болған сфералар болып табылады.

Зарядланған шар үшін да тап ұсындай нәтийже алынады. Еки жағдайда да шардың сыртындағы хәм шардың бетиндеги потенциал (1)-формуланың жәрдемінде анықланады.

Егер ноқаттық заряд ямаса сфераның заряды оң болса, онда майдан тәрәпинен зарядқа тәсир ететуғын күшлер оң зарядты майданның дерегинен қашықлатқанда оң жұмыс ислейди. Демек, бұл жағдайда қәддилердің бетлеринің потенциалларының сан мәніслери радиустың үлкейиуі менен киширейеди. Егер ноқаттық заряд ямаса сфераның заряды терис болса, онда оң зарядты күштиң дерегинен қашықлатқанда майданның күшлери терис жұмысты атқарады. Бундай жағдайда қәддилердің бетлеринің потенциалларының мәніслери терис болады хәм олардың радиустары үлкейген сайын потенциаллар үлкейеди (абсолют мәніси бойынша кемедейди).

Тең өлшеули зарядланған шексиз тегисликти аламыз; бундай тегислик пайда еткен майдан бир текли, ал кернеулік сызықлары тегисликке нормаль бағытланған. Буннан базы бир B_1 ноқатынан зарядланған тегисликтен тап сондай қашықтықта жайласқан қәлеген B_2 ноқатына көшіргенде исленген жұмыс нолге тең (37-сүрөт).

Демек, бундай ноқатлардың потенциаллары бирдей:

$$V_{B_1} = V_{B_2}.$$

Демек, эквипотенциал тегисликлер (потенциалдың қәдди тегисликлери) зарядланған тегисликке параллель болған тегисликлер болып табылады. Егер тегислик оң заряд пенен зарядланған болса, онда потенциалдың мәнісі зарядланған тегисликтен қашықласқан сайын кемейеді. Қәддинің бетлеринің зарядланған беттің екі тәрәпинде симметриялы жайласқанлығы өз-өзинен түсиникли.

Бизлер жоқарыда қарап өткен дара жағдайлардың барлығында да кернеулік векторлары потенциалдың қәдди тегислигине перпендикуляр. Оның ұлыұмалық жағдай ұшын да дұрыс болатұғынлығы көрсетеміз. Оның ұшын потенциалдың қәдди тегислигин аламыз хәм қәдди тегислигинде зарядты жолдың киши болған Δs участкасында орын алмастырғанда исленген жұмысты қараймыз. Бундай жағдайда, анықлама бойынша, $\mathbf{f} = q\mathbf{E}$ электр күшинің ұсы жолда исленген жұмысы

$$\Delta A = \mathbf{f} \Delta s \cos \alpha = qE \Delta s \cos \alpha$$

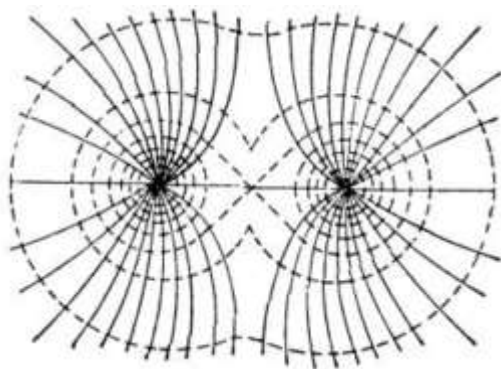
шамасына тең болады. Бул теңликте α - күш $\mathbf{f}$ пенен орын алмастырыў Δs арасындағы мүйеш. Екинши тәрәптен бул жұмыс нолге тең. Себеби эквипотенциал беттеги еки ноқаттың арасындағы потенциаллар айырмасы нолге тең.

Усы жағдайға сәйкес биз

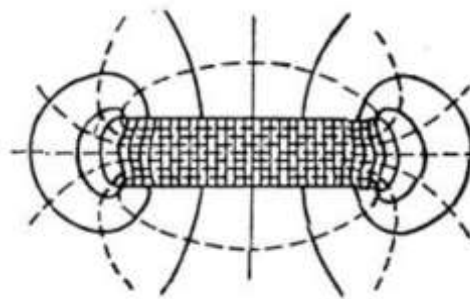
$$qE \Delta s \cos \alpha = 0$$

теңлигине ийе боламыз. q зарядтың өзи де, кернеулік E де, орын алмастырыў Δs те нолге тең емес. Сонлықтан $\mathbf{f}$ күшинің бағыты менен орын алмастырыў Δs тиң арасындағы мүйештің косинусының нолге тең болыўы керек. Буннан $\mathbf{f}$ күшинің Δs ке перпендикуляр екенлиги келип шығады. $\mathbf{f} = q\mathbf{E}$ күшинің бағыты кернеуліктің бағытына сәйкес келеди ($q > 0$ болған жағдайда) ямаса оған қарама-қарсы ($q < 0$ болған жағдайда). Демек, $\cos \alpha = 0$ теңлиги кернеуліктің бағыты потенциалдың қәдди тегислигине перпендикуляр болады екен.

Солай етип, *кернеулік сызықлары потенциалдың қәдди тегисликлеринің семействосына (эквипотенциал бетлерге) нормаль (ортогонал) бағытланған*. 38-сұўретте сан мәнісі бирдей хәм бирдей белгиге ийе болған еки ноқатлық заряд пайда еткен кернеулік сызықлары хәм эквипотенциал бетлер көрсетилген. Ал 39-сұўретте болса екеўинде де зарядлардың тығызлығы бирдей бирақ, хәр қыйлы белгиге ийе зарядлар менен зарядланған еки диск ұшын кернеулік сызықлары менен эквипотенциал бетлер көрсетилген.



38-сұўрет. Белгилери бирдей болған еки ноқатлық заряд ұшын потенциалдың қәддилери (пунктир сызықлар) хәм кернеулік сызықлары (тутас сызықлар).



39-сұўрет. Хәр қыйлы белгиге ийе зарядқа ийе дисклердің потенциалдың қәддилери (пунктир сызықлар) хәм кернеулік сызықлары (тутас сызықлар).

§ 131. Электростатикалық майданның кернеулиги менен потенциалы арасындағы

байланыс. Енди потенциал менен кернеуліктің арасындағы қатнасты табамыз. Бундай байланыстың бар екенлиги кернеулік арқалы аңлатылған электр күшлеринің жұмысының майданның ноқатларының арасындағы потенциаллар айырмасы менен де анықланатуғынлығынан келип шығады.

Ықтыярлы электростатикалық майданды аламыз хәм онда бир бирине жақын жайласқан потенциалдың еки қәдди ұшын тегисликлерди жүргиземиз. Мейли, бир тегисликтің потенциалы V , ал екіншісінің потенциалы $V + \Delta V$ болсын хәм $\Delta V > 0$ теңсізлігі орынланады деп болжайық (40-сүўрет). V потенциалының қәддинің тегислигиндегі базы бир B ноқатта ұсы тегисликке потенциалдың үлкейіу бағытында $\mathbf{n}$ нормалын түсіремиз. $\mathbf{n}$ нормалы менен $V + \Delta V$ қәдди ұшын жүргизилген тегисликтің кесилисіу ноқатын B' арқалы белгилеймиз. B хәм B' ноқатларының арасындағы қашықтық мейли Δn ге тең болсын. $\mathbf{E}$ кернеулігі потенциалдың қәдди тегислигине перпендикуляр, яғный $\mathbf{n}$ нормалы менен бағытлас. B хәм B' ноқатларының арасындағы қашықтықтың жүдә киши екенлигин нәзерде тутып, олардың арасындағы майданның кернеулігі E ни жуўық түрде тұрақлы деп қараўға болады. Бундай жағдайда базы бир q зарядын B ноқатынан B' ноқатына көширгенде исленген жұмыс мынаған тең болады:

$$A = qE\Delta n.$$

Екінші тәрептен ұсы A жұмысы B хәм B' ноқатларының потенциаллары арқалы да аңлатылады:

$$A = q[V - (V + \Delta V)].$$

A жұмысы ұшын жазылған еки аңлатпаны салыстырып

$$E \cdot \Delta n = -\Delta V$$

екенлигин табамыз. Бул аңлатпа E ұшын мынадай аңлатпаны береді:

$$E = -\frac{\Delta V}{\Delta n}. \quad (1)$$

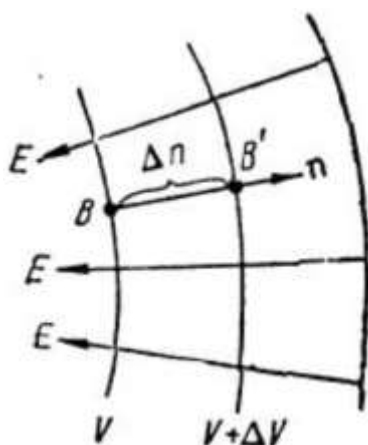
Минус белгиси $\mathbf{E}$ кернеулігінің $\mathbf{n}$ нормалына қарама-қарсы бағытланғанлығын билдиреди. Қақыйқатында да, биз $\mathbf{n}$ нормалын потенциалдың үлкейіу бағытына қарай бағытладық. Ал, анықламасы бойынша $\mathbf{E}$ кернеулігі оң зарядқа тәсир ететұғын күштің бағытына параллель, яғный потенциалдың кемейіу бағытына қарай бағытланған. Егер (1)-формулада $\Delta n = 1$ деп болжасақ, онда мынаған ийе боламыз: *сан мәнисі бойынша майданның кернеулігі потенциалдың қәдди тегислигине перпендикуляр бағыттағы потенциалдың бир бирлік узынлықтағы өзгерисине тең хәм потенциалдың кемейіу бағытына қарай бағытланған.*

Потенциалдың қәдди тегислигине перпендикуляр бағытта қозғалғандағы потенциалдың өзгеріу тезлигине тең болған $\Delta V/\Delta n$ шамасы *потенциалдың градиенті* деп аталады. Градиент түсинигин пайдаланып, (1)-аңлатпаны былайынша түсиндириўге болады: *майданның кернеулігінің сан мәнисі потенциалдың градиентине тең.*

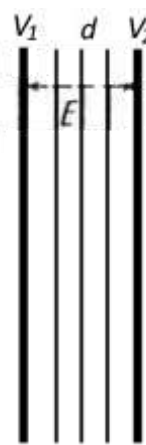
Төмендегидей мысалды қараймыз:

Тұрақлы потенциалға ийе болған бир бирине параллель еки пластинка арасындағы электростатикалық майданның кернеулігин анықлаймыз.

Бир бирине параллель, потенциаллары V_1 хәм V_2 болған еки шексіз тегисликти аламыз. Тегисликлер арасындағы қашықтық d ға тең (41-сүўрет). Симметрия көз-қараслары бойынша потенциалдың қәддилеринің тегисликлери берилген тегисликке параллель болған тегисликлер болып табылады.



40-сүрөт. Потенциалдың бир бирине жақын еки қәдди ушын $\mathbf{n}$ нормалы.



41-сүрөт. Зарядланған еки тегислик.

Зарядланған тегисликлердің арасындағы электростатикалық майданның кернеулиги барлық нокатларда бирдей хәм тегисликлерге перпендикуляр бағытланған. Кернеуликтің сан мәнисин потенциалдың ұзындықтың эквипотенциал бетке перпендикуляр бағыттағы бир бирлигиндеги өзгерисин табыў жолы менен табамыз:

$$E = \frac{V_1 - V_2}{d}. \quad (2)$$

Кернеулик потенциалдың кемейиў бағыты менен бағытлас. Солай етип, белгили потенциалларға ийе болған еки тегисликтің арасындағы майданның кернеулиги олардың арасындағы потенциаллардың айырмасына тўры пропорционал хәм олардың арасындағы қашықтыққа кери пропорционал.

Бир текли болмаған майдан ушын биз майданның берилген нокатындағы кернеулик E ниң алгебралық мәниси ушын Δn шамасы шексиз киширейгендеги $-\Delta V/\Delta n$ қатнасы умтылатуғын шекти аламыз:

$$E = \lim_{\Delta n \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta V}{\Delta n} \right)$$

ямаса дифференциаллық есаптың белгилерин пайдалансақ

$$E = -\frac{dV}{dn} \quad (2a)$$

аңлатпасын аламыз. Векторлық есаптағы градиент түсинигин пайдаланамыз. Мейли, C скаляры x, y, z координаталарының функциясы сыпатында берилген болсын. $grad C$ хәкқында гәп еткенде тўры мүйешли координаталар системасындағы құраўшылары болған A_x, A_y, A_z шамалары

$$A_x = \frac{\partial C}{\partial x}, A_y = \frac{\partial C}{\partial y}, A_z = \frac{\partial C}{\partial z}. \quad (3)$$

қатнастарының жәрдемінде анықланатуғын векторды түсинемиз. Бул вектор хәр бир берилген нокатта C скалярының қәддиниң тегислигине нормаль бағытта ұсы C скалярының өсиў бағыты менен бағытлас болып шығады. Оның ұзындығы dC/dn шамасына тең. Градиент хәкқындағы түсиниктің жәрдемінде (2a) теңликти

$$E_x = -\frac{\partial V}{\partial x}, E_y = -\frac{\partial V}{\partial y}, E_z = -\frac{\partial V}{\partial z} \quad (4)$$

түринде ямаса

$$\mathbf{E} = -grad V \quad (4a)$$

түринде жазыўға болады. Демек, $\mathbf{E}$ кернеулик векторы терис белги менен алынған V потенциалдың градиентине тең екен.

Мысал 1. Диполдің меншикли өлшемлеріне салыстырғанда үлкен болған r қашықтығындағы майданының кернеулігін анықтаймыз.

Бұл мәселені біз 124-параграфта тиккелей шештік. Майданның кернеулігі менен потенциалының арасындағы (2а) қатнасты пайдаланып біз мәселені оннан да әпийайы қылып шешеміз. А нокатындағы потенциал (12-сүүрет) $+q$ хәм $-q$ зарядлары пайда еткен потенциаллардың қосындысына тең:

$$V = \frac{q}{r_+} - \frac{q}{r_-} = q \frac{r_- - r_+}{r_+ r_-} = q \frac{l}{r_+ r_-}.$$

l ге салыстырғанда көп үлкен болған r_+ хәм r_- қашықтықтары ушын жууық түрде $r_+ \cdot r_- = r^2$. Буннан

$$V = \frac{ql}{r^2} = \frac{p}{r^2}$$

теңлігіне ийе боламыз (p арқалы диполдің моменти белгіленген).

А нокатындағы эквипотенциал тегіслікке түсірілген нормаль $\mathbf{n}$ ниң бағыты r диң бағытына сәйкес келеди, Демек (2а) бойынша:

$$E = -\frac{dV}{dr} = \frac{2p}{r^3}$$

аңлатпасына ийе боламыз хәм бұл аңлатпа 124-параграфтағы (5)-формулаға сәйкес келеди.

§ 132. Көлемлик зарядлардың электростатикалық майданының кернеулігі, потенциалы хәм тығызлығы арасындағы байланыс. Электростатикалық майданның кернеулігі менен зарядлардың тарқалыуының арасында майданның хәр бир нокатында дурыс болған дифференциаллық қатнас бар. Бұл қатнасты Остроградский-Гаусс теоремасын терең таллау жолы менен табыуға болады.

Біз қарап атырған областта заряд ұлыўма алғанда турақлы болмаған ρ тығызлығы менен тарқалған деп болжайық. Қабырғалары dx, dy, dz шамасына тең хәм олар координаталар көшерлеріне параллель болған элементар кубты айырып аламыз (42-сүүрет). Кубтың көлеми $dx dy dz$ көбеймесіне тең. Кубтың киши болғанына байланысly оның ишиндеги барлық нокатларда зарядтың тығызлығын турақлы деп есаплауға болады. Бундай жағдайда кубтың ишиндеги q зарядының мұғдары $\rho dx dy dz$ шамасына тең. Кубтың орайындағы майданның кернеулігін E арқалы (42-сүүретте жұлдызша менен белгіленген), ал оның құраушыларын E_x, E_y, E_z арқалы белгилеймиз.

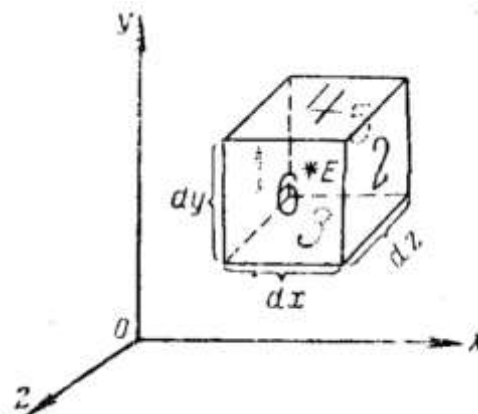
Бундай жағдайда 1 қапталындағы E_x құраушысының мәнісі мынаған тең:

$$E_{x_1} = E_x - \frac{\partial E_x}{\partial x} \cdot \frac{1}{2} dx.$$

Себеби, 1 қапталы кубтың орайына салыстырғанда $\frac{1}{2} dx$ шамасына киши координатаға ийе болады.

42-сүүрет.

Майданның кернеулігін көлемлик зарядлар менен байланыстыратуғын аңлатпаны келтиріп шығаруға.



Тап сол сыяқлы 2 қапталдағы E_{x_2} құраушысы үшін мынаны аламыз:

$$E_{x_2} = E_x - \frac{\partial E_x}{\partial x} \cdot \frac{1}{2} dx.$$

Усындай жоллар менен кубтың қалған қапталларындағы E_y хәм E_z құраушылары үшін мынадай аңлатпаларды аламыз:

$$E_{y_3} = E_y - \frac{\partial E_y}{\partial y} \cdot \frac{1}{2} dy, \quad E_{z_5} = E_z - \frac{\partial E_z}{\partial z} \cdot \frac{1}{2} dz,$$

$$E_{y_4} = E_y + \frac{\partial E_y}{\partial y} \cdot \frac{1}{2} dy, \quad E_{z_6} = E_z + \frac{\partial E_z}{\partial z} \cdot \frac{1}{2} dz.$$

Бизиң кубымыз үшін Остроградский-Гаусс теоремасын қолланамыз. Оның үшін кубтың қаптал бетіндегі кернеуликтиң ағысын есеплаймыз. dS бети арқалы өтип атырған кернеулик ағысы болған dN шамасының $\mathbf{E}$ кернеулигиниң dS бетине нормаль құраушысы менен ұсы беттиң майданына көбеймесине тең екенлигин еске түсиреміз. 1 қапталына түсірилген нормаль OX көшериниң бағытына қарама-қарсы бағытланған. Сонлықтан $\mathbf{E}$ кернеулигиниң ұсы 1 қапталына түсірилген нормаль құраушысы $-E_{x_1}$ ге тең. 1 қапталының майданы $dydz$ шамасына тең. Буннан 1 қапталы арқалы өтетуғын кернеулик ағысы

$$dN_1 = -E_{x_1} dy dz = -E_x dy dz + \frac{\partial E_x}{\partial x} \cdot \frac{1}{2} dx dy dz$$

шамасына тең.

2 қапталына түсірилген нормаль OX көшериниң оң бағыты менен бағытлас хәм, сонлықтан, сол қаптал арқалы өтип атырған кернеулик ағысы

$$dN_2 = +E_{x_2} dy dz = E_x dy dz + \frac{\partial E_x}{\partial x} \cdot \frac{1}{2} dx dy dz$$

аңлатпасының жәрдемінде анықланады. 1 хәм 2 қапталлары арқалы өтетуғын ағыстардың қосындысы

$$dN_1 + dN_2 = \frac{\partial E_x}{\partial x} dx dy dz$$

шамасына тең болады. Тап сол сыяқлы, 3 хәм 4 қапталлары арқалы өтетуғын ағыстардың қосындысы

$$dN_3 + dN_4 = \frac{\partial E_y}{\partial y} dx dy dz$$

хәм 5 хәм 6 қапталлары арқалы өтетуғын ағыстардың қосындысы

$$dN_5 + dN_6 = \frac{\partial E_z}{\partial z} dx dy dz$$

шамаларына тең болады. Солай етип, кубтың барлық алты қапталы арқалы ағып өтетуғын ағыс мына шамаға тең болады:

$$dN = dN_1 + dN_2 + dN_3 + dN_4 + dN_5 + dN_6 = \left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right) dx dy dz. \quad (1)$$

Остроградский-Гаусс теоремасы бойынша $dN = 4\pi q$. Бұл теңлікте q арқалы кубтың ишиндегі зарядтың мұғдары белгиленген. Бирақ оның шамасы $\rho dx dy dz$ ке тең. Буннан dN үшін оның (1)-аңлатпасын пайдаланып,

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 4\pi\rho \quad (2)$$

формуласына ийе боламыз.

(2)-формула биз излеп атырған көлемлик зарядлардың тығызлығы ρ менен кернеулик векторы $\mathbf{E}$ ниң түйіндыларының арасындағы байланысты береді. Векторлық анализден вектордың құраушыларының сәйкес координаталар бойынша алынған түйіндыларының қосындысының вектордың дивергенция деп аталатуғынлығы хәм

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}$$

арқалы белгиленетұғынлығы мәлім. $\operatorname{div} \mathbf{E}$ белгілеуін пайдаланып, (2)-формулан

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho$$

түрінде көшіріп жазамыз. $\mathbf{E}$ кернеулігінің құраушылары менен потенциалдың координаталар бойынша туындыларын байланыстыратұғын 131-параграфтағы (4)-формулан

$$E_x = -\frac{\partial V}{\partial x}, \quad E_y = -\frac{\partial V}{\partial y}, \quad E_z = -\frac{\partial V}{\partial z}$$

теңліклеріне ийе боламыз. Бұл аңлатпалардан координаталар бойынша екінші рет туынды алып

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} = -\frac{\partial^2 V}{\partial x^2}, \quad \frac{\partial E_y}{\partial y} = -\frac{\partial^2 V}{\partial y^2}, \quad \frac{\partial E_z}{\partial z} = -\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$$

теңліклерінің орынлы екенлігіне көз жеткермиз. Бұнан мынадай теңлік алынады:

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = -\left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right).$$

$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}$ суммасының мәнісін (2)-аңлатпаға қойып

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -4\pi\rho \quad (3)$$

формуласына ийе боламыз.

Бұл формула көлемлік зарядлардың тығызлығы ρ менен потенциалдың координаталар бойынша алынған екінші тәртіпті туындылар менен байланысын береді. Базы бир $F(x, y, z)$ функциясының x, y, z өзгеріушілері бойынша алынған екінші тәртіпті туындыларының қосындысын $\Delta F(x, y, z)$ арқалы белгілеу қабыл етилген. Бұл белгілеудегі Δ белгісін Лаплас операторы деп атайды. Оның белгісін (3)-формулаға қойып

$$\Delta V = -4\pi\rho \quad (3a)$$

теңлемесін аламыз. Бұл теңleme электростатикалық потенциал үшін тийкарғы дифференциаллық теңleme болып табылады.

§ 133. Электростатикалық майдандағы өткізгіштер. 122-параграфта көрсетилип өтилгеніндей, өткізгіш өзінің ишінде еркин электронлары бар дене болып табылады. Олардың заряды өткізгіштің кристаллық пәнжереси менен байланыслы болған оң зарядлар менен компенсацияланған. Өткізгіштегі еркин электронлар белгилі бағытқа ийе болған электрлік күшлердің тәсирінде ұсы күштің бағытындағы құраушыға ийе тезлікке ийе бола алады. Нәтижеде зарядлардың орын алмастырыуы - электр тоғы пайда болады. Егер биз электростатикалық мәселелерді қарау менен шекленсек, онда зарядлардың тең салмақлық шәртин айқынластырыуымыз керек. Өткізгіштің ишіндегі зарядлардың зәрүрлі болған тең салмақлық шәрті электростатикалық майданның кернеулігінің нолге тең болыуы болып табылады. Егер майданның кернеулігі нолге тең болмағанда, онда бұндай жағдай электронлардың орын алмастырыуына алып келетұғын электрлік күшлерді пайда еткен болар еди. Солай етип, мәселенің электростатикалық характерінің шәрті

$$E = 0 \quad (1)$$

түрине ийе болады хәм бұл шәртінің өткізгіштің ишіндегі барлық ноқатларда орынланыуы керек.

(1)-шәрт зарядланған өткізгіштегі компенсацияланбаған зарядлардың тек өткізгіштің бетінде жайласатұғынлығына алып келеді. Бұл жуумақтың дурыслығын дәлиллеу үшін өткізгіштің ишіндегі базы бир көлемді шеклеп тұрған ықтыярлы түрде

алынған бетке Остроградский-Гаусс теоремасын қолланамыз. (1)-теңдікке сәйкес, бұл беттің барлық нүктелерінде электростатикалық майданның кернеулігі нөлге тең. Усының салдарынан биз қарап атырған беттің ишіндегі ұлыұмалық заряд та нөлге тең. Бет ықтырлы түрде алынғанлықтан, нәтиже өткізгіштің ишіндегі қалеген участка ұшын дурыс болады. Солай етип, электростатикалық майданға жайластырылған қалеген өткізгіштің ишіндегі қалеген участкадағы заряд нөлге тең. Зарядланған өткізгіштегі зарядлар тек өткізгіштің бетінде ғана жайласады.

Өткізгіштің ишки бөлімлеріндегі зарядлардың болмайтуғынлығы Остроградский-Гаусс теоремасының нәтижесі болып табылады. Бұл теорема болса, өз гезегінде, Кулон нызамы бойынша нүктелік зарядлардың арасындағы өз-ара тәсірлесіу күшінің зарядлардың арасындағы қашықтықтың квадратына кері пропорционал екенлігін келіп шығады. Егер

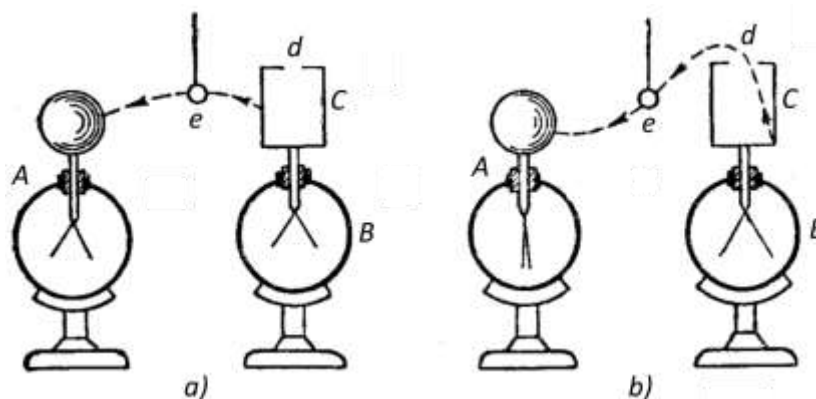
$$f = k \frac{q_1 q_2}{r^2}$$

нызамындағы r дің дәрежесі 2 ге емес, ал басқа n ге тең болғанда, өткізгіштің ишки бөлімлерінде зарядлар тарқалған болар еді. Солай етип, өткізгіштің ишки бөлімлерінде зарядлардың болмауы Кулон нызамының дурыслығының жанапай тастыйықланыуы болып табылады. Айланыушы тәрезінің жәрдемінде Кулон нызамын тиккелей өлшеу (123-параграф) үлкен дәллігі менен айрылып тұрған жоқ. Өлшеулерді жүдә пұқталық пенен өткеріу аңсат емес. Себебі зарядлардың нүктелік болуына сәйкес келетуғын шараятларды пайда етіу қыйын мәселелердің биі болып табылады. Ал өткізгіштің ишки бөлімлеріндегі зарядлардың болмайтуғынлығын әдеуір дәл түрде анықлауға болады. Усындай тексеріу жұмыстары Кевендиш тәрепіннен 1773-жылы (Кулон нызамы 12 жылдан кейін ашылды) өткерілді хәм бұл жұмыстарда электр күшлерінің қашықтықтың квадратына кері пропорционал екенлігі табылды. Бірақ, Кевендиштің жұмыстары 1879-жылға шекем белгисіз болып келді. Усы жылы Максвелл оларды баспадан шығарды.

Максвелл Кевендиштің тәжірийбесін бір қанша өзгертілген түрде хәм жоқары дәллікте қайталады.

Ол екі өткізгіш шарды бірінің ишіне бірін орналастырды хәм олардың арасында өткізгіштің жәрдемінде контактты пайда етті. Сыртқы шарды зарядлағанда ишки шар зарядланбаған хәм бұл жағдайдың орын алатуғынлығын Максвелл жоқары дәллікте көрсете алды. Буннан ол Кулон нызамындағы дәреженің 2 ден $1/20000$ нан үлкен шамаға өзгеше емес екенлігін дәллілледі.

Биз кейінірек, зарядлардың тек өткізгіштің ишінде ғана емес, ал оның ишіндегі қуыслықты шеклеп тұрған ишки бетінде де болмайтуғынлығын көреміз. Электростатикалық қуылыстардың ұлыұмалық теориясында зарядланған өткізгіштің ишіндегі қуыслықта да майданның кернеулігі E нің нөлге тең болатуғынлығы көрсетіледі. Бундай жағдайда қуыслықтың ишінде басқа зарядланған денелер жоқ деп болжанады.



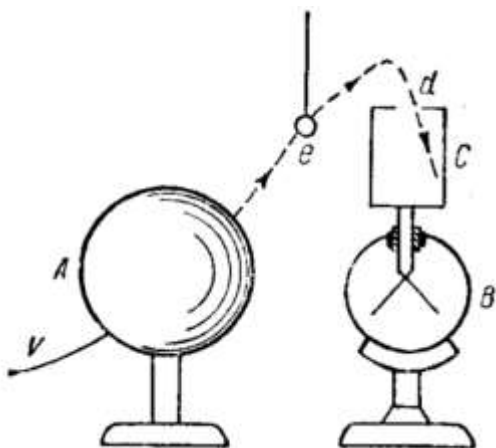
43-сүрөт. Фарадей цилиндри менен өткерилген тәжірийбе.

Заряддардың өткізгіштің сыртқы бетінде жайласатуғынлығын жүдә көргізбелі түрде демонстрациялауға болады. Еки A хәм B электроскопларын аламыз, олардың бирине дерлік туйық хәм жоқарғы тийкарында үлкен болмаған тесикке ийе құуыс C цилиндри бекитемиз (43-сүрөт). Бундай цилиндри Фарадей цилиндри деп атайды. B электроскопына белгили заряд беремиз. Электроскоптың зарядланғанлығы жапырақлардың айрылыуы бойынша билиүге болады. Изоляциялаушы материалдан соғылған сабаққа бекитилген киши e шаригин аламыз. e шаригин Фарадей цилиндринің сыртқы бөлимин тийгиземиз хәм буннан кейин оны 43-а сүрөтте пунктир сызық пенен жол менен алып келип A электроскопына тийгиземиз. Усындай жол менен биз A электроскопына базы бир зарядты беремиз. Усындай усыл менен зарядты алып өтиүди бир неше рет қайталап A электроскопының жапырақларының бир биринен сезилерликтей ийтерискенин көремиз. Егер биз e шаригин C Фарадей цилиндринің ишки бөлимин тийгизсек (43-б сүрөт), онда биз шарикке хеш қандай заряд бере алмаймыз хәм соған сәйкес A электроскопын зарядлай алмаймыз.

Тәрийипленген тәжірийбени кери тәртіпте қайталауға болады. Қандай да бир экранластырыушы дерек тәрепинен тұрақлы V потенциалда ұслап тұрылатуғын базы бир A денесин көз алдымызға келтирейик (44-сүрөт). A денесине тийгизиү жолы менен e шаригин зарядлаймыз хәм оны B электроскопына алып келемиз. Буннан кейин оны C Фарадей цилиндринің ишки бөлимин тийгиземиз. Бундай жағдайда шарик Фарадей цилиндри менен биргеликте пайда болған құрамалы дененің ишки бөлимін пайда ететуғын болғанлықтан шарикте хеш қандай зарядтың қалмауы керек. Басқа сөз бенен айтқанда шарик өзинің зарядын толығы менен B электроскопына беріуі керек. Биз усындай жоллар менен зарядты алып беріүди қанша болса да қайталауымыз мүмкин хәм шарик барлық ўақытта да өзинің зарядын электроскопқа береді. Себеби, өткізгіштің ишки бөлиміндеги зарядтың болмауы шәрти зарядтың мұғдарынан хәм оның потенциалынан ғарезли емес. Солай етип, e шаригин көп рет алып келиү жолы менен B электроскопын A денесинің V потенциалына салыстырғанда жүдә жоқары потенциалға жеткенше зарядлауға болады. Принципинде зарядты алып беріүди шекленбеген рет қайталағанда B электроскопының потенциалын шексизликке шекем жоқарылатыуға болады⁵. Әмелде болса, потенциалдың жоқарылауы зарядтың жоғалыуы менен

⁵ 137-параграфта биз зарядланған дененің V потенциалының өсиуі менен оның энергиясының да өсетуғынлығын көремиз. Буннан Фарадей цилиндри менен өткерилген тәжірийбенің энергияның сақланыуы ызамаына қайшы келеди деген пикирдің пайда болыуы мүмкин. Бирақ, олай емес: e шаригин Фарадейдің зарядланған цилиндрине алып келиү ушын жұмыс ислеу керек хәм цилиндридің заряды қаншама үлкен болса, жұмсалған жұмыстың шамасы да соншама үлкен болады.

шекленген. Жоқарыда тәрийипленген Фарадей цилиндри менен өткерилген тәжирийбениң схемасы потенциаллар айырмасының шамасын бир неше миллион вольтке шекем жеткерийге мүмкиншилик беретүгын хәзирги заман генераторларында пайдаланылады (III томға қараңыз).



44-сүүрет.
Фарадей цилиндри менен өткерилген
тәжирийбе.

Өткізгіштің ишіндегі қуыслықта майданның болмауы электростатикалық қорғаныуды дәретиуге болады. Берілген қуыслықты барлық тәрептен қоршап тұрған өткізгіш сыртқы зарядлар тәрепинен пайда етилген электростатикалық майданлардан экранлайды. Әмелде тұтас өткізгішти қалың металл тор менен алмастырыуға болады. Электростатикалық қорғаныуды пайда етиу мақсетінде электроскоптың жапырақтарын металл коробканың (қутының) ишине жайластырады. Қутыны Жер менен тутастырады. Бундай жағдайда ол Жердің потенциалын қабыл етеди хәм сыртқы майданлар қутының ишіндегі майданды да, потенциалды да өзгерте алмайды. Электроскоптың зарядланатуғын жапытырақлары қутыдан изоляцияланған болыуы керек. Егер оларды қуты менен өткізгіш арқалы тутастырсақ, онда бизлер электроскоптың қутысының сыртында электрлеудің қандай дереклерин пайдалансақ та, жапырақлар бир биринен ийтерилмейди.

§ 134. Өткізгіштің бетинің қасындағы майданның кернеулиги. Өткізгіштің ишіндегі кернеуликтің нолге тең болыуы оның тұрақлы потенциал областы болып табылатуғынлығын аңғартады. Хәқыйқатында да кернеуликтің сан мәніси қәддинің бетине нормаль бағыттағы бир бирлик узынлықтағы потенциалдың өзгерисине тең. Буннан өткізгіштің барлық ноқатларындағы майданның нолге тең екенлигинен өткізгіштің барлық ноқатларындағы потенциалдың да өзгерисинің нолге тең екенлигин аламыз; демек, потенциалдың мәнісинің өзи тұрақлы; *солай етип, өткізгіштің ишіндегі хәм бетіндегі барлық ноқатлары бирдей потенциалда жайласады.* Буннан өткізгіштің бетинің потенциалдың қәддинің бети (эквипотенциал бет) болып табылатуғынлығы тиккелей келип шығады. Хәр бир ноқатта электростатикалық майданның кернеулиги потенциалдың қәддинің бетине нормаль болғанлықтан өткізгіштен сырттағы электростатикалық майданның кернеулиги өткізгіштің бетине нормаль бағытланған.

Өткізгіштің бетине тиккелей жақын жайласқан орынлардағы электростатикалық майданның кернеулиги менен өткізгіштің бетіндегі зарядлардың бетлик тығызлығы арасында белгили байланыс орын алған. Остроградский-Гаусс теоремасын пайдаланып, ұсы байланысты табамыз. *А* өткізгішинің бетінде киши ΔS участкасын аламыз (45-сүүрет). Бұл участкадағы зарядтың бетлик тығызлығын тұрақлы деп есаплауға болады хәм ол σ ға тең деп болжаймыз. Бундай жағдай ұсы участкадағы заряд q мынаған тең:

$$q = \sigma \cdot \Delta S. \quad (1)$$

Ойымызда киши, туйық S цилиндрлик бетин жүргизейик. Оның пайда етиўшиси өткизгиштиң бетине перпендикуляр, ал оның ұлтанлары $\Delta S'$ пенен $\Delta S''$ лер ΔS ке параллель болсын. Остроградский-Гаусс теоремасы бойынша, туйық S бети арқалы өтетуғын кернеўлик сызықларының саны $4\pi q$ ға тең. $\Delta S''$ ұлтаны өтетуғын өткизгиштиң ишинде майданның кернеўлиги $E = 0$, ал қаптал бет E ге параллель. Сонлықтан барлық $4\pi q$ сызықлары $\Delta S'$ ұлтаны арқалы өтеди. Бул $\Delta S'$ ұлтанының шеклериндеги майданның кернеўлигин E арқалы белгилеп

$$E \cdot \Delta S' = 4\pi q$$

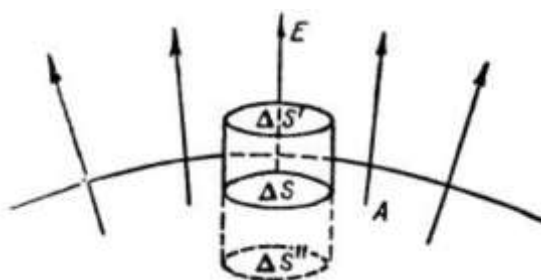
теңлигине ийе боламыз. Буннан, (1)-қатнасты пайдаланып хәм $\Delta S' = \Delta S$ теңлигиниң орынлы екенлигин есапқа алып

$$E = 4\pi\sigma \quad (2)$$

аңлатпасына ийе боламыз. (2)-аңлатпадан өткизгиштиң бетиндеги электростатикалық майданның кернеўлигиниң зарядтың тығызлығына тўры пропорционал екенлигин көремиз.

45-сўрет.

Зарядланған өткизгиштиң бетиниң қасындағы майданның кернеўлиги E ни анықлаўға.



Егер өткизгиштиң бети дүңкийип тұрған орынларға ийе болса, онда өткизгиштиң қасынан өтетуғын потенциалдың қәдди тегисликтери сол дүңкийип тұрған орынлардың қасында бир бирине жақынласады. Бул областларда майданның кернеўлиги үлкен мәниске ийе болады, себеби сол орынларда потенциалдың узынлықтың бир бирлигине сәйкес өзгериўи үлкен мәниске жетеди. Демек, дүңкийип тұрған орынлардың қасында электр майданының кернеўлиги үлкен хәм ұсыған сәйкес өткизгиштеги сол орынлардағы зарядлардың бетлик тығызлығы да үлкен. 46-сўретте дүңкийген орын менен ойыс орынға ийе болған зарядланған өткизетуғын дене көрсетилген; қоршаған кеңисликте майданның кернеўлиги дөңес орынның қасында максималлық, ал ойыс орынның қасында минималлық мәниске ийе. 46-сўретте пунктир сызықлар менен сўүретленген эквипотенциаллық сызықлар майдан күшли орынларда жийилиседи. Ұсыған сәйкес, денениң бетиндеги дөңес орынларда зарядлардың тығызлығы ең үлкен мәниске, ал ойыс орынларда ең киши мәниске ийе болады.

Өткизгиштиң ишки областларында майданның кернеўлиги нолге тең хәм ұсыған сәйкес өткизгиштиң ишки областларындағы зарядлардың тығызлығы да нолге тең.

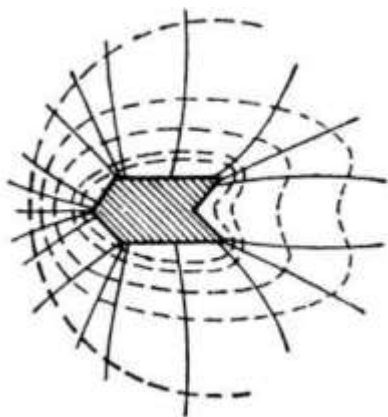
Жүдә ушлы дөңеслердиң қасындағы майдан айрықша үлкен болады. Өткизгишлерди жүдә жоқары потенциалға ийе болғанша зарядлағанда бул жағдайды есапқа алыўға тўры келеди: ушлы дөңес орынлар бар болған жағдайда оның этирапында қоршап тұрған диэлектриктиң тессилиўи мүмкин (дара жағдайда ҳаўаның) хәм разряд басланады (таждың пайда болыўы деп аталатуғын); сонлықтан, жоқары потенциалларға шекем зарядланатуғын әсбаплардың барлық металл бөлимлерине домалақ форма бериледи хәм олардың бетлерин тегис етип ислеиди.

Зарядланған өткизгиштиң бетиниң участкаларының хәр бири сол өткизгиштиң қалған бөлими пайда еткен электростатикалық майданда жайласады.

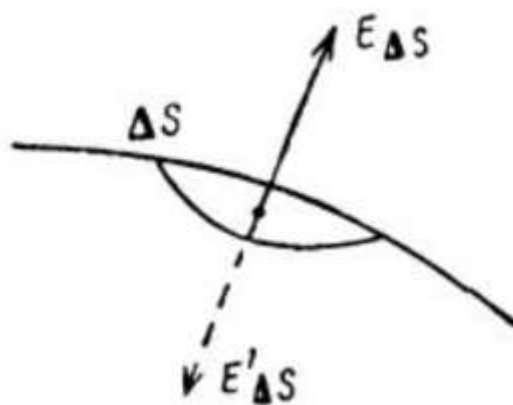
Бундай жағдайда зарядланған өткизгиштиң хәр бир ΔS участкасына (47-сўрет)

$$\Delta f = \sigma \Delta S \cdot E_1 \quad (3)$$

күши тәсир етеди. Бул аңлатпада E_1 арқалы өткізгіштің қалған бөлімі тәрәпинен пайда етилген майданның кернеулиги белгиленген.



46-сүрөт. Дөңес хәм ойыс орынлары бар денениң эквипотенциал бетлериниң (пунктир сызықлар) хәм кернеулик сызықларының (тутас сызықлар) жайласыуы.



47-сүрөт. Зарядланған өткізгіштің бетиниң элементи пайда еткен майданның кернеулиги.

E_1 майданын анықлау үшін ΔS элементи өзиниң бетине жүдә жақын жайласқан нокатларда пайда еткен майданды қараймыз. Бул майдан ΔS элементиниң бетине нормаль бағытланған хәм усы элементтиң еки тәрәпинде симметриялы тарқалған.

47-сүрөтте ΔS элементиниң еки тәрәпиндеги бул майданның кернеулиги $E_{\Delta S}$ хәм $E'_{\Delta S}$ стрелкаларының жәрдемінде көрсетилген.

ΔS элементиниң қасындағы денениң сыртында зарядланған денениң барлық бети тәрәпинен пайда етилген толық E кернеулик E_1 хәм $E_{\Delta S}$ кернеуликлериниң қосындысына тең екенлиги көринип тұр:

$$E = E_1 + E_{\Delta S}.$$

E_1 хәм $E_{\Delta S}$ кернеуликлери ΔS элементиниң бетине перпендикуляр болғанлықтан усы элементтиң бетине E_1 векторы да перпендикуляр хәм, сонлықтан, соңғы теңликти

$$E = E_1 + E_{\Delta S}$$

алгебралық қосынды түрінде көширип жазыуға болады. (2)-теңлик бойынша $E = 4\pi\sigma$. Буннан

$$E_1 + E_{\Delta S} = 4\pi\sigma \quad (4)$$

теңлигине ийе боламыз. Тап ұсындай жоллар менен ΔS элементиниң қасындағы денениң ишиндеги майданның $E_1 + E'_{\Delta S} = E_1 - E_{\Delta S}$ қосындысына тең болатуғынлығын көремиз. Ал, денениң ишинде қосынды кернеулик нолге тең болғанлықтан

$$E_1 - E_{\Delta S} = 0 \quad (5)$$

теңлигиниң орынлы болатуғынлығын көремиз. (4)- хәм (5)-теңликлерден

$$E_1 = E_{\Delta S} = 2\pi\sigma$$

теңлигин табамыз хәм буннан кейин (3)-теңлик зарядланған денениң бетиниң элементине тәсир ететуғын күшти табамыз:

$$\Delta f = 2\pi\sigma^2 \cdot \Delta S.$$

Егер (2)-теңликке итибар берсек, онда

$$\Delta f = \frac{E^2}{8\pi} \Delta S$$

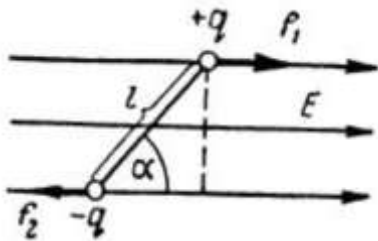
теңлигиниң орынлы екенлигине көз жеткеремиз. Бирдей белгиге ийе зарядлар ийтерисетуғын болғанлықтан, Δf күши зарядтың белгисинен фәрезсиз өткізгіштің

сыртына қарай бағытланған.

§ 135. Сыртқы электр майданындағы диполь. Сыртқы *бир текли* E электр майданындағы диполди қараймыз. Мейли, диполь ара қашықтығы өзгермейтуғын еки $+q$ хәм $-q$ зарядларынан тұратуғын болсын. 124-параграфта айтылғанындай, ұсындай диполдің электр моменти $p = ql$ шамасына тең. Мейли, диполдің бағыты менен кернеулік E ниң арасындағы мүйеш α болсын (48-сүўрет). Диполдің оң зарядына майдан менен бағытлас $f_1 = qE$ күши тәсир етеди, ал терис белгиге ийе зарядқа майданға қарама-қарсы бағытланған $f_2 = -qE$ күши тәсир етеди. Бул күшлер моменти $M = fl \sin \alpha = qlE \sin \alpha$ шамасына тең болған күшлердің жубын пайда етеди. $ql = p$ теңлигиниң орынлы екенлигин нәзерде тутып, сыртқы бир текли электр майданында диполге моменти

$$M = pE \sin \alpha \quad (1)$$

шамасына тең болған *күшлердің жубы тәсир етеди* екен. Бул жуптың тәсиринде диполь майданның кернеулигиниң бағытында жайласыўға ұмтылады.



48-сүўрет.

Сыртқы бир текли майдандағы диполь.

Диполь моменти болған p шамасын векторлық шама деп қараўға болады. Оның ушын l ди терис $-q$ зарядтан оң $+q$ зарядқа қарай өткеремиз.

p векторын

$$p = ql \quad (2)$$

теңлигиниң жәрдемінде анықлаймыз. Демек, сыртқы бир текли электр майданында диполь өзиниң p электрлик моментин бағыты бойынша E векторының бағыты менен параллель етип жайластырыўға тырысады. Бул жайласыўға (1)-аңлатпадағы $\alpha = 0$ теңлиги сәйкес келеди (бул диполге тәсир ететуғын күшлердің моментиниң нолге тең болыўына сәйкес келеди). Әлбетте, тәсир ететуғын күшлердің моменти $\alpha = \pi$ теңлиги орынланғанда да нолге тең болады. Бирақ бул соңғы аўхал орнықты емес: диполдің киши мүйешке бурылысында оны оннан да үлкенирек мүйешке буратуғын момент пайда болады.

Егер дәслеп диполь кернеулік сызықлары менен нолге тең болмаған α мүйешин жасаған болса, онда ол тең салмақтық халына жақынлағанда базы бир айланыў тезлигине ийе болады хәм инерциясы бойынша тең салмақтық орны арқалы өтип кетеди. Күш моменти M ниң тәсиринде диполь өзиниң тең салмақтық халының этирапында тербеле баслайды. Егер диполге M күш моментинен басқа сүйкелис күши де тәсир ететуғын болса, онда тербелис сөниўши тербелиске айланады хәм ең ақырында диполь кернеулік сызығының бойында жайласады. Сүйкелис күшлери жүдә үлкен болған жағдайда диполдің қозғалысы дәўирлик емес болады хәм бундай жағдайда диполь өзиниң тезлигин тұрақты түрде нолге шекем кемейтип, тең салмақтық халына асимптоталық жақынлайды.

l томның 35-параграфында биз күшлердің моменти M ди бағыты күшлердің бағыты менен оң бурғының бағыты арасындағы қағыйда бойынша анықланатуғын вектор сыпатында қараўға болатуғынлығын көрдик. 48-сүўретте M векторы сүўреттиң тегислигине перпендикуляр бағытланған. Шамасы бойынша да, бағыты бойынша да ол p хәм E векторларының көбеймеси түрінде анықланады:

$$M = p \times E. \quad (1a)$$

Енді сыртқы бір текли болмаған электр майданындағы диполди қараймыз. Бундай жағдайда кернеулік сызықтары қосылатуғын ямаса тарқалатуғын сызықтар болып табылады. бірақ, диполдің өлшемлеринің шеклерінде бір текли болмау сызилерликтей емес хәм $+q$ хәм $-q$ зарядларына тәсир ететуғын f_1 және f_2 күшлери қарама-қарсы тәреплерге қарай тәсир етеди деп болжаймыз (Z көшеринің бағытында хәм оған қарама-қарсы). Соның менен бирге майданның кернеулиги Z көшеринің бағытында тезирек өзгереді деп есаплаймыз. Бул күшлер мынаған тең:

$$f_1 = +qE_1, f_2 = -qE_2.$$

Бул аңлатпаларда E_1 хәм E_2 лер арқалы $+q$ хәм $-q$ зарядлары тұрған орынлардағы майданның кернеуліклери белгиленген. Бул күшлердің қосындысы мынаған тең:

$$f = f_1 + f_2 = q(E_1 - E_2). \quad (3)$$

z координатасын 49-сүүретте көрсетилгендей, күшлерге параллель етип жайластырамыз. Бундай жағдайда

$$E_1 - E_2 = \left(\frac{\Delta E}{\Delta Z}\right) Z$$

теңлигине ийе боламыз. Бул аңлатпада $\Delta E / \Delta Z$ майданның кернеулигинің градиенти болып табылады. $Z = l \cos \alpha$ теңлигинің орынлы екенлиги аңғарып, мынаған ийе боламыз:

$$E_1 - E_2 = \left(\frac{\Delta E}{\Delta Z}\right) l \cos \alpha.$$

$E_1 - E_2$ ниң бул мәнисин (3)-аңлатпаға қойып,

$$f = ql \left(\frac{\Delta E}{\Delta Z}\right) \cos \alpha$$

ямаса

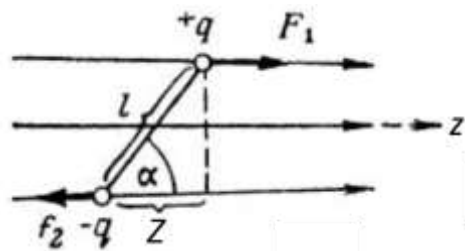
$$f = p \left(\frac{\Delta E}{\Delta Z}\right) \cos \alpha \quad (4)$$

теңдиклеринің орынлы екенлигине көз жеткереміз.

Солай етип, бір текли болмаған сыртқы электр майданында диполге күшлердің моментинен басқа майданның градиенти қаншама үлкен болса, яғный майданның бір текли емеслиги қаншама күшли болса, соншама үлкен күш тәсир етеди екен. (4)-теңдик бойынша, $\alpha < \frac{\pi}{2}$ теңсизлиги орынланғанда f күши майданның кернеулиги сан мәниси бойынша үлкен болған тәрепке қарай бағдарланған. Берилген p менен $(\Delta E / \Delta z)$ шамаларында f күши өзинің максималлық мәнисине $\alpha = 0$ теңлиги орынланғанда, яғный диполь майданның кернеулік сызығының бойында жайласқан жағдайда ериседи. Ең ақырында мынадай жүймаққа келемиз: сыртқы майданда диполь өзинің оң ұшы менен E кернеулік сызықтарының бағытына қарай бұрылыуға ұмтылады; соның менен бирге диполге оның моменти p ға хәм майданның кернеулигинің градиенти $(\Delta E / \Delta z)$ шамасына пропорционал болған күш тәсир етеди. Бул күш диполди майданның кернеулиги үлкен болған тәрепке қарай жылыстырады.

49-сүүрет.

Бір текли емес электр майданындағы диполь.



Диполди майданның кернеулиги үлкен болған областына қарай жылыстыратуғын күшлердің бар екенлигин электрленген шийше ямаса эбонит таяқшаларды ұсы таяқшалар

менен тийиспеген жеңил предметлерди тартатуғынлығы бойынша көріуге болады. Электростатикалық майданның тәсирінде предметте индукцияланған зарядлар пайда болады хәм предмет диполге айланады. Майданның бир текли болмағаны себепли бул диполь майданның сан мәниси бойынша үлкен болған областына қарай жылысады, яғный зарядының белгисинен ғәрезсиз таяқшаға қарай тартылады.

§ 136. Өткізгішлердің электр сыйымлығы. Енди өткізгішлердің электр сыйымлығы ямаса әпиұайы түрде сыйымлығы деп аталатуғын жүдә әхмийетли болған қәсийетин қарайға өтемиз. Тәжирийбелер бирдей муғдардағы зарядлар менен зарядланған хәр қыйлы өткізгішлердің хәм қыйлы потенциалларға ийе болатуғынлығын көрсетеди. Бул жағдай олардың сыйымлық деп аталатуғын физикалық қәсийети бойынша айрылатуғынлығын көрсетеди.

Өткізгіштің сыйымлығы қоршап тұрған денелердің қалайынша жайласқанлығынан ғәрезли. Сонлықтан, биз дәслеп қасында хеш қандай басқа денелер болмаған өткізгіштің сыйымлығы анықлаймыз (бундай жағдайда басқа денелер берилген денедеги зарядлардың тарқалыуына тәсир ете алмайды хәм бундай денени оңашаланған дене деп атаймыз). Оңашаланған өткізгіштің потенциалы V ондағы зарядтың шамасы Q ға туұры пропорционал. Себеби зарядтың шамасы неше есе үлкейсе майданның кернеулиги де, демек, зарядты өткізгіштен шексизликке жылыстырғанда исленетуғын жұмыстың шамасы да соншама есе үлкейеди:

$$Q = CV. \quad (1)$$

Пропорционаллық коэффициент C өткізгіштің формасы менен өлшемлеринен ғәрезли хәм оның сыйымлығы деп аталады. C ушын (1)-теңликтен

$$C = \frac{Q}{V} \quad (2)$$

қатнасын аламыз. Бул қатнас *оңашаланған өткізгіштің сыйымлығының сан мәниси бойынша зарядланған өткізгіштің потенциалын бир бирликке жоқарылатыу ушын керек болатуғын электр зарядының муғдарына тең физикалық шама болып табылатуғынлығын көрсетеди*. ($V = 1$ теңлиги орынланғанда $C = Q$ теңлигине ийе боламыз). Бундай жағдайда өткізгіштен шексизликке қашықлатылған ноқатлардың потенциаллары нолге тең деп есапланғанда потенциалдың аңлатпасындағы анық болмаған турақлының мәнисиниң нолге тең болатуғынлығы есапқа алынған.

Сыйымлықтың өлшеми (2)-қатнастан алынады:

$$[C] = \frac{[Q]}{[V]} = \frac{M^{1/2}L^{3/2}T^{-1}}{M^{1/2}L^{1/2}T^{-1}} = L,$$

яғный сыйымлықтың өлшеми узынлықтың өлшеминдей екен. Сыйымлықтың бирлиги сыпатында бир бирлик заряд берилген жағдайда потенциалы бир бирликке өзгеретуғын оңашаланған өткізгіштің сыйымлығын қабыл етемиз. CGSE-системасында сыйымлықтың өлшем бирлиги сыпатында CGSE-системасындағы потенциалының бир бирликке өзгеріуі ушын CGSE-системасындағы зарядтың бир бирлиги талап етилетуғын өткізгіштің сыйымлығы қабыл етилген; бул радиусы 1 см ге тең болған өткізгіш шардың сыйымлығы екенлигин аңсат көріуге болады. Хақыйқатында да өткізіуші шардың сыйымлығы (130-параграфқа қараңыз)

$$V = \frac{Q}{R}$$

формуласының жәрдеминде анықланады. Бул қатнастағы R - шардың радиусы; бул аңлатпаны (2)-формула менен салыстырып

$$C = R$$

теңлигине ийе боламыз, яғный шардың сыйымлығы оның радиусына тең екен. Сонлықтан CGSE-системада сыйымлықтың бирлиги сыпатында радиусы 1 см ге тең болған

оңашаланған шардың сыйымлығы қабыл етилген. Усы CGSE-системасындағы сыйымлықтың бирлигин шәртли түрде *сантиметр* деп атайды.

Халық аралық бирликлер системасында сыйымлықтың бирлиги сыпатында зарядының мұғдары бир кулонға үлкейгенде потенциалы бир вольтке өзгертүгін өткізгіштің сыйымлығы қабыл етилген. Бундай бирликти *фарада* деп атайды. Сыйымлықтың CGSE-системасындағы бирлиги менен фарада арасындағы байланыс мынадай:

$$1 \text{ фарада} = \frac{1 \text{ кулон}}{1 \text{ вольт}} \cong \frac{3 \cdot 10^9 \text{ CGSE} - \text{зарядтың бирлиги}}{\frac{1}{300} \text{ CGSE} - \text{потенциалдың бирлиги}} \cong \\ \cong 9 \cdot 10^{11} \text{ CGSE} - \text{сыйымлықтың бирлиги.}$$

Көринип тұрғанындай, фарада сыйымлықтың жүдә үлкен бирлиги. Ҳақыйқатында да 1 фарада радиусы $9 \cdot 10^{11}$ см болған, яғный 9 миллион километр болған (бул шама Жердің радиусынан 1400 есе үлкен) оңашаланған шардың сыйымлығы болып табылады. Сонлықтан, сыйымлықтың бирлиги фарада менен бир қатарда фараданың миллионнан бир бөлегине тең микрофарада қолланылады. Бир микрофарада сыйымлығына радиусы 9 км болған оңашаланған шар ийе болады (бул да жүдә үлкен шар).

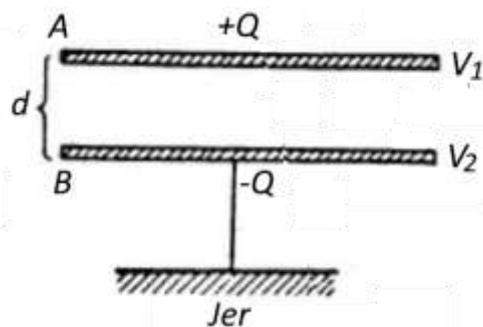
Өткізгіштің сыйымлығы оны қоршап тұрған денелерден ғәрезли. Ҳақыйқатында да, өткізгіштің заряды Ҳаққында гәп етилгенде биз оның зарядының потенциалына қатнасын түсинемиз. Ал өткізгіштің потенциалы болса тек ұсы өткізгіштің зарядынан ғана емес, ал оны қоршап тұрған барлық денелердің потенциалынан ғәрезли. Егер, Ҳәтте берилген өткізгішти қоршап тұрған денелер алдын-ала зарядланбаған болса да, онда биз қарап атырған өткізгішти зарядлағанда олар ұсы зарядланыўдың тәсиринде зарядланады Ҳәм, ұсыған сәйкес, берилген өткізгіштің потенциалын өзгертеди. Бундай жағдайда сыйымлық ұшын динамикалық мәселелерди шешкенде де пайдаға асатұғын

$$C = \frac{dQ}{dV}$$

анықламасын бериў керек. Демек, сыйымлық потенциалдың өсими шексиз киши болған жағдайдағы зарядтың өсиминің потенциалдың өсимине қатнасына тең екен. Бул қатнас өткізгіштің зарядының оның потенциалы бойынша алынған тўйындысы болып табылады. Бирақ, сыйымлығы қоршаған денелерден ис жүзинде ғәрезсиз болған өткізгішлердің системасын жүзеге келтириўге болады; оның ұшын система басқа денелердің тәсиринен изоляцияланған болыўы керек. Конденсаторлар ұсындай системаларға мысал болып табылады.

Тегис конденсатор деп аталатұғын конденсатор бир бирине параллель болған, бир биринен d қашықлығында жайласқан A Ҳәм B пластинкаларынан турады (50-сўүрет) d қашықлығының шамасы пластинкалардың өзлеринің сызықлы өлшемлеринен киши болады. Пластинкалардың арасы бослықтан турады деп есаплаймыз (Ҳақыйқатында Ҳаўаның болыўы мүмкин).

Мейли, B пластинкасы Жер менен тутасқан болсын. Егер екинши A пластинкасына $+Q$ заряды берилсе, онда элпектростатикалық индукцияға байланыслы B пластинкасында $-Q$ заряды пайда болады (оған тең болған $+Q$ заряды Жерге бериледи Ҳәм оның әҲмийети жоқ). Жер менен тутастырылған B пластинкасы Жердің потенциалын қабыл етеди, оның мәнисин биз V_2 арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда A пластинкасы базы бир V_1 потенциалына ийе болады Ҳәм оның мәниси зарядтың шамасы Q Ҳәм B пластинкасының V_2 потенциалы бойынша анықланады. Басқа зарядланбаған денелер V_1 потенциалына Ҳәм соған сәйкес кондденсатордың C сыйымлығына тәсир етпейди. Себеби $+Q$ Ҳәм $-Q$ зарядларының майданлары тек A Ҳәм B пластинкаларының арасында ғана болады, сонлықтан сырттағы басқа денелерде индукцияланған зарядларды пайда ете алмайды.



50-сүрөт.
Тегис конденсатор.

Конденсатордың сыйымлыгы деп пластинкалардың бириниң (оң зарядланған) зарядының еки пластинканың арасындағы потенциаллар айырмасына қатнасы менен өлшенетуғын шаманы айтамыз:

$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2}. \quad (3)$$

Бұл аңлатпада $V_1 > V_2$ теңсізлігі орынланады деп есаплаймыз.

Тегис конденсатордың сыйымлыгын оның өлшемлерин тәрийиплейтуғын шамалар арқалы аңғартайық. Пластинкалардың сызықты өлшемлери олардың арасындағы қашықтықтан үлкен болғанлықтан олардың арасындағы майданның кернеулігі қарама-қарсы белгиге ийе зарядлар менен зарядланған бетлери шексіз үлкен болған пластинкалардың арасындағы электр майданының кернеулігіндей болады. Бұндай жағдайда, 128-параграфта айтылған жағдайларға сәйкес, пластинкалардың арасындағы майданның кернеулігі E үшін мынадай аңлатпаны жаза аламыз:

$$E = 4\pi\sigma.$$

Бұл аңлатпадағы σ - зарядлардың бетлик тығызлығы. Пластинкалардың бирейінің бетиниң майданын S арқалы белгилеймиз. Бұндай жағдайда $\sigma = \frac{Q}{S}$ хәм буннан

$$E = 4\pi \frac{Q}{S}$$

теңлігине ийе боламыз хәм буннан

$$Q = \frac{ES}{4\pi} \quad (4)$$

формуласына ийе боламыз. Электр майданының кернеулігі E ни потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ арқалы аңлатамыз (131-параграфқа қараңыз):

$$E = \frac{V_1 - V_2}{d}.$$

E ниң бұл шамасын (4)-формулағы қойып, зарядтың мұғдары үшін

$$Q = \frac{(V_1 - V_2)S}{4\pi d}$$

формуласын аламыз. Бұл формуланы хәм (3)-формуланы пайдаланып, тегис конденсатордың сыйымлыгы C үшін

$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2} = \frac{S}{4\pi d} \quad (5)$$

түріндегі формулаға ийе боламыз. (5)-формуладан тегис конденсатордың сыйымлыгының пластинканың бетиниң майданы S ке хәм пластинкалардың арасындағы қашықтық d ға кери пропорционал екенлігін көреміз. Пластинкалар бир бирине қаншама жақын жайласқан болса, сол пластинкалардан соғылған конденсатордың сыйымлыгы соншама үлкен болады. Кейинирек, биз (139-параграфқа қараңыз) егер пластинкалардың арасындағы кеңісликті қандай да бир өткізбейтуғын (диэлектрик) орталық пенен толтырғанда конденсатордың сыйымлыгының қалайынша өзгеретуғынлығын көреміз.

§ 137. Зарядлар системасының энергиясы. Зарядланған денелердің қалеген системасын пайда еткенде жұмыс исленеди, себеби зарядлар бир бири менен Кулон нызамы бойынша тәсирлеседи хәм оларды берилген орынларда жайластырыў ушын жұмыс ислеў керек. Бул жұмыстың қандай да бир сыртқы күшлер тәрепинен, мысалы, гальваникалық элементтеги химиялық процесслердің энергиясының х.т.б. есабынан ислениўи керек. Энергияның сақланыў нызамы бойынша, системаның үстинен исленген сыртқы күшлердің жұмысы оның энергиясының өзгериўин анықлайды. Солай етип, зарядланған денелердің системасы базы бир муғдардағы энергияға ийе болады. Егер дене буннан кейин зарядсыланатуғын ямаса орын алмастыртуғын болса, онда оның электр энергиясының бир бөлими ямаса толығы менен қайтадан энергияның басқа түрлерине өтеди.

Мысал ретинде B_1 хәм B_2 ноқатларында жайласқан хәм бир бирине салыстырғанда r қашықлығында жайласқан q_1 хәм q_2 зарядларынан туратуғын системаның электр энергиясын есаплаймыз. Оның ушын q_1 хәм q_2 зарядларын шексизликтен B_1 хәм B_2 ноқатларына алып келиў ушын орынланған жұмысты есаплаў жеткиликли. Шексизликте жайласқан зарядлардың бир бири менен тәсир етисиўи нолге тең. Усының менен бирге q_1 хәм q_2 зарядларының өзлериниң пайда болыўи ушын исленген жұмысты да есапқа алмаймыз хәм сол зарядлар бизге берилген деп есаплаймыз.

q_1 хәм q_2 зарядларын шексиз қашық областлардан алып келгенде исленген жұмыс зарядларды алып келиўдин тәртибинен ғарезсиз. Дәсле q_1 зарядын шексизликтен B_1 ноқатына алып келемиз. q_1 зарядын шексизликтен алып келиў ушын исленген жұмыс нолге тең, себеби зарядлардың бир бири менен тәсирлесий күши де нолге тең. q_1 зарядын B_1 ноқатына алып келгеннен кейин q_2 зарядын B_2 ноқатына алып келемиз. Бундай жағдайда жұмыс исленеди. Оның шамасы q_2 зарядын B_2 ноқаты менен шексиз алыстағы ноқаттың потенциалларының айырмасына көбейткенге тең. Шексиз алыста жайласқан ноқаттың потенциалы нолге тең, B_2 ноқаттағы потенциалды q_1 заряды пайда етеди хәм оның шамасы (129-параграфта көрсетилгендей) q_1/r шамасына тең. Солай етип, q_1 хәм q_2 зарядларын бир биринен r қашықлыққа алып келиў ушын исленген жұмыс мынаған тең:

$$A = \frac{q_1 q_2}{r}.$$

Бул жұмыс еки ноқатлық зарядтан туратуғын системадағы өз-ара тәсирлесийиниң W энергиясының өлшеми болып табылады:

$$W = \frac{q_1 q_2}{r}.$$

q_2 заряды тәрепинен B_1 ноқатында пайда етилген потенциалды V_1 арқалы, ал q_1 заряды тәрепинен B_2 ноқатында пайда етилген потенциалды V_2 арқалы белгилеп

$$V_1 = \frac{q_2}{r}, V_2 = \frac{q_1}{r}$$

теңликлерине ийе боламыз. Усыған байланыслы W ушын алынған аңлатпаны былайынша көширип жазамыз:

$$W = \frac{q_1 q_2}{r} = \frac{1}{2} \cdot \frac{q_1}{r} \cdot q_2 + \frac{1}{2} \cdot \frac{q_2}{r} \cdot q_1. \quad (1)$$

Буннан

$$W = \frac{1}{2} q_1 V_1 + \frac{1}{2} q_2 V_2 \quad (1a)$$

формуласын аламыз. Егер зарядлардың белгилери бирдей болса, онда энергия оң белгиге, ал зарядлардың белгилери хәр қыйлы болса, энергия терис мәниске ийе болады.

Энергия ушын жазылған (1a) аңлатпасын бир биринен белгили қашықлықларда жайласқан n дана зарядтан туратуғын система ушын аңсат улыўмаластырыўға болады; бул энергия q_i зарядларының хәр бирин шексизликтен олардың туратуғын орынларына

көширіп алып келіуі үшін зәрүр болған жұмыстардың қосындысынан тұрады. Бундай жағдайда

$$W = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n q_i V_i \quad (2)$$

аңлатпасы алынады хәм бул аңлатпадағы V_i шамасы i -заряд жайласқан орындағы усы i -зарядтан басқаларының барлығы пайда еткен потенциалды билдиреди.

Зарядлар системасының энергиясы потенциаллық энергия характерине ийе. Буннан әхмийетли нәтийже келип шығады. Системаның орнықты халы үшін потенциаллық энергияның минимумының сәйкес келетуғынлығы белгили. Ал зарядлардың системадағы қәлеген өз-ара жайласулары үшін жазылған энергияның аңлатпасы хеш ўақытта да минимумға жетпейди. Хәқықатында да q_i хәм q_k зарядларының хәр бир жұбы үшін энергия [(1)-формулаға қараңыз] $\frac{1}{2} \frac{q_i q_k}{r_{ik}}$ түріндеги ағзаның жәрдемінде аңлатылады (r_{ik} -бул зарядлардың арасындағы қашықтық). Бирдей белгиге ийе зарядлар үшін бул аңлатпа оң мәниске ийе хәм зарядлардың арасындағы қашықтық r_{ik} диң өсиуі менен үзликсиз түрде кемейеди. Бул бирдей белгиге ийе еки зарядтың шексиз үлкен қашықтықларға шекем алыслаганға шекем барлық ўақытта бир бирин ийтерийү фактына сәйкес келеди.

Хәр қыйлы белгиге ийе зарядлар үшін $\frac{1}{2} \frac{q_i q_k}{r_{ik}}$ аңлатпасы терис мәниске ийе хәм ұсыған сәйкес, еки заряд бир бирине жақынласқанда үзликсиз кемейеди: белгилери хәр қыйлы болған еки заряд қосылғанша хәм бир бирин толық ямаса шалама-шеки нейтраллағанша бир бирине жақынласады. Зарядлардың жұбы пайда еткен конфигурацияның орнықты емес екенлиги хәққындағы жуўмақ қәлеген басланғыш тарқалыўға ийе болған зарядлардың системасы үшін да, көлемлик тығызлық пенен тәрийипленетуғын зарядларға ийе болған электрлик системалар үшін да дұрыс.

Электр зарядларының орнықты статикалық конфигурациясының жүзеге келиуі мүмкин емес.

Буннан құрамалы электрлик системалар болып табылатуғын атомлар менен молекулалардың статикалық системалар болып табылмайтуғынлығы келип шығады. Орнықтылыққа бөлекшелердің үзликсиз қозғалысының барысында жетисийге болатуғындай болып көринеди. Себеби Қуяш системасының орнықтылығы планеталардың Қуяштың дөгерегиндеги қозғалысының есабынан келип шығады. Бирақ, электродинамиканың көз-қарасы бойынша бул жағдайда да система орнықты бола алмайды. Себеби, тезлений менен қозғалатуғын зарядланған бөлекше нұрланыўдың себебинен өзиниң энергиясын үзликсиз түрде жоғалтады. Классикалық көз-қарас бойынша айырым зарядланған бөлекшелерден тұратуғын атомлар менен молекулалардың орнықты моделин қурыўдың мүмкиншилиги жоқ. Атомлар менен молекулалардың орнықты халы тек квантлық механикада ғана түсиндириледі.

Енди оңашаланған зарядланған өткизгиштиң электростатикалық энергиясын есаплаймыз. Дәслеп зарядланбаған өткизгиш Q мұғдарындағы электр заряды менен зарядланды хәм ұсының нәтийжесинде ол V потенциалына ийе болды деп болжаймыз.

Өткизгишти зарядлаў үшін жұмыс исленеди хәм бул жұмыс зарядланған өткизгиштиң энергиясының өлшеми болып табылады; өткизгишти зарядсызландырғанда бул жұмысты қайтып алыўға болады. Зарядлаў үшін исленген жұмысты есаплаймыз.

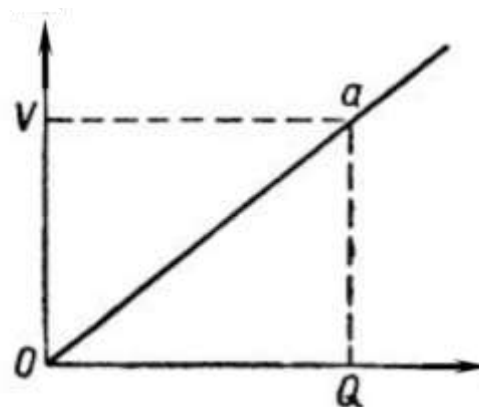
Өткизгиштиң заряды менен оның потенциалының арасында мынадай қатнас бар:

$$Q = CV. \quad (3)$$

Бул аңлатпада C арқалы өткизгиштиң сыйымлығы белгиленген.

Өткизгишти зарядлағанда оның заряды Q өседі хәм оның менен бирге өткизгиштиң потенциалы да өседі. Соның менен бирге олар барлық ўақытта (3)-аңлатпа менен байланысқан. Потенциал V ның заряд Q дан ғәрезлиги координата басынан өлетуғын туўры менен сүүретленеди (51-сүүрет).

51-сүрөт.
Потенциал V ның заряд Q дан ғарезлиги.



Өткізгіште дәслеп базы бир Q заряды бар еди хәм усы өткізгішке шексізликтен шексіз киши dQ зарядын алып келгенде исленетуғын dA жұмысын есаплайық. dQ заряд муғдары жүдә киши болғанлықтан оны өткізгішке қосқанда өткізгіштің потенциалы сезилерликтей өзгериске ушырамайды деп есаплаймыз. Сонлықтан dA жұмысының шамасы dQ зарядының өткізгіш пенен шексіз алыслатылған областлардың потенциалларының айырмасын көбейткенге тең. Шексіз алыслатылған областтағы потенциалды шәртли түрде нолге тең деп есаплаймыз. Солай етип, $dA = VdQ$ теңлиги орынлы болады. Потенциалы 0 болған ҳалдан потенциалы V болған ҳалға өткеріў ушын өткізгішти зарядлағанда исленген толық жұмыс барлық dA элементар жұмысларының қосындысына, яғный 0 ден V ға шекем алынған интегралға тең:

$$A = \int_0^V V dQ.$$

(3)-теңликтен $dQ = CdV$ теңлигин аламыз, буннан

$$A = \int_0^V CVdV$$

теңлигиниң орынлы екенлиги келип шығады. Денениң сыйымлығы C тұрақлы шама, сонлықтан оны интеграл белгисиниң алдына шығарыўға болады. Нәтийжеде

$$A = C \int_0^V V dV = \frac{CV^2}{2}$$

аңлатпасын аламыз. Бул жұмыс зарядланған денениң энергиясы болған W ны анықлайды. Солай етип, зарядланған өткізгіштің энергиясы ушын

$$W = \frac{CV^2}{2} \quad (4)$$

формуласын аламыз. Сыйымлық C ны (3)-аңлатпа бойынша заряд Q хәм потенциал V арқалы аңлатып, энергия ушын басқа аңлатпаны аламыз:

$$W = \frac{1}{2} QV. \quad (4a)$$

Буннан кейин ең ақырында потенциалды заряд хәм сыйымлық арқалы аңлатып, зарядланған өткізгіш ушын үшінши формуланы аламыз:

$$W = \frac{1}{2} \cdot \frac{Q^2}{C}. \quad (4b)$$

Энергия ушын алынған формулаларды *зарядланған конденсатор* ушын аңсат ұлыўмаластырыўға болады. Пластинкаларды зарядлаў процессин былайынша көз алдыға келтириўге болады: дәслеп нейтраль пластинкалар бир пластинкадан екинши пластинкаға шексіз киши болған $+dQ$ зарядын алып бериў арқалы әстелик пенен зарядланады; бул

алып беріу бір пластинканың оң зарядын dQ шамасына үлкейтеди, ал екінші пластинканың оң зарядын ұсындай шамаға кемејтеди ямаса оның теріс зарядын тап сондай шамаға үлкейтеди. Солай етип, зарядлау процессінде биз барлық ұақытта еки пластинкада да абсолют шамалары бойынша бір бирине тең хәм белгилери бойынша қарама-қарсы зарядларға иіе боламыз. Бір пластинкадан dQ мұғдарындағы электр зарядын екінші пластинкаға өткеріу үшін жұмыстың іслениуін талап етеди. Егер бір пластинканың потенциалы V_1 ге, ал екіншісиники V_2 ге тең болса, онда бұл жұмыс мынаған тең:

$$dA = (V_1 - V_2)dQ.$$

Солай етип, биз бұл жағдайда да элементар жұмыс dA үшін оңашаланған өткізгішті зарядланғадағыдай аңлатпаны алады екенбиз. Тек ғана потенциал V ның орнында потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ түр. Буннан, егер (4а) формуладағы V ны $V_1 - V_2$ ге алмастыратуғын болсақ, онда зарядланған конденсатордың толық энергиясы үшін

$$W = \frac{1}{2} Q(V_1 - V_2) \quad (5)$$

формуласына иіе боламыз.

Зарядтың мұғдары Q хәм конденсатордың сыйымлығы арасындағы $Q = C(V_1 - V_2)$ қатнасты пайдаланып, бұл формулаға және бір түрді беремиз:

$$W = \frac{1}{2} C(V_1 - V_2)^2. \quad (5a)$$

Усының менен бирге мынадай түрге де алып келиуіге болады:

$$W = \frac{1}{2} \cdot \frac{Q^2}{C}. \quad (5b)$$

Формулалардың үшеуі де үш шаманың функциясы сыпатында зарядланған конденсатордың энергиясын береді: астарлардағы потенциаллардың айырмасы $V_1 - V_2$, астарлардағы зарядлардың мұғдары Q хәм сыйымлық C .

Санлы мысал келтиремиз. 3000 В потенциаллар айырмасына шекем зарядланған сыйымлығы 1 мкф болған конденсатордың энергиясын есаплаймыз.

Мысалды бирліклердің еки системасын пайдаланып шешемиз: а) CGSE-системасын хәм б) практикалық системаны.

а) CGSE-системада сыйымлық $C = 1$ мкф $= 9 \cdot 10^5$ см, $V_1 - V_2 = 300$ в $= \frac{3000}{300}$ потенциалдың CGSE-бирлиги, яғный $V_1 - V_2 = 10$ CGSE. Буннан (5а) формула бойынша:

$$W = \frac{1}{2} C(V_1 - V_2)^2 = \frac{1}{2} \cdot 9 \cdot 10^5 \cdot 10^2 \text{ эрг} = 4,5 \text{ Дж.}$$

б) Бирліклердің практикалық системасында: $C = 1$ мкф $= 10^{-6}$ ф, $V_1 - V_2 = 3000$ В, буннан:

$$W = \frac{1}{2} \cdot 10^{-6} (3 \cdot 10^3)^2 \text{ Дж} = 4,5 \text{ Дж.}$$

Кернеулігі E болған бір текли электростатикалық майдандағы диполдің энергиясын есаплаймыз (52-сүүрет). Диполдің көшери l менен майданның E кернеулігінің арасындағы мүйеш α болсын. Диполдің оң хәм теріс зарядларына тәсир ететуғын күшлер сәйкес $+qE$ хәм $-qE$ шамаларына тең. 135-параграфта көрсетілгендей, олар моменти

$$M = qEl \sin \alpha = pE \sin \alpha$$

шамасына тең күшлердің жұбын пайда етеди. Бұл аңлатпада $p = ql$ - диполдің моменти.

Диполдің көшери майданның кернеулігіне параллель болғанда $\alpha = 0$ хәм күшлердің моменти $M = 0$; диполдің көшери майданның кернеулігіне перпендикуляр болса ($\alpha = \pi/2$), күшлер моментинің шамасы өзинің $M = pE$ максималлық мәнісине жетеди. Бұл соңғы аўхалдағы диполдің энергиясын нолге тең деп есаплаймыз.

Диполди шексиз киши $d\alpha$ мүйешине бурғанда электрлік күшлер

$$dA = M d\alpha = pE \sin \alpha \cdot d\alpha$$

жұмысын истейді. Тап ұсындай шамаға диполдің энергиясы W кемейеді. Диполдің көшери менен $\mathbf{E}$ векторының арасындағы мүйеш α ға тең болғанда диполдағы энергияның запасы оны $\mathbf{E}$ векторына перпендикуляр ($\alpha = \pi/2$) болған аўхалдан α ның берілген мәнісіне алып келгендегі исленген жұмысқа тең:

$$W = \int_{\pi/2}^{\alpha} pE \sin \alpha \cdot d\alpha = pE \int_{\pi/2}^{\alpha} \sin \alpha d\alpha.$$

Интеграллауды орышлап,

$$\int_{\pi/2}^{\alpha} \sin \alpha d\alpha = -\cos \alpha$$

мынадай формулаға ийе боламыз

$$W = -pE \cos \alpha.$$

Бул аңлатпа биз излеп атырған диполдің энергиясының аңлатпасы болып табылады. Майданның кернеулігі E ге перпендикуляр тұрған диполдің энергиясын нолге тең деп есаплағанымызға байланысly минус белгиси алынды. Бундай жағдайда, $\alpha < \frac{\pi}{2}$ мүйешлерінде оның мәнісі оннан да киши, яғный терис болады. $\alpha = 0$ аўхалына электр энергиясының минимумы сәйкес келеді. Усының менен бирге бул аўхал тең салмақлық аўхалы болып табылады (бундай жағдайда күшлердің моменти $M = 0$).

Солай етип, тең салмақлық қалы электр энергиясының минимумына сәйкес келеді екен. Механикада тең салмақлық қалының потенциаллық энергияның минимумына сәйкес келетуғын болғанлықтан, онда, ұсыған сәйкес, электростатикалық майданда жайласқан зарядланған денелердің энергиясы механикадағы потенциаллық энергияға сәйкес келеді екен.

§ 138. Электростатикалық майданның энергиясы. 136-параграфта алынған формулалар тегис конденсатордың энергиясын астарлардың арасындағы электростатикалық майданды тәрийиплейтуғын шамалар арқалы аңлатыўға мүмкиншилик береді. Оның ұшын тегис конденсатордың пластинкаларының заряды Q менен пластинкалардың арасындағы кернеулік E ден пайдаланамыз:

$$E = \frac{4\pi Q}{S}. \quad (1)$$

Бул аңлатпада S - пластинканың бетинің майданы. Усының менен бирге астарлардағы потенциаллардың айырмасы майданның кернеулігі E хәм пластинкалардың арасындағы қашықлық d менен

$$E = \frac{V_1 - V_2}{d}. \quad (2)$$

қатнасы арқалы байланысқан. (1)- хәм (2)-формулалардағы Q менен $V_1 - V_2$ шамаларын конденсатордың энергиясы ұшын жазылған формулаға қойып [137-параграфтағы (5)-формула]

$$W = \frac{1}{8\pi} E^2 S d \quad (3)$$

формуласына ийе боламыз. Бул формула конденсатордың энергиясын майданның кернеулігі E арқалы аңлатады. Солай етип, конденсатордың энергиясын еки жол менен аңғартыўға болады екен: пластинкалардың заряды менен потенциаллары ямаса зарядлар пайда еткен электростатикалық майданның кернеулігі арқалы. Соңғы жағдай электростатикалық майданды энергияға ийе болады деп есаплаўға мүмкиншилик береді хәм ұсыған сәйкес *электростатикалық майданның энергиясы* деп айтыўға болады. Бул көз-қарастың дұрыс екенлігі (3)-формула бойынша энергияның конденсатордың астарларының арасындағы кеңіслик болған Sd көбеймесине пропорционаллығы бойынша да тастыйықланады. Пластинкалар пайда еткен электр майданы тек олардың арасындағы кеңісликте ғана нолге тең болмағанлықтан Sd көбеймеси электр майданы топланған

кеңисликтің көлемін де береді. Солай етип электр майданының энергиясы W ұсы майдан ийелеген кеңисликтің көлеміне де пропорционал болып шығады.

Конденсатордың электростатикалық майданының энергиясын қараудың барысында

$$\omega = \frac{W}{Sd} \quad (4)$$

шамасын қабыл етип, *энергияның көлемлік тығызлығы* түсинигін киргизиўге болады. Энергияның көлемлік тығызлығы электр майданы ийелеп тұрған көлемнің бир бирлигине сәйкес келетуғын энергия болып табылады. (4)-аңлатпадағы W ның орнына оның (3)-аңлатпадағы мәнісін қойып

$$\omega = \frac{1}{8\pi} E^2 \quad (5)$$

формуласына ийе боламыз.

Энергияның тығызлығы хаққындағы түсиник конденсатордың бир текли майданы ұшын киргизилди. Оны қәлеген электростатикалық майдан ұшын аңсат улыўмаластырыўға болады. Егер майдан бир текли болмаса, онда ΔV көлеміне сәйкес келетуғын энергияның орташа тығызлығы $\bar{\omega}$ деп ΔV көлеміне сәйкес келетуғын ΔW энергиясын түсиниў керек болады:

$$\bar{\omega} = \frac{\Delta W}{\Delta V}.$$

Ал, берилген ноқаттағы энергияның тығызлығы деп ΔV көлемінің шамасы берилген ноқаттың әтирапында шексиз киширейгендеги

$$\omega = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta W}{\Delta V} \right)$$

шекти түсинемиз. Жүдә киши көлемде барлық майданды жуўық түрде бир текли хәм оны кернеўлик векторы E ниң белгили мәніси менен тәрийиплеўге болады деп есаплаўға болады. Демек, берилген ноқаттағы бир текли емес майданның тығызлығы

$$\omega = \frac{1}{8\pi} E^2$$

формуласының жәрдемінде анықланады. Бұл формулада E арқалы энергияның тығызлығы есапланатуғын ноқаттағы майданның кернеўлиги. Буннан энергияның тығызлығы болған (5)-аңлатпаның қәлеген майдан ұшын дурыс екенлиги көринип тұр. Бир текли емес майданның энергиясының тығызлығы бир ноқаттан екінши ноқатқа өткенде өзгереді.

Электростатикалық майданның шеки V көлеміне сәйкес келетуғын энергияны есаплаў ұшын бұл көлемди элементар ΔV көлемлерге бөлиў хәм олардың хәр қайсысына сәйкес келетуғын $\Delta W = \omega \cdot \Delta V$ энергияларды есаплап, оларды көлемнің барлығы бойынша суммалаў керек:

$$W = \sum \omega \cdot \Delta V. \quad (6)$$

Бұл аңлатпада ω арқалы хәр бир ΔV элементар көлемге сәйкес келетуғын энергияның тығызлығының мәніси белгиленген.

Көлемлік тығызлығы ω болған майданның энергиясының тарқалыўы хаққындағы көз-қараслардың дурыс екенлиги электрлик хәм магнитлик қубылыслар хаққындағы тәлиमतтың раўажланыў барысында тастыйықланды. Бұл тәлиमत энергияның "бос" кеңислик арқалы электромагнит толқынларының энергиясы түрінде шеки $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек тезлиги менен тарқалатуғынлығын көрсетти. Бұл жуўмақ майданның тәбиятын түсиниў ұшын үлкен әхмийетке ийе. Энергия материяның халының характеристикаларының бири болып табылады хәм, ұсыған сәйкес, энергия хаққындағы түсиникти материя хаққындағы түсиниктен айырып алыўға болмайды. Бұл 124-параграфтағы электромагнит майданның материяның айрықша түри хаққындағы

жұймақтың дұрыс екенлігін тастыйықлайды (бұл жаққында 152-параграфта толығырақ айтылған).

Бір текли болмаған майданның шеклі көлемге сәйкес келетуғын энергиясы үшін дәлірек болған аңлатпаны көлемнің шексіз киши dV элементін қарау жолы менен аламыз. Бұндай жағдайда ұсындай шексіз киши көлемге сәйкес келетуғын энергия dW

$$dW = \frac{1}{8\pi} E^2 dV$$

формуласының жәрдемінде анықланады.

Шеклі V көлемінде топланған майданның энергиясы W майданның барлық шексіз киши болған участкалардағы энергиялардың суммасына тең, яғни

$$W = \frac{1}{8\pi} \int_V E^2 dV, \quad (6a)$$

интегралының жәрдемінде анықланады. Бұл интеграл майдан ийелеп тұрған барлық V көлемі бойынша алынады.

(6a) аңлатпаны пайдаланып радиусы R болған бір текли зарядланған сфераның электростатикалық майданының толық энергиясын есаплаймыз. Мейли, сфераның заряды Q ға тең хәм сфера бослықта жайласқан болсын.

Зарядланған сфера менен концентрлік болған шексіз жуқа болған шар қатламына сәйкес келетуғын dW энергиясын есаплаймыз; бұл шар тәрізлі қатламның радиусы пусть r , ал оның қалыңлығы dr болсын. Қатламның қалыңлығы жүдә киши болғанлықтан ұсы қатламның ишіндегі барлық нұқатлардағы майданның кернеулігі E тұрақты хәм

$$E = \frac{Q}{r^2}$$

шамасына тең деп есаплайға болады. Қатламның көлемі $dV = 4\pi r^2 dr$, бұннан ұсы қатламның ишіндегі майданның энергиясы

$$dW = \frac{Q^2}{2r^2} dr$$

шамасына тең. Барлық майданның энергиясын dW шамасын r бойынша $r = R$ ден (бұл зарядланған сфераның бетінің қасындағы нұқатларға сәйкес келеді) $r = \infty$ ге шекем интеграллау арқалы аламыз:

$$W = \int_R^\infty \frac{Q^2}{2r^2} dr = \frac{Q^2}{2} \int_R^\infty \frac{dr}{r^2}.$$

Интеграллауды орышлап,

$$\int_R^\infty \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{R}$$

аңлатпасын хәм оннан

$$W = \frac{Q^2}{2R}$$

аңлатпасын табамыз. Оңашаланған сфераның сыйымлығы оның радиусына тең болғанлықтан ($C = R$), соңғы аңлатпаны

$$W = \frac{1}{2} \cdot \frac{Q^2}{C}$$

түрінде жазыға болады. Бұл аңлатпа болса 137-параграфтағы зарядланған дененің энергиясы үшін жазылған (46)-аңлатпаға сәйкес келеді. Солай етип, электр майданының энергиясының тығызлығы үшін жазылған аңлатпадан биз зарядланған дененің энергиясының заряд хәм сыйымлық үшін жазылған ең дәслепкі аңлатпаға қайтып келдік.

XV БАП

ДИЭЛЕКТРИКЛЕРДЕГІ ЭЛЕКТРОСТАТИКАЛЫҚ ҚҰБЫЛЫСЛАР

§ 139. Диэлектриклер. Диэлектриклик тұрақты. XIX ғасырдың орталарында Фарадей сфералық конденсаторлар менен эксперименттер өткеріудің барысында конденсатордың астарларының арасындағы кеңістікті күкірт пенен толтырғанда (хауаның орнына), оның электр сыйымлығының бір неше есе үлкейетұғынлығын аңғарды. Кейинірек бұл құбылыстың ұлымалық характерге ийе екенлігі хәм қәлеген конденсатордың сыйымлығының астарлардың арасындағы кеңістікті қандай өткермейтұғын заттың (диэлектрик) толтырып тұрғанынан ғәрезли екенлігі белгилен болды. Конденсатордың астарларының арасы бос болған жағдайдағы оның сыйымлығын C_0 арқалы белгилеймиз. Ал, астарлардың арасында диэлектрик болған жағдайда конденсатордың сыймлығы мынаған тең болады:

$$C = \varepsilon C_0. \quad (1)$$

ε шамасы диэлектриклик тұрақты деп аталады хәм ол астарларының арасы бослық болған конденсатордың сыйымлығының астарлардың арасына диэлектрик қойғанда неше есе артатуғынлығын көрсетеді.

1-кесте

Диэлектриклик тұрақты ε

Зат	ε	Зат	ε	Зат	ε
Хауа (1 атм басымда)	1,0006	Парафин	2,1	Эбонит	2,5
Күкірт	4	Слюда	6 - 7	Керосин	2,0
Мұм	7,8	Шийше	5,5 - 7	Суу	81
		Фарфор	5,7 - 6,3		

Диэлектриклик тұрақтының мәнісі диэлектриктің тәбиятынан хәм ол жайласқан шараытлардан (температура, басым хәм т. б.) ғәрезли. Тәжірийбелер барлық затлар үшін $\varepsilon > 1$ екенлігін көрсетеді. (1)-формулаға сәйкес диэлектриклик тұрақты ε өлшем бірлікке ийе емес шама хәм бослық үшін ол 1 ге тең болады⁶. 1-кестеде бір қатар затлар үшін диэлектриклик тұрақтының мәніслери келтирилген (әдеттегі температуралардағы). Көринип тұрғанындай, диэлектриклик тұрақтылардың шамалары бірден жүдә киши шамаға айрылатұғын шамалардан (атмосфералық басымдағы газлерде) бір неше онлағанға шекем өзгереді. Айрықша үлкен диэлектриклик тұрақтыға суу ийе ($\varepsilon = 81$).

Тегіс конденсатордың пластинкаларының арасына бір текли диэлектрикті киргизгенде нениң болатұғынлығын қарайық.

Ең дәслеп конденсатордың астарлары қоршаған орталық пенен байланысқа ийе емес деп болжаймыз. Сонлықтан олардағы зарядлар өзгеріссіз қалады:

$$Q = \sigma S.$$

Бундай шараытларда диэлектрик пенен толтырғандағы конденсатордың сыйымлығының үлкейіуі астарлардың арасындағы потенциаллар айырмасының киширейіуінің нәтижесінде жүзеге келеді. Хақықатында да,

$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2} \quad (2)$$

⁶ Төменде қандай жағдайларда диэлектриклик тұрақты ε өлшем бірлігіне ийе хәм оның сан мәнісінің бослықта бірден өзгеше болатұғын электрлік шамалар системасын киргизіуіге болатұғынлығы көрсетиледі.

қатнасынан астарлардың арасындағы $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасының шамасы ε есе кемейгенде сыйымлықтың ε есе үлкейетуғынлығы көринип тұр. Ал потенциаллар айырмасының кишірейіуі астарлардың арасындағы электростатикалық майданның кернеулігінің кишірейіуінің салдарынан орын алады. Себеби 131-параграфтағы (2)-қатнасқа сәйкес:

$$E = \frac{V_1 - V_2}{d}.$$

Буннан астарларының арасы диэлектрик пенен толтырылған конденсатордың астарларының ишіндегі майданның кернеулігі E астарларының арасы бос болған жағдайдағы майданның кернеулігі E_0 ден ε есе киші болатуғынлығы келип шығады:

$$E = \frac{E_0}{\varepsilon}.$$

Майданның қалсиреуінің себеплерін таллаймыз. Конденсатордың астарларының арасындағы электр майданына киргизілген диэлектриктің ишінде диэлектриктің молекулаларындағы зарядлардың қайтадан тарқалыуы ямаса диполлик молекулалардың бурылыуының себепінен поляризация құбылысы жүзеге келеді (122-параграфқа қараңыз). Бир текли диэлектрик болған жағдайда бұл поляризация диэлектриктің ишіндегі көлемлик зарядлардың пайда болыуына алып келмейді. Себеби тутасы менен алынған молекулалар нейтраль хәм қоңсылас молекулалардың зарядлары бир бирин компенсациялайды (53-сүүретке қараңыз). Бирақ, диэлектриктің шегарасында зарядлардың компенсациясы орын алмайды. Бундай жағдайда терис зарядланған пластинкаға қарап тұрған диэлектриктің бетінде компенсацияланбайтуғын оң зарядлар, ал, диэлектриктің оң зарядланған пластинкаға қарап тұрған бетінде терис зарядлар пайда болады. Бұл зарядлар *байланысқан зарядлар* атамасына ийе болды хәм оларды диэлектриктің бетінде тұрақлы $+\sigma'$ хәм $-\sigma'$ бетлик тығызлықтары менен тарқалған деп есаплайға болады (толығырақ 141-параграфта қараңыз).

Нәтийжеде диэлектрикте оның поляризациясы менен байланысly болған қосымша электр майданы пайда болады. Бұл *қосымша майданның бағыты конденсатордың астарларындағы зарядлар пайда еткен майданның бағытына қарама-қарсы*.

Астарлардың арасында диэлектрик болмаған жағдайдағы майдан E_0 кернеулігіне ийе деп болжаймыз. E_0 шамасы астарлардағы зарядлардың (оларды *еркин зарядлар* деп атаймыз) тығызлығы σ менен

$$E_0 = 4\pi\sigma$$

қатнасының тийкарында байланысқан. Диэлектриктің поляризациясы менен байланысly болған майданның кернеулігі E' байланысқан зарядлардың тығызлығы σ' пенен сәйкес қатнастың тийкарында байланысқан:

$$E' = 4\pi\sigma'.$$

Диэлектрик пенен толтырылған конденсатордың астарларының арасындағы толық E майданы астарлардың майданының кернеулігі менен поляризацияланған диэлектриктің майданының геометриялық қосындысына тең:

$$E = E_0 + E'.$$

E_0 хәм E' векторларының бағытлары қарама-қарсы екенлігін есапқа алып қосынды кернеуліктің сан мәнісін табамыз:

$$E = E_0 - E' = 4\pi(\sigma - \sigma').$$

Солай етип, диэлектриктің поляризациясы майданды қалсиретеді екен.

Енді

$$E = \frac{E_0}{\varepsilon} = \frac{4\pi\sigma}{\varepsilon}$$

қатнасын пайдаланып, диэлектриктегі байланысқан зарядлардың тығызлығы менен

майданның кернеулігінің арасындағы байланысты табамыз:

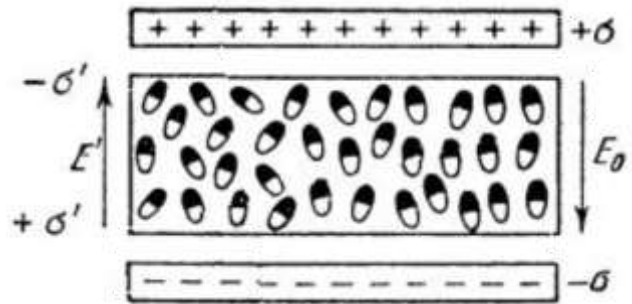
$$\sigma' = \frac{4\pi\sigma - E}{4\pi} = \frac{\varepsilon E - E}{4\pi} = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} E = \chi E. \quad (3)$$

$\chi = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi}$ шамасы поляризация коэффициенті деп аталады. Әлбетте, поляризация коэффициенті диэлектриктің өзінен ғарезли. Соңғы (3)-теңліктен поляризацияның салдарынан диэлектриктің шегарасында пайда болатуғын зарядлардың тығызлығының диэлектриктің ишіндегі тәсір ететуғын майданның кернеулігіне пропорционал (толығырақ 142-параграфта гәп етиледі).

Бұл жағдайда поляризацияланған диэлектриктің тек өзінің ишінде ғана хәлсирететуғын майданды пайда ететуғынын аңғарамыз. Себеби $+\sigma$ хәм $-\sigma$ байланысқан зарядлары бир бирине параллель болған еки тегисликте тарқалған болады; бизлер бундай зарядларды бұл тегисликлер менен шекленген областтың сыртында нолге тең болған кернеулікті пайда етеді (128-параграфқа қараңыз). Демек, егер диэлектрик хәм планстинакалардың арасында кұысылық қалған болса, онда ұсы кұысылықтағы майданның кернеулігі диэлектрикті киргизбестен бұрынғы электр майданның кернеулігіндей болады.

53-сүрөт.

Конденсатордағы диэлектрик.



Енди астарларының арасына тұрақлы потенциаллар айырмасы түсірілген (астарларды потенциаллардың тұрақлы айырмасы дерегине тұтастырыў арқалы) конденсаторға диэлектрикті киргизиўдің тәсірін қараймыз. Бундай жағдайда астарлардың арасындағы майданның кернеулігі диэлектрик қатламды киргизбестен бұрынғыдай болып қала береді (кернеулік пенен потенциалдың арасындағы тийкарғы қатнас бойынша). Диэлектриктің поляризациясы майданды хәлсирететуғын болғанлықтан, кернеуліктің өзгериссиз қалыўы конденсатордың астарларындағы еркин зарядларды деректің есабынан көбейтиўдің нәтижесінде әмелге асырылады.

(2)-қатнастан сыйымлықтың ε есе үлкейиі усындай шараятларда астарлардағы еркин зарядлардың ε есе үлкейиінің орын алатуғынлығы көринип тұр.

§ 140. Диэлектрик болған жағдайдағы конденсатордың энергиясы. Диэлектриктегі майданның энергиясы. Конденсатордың пластинкаларының арасына диэлектрик киргизген жағдайда конденсатордың энергиясының қандай өзгериске ушырайтуғынлығын қараймыз. 137-параграфта биз конденсатордың W энергиясының

$$W = \frac{1}{2} Q(V_1 - V_2) \quad (1)$$

қатнасының жәрдеминде анықланатуғынлығын көрдик. Бұл аңлатпада Q - конденсатордың пластинкасының заряды. W ушын бұл аңлатпа берілген потенциаллар айырмасындағы пластинкалардың арасындағы зарядты алып өтиўде исленген жұмысты есаплаўдың тийкарында алынғанлықтан, бұл аңлатпа конденсатордың пластинкаларының арасында диэлектрик бар болған жағдай да өзінің күшін сақлайды. (1)-формула бос конденсатордың энергиясы W менен диэлектрик пенен толтырылған тап сондай конденсатордың энергиясы W_ε менен салыстырыўға мүмкиншилик береді. Бирақ, бұл

жерде салыстырыудың қандай шараятлар үшін жүргизилетуғынлығын билип алыу керек.

Егер иши бос конденсатордың астарларындағы хәм диэлектрикеги бар конденсатордағы зарядлар *бирдей болса*, онда энергиядағы айырма еки конденсатордың астарларындағы потенциаллардың хәр қыйлы болатуғынлығы менен байланысly. 139-параграфта көрсетилип өтилгениндей, бундай жағдайда диэлектрик пенен толтырылған конденсатордың астарларының арасындағы потенциаллар айырмасының шамасы бос конденсатордың астарларының арасындағы потенциаллар айырмасынан ε есе киши. Сонлықтан усындай шараятларда биз

$$\frac{W_\varepsilon}{W} = \frac{1}{\varepsilon}$$

теңлигине ийе боламыз, яғный конденсаторды диэлектрик пенен толтырғанда оның энергиясы ε есе кемейеди.

Керисинше, егер бос хәм диэлектрик пенен толтырылған конденсатордың астарларының арасында *бирдей потенциаллар айырмасы* пайда етилетуғын болса, онда энергиялар астарлардағы еркин зарядлар болған Q ға пропорционал болады.

Жоқарыда көргенимиздей, диэлектрик пенен толтырылған конденсатордың астарларындағы зарядтың бос конденсатордың астарларындағы зарядтан ε есе үлкен болады хәм усыған байланысly биз

$$\frac{W_\varepsilon}{W} = \varepsilon$$

теңлигин аламыз. Яғный диэлектрик пенен толтырғанда конденсатордың энергиясы *үлкейеди* екен. Энергияның үлкейиуі астарлардың арасындағы потенциаллар айырмасын тұрақлы етип ұслап туратуғын деректиң есабынан болады.

Конденсатордың энергиясы үшін жазылған

$$W = \frac{1}{2} C (V_1 - V_2)$$

аңлатпасынан диэлектриктің ишиндеги электростатикалық майданның энергиясының тығызлығын аңсат табыуға болады (138-параграфта бослықтағы электростатикалық майданның энергиясының тығызлығы үшін аңлатпа алынған еди). Оның үшін диэлектрик пенен толтырылған тегис конденсаторды қараймыз хәм диэлектриктің ишиндеги майданды бир текли деп есаплаймыз. Энергия үшін жазылған (1)-формулаға майданның кернеулиги арқалы аңлатылған

$$Q = \sigma S = \frac{\varepsilon SE}{4\pi} \text{ хәм } V_1 - V_2 = Ed$$

Q заряды менен $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасын қойып

$$W = \frac{1}{8\pi} \varepsilon E^2 Sd$$

теңлигин табамыз. Усы аңлатпаны конденсатордағы диэлектриктің көлеми Sd ға бөлип, диэлектриктің ишиндеги энергияның тығызлығы үшін

$$W = \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} \quad (2)$$

аңлатпасын аламыз. Бир текли болмаған диэлектрик хәм бир текли емес майдан үшін ұлыұмаластырууды диэлектрикти жүдә киши болған ΔV областларына бөлемиз хәм усы областлардың хәр бириниң шеклеринде бир текли емесликлерди есапқа алмаймыз. Бундай жағдайда 138-параграфтағы таллауларды қайталап, бир текли болмаған жағдайдағы майданның энергиясы үшін

$$W = \sum \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} \Delta V \quad (2)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

§ 141. Диэлектриклердин поляризациясы. Поляризация векторы. Диэлектриклердин поляризация кубылысын толығырақ караймыз. Диэлектрик молекулалардан турады, ал олардын курамына терис зарядланган электронлар менен оң зарядланган ядролар киреди. Хар бир молекуланын ишиндеги оң хэм терис зарядлар бир бирин компенсациялайды. Сонлыктан тутасы менен алынган молекула электрлик жақтан нейтраль болып табылады. Бирак, молекуладагы оң хэм терис зарядлардын салмақ орайлары бир бирине салыстырғанда жылыстырылган болыуы мүмкин. Бул молекуладагы диполлик момент $\mathbf{p}$ ның пайда болыуына алып келеди. Дәслеп молекула сыртқы майданның тәсиринде өзгермейтуғын турақлы $\mathbf{p}$ моментке ийе болатуғын жағдайды караймыз. Бундай молекуланы *қатты диполлик молекула* деп атаймыз.

Сыртқы майдан болмағанда тәртипсиз жыллылық қозғалысларының бар болыуының себебинен молекулалардын моментлери хар қыйлы болып бағытланған. Егер ишинде молекулалардын жеткилики саны болған диэлектриктин ΔV көлемин айырып алсақ, онда ұсы көлемдеги барлық молекулалардын моментлеринин векторлық қосындысы $\sum \mathbf{p}$ нолге тең болады. Сыртқы электр майданы бар болған жағдайда электрлик диполлер майданның бағытында бурыла баслайды хэм моментлердин қосындысы $\sum \mathbf{p}$ нолге тең болмайды хэм майдан қаншама күшли болса, оның шамасы да үлкен болады. Қандай да бир дәрежеде бағытланған (ориентацияланған) диполлик моментлери бар диэлектрикти *поляризацияланған диэлектрик* деп атаймыз.

Поляризацияның өлшеми сыпатында бир бирлик көлемдеги молекулалардын қосынды моменти $\sum \mathbf{p}$ ға сәйкес келетуғын $\mathbf{P}$ векторын қабыл етеміз:

$$\mathbf{P} = \frac{\sum \mathbf{p}}{\Delta V}. \quad (1)$$

Шеклеринде айырым молекулалардын моментлери $\sum \mathbf{p}$ алынатугын ΔV көлеминде жеткилики сандағы молекулалардын болыуы, соның менен бирге оның ишиндеги макроскопиялық шамалар болған тығызлықтың, температураның, электр майданының кернеулиги E ниң хэм т. б. турақлы шамалар болып есапланыуы ушын көлем жеткилики дәрежеде киши болыуы керек.

Молекулалардын ориентациясының дәрежесин диэлектриктин шеклеринде майданның кернеулиги E ге пропорционал деп есеплау тәбийий. Бундай жағдайда поляризация векторы $\mathbf{P}$ майданның кернеулиги E ге *пропорционал болып шығады*:

$$\mathbf{P} = \chi \mathbf{E}. \quad (2)$$

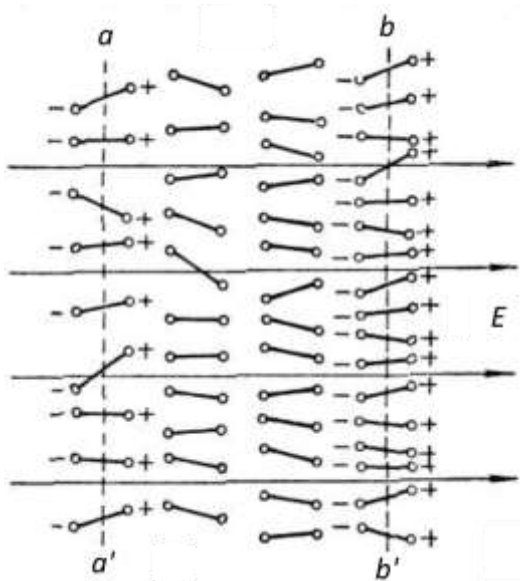
Биз төменде χ коэффициентинин 139-параграфта киргизилген поляризация коэффициентине сәйкес келетуғынлығын көреміз.

Егер дәслеп молекула диполлик моментке ийе болмаған болса (поляризация емес молекула), онда сыртқы электр майданының тәсиринде ондағы зарядлар аўысады хэм молекула $\mathbf{p}$ диполлик моментине ийе болады. Бундай жағдайда да моментлердин қосындысын майданның кернеулигине пропорционал деп есеплауға болады. Қатты емес (беккем емес) поляризация молекула болған жағдайда $\sum \mathbf{p}$ шамасы еки себепке байланысly өседи: молекулалардын моменти $\mathbf{p}$ ның үлкейуіне хэм олардын бағытларының (ориентацияларының) өзгеруіне байланысly. Бирак, бул жағдайда да қосынды моменти $\sum \mathbf{p}$ майданның кернеулиги E ге пропорционал өседи. Солай етип, (2)-қатнас қәлеген типтеги молекула ушын орынлы болады.

Егер бир текли диэлектрик электр майданында тұрған болса, онда жеткилики дәрежеде көп санлы молекулаға ийе қәлеген ΔV элементи нейтраль болып қала береди. Жоқарыда көрип өткенимиздей, диэлектриктин бетинин жуқа қабатында бундай жағдай орын алмайды. Кернеулик сызықлары киретуғын шегарадағы молекулалардын бурылыуының салдарынан молекулалардын терис зарядланған ушларының артықмашлығы, ал кернеулик сызықлары шығатуғын шегарадағы молекулалардын

бұрылысуының салдарынан молекулалардың оң зарядланған ұшларының артықмашлығы пайда болады (139-параграф).

Нәтижеде поляризацияланған диэлектриктің бетінде базы бир σ' тығызлыққа ийе болған зарядлар пайда болады.



54-сұйрет.

Бир текли емес диэлектрикти поляризацияланғанда көлемлик зарядлардың пайда болуы.

Диэлектрик бир текли болмаған жағдайда ұсы диэлектриктің ишінде көлемлик ρ' заряды да пайда болады. Мысалы, электр майданында жайласқан бир текли емес диэлектрикти қарайық. Мейли, диэлектриктің бөлекшелеринің концентрациясы шеп тәрептен оң тәрепке қарай өсетуғын болсын (54-сұйрет) хәм майданның кернеулігі де ұсы тәрепке қарап бағытланған болсын. Ойымызда ұсы диэлектрикте aa' хәм bb' бетлери тәрепинен шекленген қатламды айырып аламыз. Болжау бойынша қатламның aa' бетинің бир бирлигиндеги бөлекшелердің саны bb' бетинің бир бирлигиндеги бөлекшелердің санынан киши. Демек, aa' бети bb' бетине салыстырғанда кем сандағы молекулаларды кеседи. Хәр бир молекула майданға қарай бұрылған диполь болып табылатуғын болғанлықтан, aa' бетинің шеп бөлими арқалы қатламның ишине киретуғын молекулалардың оң зарядланған ұшларының саны bb' бети арқалы қатламнан шығатуғын молекулалардың оң зарядланған ұшларының санынан кем болады. Солай етип, $aa'bb'$ қатламының ишінде оң зарядлардың кемлигі орын алады хәм, сонлықтан қатлам терис зарядланған болады.

Сыртқы электр майданының тәсиринде молекулалардың бағытларының өзгеріуі менен диэлектриктің механикалық қасиетлери де өзгереді. Диэлектрик поляризацияланғанда онда серпимли кернеулер пайда болады хәм оның көлеми менен формасы өзгериске ұшырайды. Бұл қубылыстар *электрострикция* деп аталады. Усының менен бирге диэлектриклердің бетлеринде қосымша механикалық керіу күшлери де пайда болады.

Диэлектриктің поляризациясында пайда болатуғын бетлик хәм көлемлик зарядлар *байланысқан зарядлар* деп атайды. Басқа барлық зарядлар (поляризация менен байланыслы болмаған) *еркин зарядлар* деп аталады.

Поляризация векторы менен диэлектриктің шегарасында шығып туратуғын зарядлардың бетлик тығызлығының арасында әпиуайы байланыс бар. Биз оны әпиуайы хәм дара жағдай ұшын табамыз. Бир текли диэлектриктен кесип алынған үлкен тегис-параллель пластинканы бир текли электр майданына қоямыз. Бундай жағдайда диэлектриктің ишіндеги E майданы менен поляризация векторы P да [(2)-формула]

тұрақлы болады. Ойымызда бұл пластинкадан цилиндр тәрізлі ΔV көлемін оның пайда етіушілері пластинкадағы майданның кернеулігі $\mathbf{E}$ ге параллель етип айырып аламыз (55-сұйретке қараңыз, бұл сұйретте пластинканың бетине түсірілген нормаль $\mathbf{n}$ арқалы белгіленген). Диэлектрикті поляризациялағанда пластинканың бетлерінде бетлік тығызлықтары $+\sigma'$ хәм $-\sigma'$ шамаларына тең зарядлар пайда болады. Биз қарап атырған жағдайда (алдын-ала зарядланбаған бир текли диэлектрик) ΔV көлеминің ишінде зарядлар пайда болмайтуғын болғанлықтан, макроскопиялық көз-қарастан ΔV көлеминің магнит моменти цилиндрдің тек S ұлтанларындағы бетлік зарядлардың бар болыуының себебинен бар болады. Бұл зарядлардың муғдары сәйкес $+\sigma' S$ хәм $-\sigma' S$ шамаларына тең. Олардың арасындағы қашықтық цилиндрдің ұзынлығы L ге тең. Буннан цилиндрдің электр моменти $\sigma' SL$ шамасына тең. Бирақ, екінши тәрептен, барлық цилиндрдің моменти цилиндрдің ишінде жайласқан барлық молекулалардың моментлеринің векторларының қосындысының сан мәнисине тең. Буннан

$$|\sum \mathbf{p}| = \sigma' SL.$$

Цилиндрдің шеклеріндегі поляризацияның сан мәнисі $\mathbf{P}$ қосынды момент $|\sum \mathbf{p}|$ ның көлем ΔV ға қатнасына тең:

$$P = \frac{|\sum \mathbf{p}|}{\Delta V} = \frac{\sigma' SL}{\Delta V}.$$

Цилиндрдің көлеми

$$\Delta V = SL \cos \alpha.$$

Бұл аңлатпада α арқалы S цилиндрдің ұлтаны менен оның жасаушысы L дің арасындағы мүйеш белгіленген. ΔV ның мәнисін P ушын жазылған аңлатпаға қойып,

$$P = \frac{\sigma'}{\cos \alpha}$$

хәм буннан

$$\sigma' = P \cdot \cos \alpha.$$

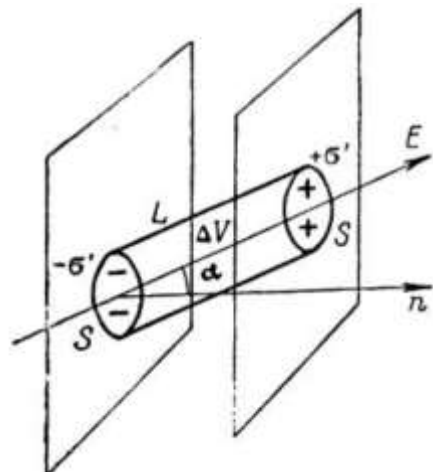
аңлатпасына ийе боламыз. Цилиндрді жасаушы L дің бағыты майданның кернеулігі $\mathbf{E}$ ниң бағытына сәйкес келетуғынлығын келісип алдық, $\mathbf{E}$ менен поляризация векторы $\mathbf{P}$ бағытлас болғанлықтан

$$P \cos \alpha = P_n$$

теңлігине ийе боламыз. Бұл теңлікте P_n арқалы зарядлар шығып тұратуғын бетке түсірілген нормалдың бағытына түсірілген поляризация векторының проекциясы белгіленген. Демек, бұл проекцияның мәнисі

$$\sigma' = P_n \quad (3)$$

шамасына, яғнай бетлік байланысқан зарядлардың тығызлығына тең.



55-сұйрет.

Поляризация векторы $\mathbf{P}$ ның мәнисін анықлауға.

Бұл жуумақ бизге әхмийетли болған нәтийжеге келиуіге мүмкиншилик береді. (2)-

формула бойынша поляризация векторы $\mathbf{P}$ майданның кернеулиги $\mathbf{E}$ ге пропорционал. Буннан, (3)-аңлатпа бойынша бетлік зарядлардың тығызлығы σ' тың майданның кернеулигинің нормаль құраушысы E_n ге пропорционал екенлиги келип шығады:

$$\sigma' = \kappa E_n. \quad (4)$$

Бұл нәтиже 139-параграфта дара жағдай үшін алынған (3)-қатнасқа сәйкес келеді. Солай етип, (2)-формуладағы κ коэффициенті қақыйқатында да 139-параграфта киргизилген поляризация коэффициентіне сәйкес келеді екен.

Ал көлемлік байланысқан зарядларға келетуғын болсақ, онда, жоқарыда айтылып өтилгеніндей, олардың диэлектрикте бир текли болмаған орынлардың бар болыуының себебинен пайда болатуғынлығын, соның менен бирге еркин зарядлар бар орынларда пайда болатуғынлығын көремиз. Байланысқан зарядлардың көлемлік тығызлығы ρ' тың кери белги менен алынған поляризация векторы $\mathbf{P}$ ның дивергенциясы менен анықланатуғынлығын көрсетиуге болады:

$$\rho' = -\text{div } \mathbf{P}. \quad (5)$$

(3)- хәм (5)-формулар диэлектриктің поляризациясының нәтижесінде пайда болатуғын бетлік хәм көлемлік зарядларды табыуға мүмкиншилик береді.

§ 142. Диэлектриктеги майданның кернеулиги. Бослықтағы электростатикалық қубылыстарды қарағанымызда зарядларды бизлер барлық ұақытта да жеткиликли дәрежеде көп санлы молекулаларға ийе болған денениң хәр бир элементар көлеміндеги электронлардың жеткиликсизлиги ямаса артықмашлығының салдарынан пайда болады деп болжадық.

Усындай әулад зарядларды бизлер *еркин* зарядлар деп атадық. Буннан алдыңғы параграфта бизлер диэлектриклердің поляризациясында молекулалардың тұрақлы диполлик моментлеринің бурылыуының ямаса молекулаларда индукцияланған моментлердің пайда болыуының себебинен де басқа зарядлардың пайда болатуғынлығын көрдик. Бұл жағдайда хәр бир молекула нейтраль болып қала береді. Бундай зарядларды биз *байланысқан зарядлар* деп атадық. Байланысқан зарядлар тек диэлектрикте электр майданы бар болған жағдайда пайда болады⁷. Солай етип, еркин зарядлар майданның ең биринши дереги болып қала береді.

Бирақ, *диэлектриктің бир бөлегіндеги еркин зарядлар пайда еткен майданның үстине байланысқан зарядлар пайда еткен қосымша майдан қосылады*. Бұл қосымша майдан диэлектриктің ишінде де, улыўма айтқанда оннан сыртта да нолге тең емес. Майданның қосынды кернеулиги $\mathbf{E}$ ни табыу үшін еркин зарядлардың майданының кернеулиги $\mathbf{E}_0$ менен байланысқан зарядлардың пайда еткен майданының кернеулиги $\mathbf{E}'$ ты қосыу керек:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}'. \quad (1)$$

(1)-теңликке сәйкес, пайда болатуғын еркин зарядлар аңсат табылатуғын дара жағдай үшін майданның кернеулигин анықлаймыз. Усының менен бирге еркин зарядларды өзгериссиз қалады деп есаплаймыз.

1. Зарядланған өткизиўши шарды қоршап тұрған бир текли диэлектрик. Радиусы R ге тең болған зарядланған өткизиш шар шексизликке шекем кететуғын бир текли диэлектрикке түсирілген деп болжаймыз. Мейли, шардың заряды Q ға тең болсын. Жоқарыда көргенимиздей (128-параграф, 3-пункт), өткизиш зарядланған шар кеңсликтің сыртқы бөлиминде Q заряды оның орайында топланған жағдайдағыдай майданды пайда етеді.

Демек, шардың орайынан r қашықлығында тұрған A нокатындағы майданның

⁷ Майданның тәсири жоғалғаннан кейин де байланысқан зарядлардың сақланыуы қаққында төменде гәп етиледі.

кернеуілиги мынаған тең:

$$E_0 = \frac{Q}{r^2}.$$

Шардың ишінде майданның кернеуілиги нолге тең. Майданның тәсирінде диэлектрик поляризацияланады хәм оның шардың бетине тийип тұрған бетінде белгиси Q зарядының белгисине қарама-қарсы болған Q' байланысқан зарядлары пайда болады:

$$-\sigma' = -\kappa E_R.$$

Бұл теңликте E_R - диэлектриктің ишіндеги шардың бетинің қасындағы майдан (56-сұйрет). Шардың бети $4\pi R^2$ қа тең болғанлықтан,

$$Q' = -\sigma' \cdot 4\pi R^2 = -4\pi R^2 \kappa E_R.$$

Бұл заряд зарядланған шар менен концентрлик болған сфераның бетінде жайласқан. Сонлықлан ол A нокатында мынадай қосымша майданды пайда етеди:

$$E' = \frac{Q'}{r^2} = -\frac{4\pi R^2 \kappa E_R}{r^2}.$$

Буннан, A нокатындағы майданның кернеуілиги мынаған тең болады:

$$E = E_0 + E' = \frac{Q}{r^2} - \frac{4\pi R^2 \kappa E_R}{r^2}. \quad (2)$$

Зарядланған өткізгіш шардың хәм бир текли диэлектриктеги тең өлшеуіли зарядланған шарлық беттің майданының кернеуілиги шардың орайынан қашықтықтың квадратына кери пропорционал кемейетуғын болғанлықтан

$$\frac{E_R}{E} = \frac{r^2}{R^2}$$

хәм буннан

$$E_R = \frac{r^2}{R^2} E$$

теңлигине ийе боламыз. E_R диң мәнисин (2) ге қойып

$$E = \frac{Q}{r^2} - 4\pi \kappa E$$

ямаса

$$E = \frac{Q}{(1 + 4\pi \kappa) r^2}$$

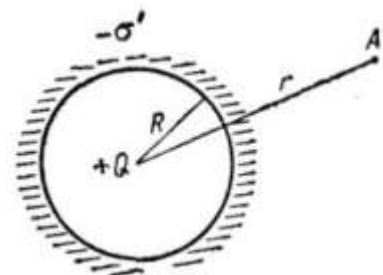
теңлигине ийе боламыз. Буннан $1 + 4\pi \kappa = \varepsilon$ теңлигинің орынлы екенлигин есапқа алып, шардың радиусы R ден ғәрезсиз болған

$$E = \frac{Q}{\varepsilon r^2} = \frac{E_0}{\varepsilon} \quad (3)$$

теңлигине ийе боламыз. Солай етип, бұл жағдайда да, диэлектриктеги майданның кернеуілиги E еркин зарядлар пайда еткен майданның кернеуілиги E_0 ден ε есе киши болады екен.

56-сұйрет.

Зарядланған шардың майданына диэлектриктің тәсири.



2. Жоқарыда биз конденсатордың астарларының арасына тегис диэлектрик қатлам қойылған жағдайда қарастырған едик (137-параграфқа қараңыз). Сонда, сол жағдайда да

диэлектриктің еркін зарядлар өзгермеген жағдайда кернеулікті ε есе кемейтетүғынлығы көрсетілген еді:

$$E = \frac{E_0}{\varepsilon}.$$

Қаралған екі жағдайда да бір текли диэлектрик майдан нолге тең болмаған барлық кеңісликті толтырып тұрады. Бундай жағдайда майданның кернеулігі ε есе кемейеди. Бұл нәтиже ұлыұмалық характерге ийе болады екен: *бир текли болған диэлектрик майдан нолге тең болмаған барлық кеңісликті ийелеп туратуғын жағдайда биз қарап атырған еркін зарядлардың бослықта пайда ететүғын майданының кернеулігі сол диэлектриктің ишіндегі майданның кернеулігінен ε есе үлкен*. Бұл жағдайда $E = \frac{1}{\varepsilon} E_0$ теңлігі орынланатуғын болғанлықтан (1)-формулаға киретуғын барлық үш E, E_0, E' вектор бир бирине параллель, соның менен бирге $\varepsilon = 1 + 4\pi k$ қатнасының хәм 141-параграфтағы (2)-формулаға сәйкес

$$E' = E - E_0 = -4\pi P. \quad (4)$$

Буннан алдыңғы нәтижелер бир текли емес диэлектриклер хәм диэлектрик (бир текли болса да) майдан ийелеп тұрған кеңісликті толық емес толтырып тұрған жағдайлар ушын дұрыс емес (мысалы, майданға киргизілген бир текли диэлектриктің айырым бөлеклері)⁸. Бундай жағдайлардағы майданның кернеулігін анықлау ушын хәр бир берілген жағдайдағы байланысқан зарядлардың пайда болыуын есапқа алыу, олардың майданларының есаплау хәм оларды еркін зарядлар пайда еткен майданға қосыу керек. Мысалы, қасында D диэлектригинің созылған бөлегі бар $+q$ ноқатлық зарядын қараймыз (57-сүүрет). $+q$ зарядының майданының тәсиринде диэлектриктің ушларында байланысқан q_1 хәм q_2 зарядлары пайда болады. Диэлектриктің бөлегинің барлығы да белгили р моментине ийе болған диполге айланады. Бизлердің жоқарыда көргенимиздей (125-параграф), диполь майданды пайда етеди. Бұл майданның кернеулік сызықлары оның оң ушынан шығады хәм терис ушына киреди. $+q$ заряды менен бир түүрының бойында жайласқан A_1, A_2 хәм A_3 ноқатларын қараймыз. Бундай жағдайда A_2 хәм A_3 ноқатлары тәрепинен пайда етилген майданның кернеулігі E' тың бағыты E_0 кернеулігинің бағыты менен бағытлас, ал A_1 ноқатында қарама-қарсы бағытқа ийе. A_1 ноқатындағы майданның $E = E_0 + E'$ қосынды кернеулігі $+q$ зарядының майданының кернеулігінен киши, ал A_2 хәм A_3 ноқатларында боса - үлкен. Жоқарыда еслетилип өтилген түүрының бойындағы ноқатты алатуғын болсақ, онда бұл ноқатта E_0 хәм E' лар параллель емес.

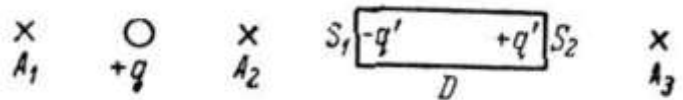
Солай етип, бұл мысал ұлыұма жағдайда еркін зарядлардың майданының кернеулігі E_0 менен байланысқан зарядлардың майданының кернеулігі E' тың арасында әпиұайы түрдегі қатнастың жоқ екенлігін көрсетеди.

§ 143. Диэлектриклер болған жағдайдағы зарядланған денелерге тәсир ететүғын күшлер. Диэлектрикке киргизілген зарядланған денелердің арасындағы тәсир ететүғын күшлерди тек еркін хәм байланысқан зарядлардың арасындағы тәсир ететүғын күшлер арқалы түсиндирийге болмайды. Бұл жағдайды көрсетіу ушын бир текли диэлектрикке киргизілген (мысалы, қандай да бир диэлектрик сұйықлыққа түсірилген) бир бирине

⁸ Симметрияның жоқары дәрежесинің орын алыуына байланыслы бұл қағыйдаға бойсынбайтуғын жағдайлар да бар. Мысалы, басқа бир текли шексиз диэлектрикке түсірилген тең өлшеулі зарядланған бир диэлектрик шарда зарядланған шардың сыртында майданның кернеулігі ε есе кемейеди (оның ишінде кернеулік өзгермейди). Тап сол сыяқлы, хәр кыйлы диэлектриклердің параллель қатламлары толтырылған (сәйкес концентрлік) тегис (ямаса сфералық) конденсатор болған жағдайда хәр бир қатламдағы майданның кернеулігі $E_k = \frac{1}{\varepsilon_k} E_0$ шамасына тең болады.

параллель хәм хәр қыйлы белгиге ийе заряд пенен зарядланған пластинканы қараймыз. Егер пластинкалар өзлеринің өлшемлерине салыстырғанда киши қашықтықларда жайласқан болса, онда олар тәрәпинен пайда етилген майдан тек пластинкалардың арасындағы кеңісликте болады. Сонлықтан, пластинкалардың арасындағы диэлектриктің бөлими ғана поляризацияланады. Диэлектриктің ұсы бөлиминің поляризациясының нәтижесінде пластинкаға тийіп тұрған диэлектриктің бетінде бетлик тығызлығы $\pm\sigma'$ шамаларына тең болған байланысқан бетлик зарядлар пайда болады. Бул зарядлар бир бирине параллель болған еки зарядланған бетке эквивалент хәм, ұсыған сәйкес пластинкалардың арасындағы диэлектриктің қатламының ишіндеги майданды ғана өзгертеди хәм пластинкаға хеш қандай тәсир етпейди. Солай етип, бул жағдайда диэлектриктің поляризациясы пластинкалардың арасындағы өз-ара тәсир етисіу күшин өзгерте алмайды деген жуўмаққа келемиз (егер пластинкалардағы зарядлар өзгериссиз қалатуғын болса); өз-ара тәсирлесіу күшлери бослықтағыдай болып қала береді. Хәқыйқатында болса ис басқаша: тәжірийбелер егер өзлеринің өлшемлерине салыстырғанда киши қашықтықта жайласқан параллель зарядланған пластинкаларды диэлектрик сұйықтыққа батырсақ, онда зарядлардың муғдары өзгермей қалатуғын жағдайда олар арасындағы тәсирлесіу күшинің шамасы ϵ есе кемейетуғынлығын көрсетеди (ϵ арқалы алынған сұйықтықтың диэлектриклик тұрақтысы белгіленген). Егер кеңісликти қандай да бир диэлектрик газ бенен толтырғанда да тап ұсындай жағдайға ийе боламыз. Қатты диэлектрик пенен болса, бундай тәжірийбени ис жүзінде әмелге асырыу дым қыйын.

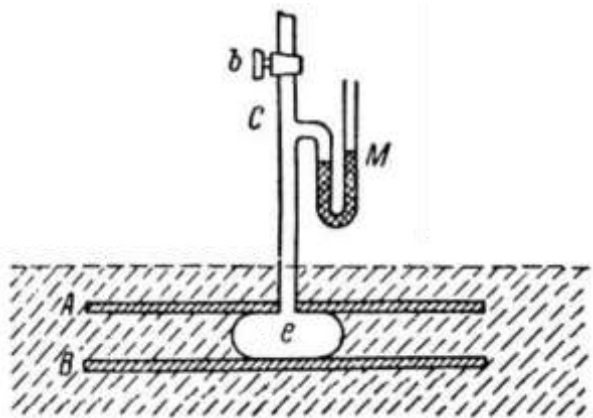
57-сүўрет.
 $+q$ зарядының қасындағы
 D диэлектригинің бөлеги.



Байланысқан зарядлардың пайда болыуы менен түсиндириўдиң сәти түспейтуғын пластинкалардың арасындағы өз-ара тәсирлесіу күшлеринің көрсетилгендей өзгериси поляризацияланған диэлектрикте пайда болатуғын механикалық кернеўлердиң нәтижеси болып табылады.

Егер пластинкалар қарама-қарсы белгиге ийе зарядлар менен зарядланған болса (пластинкалардың арасында тартысыу күшлери тәсир етеди), онда сұйық ямаса газ тәризли диэлектрик пластинкалардың арасына тартылады хәм пластинкаларды бир биринен сыртқа қарай ысыратуғын қосымша күшлерди пайда етеди. Буның нәтижесінде олардың арасындағы тартылыс күшлеринің бир бөлими компенсацияланады хәм, ұсыған сәйкес, бослықтағыға салыстырғанда киши болады. Пластинкалардың арасындағы диэлектриклик ортадағы қосымша басымның бар болыуын туўрыдан-туўры өткерилген тәжірийбеде тексерип көриўге болады. Горизонт бағытындағы еки A хәм B пластинкалар бир текли сұйық диэлектрикке түсириледі (58-сүўрет, бул сүўретте диэлектрик пенен ийеленген область штрихланған). Жоқарғы A пластинкасына M монометринен ийе вертикаль бағыттағы C найы жабыстырылған. C найының жоқарғы ушы тәрәпинен A хәм B пластиналарының арасында e көбигинің пайда болыуы ушын үрленеди; буннан кейин b краны жабылады. Егер, енди A хәм B пластиналарын хәр қыйлы белгиге ийе зарядлар менен зарядласа, онда M монометринің оң тәрәпиндеги сұйықтықтың қадди e хәўа көбигіндеги басымның үлкейиўинің салдарынан көтеріледі. Бул диэлектриклик сұйықтықтың пластиналардың арасындағы кеңісликке тартылыуының салдарынан жүзеге келеди. Егер A хәм B пластинкаларын бирдей белгиге ийе зарядлар менен зарядласа, онда e көбигіндеги басым кемейеди, себеби бул жағдайда сұйықтық пластиналардың арасындағы кеңісликтен сыртқы ийтерилип шығарылады. Егер диэлектрик сұйықтықтың диполлик молекулалардан

тұратуғынлығын қабыл етсек, онда оның ағығын аңсат түсіндириуге болады. 135-параграфта көрсетілгендей, бір текли болмаған майданда допoldы майданның кернеулиги үлкен болған областқа қарай ысыратуғын күш пайда болады.



58-сүүрет.
Қосымша басымды есаплаўға.

Зарядланған пластиналарды диэлектрикке батырғанда олардың арасындағы өз-ара тәсирлесіу күшиниң ε есе өзгеретуғынлығын энергиялық есаплаўларда да тастыйықлаўға болады. 140-параграфта биз диэлектрик бар болған жағдайда тегис конденсатордың энергиясының

$$W = \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} Sd$$

шамасына тең болатуғынлығын көрсеттик (S - конденсатордың пластинкасының бетиниң майданы, d - пластиналар арасындағы қашықлық, E - пластиналар арасындағы майданның кернеулиги). Қатаң түрде айтқанда бул формула жуўық хәм дәл емес, егер пластиналардың арасындағы қашықлық олардың сызықлы өлшемлеринен киши болғанда формула дәл нәтижелерди береді. Пластиналардың бетиндеги Q заряды менен майданның кернеулиги E арасында

$$Q = \frac{\varepsilon}{4\pi} ES$$

түриндеги қатнас орын алғанлықтан, энергия ушын аңлатпаны былайынша жазыўға болады

$$W = \frac{2\pi Q^2}{\varepsilon S} d.$$

Мейли, өз-ара тартасыу күшлериниң тәсиринде оң пластина (59-сүүрет) шеп тәрептеги пластинаға қарай киши Δd кесиндисине жылжыған болсын. Оң тәрептеги пластинаға тәсир ететуғын f күшин тұрақлы деп есаплап, ұсындай жылжыўда

$$A = f \Delta d$$

жұмысының исленетуғынлығын табамыз. Бул жұмыс конденсатордың пластиналарының арасындағы қашықлықтың Δd шамасына өзгериуиниң салдарынан конденсатордың энергиясының өзгериуиниң есабынан исленеди:

$$\Delta W = \frac{2\pi Q^2}{\varepsilon S} d - \frac{2\pi Q^2}{\varepsilon S} (d - \Delta d) = \frac{2\pi Q^2}{\varepsilon S} \Delta d.$$

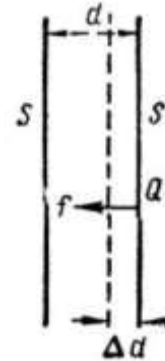
Жұмысты энергияның өзгерисине теңлестірип

$$f = \frac{2\pi Q^2}{\varepsilon S}. \quad (1)$$

формуласына ийе боламыз. Бослықта оң тәрептеги пластинаға тәсир ететуғын f_0 күши тек шеп тәрептеги пластина тәрепинен пайда етилген майданның кернеулигиниң (оның мәниси пластинкалардың арасындағы толық кернеуликтің ярымына тең) оң тәрептеги пластинаның зарядының көбеймесине тең:

$$f_0 = \frac{E_0}{2} Q = \frac{2\pi Q^2}{2}.$$

Бул аңлатпаны (1)-аңлатпа менен салыстырып, кеңисликти бир текли диэлектрик пенен толтырғанда тәжирийбениң нәтийжелерине сәйкес, пластиналардың арасындағы өз-ара тәсирлесий күшиниң шамасы ε есе кемейетуғынлығын көремиз.



59-сүрөт.

Кондасатордың пластиналарына тәсир ететуғын күшлерди есаплаўға.

Энергиялық есаплаў өз-ара тәсирлесийдиң барлық түрлерин автомат түрде есапқа алады хәм, сонлықтан, дұрыс нәтийжелерди береді. Бирақ, усының менен бирге тек еркин хәм байланысқан зарядлардың арасындағы өз-ара тәсирлесийди есапқа алыў диэлектриктиң ийелейтуғын орнын толық есапқа алған жоқ. Себеби электр майданының тәсириндеги оның механикалық қәсийетлериниң өзгеретуғынлығы итибарға алынбады (басым менен тығызлық).

Биз алған нәтийжени улыўмаластырыўға болады. 140-параграфтағы майданның энергиясының тығызлығы (барлық изотроп денелер ушын дұрыс болған) ушын жазылған (2)-формуладан пайдаланып, тегис конденсатор ушын хәзир ғана өткерилген есаплаўлардан мынадай жағдай келип шығады: *майдан нолге тең болмаған кеңисликке толығы менен толтырып турған бир текли диэлектрикти батырғанда денелердиң арасындағы өз-ара тәсирлесий күшлериниң шамасы ε есе кемейеди.*

Буннан, бир биринен r қашықлығында жайласқан еки q_1 хәм q_2 ноқатлық зарядлар бир бири менен

$$f = \frac{q_1 q_2}{\varepsilon r^2} \quad (2)$$

шамасына тең күш пенен тәсир етиседи. Бул формула бир текли диэлектрикке батырылған зарядлар ушын *Кулон ызамын* аңғартады: бир текли шексиз диэлектрикке жайластырылған ноқатлық зарядлардың арасындағы өз-ара тәсирлесий күшиниң шамасы бослықта бир биринен тап сондай қашықлықта жайластырылған зарядлардың арасындағы өз-ара тәсирлесий күшиниң шамасынан ε есе киши болады. Егер диэлектрик бир текли болмаса ямаса өлшемлери шекли болса, онда (2)-формула дұрыс нәтийжени бермейди. Егер бир текли диэлектриктиң шегарасы оған батырылған зарядлардан жеткиликли дәрежеде қашықлатылған болса, онда бул формула жуўық түрде дұрыс болады.

Бир текли болмаған хәм өлшемлери шекли болған диэлектриклер болған улыўмалық жағдайда олардың зарядлардың арасындағы өз-ара тәсирлесий күшлерине тийгизетуғын тәсирлерин әпиўайы қатнастардың жәрдеминде есапқа алыўға болмайды. Бул жағдай 143-параграфтың басындағы мысалда атап өтилди. Диэлектриктиң бир текли болмаўы күштиң тәсири анықланып атырған зарядланған денениң өзиниң бир текли хәм шексиз болған диэлектриктиң ишиндеги қуўыслықта жайластырылғанлығы менен байланыслы болыўы мүмкин. Қуўыслықтың бар болыўы керилген диэлектрик тәрәпинен тәсир ететуғын күштиң тәсири есапқа алынбайды хәм тек байланысқан зарядлар ғана әҳмийетке ийе болады. Бул жағдайда зарядланған денеге тәсир ететуғын күшлердиң шамасы дене орналастырылған

қуыслықтың формасынан ғәрезли болады (145-параграфқа қараңыз).

(2)-формула менен бослықта жайласқан ноқатлық зарядлар үшін жазылған Кулон ызамаының арасында принципиаллық айырманың бар екенлигин аңғарыу керек. Егер ноқатлық заряд дегенде зарядтың өзи өлшемлери сол ноқатлардың арасындағы қашықтықтан киши болған макроскопиялық денелерде топланған жағдайда ғана еки формула да бир бирине ұқсас мәниске ийе болады. Бирақ, бослықтағы Кулон ызамын басқаша түсиндирийге болады. Атап айтқанда бул ызам шекли болған q_i хәм q_k зарядларын ойымызда шексиз киши болған dq_i хәм dq_k элементар зарядларына бөлип, олардың арасындағы df өз-ара тәсир етисиу күшин аңғартады деп есаплап дифференциаллық түрде түсиндирий мүмкин. Бундай жағдайда шекли болған q_i хәм q_k зарядларының арасындағы өз-ара тәсирлесию күшлери барлық dq_i хәм dq_k зарядларының жуплары арасындағы df тәсир етисиу күшлерине тарқалады. Бундай дифференциаллық түрде (2)-формулань пайдаланыуға болмайды: жоқарыда көргенимиздей, диэлектриклер бар болған жағдайда берилген dq_i хәм dq_k жубына тәсир ететуғын күшлер бир қатар себеплерге байланыслы пайда болады.

Соңғы параграфларды жуўмақлап, биз мыналарға ийе болдық: майданы нолге тең болмаған кеңисликти толығы менен толтырып тұрған бир текли диэлектрикте майданның кернеулиги E усы көлемде диэлектрик жоқ болған ўақытта еркин зарядлар пайда еткен E_0 кернеулигинен ε есе киши. Тап сол сыяқлы майдан нолге тең болмаған кеңисликти бир текли диэлектрик пенен толтырғанда зарядланған денелердің арасындағы өз-ара тәсирлесию күшлери де ε есе кемейеди. Демек, бослықтағы сыяқлы, бул жағдайда да q зарядына тәсир ететуғын f күши $f = qE$ теңлигиниң жәрдемінде анықланады.

Бирақ, бул теңлик ықтыярлы диэлектрик болған жағдайда дурыс емес. Мәселе соннан ибарат, диэлектрикке батырылған q зарядының өзи қандай да бир басқа денеде жыйналған (мысалы, өткизгисте) хәм оған диэлектриктиң ишиндеги денениң қасындағы майданнан өзгеше болған майдан тәсир етеди. Биз бул жағдайда бир бирине параллель болған еки зарядланған пластиналардың мысалында көрдик. Бундай жағдайда зарядлар жайласқан орындағы майдан пластинаның бетиниң қасындағы диэлектриктеги майдан менен бирдей емес. Усының менен бирге, тап сол мысалда зарядлар тұрған орындағы майданның кернеулигин анықласақ, онда күштиң дурыс мәнисин ала алмаймыз. Бул бизиң диэлектрик тәрeпинен денеге тәсир ететуғын қосымша механикалық күшлерди есапқа алмауымыздың себебинен келип шығады. Бундай күшлер диэлектрикте майдан бир текли болмаитуғын орынларда хәм, соның менен бирге, диэлектриктиң өзи бир текли болмаған орынларда пайда болады (соның ишинде зарядланған дене менен диэлектриктиң арасындағы шегарада).

Тек ғана диэлектриктеги майданның кернеулиги хәм зарядқа тәсир ететуғын күштиң шамасы диэлектрик болмаған жағдайдағы майданның кернеулиги менен зарядқа тәсир ететуғын күштиң шамасына салыстырғанда бирдей есе (ε есе) киши болған жағдайда (яғнай майдан нолге тең болмаған кеңисликтиң барлығын толығы менен толтырып тұратуғын бир текли диэлектрик болған жағдайда) $f = qE$ формуласы дурыс хәм f күшиниң мәниси бойынша *диэлектриктеги E* кернеулигин анықлауға болады.

Жоқарыда айтылған жағдайлардан *егер заряд қандай да бир денеде топланған болса, онда усы зарядқа тәсир ететуғын күштен диэлектриктеги майданның кернеулиги E ни анықлаудың мүмкин емес екенлиги келип шығады*. Керисинше: улыўма айтқанда диэлектриктеги майданның кернеулиги E зарядланған денелерге тәсир ететуғын күшти анықламайды.

E векторының физикалық мәниси ҳаққында толығырақ 145-параграфта айтылады.

Электростатиканың бир қатар мәселелеринде тәсир ететуғын күшлерди есаплау мынадай көз-қараслардың тийкарында есаплауға болады: Зарядланған денелердің

изоляцияланған системасындағы электростатикалық майданның энергиясы системадағы денелердің жайласуын тәрийіплейтуғын бир қатар параметрлердің функциясы деп болжаймыз. Бундай параметрлердің қатарына, мысалы, денелер системасының ноқатларының координаталары ямаса денелердің арасындағы қашықтықтар, стерженлердің, сабақлардың қ.т.б. ийелеген орнын анықлайтуғын мүйешлер киреди.

Бундай параметрлерди ұлыұмаласқан координаталар деп атаймыз хәм оларды $x_1, x_2, \dots, x_n$ хәриплери менен белгилеймиз.

Солай етип, системаның энергиясы W ұшын

$$W = W(x_1, x_2, \dots, x_n).$$

ғәрезлигине ийе боламыз. Параметрлердің бири болған x_i шамасы Δx_i шамасына өскенде электростатикалық күшлер тәрепинен Δx_i шамасына пропорционал болған жұмыс исленеди хәм оны

$$\Delta A_i = f_i \Delta x_i$$

түрінде жаза аламыз. Бұл аңлатпаға киретуғын f_i шамасын ұлыұмаластырылған күш деп атаймыз.

Жұмыс x_i параметринің өзгериіне байланысly электростатикалық майданның энергиясының кемейіуінің есабынан исленеди. Солай етип,

$$\Delta A_i = f_i \Delta x_i = -\Delta W$$

теңлигине ийе боламыз хәм буннан ұлыұмаласқан күш ұшын

$$f_i = -\frac{\Delta W}{\Delta x_i}$$

аңлатпасын аламыз. Δx_i шамасы нолге ұмтылғанда $\frac{\Delta W}{\Delta x_i}$ қатнасы ұлыұмаластырылған x_i координатасы бойынша алынған дара тўындыны береді (қалған параметрлер тұрақly болып қалады), яғный биз

$$f_i = -\frac{\partial W}{\partial x_i} \quad (3)$$

теңлигине ийе боламыз.

Системаның энергиясы тек ұлыұмаластырылған координаталардың функциясы емес, ал денелердің электрлик характеристикаларының да (мысалы, денелердегі зарядлардың ямаса денелердің потенциалларының) функциясы болып табылады. Изоляцияланған системада айырым денелердегі зарядлар өзгериссиз қалады, ал ұсының менен бирге системаға киретуғын денелердің потенциаллары өзгереді. Демек, (3)-аңлатпадағы *энергия денелердің зарядларының функциясы* түрінде беріліуі керек.

Егер мәселенің шәрті бойынша денелердің потенциалларын тұрақly деп болжасақ, онда денелердің зарядлары тұрақly бола алмайды. Онда, денелердің системасы изоляцияланған бола алмайды хәм система ұсы системаның құрамына кирмейтуғын сыртқы денелер менен контактта болыуы керек. Бұл жағдайда ұлыұмаластырылған күшти энергияның ұлыұмаластырылған координата бойынша алынған тўындысы түрінде көрсетиуіге болады. Бирақ, бұл жағдайда энергияның ұлыұмаластырылған координаталардың хәм *денелердің потенциалларының функциясы* түрінде аңғартылыуы керек. Ал бұл жағдай ұлыұмаластырылған күшти аңғартатуғын тўындының плюс белгиси менен алыныуының керек екенлигин көрсетиуіге болады:

$$f_i = \frac{\partial W}{\partial x_i}.$$

Жоқарыда келтирилген пикирлерди мысалда иллюстрациялаймыз. Мейли, тегис конденсатордың астарларына тәсир ететұғын күшти есаплау керек болсын. Бұл жағдайда системаның энергиясы үшін

$$W = \frac{1}{8\pi} \varepsilon E^2 S d$$

аңлатпасын жазамыз. Бұл энергия астарлардың зарядларының функциясы ямаса астарлардың арасындағы потенциаллардың айырмасы түрінде аңғартылыуы мүмкін:

$$W = \frac{1}{8\pi} \varepsilon \left(\frac{4\pi\sigma}{\varepsilon} \right)^2 S d, \quad (4)$$

$$W = \frac{1}{8\pi} \varepsilon \left(\frac{V_1 - V_2}{d} \right)^2 S d. \quad (5)$$

Берілген жағдайда ұлыұмаластырылған координата хызметин астарлардың арасындығы қашықтық d атқарады. Көринип тұрғанындай, ұлыұмаластырылған күштиң хызметин астарға тәсир ететұғын күштиң өзі атқарады. Себеби d қашықтығының шамасы Δd шамасына өзгергенде астарларға тәсир ететұғын күшлер $f \Delta d$ жұмысын орынлайды.

(4)- хәм (5) аңлатпалары бойынша күшти есаплаймыз. (4)-аңлатпа үшін

$$f = - \frac{\partial W}{\partial d} = - \frac{2\pi\sigma^2}{\varepsilon} S$$

теңлигине ийе боламыз. Бұл аңлатпадағы минус белгиси қашықтық үлкейгенде терис жұмыстың исленетуғынлығына сәйкес келеди. Яғнай астарға екінши астар тәрепинен тартыу күши тәсир етеди.

(5)-теңлик үшін мынаған ийе боламыз:

$$f = - \frac{\partial W}{\partial d} = - \frac{1}{8\pi} \varepsilon \left(\frac{V_1 - V_2}{d^2} \right)^2 S = - \frac{2\pi\sigma^2}{\varepsilon} S,$$

яғнай, биз алдыңғы аңлатпа менен бирдей болған аңлатпаны аламыз [(1)-формула].

§ 144. Электростатикалық индукция векторы. Бослықтағы электростатикалық майдан менен ис алып барғанымызда биз қарау үшін кернеулик сызықларын киргиздик. Бослықтағы кернеулик сызықлары сондай қасиетлерге ийе, олар бир зарядтан екіншисине үзликсиз созылады ямаса шексизликке кетеди. Егер тек еркин зарядларды есапқа алатұғын болсақ, онда диэлектриклердеги жағдай басқаша болады. Мысалы, диэлектриклерди айырып тұрған шегараларда байланысқан бетлик зарядлар пайда болады хәм кернеулик сызықлардың бир бөлеги оларда басланады ямаса тамам болады. Солай етип, кернеулик сызықлары диэлектриклерди айырып тұрған шегара арқалы үзликсиз өтпейди. Усы жағдайға сәйкес, бир текли болмаған диэлектриклер үшін 126-параграфта берілген мәнистегі Остроградский-Гаусс теоремасы да өзиниң мәнисин жоғалтады.

Бирақ, диэлектриктің ишиндеги майданды тәрийиплеу үшін сызықлары диэлектриклердің ишинде де (бир текли болған хәм бир текли болмаған), оларды ажыратып тұрған шегара арқалы да үзликсиз өтетұғын жаңа **D** векторын киргизиуге болады. Бұл векторды *электростатикалық индукция векторы* деп атайды; ол кернеулик векторы **E** менен

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad (1)$$

аңлатпасы бойынша байланысқан. Бұл аңлатпада ε арқалы **D** векторының мәниси анықланып атырған ноқаттағы диэлектриклик турақлының мәниси белгиленген.

D векторы үшін жазылған аңлатпаны басқа түрде де беріуге болады. 139-параграфта көрсетілгендей, $\varepsilon = 1 + 4\pi\chi$, буннан

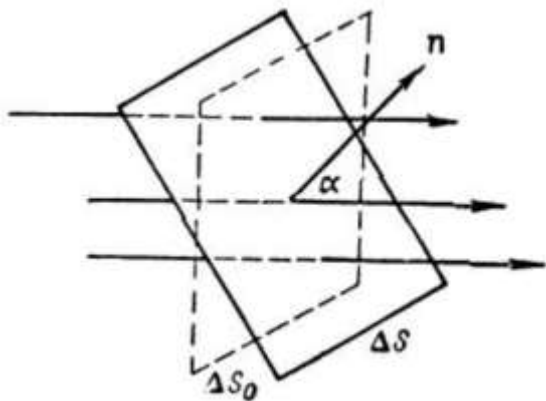
$$\mathbf{D} = (1 + 4\pi\chi) \mathbf{E} = \mathbf{E} + 4\pi\chi \mathbf{E}$$

теңлигине ийе боламыз. Бирақ $\chi \mathbf{E} = \mathbf{P}$ теңлиги орынлы болғанлықтан (**P** арқалы поляризация векторы белгиленген)

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P} \quad (1a)$$

аңдатпасын аламыз. Демек индукция векторы майданның кернеулігі $\mathbf{E}$ векторы менен 4π ге көбейтілген поляризация векторы $\mathbf{P}$ ның қосындысына тең екен.

(1)-қатнастан индукция векторы $\mathbf{D}$ ның хәм бир ноқатта кернеулік векторы $\mathbf{E}$ менен бағытлас екенлігін көрсетеді⁹, бірақ сан мәнісі бойынша ол кернеуліктен ε есе үлкен. Бослықта $\mathbf{E}$ хәм $\mathbf{D}$ векторлары бир бирине сәйкес келеді.



60-сүрөт.

$\mathbf{D}$ электростатикалық индукция сызықтарына қыя жайласқан ΔS беті.

Индукция векторының сызықтарын бослық үшін кернеулік сызықтарын құрғандай етип құрады. *Индукция векторының сызығы деп* хәр бир ноқатында түсірілген ұрынба индукция векторының бағыты менен бағытлас болатуғын сызыққа айтамыз. Сызықтың өзіннің бағытын хәр бир ноқатта ұсы ноқаттағы индукция векторының бағыты менен сәйкес келеді деп есаплаймыз. Өткерілген сызықтардың санын индукция сызықтарына перпендикуляр қойылған ΔS_0 киши бетти кесип өтетуғын сызықтардың саны ΔN ниң беттің областындағы индукция векторына тең болыу талабына бағындырамыз, яғный басқа сөз бенен айтқанда өткерилетуғын индукция сызықтарының санының ұсы сызықтар өтетуғын ΔS_0 бетинің майданына қатнасы индукция векторының сан мәнісіне тең:

$$\frac{\Delta N}{\Delta S_0} = D. \quad (2)$$

Егер биз ықтыярлы түрде бағытланған ΔS майданын киргизетуғын болсақ, онда (60-сүрөт)

$$\Delta N = D\Delta S_0 = D\Delta S \cos \alpha = D_n \Delta S \quad (3)$$

теңліктери орынлы болады. Бұл теңліктерде D_n арқалы ΔS майданына түсірілген нормалға түсірілген индукция векторының проекциясы белгиленген. ΔN шамасын ΔS майданы арқалы өтетуғын индукция векторының ағысы деп атауға болады. Шекли өлшемлерге ийе бет болған жағдайда оны ΔS киши элементтерине бөліуға хәм хәр бир элемент арқалы өтетуғын ағысты хәм буннан кейин индукция векторының улыұмалық ағысын ұсындай элементар ағыстардың суммасы түрінде көрсетиуға болады:

$$N = \sum_S D_n \Delta S. \quad (4)$$

Индукция векторының сызықтарының үзликсіз екенлігін дәлиллеу үшін диэлектрик туралылары ε_1 хәм ε_2 шамаларына тең болған диэлектриктердің еки бир текли тегис қатламын аламыз (61-сүрөт). Мейли, еркин зарядлардың майданының кернеулігі E_0 диэлектриктерди бөлип тұрған шегара менен базы бир мүйешти жасайтуғын болсын. Ажыратып тұратуғын шегарада байланысқан бетлик зарядлар пайда болады: биринши диэлектриктегі зарядлардың тығызлықтары $+\sigma'_1$ хәм $-\sigma'_1$, ал екинши

⁹ Кристалларда $\mathbf{D}$ векторының бағыты $\mathbf{E}$ векторы менен бағытлас болмауы мүмкін.

диэлектрикте σ'_2 хәм $-\sigma'_2$. Биринши диэлектриктеги $+\sigma'_1$ хәм $-\sigma'_1$ зарядлары диэлектриктің шегарасына нормаль бағытланған E_{0n} нормаль құраўшыға қарама-қарсы бағытланған кернеўлиги

$$E'_1 = -4\pi\sigma'_1$$

шамасына тең электр майданын пайда етеди. Бул диэлектриктің сыртында $+\sigma'_1$ хәм $-\sigma'_1$ зарядлары майданның кернеўлигин пайда етпейди.

σ'_2 хәм $-\sigma'_2$ зарядлары болса екинши диэлектрикте оның шегарасына нормаль бағытланған

$$E'_2 = -4\pi\sigma'_2$$

кернеўлигин пайда етеди. Байланысқан зарядлар пайда еткен бул қосымша E'_1 хәм E'_2 кернеўликтери дәслепки E_0 кернеўлигиниң тек нормаль құраўшысын ғана өзгериске ушыратады хәм оның ажыратып туратуғын шегараға ұрынба бағыттағы құраўшысын өзгертпейди. Анықламасы бойынша, E_0 хәм E' кернеўликтериниң қосындысы диэлектриктеги майданның кернеўлигин беретүғын болғанлықтан (142-параграф), биринши диэлектриктеги майданның кернеўлигиниң нормаль құраўшысы ушын

$$E_{1n} = E_{0n} - 4\pi\sigma'_1 \quad (5)$$

аңлатпасын, ал тангенциаллық құраўшысы ушын

$$E_{1t} = E_{0t} \quad (6)$$

теңлигин аламыз. Соның менен бирге екинши диэлектриктеги майданның кернеўлигиниң құраўшысы ушын

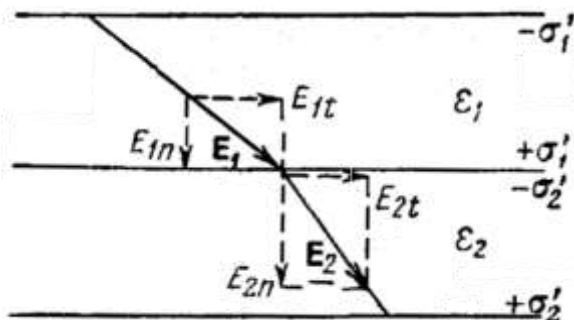
$$E_{2n} = E_{0n} - 4\pi\sigma'_2, \quad (5a)$$

$$E_{2t} = E_{0t} \quad (6a)$$

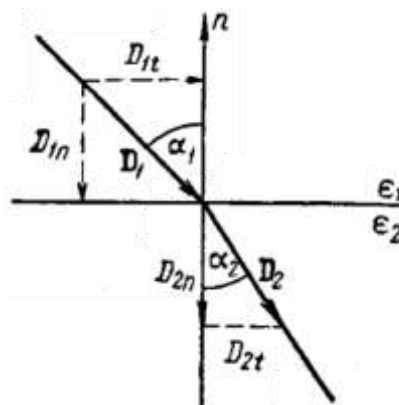
теңликтерин табамыз. (6)- хәм (6a)-теңликтерден

$$E_{1t} = E_{2t}, \quad (7)$$

яғнай, майданның кернеўлигиниң тангенциаллық құраўшысы диэлектриктердиң шегарасы арқалы өткенде үзликсиз өзгереді.



61-сүўрет. Кернеўлик векторы E ушын шегаралық шәртлерди келтирип шығарыўға.



62-сүўрет. Еки диэлектриктің шегарасындағы индукция сызықларының сыныўы.

Байланысқан $+\sigma'_1$ хәм $-\sigma'_1$ зарядларының бетлик тығызлықтары ушын $\sigma'_1 = \kappa_1 E_{1n}$ хәм $\sigma'_2 = \sigma'_1 = \kappa_1 E_{1n} \kappa_2 E_{2n}$ теңликтерине ийе боламыз. Бул теңликтерде κ_1 хәм κ_2 лер арқалы биринши хәм екинши диэлектриктердиң поляризация коэффициентлери белгиленген. Буннан кейин (5)- хәм (5a) теңликтери

$$(1 + 4\pi\kappa_1)E_{1n} = E_{0n}, (1 + 4\pi\kappa_2)E_{2n} = E_{0n}.$$

түрине ийе болады. $1 + 4\pi\kappa_1 = \epsilon_1$ хәм $1 + 4\pi\kappa_2 = \epsilon_2$ теңликтериниң орынлы екенлигин аңғарып, еки теңликтен

$$\epsilon_1 E_{1n} = \epsilon_2 E_{2n}. \quad (8)$$

теңлигин аламыз. Солай етип, майданның кернеулігінің нормаль құраушысы диэлектриктерді ажыратып тұратуғын шегарада үзіліске түседі екен.

(7)- хәм (8)-теңліктер $\mathbf{E}$ векторы үшін шегаралық шәртлер болып табылады. Олардан $\mathbf{E} = \frac{\mathbf{D}}{\varepsilon}$ қатнасы тийкарында *электростатикалық индукция векторы $\mathbf{D}$ үшін шегаралық шәрттерді аламыз:*

$$\frac{D_{1t}}{\varepsilon_1} = \frac{D_{2t}}{\varepsilon_2}, \quad D_{1n} = D_{2n}. \quad (9)$$

Диэлектриктерді бөліп тұрған шегара арқалы өткенде индукция векторының нормаль құраушысы үзіліске ұшырамайды, ал тангенциаллық құраушысы болса үзіліске ұшырайды.

Мейли, биринши диэлектрикте индукция векторы $\mathbf{D}_1$ ажыратып тұрған шегараға түсірілген нормаль менен α_1 мүйешин, ал екінши диэлектрикте $\mathbf{D}_2$ векторы α_2 мүйешин жасайтуғын болсын. $\mathbf{D}_1$ векторын D_{1t} хәм D_{1n} құраушыларына, $\mathbf{D}_2$ векторын D_{2t} хәм D_{2n} құраушыларына жиклеп (62-сүрөт)

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{D_{1t}}{D_{1n}}, \operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{D_{2t}}{D_{2n}},$$

буннан

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{D_{1t}}{D_{2t}} \cdot \frac{D_{2n}}{D_{1n}}$$

теңліктерине ийе боламыз. Соңғы теңліктен (9)-шегаралық шәрттер тийкарында

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}. \quad (10)$$

қатнасын аламыз. Бул қатнас *еки диэлектриктің шегарасындағы индукция сызықтарының сыныу нызамын* аңғартады.

Индукция векторы $\mathbf{D}$ үшін жазылған (9)-шегаралық шәрттер еки диэлектриктің арасындағы шегараны кесип өтетуғын индукция сызықтарының үзликсизлигине сәйкес келеді. Мейли, индукция векторының сызықтары еки диэлектриктің арасындағы шегара арқалы сынып өтетуғын болсын (63-сүрөт). Биринши диэлектриктегі ΔS бетине келип түсетуғын сызықтардың саны ΔN_1 анықлама бойынша мынаған тең:

$$\Delta N_1 = D_{1n} \Delta S.$$

Екінши диэлектрикте сол ΔS бетинен

$$\Delta N_2 = D_{2n} \Delta S.$$

индукцияның ағысы шығады. Бирақ, (9)-шәрт бойынша $D_{1n} = D_{2n}$ теңлиги орынлы болғанлықтан

$$\Delta N_1 = \Delta N_2$$

теңлигине ийе боламыз. Солай етип, индукция сызықтары бет арқалы үзликсиз өтеді екен.

Бир текли болмаған диэлектрик болған жағдайда оны хәр қайсысының ишинде диэлектрикті бир текли деп есаплауға болатуғындай етип жуқа қатламларға бөлеміз. Бундай жағдайда индукция сызықтары бир қатламнан екінши қатламға үзликсиз өтеді, яғный диэлектриктің иши арқалы үзликсиз өтеді.

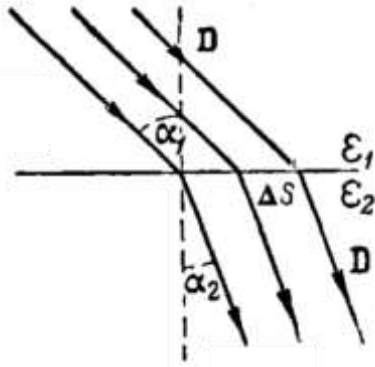
Майдан нолге тең болмаған кеңісликті тұтасы менен толтырып тұратуғын диэлектрик үшін индукция векторы $\mathbf{D}$ еркин зарядлардың майданының кернеулігі $\mathbf{E}_0$ ге сәйкес келеді. Бул ұсындай диэлектрикте $\mathbf{E} = \frac{\mathbf{E}_0}{\varepsilon}$ теңлигінің орынланатуғынлығынан (142-параграфқа қараңыз) келип шығады. Сонлықтан $\mathbf{E}_0 = \varepsilon \mathbf{E} = \mathbf{D}$ теңлиги орынлы болады.

Диэлектриктегі майдан үшін Остроградский-Гаусс теоремасы түрі өзгерген формаға ийе болады. Поляризацияланған диэлектрикті аламыз хәм диэлектриктің ишинде ықтыярлы түрде алынған S бети арқалы өтетуғын кернеуліктің ағысын санаймыз. Беттің ишиндегі толық заряд Q' еки бөлімнен тұрады: диэлектрикке сырттан киргизілген Q_0

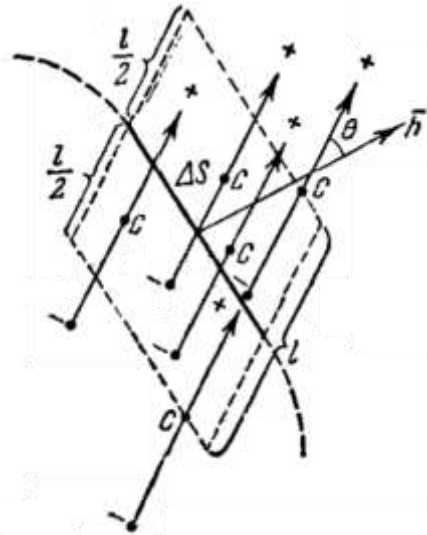
зарядынан хәм диэлектриктің поляризацияланыуының салдарынан пайда болған Q' байланысқан зарядынан. Сонлықтан

$$\sum E_n \Delta S = 4\pi Q = 4\pi(Q_0 + Q') \quad (11)$$

теңлигине ийе боламыз. Бул теңликлерде n арқалы S бетинің ноқатларындағы сыртқы нормалды аңғартады.



63-сүрөт. Еки диэлектриктің шегарасы арқалы өткенде индукция сызықларының үзликсизлиги.



64-сүрөт. Байланысқан зарядтың мұғдарын есаплауға.

Q' зарядын есаплаймыз. Толығы менен S бетинің ишинде жайласқан молекулалар бул беттиң ишинде компенсацияланбаған зарядты пайда етпейтуғынлығы түсиникли. Компенсацияланбаған зарядты S бети менен кесилисетуғын молекулалар ғана пайда етеди. S бетинің шеклеринен оң заряды шығатуғын молекулалар усы S бетинің ишинде терис зарядты береді, ал беттиң шеклеринен терис заряды шығатуғын молекулалар S бетинің ишинде оң зарядты пайда етеди. Беттиң ΔS элементин аламыз хәм усы элементти неше молекуланың кесетуғынлығын есаплаймыз. ΔS элементинің қасында молекулалардың моментлери шамасы бойынша да, бағыты бойынша да бирдей, ал олардың моменти $\mathbf{p} = q\mathbf{l}$ шамасына тең деп болжаймыз (l арқалы молекуланың оң хәм терис зарядларының арасындағы қашықтық белгиленген). Диполлардың көшерлери ($\mathbf{l}$ бағытында бағытланған) ΔS элементине түсирилген сыртқы нормаль $\mathbf{n}$ менен α мүйешин жасайды деп болжаймыз. ΔS элементинің орайы C усы ΔS элементинен $\mathbf{n}$ ниң бағытында беттиң еки тәрәпинде $\frac{l}{2}$ шамасынан үлкен болмаған қашықтықларда жайласқан молекулаларды кесип өтетуғынлығы өз-өзинен түсиникли (64-сүрөтке қараңыз, l - диполдиң узынлығы). Солай етип, ΔS элементи орайлары ұлтаны ΔS , жасаушысының узынлығы l болған қыя цилиндрдиң ишинде жайласқан молекулаларды кесип өтеди. Көлем бирлигиндеги диполлардың орайларының саны n_0 шамасына тең деп болжап, ΔS элементи тәрәпинен кесип өтилген молекулалардың саны ушын

$$n_0 \Delta S l \cos(\mathbf{n}, \mathbf{l})$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Егер $\mathbf{l}$ диң бағыты $\mathbf{n}$ ниң бағыты менен сүйир мүйешти пайда ететуғын болса, онда хәр бир кесип өтилген молекула S бетинің ишинде q терис зарядын пайда етеди ($\mathbf{l}$ оң зарядтан терис зарядқа қарай бағытланған). Солай етип, ΔS элементи кесип өткен молекулалар S бетинің ишинде мұғдары

$$-qn_0 l \Delta S \cos(\mathbf{n}, \mathbf{l})$$

шамасына тең компенсацияланбаған зарядты пайда етеді (егер ΔS элементи $\mathbf{l}$ диң бағыты менен доғал мүйеш жасайтуғын сыртқы нормалды пайда етсе, онда жоқарыда келтирилген аңлатпа теріс зарядты береді). Усының менен бірге $q\mathbf{n}_0 = \mathbf{P}$ орталықтың поляризация векторы болып табылады (көлемнің бір бірлігінің моменти), демек ΔS элементінің кесіуінен пайда болған артықмаш зарядтың мұғдарын

$$-P \cos(\mathbf{n}, \mathbf{P}) \Delta S = -P_n \Delta S$$

түрінде жазыуға болады. Бұл аңлатпадағы P_n шамасы ΔS элементіне түсірінден сыртқы нормалдың бағытындағы поляризация векторының проекциясы болып табылады.

Барлық S бетінің ишіндегі толық зарядты барлық ΔS элементи бойынша зарядларды қосыу жолы менен аламыз:

$$Q' = - \sum P_n \Delta S.$$

Q' үшін жазылған бұл аңлатпаны (11)-аңлатпаға қойып

$$\sum E_n \Delta S = 4\pi \left(Q - \sum P_n \Delta S \right)$$

ямаса

$$\sum (E_n + 4\pi P_n) \Delta S = 4\pi Q$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Усының менен бірге $\mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P}$ қосындысы $\mathbf{D}$ электростатикалық индукция векторы болып табылады. Буннан ең ақырында

$$\sum D_n \Delta S = 4\pi Q$$

аңлатпасын аламыз.

Бұл нәтиже диэлектрик үшін Остроградский-Гаусс теоремасын береді: ықтыярлы түйік бет арқалы өтетүгін электростатикалық индукция векторының ағысы ұсы беттің ишіндегі *еркін зарядтың* мұғдарын 4π ге көбейткенге тең.

130-параграфта электростатикалық майданның кернеулігі $\mathbf{E}$ менен көлемлік зарядлардың тығызлығы ρ арасында

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 4\pi \rho \quad (12)$$

ямаса

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi \rho \quad (12a)$$

түріндегі байланыстың бар екенлігін көрсетілген еді. Диэлектриктер болған жағдайда ρ арқалы көлемлік зарядлардың да, еркін зарядлардың да көлемлік тығызлығы болып табылады. Диэлектриктер бар болған жағдайда еркін зарядлардың көлемлік тығызлығы болған ρ_0 шамасы $\mathbf{D}$ векторының дивергенциясын анықтайды. Хәқыйқатында да (1a) формула бойынша

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P}.$$

Бұл теңліктегі $\mathbf{P}$ - поляризация векторы. Буннан

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \operatorname{div} \mathbf{E} + 4\pi \operatorname{div} \mathbf{P} \quad (13)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

141-параграфта айтылғанлар бойынша, $\operatorname{div} \mathbf{P} = -\rho'$, ρ' - байланысқан зарядлардың көлемлік тығызлығы. (13)-аңлатпаға $\operatorname{div} \mathbf{P}$ ның бұл мәнісін хәм (12a) бойынша $\operatorname{div} \mathbf{E}$ нің мәнісін қойып

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = 4\pi(\rho - \rho')$$

формуласына ийе боламыз. Бирақ, $\rho - \rho' = \rho_0$, бұл теңлікте ρ_0 - еркін зарядлардың көлемлік тығызлығы. Буннан

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = 4\pi \rho_0, \quad (14)$$

теңлемесін табамыз. Солай етип, $\mathbf{D}$ векторының дивергенциясы тек еркін зарядлардың тығызлығы бойынша анықланады екен.

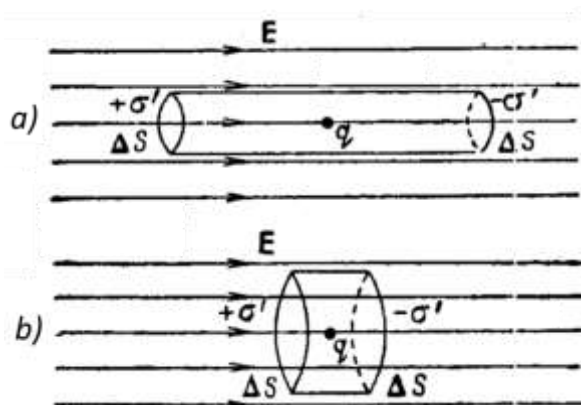
$\mathbf{E}$ векторы үшін (12a) аңлатпасы Остроградский-Гаусс теоремасының нәтижесі сыпатында

алынған еди. Керисинше, (12а) қатнасын қанаатландыратуғын векторды Остроградский-Гаусс теоремасын қанаатландыратуғынын көрсетиўге болады. (14)-теңликтен және қалеген диэлектриктеги $\mathbf{D}$ векторының Остроградский-Гаусс теоремасын қанаатландыратуғыны, тек ғана еркин зарядлардың есапқа алыныўының керек екенлиги келип шығады.

§ 145. $\mathbf{E}$ хәм $\mathbf{D}$ векторларын зарядқа тәсир ететуғын күш бойынша анықлаў. Бослық ушын $\mathbf{E}$ ни бир бирлик оң зарядқа тәсир ететуғын күш сыпатында анықладық (124-параграф). Егер майданның берилген ноқатында жайластырылған q зарядына $\mathbf{f}$ күши тәсир ететуғын болса, онда усы ноқаттағы майданның кернеўлиги $\mathbf{E}$

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{f}}{q}. \quad (1)$$

қатнасының жәрдемінде анықланады. Бул жағдайда еки моментке итибар берий керек: 1) "сынап көрилетуғын" q зарядының ноқатлық болыўы, яғный шеклерінде майданның кернеўлиги турақлы болатуғындай киши өлшемлерге ийе денеде топланған болыўы керек; 2) q зарядын алып келиў майданды пайда ететуғын зарядлардың шамасына хәм өз-ара жайласыўларына ҳеш қандай тәсир етпеўи керек. Бул еки шәртти де ис жүзинде орынлаўға болады. Оның ушын q зарядын жүдә киши етип алыў хәм оны өлшемлери майданды пайда ететуғын қалеген зарядқа шекемги қашықлықтан киши етип алыў керек.



65-сүўрет.

Диэлектриктеги қуўыслық: а) жиңишке цилиндр тәризли, б) кең, қысқа цилиндр тәризли.

142-параграфта анықлағанымыздай, диэлектриктеги майданның кернеўлиги $\mathbf{E}$ ни еркин зарядлар пайда еткен $\mathbf{E}_0$ кернеўлиги менен байланысқан зарядлар пайда еткен $\mathbf{E}'$ кернеўликлериниң қосындысына тең:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}'.$$

Бизиң 143-параграфта көрсеткенимиздей, диэлектриктиң ишинде жайластырылған зарядланған денеге тәсир ететуғын күштиң $\mathbf{f} = q\mathbf{E}$ формуласының жәрдемінде анықланбайды (бул теңликте q арқалы биз қарап атырған денеде топланған заряд белгиленген). Бул дене менен диэлектриктиң арасындағы шегарада қосымша бетлик зарядлардың пайда болатуғынлығы менен байланыслы. Олардың шамасы q зарядының шамасынан хәм усы заряд топланған денениң өлшемлери менен формасынан ғәрезли. *Усының менен бирге* диэлектриктиң өзінде хәм оның шегараларында күшлерди пайда ететуғын механикалық керийлер пайда болады. Қосымша байланысқан зарядлар денелердиң өлшемлери киши болғанда да жоғалмайды хәм, сонлықтан, улыўма айтқанда диэлектриктеги майданның кернеўлиги $\mathbf{E}$ ни "сынап көрилетуғын" q зарядын пайдаланып (1)-теңликтің тийкарында анықлаўға болмайды.

Диэлектриктеги керийлердиң пайда болыўының себебинен пайда болған механикалық күшлерден *диэлектриктиң ишинде қуўыслықты пайда етип*, усы қуўыслықтың ишине оның дийўалларына тиймейтуғын "сынап көрилетуғын" зарядты орналастырыў арқалы қутылыўға болады. Бирақ, бул жағдайда "сынап көрилетуғын" зарядқа тәсир ететуғын күш

қуыслықтың формасы менен өлшемлеринен ғарезли болады хәм ұсыған сәйкес, ұлыўма айтқанда тек диэлектриктиң ишиндеги майданның кернеўли E арқалы анықланбайды

Шексиз үлкен бир текли диэлектрикти қараймыз. Оның ишинде ұзын хәм жиңишке цилиндр тәризли қуыслықты пайда етемиз хәм оның жасаўшылары кернеўлик сызықлары E ге параллель болсын (65-а сүүрет). Бул қуыслықтың орта бөлиmine жүдә кишкене болған денеде топланған "сынап көрилетуғын" q зарядын орналастырамыз. Бундай жағдайда ұсы q зарядының тәсиринде қуыслықтың бетлеринде пайда болатуғын байланысқан зарядларды есапқа алмаўға болатуғындай және q зарядына тек E майданы тәрепинен тәсир ететуғын күшти хәм ұсы майданның тәсиринде қуыслықтың шегарасында пайда болатуғын $\pm\sigma'$ байланысқан зарядларын есапқа аламыз. Бундай жағдайда q сынап көрилетуғын зарядына тәсир ететуғын күш мынаған тең:

$$f = qE + f'.$$

Бул теңликте f' - байланысқан $\pm\sigma'$ зарядлары пайда еткен күш. Цилиндрди жасаўшылар E векторына параллель болғанлықтан, байланысқан зарядлар тек цилиндрдиң ΔS ұлтанларында ғана пайда болады; бул зарядлардың шамасы $Q_i = \pm\sigma' \Delta S$. Егер цилиндр жиңишке және ұзын болса, онда Q_i зарядлары киши (ΔS бетлери киши) хәм олар "сынап көрилетуғын" q зарядынан алыста жайласады. Сонлықтан, f' күши qE күшине салыстырғанда киши хәм оны есапқа алмаўға болады; бундай жағдайда (2)-теңлик мынаны береді:

$$f = qE.$$

Демек, жасаўшысы кернеўлик сызықларына параллель болған жиңишке хәм ұзын цилиндр түриндеги қуыслықтың ортасына жайластырылған киши сынап көрилетуғын зарядқа тәсир ететуғын күш диэлектриктеги майданның кернеўлиги E бойынша анықланады.

Енди басқа формаға ийе болған қуыслықты қараймыз: ұлтаны ΔS кернеўлик сызықлары E ге перпендикуляр болған қысқа хәм кең цилиндр (65-б сүүрет). Енди $Q_i = \pm\sigma' \Delta S$ байланысқан зарядларының тәсирин есапқа алмаўға болмайды.

Цилиндрдиң ұлтанларын бир бирине параллель болған шексиз үлкен тегисликлер деп есаплап, байланысқан зарядлардың оның арасында кернеўлигиниң сан шамасы

$$E' = 4\pi\sigma' = 4\pi\epsilon E$$

теңлиги менен анықланатуғын майданды пайда етеди. Бул кернеўлик

$$f' = q \cdot 4\pi\epsilon E$$

шамасына тең күшти пайда етеди. Буннан кейин (2)-теңлик

$$f = q(E + 4\pi\epsilon E)$$

ямаса

$$f = q(E + 4\pi P)$$

теңлигин береді. Бул теңликте P – поляризация векторы. Бирақ, 144-параграфтағы (1а) теңлиги бойынша

$$E + 4\pi P = D$$

теңлигине ийе боламыз. Бул теңликте D – электростатикалық индукция векторы. Солай етип,

$$f = qD \quad (3)$$

теңлигине ийе боламыз, яғный ұлтанлары кернеўлик сызықларына перпендикуляр болған қысқа, кең цилиндр түриндеги қуыслықтың ортасына жайластырылған сынап көрилетуғын зарядқа тәсир ететуғын күш диэлектриктеги электростатикалық индукция векторы D ның мәниси бойынша анықланады.

Жоқарыда айтылғанлардан және бир рет қуыслықтың ишине жайластырылған "сынап көрилетуғын" зарядқа тәсир ететуғын күштиң сол қуыслықтың формасы менен өлшемлеринен ғарезли екенлиги көринип тур. Дара жағдайда, қуыслықтың ишине

киргизилген "сынап көрилетуғын" зарядқа тәсир ететуғын күштің шамасы тек майданның кернеулиги E бойынша ямаса тек индукциясы D бойынша анықланады.

Усының менен бирге E векторының физикалық мәнісін басқа ұсыл менен де анықлауға болады. Оның үшін "сынып көрилетуғын" заряд сыпатында макроскопиялық (дым киши болса да) денеде топланған зарядты емес, ал қандай да бир элементар зарядланған бөлекшени (мысалы, электронды) аламыз. Айырым электрон, егер ол қатты заттың молекулаларының арасында тұрған болса да, барлық ұақытта бослықта тұрған болады. Усы электронға тәсир ететуғын f күштің оның e зарядына қатнасы электрон тұрған ноқаттағы майданның кернеулигин анықлайды. Кернеуликтің бұл мәнісін $E_{\text{микро}}$ арқалы белгилейміз. Бұл белгидеги "микро" индекси майданның кернеулигинің микроскопиялық бөлекшениң жәрдемінде анықланғанлығын аңғартады. Майданның кернеулиги $E_{\text{микро}}$ ниң мәніси үшін хәр қыйлы шамалар алынады (электронның молекуланың құрамына киретуғын анау ямаса мынау зарядтың қасында жайласқанлығына байланысly). Егер бир электронды физикалық киши болған көлемнің ықтыярлы түрде алынған хәр қыйлы ноқатларына жайластырсақ, онда кернеуликтің орташа мәніси $E_{\text{микро}}$ табылады хәм оның шамасы еркін хәм байланысқан барлық зарядлардың жыйнағы бойынша анықланады (бул жағдай диэлектриктеги берілген көлемнің шеклеріндеги майданның кернеулиги E ни береді).

$E_{\text{микро}}$ шамасын анықлауда биз электронды диэлектриктің молекулаларына салыстырғанда ықтыярлы түрде сайлап алынған ноқатларға жайластырғанымызды атап айтыу әхмийетли. Егер диэлектриктің ишінде белгили болған молекулаларды айырып алсақ, онда бир молекула жайласқан көлемнің шеклеріндеги орташа кернеулик E_1 диң шамасы $E_{\text{микро}}$ дан өзгеше хәм, ұсыған сәйкес, майданның кернеулиги E ден өзгеше болады. Бул мынадай жағдай менен байланысly: *гәп молекулалардың орайлары тұрған ноқатлардағы майданның кернеулигинің мәніси хаққында айтылып атыр хәм кернеулик анықланған ұақытта молекула өзи ийелеп тұрған орыннан сыртқа алып кетилген деген* болжау қабыл етилген. Солай етип, енди орташа мәніс алынатуғын ноқатлар ықтыярлы түрде сайлап алынған емес, бул ноқатқа салыстырғанда поляризацияланған диэлектриктің молекулалары тәртіпсиз жайласқан емес хәм олар өзлеринің қосымша майданларын береді.

Сәйкес есаплаулар изотроп диэлектриктің ишінде жайласқан молекулаға тәсир ететуғын орташа майданның кернеулиги E_1

$$E_1 = E + \frac{4\pi}{3} P \quad (4)$$

шамасына тең, бул аңлатпада P - диэлектриктің поляризация векторы.

§ 146. Диполлик диэлектриклер. Молекулалардың диполлик моментлерін анықлау. Усы ұақытларға шекем биз, дәслепп молекулаларының диполлик моменти бар ма еди ямаса олар сыртқы майданның тәсирінде пайда болды ма деген сораудан ғәрезсиз диэлектриктің поляризациясының нәтижеси бирдей болып алынады деп есапладық. Бирақ, диполлик хәм диполлик емес молекулалардан туратуғын диэлектриклердің арасындағы айырманы анықлауға хәм поляр молекулалардың диполлик моментлерін есаплауға мүмкиншилик беретуғын құбылыстар бар.

Усы ұақытқа шекем биз поляризация векторы P ның мәніси

$$P = \chi E,$$

теңлигинің жәрдемінде анықланады деп есапладық. Бул теңликте E - диэлектриктеги майданның кернеулиги хәм χ - диэлектриктің поляризация коэффициенті. P ны былайынша көрсетиуге болады деп болжайық:

$$P = \alpha n_0 E_1. \quad (1)$$

Бул теңликте n_0 - көлемнің бир бирлигиндеги молекулалардың саны, E_1 - молекулаға

тәсир ететұғын кернеуліктің орташа мәнісі және α – молекуланың поляризациялану коэффициенті.

(1)-теңлікке $\mathbf{E}_1$ нің орнына оның 145-параграфтағы (4)-формула бойынша мәнісін қойып

$$\mathbf{P} = \alpha n_0 \left(\mathbf{E} + \frac{4\pi}{3} \mathbf{P} \right)$$

формуласын және бұннан

$$\mathbf{P} \left(1 - \frac{4\pi}{3} \alpha n_0 \right) = \alpha n_0 \mathbf{E} \quad (2)$$

теңлігін келеміз. Бірақ, $\mathbf{P} = \chi \mathbf{E}$ қатнасын пайдаланып және $1 + 4\pi\chi = \varepsilon$ екенлігін аңғарып (ε – диэлектрик тұрақты), біз екінші тәрептен мынадай аңдатпаны жаза аламыз:

$$\mathbf{P} = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} \mathbf{E}.$$

$\mathbf{P}$ үшін жазылған бұл формуланы (2)-формулаға қойып, мынаны аламыз:

$$\frac{\varepsilon - 1}{4\pi} \mathbf{E} \left(1 - \frac{4\pi}{3} \alpha n_0 \right) = \alpha n_0 \mathbf{E}.$$

Бұннан әпіуайы алгебралық түрлендіріулерден кейін

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{1}{n_0} = \frac{4\pi}{3} \alpha$$

қатнасына ийе боламыз. Көлем бірлігіндегі молекулалардың саны n_0 мынаған тең $N \frac{\delta}{\mu}$, бұл аңдатпада μ – диэлектрик заттың молекулалық салмағы, δ – оның тығызлығы және N – Авагадро саны; бұннан мынаны аламыз:

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{\mu}{\delta} = \frac{4\pi}{3} \alpha N. \quad (3)$$

Молекулалардың поляризация коэффициенті α молекулалардың әр бир сорты үшін тұрақты болғанлықтан, әр бир берілген диэлектрик үшін $\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{\mu}{\delta}$ шамасы да оның, қандай бир сыртқы тәсірлердің, мысалы, басымның ямаса температураның қ.т.б. себебинен тығызлығының өзгерісінен ғәрезсіз тұрақты болып қала береді. $\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{\mu}{\delta}$ шамасы *молекулалық (ямаса моллик) поляризация* деп аталады. Молекулалық поляризацияның ү тығызлығынан ғәрезсізлігі тығызлығы сыртқы басымның тәсірінде аңсат өзгеретуғын газлерде эксперименталлық жақтан тексеріп көріліуі мүмкін.

Молекулалық поляризация үшін жазылған (3)-аңдатпа диполлик емес диэлектриклер үшін дұрыс. Диполлик диэлектриклерде молекулалардың меншикли $\mathbf{p}_0$ моментке ийе екенлігін атап өттік. Сыртқы электр майданының тәсірінде олар өзіннің диполлары менен майданның бағытында жайласады. Бірақ, бұл бағытлаушы тәсірге тәртіпсіз жыллылық қозғалыслары кесент береді. Температура T қанша жоқары болса молекулалардың жыллылық қозғалысларының орташа мәнісі де жоқары болады және сыртқы электр майданының бағытлаушы тәсірі хәлсирейді. Бұл диэлектриктің поляризация векторы $\mathbf{P}$ ның температурадан ғәрезлі болыуына алып келеді. Сәйкес есаплаулар P үшін

$$P = n_0 \frac{p_0^2 E_1}{3kT}$$

формуласының орынлы екенлігін көрсетеді. Бұл формулада k арқалы Больцман тұрақтысы белгіленген.

Егер жоқарыда айтылғанлар менен бирге молекулалардың диполлери E майданының тәсірінде үлкейетуғын болса (яғнай молекулалардың поляризация коэффициенті α нолге тең емес), онда диэлектриктің поляризация векторы $\mathbf{P}$ ның сан мәнісі

$$P = \alpha n_0 E_1 + n_0 \frac{p_0^2 E_1}{3kT}$$

шамасына тең болады және бұнан молекулалық поляризация үшін (3) тиіс орнына

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{\mu}{\delta} = \left(\frac{4\pi}{3} \alpha + \frac{4\pi}{9} \frac{p_0^2}{kT} \right) N \quad (4)$$

аңдатпасы алынады. Солай етіп, диполлік диэлектриктер үшін молекулалық поляризация диэлектриктің абсолют температурасы T дан ғарезли болған ағзаға ийе болады екен. Бұл ғарезлик газлерде айқын көринеді. Молекулалық поляризацияның T ға байланыссы өзгеріуінің жүрисін экспериментте анықлап қар қыйлы поляр молекулалар үшін p_0 диполлік моментті анықлауға болады. Поляр молекулалардың диполлік моментлерінің шамалары $1 \cdot 10^{-18}$ CGSE-бирліктері менен $6 \cdot 10^{-18}$ CGSE-бирліктерінің арасындағы мәніслерге ийе болады. Бұндай моменттер зарядлары электронның зарядына тең және бир биринен 10^{-8} см қашықтықта жайласқан еки нокатлық зарядтың диполлік моментіне тең.

Инерт газлердің атомлары менен базы бир еки атомлы молекулалардың (мысалы, H_2 , N_2) диполлік моменттері нолге тең. Молекулалардың диполлік моменттерін анықлау олардың құрылысын үйрениуде әхмийетлі орынды ийелейді (айрықша органикалық химияда). Затлардың белгилі класслары химиялық бирикпелердің ұсындай әуладлары үшін тән болған и ға ийе. Базы бир затлардың диполлік моменттерінің мәнісleri II кестеде берілген.

Сұйық және қатты диэлектриктерде молекулалардың арасындағы өз-ара тәсірлесіуді есапқа алу керек. Бұл сыртқы электр майданының тәсіріндегі молекулаларды бұруудың базы бир киші, бирақ сезилерліктей ұақытты талап ететуғынына алып келеді.

II кесте.

Электрлік диполлік моменттер

Зат	$p_0, 10^{-18}$ CGSE
Хлорлы водород HCl	1,03
Су H_2O	1,85
Аммиак NH_3	1,5
Спиртлер	1,7
Әпиұайы эфирлер	1,2
Органикалық кислоталар	1,4

Егер шамасы бойынша тез өзгеретуғын өзгермелі электр майданына диэлектрикті алып келсек, онда молекулалар майдан менен бирге бұрылып үлгермейді және (4)-формуладағы екінші ағзаның тұтқан орны кемейеді.

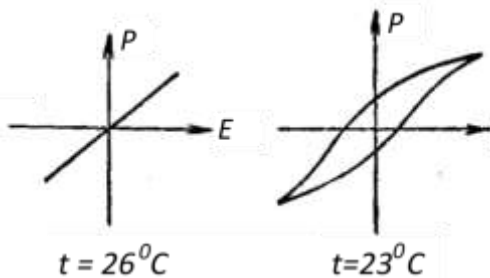
Ең ақырында, биз мынадай жағдайды атап өтеміз: барлық талланған жағдайлардағы кернеуліктен ғарезли болмаған ε диэлектрик туралының болуы P поляризация векторының майданның кернеулігі E ден пропорционаллығының салдары болып табылады.

Бирақ, "диэлектрик туралы" ε си туралы болмаған, ал майданның кернеулігі E ден ғарезли болатуғын денелер де бар. Ұсындай әуладқа киретуғын диэлектриктер оларды ферромагнит денелердің магниттік қасиеттері менен жақынластыратуғын өзине тән қасиеттерге ийе болады.

Бұндай қасиеттер биринші рет сегнет дузында (вино кислотасының қос нетрий-калийлік дузы) совет физиктері Б.В.Курчатов пенен П.П.Кобеко тәрепинен табылды және дуздың атамасы бойынша сегнетоэлектрик қасиеттер деп аталады¹⁰. Сегнет дузының

¹⁰ Халық аралық илимий әдебиеттерде "сегнетоэлектрик" атамасының орнында

қасиеті шамасы 25°C болған температураның базы бір Θ мәнісінен жоқары ямаса төмен болуына байланысты пүткіллей хәр қыйлы болады (ферромагнетик үшін "Кюри нокатының аналогы; 203-параграф). $T > \Theta$ температураларда майданның кернеулігі менен поляризация векторының арасындағы пропорционаллық сақланады: $\mathbf{P} = \chi \mathbf{E}$; ұсының менен бирге χ коэффициенті температурадан $\chi(T - \Theta) = \text{const}$ нызамы бойынша ғарезли. $T < \Theta$ температураларда поляризация векторы $\mathbf{P}$ менен майданның кернеулігі $\mathbf{E}$ арасындағы пропорционаллық бұзылады. $\mathbf{E}$ өзгергенде $\mathbf{P}$ векторы "кешигеди", яғни $\mathbf{E}$ ниң ертеректегі мәнісіне сәйкес келетуғын мәніске ийе болады. Бұл құбылыс гистерезис атамасына ийе (ферромагниттік денелердегі магниттік гистерезислік құбылыстарға ұқсас; 203-параграф). Майданның кернеулігі $\mathbf{E}$ шамасы хәм бағыты бойынша дәуірлі өзгергенде $T < \Theta$ температуралардағы $\mathbf{P}$ ның $\mathbf{E}$ ден ғарезлигі құрық тәрізлі формаға ийе болады (66-сүрет). Усындай құбылыстарды Б.М.Вул титанның базы бір дүзларында тапты, соның менен бирге олар үшін ε ниң мәнісі бір неше мыңға жетеди.



66-сүрет.

Сегнет дузының поляризациясының
ұақытқа байланысты өзгеретуғын
майданның кернеулігінен ғарезлигі.

§ 147 Кристаллардың диэлектрик қасиеттері. Пьезоэлектрик. Усы ұақытларға шекем биз зарядлары сыртқы электр майданының тәсирінде аұыса алатуғын ямаса бұрылатуғын айырым молекулалардан тұратуғын диэлектриктерди қарадық. Бундай көз қарас газ тәрізлі, сұйық хәм аморф қатты денелер үшін орынлы болады. Ионлық кристаллардың поляризациясының характери пүткілліей басқа. I томда көрсетилип өтилгендей, ионлық кристаллар хәр қыйлы белгиге ийе ионлар дұрыс түрде гезеклесип жайласатуғын кеңіктерлік пәндерлерди пайда етеди. Мысалы, тас дузының кристаллары натрийдің оң зарядланған ионлары менен хлордың теріс зарядланған ионларының гезеклесип жайласуынан ибарат. Бундай кристалда айырым молекуланы айырып алуға болмайды. Усыған сәйкес, кристалдың поляризациясы барлық оң зарядланған ионлардың майданның бағытында, ал теріс зарядланған ионлардың оған қарама-қарсы бағыттағы аұысуларына алып келинеди.

Кристаллардың поляризацияланушылығы электростатикалық кернеулік векторы $\mathbf{E}$ менен кристаллографиялық көшерлердің бағытлары арасындағы мүйешке байланысты хәр қыйлы болуы мүмкін. Бұл жағдайда поляризация векторы $\mathbf{P}$ менен $\mathbf{E}$ векторы бағытлас болмайды хәм, ұсыған сәйкес, $\mathbf{P}$ менен $\mathbf{E}$ векторларының арасындағы байланысты 141-параграфтағы әпиұайы болған (2)-қатнастың жәрдемінде аңғартуға болмайды. Улыұма жағдайда бир дана χ шамасының орнына тоғыз дана χ_{ik} шамаларын киргизиўге түүры келеди. Усы шамалардың жәрдемінде $\mathbf{P}$ менен $\mathbf{E}$ шамаларының координаталар көшерлериниң бағытындағы құраушыларының арасындағы сызықты байланыс аңғартылады:

$$P_x = \chi_{xx}E_x + \chi_{xy}E_y + \chi_{xz}E_z,$$

$$P_y = \chi_{yx}E_x + \chi_{yy}E_y + \chi_{yz}E_z,$$

$$P_z = \chi_{zx}E_x + \chi_{zy}E_y + \chi_{zz}E_z.$$

Усыған сәйкес $\mathbf{D}$ электростатикалық индукция векторы $\mathbf{E}$ векторына параллель емес хәм

"ферроэлектрик" атамасы қолланылады (Аўдарыўшылар).

диэлектриклик тұрақлы ε ниң орнына ұлыўма жағдайда тоғыз ε_{ik} шамаларын киргизий керек болады.

Кристаллық пәнжередеги бөлекшелердиң кеңисликтеги дурыс жайласыўы айрықша эффект болған *пьезоэлектрлик эффект* деп аталатуғын эффекттиң жүзеге келиўине алып келеди; бул эффекттиң мәниси мынадан ибарат: айырым кристаллардың қаптал бетлеринде механикалық деформацияның салдарынан (мысалы, қысқанда ямаса созғанда) электр зарядлары пайда болады.

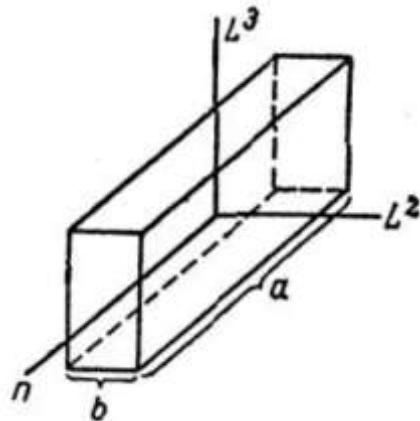
Пьезоэлектрлик эффект кварцта, турмалинде, сегнет дузында, қантта, цинк сульфидинде хәм және бир қатар кристалларда бақланады. Қысыўшы күштиң шамасы 1 кГ болғанда, кварцтың қарама-қарсы қапталларында вольттиң жүзден бириндей шамадағы потенциаллар айырмасы пайда болады. Сегнет дузы кристаллында эффект күшлирек.

Жоқарыда тәрийипленген тўўры пьезоэлектрлик эффект пенен бир қатарда кери пьезоэлектрлик эффект те бар. Кери пьезоэлектрлик эффектте электр майданы түсирилгенде кристалдың ұзайыўы ямаса қысқарыўы орын алады (*электрострикция*). Электрострикциядағы кристалдың өлшемлериниң өзгериси жүдә киши: жүзлеген вольт шамасындағы потенциаллар айырмасы түскенде кристаллық денениң сызықлы өлшеми шама менен 10^{-7} сантиметрге өзгереді.

Хәзирги ўақыттағы техникада тўўры хәм кери пьезоэлектрлик эффектлер кең түрде пайдаланылмақта. I томда биз пьезокварцларды пайдаланыў жолы менен ультрасеслерди пайда етиў хәм бақлаўды көрсеткен едик. Радиотехинкада пьезокварцлар электрлик тербелислерди стабилизациялаў ушын қолланылады. Пьезокварцлар хәр қыйлы өлшеў әсбапларында да хәм ўақыттың эталонларын соғыў ушын пайдаланылады.

67-сўрет.

Кварцтан соғылған параллелепипед.



Пьезоэлектрлик эффектти алыў ушын кварц кристаллынан тўўры мўйешли параллелепипед кесип алынады (67-сўрет). Бундай параллелепипедтеги қабырғанлардың бир системасы L^3 оптикалық көшери деп аталатуғын көшерге, екинши системасы L^2 қос көшери деп аталатуғын (электрлик көшерлер) көшерлердиң бирине параллель. Усындай етип кесип алынған пьезокварцқа L^2 көшерине прараллель бағытта қысыўшы f күшин түсиргенде L^2 көшерине нормаль болған қапталларда бир бирине тең, белгилери қарама-қарсы болған $+q$ хәм $-q$ зарядлары пайда болады. Электрдиң муғдары q қысыўшы күш f ке пропорционал хәм кварц пластинкасының өлшемлеринен ғәрезсиз:

$$q_{\parallel} = kf;$$

Бул эффектти *бойлық пьезоэлектрлик эффект* деп атайды. k шамасын кварцтың пьезоэлектрлик тұрақлысы деп атайды; егер q дың мәниси CGSE-бирликлеринде, ал f диналарда өлшенген болса, онда оның мәниси шама менен $6,5 \cdot 10^{-8}$ ке тең.

Егер тәсир ететуғын күш f оптикалық L^3 көшерине параллель болса, онда зарядлардың пайда болыўы бақланбайды.

Егер f күши L^2 хәм L^3 көшерлері жататуғын тегисликке перпендикуляр болған $\mathbf{n}$ бағытында түсетуғын болса, онда *көлденең пьезоэлектрлик эффект* деп аталатуғын пьезоэффект пайда болады. Зарядлар L^2 көшерине нормаль бағытланған қапталларда пайда болады, бирақ олардың белгиси бойлық пьезоэффекттегиге салыстырғанда қарама-қарсы. Бундай жағдайда хәр бир қаптал бетте пайда болатуғын электр зарядларының мұғдары $q_{\perp}$ мынаған тең:

$$q_{\perp} = k \frac{a}{b} f.$$

Бул теңликте k бұрынғы мәнісине тең, ал a арқалы тәсир ететуғын f күшинің бағытындағы пластинканың қалыңлығы, b арқалы L^2 көшеринің бағытындағы қалыңлығы белгиленген.

Күштиң белгиси өзгергенде q зарядының белгиси де өзгереді, егер бир қапталда қысқанда оң заряд пайда болса, созғанда терис заряд пайда болады (хәм керисинше).

Кери пьезоэлектрлик эффектти бақлау үшін пьезокварцтың қапталларына металл астарлар жабыстырылады хәм оларға электр зарядлары бериледи; бундай жағдайда майданның бағытына байланысly кристаллық пластинка қысылады ямаса кеңейеди.

§ 148 Конденсаторлар. 136-параграфта биз астарларының арасы бос болған тегис конденсаторды қарадық хәм оның сыйымлығы C үшін

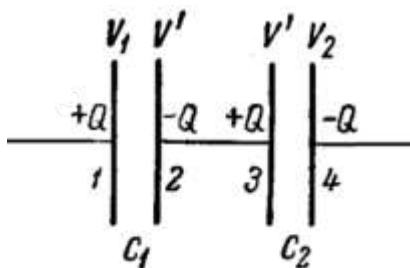
$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2} = \frac{S}{4\pi d} \quad (1)$$

аңлатпасын алдық. Бул аңлатпада S - конденсатордың пластиналарының биринің бетинің майданы, ал d - пластиналардың арасындағы қашықтық. Пластиналардың арасында диэлектриклик тұрақтысы ε болған диэлектрик болған жағдайда, 139-параграфта айтылғандай, оның сыйымлығы болған C шамасы ε есе үлкейеди хәм

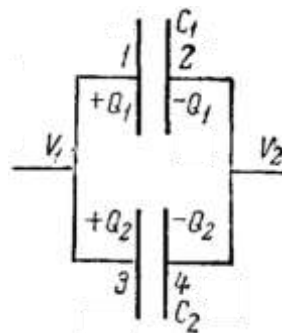
$$C = \frac{\varepsilon S}{4\pi d} \quad (2)$$

шамасына тең болады. Солай етип, конденсатордың сыйымлығы C пластинаның бетинің майданы S ке, диэлектриклик тұрақты ε ге туйры пропорционал хәм пластиналардың арасындағы қашықтық d ға кери пропорционал екен.

Енди конденсаторларды бир бири менен тутастырыуды қараймыз. Оларды избе-из хәм параллель тутастырыуға болады.



68-сүйрет. Конденсаторларды избе-из тутастырыу.



69-сүйрет. Конденсаторларды параллель тутастырыу.

Сыйымлықтары C_1 хәм C_2 болған еки конденсаторды избе-из тутастырыу 68-сүйретте келтирилген.

1 пластинасын $+Q$ заряды менен зарядлағанда бир өткізгіш болып табылатуғын 2 хәм 3 пластинкасында индукцияның салдарынан сәйкес $-Q$ хәм $+Q$ зарядлары, ал 4 пластинкасында $-Q$ заряд пайда болады.

1 пластинкасының потенциалын V_1 , ал 4 ал пластинкасының потенциалын V_2 арқалы, 2 хәм 3 пластинкаларының ұлыұмалық потенциалын V' арқалы белгилеймиз. Пластинкалардың хәр бир жұбы үшін мынадай қатнастарды жаза аламыз:

$$V_1 - V' = \frac{1}{C_1} Q, \quad V' - V_2 = \frac{1}{C_2} Q.$$

Бұл теңліктерде C_1 хәм C_2 арқалы тұтастырылған конденсаторлардың сыйымлықтары белгиленген. Бұл теңліктерди ағзама-ағза қосып,

$$V_1 - V_2 = \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \right) Q$$

теңлигине ийе боламыз. Екинши тәрәптен, мынаны жазыў мүмкин:

$$V_1 - V_2 = \frac{1}{C} Q,$$

Бұл теңликте C арқалы еки конденсаторды избе-из жалғаўдың салдарынан пайда болған қурамалы конденсатордың сыйымлығы белгиленген. Соңғы еки формуланы бир бири менен салыстырып

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \quad (3)$$

ямаса

$$C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}. \quad (3a)$$

теңликлерине ийе болады екенбиз.

Демек, конденсаторларды избе-из тұтастырыўдың нәтийжесинде алынған конденсатордың сыймылығының кери шамасы бир бири менен тұтастырылған конденсаторлардың сыйымлықтарының кери шамаларының қосындысына тең болады екен.

Сыйымлықтары C_1 хәм C_2 болған конденсаторларды параллель тұтастырғанда (69-сүррет) тұастырылған пластиналардың потенциаллары бирдей болады. Бирақ хәр қыйлы конденсаторлардың астарларындағы зарядлардың муғдарлары хәр қыйлы; оларды Q_1 хәм Q_2 арқалы белгилейик. Хәр бир конденсатор үшін астарлардағы зарядты, потенциаллар айырмасын хәм сыйымлықты байланыстыратуғын формуланы қолланамыз:

$$Q_1 = C_1(V_1 - V_2), \quad Q_2 = C_2(V_1 - V_2).$$

Бұл теңликтерди ағзама-ағза қосып

$$Q_1 + Q_2 = (C_1 + C_2)(V_1 - V_2).$$

теңлигине ийе боламыз. Екинши тәрәптен, мынадай теңликтерди жазыўға болады:

$$Q = Q_1 + Q_2 = C(V_1 - V_2).$$

Бұл теңликтерде C арқалы еки конденсатордан туратуғын системаның сыйымлығы белгиленген. Соңғы еки теңликти салыстырып,

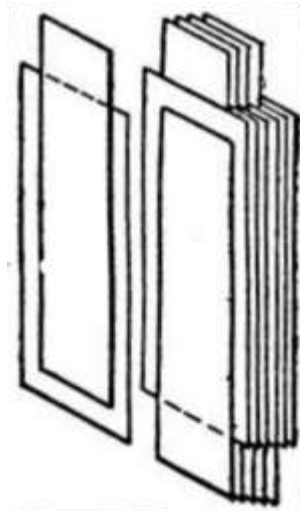
$$C = C_1 + C_2 \quad (4)$$

теңлигине ийе боламыз. Демек бир бири менен параллель тұтастырылған конденсаторлардың сыйымлығы олардың сыйымлықтарының қосындысына тең болады екен.

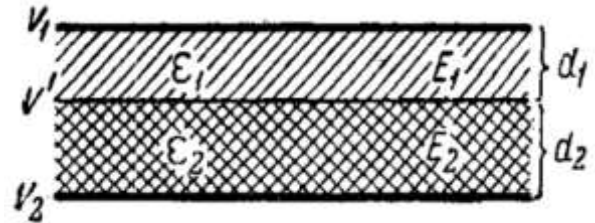
Әлбетте, алынған нәтийжелерди биргеликте тұтастырылған конденсаторлардың қәлеген саны үшін алыўға болады.

Конденсаторларды системаға тұтастырыў кең түрде қолланылады. Парафинленген қағаз ямаса слюда менен қапланған фольгадан соғылған тегис конденсаторлар жийи қолланылады. Фольгалардың хәр екиншиси бир бири менен тұтастырылады (70-сүррет). Сонлықтан бир бири менен тұтастырылған қатар санлары тақ болған фольгалар конденсатордың бир астарын, ал қатар санлары жұп болған фольгалар конденсатордың екинши астарын пайда етеди. Бундай конденсаторлар жүзлеген хәм оннан да үлкен

микрофарадаларға тең сыйымлыққа ийе болады хәм үлкен болмаған өлшемлерге ийе болған жағдайда да бир неше жүз вольт кернеўге шыдам бере алады.



70-сүрөт. Араларына парафинленген қағаз салынған фольгалардан соғылған тегис конденсатор.



71-сүрөт. Хәр қыйлы диэлектриклердің қатламлары бар тегис конденсатор.

Санлы мысал келтиремиз. Диэлектрик сыпатында қалыңлығы 0,05 мм болған диэлектриклик тұрақлысы $\epsilon = 1,8$ ге тең парафинленген қағазды пайдаланып, сыйымлығы 1 мкф болған тегис конденсаторды соғыў талап етилетуғын болсын. Оның өлшемлерин табамыз.

(2)-формуладан тегис конденсатордың сыйымлығының

$$C = \frac{\epsilon S}{4\pi d}$$

шамасына тең болатуғынлығына көз жеткермиз. Буннан, оның пластинасының майданы S тиң

$$S = \frac{4\pi d C}{\epsilon}$$

шамасына тең болатуғынлығын көремиз. Бул теңликке $C = 1 \cdot 10^{-6} \text{ ф} = 9 \cdot 10^5 \text{ см}$, $d = 0,005 \text{ см}$, $\epsilon = 1,8$ шамаларын қойып $S \cong 31000 \text{ см}^2$ шамасын аламыз. Фольганың хәр бир жапырағы (шеткилеринен басқа) еки тәрептен зарядланатуғын болғанлықтан, жапырақтың бетиниң улыўмалық майданы шама менен 31000 см^2 болуы керек. Егер айырым жапырақты $10 \times 10 \text{ см}^2$ өлшеминен ийе етип кесип алғанда, онда жапырақлардың улыўмалық саны 310 болады; фольганың қалыңлығы 0,001 см болған жағдайда, конденсатордың көлеми шама менен $2 \times 10 \times 10 \text{ см}^3$ шамасына тең болып, конденсатор тутасы менен үлкен болмаған тегис қутыда жайласады.

§ 149. Конденсаторлардың хәр қыйлы типлери. 1. Хәр қыйлы диэлектриклердің қатламлары бар тегис конденсатор. Тегис конденсатордың астарларының арасындағы кеңіслик диэлектриклик тұрақлылары ϵ_1 хәм ϵ_2 болған диэлектриктің еки қатламы менен толтырылған деп болжайық. Олардың қалыңлықтары сәйкес d_1 хәм d_2 болсын (71-сүрөт).

Бундай жағдайда сыйымлық C алдыңғы жағдайдағыдай

$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2} \quad (1)$$

қатнасының жәрдемінде анықланады. Бирақ, бул жағдайда биз еки диэлектриктің шегарасына ийе боламыз хәм бул шегара арқалы өткенде майданның кернеўлиги өзгериске ушырайды. Астарлардың арасы бос болған жағдайда олардың арасындағы майданның кернеўлигин E_0 арқалы белгилеймиз хәм ұсындай кернеўликти пайда етиў ушын керек болатуғын зарядлардың бетлик тығызлығы σ болады:

$$E_0 = 4\pi\sigma.$$

Диэлектриклердеги E_1 хәм E_2 кернеўликлери мына жағдайда болады (142-параграфқа қараңыз):

$$E_1 = \frac{4\pi\sigma}{\varepsilon_1} = \frac{E_0}{\varepsilon_1}, E_2 = \frac{4\pi\sigma}{\varepsilon_2} = \frac{E_0}{\varepsilon_2}.$$

Астарлардың бириндеги заряд:

$$Q = \sigma S = \frac{E_0}{4\pi} S. \quad (2)$$

Астарлардағы потенциаллар айырмасын майданның кернеулиги арқалы есаплауға болады. Еки диэлектриктің шегарасындағы потенциалды V' арқалы белгилеймиз, бундай жағдайда

$$\frac{V_1 - V'}{d_1} = E_1, \frac{V' - V_1}{d_2} = E_2.$$

Буннан

$$V_1 - V_2 = E_1 d_1 + E_2 d_2 = E_0 \left(\frac{d_1}{\varepsilon_1} + \frac{d_2}{\varepsilon_2} \right) \quad (3)$$

теңлигине ийе боламыз. (2)- хәм (3)-аңлатпаларды (1)-аңлатпаға қойып, конденсатордың сыйымлығы ушын

$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2} = \frac{E_0 S}{4\pi E_0} \left(\frac{d_1}{\varepsilon_1} + \frac{d_2}{\varepsilon_2} \right)$$

аңлатпасын аламыз. Буннан

$$C = - \frac{S}{4\pi \left(\frac{d_1}{\varepsilon_1} + \frac{d_2}{\varepsilon_2} \right)}. \quad (4)$$

формуласына ийе боламыз.

Сыйымлықтың қатламлардың жайласыу тәртібинен ғәрезсиз екенлигин аңсат аңғарыуға болады. Егер $d_0 = 0$ теңлигин алатуғын болсақ, онда бұл формула бир диэлектриги бар конденсатордың формуласына айланады.

Конденсатордың және де бир неше типин қараймыз.

2. Сфералық конденсатор. Сфералық конденсатор бир бирине концентрли болған еки сфералық астардан тұрады. Олардың радиусларын R_1 хәм R_2 арқалы белгилеймиз. Астарлардың арасындағы кеңислик диэлектриклик тұрақлысы ε ге тең болған диэлектрик пенен толтырылған; астарлардың зарядлары олардың бетлеринде тең өлшеули тарқалған хәм оларды $+Q$ хәм $-Q$, ал астарлардың потенциалларын сәйкес V_1 хәм V_2 арқалы белгилеймиз.

Жоқарыда дәлилленгендей (127-параграф), бир текли зарядланған сфералық беттің майданының кернеулиги оның ишинде нолге тең, ал оның сыртында сфераның орайында жайласқан муғдары сферада топланған зарядтың муғдарындай ноқатлық зарядтың пайда еткен майданның кернеулигиндей. Буннан, конденсатордың *астарларының арасындағы* майданның кернеулиги тек ишки астардың зарядлары тәрәпинен пайда етиледі хәм

$$E = \frac{Q}{\varepsilon r^2}$$

шамасына тең. Бұл қатнаста r - сфералық беттің орайына шекемги қашықлық.

r диң бағыты потенциалдың қәдди бетине түсірилген $\mathbf{n}$ нормаль менен бағытлас; буннан 131-параграфтағы (2-а) формула бойынша

$$E = - \frac{dV}{dr},$$

ал буннан

$$dV = - \frac{Q}{\varepsilon r^2} dr$$

қатнастарын аламыз.

Бир астардан екіншисине өткендеги потенциалдың толық өзгерисин бұл аңлатпаны R_1 ден R_2 ге шекем интеграллау жолы менен аламыз:

$$V_2 - V_1 = - \int_{R_1}^{R_2} \frac{Q}{\varepsilon r^2} dr = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{Q}{R_2} - \frac{Q}{R_1} \right).$$

Буннан биз излеп атырған сфералық конденсатордың сыйымлығы ушын

$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2} = \frac{Q\varepsilon}{\frac{Q}{R_1} - \frac{Q}{R_2}}$$

ямаса

$$C = \frac{\varepsilon R_1 R_2}{R_2 - R_1}. \quad (5)$$

формуласына ийе боламыз.

Бұл формуланы пайдаланып, мысал ретінде радиустары $R_1 = 2$ м және $R_2 - R_1 = 1$ мм болған аралығына диэлектрик тұрақтысы $\varepsilon = 2,5$ болған орталық пенен толтырылған концентрли сфералар түріндегі сфералық конденсатордың сыйымдылығын аңсат есепләуға болады. Бұндай конденсатордың сыйымдылығы шама менен 1 мкф болады. Бұл нәтижени 136-параграфта келтирилген мағлыұматлар менен салыстырыу қызықты. Сол параграфта радиусы 9 км болған оңашаланған шардың сыйымдылығы 1 мкф шамасына тең болатуғынлығы көрсетілген еді.

3. Цилиндрлік конденсатор. Цилиндрлік конденсатор ұлыұмалық ұзындығы l , ал радиустары R_1 және R_2 болған еки коаксиаллық құйыс цилиндрден тұрады (72-сүұрет). Цилиндрлердің арасындағы кеңісдік диэлектрик тұрақтысы ε шамасына тең орталық пенен толтырылған. Мейли, астарларда $+Q$ және $-Q$ зарядлары және олар сәйкес V_1 және V_2 потенциалларына ийе болсын.

Астарлардың арасындағы майданның кернеулігін тек ишки цилиндрдегі заряд тәрепинен пайда етиледі және цилиндрдің көшеринен r қашықтығындағы кернеулік

$$E = \frac{2\eta}{\varepsilon r}$$

шамасына тең. Бұл қатнаста η - цилиндрдің ұзындығының бир бирлигине сәйкес келетуғын заряд. dr участкасындағы потенциалдың өзгерісі кернеулік пенен былайынша байланысқан:

$$-\frac{dV}{dr} = E.$$

Буннан

$$dV = -E dr = -\frac{2\eta}{\varepsilon r} dr$$

аңлатпасына ийе боламыз. Астарлардың арасындағы потенциал айырмасы $V_2 - V_1$ шамасын жоқарыдағы аңлатпаны R_1 ден R_2 ге шекем интеграллау жолы менен аламыз:

$$V_2 - V_1 = - \int_{R_1}^{R_2} \frac{2\eta}{\varepsilon r} dr = -\frac{2\eta}{\varepsilon} \ln \frac{R_2}{R_1}.$$

Демек, цилиндрлік конденсатордың сыйымдылығы мынаған тең:

$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2} = \frac{\varepsilon l}{2 \ln \frac{R_2}{R_1}}. \quad (6)$$

Солай етип, цилиндр тәрізлі конденсатордың сыйымдылығы конденсатордың ұзындығына, конденсаторды толтырып тұрған орталықтың диэлектрик тұрақтысына туұры пропорционал болады екен. Соның менен бирге ол цилиндрлердің радиустарының қатнасына байланыссы болып, ұсы қатнас киширейгенде сыйымдылықтың мәнісі үлкейеді.

4. Өзгермели сыйымдылыққа ийе конденсатор. Радиотехникада өзгермели сыйымдылыққа ийе болған конденсатор жүде жиі пайдаланылады. Оның дүзілісі 73-сүұретте келтирилген. Ярым сақыйна түріндегі пластиналар (74-а сүұрет) хәр екиншісі арқалы бир бири менен тұтастырылған. Пластиналардың ярымы қозғалмайтуғын етип бекитілген, ал ярымы вертикаллық көшердің дөгерігінде тұтқаның жәрдемінде бұрыла алады. Бұрылуыдың нәтижесінде қозғалатуғын пластиналар қозғалмайтуғын пластиналардың арасына киреді және ұсындай жоллар менен бир бири менен параллель тұтастырылған бир қатар конденсаторларды пайда етеді.

Пластиналардан құралған конденсаторларды жуұық түрде тегіс деп есепләуға және, сонлықтан ұсындай айырым конденсатордың сыйымдылығы C ны

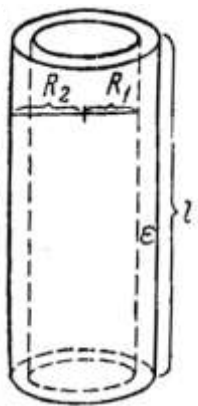
$$C' = \frac{\varepsilon S}{4\pi d}$$

шамасына тең деп есепләуға болады. Бұл аңлатпада ε арқалы пластиналардың арасындағы

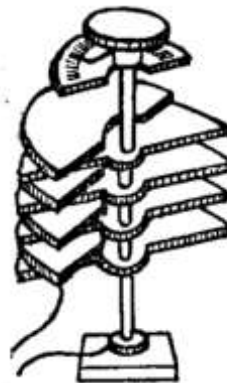
орталықтың диэлектриклик тұрақтысы, d арқалы пластиналардың арасындағы қашықтық, ал S арқалы пластиналардың бір биринің үстінде жайласқан бөлегинің бетинің майданы. Егер пластиналар бір бирине салыстырғанда α мүйешине бұрылған болса, онда S шамасы 74-б сұйреттеги штрихланған областтың майданы болып табылады. Пластиналардың сыртқы радиусын r_1 , ал ишкисин r_2 арқалы белгилеп

$$S = \pi(r_1^2 - r_2^2) \cdot \frac{\alpha}{2\pi} = \frac{(r_1^2 - r_2^2)\alpha}{2}$$

аңлатпасына ийе боламыз. Бұл аңлатпада α мүйеши радианларда аңлатылған.



72-сұйрет. Цилиндр тәрізлі конденсатор.



73-сұйрет. Өзгермели сыйымлыққа ийе конденсатор.

Буннан бир конденсатордың сыйымлығы мынаған тең болады:

$$C' = \frac{\varepsilon(r_1^2 - r_2^2)\alpha}{8\pi d}$$

Егер, пластиналардың арасында n дана аралық болса, онда бундай конденсатор хәр қайсысының сыйымлығы C' болған n дана бир бири менен параллель тутастырылған конденсаторды пайда етеди.

Демек, барлық конденсатордың сыйымлығы C мынаған тең:

$$C = nC' = \frac{\varepsilon n(r_1^2 - r_2^2)\alpha}{8\pi d} \quad (7)$$

Бұл формулада да α радианларда аңлатылады. Формулань киши α лар ұшын пайдаланыўға болмайды.

Егер α мүйешин градусларда аңғартсақ, онда

$$\alpha(\text{радиан}) = \frac{2\pi}{360} \alpha(\text{градус})$$

қатнасының жәрдемінде (7)-аңлатпаны

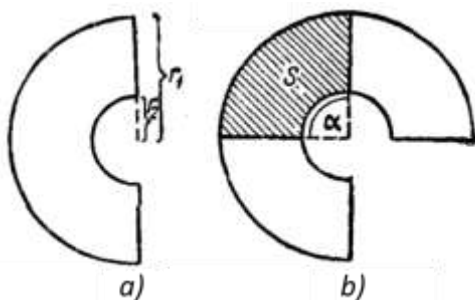
$$C = \frac{\varepsilon n(r_1^2 - r_2^2)\alpha}{1440 \cdot d}, \quad (8)$$

түрине алып келиўге болады. Әдетте ұсындай конденсатордың пластиналарының арасында ҳаўа болады. Бундай жағдайда ε ниң мәниси ис жүзинде бирге тең болады.

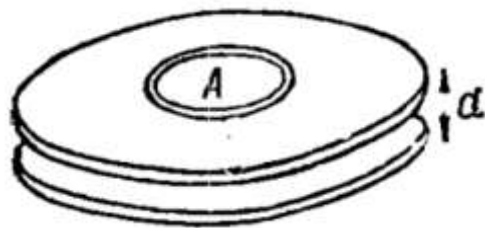
Санлы мысал келтиремиз. Мынадай параметрлерге ийе болған конденсатор беретұын максималлық сыйымлықты анықлаў керек: пластинаның ишки радиусы $r_2 = 1$ см, сыртқы радиусы $r_1 = 3$ см, пластиналардың арасындағы қашықтық $d = 1$ мм, пластиналардың саны $n = 40$. Пластиналардың арасында ҳаўа бар.

Шешими. Максималлық сыйымлық $\alpha = 180^\circ$ болғанда алынады. Сонлықтан (8)-формула бойынша мынаған ийе боламыз:

$$C = \frac{1 \cdot 40 \cdot (3^2 - 1^2) \cdot 180}{1440 \cdot 0,1} \text{ см} = 400 \text{ см} \cong 4,5 \cdot 10^{-4} \text{ мкф.}$$



74-сүрөт. Өзгөрмө сыйымлыкта ийе болган конденсатордың пластиналары.



75-сүрөт. Қорғалған сақыйнаға ийе конденсатор.

§ 150. Потенциаллар айырмасын өлшеу. 121-параграфта электроскоптың құрылысын келтиргенде оның жапырақтарының ұшларының бир биринен ұзақласуы дәрежесинің ұсы жапырақтардағы зарядтың өлшеми болатуғынлығын көрсеткен едик. Бирақ, электроскоп соның менен бирге жапырақтар менен электроскоптың корпусының арасындағы потенциаллар айырмасын да өлшейди. Жапырақтарды зарядлағанда корпуста индукцияланған зарядлар пайда болады; егер бундай жағдайда корпус Жер менен тутастырылған болса, онда корпуста белгиси жапырақтағы зарядлардың белгисине қарама-қарсы болған зарядлар қалады. Электроскоптың жапырақтары менен оның корпусы конденсатордың еки астарының хызметин атқарады; жапырақтарда топланған зарядтың мұғдары Q қаншама көп болса, ұсы астарлардың арасындағы потенциаллар айырмасының шамасы да үлкен болады. Солай етип, электроскоптың жарыпақтарының бир биринен ұзақласуы дәрежеси жапырақтар менен корпусының арасындағы потенциаллар айырмасын өлшейди. Егер электроскоп вольттерде градуировкаланған шкала менен тәмийинленген болса, онда оны *электростатикалық вольтметр* деп атайды.

Электростатикалық вольтметрди градуировкалауды *абсолют электрометрдің* жәрдемінде орынлауға болады. Принципінде, абсолют электрометрдің жәрдемінде өлшеу тегис конденсатордың еки тегис пластиналарының арасындағы потенциаллар айырмасы арқалы аңлатылған тартылыс күшинің шамасын өлшеуге алып келинеди. Пластиналары шексиз үлкен болған тегис конденсатор үшін келтиріп шығарылған формулаларды пайдаланыудың мүмкіншилигине ийе болуы үшін *қорғалған сақыйнаға* ийе болған конденсатор қолланылады. Бир бирине параллель хәм горизонт бағытында жайласқан еки дисктен тұратуғын конденсаторды көз-алдымызға елеслетейик; жоқарғы дискте үлкен болмаған A бөлими қалған бөлімнен жуқа саңлақ пенен айрылған. Сонлықтан майданның бир текли болмауы тек пластиналардың шетлерінде ғана орын алады (75-сүрөт).

Сонлықтан, орта бөлімдеги сыйымлық тегис конденсатордың сыйымлығы үшін жазылған формула бойынша аңғартылады:

$$C = \frac{\varepsilon S}{4\pi d}.$$

Бул аңлатпада S арқалы A пластинасының бетинің майданы, ал d арқалы пластиналардың арасындағы қашықтық белгіленген. A пластинасына тәсир ететуғын күш төменги пластина тәрәпинен пайда етилген майданның кернеулігіннің ұсы A пластинасының заряды Q ға көбейткенге тең. Кондасатордың ишіндеги төмендеги пластина ұсы конденсатордың ишіндеги толық кернеулік E ден еки есе кем болған майданның кернеулігін пайда етеди; демек, A пластинасына тәсир ететуғын күш

$$f = \frac{E}{2} \cdot Q \quad (1)$$

аңлатпасының жәрдемінде есапланады. $E = \frac{V_1 - V_2}{d}$ хәм $Q = C(V_1 - V_2)$ теңдіклеринің

орын алатуғынлығын нәзерде тұтып ($V_1 - V_2$ арқалы пластиналардың арасындағы потенциаллар айырмасы)

$$f = \frac{C(V_1 - V_2)^2}{2d}$$

формуласына ийе боламыз. Бұл формулаға (1)-формула бойынша сыйымлық C тиң мәнісін қойып

$$f = \frac{\varepsilon S}{8\pi d^2} (V_1 - V_2)^2 \quad (2)$$

аңлатпасына ийе боламыз, яғни өз-ара тәсірлесіу күші f потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ арқалы аңлатылады екен.

Егер пластиналардың арасында қауа болса, онда $\varepsilon = 1$ хәм (2)-теңліктен

$$V_1 - V_2 = d \sqrt{\frac{8\pi f}{S}}$$

формуласына ийе боламыз. Солай етип, пластиналардың арасындағы қашықтық d хәм пластиналардың бетинің майданы S ти анықтап және f ти өлшеп, $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасын абсолют өлшемде анықлаймыз.

Егер тәрезинің пәллелеринің бирин басқа зарядланған пластинаға тартылатуғын пластина менен алмастырсақ f күшін "салмақты" өлшеу жолы менен анықлауға болады. "Салмағын өлшеу" ұсылы менен электрлік шамаларды өлшеу ұсылы инглиз физиги Томсон тәрәпинен іслеп шығылды. 76-сүүретте сол принципке тийкарланған электростатикалық D вольтметрин градуировкалаудың схемасы көрсетілген. Әдеттеги тәрезинің пәллесинің бири алып тасланған хәм A конденсаторының ортаңғы бөлими менен алмастырылған. Егер бұл конденсатордың жоқарғы пластинкасын қорғаушы сақыйна хәм тәрезинің барлық корпусы менен Жерге тутастырсақ хәм конденсатордың Жерден изоляцияланған төменги пластинканы базы бир V потенциалға шекем зарядласақ, онда жоқарғы пластинканың орта бөлими төменги пластинкаға тартылады; тәрезинің тең салмақтық қалын сақтау ұшын екінши пәлlege P жүгин салыу керек. Усы P жүги f күшін өлшейди. Буннан келтирип шығарылған формуланың жәрдемінде V потенциалын анықлаймыз (Жердің потенциалы $V_2 = 0$). Градуировкаланатуғын D вольтметринің жапырақлары B пластинкасы менен тутастырылған, ал оның қаснағы Жерге тутастырылған; ұсындай жоллар менен V потенциалы градуировкаланатуғын вольтметрдің жапырақларының потенциалын өлшейди.

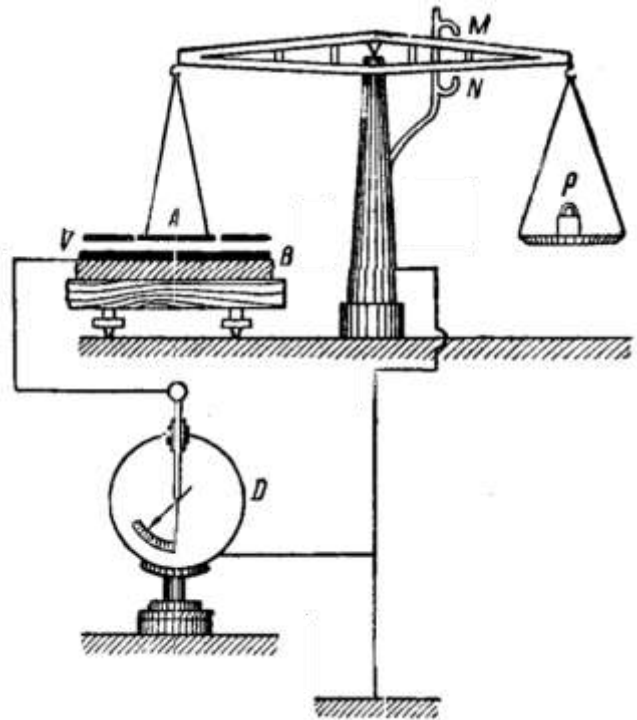
Бир тәрәптен кишкене гирлер менен, ал екінши тәрәптен пластинкалардың арасындағы тартылыс күші менен теңлестірилген тәрәзи орнықты тең салмақтықта тұрмайды хәм бұл жағдай базы бир қыйыншылықты пайда етеди. Жүктің жүдә киши шамаға үлкен болыуы пластинкалардың арасындағы қашықтық d ның өзгеріуіне, ал бұл жағдай тартылыс күшинің киширейіуіне алып келеди. Нәтижеде тәрезинің тең салмақтығы оннан бетер бузылады. Керисинше, егер гирлердің салмағы киширек болса, онда конденсатордың пластинкалары бир бирине жақынласады, ал олардың арасындағы тартылыс күші үлкейеди. Бундай қолайсызлықтан қутылуы ұшын тәрезинің оғына M хәм N иркийушилерин орналастырады. Тартылыс күшинің шамасы тәрезинің оғын иркийушилердің биринен алып кететуғын жүктің шамасы бойынша анықланады.

Жоқарыда тәрийипленген жапырақлары бар электрометрлер киши сезгирлікке ийе. Жапырақлардың екеуіне де бирдей шамадағы хәм белгидеги Q заряды бериледи; ийтерий күшинің шамасы болса жапырақлардың зарядларының көбеймесине, яғни зарядтың квадраты Q^2 қа пропорционал. Q заряды киши болғанда Q^2 шамасы, ұсыған сәйкес ийтерисіу күші киши. Бирақ, егер сол Q зарядын E электр майданына жайластырса, онда зарядқа тәсір ететуғын күш QE ге пропорционал болады хәм, ұсының салдарынан

майданның кернеулігі E жеткиликлі дәрежеде үлкен болғанда киши Q болған жағдайда да үлкен күшти пайда етиўге болады.

76-сүўрет.

Электростатикалық вольтметрди абсолют электрометрдин жәрдеминде градуировкалаўдың схемасы.



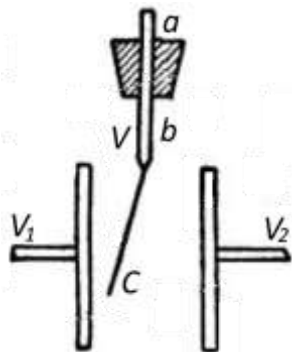
Ең әпиўайы түрде бул принцип 77-сүўретте келтирилген электроскопта пайдаланылған. Жеңил металл bc жапырақ $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасы түсирилген еки пластинкалардың арасында илдирилген. bc жапырағын зарядлағанда ол аўысады. Жоқары сезгирликтен басқа бул электроскоп әдеттеги электроскопқа салыстырғанда және бир артықмашлыққа ийе болады. Ол аўысыўдың бағыты бойынша bc жарыпағына берилген зарядтың белгисин анықлай алады.

Усы принцип тарлы электрометр деп аталатуғын ҳәзирги заман лабораториялық электрометринде пайдаланылған.

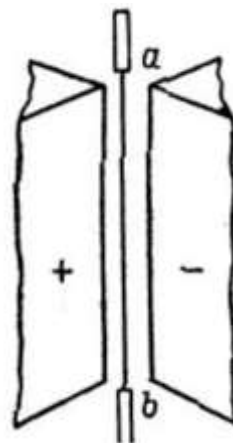
Жүдә жиңишке платина сымы (жуўанлығы шама менен 2-3 мкм) вертикаль бағытта металл призмалардың (пышақлардың) ортасында керилген (78-сүўрет). Призмалар бир биринен изоляцияланған ҳәм олар арасындағы потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ шамасына жеткенше зарядланған. Платина сым изертленетуғын электр дереги менен тутастырылады. Зарядлағанда, зарядтың белгисине ғәрезли сым анаў ямаса мынаў призмаға қарай тартылады. Бул майысыўды микроскоптың жәрдеминде бақлаў ямаса фото сүўретин түсириў жолы менен өлшеўге болады. Тарлы электрометрлердин сезгирлиги 0,01 в ке шекем жетеди ҳәм киши массаға ийе болғанлықтан, сабақ тез арада тең салмақлық ҳалына келеди. Бул тарлы электрометрдин әҳмийетли қәсийети болып табылады ҳәм бул жағдай ўақытқа байланыслы тез өзгеретуғын зарядларды регистрациялаўға ҳәм өлшеўге мүмкиншилик береді.

Ең ақырында квадрант электрометр деп аталатуғын потенциаллардың жүдә киши болған айырмасын өлшеў ушын соғылған бир электрометрди қараймыз. Цилиндр формасына ийе болған металл қуты (79-сүўретте бул қутының ишки бөлими планда ҳәм кесимде берилген) радиустары бойынша бир биринен изоляцияланған төрт квадрантқа бөлінген. Бул қутының ишинде жиңишке сабаққа 8 тәризли стрелка асып қойылған. Егер стрелканың көшерин квадрантларды бөлип туратуғын кесимлердин бириниң бағытында жайластырсақ ҳәм оны базы бир V_0 потенциалына шекем зарядласақ ҳәм барлық

квадрантларды Жер менен тутастырсақ, онда симметрияға байланысты стрелка тең салмақтықта қалады. Квадрантлардағы дәл симметрияға жетісіу қыйын болғанлықтан, олардың бирін қозғалатұғын етип соғады хәм стрелканы зарядлап, квадрантты тең салмақтық жүзеге келгенше жылыстырады. Буннан кейін еки қарама-қарсы квадрантқа V_1 , ал қалған екеуіне V_2 потенциалы бериледи. Әсбаптың теориясы стрелканың кең шеклердегі бұрылыуының $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасына пропорционал екенлигин көрсетеди. Солай етип, стрелканың бұрылыуы бойынша потенциаллар айырмасы өлшенеди. Стрелканың бұрылыуы оптикалық жоллар менен стрелка илдирилген сабаққа бекитилген S айнасының жәрдемінде өлшенеди.



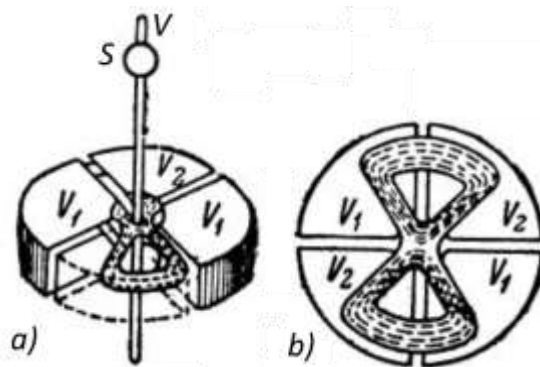
77-сүрөт. Зарядланған пластинкалары бар электроскоп.



78-сүрөт. Тарлы электрометр.

Квадрант электрометр жоқары сезгирликке ийе: оның жәрдемінде 1 в болған потенциаллар айырмасын 0,001 в дәлликте өлшеуге болады. Стрелканың тербелісінің үлкен дәуірге ийе болыуы квадрант электрометрдің кемшилиги болып табылады.

79-сүрөт.
Квадрант электрометр.



§ 151. Жүдә киши зарядларды өлшеу. Электронның заряды. Микроскопиялық тамшыларды топланған жүдә киши болған зарядларды өлшеудің әпиұайы ұсылы бар. Бұл ұсылдың идеясының мәнісі төмендегилерден ибарат. Мейли, оң $+q$ зарядына ийе болған микроскопиялық тамшы тегіс конденсатордың горизонт бағытындағы параллель пластинкалардың арасында тұрған болсын (80-сүрөт).

Егер жоқарғы пластинка теріс, ал төменгі пластинка оң зарядқа ийе болса, онда тамшыға жоқары қарай бағытланған

$$f = Eq$$

шамасындағы электр күші тәсір етеді. Бұл теңлікте E - конденсатордың пластиналарының арасындағы майданның кернеулігі. Бұл күш тамшының салмақ күші p

ға қарама-қарсы бағытта тәсир етеді.

Бұл күшлердің абсолют шамалары бір бирине тең болғанда

$$Eq = p \quad (1)$$

теңлиги орынлы болады хәм бұл жағдайда тамшы конденсатордың пластиналарының арасында қозғалмай илдирилип тұрады.

Майданның кернеулігі E ни потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ хәм пластиналардың арасындағы қашықтық d арқалы аңлатып, мына теңликти аламыз:

$$E = \frac{V_1 - V_2}{d}.$$

Буннан, (1)-аңлатпа бойынша, тамшыдағы заряд q дың шамасы мынаған тең болады:

$$q = p \frac{d}{V_1 - V_2}. \quad (2)$$

Тамшының салмағы болған p ны, пластиналардың арасындағы қашықтық d ны хәм тамшының пластинкалардың арасында қозғалмай илдирилип тұрыуы үшін зәрүрлі болған $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасын билип, (2)-формула бойынша q зарядының шамасын анықлаймыз.

Хаўадағы тамшының салмағы p ны ұсы тамшы пайда болған заттың тығызлығы ρ ны хәм оның радиусы r ди билиў жолы менен анықлаўға болады:

$$p = \frac{4}{3} \pi (\rho - \rho') r^3 g. \quad (3)$$

Бұл теңликте g - салмақ күшиниң тезлениўи хәм ρ' - тамшы жайласқан орталықтың (хаўаның) тығызлығы.

Тамшының радиусы r ди электр майданы болмаған жағдайдағы салмақ күшиниң тәсириндеги оның төменге қарай түсиў тезлиги бойынша анықланады. I томның 42-параграфындағы баянланғандай, бундай түсиўдин тезлиги v ның мәниси Стокс формуласының жәрдемінде анықланады:

$$v = \frac{2}{9} \frac{\rho - \rho'}{\eta} \cdot g r^2, \quad (4)$$

Бұл теңликте ρ' - тамшы төменге қарай түсетуғын орталықтың тығызлығы, η - сол орталықтың жабысқақтығы (бұл жағдайда хаўаның). ρ, ρ' және η шамаларын билип хәм тамшының түсиў тезлиги v ны өлшеп, (4)-формула бойынша оның радиусы r ди табамыз.

Бұл ұсыл жүдә киши болған зарядларды өлшеўге мүмкиншилик береді. Хақықатында да, микроскопиялық тамшының радиусы $r = 10^{-4}$ см хәм оның тығызлығы $\rho = 1$ г/см³ (хаўаның тығызлығы ρ' ты есапқа алмаймыз) болған жағдайда оның массасы $m = \frac{4}{3} \pi \rho r^3 \cong 4 \cdot 10^{-12}$ г шамасында болады. Пластиналардың арасындағы қашықтық $d = 2,5$ см хәм потенциаллар айырмасын $V_1 - V_2 = 3000$ в деп болжайық (бұл потенциалдың 10 CGSE-бирлигине тең). Бундай жағдайда (2)-формула бойынша:

$$q = 4 \cdot 10^{-12} \cdot 981 \cdot \frac{2,5}{10} \text{ CGSE}.$$

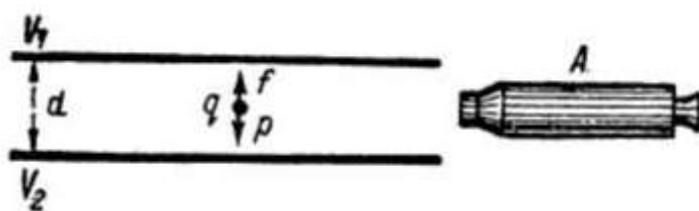
Буннан

$$q \cong 10^{-9} \text{ CGSE}$$

шамасына ийе боламыз. Солай етип, шама менен 10^{-9} CGSE муғдарындағы зарядты өлшеўге болады екен.

Милликэн бұл ұсылды электронның зарядын дәл өлшеў үшін пайдаланды. Конденсатордың пластиналарының арасына микроскопиялық май тамшылары үрленді. Олар хаўа менен сүйкелістің салдарынан зарядланады. Тамшылар қаптал тәрептен жақтылықтың дерегиниң жәрдемінде жақтыландырылған хәм А микроскоптының жәрдемінде бақланған (80-сүүрет). Пластиналардың арасындағы $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасын сайлап алыў жолы менен базы бир тамшылардың қозғалмай илдирилип

турыўына жетисийге болады.



80-сүүрет.

Конденсатордың
пластинкаларының арасында
илдирилип тұрған тамшы ұсылы
бойынша зарядты анықлау.

Буннан кейин конденсатордың арасындағы ҳаўа рентген нурлары менен жақтыландырылған. Рентген нурлары ҳаўаны ионластырады, яғный ҳаўада зарядланған молекулаларды ҳәм еркин электронларды пайда етеди. Бундай жағдайда айырым тамшы ионды ямаса электронды тутып алып, өзиниң зарядын тосаттан өзгертеди; зарядтың өзгериси тамшының тең салмақлығына тәсир етеди. Солай етип, тек тамшының дәслепки зарядының муғдарын ғана емес, ал тәжирийбени өткерийў ўақытында тамшының зарядының қанша шамаға өзгергенлигин де анықлаўдың мүмкиншилиги болды.

Милликэнниң өлшеўлери тамшылардың заряды q дың барлық ўақытта да ең киши болған e зарядынан пүтин сан еселенген муғдарда болатуғынлығын көрсетти:

$$q = ne.$$

Бул теңликте n - пүтин сан. Бул өлшеўлер электр зарядларының ўзликли екенлигин тиккелей дәлилледу ҳәм элементар заряд e ниң шамасын өлшеў мүмкиншилигин берди. Бул электр заряды бар болған бөлекшениң - электронның элементар электр заряды болып табылады.

Соңғы ўақытлары Милликэн ұсылы және басқа да ұсыллар менен өткерилген тәжирийбелер электронның зарядының

$$e = 4,802 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE} = 1,601 \cdot 10^{-19} \text{ К}$$

шамасына, ал еркин электронлардың ўстинен өткерилген тәжирийбелер олардың зарядының терис белгиге ийе екенлигин ҳәм массасының

$$m_0 = 9,107 \cdot 10^{-28} \text{ Г}$$

шамасына тең екенлигин көрсетти¹¹.

Денелерди электрлеў бойынша өткерилген әдеттеги тәжирийбелерде денелердиң зарядларының ўзликсиз өзгеретуғындай болып көринеди, себеби айырым электронның заряды дым кишкене. Милликэн тәжирийбелеринде бақланатуғын шаң бөлекшелери (тамшылар) жүдә кишкене ҳәм олардағы зарядлардың муғдары бир неше электронның зарядындай. Бундай жағдайда зарядлардың секирмели, ўзликли өзгерислери тиккелей бақланады.

Электрлик күшлердиң салыстырмалы үлкен екенлигин атап өтиў керек: микроскопиялық тамшы жүдә үлкен сандағы атомлардан турады, бирақ, соған қарамастан электрлик күштиң тамшының салмағына тең болыўы ушын бир неше артық электронлардың болыўы жеткилики.

Электронның заряды менен массасын айқын түрде көз алдыға келтирийў ушын, төмендегидей есаплаўды орынлаймыз: радиусы $r = 1$ см болған тутас мыс шарик 3000 в потенциалға шекем терис зарядланады; оның ушын керек болатуғын электронлардың санын есаплаймыз.

Шариктиң заряды

¹¹ Ҳәзирги ўақытлары (2022-жылдың басы) элементар заряд ушын халық аралық системада $1,602\,176\,634 \cdot 10^{-19}$ К, ал СГСЭ системасында $4,803\,204\,712\,570\,263 \cdot 10^{-10}$, ал СГСМ-системасында $1,602\,176\,634 \cdot 10^{-20}$ мәнислери қабыл етилген. Ал электронның массасы $9,109\,383\,7015 \cdot 10^{-28}$ грамм (Аўдарыўшылар).

$$Q = C \cdot V = 1 \cdot \frac{3000}{300} = 10 \text{ СГСЭ.}$$

Бир электронның заряды $e = 4,803 \cdot 10^{-10}$ СГСЭ шамасына тең болғанлықтан, электронлардың изленип атырған саны n мынаған тең:

$$n = \frac{10}{4,8 \cdot 10^{-10}} \cong 2,1 \cdot 10^{10};$$

Солай етип, шарикке $2,1 \cdot 10^{10}$ артық электронды беріу керек. Бул санның өзі үлкен сан болса да, шариктің құрамына киретуғын атомлардың санына салыстырғанда дым киши. Ҳақыйқатында да, шариктің массасы

$$m = \frac{4}{3} \pi \rho r^3 = \frac{4}{3} \cdot 3,14 \cdot 8,9 \cdot 1^3 \text{ г} \cong 37 \text{ г,}$$

яғный мыстың атомларының шама менен $\frac{1}{2}$ молин құрайды. Демек, шариктеги мыс атомларының саны $\frac{6,02 \cdot 10^{23}}{2} \cong 3 \cdot 10^{23}$ шамасына тең. Буннан, қосылған электронлардың санының атомлардың санының $\frac{1}{1,5 \cdot 10^{13}}$ үлесин құрайтуғынлығы келип шығады.

Ең ақырында шарикке берілген электронлардың массасының жүдә киши екенлигин атап өтиу жүдә қызықты: бул масса үшін $m_1 = n m_0 = 2,1 \cdot 10^{10} \cdot 9,1 \cdot 10^{-28} \text{ г} \cong 1,9 \cdot 10^{-17} \text{ г}$ шамасын аламыз. Бул масса микроскопиялық шаң бөлекшесинің массасынан жүзлеген мың есе киши. Буннан электронлар массаға ийе болса да, әмелде ислениуі мүмкин болған денелерди электрлеу құбылысы денелердің массасының өзгериуі менен пүткиллей байланыссы емес.

Электронлар терис зарядқа ийе. Бизлердің көрсетип өткенимиздей, ҳазирги ўақытлары *позитронлар* деп аталатуғын оң зарядланған электронлар да ашылған. Көринип тұрғанындай, олардың зарядлары абсолют мәниси бойынша электронның зарядына дәл тең келеди. Тап сол сыяқты олардың массасы да электронлардың массасындай. Бирақ, позитронлар атомлық ядролардың ямаса фотонлардың айланысларында пайда болады ҳәм еркин ҳалда жүдә кысқа ўақыт жасайды (III томға қараңыз). Сонлықтан, денелердің электрлик қәсийетлерине, электр тоғының пайда болыуына ҳ.т.б. мәселелерге байланыссы болған барлық таллаўларда тек электронлар ҳаққында гәп етиуге түүры келеди.

Конденсатордың пластинкаларының арасындағы илинип тұрған тамшы менен өткерилген тәжирийбелерде qE электрлик күши менен p салмақ күшинің толық тең салмақтығына ерисиу қыйын. Бирақ, толық тең салмақтықтың орнаўы талап етилмейди.

Мейли, электрлик күшлер болмаған жағдайда тек салмақ күшинің тәсиринде тамшы ҳаўада тұрақты v_0 тезлиги менен түсетуғын болсын. Стокс нызамы бойынша бул тезликтің шамасы p салмақ күшине пропорционал. Тамшыны жоқары қарап тартатуғын электр майданы бар болғанда тамшыға салмақ күши менен электр майданы тәрәпинен тәсир ететуғын күштиң айырмасы болған $p - qE$ шамасына тең күш тәсир етеди. Бул күштиң тәсиринде тамшы v_1 тезлиги менен тең өлшеули қозғалады; бул тезлик $p - qE$ күшине пропорционал болғанлықтан

$$\frac{v_0}{v_1} = \frac{p}{p - qE}$$

теңлигин аламыз. Буннан тамшының заряды үшін

$$q = \frac{p}{Ev_0} (v_0 - v_1) \quad (5)$$

формуласына ийе боламыз. Бул аңлатпаға (3)-формула бойынша анықланған тамшының салмағы p ны қойсақ, онда тамшының заряды үшін

$$q = \frac{4}{3} \pi \frac{(\rho - \rho') r^3 g}{Ev_0} (v_0 - v_1)$$

формуласын аламыз. Тамшының радиусын Стокс формуласы (4) тен табамыз:

$$r = \sqrt{\frac{9\eta v_0}{2(\rho - \rho')g}}.$$

r үшін жазылған бұл аңлатпаны q үшін жазылған аңлатпаға қойып,

$$q = \frac{4}{3}\pi \left(\frac{9}{2}\eta\right)^{3/2} \cdot \left[\frac{1}{g(\rho - \rho')}\right]^{1/2} \cdot \frac{(v_0 - v_1)v_0^{1/2}}{E} \quad (6)$$

формуласына ийе боламыз.

Тамшының түсіу тезликтери болған v_1 хәм v_0 шамалары шкала менен тәмийинленген микроскоптың хәм секундомердің жәрдемінде өлшенеди. (6)-формулаға киретуғын барлық басқа шамаларды да тиккелей өлшеуге болады. Сондай жоллар менен q анықланады.

III кесте.

Тамшының бақланған зарядлары $\times 10^{10}$	Пүтин сан еселенген 4,917 шамалары
19,66	$4,917 \times 4 = 19,66$
24,60	$4,917 \times 5 = 24,59$
29,62	$4,917 \times 6 = 29,50$
34,47	$4,917 \times 7 = 34,42$
39,38	$4,917 \times 8 = 39,34$
44,42	$4,917 \times 9 = 44,25$

Жоқарыда айтылып өтилгениндей, өлшеулер тамшының зарядының элементар заряд e ге пропорционал екенлигин көрсетти. Милликэннің жұмысынан алынған кестени келтиремиз (III кесте); бұл кестедеги биринши бағанада тамшылардың бақлауларда алынған зарядлары, ал екинши бағанада зарядтың CGSE-бирлигиндеги 4,917 муғдарына пүтин сан еселенген шамалар келтирилген

Кесте тамшылардың базы бир элементар зарядтан пүтин сан еселенген зарядқа ийе болатуғынлығын көрсетеди. Бұл кестеде келтирилген мағлыұматлар бойынша, ұсындай элементар зарядтың шамасының $4,917 \cdot 10^{-10}$ CGSE шамасына тең етип қабыл етилиуи керек. Бирақ, кейинирек Милликэн өзи пайдаланған киши тамшылар үшін Стокс нызамына дүзетиўди киргизиўдиң керек екенлигин көрсетти. Нәтийжеде, ұзақ ўақытлар даўамында өткерилген өлшеулердің нәтийжесинде ол 1916-жылы электронның заряды үшін $e = -4,774 \times 10^{-10}$ CGSE шамасын алды.

Буннан кейин Милликэн пайдаланған ҳаўаның жабысқақлығы η үшін дүзетиўлер киргизилди; оннан кейин электронның заряды үшін текстте келтирилген $e = -4,803 \times 10^{-10}$ CGSE шамасы алынды.

§ 152. Электростатикалық майданның тәбияты. Жоқарыдағы параграфлардың мазмуны зарядланған денени қоршап туратуғын кеңисликте қандай да бир өзгерислердің болатуғынлығын көрсетти. Бұл өзгерислердің болғанлығын ұсы кеңисликке қәлеген басқа зарядланған денени орналастырғанда оған күштің тәсир ететуғынлығынан белгили. Биз күшлердің зарядларға тәсир етиўинен ибарат болған бұл қәсийетти кернеўлик векторы E ниң жәрдемінде тәрийипледик, ал зарядларға тәсир етиў орын алатуғын барлық областты *электростатикалық майдан* деп атадық. Майданның ҳәр бир ноқаты E векторының белгили болған мәниси менен тәрийипленеди. E ниң мәнислериниң жыйнағын қолайлы түрде графикалық сүүретлеу үшін биз кернеўлик сызықлары түсинигин киргиздик. Ең ақырында, зарядларды электростатикалық майданда қозғағанда исленген жұмыстың характеристикасы үшін майданның ҳәр бир ноқатында белгили болған мәниске ийе болатуғын, яғный ноқаттан ноқатқа өткенде өзгеретуғын потенциал V түсиниги киргизилди.

123-параграфта көрсеткенимиздей, электростатикалық майданның қәсийетлерин тәрийиплеу дәслеп формаллық характерге ийе болды хәм тартысыў майданының

математикалық теориясына сәйкес дүзілді. Усының менен бирге электр күшлери де, пүткіл дүньялық тартылыс күшлери де бир заматта алып бериледи (жетип барады), олар аралықтың кеңістіктің хеш қандай әхмийети болмаған "үлкен аралықтардан тәсір етисіу" деп болжанды.

Усындай көз-қараслар идеалисттик характерге ийе хәм оның дұрыс емес екенлиги XVII әсирде бир қатар алымлар, олардың ишинде электрлик күшлер барлық кеңістікті толтырып тұрған орталық болған эфирдің бөлекшелеринің айланыуы менен байланыссы деп есаплаган М.В.Ломоносов тәрәпинен көрсетилди.

XIX әсирдің биринши ярымында электр майданы идеясы М.Фарадей (1791-1867) тәрәпинен айрықша кең түрде пайдаланылды. Электрлик қубылыстар хәққындағы тәлиматтың буннан былай раўажланыуы электр майданының бар екенлиги хәққындағы идеяның дұрыс екенлигин тастыйықлады хәм "үлкен аралықтардан тәсір етисіу" гипотезасынан бас тартыуға мәжбүрледи. Бир бири менен тәсірлесетуғын зарядлардың арасында электр майданы бар болады, оның объективлик қәсийетлери майданның кернеулиги E хәм потенциалы V сыяқты шамалардың жәрдемінде анықланады.

Бирақ, электр майданы теориясын раўажландырған физиклердің сол ўақытлары бәрше тәрәпинен қабыл етилген механикалық көз-қараслардан келип шыққанлығын атап өтиў керек: олар электростатикалық қубылыстарды олардың механикалық моделин қурыў жолы менен түсиндириўге тырысты. Кернеулик сызықларына оларды базы бир серпимли орталықтағы механикалық кернеу сыпатында қарап, механикалық мәнис берилди. Кернеулик сызықларын бир зарядтан екіншисине тартылған керилген серпимли сабақлар түринде жийи қарады. Сабақлардың керилиўин хәр қыйлы белгиге ийе зарядлардың арасындағы өз-ара тартысуға сәйкес келеди деп түсиндирилди, ал сабақларға нормаль бағытланған басым болса сабақлардың бир биринен ийтерилиўин тәмийинлейди деп бирдей белгиге ийе зарядлар менен зарядланған денелердің бир биринен ийтерилиўин түсиндириўге тырысқан. Бул теория бизге белгили болған барлық затлардың ишине киретуғын хәм барлық бос кеңістікті толтырып тұратуғын универсаллық серпимли орталықтың - *дүньялық эфирдің* бар болыуын талап етти. Сол эфирдеги толқынлық процесстің тарқалыуы жақтылық қубылыстарын түсиндириўи керек болды.

Бирақ, XIX әсирдің ақырындағы жаңа илимий ашылыўлардың алдында механикалық эфир гипотезасы дұрыс болып шықпады. Көп санлы фактлер таза механикалық қубылыстарға алып келинбейтуғын электрлик процесслердің айрықша тәбиятын анықлады. Электрлик процесслерди механикалық көз-қараслар тийкарында түсиндириўден бас тартыў материалисттик түсиндириўден бас тартыў дегенди аңғартпайды.

...

Электростатикалық майданның реаллығын тастыйықлайтуғын фактлардың қатарына төмендегилер киреди. Биз жоқарыда (138-параграф) электростатикалық майданның энергияның базы бир көлемлик тығызлық пенен тарқалған мәниси менен тәрийипленетуғынлығын көрген едик. Кейинирек майданның шекли тезлик пенен тарқалатуғынлығы ашылды. Электромагнит индукциясы үстинен исленген Фарадейдің тәжирийбелери электрлик хәм магнитлик қубылыстардың арасында тығыз байланыстың бар екенлигин көрсетти. XIX әсирдің 60-жылларында Максвелл электромагнит қубылыстарының ұлыўмалық теориясын раўажландырды хәм электростатикалық майданның өзинің тәбияты бойынша ұлыўма болған *электромагнит майданының* дара жағдайы екенлигин көрсетти. Бул теория өзинің ишине көп санлы электрлик хәм магнитлик қубылыстарды қамтыды; теория электромагнит толқынлардың ашылыуына алып келди хәм жақтылықтың электромагнитлик тәбиятын түсиндирди. Солай етип,

электромагнит майдан ҥақындағы көз-қарасқа тийкарланған электрлик, магнитлик Һәм оптикалық қубылыслардың бирден-бир теориясы пайда болды.

Максвелл теориясы дүньялық эфир теориясын тастыйықлағандай болып көринди. Кейинирек Лоренц тәрeпинен раўажландырылған Максвелл теориясы бойынша қатты, сыйық Һәм газ тәризли денелер тұратуғын атомлар эфирге батырылған (эфирде жайласқан). Һәр бир атом құрамалы электрлик система болып табылады: ол оң зарядланған ядродан Һәм электронлардан тұрады. Солай етип, тек эфир Һәм оң электр зарядлары (атомлардың ядролары) Һәм терис электр зарядлары (электронлар) бар деп есапланды. "Бос" кеңислик тек эфир менен толтырылған қандай да бир дене жайласқан кеңисликтің бөлимінде бұл денениң құрамына киретуғын атомлардың зарядлары эфирге жабыстырылған. Бұл зарядлар эфирдеги өзгерислерди болдырады, ал бұл өзгерислерди биз электромагнит толқыны түрінде қабыл етемиз.

Лоренц теориясында эфирди қасийетлери белгили болған механикалық серпимли денелердің қасийетлеринен өзгеше болған қозғалмайтуғын материаллық орталық деп есапланды. Эфирдің қасийетлери электромагнитлик қубылыслар областына тийисли болған көп санлы тәжирийбелерде алынған мағлыұматларды ұлыұмаластырыұдың нәтийжесінде келип шығатуғын Максвелл тәрeпинен берилген теңлемелердің жәрдемінде аңлатылады. Максвелл-Лоренц теориясы өзиниң ишине механикаға салыстырғанда қандай да бир жаңа "бир нәрсени" алады, ол электромагнит майданның тәбиятын механикалық жақтан түсиндирген жоқ. Ески теориялардың механикалық эфир өзиниң орнын электромагнит эфирге босатып берди.

Бирақ, *эфирди тутас орталық Һәм, сонлықтан, оны қәлеген механикалық тутас орталық сыяқлы есаплаұ системасы сыпатында хызмет ете алады* деп қаралды (I томның 4-параграфында айтылғанларға қараңыз). *Эфирге салыстырғанда денелердің қозғалысы, мысалы Жер шарының қозғалысы Һақында айтыұға болды.* Жердің эфирге салыстырғандағы тезлигин анықлаұ ұшын өткерилген Майкельсонның тәжирийбелери (III томға қараңыз), соның менен бирге Трутон менен Ноблдің тәжирийбеси Һәм басқа да бир қатар тәжирийбелер (216-параграф) унамлы нәтийжелерге алып келди. Салыстырмалық теориясы бұл тәжирийбелердің нәтийжелерин ұлыұмаластырды Һәм эфирге салыстырғандағы абсолют қозғалыстың болмайтуғынлығын көрсетти. Бұл эфир менен тутас механикалық орталықлардың арасындағы ең соңғы аналогияны бұзды. Биз қәлеген қозғалыстың салыстырмалы екенлигин Һәм оны изертлегенде есаплаұ системасының зәрұр болатуғынлығын билемиз. Усыған байланысly, тарийхый жақтан қозғалысты анықлаұда пайдаланыұ ұшын қәлиплескен "орталық - эфир" түсинигин Һәзирги заман теориялық физикасы пайдаланғанды пүткиллей қойды. Биз енди материяның айрықша түри болған электромагнит майданы Һақында гәп етемиз. Электромагнит майданы бизге белгили болған механикалық орталықлардың қасийетлеринен өзгеше болған қасийетлерге ийе болып ғана қоймай, ол есаплаұ системасы хызметин де атқара алмайды.

БЕСИНШИ БӨЛИМ

ТУРАҚЛЫ ТОҚ

XVI БАП

ТУРАҚЛЫ ТОҚТЫҢ ТИЙКАРҒЫ НЫЗАМЛАРЫ

§ 153. Турақлы тоқ. Ом нызамы. Зарядланған бөлекшелердің орын алмастырыуы электр тоғын пайда етеди. Бундай жағдайда зарядларды алып жүриушилердің хәр қыйлы болыуы мүмкин. Базы бир жағдайларда, мысалы, электролитлик өткизгишликте ямаса сийреклетилген газлерде пайда болатуғын оң нурларда атомлар менен молекулалардың (ионлар) өзлери заряд тасыушылар болыуы мүмкин. Басқа жағдайларда тоқ электронның қозғалысының салдарынан пайда болады (металлардағы ямаса катод нурларындағы тоқ). Бирақ, барлық жағдайларда тоқтың бар болыуы базы бир улыұмалық қубылыслардың жүзеге келиуі, мысалы магнит майданының пайда болыуы менен жүреді.

Электр тоғы қубылысы тек зарядланған бөлекшелердің әпиұайы механикалық қозғалысы менен ғана түсиндириледі деп ойлауға болмайды. Бириншиден, қозғалыушы зарядлар менен байланыслы болған электр хәм магнит майданлары, 152-параграфта көрсетилгендей, айрықша механикалық емес тәбиятқа ийе болады. Екиншиден, элементар бөлекшелердің қозғалысларының өзи макроскопиялық денелер бағынатуғын механикалық нызамларға бағынбайды (163-параграф). Бирақ, тоқ пенен байланыслы болған бир қатар мәселелерде зарядлардың механикалық орын алмастырыуы көз-қарасынан пайдаланыуға болады хәм усындай көз-қараслардың тийкарында өткерилген есаплаулар бир қанша жағдайларда тәжирийбелердің нәтийжелери менен жақсы сәйкес келетуғын нәтийжелерди береді. Басқа жағдайларда бундай (классикалық) көз-қараслар жарамсыз болып қалады хәм қубылысларды құрамалырақ болған (квантлық-механикалық) көз-қараслардың тийкарында таллауға түүры келеді.

Электр тоғы *тоқ күши* деп аталатуғын шама менен тәрийипленеди. *Берилген бет арқалы өтетуғын тоқтың күши I усы бет арқалы ўақыт бирлигинде алып өтилетуғын электр зарядларының муғдары менен өлшенетуғын физикалық шама болып табылады.* Егер Δt ўақыты ишинде майдан арқалы ΔQ муғдарында электр заряды алып өтилетуғын болса, онда тоқтың күши I мынаған тең:

$$I = \frac{\Delta Q}{\Delta t}. \quad (1)$$

Берилген беттің майданы ушын I ўақыттың өтиуі менен өзгермейтуғын болса, онда биз *турақлы тоқ* хәққында гәп етемиз.

CGSE-системада тоқтың күшинің бирлиги сыпатында берилген майдан арқалы 1 секунд ўақыт ишинде электр зарядының бир CGSE-бирлиги өтиўге сәйкес келетуғын тоқтың шамасы қабыл етилген. Бұл бирлик жүдә кишкене болғанлықтан, *халық аралық бирликлер системасында тоқтың бирлиги сыпатында берилген майдан арқалы 1 сек ўақыттың ишинде 1 кулон электр заряды өтетуғын тоқ қабыл етилген; тоқ күшининиң бул бирлигин ампер деп атайды.*

Халық аралық бирликлер системасының төрт тийкарғы бирликлериниң бири сыпатындағы анықламасы 196-параграфта берилген.

Ампер менен тоқ күшиниң электростатикалық бирлиги арасындағы байланыс мынадай шәртің тийкарында орнатылады:

$$1 \text{ ампер} = \frac{1 \text{ кулон}}{1 \text{ сек}} \cong \frac{3 \cdot 10^9 \text{ электр муғдарының CGSE — бирлиги}}{1 \text{ сек}} \cong$$

$\cong$ тоқ күшинің $3 \cdot 10^9$ CGSE – бирлиги.

I тоқ күшинің өлшеми (1)-қатнастан алынады:

$$[I] = \frac{[Q]}{[t]} = L^{3/2} M^{1/2} T^{-2}. \quad (2)$$

Енди биринши әулад өткізгішлері болған металлдардағы тоқ құбылысын қараймыз. Өткізгішлерде тоқ қарқынды потенциалларға ие болған областар бар болған жағдайда пайда болады. Бұндай жағдайда пайда болатуғын тоқ өткізгіштің қарқынды бөлімлеріндегі потенциаллар теңдескенше жүреді. Егер өткізгіштің участкасының ұшларындағы потенциаллар айырмасын тұрақты етіп ұстап тұрсақ, онда бұл участкада тұрақты тоқ өтеді.

Тәжірибелер бір теклі өткізгіштің участкасы арқалы өтіп атырған тоқтың күші I Ом нызамын қанаатландыратуғынлығын көрсетеді:

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R}. \quad (3)$$

Бұл аңлатпада $V_1 - V_2$ арқалы өткізгіштің участкасының ұшларындағы потенциаллар айырмасы, ал R - өткізгіштің ұсы участкасын тәріпплейтуғын шама болып, оны участканың қарсылығы деп атайды. Солай етіп, Ом нызамы тоқ күшинің өткізгіштің ұшларындағы потенциаллар айырмасына туюры пропорционал хәм өткізгіштің ұсы участкасының қарсылығына кері пропорционал екенлігін көрсетеді.

Ом нызамы 1826-жылы Ом тәрепинен өткерілген өлшеулердің тийкарында ашылды. Ом гальваникалық элемент тәрепинен берилетуғын тоқ күшинің уақыттың өтiуi менен кемейетуғынлығын аңғарған (179-параграфтағы электродлардың поляризациясы құбылысын қараңыз). Сонлықтан ол электр қозғаушы күштің дерегі сыпатында термопарадан пайдаланды (172-параграфты қараңыз). Термопараның бір дәнекерленген орнын мұзда, ал екіншисі қайнап тұрған суға ұстап, ол тұрақты потенциаллар айырмасының дерегін ала алды. Тоқтың күшін Ом тоқтың магнит стрелкасына тәсірі бойынша өлшеді. Бір жыл өткеннен кейін Ом мақаласын баспадан шығарды хәм ол ұсы мақаласында электр тоғын найдағы сұйықтықтың ағысы менен салыстырып, өзінің нызамын теориялық жоллар менен келтіріп шығарды. Бірақ, ұсындай салыстыру сұйықтықтың тек ламинарлық ағысы ұшын ғана нызамлы (I томға қараңыз) хәм тұрбулентлік ағыс ұшын дұрыс болмайды.

Омнан кейін бұл нызам көп санлы авторлар тәрепинен тексеріп көрілді хәм нызамның жүдә дәл орынланатуғынлығы анықланды. Ом нызамынан 1 % шамасындағы ауысу тек тоқтың жүдә үлкен болған тығызлықтарында, 1 см^2 қа бір неше миллион ампер тоқ күші сәйкес келетуғын жағдайларда ғана бақланған.

Омның өзінің тәжірибелерінде де, басқа ізертлеулерде де тоқтың күші тоқтың магниттік тәсірі бойынша өлшенген. Қатаң түрде айтқанда, магниттік тәсірдің (1)-аңлатпа бойынша уақыттың бір бирлігіндегі ағып өткен электр зарядының шамасына тең болған тоқтың күшіне пропорционал екенлігін алдын-ала дәлилдеп алу керек. (1)-анықламаға сәйкес, белгілі сыйымлыққа ие болған конденсаторды алдын-ала белгілі потенциаллар айырмасына шекем зарядлап, оннан кейін толық зарядсызландыруға мәжбүрлеп, тоқ күшін абсолют өлшемде өлшеуге болады. Потенциаллар айырмасын өлшеуге, ал конденсатордың сыйымлығын оның геометриялық формасы бойынша есептеп табуға болады. Бірақ, бұндай өлшеулерді ис жүзінде өткеріуді орындау қиын. Себебі конденсаторды зарядсыздандыруда (разрядлағанда) тұрақты тоқты алуға болмайды.

Сонлықтан, хәзіргі уақыттары тоқтың күші (Омның жұмыстарындағыдай) тоқтардың магниттік тәсірі, атап айтқанда бір биріне параллель болған екі шексіз ұзын өткізгіштердің арасындағы өз-ара тәсірлесіу күші бойынша анықланады (196-параграфқа қараңыз).

§ 154. Өткізгіштердің қарсылығы. Өткізгіштің участкасының қарсылығы оның материалынан, өлшемлери менен формасынан ғарезли болады.

Өткізгіштің кесе-кесиминің майданы тұрақлы S шамасына тең хәм ұзынлығы l болған жағдайда қарсылық

$$R = \rho \frac{l}{S} \quad (1)$$

аңлатпасының жәрдемінде анықланады. Бұл аңлатпада ρ - өткізгіштің материалынан ғарезли болған шама *материалдың салыстырмалы қарсылығы* деп аталады. Солай етип, өткізгіштің участкасының қарсылығы оның ұзынлығы l ге түүры пропорционал, ал оның кесе-кесими S ке кері пропорционал

(1)-формуладан мынаған ийе боламыз

$$\rho = R \frac{S}{l}. \quad (1a)$$

Буннан ρ салыстырмалы қарсылықтың сан мәнісинің ұзынлығы бір бірлікке хәм кесе-кесиминің майданы да бір бірлікке тең өткізгіштің қарсылығына тең екенлиги келип шығады.

Бірліклердің *CGSE-системасында қарсылықтың бір бірлиги сыпатында* ұшларындағы потенциаллар айырмасы потенциалдың бір *CGSE-бірлигине* тең болған жағдайда тоқ күшинің бір *CGSE-бірлиги* өтетұғын өткізгіштің қарсылығы алынады. Әмелий ислерде бұл бірлік дым үлкен болғанлықтан, *қарсылықтың әмелий бірлиги сыпатында потенциаллар айырмасы 1 вольт болған жағдайда 1 ампер тоқ өтетұғын өткізгіштің қарсылығы қабыл етилген. Бұл бірлік ом деп аталады.*

Ом менен қарсылықтың *CGSE-бірлигинің* арасындағы байланысты Ом нызамынан келип шығатуғын қатнастың жәрдемінде аламыз:

$$\begin{aligned} 1 \text{ ом} &= \frac{1 \text{ вольт}}{1 \text{ ампер}} \cong \frac{1}{300} \frac{\text{потенциалдың CGSE — бірлиги}}{3 \cdot 10^9 \text{ тоқ күшинің CGSE — бірлиги}} \cong \\ &\cong \frac{1}{9 \cdot 10^{11}} \text{ қарсылықтың CGSE — бірлиги.} \end{aligned}$$

Миллион ом *мегаом* деп аталады.

Қарсылықтың өлшемин

$$[R] = \frac{[V]}{[I]} = TL^{-1}$$

теңлигинің тийкарында аламыз.

Әмелий системада салыстырмалы қарсылық ρ ны (1-а) формуланың тийкарында табылатұғын бірліклерде өлшеу қабыл етилген. Бундай жағдайда R қарсылығы омларда, ал кесе-кесимнің майданы S - сантиметрдің квадратында өлшенеди; салыстырмалы қарсылықтың алынған бірлигин *ом-сантиметр* (қысқаша *ом·см*) деп атайды.

Солай етип, салыстырмалы қарсылықтың бірлиги сыпатында қабырғаларының ұзынлығы 1 см болған кубтың бір қаптал бетинен қарама-қарсы қаптал бетине тоқ өткен жағдайда 1 ом қарсылыққа ийе болатұғын материалдың салыстырмалы қарсылығы қабыл етилген.

Техникалық есаплауларда өткізгіштердің қарсылығын анықлау үшін (1-а) формуланы пайдаланып, сымның кесе-кесиминің майданы S ти миллиметрлерде, ал ұзынлығы l ди метрлерде өлшейди. Усыған сәйкес салыстырмалы қарсылықтың бірлиги сыпатында ұзынлығы 1 м, ал кесе-кесиминің майданы 1 мм^2 болған метриалдың салыстырмалы қарсылығы алынады.

Салыстырмалы қарсылықтың ұсы техникалық бірлиги менен *ом·см* арасында мынадай қатнас орын алған:

$$\text{салыстырмалы қарсылықтың 1 техникалық бірлиги} =$$

$$= \text{ом} \frac{0,01 \text{ см}^2}{100 \text{ см}} = 10^{-4} \text{ ом} \cdot \text{см}.$$

Салыстырмалы қарсылық ρ дан басқа, оған кери болған *салыстырмалы өткізгішлік* немесе *электр өткізгішлік* деп аталатуғын шаманы жийи қолланады (IV кестеге қараңыз):

$$\sigma = \frac{1}{\rho}.$$

Салыстырмалы қарсылық ρ өткізгіштің температурасынан ғәрезли. Дерлик барлық металлар үшін әдеттеги температураларда салыстырмалы қарсылық температураға байланысly сызықлы түрде өзгереді:

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t). \quad (2)$$

Бул аңлатпада t Цельсия шкаласындағы температура, ал ρ_0 арқалы 0°C температурадағы салыстырмалы қарсылық белгиленген. α - тұрақлы коэффициенти.

IV кесте.

0°C температурадағы базы бир өткізгішлердің салыстырмалы қарсылықлары менен электр өткізгішліклері

Өткізгіш	$\rho \cdot 10^6, \text{ ом} \cdot \text{см}$	$\sigma \cdot 10^{-4} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$
Алюминий	2,53	39,5
Графит	39,2	2,55
Таза темир	8,69	11,48
Таза мыс	1,55	64,5
Сынап	94,3	1,06

Көп санлы металлар үшін α сан мәніси бойынша $0,00367$, яғный, $\frac{1}{273}$ шамасына жақын. Сонлықтан, (2)-қатнасты

$$\rho = \alpha \rho_0 T$$

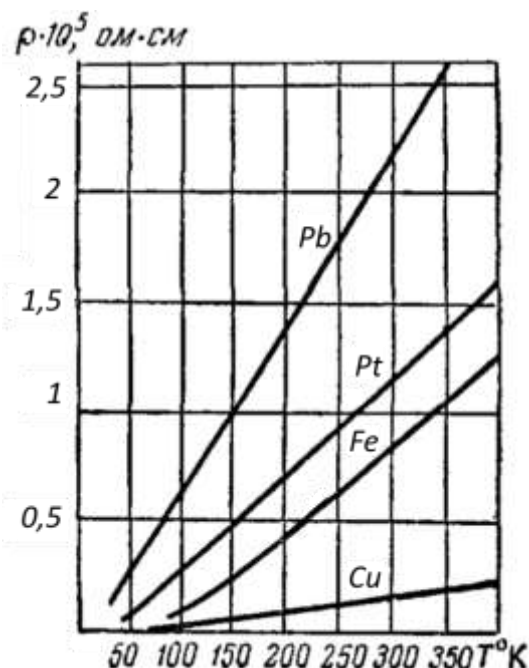
түрінде көширип жазыўға болады. Бул аңлатпада T арқалы абсолют шкаладағы температура белгиленген. Бирақ, бул қатнас жуўық характерге ийе хәм жоқары температураларда да, төменги температураларда да орынланбайды. Жоқары температураларда α коэффициенти үлкейеди.

Усының менен бирге қарсылық металларды балқытқанда өседі. Төменги температураларда α киширейеди 81-сүүретте *Cu*, *Fe*, *Pt* хәм *Pb* үшін ρ ның T дан ғәрезлиги көрсетилген.

Шама менен 1-7 K температураларда базы бир металлар менен қуымалардың қарсылықлары кескин түрде киширейеди хәм дерлик жоғалады (82-сүүретке қараңыз). Физик Каммерлинг-Оннес тәрәпинен 1911-жылы биринши рет ашылған бул қубылысты *аса өткізгішлік* деп атайды. Аса өткізгішлік халда қарсылық ис жүзинде нолге тең болады. Хәзирги ўақытлары аса өткізгішлік көп санлы элементлерде (*Al*, *Ti*, *Zn*, *Tc*, *Cd*, *Sn*, *Hg*, *Tl*, *Pb*, *Bi*, *U* хәм басқалар), көп қуымаларда хәм бир қатар химиялық бирикпелерде ашылды. Қуымаларда аса өткізгішлік оның құраўшысының бири таза түрінде аса өткізгіш халға өтпейтуғын жағдайда да бақланады. Химиялық бирикпелердің ишинде ұсы бирикпениң құраўшыларының бири аса өткізгішлік халға өтпейтуғын жағдайда да аса өткізгішлік бақланатуғынлары бар. Затлар аса өткізгішлік халға өтетуғын критикалық температура T_K көпшилик жағдайларда 1-7 K температураның әтирапында. Бирақ T_K ның жоқарырақ хәм төменирек мәніслери де ұшырасады. Усы ўақытларға шекем изертленген таза элементлердің ишинде ең төменги температураға $T_K = 0,35 \text{ K}$ гафний (*Hf*), ал ең жоқары температураға $T_K = 1,17 \text{ K}$ - технеций (*Tc*) ийе; Nb_3Sn бирикпеси үшін $T_K = 18 \text{ K}$. Бир элементтің хәр қыйлы изотоплары үшін критикалық температура T_K хәр қыйлы. Басымды көтергенде критикалық температура T_K өзгереді, бирақ киши шамаға өзгереді (шама

менен 10^{-5} grad/atm шамасына), соның менен бирге бир затлар үшін T_K ның мәнісі жоқарылайды, ал басқаларда төменлейді¹².

81-сүрөт.
Металлдардың салыстырмалы
қарсылығының абсолют температурадан
ғәрезлиги.



Затлар аса өткізгіш халға өткенде олардың бір қатар қасиеттері де, мысалы, жыллылық сыйымлығы секирмели түрде өзгереді хәм (магнит майданы бар болған жағдайда) жыллылықтың бөліп шығарылыуы ямаса жутылыуы орын алады. Аса

¹² (Аударыушылардан): 1986—1993 жыллары жоқары температуралы аса өткізгішлердің ашылыуы аса өткізгішліктің температуралық шегарасын алысқа жылжытты хәм аса өткізгіш материалдарды сұйық гелийдің қайнау температурасында емес (4,2 K), ал әдеуір арзан криогенлик сұйықлық болған сұйық азоттың қайнау температурасында алыуға мүмкіншилик тууылды.

1986-жылы IBM корпорациясының илимий бөлімнің хызметкерлери Карл Мюллер менен Георг Беднорц $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ бирикпесінде критикалық температурасы 35 K аса өткізгішлікті ашты. Усы жұмысы үшін оларға 1987-жылы Нобель сыйлығы берилди.

1987-жылы критикалық температурасы 92 K болған YBCO (иттрий-барий-мыстың оксиди) аса өткізгіши ашылды. Бул критикалық температурасы сұйық азоттың қайнау температурасынан (77 K) жоқары болған биринши аса өткізгіш болып табылады.

2015-жылы T_K үшін рекорд жоқары температура алынды ($T_K = 203 \text{ K}$). Бундай аса өткізгішлік 150 ГПа (1,5 млн атмосфера) басымда тұрған күкирт пенен водородтың бирикпесінде табылды.

2018-жылы жоқары температуралы аса өткізгішлік рекорды еки рет басып өтилди:

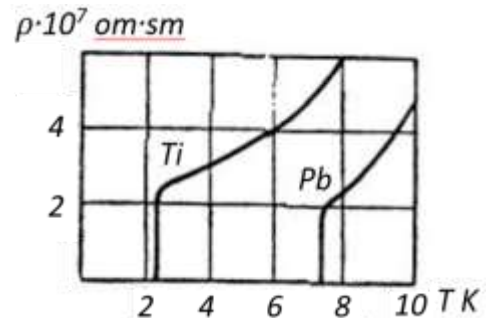
- лантанның супергидридин (LaH_{10}) 170 ГПа (1,7 млн атмосфера) шамасына шекем қысқанда $T_K = -13^\circ\text{C}$ (260 K) критикалық температурасы алынды.
- Ҳиндистан алымларының тастыйықлауы бойынша алтын подложкадағы наноструктураланған гүмисте әдеттеги басымларда $T_K = 236 \text{ K}$ (-37°C) аса өткізгішлік алынған, бирақ олардың мақаласы хәзирше реер-review процессин өткен жоқ хәм сонлықтан нәтижени биротала тастыйықланған деп есаплауға болмайды (препринт 2019-жылы 28-май күни жарық көрди, arXiv: 1807.08572).

2020-жылы Nature журналында күкирттің гидриди үшін жаңа рекорд жарық көрди. Углеродты қосыу жолы менен Рочестер университетинің бир группа физиклери 267 ГПа басымда 15°C дан да жоқары температурадағы аса өткізгішти алды.

өткізгіштердің магниттік қасиеттері айрықша көзге түседі. Аса өткізгіш қалдағы зат "идеал" диамагнетик болып табылады, оның ішінде магнит индукциясы нөлге тең ($B = 0$). Аса өткізгіштің магнитлену коэффициенті (202-параграф) $\chi = -\frac{1}{4\pi}$. Аса өткізгіштегі магнит индукциясының нөлге тең болуын сыртқы магнит майданын компенсациялауын оның беттік қатламында тоқтардың пайда болуы менен түсіндірілуге болады. Аса өткізгіштің жүде жуқа қатламында (шама менен 10^{-5} см) $B \neq 0$. Сырттан түсірілген күшті магнит майданы аса өткізгіштік қалын бұзады. Аса өткізгіш дене арқалы өтіп атырған тоқ пайда еткен магнит майданы да аса өткізгіштік қалды бұза алады.

82-сүрөт.

Аса өткізгіштік қалына өткенде салыстырмалы қарсылықтың нөлге шекем кишірейіуі.



Аса өткізгіштік қалдан әдеттегі қалға хәм кері бағытта өтіу бір қатар совет физиктері тәрәпинен теориялық жоллар менен де, эксперименттерде де терең изертленді (Л.Д.Ландау, А.И.Шальников хәм басқалар). А.И.Шальников затларда аса өткізгіштік қалдан әдеттегі қалға өтіуде шеклі өткізгіштікке ийе қатламлар менен гезеклесіп жайласатуғын айырым аса өткізгіш қатламлардың пайда болатуғынлығын тапты.

Жүде көп санлы теориялық изертлеулердің өткерілгенлігіне қарамастан, ең соңғы ұақытларға шекем аса өткізгіштіктің толық теориясын дәрәтиудің сәті түспеді. Тек, 1956-жылы америкалы физик Купер тәрәпинен аса өткізгіштік қалға өтіуде жүде әхмийетлі орынды спинлік моменттері антипараллель жайласқан электронлар жұбының пайда болуының ийелейтуғынлығын көрсетті (202-параграфты қараңыз). Буннан кейін аса өткізгіштікті хәм оның менен бирге жүзеге келетуғын қубылыстарды түсіндіріудің сәті түсті. Аса өткізгіште заттың ішіндегі электронлар аса аққышлық қасиетіне ийе болады екен. Усындай тийкарда аса өткізгіштік теориясы ең толық түрде совет алымы Н.Н.Боголюбов хәм оның басшылығында іслейтуғын хызметкерлер тәрәпинен раўажландырылды¹³.

Жүде жақсы өткізгіштер болып табылатуғын металлар менен бир қатарда (σ ның шамасы $10^4 - 10^5 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$) өткізгішлігі әдеуір киші болған затлар да бар (σ ның шамасы $10 - 10^{-10} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$). Мысалы, селен, мыстың закиси (Cu_2O), көп санлы минераллар, Менделеев кестесінің төртінші, бесінші хәм алтыншы группаларының металл емес элементтері, құрамында кислород пенен күкірт бар органикалық емес

¹³ Аударыушылардан: хәзиргі ұақытлары қабыл етилген аса өткізгіштік қубылысының микроскопиялық теориясы Бардин-Купер-Шриффер (БКШ теориясы) болып табылады. Оның тийкарында қарама-қарсы спинлерге хәм импульслерге ийе болған купер жұплары концепциясы жатыр. 1972-жылы теорияны дәрәткен физиклер физика бойынша Нобель сыйлығын алыуға миясар болды. Усының менен бир ұақытта аса өткізгіштіктің микроскопиялық теориясы Н.Н.Боголюбов тәрәпинен Боголюбов түрлендіріулері деп аталатуғын түрлендіріулерді пайдаланыу жолы менен дәрәтилді. Бул теорияда аса өткізгіштік электрон газинің аса аққышлығы түрінде қаралады.

бирикпелер, металлдардың базы бир қуымалары, базы бир органикалық бояушы затлар х.б. Бундай денелерди *ярым өткізгіштер* деп атайды (171-параграфқа қараңыз).

Базы бир ярым өткізгіштердің металл менен тийисип тұрған орынларында айрықша қубылыстар бақланады: тоқты тек бир бағытта өткеретуғын жабатуғын қатлам пайда болады. Мысалы, мыстың закиси болған жағдайда потенциаллар айырмасының бирдей мәніслерінде металдан мыстың закисине қарай өтетуғын тоқтың шамасы мыстың закисинен металға қарай өтетуғын тоқтың шамасынан бир неше мың есе үлкен (237-параграф).

§ 155. Тоқтың тығызлығы векторы. Тоқ күши болған $I = \frac{\Delta Q}{\Delta t}$ шамасы *скаляр шама* болып табылады. Ол бир бирлик ўақыт ишинде берилген бет арқалы өтетуғын зарядтың мұғдарын ұсы бетке салыстырғанда зарядты алып жүретуғын бөлекшелердің қандай бағытта хәм қандай мүйеш пенен қозғалатуғынлығынан ғәрезсиз анықлайды. Әлбетте, электр тоғының бундай характеристикасы толық болмайды; көп жағдайларда зарядланған бөлекшелердің қозғалыу бағытын қараўға тўўры келеди. Зарядлардың алып өтилиу бағытын есапқа алыу үшін *тоқтың тығызлығы векторы* түсинигин киргизеди.

Тоқ оң зарядланған бөлекшелердің қозғалысынан да, терис зарядланған бөлекшелердің қозғалысынан да тұрады. Тәжирийбелер, белгилери қарама-қарсы болған бөлекшелердің қарама-қарсы бағытлардағы қозғалысларының барлық қатнастарда эквивалент тоқларды пайда ететуғынын көрсетеди. Сонлықтан қандай де бир белгиге ийе болған (мысалы оң белгиге ийе болған) бөлекшелердің қозғалысын қараў менен шеклениўге болады. Бундай жағдайда терис зарядлы бөлекшелердің қозғалысын шәртли түрде оң зарядлы бөлекшелердің қарама-қарсы бағыттағы қозғалысы менен алмастырыўға болады.

Дәслеп, оң зарядланған бөлекшелердің бир текли ағысын, яғный барлық бөлекшелер бир бағытта бирдей тезлик пенен қозғалатуғын хәм бұл бөлекшелер кеңисликте тұрақлы тығызлық пенен тарқалған жағдайды қараймыз.

Ойымызда бұл зарядлар қозғалатуғын өткізгіштин ишинде ұсы қозғалыс бағытына перпендикуляр болған ΔS_0 бетин айырып аламыз. Сан мәниси бойынша

$$i = \frac{\Delta Q}{\Delta t \cdot \Delta S_0} \quad (1)$$

шамасына тең, ал бағыты бойынша оң зарядланған бөлекшелердің қозғалыс бағытына сәйкес келетуғын, ўақыт бирлиги ишинде ΔS_0 бети арқалы өтетуғын ΔQ зарядына тең векторды *тоқтың тығызлығы векторы* $\mathbf{i}$ деп атаймыз. Солай етип *тоқтың тығызлығының векторы сан мәниси бойынша бир ўақыт бирлигиндеги зарядлардың қозғалыс бағытына перпендикуляр қойылған бир бирлик майдан арқалы өтетуғын зарядтың мұғдарына тең. Тоқтың тығызлығы векторы оң зарядлардың қозғалыс бағыты менен бағытлас.*

Егер ΔS бети ықтыярлы түрде бағытланған болса, онда оның зарядлардың қозғалыс бағытына перпендикуляр болған тегисликтеги проекциясын алыу керек. Бундай жағдайда:

$$i = \frac{\Delta Q}{\Delta t \cdot \Delta S \cos \alpha} \quad (2)$$

Бұл теңликте α арқалы оң зарядлардың қозғалыс бағыты менен ΔS бетине түсірилген нормалдың арасындағы мүйеш.

Егер зарядланған бөлекшелердің ағысы бир текли болмаса, онда жүдә кишкене болған ΔS майданын хәм жүдә кишкене болған ўақыт аралығы Δt ны аламыз. Бундай жағдайда ұсындай кишкене бет арқалы жүдә кишкене ўақыт аралығында өткен ағысты бир текли деп қараўға болады. Бундай жағдайда өткізгіштеги берилген орын арқалы берилген ўақыт моментиндеги тоқтың тығызлығы векторы

$$i = \lim_{\substack{\Delta S \rightarrow 0 \\ \Delta t \rightarrow 0}} \frac{\Delta Q}{\Delta t \cdot \Delta S \cos \alpha} \quad (2a)$$

аңлатпасының жәрдеминде есапланады. ΔS бети арқалы өтетұғын киши тоқты ΔI арқалы белгилеп

$$\Delta I = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta Q}{\Delta t}$$

формуласын аламыз, буннан кейин (2-а) теңлигинен

$$i \cos \alpha = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta I}{\Delta S}$$

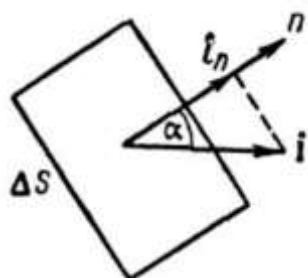
аңлатпасына ийе боламыз.

$i \cos \alpha$ шамасы тоқтың тығызлығы векторының ΔS бетине түсірилген нормалдың бағытына түсірилген проекциясы болып табылады (83-сүррет). Буннан

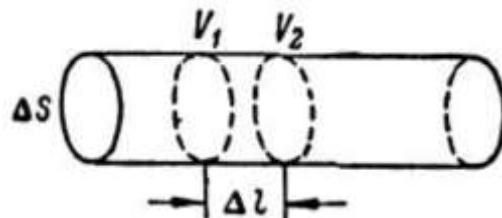
$$i_n = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta I}{\Delta S} \quad (3)$$

теңлигин аламыз хәм тоқтың тығызлығы векторының нормаль құраушысының бир бирлик майдан арқалы өтетұғын тоқтың күшине тең екен.

Тоқтың тығызлығы хәкқындағы түсиник 153-параграфтағы Ом нызамына берилген анықламадан басқа анықламаны бериўге мүмкиншилик береді. Жоқарыда айтылып өтилгениндей, тоқ оң зарядланған бөлекшелердің қозғалысынан пайда болған деп есаплаймыз (ал, ис жүзінде өткізгіштегі тоқ электронлардың қозғалысының салдарынан пайда болады). Еркін зарядлар өткізгіште электр майданының күшлериниң бағытында қозғалады. Демек, тоқтың тығызлығы векторы i потенциалдың түсиў бағытына қарай, яғный кернеулік векторы E ниң бағытына қарай бағытланған.



83-сүррет. Тоқтың тығызлығының нормаль құраушысы i_n ди табыўға.



84-сүррет. Тоқтың тығызлығы үшін аңлатпаны келтирип шығарыўға.

ΔI тоғы өтип тұрған цилиндр тәризли өткізгішти аламыз. Мейли, бұл өткізгіштегі зарядлар оның ΔS кесимине перпендикуляр бағытта қозғалатуғын болсын (84-сүррет). Бир биринен Δl қашықтықта жайласқан өткізгіштиң еки кесимин қараймыз. Мейли, ұсы кесимлердің арасындағы потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2 = -\Delta V$ шамасына тең болсын. Өткізгіштиң ұсы участкасының қарсылығы $R = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{\Delta l}{\Delta S}$ шамасына тең. Бұл теңликте σ - өткізгіш соғылған материалдың салыстырмалы өткізгішлиги. Өткізгіштиң биз қарап атырған участкасына Ом нызамын қолланып, мынаны аламыз:

$$\Delta I = \frac{V_1 - V_2}{R} = -\sigma \frac{\Delta V}{\Delta l} \Delta S.$$

Буннан

$$\frac{\Delta I}{\Delta S} = -\sigma \frac{\Delta V}{\Delta l}, \quad (4)$$

қатнасы келип шығады. Бирақ, $\Delta I / \Delta S$ қатнасы тоқтың тығызлығы i ға тең, ұзынлықтың бир бирлигендегі потенциалдың түсиўине тең болған $\Delta V / \Delta l$ шамасы өткізгіштиң ишиндегі

майданның кернеулігі E ге тең. Буннан кейін (4)-теңлік мынадай түрге енеді:

$$i = \sigma E.$$

Биз тоқтың тығызлығы векторы болған $\mathbf{i}$ векторының кернеулік векторы E менен бағытлас екенлігін атап өткен едік. Сонлықтан, соңғы теңлікті векторлық түрде жазыуға болады:

$$\mathbf{i} = \sigma \mathbf{E}. \quad (5)$$

Бұл қатнас *тоқтың тығызлығы үшін Ом нызамы болып табылады*. Ол тоқтың тығызлығы $\mathbf{i}$ диң майданның кернеулігі E ге пропорционал екенлігін хәм оның менен бағытлас екенлігін көрсетеді. Тоқ өтіп тұрған өткізгіштің ишінде майданның кернеулігі нолге тең емес. Керисинше, егер өткізгіштің ишінде $E = 0$ болса, онда тоқлар болмайды: $E = 0$ теңлігі орынланғанда биз электростатикалық қубылыстар менен ис алып барамыз.

§ 156. Зарядлардың сақланыуы. Стационар тоқтардың түйық екенлігі. Алдыңғы параграфта ΔS бети арқалы өтіп биз атырған тоқтың күші ΔI менен тоқтың тығызлығының арасындағы байланысты таптық [155-параграфтағы (3)-формула]:

$$i_n = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta I}{\Delta S}.$$

Буннан, киши ΔS майданы арқалы өтіп атырған ΔI тоқ күшін былайынша жазыуға болатуғынлығы келип шығады:

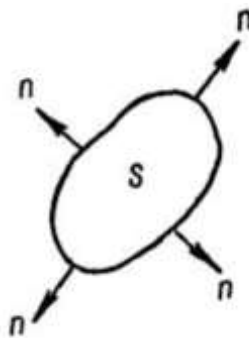
$$\Delta I = i_n \Delta S. \quad (1)$$

Шекли S майданы арқалы өтіп атырған тоқ болған жағдайда бұл майданды ΔS элементар майданларына бөлеміз. Бундай жағдайда барлық S майданы арқалы өтіп атырған I тоқтың күші ΔI тоқ күшлеринің суммасына тең:

$$I = \sum i_n \Delta S. \quad (2)$$

Солай етип, тоқ күші тоқтың тығызлығы векторының ағысы болып табылады екен.

85-сүүрет.
Түйық S бетке түсірилген сыртқы нормаллар.



Ойымызда өткізгіште айырып алынған базы бир көлемди шеклеп тұрған түйық бет арқалы өтетүгін I тоқ күшін анықлаймыз. Усы көлемге салыстырғанда сыртқа қарай бағытланған нормалды оң деп есаплаймыз (85-сүүрет). Бундай жағдайда α мүйешлеринің мәнислери $\pi/2$ ден киши болыуы да, үлкен болыуы да хәм (1)-теңлік бойынша ΔI элементар тоқ күшлеринің мәнислеринің оң болыуы да, терис болыуы да мүмкин. ΔI элементар тоғының оң мәниси ΔS бети арқалы S бети менен шекленген көлемнен оң зарядлар алып шығылатуғынлығын, ал ΔI элементар тоғының терис мәниси ΔS бети арқалы сол көлемнің ишине оң зарядлардың алып кирилетуғынлығын аңғартады. Егер берілген көлемди шеклеп тұрған (орап тұрған) S бети арқалы өтетүгін барлық элементар тоқтардың қосындысы нолге тең болса алып кирилген зарядлардың муғдары алып шығылған зарядлардың муғдарына тең болады. Егер, түйық S бети арқалы өтетүгін толық тоқ I диң шамасы нолге тең болмаса, онда биз қарап атырған көлемге алып кирилген зарядлардың муғдары менен алып шығылған зарядлардың муғдары тең болмайды, яғный

S бети менен қоршалған көлемнің ишіндегі зарядлардың улыұмалық муғдары өзгереді. Тоқтың оң мәнісі көлемнің ишіндегі зарядлардың муғдарының кемейіуін, ал теріс мәнісі үлкейіуін аңғартады. Егер S бети менен шекленген көлемнің ишіндегі зарядлардың Δt ўақыты ишіндегі кемейіуін белгилесек, онда

$$I\Delta t = \sum i_n \Delta S \Delta t = -\Delta Q \quad (3)$$

қатнасына ийе боламыз. Бул қатнас жабық көлемнің ишіндегі улыұмалық зарядтың өзгерісі болған ΔQ шамасының сырттан зарядты алып келіуінің ямаса сыртқа зарядты алып шығыуының есабынан болатуғынлығын көрсетеді. Солай етип, (3)-қатнас зарядлардың сақланыуы нызамының мәнісіне ийе болады.

(3)-қатнастан туйық бет арқалы өтетуғын тоқ I ушын мынадай қатнасты аламыз:

$$I = \sum i_n \Delta S = -\frac{\Delta Q}{\Delta t}. \quad (3a)$$

Енди қарау ушын тоқ сызықларын киргиземіз. Тоқтың сызығы дегенде ҳәр бир нокаттағы тоқтың тығызлығы векторының бағыты менен бағытлас болған сызыққа урынба бағыттағы сызықты түсинемиз.

$\sum i_n \Delta S$ аңлатпасы S туйық бети арқалы өтетуғын тоқ сызықларының ағысы болып табылады. (3a) теңлиги туйық бет шеклеп тұрған көлемдегі зарядтың муғдары өзгеретуғын болса, онда ұсы туйық бет арқалы өтип атырған тоқ сызықларының толық ағысының нолден өзгеше болатуғынлығын көрсетеді. Егер берілген беттің ишіндегі толық заряд өзгермейтуғын болса, онда тоқ сызықлары тек бетти кесип өтеді. Зарядлардың жыйналыуы ямаса кемейіуі орын алатуғын орынларда тоқтың сызықлары тамам болады. *Базы бир областта зарядлар турақлы болғанда ұсы областтағы тоқ сызықлары үзликсіз ямаса туйық, ямаса шексізликке кетеді.* Тоқ сызығы менен шекленген кеңісликти тоқтың трубкасы (тоқтың найы) деп атаймыз. Тоқ трубкасы түсинигинің анықламысы бойынша трубканың қалеген кесими арқалы өтип атырған тоқтың күши бирдей мәніске ийе болады.

Айтылғанлардан көринип тұрғанындай, тоқтың сызықлары түсиниги (3a) теңликти Электростатикадағы Остроградский-Гаусс теоремасындай етип интерпретациялауға мүмкіншилиік береді (126-параграф). Электростатикада Остроградский-Гаусс теоремасы бойынша туйық бет арқалы өтетуғын кернеулік сызықларының ағысы ұсы беттің ишінде жайласқан зарядлардың суммасына тең (4π ге көбейтилген). (3a) теңлик бойынша туйық бет бойынша тоқ сызықларының ағысы ұсы беттің ишіндегі зарядтың кемейіуіне тең.

Конденсаторды разрядлағанда (зарядсызландырғанда) пайда болатуғын тоқ сызықлары туйық болмаған тоқ сызықларына мысал бола алады. Конденсатордың зарядсызланатуғын астарлары тоқ сызықларының ақырларының (ушларының) орны болып табылады. Себеби конденсатордың зарядсызланыу ўақытында олардың заряды өзгереді. Конденсаторды разрядлау процесси стационар емес: тоқтың күши ўақыттың өтиуі менен өзгереді ҳәм ең ақырында нолге тең болады. Ақырғы есапта қалеген заряд таўсылатуғын болғанлықтан, тоқ тоқтың туйық емес сызықлары бойынша көп ўақыт жүре алмайды. *Стационар, яғнай турақлы, шексіз көп ўақыт өтетуғын тоққа барлық ўақытта тоқтың туйық сызықлары сәйкес келеді.* Мысалы, гальванометр тәрепинен ұслап тұрылатуғын турақлы тоқ болған жағдайда, тоқ сызықлары шынжырдың ишки бөлімлері арқалы туйықланады ҳәм туйық сызықларды пайда етеді.

Дифференциаллық есаптың белгилеулерін пайдаланып, биз (1)-теңликти қайтадан жазамыз:

$$dI = i_n dS. \quad (1a)$$

Буннан кейін (2)-теңликтегі сумманы берілген S бети ушын жазылған интеграл менен алмастырып

$$I = \int_S i_n dS. \quad (2a)$$

теңлигин аламыз. Ең ақырында (3a) теңлигиндегі Δt ны шексіз киши болған ұақыт интервалы dt менен алмастырып, мынаны аламыз:

$$I = -\frac{dQ}{dt}. \quad (36)$$

Бұл аңлатпаға I дмң орнына (2a) бойынша мәнісін қойып, электр зарядларының сақланыу ызамын мынадай түрде жазамыз:

$$\int_S i_n dS = -\frac{dQ}{dt}. \quad (4)$$

Зарядлардың сақланыу ызамын басқа түрде де жазыуға болады. Оның үшін (4)-теңликтің оң хәм шеп тәрептерін S бети өзінің ишине алған V көлеміне бөліп, мынадай аңлатпаны аламыз:

$$\frac{1}{V} \int_S i_n dS = -\frac{d}{dt} \left(\frac{Q}{V} \right). \quad (5)$$

V көлемін нолге шекем киширейтип, Q/V қатнасының берілген орындағы зарядлардың тығызлығы ρ ны беретүғынлығын аламыз. Солай етип, (5)-теңликтің оң бөлімінде $-d\rho/dt$ шамасы тұрады. Шеп тәрепін үшін

$$\lim_{V \rightarrow 0} \frac{1}{V} \int_S i_n dS$$

аңлатпасын аламыз. Векторлық есаптан бұл шектің $\mathbf{i}$ векторының дивергенциясына тең екенлігі белгілі:

$$\text{div } \mathbf{i} = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{1}{V} \int_S i_n dS.$$

Демек, (5)-теңлік мынадай түрді қабыл етеді:

$$\text{div } \mathbf{i} = -\frac{d\rho}{dt}. \quad (6)$$

Бұл дифференциаллық формада жазылған электр зарядларының сақланыу ызамы болып табылады. Егер ρ ұақытқа байланыссы өзгермейтүғын болса, онда $\frac{d\rho}{dt} = 0$ хәм (6)-теңлік мынадай түрге ийе болады:

$$\text{div } \mathbf{i} = 0. \quad (6a)$$

§ 157. Ленц-Джоуль ызамы. Тәжірийбелер өткізгіш арқалы электр тоғы өткенде өткізгіштен жыллылықтың бөлініп шығатүғынлығын көрсетеді. Жыллылықтың бөлініп шығуы зарядтың алып жүрилиуі хәм, ұсыған сәйкес, ұсы алып жүріу үшін жұмсалатүғын электрлік күшлердің жұмысы менен байланыссы.

Q заряды t ұақыты ишінде өтетүғын өткізгіштің кесімін аламыз: $Q = It$. Бұл заряд өткізгіш арқалы t ұақыты ишінде орын алмастырып базы бир $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасын өтеді. Нәтийжеде электрлік күшлер

$$A = It(V_1 - V_2) \quad (1)$$

жұмысын істейді. Майданның күшлерінің жұмысы тоқтың үлкейіуіне алып келмейді хәм, ұсыған сәйкес, өткізгішті қыздыруу үшін жұмсалады. Ом ызамын пайдаланып, жұмыс үшін аңлатпаны былайынша көшіріп жазамыз:

$$A = I^2 R t. \quad (1a)$$

Бұл аңлатпада R арқалы өткізгіштің $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасы түсетүғын

участкасының қарсылығы белгиленген.

Өткізгіште бөлиніп шығатуғын жыллылықтың мұғдарының сан мәнісін есаплаймыз. I тоғының күші амперлерде, ұақыт секундларда, ал $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасы вольтлерде аңғартылған деп болжайық. Бұндай жағдайда (1)-формуланың жұмысты джоуллерде береді. Ҳақыйқатында да 1 сек ишінде 1 а тоқ өткенде 1 кулонға тең электр заряды, яғный зарядтың $3 \cdot 10^9$ CGSE-бирлиги өтеді; егер электр зарядларының ұсындай мұғдары потенциаллар айырмасы 1 В болған (потенциалдың $\frac{1}{300}$ CGSE-бирлиги) ноқатлардың арасында өтетұғын болса, онда мынадай жұмыс исленеди:

$$A_0 = 3 \cdot 10^9 \cdot \frac{1}{300} \text{ эрг} = 10^7 \text{ эрг} = 1 \text{ дж.}$$

Джоулдың 0,24 кал екенлигин еске түсіріп, ұшларындағы потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ шамасына тең болған жағдайда I ампер тоқ өтетұғын өткізгіштен t секунд ишінде бөлиніп шығатуғын жыллылық ұшын мынадай аңлатпа аламыз:

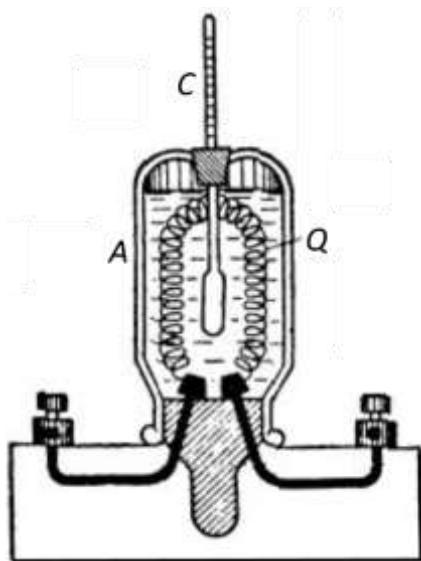
$$Q = 0,24 I t (V_1 - V_2). \quad (2)$$

Бұл аңлатпаны Ом нызамының жәрдеминде былайынша көшіріп жазыўға болады:

$$Q = 0,24 I^2 R t, \quad (2a)$$

$$Q = 0,24 \frac{(V_1 - V_2)^2}{R} t. \quad (26)$$

(2), (2a)- ҳәм (26) аңлатпалардағы R қарсылығының омларда аңғартылған болыўы керек.



86-сүүрет.

Өткізгіш арқалы тоқ өткенде бөлиніп шығатуғын жыллылықтың мұғдарын өлшеў ұшын арналған Ленцтің әсбабы.

(2a) қатнасы экспериментлерде Петербург университетинің профессоры Э.Х.Ленц ҳәм Джоуль тәрәпинен табылды. Бұл қатнасты *Ленц-Джоуль нызамы* деп атайды. Бұл нызам бойынша тоқ өткенде өткізгіштің участкасында бөлиніп шығатуғын жыллылықтың мұғдары тоқтың өтиў ұақыты t ға, участканың қарсылығы R ге ҳәм тоқ күшинің квадраты I^2 қа пропорционал.

86-сүүретте Ленц пайдаланған әсбап көрсетилген. Спирт пенен толтырылған А ыдысы калориметр хызметин атқарған. Тоқ қарсылығы белгили болған H спиралы арқалы өткерилген. Белгили болған t ұақытының ишіндеги спирттің қызыўы C термометринің жәрдеминде өлшенген.

Ленц-Джоуль нызамындағы 0,24 коэффициенті бирликлерди арнаўлы түрде сайлап алыўда киргизиледи: жыллылықтың мұғдары калорияларда, тоқтың күші амперлерде, қарсылық омларда, ұақыт секундларда өлшенеди. Егер биз бөлиніп шыққан жыллылықтың мұғдарын джоуллерде, тоқтың күшин амперлерде, қарсылықты омларда,

ал ұақытты секундларда аңғартатуғын болсақ, онда (2)-, (2а)- хәм (2б) формулалардағы санлы 0,24 коэффициентин 1 менен алмастырамыз хәм Ленц-Джоуль нызамы ушын

$$Q = I^2 R t \quad (3)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Тоқтың тығызлығы i хәм жыллылық қуўатының тығызлығы ω түсиниклерин киргизип, Ленц-Джоуль нызамын басқа түрге келтиремиз. Жыллылық қуўатының тығызлығы ω хаққында гәп еткенде, биз ұақыттың бир бирлигинде өткизгиштиң көлеминиң бир бирлигинен бөлинип шығатуғын жыллылықтың муғдарын түсиниемиз. Узынлығы Δl хәм кесе-кесиминиң майданы S болған цилиндр тәризли өткизгишти аламыз. Бундай жағдайда

$$\omega = \frac{Q}{S \cdot \Delta l \cdot t}$$

Бул теңликке (3)-аңлатпа бойынша Q дың мәнисин қойып

$$\omega = \frac{I^2 R}{S \cdot \Delta l}$$

қатнасына ийе боламыз ямаса $R = \rho \frac{\Delta l}{S} = \frac{1}{\sigma} \frac{\Delta l}{S}$ хәм $\frac{l}{S} = i$ теңликлери орынлы болғанлықтан

$$\omega = \frac{1}{\sigma} i^2$$

формуласын аламыз. Егер бул формулаға тоқтың тығызлығы i дың орнына 155-параграфтағы (5)-формулаға сәйкес оның өткизгишлик хәм электр майданының кернеўлиги арқалы анықланған мәнисин қойсақ (бул формула бойынша $i = \sigma E$), онда

$$\omega = \sigma E^2 \quad (4)$$

теңлигин, яғный жыллылық қуўатының тығызлығының электр майданының кернеўлигиниң квадратына хәм өткизгиштиң өткизгишлигине пропорционал болатуғынлығын көремиз.

Өткизгиштиң салыстырмалы қарсылығы қаншама киши болса, онда тоқ күши өзгермеген жағдайда соншама аз муғдардағы жыллылық бөлинип шығады. Қарсылықтың шамасы өлшеўге болмайтуғындай киши аса өткизгишлик ҳалында өткизгиш арқалы тоқ өткенде сезилерликтей жыллылық муғдарының бөлинип шығыўы бақланбайды. Бундай жағдайда энергия ҳеш нәрсеге жумсалмайтуғын болғанлықтан, туйық аса өткизгиште қоздырылған тоқ сырттан энергия жумсалмағанда жүдә көп ұақытқа шекем өтип тура береді¹⁴.

Өткизгиштеги жыллылықтың бөлинип шығыўы техникада әҳмийетли орынды ийелейди. Заводларда пайдаланылатуғын электр ошақларының хәм мүмкин болған барлық қыздырыўшы әсбаплардың жумысы Ленц-Джоуль қубылысына тийкарланған. Тоқтың тәсириндеги өткизгишлердиң қызыўы электр лампаларындағы сымлардың қызыўы ушын пайдаланылады. Тоқтың тәсиринде өткизгишлерди қыздырып, жақтылық алыў бойынша ең биринши тырысыўлар Ленцтиң өзине тийисли. Бирақ, 1874-жылы рус инженери А. Н. Лодыгин биринши болып жақтыландырыў мақсетлери ушын жарамлы болған хәм техникалық көз-қарастан жеткиликли дәрежеде жетилискен жақтылық шығаратуғын лампаларды конструкциялады. 1875-жылы А. Н. Лодыгинниң лампаларының жәрдемінде Петербургта Нева дәрьясына салынып атырған көпирдиң қурылысы жақтыландырылған¹⁵. Бул электр қыздырыў лампаларының биринши рет әмелде қолланылыўы болып табылады.

Бир қатар техникалық мәселелерде жыллылықтың бөлинип шығыўы зыян келтиреді.

¹⁴ Арнаўлы түрде өткерилген тәжирийбелер туйық аса өткизгиш сақыйнада қоздырылған тоқтың шамасының бир неше жыллар даўамында сезилерликтей дәрежеде кемеймегенлигин көрсетти (Аўдарыўшылар).

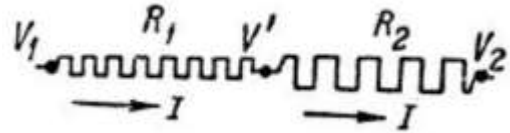
¹⁵ Рус тилинде бул көпирди "Литейный мост" (қарақалпақ тилинде "Қуйылған көпир") деп атайды (Аўдарыўшылар).

Бундай зиянлы жоғалтыулардың қатарына электр энергиясын электр станциясынан пайдаланыушыға шекем жеткеріп беріуідегі өткізгіштердегі жыллылықтың бөлініп шығуы болып табылады.

Өткізгіштерде бөлініп шығатуғын жыллылықтың мұғдары менен қарсылықтарды есаплауға бир неше мысалларды келтиремиз.

1-мысал. Қарсылықтары R_1 хәм R_2 шамаларына тең болған избе-из жалғанған еки өткізгіштің толық қарсылығын хәм хәр бир өткізгіште бөлініп шыққан жыллылық мұғдарларының қатнасы Q_1/Q_2 ди анықлаймыз (87-сүрөт).

87-сүрөт.
Өткізгіштерди избе-из жалғау.



Шешими. Өткізгіштерди избе-из жалғағанда тоқтың күши I еки өткізгіште де бирдей болады. Ом нызамын өткізгіштердің хәр бири ушын өз алдына қолланамыз:

$$IR_1 = V_1 - V', IR_2 = V' - V_2.$$

Бұл теңдиклерди қосып,

$$I(R_1 + R_2) = V_1 - V_2$$

теңлигин аламыз. Буннан

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R_1 + R_2} = \frac{V_1 - V_2}{R} \quad (5)$$

Соңғы аңлатпада $R = R_1 + R_2$ шамасы еки өткізгіштің толық қарсылығы болып табылады. Солай етип, өткізгіштерди избе-из жалғағанда толық қарсылық сол өткізгіштердің қарсылықтарының қосындысына тең болады екен.

Хәр бир өткізгіште бөлініп шығатуғын жыллылықтың мұғдарлары Q_1 хәм Q_2 мынаған :

$$Q_1 = 0,24 I^2 R_1 t, Q_2 = 0,24 I^2 R_2 t$$

Буннан

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{R_1}{R_2}$$

қатнасына ийе боламыз. Демек, избе-из жалғағанда өткізгіштерден бөлініп шығатуғын жыллылықтың мұғдары тутастырылған өткізгіштердің қарсылықтарының қатнастарындай болады. Өткізгіштерди избе-из жалғағанда қарсылығы ең үлкен өткізгіштен үлкен жыллылық бөлініп шығады.

2-мысал. Қарсылықтары R_1 хәм R_2 шамаларына тең параллель тутастырылған өткізгіштердің қарсылығын хәм оларды бөлініп шыққан жыллылық мұғдарларының қатнасы Q_1/Q_2 ди анықлаймыз (88-сүрөт).

Параллель тутастырылған өткізгіштердің ушларындағы потенциаллар айырмасының шамасы бирдей. Ом нызамын өткізгіштердің хәр қайсысына қолланамыз хәм олар арқалы өтип атырған тоқлардың шамаларын I_1 хәм I_2 арқалы белгилеймиз:

$$I_1 = \frac{V_1 - V_2}{R_1}, I_2 = \frac{V_1 - V_2}{R_2},$$

Буннан

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_2}{R_1}$$

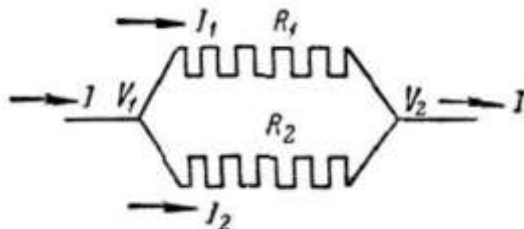
қатнасына ийе боламыз, яғнай параллель тутастырылған өткізгіштердегі тоқлардың күши олардың қарсылықтарына кері пропорционал. Еки өткізгіштен өтип атырған толық тоқтың күши мынаған тең:

$$I = I_1 + I_2 = (V_1 - V_2) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{V_1 - V_2}{R}.$$

Бұл теңдиклерде R еки өткізгіштің қосынды қарсылығын аңғартады. Демек, бұл жағдайда

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad (6)$$

теңлиги орынлы болады, яғнай өткізгіштерде параллель тұтастырғанда қосынды қарсылықтың кери шамасы бир бирине тұтастырылған өткізгіштердің қарсылықтарының кери шамаларының қосындысына тең болады екен.



88-сүрөт.
Өткізгіштерди параллель жалғау.

Бөлинип шығатуғын жыллылықтың муғдарын есаплау үшін Ленц-Джоуль нызамы үшін жазылған (26)-формуладан пайдаланамыз. Еки өткізгіштің ушларындағы потенциаллар айырмасы бирдей болғанлықтан:

$$Q_1 = 0,24 \frac{(V_1 - V_2)^2}{R_1} t, Q_2 = 0,24 \frac{(V_1 - V_2)^2}{R_2} t.$$

Буннан

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{R_2}{R_1}$$

қатнасына ийе боламыз, яғнай өткізгіштерди параллель жалғағанда ҳәр бир өткізгіштен бөлинип шығатуғын жыллылықтың муғдары өткізгіштердің қарсылықтарына кери пропорционал: қарсылығы киши болған өткізгіштен бөлинип шығатуғын жыллылықтың муғдары көп болады.

Егер (6)-формула бойынша анықланған қосынды қарсылық дұрыс болса, онда еки өткізгіштен бөлинип шыққан жыллылық муғдарларының қосындысының (26) формуланың жәрдемінде анықланыуының мүмкин екенлигин көрсетемиз:

$$Q = Q_1 + Q_2 = 0,24 \frac{(V_1 - V_2)^2}{R_1} t + 0,24 \frac{(V_1 - V_2)^2}{R_2} t = 0,24 (V_1 - V_2)^2 \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) t.$$

Нәтийжеде (6)-формула бойынша мынадай жыллылық муғдарын аламыз:

$$Q = 0,24 \frac{(V_1 - V_2)^2}{R} t.$$

§ 158. Тоқтың күшин ҳәм потенциаллар айырмасын өлшеу. Тоқтың күши I ди Δt ўақыты ишинде өткізгіш бойлап алып өтилген зарядтың муғдары ΔQ дың шамасы бойынша анықлауға болады. Себеби 152-параграфтагы (1)-формула бойынша биз

$$I = \frac{\Delta Q}{\Delta t}$$

қатнасына ийе боламыз. Бирақ, ис жүзинде бундай өлшеуді өткеріу қыйын. Сонлықтан тоқтың күшин басқа принциптерде соғылған арнаулы әсбаптардың жәрдемінде анықлайды. Кейинирек (213-параграфта) электромагнит әсбаптардың жүдә кең тарқалған типин тәрийиплеймиз. Ал ҳәзир тоқтың жыллылық тәсирине тийкарланған әсбапты қараймыз.

"Жыллылық" өлшеу әсбабының схемасы 89-сүрөтте келтирилген.

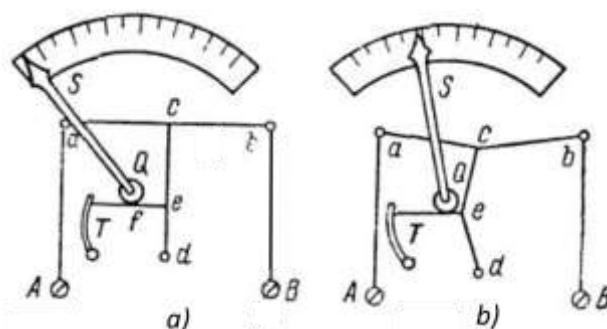
Өлшенетуғын тоқ А ҳәм В қысқышларына алып келинеди ҳәм жиңишке ab сымы арқалы өткериледи. Нәтийжеде Ленц-Джоуль нызамы бойынша бөлинип шығатуғын жыллылықтың тәсиринде ab сымы қызады ҳәм соның салдарынан узаяды. ab сымының ортасына Q блогын өзиниң ишине алатуғын ҳәм T пружинасы менен тартып тұрылатуғын екинши сым тұтастырылған. Q блогының көшерине S стрелкасы тұтастырылған. ab сымы узайғанда S стрелкасы бұрылады (89б сүрөт). ab сымы арқалы өтетуғын тоқтың күши

қаншама үлкен болса, ол соншама көбірек шамаға ұзаяды және S стрелкасы көбірек бурылады.

Солай етіп, сәйкес шкаланы градуировкалап, әсбап арқалы өтетұғын тоқтың күші I ди өлшеуге болады.

Бирақ, бундай әсбапты ұсы әсбап арқалы өтіп атырған тоқтың күшін өлшеуі үшін шынжырға тиккелей тутастырыуға болмайды. Себеби, алынатуғын ab сымы жүде жиңишке болыуы керек. Бундай жағдайда оның қарсылығы дым үлкен болады. Сонлықтан бундай әсбапты шынжырға тутастырыу, әдетте, шынжырдың ұлыұмалық қарсылығының өзгериуіне, ұсыған сәйкес тоқ күшінің өзгериуіне алып келеди. Тоқтың өлшенген күшінің шамасы әсбапты шынжырға тутастырмастан бұрынғы тоқтың күшіне тең болады. Ұсының менен бирге, әсбапты жүде үлкен болған тоқлардың күшін өлшеуге болмайды, себеби бундай жағдайда ab сымы жанып кетеди. Сонлықтан, өлшеуі әсбабана параллель етіп қосымша өткізгішти жалғайды және оның қарсылығын шынжыр шақаларға бөлінбестен бұрын өтетұғын тоқтың белгили бөлегі өтетұғындай етіп сайлап алады.

89-сүүрет.
Жыллылық өлшеуі әсбабының схемасы.



CC' өткізгіши арқалы өтіп атырған I тоқ күшін өлшеуі керек деп болжайық. Бундай жағдайда G өлшеуі әсбабы CC' өткізгішине избе-из жалғанады. Өлшеуі әсбаптың AB қысқышларына параллель етіп шунт деп аталатуғын белгили болған S қарсылығы жалғанады (90-сүүрет). Әсбаптың өзінің қарсылығы R_g , ал шунттың қарсылығы R_s болсын. Әсбап арқалы өтетұғын тоқтың күшін I_g , ал шунт арқалы өтетұғын тоқтың күшін I_s таңбасының жәрдемінде белгилейик. Бундай жағдайда, бириншиден, CC' өткізгіши арқалы өтіп атырған I тоғының шамасы I_g және I_s тоқларының қосындысына тең болыуы керек, екіншиден, I_g және I_s тоқларының шамалары R_g және R_s қарсылықтарына кері пропорционал болыуы керек, яғный (157-параграф)

$$I_g + I_s = I, \frac{I_g}{I_s} = \frac{R_s}{R_g}.$$

Бұл еки теңдиктен мынаған ийе боламыз:

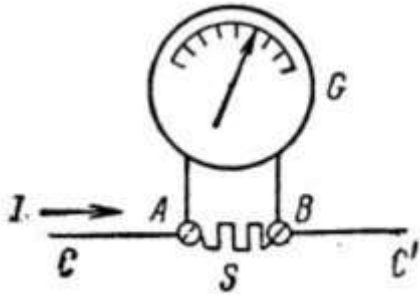
$$I_g = I \frac{R_s}{R_s + R_g}. \quad (1)$$

(1)-формуладан шунттың қарсылығы R_s қаншама киши болса, онда I ұлыұмалық тоқтың киши бөлегинің өлшеуі әсбап арқалы өтетұғынлығын көремиз. G әсбабы арқалы өтетұғын I_g тоғының ұлыұмалық I тоғының $1/n$ бөлиминің өтиуі үшін, (1)-формуладан көринип тұрғанындай, мынадай қатнастың орынланыуы керек:

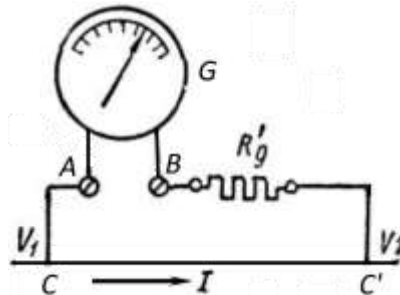
$$R_s = \frac{R_g}{n - 1}. \quad (2)$$

Мысалы, өлшеуі әсбаптың өзінің қарсылығының $1/9$ бөлегине ийе шунтты алатуғын болсақ, онда өлшеуі әсбап арқалы шынжырдағы тоқтың $1/10$ шамасы өтеди. Жыллылық өлшеуі әсбабына шунтты жалғап және оны амперлерде градуировкалап, *амперметр* деп аталатуғын, яғный тоқтың күшін амперлерде өлшейтуғын әсбапты алады. Шунттың

қарсылығы киши болғанлықтан, амперметрдің ұлыұмалық қарсылығы киши болады. Усының нәтижесінде, амперметрди шынжырға тұтастырыў ондағы тоқтың күшин сезилерликтей өзгертпейди. Амперметрдің шкаласын әдетте оның толық I тоқты (яғнай, шунт хәм өлшеўши әсбаптың өзинен өтетуғын тоқлардың қосындысының күшин) амперлерде беретуғындай етип градуировкалайды. Көпшилик жағдайларда амперметрлер шунтлардың жыйнағына ийе болады, оларды пайдаланып, әсбаптың сезгирлигин өзгертйўге болады.



90-сүүрет. S шунтын тұтастырыў.



91-сүүрет. Потенциаллар айырмасын өлшеў ушын G өлшеў әсбабы менен избе-из тутасқан R'_g қарсылығын тұтастырыў.

Тап сол өлшеў әсбабын потенциаллар айырмасын өлшеў ушын да пайдаланыўға болады. I тоғы өтип тұрған CC' өткизгишиниң ушларындағы потенциаллар айырмасын өлшеў зәрүрлиги пайда болды деп болжайық. Оның ушын G өлшеў әсбабын CC' өткизгишине *параллель* жалғаймыз (91-сүүрет).

G өлшеў әсбабы арқалы өтип тұрған тоқтың күши I_g мынаған тең болсын:

$$I_g = \frac{V_1 - V_2}{R_g}.$$

Бұл аңлатпада $V_1 - V_2$ арқалы CC' өткизгишиниң ушларындағы потенциаллар айырмасы, ал R_g арқалы G өлшеў әсбабының қарсылығы белгиленген.

Буннан:

$$V_1 - V_2 = I_g R_g$$

теңлигине ийе боламыз. Өлшеўши әсбаптың қарсылығы R_g берилген шама болғанлықтан, I_g тоқ күши $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасын тиккелей анықлайды. Бирақ, өлшеўши әсбапты жалғайдың $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасын сезилерликтей өзгертпейи ушын әсбаптың меншикли қарсылығының шамасы CC' өткизгишиниң қарсылығынан үлкен болыўы керек. Оның ушын ab сымының өзиниң қарсылығы жеткиликли болмайды, сонлықтан оған үлкен R'_g қарсылығын избе-из жалғайды (91-сүүрет). Әдетте, бұл қарсылықты әсбаптың қутысының ишине орналастырады, ал әсбаптың шкаласын вольтлерде градуировкалайды. Усындай түрде әсбапты *вольтметр* деп атайды.

Жуўмақлап, биз мына жағдайды айта аламыз: бир өлшеў әсбабын амперметр сыпатында да, вольтметр сыпатында да пайдаланыўға болады; биринши жағдайда қызатуғын сымға параллель етип шунтты тұтастырады, екнши жағдайда қызатуғын сымға избе-из етип үлкен қарсылықты жалғайды. Амперметр тоқтың күши өлшенетуғын шынжырдың участкасына избе-из жалғанады; вольтметр болса ушларындағы потенциаллар айырмасы өлшенетуғын шынжырдың участкасына параллель жалғанады.

1-мысал. Жыллылық өлшеў әсбабындағы қызатуғын ab сымының қарсылығы $R_g = 1$ ом. Әсбаптың шкаласы 50 бөлимге ийе, бир бөлим 0,01 а ге сәйкес келеди. Әсбапты 15 а ге шекемги тоқларды өлшеў ушын керек болатуғын шунтты сайлап алыў керек.

Шешими. Қойылған шәртке сәйкес өлшеу әсбабының барлық шкаласы 0,5 а ге сәйкес келеді. Демек, шунттың ab сымы арқалы өтіп атырған тоқтың шамасын

$$n = \frac{I}{I_g} = \frac{15}{0,5} = 30$$

есе кемеітйі керек. Буннан, (2)-формула бойынша шунттың биз излеп атырған қарсылығын табамыз:

$$R_s = \frac{R_g}{n-1} = \frac{1}{29} \text{ ом} = 0,0345 \text{ ом}.$$

Амперметрдің ұлыұмалық қарсылығы R_A

$$\frac{1}{R_A} = \frac{1}{R_s} + \frac{1}{R_g},$$

қатнасының жәрдемінде анықланады (157-параграфқа қараңыз), буннан

$$R_A = \frac{R_g R_s}{R_g + R_s} = \frac{1 \cdot 0,0345}{1 + 0,345} \text{ ом} \cong 0,0334 \text{ ом}$$

шамасын аламыз.

Усы амперметрдің жәрдемінде 110 В потенциаллар айырмасының тәсирінде қарсылығы 40 ом болған сым арқалы өтіп тұрған тоқтың шамасы өлшенеді деп болжайық. Бұл жағдайда, амперметрді шынжырға тутастырыудың ондағы тоқтың сезилерліктей өзгертпейтуғынлығына аңсат исеніуге болады. Қақыйқатында да, Ом нызамы бойынша шынжырдағы тоқтың күші мынаған тең:

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R} = \frac{110}{40} \text{ а} = 2,750 \text{ а}.$$

Амперметрді шынжырға жалғағанда ұлыұмалық қарсылық 0,0334 ом ға артады, яғный $R_1 = 40,0334 \text{ ом}$ шамасына тең болады. Усыған сәйкес, тоқтың мәніси

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R_1} = \frac{110}{40,0334} \text{ а} \cong 2,748 \text{ а}$$

тең болып шығады. Тоқтың бұл күшін амперметр көрсетеді; көринип тұрғанындай, ис жүзінде бұл шама тоқтың дәслепки мәніси 2,75 а ден аз шамаға айрылады.

2-мысал. 1-мысалда келтирилген параметрлерге ийе болған қыздырыұшы өлшеу әсбабын барлық шкаласы 500 в болған вольтметр сыпатында пайдаланыұ керек. Оның ұшын ab сымына қандай қосымша R'_g қарсылықты избе-из жалғаұ керек?

Шешими. Шәрт бойынша, өлшеу әсбабының барлық шкаласы 0,5 а ге сәйкес келеді. Әсбаптың қысқышларындағы потенциаллар айырмасының 500 в ке тең болыұы ұшын, әсбаптың толық қарсылығы $R_g + R'_g$

$$R_g + R'_g = \frac{V_1 - V_2}{I} = \frac{500}{0,5} \text{ ом} = 1000 \text{ ом}.$$

шамасына тең болыұы керек. $R_g = 1 \text{ ом}$ болғанлықтан, изленип атырған қосымша қарсылықтың $R'_g = 999 \text{ ом}$ болыұы керек.

Усы әсбаптың жәрдемінде CC' өткізгішинің ұшларындағы потенциаллар айырмасы өлшенеді деп болжайық (91-сүүретке қараңыз), шамасы $I = 50 \text{ а}$ тоқ өтетұғын қарсылық $R = 4 \text{ ом}$. Бұл жағдайда вольтметрді қосқанда CC' өткізгішинің ұшындағы потенциаллар айырмасын сезилерліктей өзгертпейтуғынлығына аңсат исеніуге болады. Қақыйқатында да, Ом нызамы бойынша, CC' өткізгішинің ұшларындағы $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасы мынаған тең:

$$V_1 - V_2 = IR = 4 \cdot 50 = 200 \text{ в}.$$

Қарсылығы 1000 ом болған вольтметрді CC' өткізгішине параллель жалғағанда тармақланған шынжырдың CC' өткізгішинің ұшларындағы ұлыұмалық қарсылығы

$$R_1 = \frac{4 \cdot 1000}{4 + 1000} \text{ ом} \cong 3,984 \text{ ом}$$

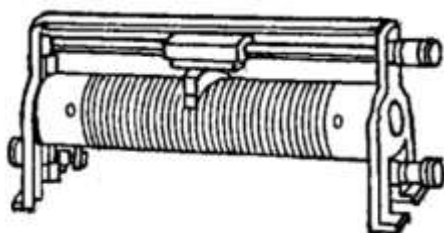
шамасына тең болады. Қарсылықтың усындай кемеітйі тоқ күшинің базы бир шамаға үлкейіуіне алып келиұи керек, бирақ, вольтметрді қосыұдың салдарынан пайда болатұғын қәтеликтің максималлық мәнісин бақалаұ ұшын биз тоқ күшинің бұрынғыдай 50 а шамасында қалды деп есаплай аламыз. Бундай жағдайда CC' өткізгішинің ұшындағы потенциаллар айырмасы

$$V'_1 - V'_2 = I \cdot R_1 = 50 \cdot 3,984 \text{ в} \cdot 199,2 \text{ в}$$

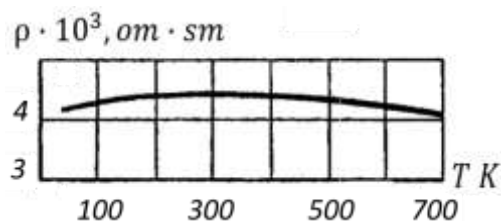
шамасына тең болады. Потенциалдардың ұсындай айырмасын вольтметр көрсетеді. Көрініп тұрғанындай, оның мәнісі дәлсіздігі меністен жүде аз шамаға айрылады.

§ 159. Қарсылықтар хәм оларды өлшеу. Қарсылықтарды өлшеу үшін реостатлар деп аталатуғын әсбаплар қолланылады.

Лабораториялық практикада үлкен болмаған тоқлар үшін қозғалтқышы бар реостатлардан пайдаланады (рис. 92). Бундай реостат фарфор цилиндрге оралған сымнан тұрады. Қозғалтқышты орнынан жылыстырып, шынжырға киргизілген сымның орамларының санын өзгертуге, ұсының салдарынан киргизилетуғын қарсылықтың шамасын өзгертуге болады. Сым үшін материал сыпатында жеткиликли дәрежеде жоқары салыстырмалы қарсылығы бар және киши температуралық коэффицентлерге ийе, яғный қарсылығы температурадан аз ғәрезли болған қуымалар (константан, манганин, нихром хәм б.) пайдаланылады. 93-сүүретте манганин үшін ρ ның T дан ғәрезлиги келтирилген. Қарсылықтың температурадан әззи ғәрезлик реостат арқалы тоқтың өтиуиниң салдарынан қызыуының нәтийжесинде оның қарсылығының өзгермеуи үшін керек. Усындай реостатлар жүде қолайлы, бирақ олардың конструкциясы жыллылықтың жақсы алып берилиуін тәмийинлей алмайды. Бул күшли қызыуға хәм күшли тоқлар бар болған жағдайларда оларды пайдаланыудың мүмкиншилигиниң жоғалыуына алып келеди.



92-сүүрет. Қозғалтқышы бар реостат.



93-сүүрет. Манганинниң салыстырмалы қарсылығының абсолют температурадан ғәрезлиги.

Үлкен тоқлар үшін рамаға тартылған спирал түрінде оралған жууан сымлар ямаса ленталар пайдаланылады (94-сүүрет). Сырғанайтуғын контакт шынжырға реостаттың айырым бөлимлериниң анау ямаса мынау санын қосады.

Берілген өткізгіштің қарсылығын амперметр ямаса вольтметрдің жәрдеминде аңсат өлшеу мүмкин. Өлшенетуғын MN өткізгішине избе-из (95-сүүрет) A амперметри тұтастырылады, ал ұсы өткізгішке параллель етип V вольтметрін тұтастырады. Усы MN өткізгішиниң өлшениуи керек болған қарсылығын R_g арқалы белгилеймиз. Мейли, амперметри I тоқ күшін, ал вольтметр болса қарсылықтың ұшларындағы $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасын өлшейтеғын болсын. Амперметрдің жәрдеминде өлшенетуғын тоқ M ноқатында тармақланады: оның I_x бөлими MN өткізгіш арқалы, ал I_g бөлими V вольтметри арқалы өтеди. Егер вольтметрди тұтастырған өткізгішлердің қарсылығын есапқа алмасақ, онда

$$I_g = \frac{V_1 - V_2}{R_g}$$

теңлигине ийе боламыз. Буннан MN өткізгіши арқалы өтетұғын I_x тоғы

$$I_x = I - I_g = I - \frac{V_1 - V_2}{R_g}$$

шамасына тең болып шығады. Егер вольтметрдің қарсылығы R_g өлшенетуғын қарсылық

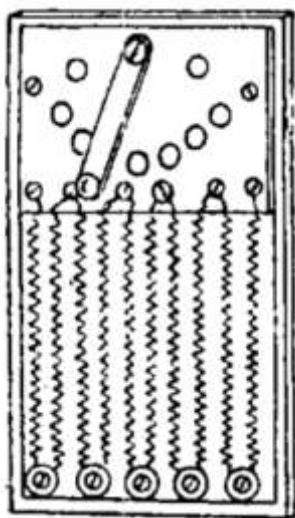
R_x тан көп үлкен болса, онда вольтметр арқалы өтетүғын тоқ I_g ның шамасы I тоғынан жүдә киши болады хәм сонлықтан жуўық түрде

$$I_x = I$$

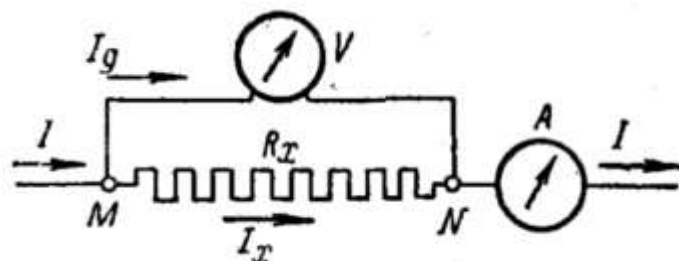
теңлигин жаза аламыз. Буннан Ом нызамы бойынша

$$R_x = \frac{V_1 - V_2}{I}$$

қатнасын аламыз. Демек, бундай жағдайда қарсылық R_x диң шамасы А амперметри менен V вольтметриниң көрсетиўлери бойынша тиккелей анықланады екен. Көринип тұрғанындай, бул усыл R_g қарсылығы өлшенетуғын R_x қарсылығынан үлкен болған вольтметрди сайлап алыўды талап етеди. Жоқарырақ дәлликтеги өлшеўлер ушын өлшенетуғын қарсылықты стандарт қарсылық пенен салыстырыўға алып келинетуғын басқа усыллардан пайдаланады. Усындай усыллардың бири төменде тәрийипленген (167-параграф).



94-сүүрет. Сырғанайтуғын контакты бар реостат.

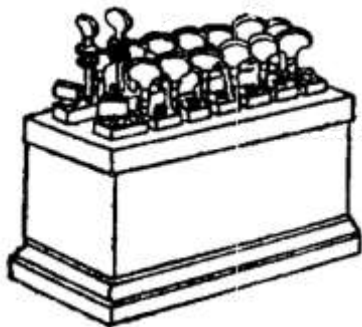


95-сүүрет. R_x қарсылығын өлшеў ушын А амперметрин хәм V вольтметрин пайдаланыў.

Стандарт қарсылықларды әдетте қарсылықлар магазини деп аталатуғын дүзилис түринде соғады. Оның сыртқы көриниси 96-сүүретте келтирилген. Магазин бир қатар катушкалардан турады. Хәр бир катушкаға қарсылығы дәл белгили болған сым оралған, сымның ушлары магазинниң қутысының изоляциялаўшы қақпағына бекитилген (97-сүүрет). Пластиналардың арасында бос орын қалдырылады хәм оны конус тәризли мыс штепсель менен туйықлаўға болады. Штепсель орналастырылмаған жағдайда тоқ катушка арқалы өтеди. Бундай болмағанда магазинниң берилген бөлиминиң қарсылығы ис жүзинде нолге тең болған болар еди. Қарсылықлары хәр қыйлы болған катушкалардың жыйнағы салмақлары хәр қыйлы болған гирлерди жайластаратуғындай тәртипте, мысалы, қарсылықларының шамасы бир биринен 0,1 ом ямаса 1 ом ға өзгеше болатуғындай тәртипте жайластырылады.

§ 160. Өткізгистеги еркин электронлар. Классикалық көз-қараслар. Жоқарыда көрсетип өткенимиздей, металлар арқалы тоқтың өтиўи өткізгистің химиялық құрамының қандай да бир өзгерислерине алып келмейди. Буннан металдың электр өткізгислигиниң металдың атомларының орын алмастырыўы менен жүрмейтуғынлығы, ал электронлардың қозғалысы менен байланыслы екенлиги келип шығады. Металдың өткізгислигиниң электронлық характерге ийе болатуғынлығын түсиндириў ушын металдағы атомлардың барлығы болмаса да, айырымларының электронлар менен оң

зарядланған ионларға диссоциацияланған деп болжауға түйрі келеди. Усының нәтижесінде металда көп санлы еркин электронлар болады. Бул электронлар металдың ионлары тәрeпинен пайда етилген кристаллық пәнжере бойынша еркин қозғалып жүре алады (I том, 87-параграфты қараңыз). Металдағы еркин электронлар тәртипсиз жыллылық қозғалысларына қатнасады. Егер сырттан түсирилген электр майданы бар болатуғын болса, онда электронларға майдан тәрeпинен белгили болған бағыттағы күш тәсир етеди хәм олардың орын алмастырыуы металдағы электр тоғын пайда етеди.



96-сүүрет. Қарсылықлар магазини.



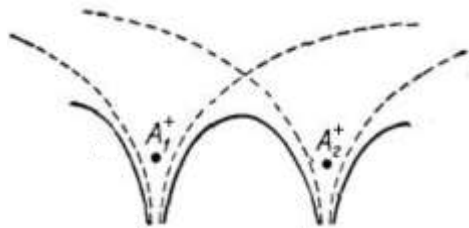
97-сүүрет. Қарсылықлар магазининиң дүзилисиниң деталы.

Металдағы электронлардың еркин орын алмастырыуының мүмкин екенлиги хаққындағы электронлар менен кристаллық пәнжерениң түйинлеринде жайласқан оң зарядланған ионлар арасындағы байланыс энергиясын қарау менен тастыйықланады. Дәслеп бир бири менен қоңсылас және ара қашықтықлары өзгериске ушарамайтуғын A_1^+ хәм A_2^+ ионларын қараймыз. Ионлардың хәр қайсысын ноқатлық заряд деп қарай аламыз. Ионлардың хәр қайсысының электрон менен өз-ара тәсирлесиуине сәйкес келетуғын потенциаллық энергия E_p мынаған тең (I томдағы 61-параграфтағы айтылғанлар менен салыстырыңыз):

$$E_p = -\frac{C}{r}.$$

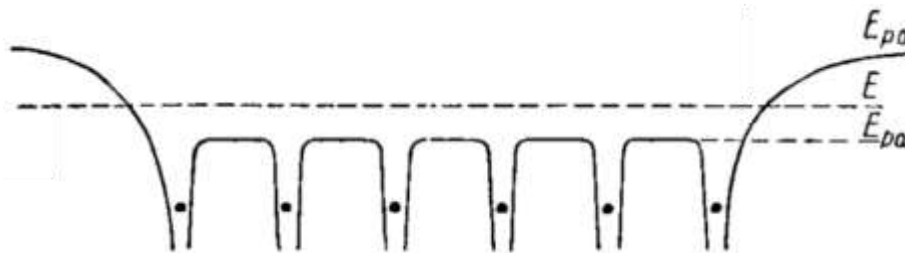
Бул теңликте C - константа, ал r - электрон менен ионның арасындағы қашықтық. Хәр бир ионға сәйкес келетуғын E_p потенциаллық энергияның мәниси 98-сүүреттеги пунктир иймекликлердин жәрдемінде көрсетилген. Ал A_1^+ хәм A_2^+ ионларының екеуиниң бар болыуының себебинен пайда болған қосынды потенциаллық энергияның өзгерисиниң жүриси тутас иймеклик пенен сәулелендирилген.

Кристалдың пәнжересинде A_i^+ ионлары дурыс жайласқан жағдайда барлық ионлардың пайда еткен толық потенциаллық энергиясы 99-сүүретте келтирилгендей түрге ийе болады. Ионлардың ортасындағы кеңисликте потенциаллық энергияның иймеклиги тегис болады хәм ионларға жақын орынларда тар хәм терең потенциаллық шұқырларды береді. Бундай шұқырлардың областлары потенциаллық энергияның иймеклиги тегис өтетуғын областларға салыстырғанда киши; сонлықтан металдың ишинде E_{pa} потенциаллық энергия турақлы мәниске ийе болады деп есаплауға болады. Металдан сыртта потенциаллық энергия E_{pa} дан үлкен болған базы бир E_{p0} мәнисине ийе болады. Демек, металдың ишиндеги потенциаллық энергия сырттағы потенциаллық энергиядан киши, яғный металдың ишинде электрон потенциаллық шұқырда жайласады. Егер $E_{p0} = 0$ деп болжасақ, онда E_{pa} шамасы < 0 болады. Мейли, электрон $E_{p0} > E > E_{pa}$ теңсизлигин қанаатландыратуғын E толық энергиясына ийе болсын. Бундай электрон металдың ишинде еркин қозғала алады, бирақ металдан ушып шыға алмайды. Себеби электронның металдан шығыуы ушын $A = E_{p0} - E > 0$ жұмысын ислеу керек.



98-сүрөт. Оң зарядланган ионлардың қасындағы потенциаллық иймекликлер.

Металлардағы тоқтың еркин электронлардың қозғалыстарының салдарынан пайда болатуғынлығын, тәжірибелерде тиккелей тастыйықлауға болады.



99-сүрөт. Кристаллардығы потенциаллық иймекликлер.

Усындай тәжірибелердің тийкарында жататуғын идея мынадан ибарат: Қандай да бир тезлик пенен қозғалатуғын өткізгішті көз алдымызға елеслетейік. Өткізгіштің құрамына киретуғын электронлар өзлеринің тәртіпсіз қозғалыстарының барысында металдың пәнжересинің тұлғасы менен үзлексіз соқлығысады. Усының салдарынан олар өткізгіштің қозғалыс бағытындағы тезліктің құраушысына ийе болады хәм, ұсыған сәйкес оның менен бирге қозғалады. Егер өткізгішті бирден тормозласақ, онда электронлар металдың кристаллық пәнжересинің ишінде базы бир ўақытқа шекем өткізгіштің қозғалысының бағытында қозғалысын инерциясы бойынша даўам етеди. Усының нәтижесинде өткізгіштің ишіндеги электронлардың аўысыўы орын алады, I тоғы пайда болады хәм базы бир мұғдардағы Q заряды өткізгіш бойынша алып өтиледі. Бұл Q зарядының мұғдарын былайынша есаплаўға болады. Мейли, өткізгіштің басланғыш тезлиги v_0 болсын. Буннан кейин ол тормозланады, яғный оған $-\omega$ тезлениўи бериледи. Бундай жағдайда өткізгіштеги еркин электронлар биринши моментте v_0 тезлигин сақлайды, яғный олар өткізгішке салыстырғанда $+\omega$ тезлениўине ийе болады. Электронлардың бундай қозғалысы майданның E кернеўлиги бар болған жағдайдағыдай оларға ω тезлениўинің салдарынан $f = eE$ күшинің тәсир етиўине сәйкес келеди.

Солай етип, пайда болған бұл күштің шамасы $f = m\omega$ ке тең болыўы керек. Бұл теңликте m арқалы электронның массасы белгиленген. Демек майданның кернеўлиги болған E ниң мәніси

$$E = \frac{f}{e} = \frac{m}{e} \omega \quad (1)$$

шамасына тең болыўы керек. Егер өткізгіштің ұзынлығы l шамасына тең болса, онда E кернеўлигинің болыўы өткізгіштің ушларында $V_1 - V_2 = El$ потенциаллар айырмасының пайда болыўы менен тең. Бұл теңликке (1)-теңлик бойынша E ниң мәнісин қойсақ, онда пайда болған потенциаллар айырмасы ұшын

$$V_1 - V_2 = \frac{m}{e} \omega l$$

теңлигине ийе боламыз. Кристаллық пәнжерениң тұлғасына салыстырғандағы электронлардың аўысыўы менен байланысly болған I тоғы өткізгіштің ушларына $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасы түскен жағдайда пайда болатуғын тоққа эквивалент. Егер

өткізгіштің қарсылығы R болса, онда бұл тоқтың күші I мынаған тең болады:

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R} = \frac{m}{e} \cdot \frac{\omega}{R} l. \quad (2)$$

Мейли, өткізгішті толық тормозлау үшін кеткен уақыт t болсын. Онда орташа тезлену $\omega = \frac{v_0}{t}$ шамасына тең хәм (2)-теңлік

$$I = \frac{m}{e} \cdot \frac{v_0}{R} l$$

түріне енеді. Буннан тормозланыудың барысында өткізгіш арқалы өткен электр зарядларының мұғдары Q үшін мынадай аңлатпаны аламыз:

$$Q = It = \frac{m}{e} \cdot \frac{v_0 l}{R}. \quad (3)$$

Тез қозғалатуғын өткізгішті тормозлап, пайда болған потенциаллар айырмасының белгиси бойынша тоқты пайда ететуғын зарядлардың белгисин анықлауға болады, ал өткізгіш арқалы өткен зарядлардың толық мұғдарын өлшеп, (3)-формула бойынша электронның заряды e ниң оның массасы m ге қатнасын анықлауға болады:

$$\frac{m}{e} = \frac{v_0 l}{QR}. \quad (4)$$

Тезленетуғын өткізгіште электр тоғының пайда болатуғынлығын биринши рет рус физиклери Л. И. Мандельштам менен Н. Д. Папалексилер 1913-1914 жыллары бақлады. Олар ұзын өткізгіш оралған катушканы оның симметрия көшериниң дөгерегинде тез айланбалы тербеліске алып келди. Өткізгіштің ұшларына телефон жалғанған жағдайда олар катушкада пайда болған тоқлардың себебинен пайда болған сесті еситкен.

(3)-формуладан өткен электр зарядларының мұғдарының өткізгіштің ұзынлығына хәм оның басланғыш тезлиги v_0 ге тууры пропорционал екенлигин көринип түр. Электр зарядларының өлшенгендей мұғдары Q ды алыу үшін мүмкин болғанынша үлкен тезликлерди хәм мүмкин болғанынша ұзын болған өткізгішті алыу керек. Санлы мағлыұматларды беретуғын тәжірийбелерди 1916-жылы Стюарт пенен Толмен өткерди. Олар ұзын өткізгіш оралған катушканы тез тормозлады. Катушка Q зарядын өлшейтуғын балластикалық гальванометр менен тутастырылған (230-параграфқа қараңыз). Бұл тәжірийбелер өткізгіштегі тоқты терис зарядлардың пайда ететуғынлығын көрсетти; e/m қатнасы үшін $4,8 \cdot 10^{17} \frac{\text{зарядтың CGSE-бирлиги}}{\text{г}}$ шамасы алынды. e/m ниң бұл мәніси электронлар үшін басқа ұсыллардың жәрдемінде алынған мәніске жақын (218-параграфқа қараңыз).

Хәзирги уақытлары электронның зарядының оның массасына қатнасы үшін

$$\frac{e}{m} = 5,273 \cdot 10^{17} \frac{\text{зарядтың CGSE — бирлиги}}{\text{г}}$$

мәніси қабыл етилген¹⁶.

e/m қатнасының мәнісин және электронның заряды e ниң мәнісин билип [Милликэнниң тәжірийбесинен (151-параграф) $e = 4,803 \cdot 10^{-10}$ CGSE], электронның массасын табамыз:

$$m = 9,109 \cdot 10^{-28} \text{ г}$$

хәм бұл шама водород атомының массасының $\frac{1}{1838}$ үлесине тең.

...

§ 161. Классикалық электронлық теорияның көз-қараслары бойынша Ом хәм Ленц-Джоуль ызамлары. Металлардағы еркин электронлар хаққындағы көз-қараслар

¹⁶ Хәзирги уақытлары қабыл етилген мәніси $-1.7588200108 \times 10^{11} \frac{\text{Кл}}{\text{кг}} = -5.27280923429 \times 10^{17} \text{ CGSE/g}$ (Аударыушылар).

биринши рет Лоренц тәрәпинен раўажландырылды; ол металлдардың электр өткізгішлігінің классикалық теориясының тийкарында жатты. Лоренц металдағы еркин электронларды үзликсиз тәртіпсиз қозғалыс қалында болады хәм ұсындай мәністе металдағы электронлардың жыйнағын "электронлық газ" деп есаплады. Электронлар кристаллық пәнжерениң тұлғасы менен соқлығысады хәм, ұсыған сәйкес, еркин жүриў жолының орташа мәніси менен тәрийипленеди деп есаплады. Электронлардың еркин жүриў жолының орташа мәнісин $\bar{\lambda}$ арқалы белгилеймиз. Металдың көлеминиң бир бирлигиндеги еркин электронлардың саны n_0 ди көлем бирлигиндеги атомлардың санына тең деп есаплаўға болады. Оның мәніси $\frac{N}{\mu} \delta$ шамасына тең. Бул аңлатпадағы N Авагадро саны, μ - металдың молекулалық салмағы, δ - оның тығызлығы. Буннан

$$n_0 \cong \frac{\delta}{\mu} N \quad (1)$$

теңлигине ийе боламыз.

Статистиканың принциплеринен келип шығып, Лоренц электронлардың қозғалысының орташа кинетикалық энергиясын атомлардың илгерилемели қозғалысларының орташа кинетикалық энергиясына тең деп есаплады. Ал бундай кинетикалық энергияның мәнісиниң $\frac{3}{2}kT$ шамасына тең екенлиги белгилі. Бул аңлатпадағы k - Больцман тұрақлысы, T - абсолют шкаладағы температура. Буннан электронның тәртіпсиз қозғалысының орташа квадратлық тезлигин $\bar{u}$ арқалы, ал оның массасын m арқалы белгилеп

$$\frac{m\bar{u}^2}{2} = \frac{3}{2}kT \quad (2)$$

түріндеги теңликке ямаса

$$\bar{u} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \quad (2a)$$

теңлигине ийе боламыз.

Буннан алдыңғы параграфта электронның массасының водород атомының массасынан шама менен 1840 есе киши екенлигин айтқан едик. Сонлықтан, электронлардың тәртіпсиз жыллылық қозғалысының орташа тезлигиниң атомлардың жыллылық қозғалысларының орташа тезлигинен көп үлкен болатуғынлығы келип шығады. Водород атомының массасын былайынша көрсетиўге болады: $M = AM_H$, бул аңлатпада A - бул атомның атомлық салмағы, ал M_H - водород атомының массасы¹⁷. Буннан бул атомның жыллылық қозғалысының тезлиги (орташа квадратлық тезлик):

$$\bar{u}_A = \sqrt{\frac{3kT}{AM_H}}$$

шамасына тең, ал ұсыған сәйкес

$$\frac{\bar{u}}{\bar{u}_A} = \sqrt{\frac{A \cdot M_H}{m}} = \sqrt{1838A} \cong 43\sqrt{A}$$

қатнасын аламыз.

Газ молекулаларының (атомлардың) өжире температураларындағы орташа квадратлық тезлиги шама менен секундына бир неше жүз метрди, яғный жүўық түрде 10^5 см/сек шамасына тең. Демек, электронлардың жыллылық қозғалысларының тезлигиниң

¹⁷ Атомлық салмақтың химиялық анықламасы бойынша M_H тиң орнына үглерод атомының атомлық салмағының $1/12$ бөлегин алыў керек. Бирақ өткерилген есаплаўларда бундай алмастырыўдың әхмийети жоқ.

мәнісі 10^7 см/сек шамасының әтирапында болады.

Электронлардың тәртіпсіз жыллылық қозғалыстары қандай да бір бағытта электр зарядларының алып берилиінін болдырмайды хәм, соған сәйкес, электр тоғының пайда болыуына алып келмейди. Егер металдың ишінде қандай да бір сыртқы деректің жәрдемінде белгили бағыттағы электр майданы пайда етилсе, онда ұсындай майданның тәсирінде электронлар тәртіплескен қозғалыстың қосымша v тезлигине ийе болады. Бул бағытланған қозғалыс зарядтың алып жүрилиініне алып келеди хәм, ұсыған сәйкес, электр тоғының пайда болыуына алып келеди. Усындай бағытланған қозғалыстың жүдә киши болған тезлигинің жүдә үлкен болған тығызлықтағы тоқлардың пайда ете алатуғынлығын аңсат көрсетиўге болады.

Электронлардың бағытланған қозғалысының орташа тезлигин $\bar{v}$ арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда тезликтің бағытына перпендикуляр қойылған беттің бир бирлиги арқалы бир ўақыт бирлигине тең ўақыт ишіндеги өтетуғын электронлардың саны $n_0 \bar{v}$ шамасына тең болады. Хәр бир электрон e зарядын алып жүретуғын болғанлықтан, онда беттің бир бирлиги арқалы ўақыт бирлигинде өтетуғын тоқтың тығызлығы i ушын мынадай теңликти жаза аламыз:

$$i = en_0 \bar{v}. \quad (3)$$

Бағытланған қозғалыстың тезлиги болған $\bar{v}$ шамасының қандай мәніске ийе болатуғынлығын анықлаў ушын мынадай айқын мағлыўматларды аламыз: мейли, өткізгиш арқалы тығызлығы $i = 100 \frac{a}{\text{см}^2} = 3 \cdot 10^{11} \frac{\text{тоқ күшинің CGSE-бирлиги}}{\text{см}^2}$ шамасына тең тоқ өтетуғын болсын. Электронлардың бағытланған қозғалысының тезлиги тоқтың тығызлығы менен (3)-теңлик бойынша байланысқан:

$$\bar{v} = \frac{i}{n_0 e}.$$

Электронның заряды $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$ CGSE. (1)-теңлик бойынша металдың көлем бирлигиндеги еркин электронлардың саны болған n_0 шамасының мәнісі $\frac{N}{\mu} \delta$ ге тең. Әдеттеги металл өткізгишлер ушын молекулалық салмақтың шамасы бир неше онлаған, мысалы мыс ушын $\mu = 64$ г/моль. Көпшилик жағдайларда металлардың тығызлығы болған δ шамасы 10 нан аспайды. Буннан $\bar{v}$ ушын

$$\bar{v} = \frac{i\mu}{N\delta e} \cong \frac{3 \cdot 10^{11} \cdot 60}{6 \cdot 10^{23} \cdot 10 \cdot 4,8 \cdot 10^{-10}} \frac{\text{см}}{\text{сек}} \cong 6 \cdot 10^{-3} \frac{\text{см}}{\text{сек}}$$

шамасындағы мәніске ийе боламыз.

Демек, биз тоқ өтип тұрған металдағы электронлардың тәртіплескен қозғалысының тезлиги жүдә киши болады екен хәм өжире температураларында олардың тәртіпсіз жыллылық қозғалыстарының тезлиги $\bar{u}$ дан бир неше тәртіпке киши.

Тоқтың тығызлығы i ди электронлардың тәртіплескен қозғалысын пайда ететуғын электр майданының кернеўлиги E менен байланыстырамыз.

Кернеўлиги E болған электр майданы болғанда хәр бир электронға E ниң бағытына қарама-қарсы бағытланған $f = eE$ күши тәсир етеди. Себеби электронның заряды терис. Бул күштиң тәсирінде хәр бир электрон өзинің еркин жүриў жолында

$$\omega = \frac{f}{m} = \frac{eE}{m} \quad (4)$$

тезлениіне ийе болады. Егер майданның кернеўлиги тұрақлы болса, онда электронның тезлениі де тұрақлы хәм ол тең өлшеўли тезлениі менен қозғалады. Бирақ (4)-қозғалыс теңлемеси электронның тек еки соқлығысыўының арасында ғана орынлы болады. Соқлығысыў моментінде электронға $f = eE$ күшинен әдеўир үлкен болған күш тәсир етеди, соның салдарынан оның қозғалысының бағытланғанлығы бұзылады. Солай етип, тиккелей соқлығысқаннан кейинги электронлардың көп саны ушын бағытланған

қозғалыстың тезлиги орташа нолге тең болады. Еркін жүріу жолының ақырында электрон тезлениу ω менен еки соқлығысыудың арасындағы ұақыттың көбеймесине тең тезликке ийе болады:

$$v_1 = \omega\tau = \frac{eE}{m}\tau. \quad (5)$$

Барлық электронлар үшін еркін жүріу ұақыты $\bar{\tau}$ ды еркін жүріу жолының орташа ұзынлығы болған $\bar{\lambda}$ шамасын электронлардың орташа тезлигине бөлиу жолы менен аламыз. Тоқтың әдеттегидей тығызлықтарында хам әдеттеги температураларда алып жүрилетуғын зарядтың тезлигинің шамасы тәртипсиз жыллылық қозғалысларының тезлиги болған $\bar{u}$ шамасына салыстырғанда жүдә кишкене болғанлықтан биз биринши тезликти (тәртиплескен қозғалыс үшін орташа тезликти) есапқа алмасақ та, сонлықтан

$$\bar{\tau} = \frac{\bar{\lambda}}{\bar{u}}$$

теңлиги орынланады деп есаплауымызға болады. $\bar{\tau}$ тың бұл мәнісин (5)-аңлатпаға қойып, еркін жүріу жолының ақырында электронлардың бағытланған қозғалысының мынадай орташа тезликке ийе болатуғынлығына ийе боламыз:

$$v_1 = \frac{eE}{m} \cdot \frac{\bar{\lambda}}{\bar{u}}. \quad (6)$$

Еркін жүріу жолындағы орташа ұақыттың ишиндеги тәртиплескен қозғалыстың орташа тезлиги болған $\bar{v}$ шамасы v_1 тезлигинің ярымына тең болады (соқлығысыулардың арасындағы қозғалысты тең өлшеули тезлениуши қозғалыс деп есаплаймыз):

$$\bar{v} = \frac{1}{2} v_1 = \frac{1}{2} \frac{eE}{m} \cdot \frac{\bar{\lambda}}{\bar{u}}.$$

Демек, электр майданының тәсиринде электронлардың тәртипсиз қозғалысына бағытланған қозғалыс қосылады, бұл қозғалыстың орташа тезлиги электр майданының тезлиги E ге пропорционал.

Бұл алып жүрилиуши қозғалыстың¹⁸ орташа тезлигинің болыуы металдағы тоқтың пайда болыуына алып келеди.

$\bar{v}$ үшін табылған аңлатпаны (3)-формулаға қойып бұл тоқтың тығызлығын табамыз:

$$i = \frac{1}{2} \cdot \frac{e^2 n_0 \bar{\lambda}}{m \cdot \bar{u}} \cdot E \quad (7)$$

Берилген өткізгіш үшін берилген температурада $\frac{e^2 n_0 \bar{\lambda}}{m \cdot \bar{u}}$ көбейтіншиси тұрақлы, сонлықтан соңғы аңлатпа тоқтың тығызлығы үшін $i = \sigma E$ Ом нызамы болып табылады. Бұл нызам бойынша тоқтың тығызлығы (155-параграфқа қараңыз) электр майданының кернеулиги E ге түүры пропорционал.

Солай етип, Ом нызамы жоқарыда келтирилген металлдардың электронлық теориясынан тиккелей келип шығады екен.

(7)-формуланы Ом нызамы үшін жазылған $i = \sigma E$ аңлатпа менен салыстырып,

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{e^2 n_0 \bar{\lambda}}{m \cdot \bar{u}} = \sigma \quad (8)$$

шамасының металдың салыстырмалы өткізгішлиги болып табылатуғынлығын көремиз. Буннан, металдың салыстырмалы өткізгішлигинің оның көлем бирлигиндеги еркін электронлардың саны менен электронлардың еркін жүріу жолының ұзынлығы $\bar{\lambda}$ ге түүры пропорционал екенлиги келип шығады.

Ленц-Джоуль нызамын металлдардың электронлық теориясының тийкарында

¹⁸ Рус тилиндеги "переносное движение" сөзи "алып жүрилиуши қозғалыс" деп аўдарылған (Аўдарыушылар).

таллаймыз. Сырттан түсірілген электр майданының тәсирінде қозғалып, электронлар өзлерінің $\bar{\lambda}$ еркін жүріу жолында бағытланған қозғалысы менен байланысly болған v тезлигине сәйкес кинетикалық энергияға ийе болады. Соқлығысыўдың салдарынан электронлар кинетикалық энергиясын металдың пәнжересиниң тұлғасына береді. Соқлығысыўдан кейин түсірілген майданның тәсирінде электронлар және де кинетикалық энергияға ийе болады хәм бұл энергия және металлға бериледи. Нәтийжеде металл электр майданының күшлериниң жұмысының есабынан қызады.

Өткізгиштиң көлеминиң бир бирлигинде ўақыт бирлиги ишиндеги бөлинип шығатуғын энергияны есаплаймыз.

Жоқарыда көрсетилип өтилгениндей [(6)-формула], өзиниң еркін жүріу жолының ақырында

$$v_1 = \frac{eE}{m} \cdot \frac{\bar{\lambda}}{\bar{u}}$$

шамасына тең тезликке ийе болады. Сонлықтан, соқлығысыўдың ақыбетинде электронның беретуғын энергиясының мұғдары

$$E_k = \frac{mv_1^2}{2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{e^2 E^2 \bar{\lambda}^2}{m \bar{u}^2}$$

шамасына тең болады. Ыақыттың бир бирлигинде электрон орташа $\bar{z}$ рет соқлығысыўға ушырайды. I томның 53-параграфында көрсетилип өтилгениндей, соқлығысыўлардың саны $\bar{z}$ тиң еркін жүріу жолының орташа ұзынлығы $\bar{\lambda}$ хәм жыллылық қозғалысларының тезлиги менен былайынша байланысқан:

$$\bar{\lambda} = \frac{\bar{u}}{\bar{\omega}}$$

Өткізгиштиң көлем бирлигиндеги бир бирлик ўақыттың ишинде берилетуғын энергияның шамасын E_k ны ўақыт бирлигиниң ишиндеги бир электрон ушын соқлығысыўлар саны $\bar{z}$ ке хәм электронлардың көлем бирлигиндеги саны n_0 ге көбейтиў жолы менен аламыз:

$$\omega = E_k \bar{z} \cdot n_0 = \frac{1}{2} \frac{n_0 e^2 \bar{\lambda}}{m \bar{u}} E^2.$$

(8)-формуладағы $\frac{1}{2} \frac{n_0 e^2 \bar{\lambda}}{m \bar{u}}$ көбейтиўшиси металдың салыстырмалы өткізгишлиги σ ға тең. Буннан, 157-параграфта келтирилген Ленц-Джоуль нызамына сәйкес келетуғын [(4)-формула]

$$\omega = \sigma E^2$$

формуласына ийе боламыз.

Демек, металлардағы еркін электронлар хәққындағы көз-қараслар Ом және Ленц-Джоуль нызамларын түсиндире алады екен. Бирақ, бизлер келеси параграфларда теорияның буннан былай раўажланыўының әдеўир қыйыншылықларға ушырайтуғынлығын көремиз. Бундай қыйыншылықларды тек квантлық механиканың жәрдеминде жеңиўге болады.

§ 162. Металлардың электр өткізгишлиги менен жыллылық өткізгишлиги арасындағы байланыс. Видеман-Франц нызамы буннан алдыңғы параграфта алынған жүўмақлардың әхмийетли нәтийжеси болып табылады. Бұл нызам электр өткізгишлик қубылысы менен жыллылық өткізгишлик қубылысын байланыстырады. Металлар жыллылықты жақсы өткізгишлер, ал диэлектриклер жыллылықты жаман өткізгишлер болып табылады. Сонлықтан, металлардың жыллылық өткізгишлигин еркін электронлардың тәсирінде пайда болады деп болжаў тәбийий. Бундай болжаўды қабыл етип, металлардың жыллылық өткізгишлиги ушын газлердиң жыллылық өткізгишлиги ушын жазылған коэффициентти қабыл етиўге болады деп есаплаймыз. Себеби,

жыллылықтың электронлар хәм молекулалар тәрәпинен алып берилиўиниң механизмлери бирдей. Сонлықтан, металдың жыллылық өткізгішлік коэффициентиниң и ушын I томдағы 56-параграфта келтирип шығарылған (6)-формуланы еркинлик дәрежелериниң саны $i = 3$ деп қабыл етип, тиккелей пайдаланамыз:

$$\kappa = \frac{1}{2} n_0 k \bar{u} \bar{\lambda}.$$

Бул аңлатпада k - Больцман тұрақлысы, n_0 - электронлардың көлем бирлигиндеги саны, $\bar{\lambda}$ - олардың металдың пәнжересиндеги еркин жүриў жолының узынлығы, $\bar{u}$ - жыллылық қозғалысларының орташа тезлиги.

Жыллылық коэффициентиниң κ ның 161-параграфтағы (8)-формуланың жәрдемінде есапланатуғын электр өткізгішлік коэффициентиниң σ ға қатнасын алып, мынадай қатнасқа ийе боламыз:

$$\frac{\kappa}{\sigma} = \frac{m \bar{u}^2}{e^2} k.$$

$m \bar{u}^2 / 2$ шамасы электронлардың орташа кинетикалық энергиясы болып табылады; егер усы энергияны молекулалардың (атомлардың) тап сол температурадағы орташа кинетикалық энергиясына тең деп, яғный $\frac{3}{2} kT$ шамасына тең деп есапласақ, онда κ / σ қатнасы

$$\frac{\kappa}{\sigma} = \frac{3k^2}{e^2} T$$

түрине енеди. Бул қатнаста k хәм e шамалары тұрақлылар болып табылады (Больцман тұрақлысы хәм электронның заряды). Буннан мынадай жағдайға ийе боламыз: жыллылық өткізгішлік коэффициентиниң κ ның электр өткізгішлік коэффициентиниң σ қа қатнасы абсолют температура T ға пропорционал хәм металдың сортынан ғәрезли емес.

Бул ызамлық эксперименталлық жол менен Видеман хәм Франц тәрәпинен ашылды. Егер жыллылық өткізгішлік коэффициентиниң κ ны $\text{кал}/(\text{град} \cdot \text{см} \cdot \text{сек})$ ларда, ал электр өткізгішлік коэффициентиниң σ ны $\text{ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ ларда аңғартсақ, онда T ның алдындағы көбейтiуши хәр қыйлы металлар ушын $(4,6 - 5,5) \cdot 10^{-9}$ шамасына тең болады. Бул женде келтирилип шығарылған $3k^2/e^2$ қатнасының теориялық мәниси тап сол бирликлерде $5,3 \cdot 10^{-9}$ ға тең. Бирақ, егер κ менен σ лар ушын жазылған формулаларды Максвелдинң тезликлер бойынша тарқалыў формуласының тийкарында жетилистирсек (дәллигин жоқарылатсақ), онда алынған нәтижелердинң тәжирийбелерде алынған нәтижелерге сәйкес келиўи төменлейди. Бул сәйкес келиўдинң тосыннан жүзеге келетуғын характерге ийе екенлигин хәм теорияны буннан былай раўажландырыўдың зәрүрлигин көрсетеди. Бизлер металдағы еркин электронлардың электр өткізгішлік хәм оның менен байланысly болған бир қатар қубылысларды улыўма түрде болса да, бәри бир, көп жағдайларда теория менен тәжирийбениң арасында айтарлықтай сәйкес келмеўлер орын алады. Электр өткізгішлік ушын жазылған $\sigma = \frac{1}{2} \frac{n_0 e^2 \bar{\lambda}}{m \bar{u}}$ коэффициентиниң аңлатпасы тәжирийбелерде тиккелей өлшенбейтуғын еки тұрақлыны өзиниң ишине алады: n_0 - металдың ишиндеги көлем бирлигиндеги еркин электронлардың саны хәм $\bar{\lambda}$ - электронның еркин жүриў жолының орташа узынлығы. Лоренц теориясы n_0 шамасы көлем бирлигиндеги атомлардың санына, ал $\bar{\lambda}$ ниң мәниси өткізгіштинң кристаллық пәнжересиндеги ионлардың арасындағы қашықлыққа тең деп болжайды. Бул болжаўлар тәбийий хәм электр өткізгішлік коэффициентиниң ушын алынған тәжирийбелик мәнислерге қайшы келмейди. Бирақ, σ ушын алынған аңлатпа дурыс температуралық ғәрезликти бермейди, себеби σ ушын жазылған аңлатпадан температурадан сөзсиз ғәрезли болған бирден-бир ағза электронлардың жыллылық қозғалысының тезлиги $\bar{u}$ болып табылады. Кинетикалық теорияға сәйкес, бул шаманың мәниси T абсолют температураның квадрат

түбиринен ғәрезли. Бирақ, тәжірийбелер (154-параграф) салыстырмалы қарсылық ρ ның абсолют температураға тәуір пропорционал, ал ұсыған сәйкес σ шамасының электр өткізгішлігінің температураның биринши дәрежесине кери пропорционал екенлігін көрсетеді; нәтижеде тәжірийбенің жуымақларына сәйкеслікті орнатыу үшін $n_0 \bar{\lambda}$ көбеймесін абсолют температураның квадрат түбіріне кери пропорционал өзгереді деп есаплау керек болады; бирақ оны тийкарлау дым қыйын.

Теориялық көз-қараслар менен тәжірийбелерде алынған мағлыұматлардың арасындағы және бир сәйкес келмеушілік оннан да кескін түрге ийе. Өткізгіште қозғалатуғын хәм энергияға ийе болатуғын көп санлы еркин электронлар хақындағы болжау өткізгішлердің жыллылық сыйымлығының өткізбейтуғын қатты денелердің сыйымлығынан әдеуір үлкен болады деген пикирди пайда етеді. Электронлардың саны атомлардың саны менен бара-бар деп есаплап, биз заттың хәр бир грамм-молекуласы үшін қосымша ишки энергияны аламыз. Бұл қосымша энергия электронлардың тәртіпсиз қозғалыслары менен байланысly хәм $\frac{3}{2}kNT = \frac{3}{2}RT$ шамасына тең болыуы керек. Бұл теңлікте R арқалы газ тұрақлысы белгиленген.

Бұл моллик жыллылық сыймлығының $\frac{3}{2}R \cong 3 \text{ кал/град} \cdot \text{моль}$ шамасына өсетуғынлығына алып келеді. Бирақ, тәжірийбелер өткізгішлердің Дюлонг хәм Пти нызамын өткізбейтуғын денелернен жаман емес қанаатландыратуғынлығын көрсетеді (I том, 93-параграфты қараңыз) хәм олардың моллик жыллылық сыйымлығы бизің таллауларымызға сәйкес $9 \text{ кал/(град} \cdot \text{моль)}$ шамасына емес, ал шама менен $6 \text{ кал/град} \cdot \text{моль}$ ге тең.

Демек, электр өткізгішлік хәм жыллылық өткізгішлік процесслерине қатнаساتуғын электронлар қандай да бир себеплерге байланысly өткізгіштің жыллылық сыйымлығына тәсир етпейді екен. Бұл жағдайды Лоренц теориясының көз-қараслары бойынша түсіндириудің мүмкиншилиги жоқ хәм тек квантлық механиканың жәрдеминде түсіндириледі.

§ 163. Металллардың электр өткізгішлігінің квантлық теориясы. Буннан алдыңғы параграфта көрсетилип өтилгениндей, электр өткізгішлік теориясының тек квантлық механиканың жәрдеминде раўажландырылыуы мүмкин. Квантлық механиканың классикалық механикадан тийкарғы айырмасы мынадан ибарат: квантлық механиканың көз-қарасы бойынша улыұма айтқанда бөлекшелердің системасы бир биринен белгили болған айырмашылықларға ийе (үзликли, "дискрет") энергиялық халларда тұрады, ал классикалық теория бойынша система энергияның белгили болған шеклеринің ишіндеги энергияның қәлеген мәнісине ийе халларда тұра алады. Квантлық көз-қараслар бойынша мүмкин болған бир халдан екінши халға өтиу секирмели түрде энергияның шекли ΔE шамасына өзгериуі менен әмелге асады. Бундай жуымақ атомлық физика менен молекулалық физика областларына тийисли болған көп санлы фактлер менен тастыйықланады (III томға қараңыз).

Айтылған жағдайларды айқын мысал менен иллюстрациялаймыз. Мейли бир электрон координата басында жайласқан ноқатлық оң зарядтың кулонлық майданында жайласқан болсын. Бундай жағдайда оның потенциалы E_p мынаған тең:

$$E_p = -\frac{C}{r}.$$

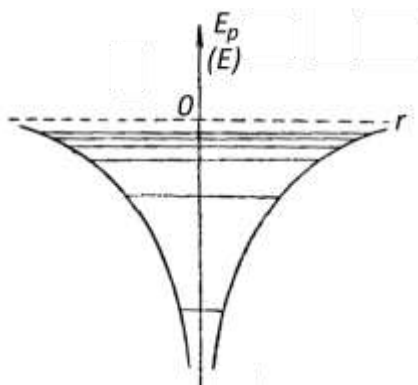
Бұл теңлікте C - оң константа, ал r - координата басынан электронға шекемги қашықлық (100-сүүрет). Бұл жағдайда квантлық теория бойынша (III томға қараңыз) терис энергиялар областындағы ($E < 0$) электронның толық энергиясы

$$E = -\frac{B}{n^2} \quad (1)$$

шамаларының биреуіне тең болады. Бұл аңдатпада B - константа, ал n саны пүтин санлардың мәнісін қабыл етеди: $n = 1, 2, 3, \dots$ (1)-формула бойынша есапланған энергиялардың мәніслери 100-сүүретте горизонт бағытындағы сызықларға ("қәддилерге") сәйкес келеди.

Энергияның шамаларының үзликли екенлиги ҳаққындағы жуўмақ атомлық системалар ушын дұрыс болады. Дара жағдайда, водород атомының ҳәм оған ұқсас болған ионлардың (атом ядросының кулонлық майданындағы бир электрон) мүмкин болған энергияларының мәніслери (1)-формуланың жәрдеминде анықланады. Усының менен бирге кристалларда да электронлар тек белгили болған энергия қәддилеринде тура алады.

160-параграфта көрсетилип өтилгениндей, металдағы электронлардың бир бөлими белгили болған атомлар менен байланысын үзеди ҳәм потенциаллық шұқырдың ишинде еркин қозғалады. Бирақ, квантлық механиканың көз-қараслары бойынша бундай қозғалыс классикалық теориядағы қозғалыстан электронлардың энергиясының тек үзликли болған мәніслерге ийе болыуы менен айрылады. Электронлардың кристаллардағы энергиясының бұл мәніслериниң қәддилердинң жыйнағы түринде көрсетилиуі мүмкин, ал әдеттегидей өлшемлерге ийе болатуғын кристаллардағы қәддилериниң саны оғада үлкен. Сонлықтан, қоңсылас қәддилер бир бирине жүдә жақын жайласады (101-сүүрет).



100-сүүрет. Кулон майданындағы электронның энергиясының қәддилери.



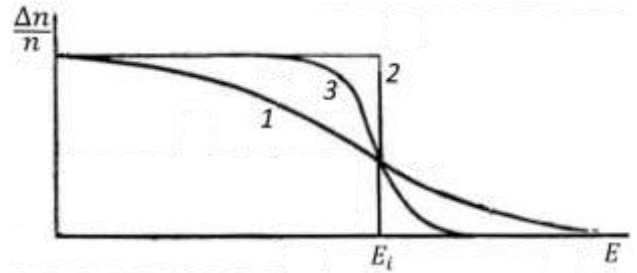
101-сүүрет. Электронлардың кристаллардағы энергияларының қәддилери.

Электр өткізгішлікті түсиниў ушын квантлық механиканың классикалық механикадан және бир өзгешелиги бар. Бұл айырма электронлардың энергияның қәддилери бойынша тарқалыуына тийисли. Классикалық көз-қараслар бойынша, энергия қәддилери бойынша электронлар Больцман нызамы бойынша тарқалады. Бундай тарқалыуға 102-сүүреттеги 1-иймеклик сәйкес келеди. Квантлық механикада болса электронлар Паули принципи деп аталатуғын принципке бағынатуғын болғанлықтан, тарқалыу басқаша болады. Бұл принцип бойынша энергияның бир қәддинде (ол "азғынған" болмаған жағдайда) еки электроннан аслам электронның жайласыуы мүмкин емес. Бұл электронлар бир биринен өзиниң меншикли магнит моментлери бойынша айрылады (III томға қараңыз).

Паули принципинен абсолют нол температурадағы ($T = 0$) электронлардың энергияның қәддилери бойынша жайласыуының классикалық ҳәм квантлық айырмалары дәрхәл келип шығады. Ҳақыйқатында да, классикалық көз-қараслар бойынша $T = 0$ болған жағдайда барлық электронлардың энергияларының нолге тең болыуы керек. Паули принципи бойынша $T = 0$ температурада бир қәддидеги электронның саны екеўден үлкен болмайды. Егер кристалдағы еркин электронлардың саны n болса, онда олар $T = 0$ температурада ең төмен болған $n/2$ дана энергия қәддилеринде жайласады. Бундай жағдайда электронлардың қәддилер бойынша тарқалыуы 102-сүүреттеги 2-сынық

сызықтардың жәрдеминде көрсетиледи. Мейли E_i арқалы электронлар менен толтырылған соңғы қәддинің энергиясын аңғартатуғын болсын (101-сүррет). 2 иймеклиги $T = 0$ болған жағдайда энергиялары $E \leq E_i$ шамасына тең болған электронлар менен бирдей болып толтырылғанлығын билдиреди (хәр бир қәддиде еки электроннан); ал $E > E_i$ энергияларға сәйкес келетуғын қәддилер бос. $T \neq 0$ температуралардағы электронлардың қәддилер бойынша тарқалыуы Ферми нызамына сәйкес анықланады хәм бул нызамға 102-сүрреттеги 3 иймеклиги сәйкес келеди¹⁹. Жүдә жоқары температураларда Ферми иймеклиги Больцманның классикалық нызамына сәйкес келетуғын иймекликке жақынласады.

102-сүррет.
Электронлардың энергия қәддилери
бойынша тарқалыуы.
1 - Больцман бойынша $T \neq 0$
температурада, 2-Ферми бойынша $T = 0$
температурада, 3-Ферми бойынша $T \neq 0$
температурада.



Металлар ушын E_i энергиясының үлкен мәниске ийе болатуғынлығын хәм бир неше онлаған мың градуслардағы атомлардың жыллылық қозғалысларының орташа энергиясына сәйкес келетуғынлығы үлкен әхмийетке ийе.

Квантлық механиканың жоқарыда келтирилген жуўмақлары электр өткізгішлік қубылысын тийкарынан түсиндириўге мүмкиншилик береді. Сыртқы электр майданы болмаған жағдайда электронлар тезликлердің бағыты бойынша симметриялы жайласады, бул классикалық теориядағы сыяқлы олардың тәртипсиз қозғалысына, соған сәйкес кристаллардағы бағытланған электр тоғының болмайтуғынлығына алып келеді.

Жүдә жоқары болмаған температура бар жағдайды қараймыз. Бундай жағдайда қәддилердің барлығы электронлар менен толмаған. Бундай жағдайда хәтте әззи сыртқы майданы электронларды бийигирек қәддилерге алып өте алады. Себеби қәддилер бир бирине жүдә жақын жайласқан. Басқа сөз бенен айтқанда, сыртқы майданның тәсиринде электронлардың энергиясының өзгеріуі мүмкін, яғнай электронлар қосымша тезликке ийе бола алады. Сыртқы майданның тәсиринде электронлардың оларға тәсир ететуғын күшлердің тәсиринде орын алмастырыуы жүзеге келеді. Нәтийжеде кристал арқалы тоқ өте баслайды. Бул жағдай жоқары электр өткізгішликке ийе болған металл кристалларға тийисли. Электр өткізгішлік σ ның шекли мәнисин түсиндириў ушын квантлық механикаға сәйкес еркин электронлардың қозғалысының толқынлық характерге ийе екенлигин есапқа алыў керек (III томға қараңыз). Электронлық толқынлар кристаллық пәнжереде барлық ўақытта бар болатуғын бир текли емес орынларда шашырайды. Толқынлардың шашырауы болса кристалдағы электронлардың еркин жүриў жолының шекли ұзынлығына сәйкес келеді. Идеал пәнжере болған жағдайда толқынларды шашырататуғын бир текли болмаған орынлар тек пәнжерениң жыллылық қозғалыслары (тербелислери) менен ғана байланысly. Бул жағдай σ ның $1/T$ шамасына пропорционаллығына алып келеді (T арқалы кристалдың абсолют температурасы белгиленген). Бизлердің көрсеткенимиздей (154-параграф), σ ның T дан усындай ғәрезлигин ҳақыйқатында да бақланады хәм оны классикалық көз-қарастан түсиндириўдің мүмкиншилиги жоқ. Кристаллық пәнжереде араласпалар бар болған жағдайда температурадан ғәрезсиз болған бир текли емес орынлар орын алады, сонлықтан σ менен температураның арасындағы байланыс $\sigma =$

¹⁹ Бул нызамды "Ферми-Дирак белистирилиуи" деп атайды (Аўдарыўшылар).

$a\frac{1}{T} + b$ түріне енеді. Бұл теңлікте a менен b лар арқалы константалар белгіленген. Егер қандай да бір металға басқа металды аз мұғдарда араластырғанда σ ның T дан ғәрезлиги төменги температураларда ҳақыйқатында да бақланады.

Металлардың қарсылығы жыллылық қозғалысларының салдарынан пайда болған пәнжередеги бир текли болмаған орынлардағы электронлық толқынлардың шашырауының нәтийжесинде пайда болады деген идеяны биринши рет совет физиги Я. И. Френкель тәрәпинен оның металлардың теориясы бойынша ислеген жұмысларында ұсынды.

Квантлық теория классикалық теорияның екінши қыйыншылығын да сапластырды, атап айтқанда еркин электронлардың металлардың жыллылық сыйымлығына тәсириниң жоқ екенлигиниң себебин де түсіндирди (162-параграф). Температура жоқарылағанда электронлардың бир бөлими энергияның жоқарырақ қәддилерине өтеди. Бирақ, үш еркинлик дәрежесине сәйкес келетуғын жыллылық энергиясының орташа мәниси болған $\bar{E} = \frac{3}{2}kT$ шамасы E_i ге салыстырғанда киши болса, онда Ферми формуласына сәйкес электронлардың қәддилер бойынша тарқалыуы $T = 0$ болған жағдайдағы тарқалыудай болмайды (102-сүўреттеги 3 хәм 2 иймекликлери бир биринен үлкен айырмаға ийе емес). Буннан, электронлардың ұлыўмалық энергиясының температурадан ғәрезлигиниң әззи екенлиги (жүдә үлкен болмаған температураларда) хәм буннан өз гезегинде металдағы еркин электронлардың болыуының оның жыллылық сыйымлығына ис жүзинде тәсир етпейтуғынлығы келип шығады.

Еркин электронлардың ис жүзинде металлардың жыллылық сыйымлығына тәсир етпейтуғынлығын дәлирек көрсетиў ушын электронлардың тезликлер бойынша тарқалыуының санлық нызамын пайдаланыў керек.

102-сүўретте электронлардың қәддилер бойынша тарқалыуының графиги келтирилген. Егер биз толық энергиясы энергияның $E, E+dE$ интервалында болған электронлардың салыстырмалы саны dn/n ҳаққында маселени қоятуғын болсақ, онда биз басқа түрге ийе болған графикти аламыз. Қәддилер энергияның хәр қыйлы мәнислеринде бирдей болмаған тығызлық пенен жайласатуғын болғанлықтан, яғный dE интервалының энергияның қандай областында жайласқанлығына байланыссы, бирдей болған dE интервалларына қәддилердиң хәр қыйлы санлары сәйкес келеди. Ферми бөлистирилиўи нызамы бойынша:

$$\frac{dn}{n} = \gamma \frac{E^{1/2}}{1 + e^{\frac{E-E_i}{kT}}} dE. \quad (2)$$

Бул формулада γ арқалы константа белгіленген²⁰, E_i болса, жоқарыда айтылып өтилгениндей, $T = 0$ температурадағы электронлардың ең үлкен энергиясы болып табылады. Бундай жағдайда 102-сүўреттеги 2 хәм 3 графиклериниң орнына 103-сүўретте келтирилген графиклерди аламыз. Бул графиклерде 2 иймеклиги $T = 0$ болған, ал 3 иймеклиги $T \neq 0$ жағдай ушын алынған.

Базы бир T температурасындағы кристалдағы электронлардың орташа энергиясы

$$\bar{E} = \frac{1}{2} \int E dn$$

шамасына тең болады. Бул интеграллаў E ниң мүмкин болған мәнислериниң барлығы ушын алынады. (2)-тарқалыўды пайдаланып

$$\bar{E} = \gamma \int_0^\infty \frac{E^{3/2}}{1 + e^{\frac{E-E_i}{kT}}} dE.$$

аңлатпасын аламыз. Интеграллаў төмендегидей жуўық нәтийжени береді:

$$\bar{E} = \frac{3}{5} E_i \left[1 + \frac{5\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{E_i} \right)^2 \right].$$

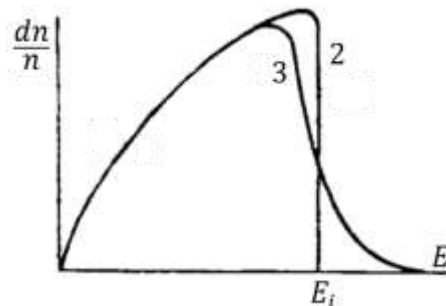
²⁰ γ константасының мәниси кристалдың көлеминен ғәрезли.

Турақлы көлемдегі C_V моллик жыллылық сыймлығы энергиядан (бир молге сәйкес келетұғын) температура бойынша алынған туйындыға тең болғанлықтан, оның үшін

$$C_V = N \frac{d\bar{E}}{dT} = \frac{\pi^2}{2} Nk \left(\frac{kT}{E_i} \right) \quad (3)$$

түріндегі аңдатпаға ийе боламыз. Бул аңдатпада N - Авогадро саны болып табылады.

103-сүүрет.
Электронлардың энергиялар бойынша тарқалыуы.



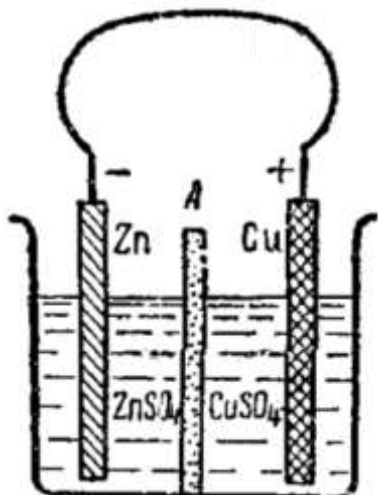
Классикалық теория бойынша электронлық газдың моллик жыллылық сыймлығы $C_V = \frac{3}{2} Nk$ аңдатпасының жәрдемінде анықланады. Жоқарыда айтылып өтилгенидей, металлар үшін E_i бөлекшелердің онлаған мың градус температуралардағы жыллылық қозғалыстарының орташа энергиясына сәйкес келеді. Демек, E_i шамасы орта температуралар үшін kT шамасынан жүзлеген есе үлкен. Ал, $\left(\frac{kT}{E_i} \right) \sim 0,01$ хәм электронлық газдың орташа температуралардағы жыллылық сыймлығы үшін (3)-формула классикалық теория берген шамаға салыстырғанда жүдә киши болған шаманы береді.

§ 164. Турақлы тоқтың туйық шынжыры. Өткізгіште турақлы тоқтың өтиіуін болдырыу үшін оның ұшларында турақлы потенциаллар айырмасын пайда етиу керек. Усындай турақлы потенциаллар айырмасының дереклеринің хәр қыйлы болыуы мүмкін. Бундай дереклердің мысалы болып *гальваникалық элементтер* хызмет ете алады

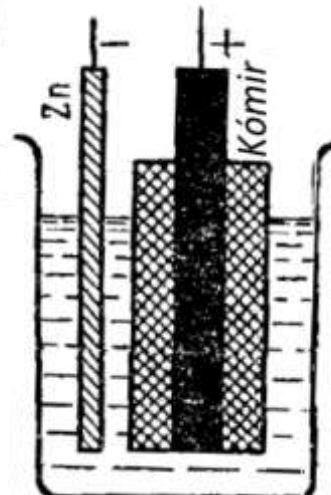
Гальваникалық элемент белгили болған еритпеге (электролитлерге) түсірилген көпилики жағдайларда еки металл пластинкалардан тұрады. Мысалы, Даниэль элементи (104-сүүрет) цинк купоросының еритпесине түсірилген цинк пластинкасынан хәм мыс купоросының еритпесине түсірилген мыс пластинкасынан тұрады. Еритпелер бир биринен А майда тесикли дийуалы менен ажыратылған. Бир бири менен тутастырылмаған пластинкалары бар Даниэль элементінде 1,1 в шамасындағы потенциаллар айырмасы пайда болады. Электродларында 1,5 в болған потенциаллар айырмасын беретұғын *Лекланше элементи* (105-сүүрет) нашатырдың еритпесіндегі цинк пластинкасынан хәм марганец перекисинің қатламы менен қоршалған көмир пластинкадан тұрады.

Хәзирше, қандай себеплерге байланысly гальваникалық элементтердің қысқышларында потенциаллар айырмасының пайда болыуын қарауға өтпестен бұрын, турақлы потенциаллар айырмасының усындай дереги туйық шынжырға тутастырғанда нениң бақланатуғынлығын қарайық.

Элементти қысқаша тутастыратұғын шынжырдың қарсылығы R ге тең деп болжаймыз хәм оның сыртқы қарсылық деп атаймыз (106-сүүрет). Өз гезегінде элементтің өзи де R_0 қасылығына ийе болады хәм оны *ишки* қарсылық деп атаймыз. Сыртқы қарсылық ұшларында V_1 хәм V_2 потенциалларына ийе болады. Бул потенциаллар берилген қарсылықтың сыртқы өткізгіши тәрөпинен тутастырылған жағдайдағы электродлардың потенциаллары болып табылады. V_1 потенциалы V_2 потенциалынан үлкен деп болжаймыз; бундай жағдайда сыртқы шынжырдағы тоқ потенциалы V_1 болған электродтан, потенциалы V_2 болған электродқа карай жүреді. Сыртқы шынжырда биз *потенциалдың түсіуине* ийе боламыз.



104-сұйрет. Даниэль элементи.

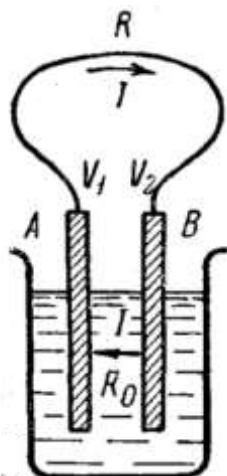


105-сұйрет. Лекланше элементи.

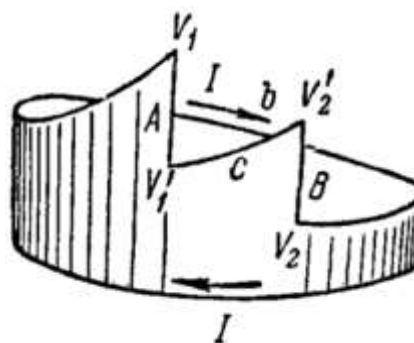
Сыртқы қарсылық R тәрепинен пайда етилген шынжырдың участкасына Ом нызамын қолланып, сыртқы шынжырдағы потенциалдың түсіуінің

$$V_1 - V_2 = IR \quad (1)$$

шамасына тең болатуғынлығы көреміз. Зарядлардың ағыуынан туратуғын стационар тоқтың туйық болыуы керек (156-параграфқа қараңыз), демек, шынжырдың ишки бөлиминдеги тоқ сыртқы бөлиминдеги тоққа салыстырғанда қарама-қарсы бағытта өтиуі керек. Егер шынжырдың сыртқы бөлиминде тоқ A электродынан B электродына қарай ағатуғын болса, онда ишки бөлимде тоқ B электродынан A электродына қарай ағады (106-сұйрет). Егер электрод пенен электролиттің шегарасында потенциалдың секирмели өзгериси болған жағдайда ғана бундай жағдайдың орын алыуы мүмкин. Бундай секириулердің пайда ете алатуғын себеплерди биз кейинирек қараймыз. Хәзир тек B электроды менен электролиттің арасындағы шегарада потенциалдың V'_2 шамаға көтерилиуі (секириуі) пайда болады деп болжаймыз. Барлық шынжырдағы потенциаллардың түсиуі менен секириулерин графиктің жәрдеминде көрсетиудің қолайлы болыуы үшін пайда болған цилиндрлик бет бойлап потенциал V ны қойып барамыз. 107-сұйретте A хәм B ноқатлары электродлардың тұрған орнына, AbB бөлими шынжырдың сыртқы бөлиминде, ал BcA бөлими шынжырдың ишки бөлиминде сәйкес келеди.



106-сұйрет. Гальваникалық элемент пенен сыртқы қарсылықтың шынжыры.



107-сұйрет. Гальваникалық элемент пенен сыртқы қарсылықтан туратуғын туйық шынжырдағы потенциалдың түсиуі менен секириулері.

Электролиттің ишінде тоқ V_2' потенциалынан V_1' потенциалына қарай жүреді. Ом нызамы бойынша шынжырдың ишки бөліміндегі потенциалдың түсіюі мынаған тең:

$$V_2' - V_1' = IR_0. \quad (2)$$

Бұл теңліктегі R_0 - шынжырдың ишки бөлімінің қарсылығы. Ойымызда туйық шынжырды бойлап, AbBcA бағытында жүреміз хәм потенциалы V_1' болған дәслепки А ноқатына қайтып келеміз; контурды айланып шыққандағы потенциаллардың түсіюінің суммасы олардың көтеріліулерінің суммасына тең болыуы керек.

Потенциаллардың секиріулерін ε арқалы белгілейміз:

$$\begin{aligned} V_1 - V_1' &= \varepsilon_1, \\ V_2' - V_2 &= \varepsilon_2, \end{aligned}$$

Егер шынжыр бойынша айланып жүріудің барысында потенциал үлкейетугын болса, онда секиріудің оң деп, ал егер жүріудің барысында потенциалдың мәнісі киширейетугын болса, онда секиріуді терис деп есаплау шәртин қоямыз. Контурды айланып өткенде потенциалдың түсіулерінің суммасының көтеріліулердің суммасына тең болыу шәрти былайынша жазылады:

$$IR + IR_0 = \varepsilon_1 + \varepsilon_2. \quad (3)$$

Шынжырды айланып шыққандағы потенциаллардың секиріулерінің суммасы болған

$$\mathcal{E} = \varepsilon_1 + \varepsilon_2,$$

шамасы шынжырға киргизилген *электр қозғаушы күш* деп аталады. бұл жағдайда секиріулердің суммасы элементтің электр қозғаушы күшін (э.қ.к.) аңлатады. Э.қ.күшін киргизиу арқалы биз (3)-аңлатпаны

$$IR + IR_0 = \mathcal{E} \quad (3a)$$

түрінде көширип жазамыз. Бұл теңлік *туйық шынжыр ушын Ом нызамы* болып табылады. Оны былайынша көширип жазамыз:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + R_0}. \quad (4)$$

Буннан туйық шынжырдағы тоқтың күши I диң э.қ.к. $\mathcal{E}$ ге түүры пропорционал хәм шынжырдың толық қарсылығы $R + R_0$ ге кери пропорционал екенлиги келип шығады.

$IR = V_1 - V_2$ теңлігінің орынлы екенлигин аңғарып, (3a) теңліктен

$$V_1 - V_2 = \mathcal{E} - IR_0, \quad (5)$$

аңлатпасын аламыз, яғный *элементтің қысқышларындағы $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасы оның э.қ. күшинен шынжырдың ишки бөліміндегі потенциалдың түсіюін алып таслағанға тең*. Шынжырдың ишки бөліміндегі потенциалдың түсіюі қаншама үлкен болса, онда элементтің қысқышларындағы потенциаллар айырмасы э.қ.күшінің шамасынан соншама күшлирек айырмаға ийе болады.

Ажыратылған элемент ушын $I = 0$ хәм, ұсыған сәйкес, шынжырдың ишки бөліміндегі потенциалдың түсіюі де нолге тең болады; бундай жағдайда (5)-аңлатпадан $\mathcal{E} = V_1 - V_2$ теңлігіне ийе боламыз, яғный э.қ.күш $\mathcal{E}$ ажыратылған элементтің қысқышларындағы потенциаллар айырмасына тең болады.

Сыртқы қарсылық пенен туйықланған элементтің қысқышларындағы потенциаллар айырмасының шамасы барлық ұақытта оның э.қ.күшинен киши болады.

Егер элемент арқалы өтетугын I тоғы потенциаллар айырмасының қандай да бир сыртқы дереги тәрепинен компенсацияланған болса, онда ұсы элементтің қысқышларындағы потенциаллар айырмасы оның э.қ.күши $\mathcal{E}$ ге тең болады (167-параграфтағы э.қ.күшини компенсация ұсылының жәрдемінде анықлауға қараңыз).

156-параграфта биз стационар тоқ болған жағдайда тоқтың сызықларының туйық екенлигин көрсеттик. Буннан қозғалыуы тоқты пайда ететугын зарядлардың туйық иймекликлер бойынша қозғалатугынлығы келип шығады. Солай етип, гальваникалық

элементтің шынжырында шәртлі түрде оң белгиге ийе деп алынған зарядлар тек потенциаллардың түсіуі областында (яғный AbB шынжырының сыртқы участкасында) хәм шынжырдың BcA ишки областында ғана емес, ал потенциаллардың секиріуі орын алатуғын областларда да қозғалады екен (107-сүұрет). Бұл потенциаллардың секиріуі орын алатуғын участкаларда олар *потенциалдың үлкейуі бағытында*, яғный электрлік күшлердің тәсир етіуі бағытына қарама-қарсы бағытта қозғалады. Әлбетте, бұл қозғалыс электростатикалық күшлердің тәсирінде жүзеге келмейди, ал қандай да басқа себеплерге байланысly пайда болған күшлердің тәсирінде жүзеге келеди. Бұл күшлерди *тәреплик күшлер* деп атайды²¹. Гальваникалық элементте тәреплик күшлер электродлардың материалының электролиттерде ериуінің нәтижесінде жүретуғын химиялық процесслердің есабынан жүреди.

Электр қозғаушы күш хәққындағы түсиникти тәреплик күшлер шынжырдың қәлеген орнында бар болатуғын жағдай ушын ұлыұмаластырамыз. Тоқтың тығызлығы ушын Ом нызамы мынадай түрге ийе:

$$\mathbf{i} = \sigma \mathbf{E}.$$

Бұл аңлатпаны биз тоқты пайда ететуғын зарядларға электр күшлери тәсир етеди деген болжаудың тийкарында алған едик. Улыұма жағдайда зарядларға электрлік күшлер де, басқа да себеплерге байланысly болған күшлердің де тәсир етіуі мүмкин (оларды бизлер тәреплик күшлер деп атадық). Зарядқа тәсир ететуғын тәреплик күшлерди $\mathbf{f}_0$ арқалы белгилеймиз.

Бундай жағдайда 161-параграфтағы (4)-аңлатпадағы зарядтың тезлениуі $\mathbf{w}$ ны былайынша жазыу керек болады:

$$\mathbf{w} = \frac{\mathbf{f} + \mathbf{f}_0}{m} = \frac{e\mathbf{E} + \mathbf{f}_0}{m} = \frac{e(\mathbf{E} + \mathbf{f}_0/e)}{m}.$$

$\mathbf{f}_0/e$ қатнасын $\mathbf{E}_0$ арқалы белгилеймиз хәм оны тәреплик күшлердің кернеулиги деп атаймыз. Бундай жағдайда зарядтың тезлениуі $\mathbf{w}$ электр майданының кернеулиги $\mathbf{E}$ менен тәреплик күшлердің кернеулиги $\mathbf{E}_0$ ниң қосындысы бойынша анықланады

$$\mathbf{w} = \frac{e(\mathbf{E} + \mathbf{E}_0)}{m}.$$

Буннан кейин 161-параграфта келтирилген таллауларды қайталап, биз Ом нызамының аңлатпасына келемиз хәм ол енди

$$\mathbf{i} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{E}_0) \quad (6)$$

түрине ийе болады. Бұл аңлатпада зарядлардың қозғалыуындағы тәреплик күшлердің ийелеген орны көринип түр. Тәреплик күшлер болмайтұғын орынларда $\mathbf{E}_0 = 0$ хәм сонлықтан бурынғы формадағы Ом нызамының алынатуғынлығы өз-өзинен көринип түр.

Тоқтың найын (трубкасын), яғный тоқтың сызықлары менен шекленген кеңисликті қараймыз (биз қарап атырған өткізгіштің барлығы тоқтың найы болыуы мүмкин). Найдың кесими ΔS бойынша тоқтың күши тұрақлы хәм оны былайынша жазыуға болады:

$$I = i_n \Delta S = \sigma(E_n + E_{0n}) \Delta S.$$

ΔS кесими тоқтың сызықларына перпендикуляр деп болжаймыз. Бундай жағдайда ұсы кесімге түсірилген $\mathbf{n}$ нормаль бағыты бойынша тоқтың сызығы $\mathbf{I}$ дың бағытына сәйкес келеди хәм

$$I = \sigma(E_l + E_{0l}) \Delta S$$

аңлатпасына ямаса

²¹ Рус тилиндеги "сторонние силы" сөзи толық түрде "үшинши тәрептен тәсир ететуғын күшлер" мәнисин береди. Биз текстте "тәреплик күшлер" терминин қабыл етемиз хәм ұсы терминди пайдаланғанымызда және бир тәрептен (үшинши тәрептен) тәсир ететуғын күшлерди түсиниу керек болады (Аударыушылар).

$$E_l + E_{ol} = \frac{I}{\sigma \Delta S}$$

аңлатпасына ийе боламыз. Бұл теңліктің екі бөлімін де найдың ұзындығының элементи Δl ге көбейтіп және түйік найдың барлық элементтері бойынша суммалап

$$\sum (E_l + E_{ol}) \Delta l = \sum \frac{I}{\sigma \Delta S} \Delta l$$

теңлігіне ийе боламыз. Найдың қалған кесімі бойынша тоқтың күші I тұрақты болғандықтан, оны сумма белгісіннің алдына шығарып болады және бұндай жағдайда

$$\sum E_l \Delta l + \sum E_{ol} \Delta l = I \sum \frac{\Delta l}{\sigma \Delta S}$$

аңлатпасын аламыз.

$\sum \frac{\Delta l}{\sigma \Delta S}$ шамасы найдың толық қарсылығына тең және оны біз $R + R_0$ арқылы белгілейміз. Бұндай жағдайда R_0 шамасын шынжырдың тәрептік күштер тәсір ететұғын бөлімінің қарсылығы (ішкі қарсылық), ал R шамасын тәрептік күштер тәсір етпейтұғын бөлімнің қарсылығы (сыртқы қарсылық) деп түсінеміз. Бұннан кейін түйік контур үшін $\sum E_l \Delta l$ суммасының нөлге тең екенлігін көреміз. Себебі бұл аңлатпа бір бірлік зарядтың найдың түйік контуры арқылы айланып өтуінің барысындағы электростатикалық күштердің ісеген жұмысын береді (электростатикалық күштердің потенциаллығы).

Түйік контур үшін жазылған $\sum E_{ol} \Delta l$ аңлатпа *тәрептік күштердің кернеулігінің циркуляциясы деп аталады*. Бұл шама түйік контурдың барлық элементтері бойынша алынған тәрептік күштердің кернеулігінің контурдың элементтері болған E_{ol} лердің бағыттарына түсірілген проекцияларының ұсы элементтердің ұзындықтарының көбеймелерінің суммасына тең. Бұл сумманы $\mathcal{E}$ арқылы белгілеп

$$\mathcal{E} = \sum E_{ol} \Delta l, \quad (7)$$

аңлатпасына ийе боламыз. Бұндай жағдайда (6)-теңлік мынадай түрге ийе болады:

$$\mathcal{E} = I(R + R_0).$$

Бұннан $\mathcal{E}$ нің контурда тәсір ететұғын э.к.күші екенлігін көреміз. Солай етіп, түйік шынжыр үшін Ом нызамын аламыз және бұл нызамда *э.к.күші тәрептік күштердің кернеулігінің векторының циркуляциясы сыпатында көрсетіледі*.

Тәрептік күштер шынжырдағы қалған орында тәсір ете алады. Тәрептік күштер шынжырдың айырым орындарында тек потенциалдың секирмелі өзгеріулерін пайда ететұғын жағдайда циркуляцияның тоқтың түйік контуры үшін потенциалдың секирмелі өзгерістерінің алгебралық қосындысын ғана беретұғынлығын аңсат көріуге болады. Демек, жоқарыда келтірілген э.к.күшіне потенциалдың секиріулерінің суммасы сыпатында берілген анықлама (7)-қатнастың дара жағдайы болады. Гальваникалық элементтен ямаса элементтерің батареясынан алынатуғын тұрақты ток болған жағдайда тәрептік күштер химиялық процесслер жүретұғын областларда тәсір етеді (шынжырдың ішкі бөлімі).

(7)-аңлатпадағы контурдың элементтерін шексіз киші деп есаплап, сумманы барлық түйік контурға тарқатылған интеграл менен алмастырамыз. Бұндай жағдайда э.к.күш үшін жазылған аңлатпа

$$\mathcal{E} = \oint E_{ol} dl$$

түріне енеді. Оң тәрепте тұрған интеграл тәрептік күштердің кернеулігі векторының циркуляциясы болып табылады.

Мысал. Элементтің ішкі қарсылығы болған R_0 шамасы э.к.күші $\mathcal{E}$ болған элемент түйікленген сыртқы қарсылық R ден k есе киші. Табыу керек: элементтің қысқышларындағы

потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ элементтің э.қ.күші $\mathcal{E}$ дан қанша шамаға айрылады?

Шешими. (4)-аңлатпадан тоқтың шамасы I ди (5)-аңлатпаға қойып, элементтің қысқышларындағы потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ ни анықтаймыз. Бұндай жағдайда

$$V_1 - V_2 = \mathcal{E} \frac{R}{R + R_0}$$

ямаса

$$V_1 - V_2 = \frac{\mathcal{E}}{1 + \frac{R_0}{R}}$$

аңлатпаларын аламыз. Шәрт бойынша $\frac{R_0}{R} = \frac{1}{k}$ қатнасы орынлы болғанлықтан, соңғы формула мынадай түрге енеді:

$$V_1 - V_2 = \frac{\mathcal{E}}{1 + \frac{1}{k}} = \frac{k}{k + 1} \mathcal{E}.$$

Демек, элементтің қысқышларындағы $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасы э.қ.күшінің шамасынан $\frac{\mathcal{E}}{1 + \frac{1}{k}}$ есе киши.

Егер сыртқы қарсылық R ишки қарсылық R_0 ге салыстырғанда үлкен болса, онда $1 + \frac{1}{k}$ қатнасы 1 ге салыстырғанда киши шамаға айналады хәм потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ э.қ.күшінің шамасына жақынласады.

Керисинше, егер R диң мәніси R_0 ге салыстырғанда киши болса, онда $\frac{1}{k}$ шамасы үлкен болады хәм потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ ниң шамасы $\mathcal{E}$ ден әдеуір киши болады.

§ 165. Турақлы тоқ шынжырында бөлиніп шығатуғын энергия. Турақлы тоқтың түйық шынжырындағы энергиялық қатнастарды қараймыз. 106-сұйретте э.қ.күші $\mathcal{E}$ хәм ишки қарсылығы R_0 болған элемент пенен азықланатуғын турақлы тоқтың шынжыры көрсетілген. Шынжырдың сыртқы қарсылығын R арқалы белгилеймиз. Шынжырда бөлиніп шығатуғын толық қууат шынжырдың сыртқы хәм ишки бөлімлеріндеги бөлиніп шығатуғын қууаттардың қосындысынан тұрады. Оны

$$W = I^2 R + I^2 R_0 = I^2 (R + R_0)$$

түрінде ямаса 164-параграфтағы (3а) формуладағы $I(R + R_0) = \mathcal{E}$ аңлатпасын есапқа алып

$$W = I \cdot \mathcal{E} \quad (1)$$

түрінде жаза аламыз. Солай етип, *шынжырда бөлиніп шығатуғын толық қууат тоқтың күші менен элементтің э.қ.күшінің көбеймеси түрінде аңлатылады екен.* Бұл қууат энергияның қандай да бир тәреплик дереклериниң есабынан бөлиніп шығады. Энергияның ұсындай дереги болып элементте жүретуғын химиялық реакциялар хызмет ете алады.

Демек, *турақлы тоқтың шынжырында тәреплик күшлер $+I\mathcal{E}$ шамасына тең оң қууатты раўажландырады.*

Енди шынжырда бөлиніп шығатуғын қууаттың элемент туйықланған сыртқы қарсылық R ден қандай ғәрезликке ийе екенлигин қараймыз. Берилген $\mathcal{E}$ э.қ.күшіне және R_0 ишки қарсылығына ийе болған элемент сыртқы R қарсылығы менен туйықланған болсын; R ден мынадай шамалардың ғәрезлигин анықтаймыз: шынжырда бөлиніп шығатуғын толық қууаттық W , шынжырдың сыртқы бөлімінде бөлиніп шығатуғын қууат W_0 хәм сан мәніси бойынша шынжырдың сыртқы бөлімінде бөлиніп шығатуғын қууаттың барлық қууатқа қатнасына тең болған пайдалы тәсир коэффициент (п.т.к.) η .

Шынжырдағы тоқтың күші I Ом нызамы бойынша

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + R_0}$$

формуласының жәрдемінде анықланады. Ең үлкен мәніске ол $R = 0$ болған жағдайда ериседи. Бұндай жағдайдағы тоқты *қысқа туйықланыу тоғы* деп атайды. Оның күші

мынаған тең:

$$I_{\text{к.т}} = \frac{\mathcal{E}}{R_0}.$$

Сыртқы қарсылықтың мәнісі үлкейгенде тоқ күшинің шамасы киширейеди хәм сыртқы қарсылықтың мәнісин шексиз үлкейгенде нолге асимптоталық түрде жақынласады (108-сүүретке қараңыз).

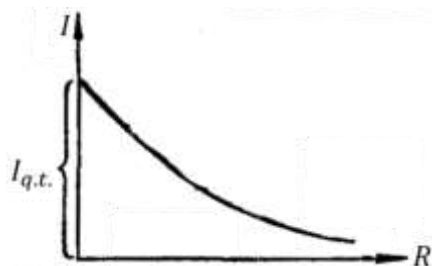
Шынжырда бөлинип шығатуғын толық қуўат мынаған тең:

$$W = I\mathcal{E} = \frac{\mathcal{E}^2}{R + R_0}.$$

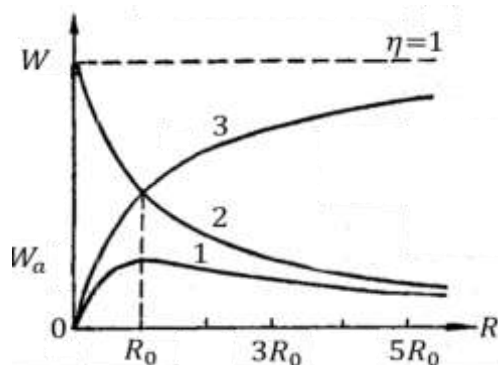
Қысқаша түйықланыў тоғы пайда болған жағдайда ($R = 0$) ол ең үлкен мәніске ийе болады.

$$W_{\text{max}} = \frac{\mathcal{E}^2}{R_0}.$$

R диң үлкейиўи менен қуўаттың мәніси киширейеди хәм R диң мәніси шексиз үлкейгенде асимптоталық рәўиште нолге умтылады.



108-сүүрет. Тоқ күшинің сыртқы қарсылықтан ғәрезлиги.



109-сүүрет. Шынжырдың сыртқы бөлегинде бөлинип шыққан қуўат W_a ның (1), толық қуўат W ның (2), пайдалы тәсир коэффициенти η ның (3) шынжырдың сыртқы бөлиминиң қарсылығы R ден ғәрезлиги.

Шынжырдың сыртқы бөлиминде бөлинип шығатуғын қуўаттың мәніси мынаған тең:

$$W_a = I^2 R = \frac{\mathcal{E}^2}{(R + R_0)^2} \cdot R.$$

Қысқа түйықланыў тоғы бар болған жағдайда $R = 0$. Бундай жағдайда шынжырдың ишки бөлиминде бөлинип шығатуғын қуўат нолге тең. $R = R_0$ теңлиги орынланғанда, яғный сыртқы қарсылық ишки қарсылыққа тең болғанда, W_a ең үлкен мәнісине жетеди. Бундай жағдайда

$$W_{a\text{max}} = \frac{\mathcal{E}^2}{4R_0},$$

яғный, қысқа түйықлағандағы қуўаттың төрттен бирине тең.

$R = R_0$ теңлиги орынланғанда қуўат W_a ның максимум шамасының алынатуғынлығына исениў ушын W_a шамасынан сыртқы қарсылық бойынша тўйынды аламыз:

$$\frac{dW_a}{dR} = \frac{\mathcal{E}^2}{(R + R_0)^4} [(R + R_0)^2 - 2(R + R_0) \cdot R].$$

Нәтийжеде

$$\frac{dW_a}{dR} = \frac{\mathcal{E}^2}{(R + R_0)^4} \cdot (R_0^2 - R^2)$$

аңлатпасына ийе боламыз. Максимумның шәрті бойынша биринши түүындының нолге тең болыуы керек:

$$\frac{dW_a}{dR} = 0.$$

Буннан $R = R_0$ теңлигине ийе боламыз.

Бундай шәрт орынланғанда W_a шамасының минимумын емес, ал максимумын алатуғынымызды екинши түүынды $\frac{d^2W}{dR^2}$ ның белгисин анықлау жолы менен анықлау жолы менен исенемиз.

Сыртқы қарсылықтың шамасы шексиз үлкейгенде шынжырдың сыртқы бөлиминде бөлинип шығатуғын қууат нолге умтылады.

Пайдалы тәсир коэффициентин шынжырдың сыртқы бөлиминде бөлинип шығатуғын W_a қууаттың барлық қууат W ға қатнасы түрінде анықланады:

$$\eta = \frac{W_a}{W} = \frac{R}{R + R_0}.$$

$R = 0$ теңлиги орынланғанда $\eta = 0$ теңлигине ийе боламыз, R диң үлкейиуі менен п.т.к. η үлкейеди хәм R қарсылығының шексиз үлкейиуі менен $\eta = 1$ ге умтылады. Бирақ, бундай жағдайда сыртқы шынжырда бөлинип шығатуғын қууат нолге умтылады. Сонлықтан п.т.к. коэффициентиниң максимумы шәрти әмелий жақтан қызық емес.

109-сүүреттеги 1 иймеклиги шынжырдың сыртқы бөлиминде бөлинип шыққан W_a қууатының шынжырдың сыртқы бөлиминиң қарсылығы R ден фәрезилигин, 2 иймеклиги толық қууаттың R ден фәрезилигин хәм, ақырында, 3 иймеклик пайдалы тәсир коэффициентиниң η ның сол сыртқы қарсылық R ден фәрезилиги көрсетилген. Көринип тұрғанындай, R диң үлкейиуі менен η шамасы да үлкейеди.

Әмелий көз-қарастан мына жағдай ең қызықлысы болып табылады: шынжырдың сыртқы бөлиминде бөлинип шығатуғын W_a қууаты дәслепп өседі, ал буннан кейин $R = R_0$ теңлиги орынланғанда максимумға жетеді хәм буннан кейин киширейе баслайды.

$R = R_0$ теңлиги орынланғанда W_a максимум мәнисине жетеді хәм бундай жағдайда п.т.к. үшін $\eta = \frac{1}{2}$ шамасы алынады.

§ 166. Бир текли болмаған шынжыр үшін Ом ызамы. Кирхгоф ызамы. 153-параграфта келтирилген Ом ызамы бир текли болған шынжыр үшін, яғный хеш қандай э.қ.күшлери ямаса потенциалдың секириулері жоқ шынжырда орынланады. Бирақ, биз тек э.қ.күшлер бар болған жағдайларда ғана шынжырдағы тұрақлы тоқтың пайда болыуының мүмкин екенлигин атап өттик; гальваникалық элементлерде э.қ.күши электродлар менен олар батырылған еритпелердиң арасындағы шегарадағы потенциаллардың секирмели өзгерислериниң салдарынан пайда болады (164-параграф). Биз кейинирек (168-параграф) потенциаллардың секириулериниң хәр қыйлы болған еки металдың контактында хәм температура бир текли болмаған жағдайда пайда болатуғынлығын көремиз. Солай етип, улыўма жағдайда потенциаллардың $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3, \dots$ секириулері бар болған шынжырды қарау керек болады. Шынжырды айланып өтиудің берилген бағытында секириулердиң хәр қыйлы белгилерге ийе болыуы мүмкин. Шынжырдың берилген участкасындағы потенциаллардың секириулериниң алгебралық қосындысы $\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 + \dots$ усы участкада тәсир ететуғын э.қ.күши болған $\mathcal{E}$ ни пайда етеди²².

Әпиуайылық үшін хәр бир бири менен избе-из жалғанған қыйлы болған А, В, С

²² Бир текли болмаған шынжырда тек потенциалдың секириулері ғана емес, ал улыўма айтқанда потенциалдың үзликсиз өзгерисиниң орын алыуы да мүмкин (мысалы ионлардың концентрациялары бир орыннан екинши орынға өткенде өзгеретуғын электролитте).

өткізгішлерінен тұратуғын бір текли болмаған шынжырды қараймыз (110-сұйрет).

Өткізгішлердің арасындағы контактларды 1 хәм 2 цифралары менен белгилеймиз. Оң тәрәптеги ұштағы потенциалды V_1 , ал шеп тәрәптеги ұштағы потенциалды V_2 арқалы белгилеймиз. А өткізгіштің биринши контакттағы потенциалын $V_A^{(1)}$ арқалы, ал В өткізгішінің тап сол контакттағы потенциалын $V_B^{(1)}$ арқалы белгилеймиз; тап сол сыяқлы екинши контактлар бар болған орынлардағы В хәм С өткізгішлерінің потенциалларын сәйкес $V_B^{(2)}$ хәм $V_C^{(2)}$ арқалы белгилеймиз. А, В хәм С өткізгішлерінің қарсылықлары сәйкес R_A , R_B хәм R_C шамаларына тең. Өткізгішлер избе-из тутастырылған болғанлықтан олар арқалы бирдей I тоғы өтеди. Өткізгішлердің хәр қайсысының өз алдына биз Ом нызамын қоллана аламыз:

$$\begin{aligned} IR_A &= V_1 - V_A^{(1)}, \\ IR_B &= V_B^{(1)} - V_B^{(2)}, \\ IR_C &= V_C^{(2)} - V_2. \end{aligned}$$

Бұл үш теңликти ағзама-ағза қосып

$$I(R_A + R_B + R_C) = V_1 + (V_B^{(1)} - V_A^{(1)}) + (V_C^{(2)} - V_B^{(2)}) - V_2. \quad (1)$$

теңлигин аламыз. Бирақ, $V_B^{(1)} - V_A^{(1)}$ хәм $V_C^{(2)} - V_B^{(2)}$ айырмалары 1 хәм 2 өткізгішлерінің арасындағы потенциаллардың секириуі ε_1 хәм ε_2 болып табылады. ε_1 хәм ε_2 потенциаллардың секириулерінің сұммасы шынжырдың берилген участкасындағы $\mathcal{E}$ э.қ.күшін береді, демек:

$$(V_B^{(1)} - V_A^{(1)}) + (V_C^{(2)} - V_B^{(2)}) = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 = \mathcal{E}.$$

Соның менен бирге R_A , R_B хәм R_C қарсылықтарының қосындысы шынжырдың толық қарсылығы R ди береді:

$$R_A + R_B + R_C = R.$$

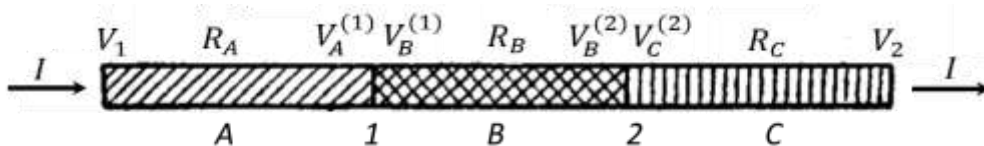
Буннан (1)-теңликти

$$IR = V_1 - V_2 + \mathcal{E}$$

түрінде ямаса

$$I = \frac{V_1 - V_2 + \mathcal{E}}{R} \quad (2)$$

түрінде жазыўға болады. (2)-қатнас бир текли болмаған шынжыр ушын қолланылатуғын Ом нызамын аңғартады: тоқтың күши шынжырдың ушларындағы потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ менен шынжырдағы э.қ.күши $\mathcal{E}$ ниң қосындысының шынжырдың толық қарсылығы R ге қатнасына тең. Бундай жағдайда потенциалды тоқтың бағытында үлкейтетуғын э.қ.күш оң деп есапланады.



110-сұйрет. Бир текли емес шынжырдағы контактлар бар орынлардағы потенциаллардың секириулері.

Егер шынжырдың берилген участкасында бар болған э.қ.күши нолге тең болса, яғный $\mathcal{E} = 0$ теңлиги орынланатуғын болса, онда (2)-формула әдеттеги Ом нызамына өтеди:

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R}.$$

Тұйық шынжыр ушын $V_1 = V_2$ хәм толық қарсылық шынжырдың сыртқы бөлімінің қарсылығы R менен шынжырдың ишки бөлімінің қарсылығы R_0 ден құралады. Буннан

$$I = \frac{\varepsilon}{R + R_0}$$

аңлатпасына ийе боламыз хәм ол 164-параграфтағы (4)-формулаға сәйкес келеди.

(2)-формуланың жәрдемінде аңлатылатуғын Ом нызамы қәлеген құрамалы шынжырды есаплаўға мүмкиншилик береді. Бирақ тармақларға бөлінген шынжырларды тиккелей есаплаў құрамалы болып табылады. Егер Кирхгоф тәрөпинен берилген теңлемелердің еки системасын пайдаланса, онда бул құрамалы болған жағдай әдеўир әпиўайыласады.

Тармақланған шынжыр оның участкалары арқалы өтетүғын тоқлардың күши, участкалардың қарсылықлары хәм усы участкаларға тутастырылған э.қ.күшлери менен тәрийипленеди. Бул шамалар бир бири менен байланысқан хәм олардың биреўлери бойынша екиншилери табыўға болады. Мысалы, берилген қарсылықлар менен э.қ.күшлери бойынша шынжырдың участкаларының хәр бириндеги тоқлардың бағытлары менен күшлери табыўға болады.

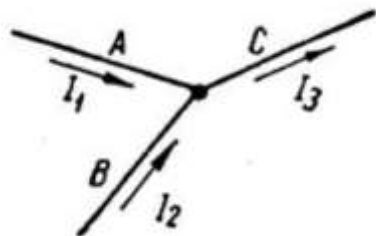
Кирхгоф теңлемелериниң хәр қайсысын өз алдына қараймыз.

Кирхгофтың теңлемелериниң биринши системасы. Тармақланған шынжырдағы *түйин* деп кемінде үш өткізгис тутасатуғын ноқатты атаймыз (111-сүўрет). Биринши система түйинлерге тийисли. Бизлер тұрақлы тоқ болған жағдайда қарайтуғын болғанлықтан, шынжырдың қәлеген ноқатында, солардың ишинде қәлеген түйинде бар болған зарядтың тұрақлы болып қалыўы керек. Демек, қанша заряд алып келинсе, тап соншама зарядтың алып кетилиўи керек (156-параграфқа қараңыз). Егер биз түйинге келетуғын тоқларды оң белгиге ийе деп есапласақ, онда түйин арқалы кететуғын тоқларды терис белгиге ийе деп есаплаймыз. Сонлықтан, *түйиннен шығатуғын тоқлардың қосындысы нолге тең болыўы керек* деп жуўмақ шығарамыз. Бул жуўмақты аналитикалық түрде былайынша жазамыз:

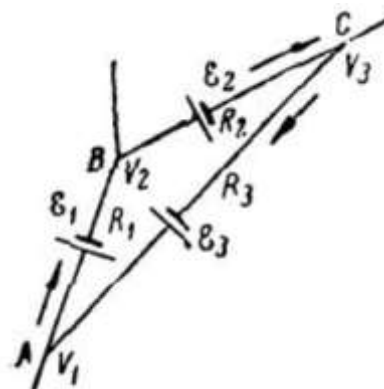
$$\sum_{k=1}^n I_k = 0. \quad (3)$$

Бул теңликте n берилген түйинде қосылатуғын тоқлардың санын аңғартады; шынжырдың хәр бир түйини ушын усындай теңлеме орынлы болады.

Берилген шынжырдың хәр қыйлы түйинлери ушын жазылған (3)-теңлемелердің жыйнағы Кирхгофтың теңлемелериниң биринши системасын пайда етеди.



111-сүўрет. Үш сымның жәрдемінде пайда етилген түйин.



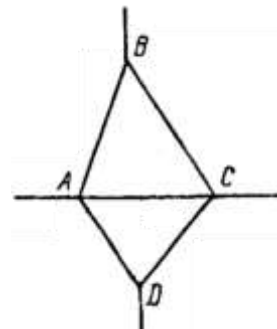
112-сүўрет. ABCA туйық контуры.

Кирхгофтың теңлемелериниң екинши системасы берилген тармақланған системада айырып көрсетиў мүмкин болған ықтыярлы туйық контурларға тийисли. Бир текли болмаған АВ, ВС хәм СА участкаларынан туратуғын ABCA ықтыярлы туйық контурды аламыз

(112-сүрет). Контурды белгили болған бағытта бойлап өтиўди, мысалы саат стрелкасының бағытында өтиўди оң деп есаплаўды, ал саат стрелкасының қозғалыў бағытына қарама-қарсы бағытта бойлап өтиўди терис деп есаплаў шәртин қабыл етемиз. Айланып өтиў бағытында қозғалғанда өсетуғын потенциалды оң, ал айланып шығыў бағытында потенциал төменлейтуғын болса, онда оны терис деп есаплаймыз. Контурдың бир текли болмаған ҳәр бир АВ, ВС ҳәм СА участкаларына (2)-формула түринде берилген Ом нызамын қолланамыз. АВ, ВС ҳәм СА участкаларының қарсылықларын сәйкес R_1, R_2, R_3 арқалы, олар арқалы өтетуғын тоқларды I_1, I_2, I_3 арқалы ҳәм оларда ушырасатуғын э.қ.күшлерди $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2, \mathcal{E}_3$ арқалы белгилеймиз. А, В, С ноқатлардың потенциалларын сәйкес V_1, V_2 ҳәм V_3 арқалы белгилеймиз.

113-сүрет.

ABCA, ACDA ҳәм ABCDA туйық контурлары.



Бундай жағдайда, АВ, ВС ҳәм СА участкаларының ҳәр қайсысы ушын Ом нызамы бойынша

$$I_1 R_1 = V_1 - V_2 + \mathcal{E}_1,$$

$$I_2 R_2 = V_2 - V_3 + \mathcal{E}_2,$$

$$I_3 R_3 = V_3 - V_1 + \mathcal{E}_3$$

теңлемелерине ийе боламыз. Бул үш теңликти ағзама-ағза қосып,

$$I_1 R_1 + I_2 R_2 + I_3 R_3 = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3$$

аңлатпасының орынлы екенлигине көз жеткеремиз. Көринип тұрғанындай, А, В, С ноқатларының потенциаллары болған V_1, V_2 ҳәм V_3 шамалары жоғалды. Бундай таллаўды қәлеген туйық контур ушын қолланыўға болатуғын болғанлықтан, улыўма жағдайда туйық контур ушын мынадай теңликти жазыўға болады:

$$\sum_{k=1}^m I_k R_k = \sum_{k=1}^m \mathcal{E}_k. \quad (4)$$

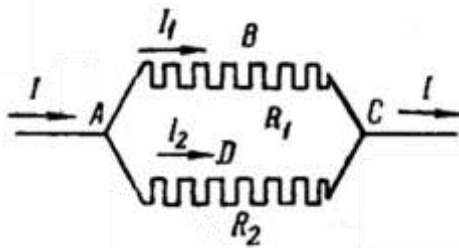
Бул теңликте m туйық контурдағы участкалардың санын аңғартады, ал k болса участканы тәрийиплейтуғын номер болып табылады. Солай етип: *өткізгішлердің тармақланған шынжырында ықтыярлы түрде алынған қәлеген туйық контурдағы шынжырдың сәйкес участкасындағы қарсылықлардағы тоқлардың күшлерине көбеймеси усы контурда ушырасатуғын э.қ.күшлердің қосындысына тең болады.* Берилген тармақланған шынжырдағы айырып алынған ҳәр қыйлы туйық контурлар ушын жазылған (4)-теңлемелердің қосындысы Кирхгоф теңлемелеринің екінши системасын пайда етеди. Түйинлер менен контурлар ушын дүзилген (3)- ҳәм (4)-Кирхгоф теңлемелери тармақланған тоқлардың тармақларын есаплаўға мүмкиншилик береді. Анықланыўы керек болған шамалардың саны неше болса, соншама дана (3)- ҳәм (4)-теңлемелерди дүзиў керек (теңлемелердің саны белгисизлердің санына тең болыўы ушын). Бундай жағдайда бир теңлемениң екінши теңлемениң нәтийжеси болмаўына итибар беріў керек. Егер тармақта r дана түйин болса, онда тек $r - 1$ түйин ушын бир биринен ғәрезсиз болған теңлемелерди дүзиў керек. Ең соңғы түйин ушын жазылған теңleme оның алдындағы түйинлер ушын жазылған теңлемелердің нәтийжеси болады. Егер тармақта бир неше дана

тұйық контурды айырып алыудың мүмкіншилигі болса, мысалы $ABCA$, $ACDA$ және $ABCD$ тұйық контурлары болса (113-сұрет), онда Кирхгофтың екінші системасының теңдемелерінің әр бірінің бір-бірінен тәуелсіз түрде алынуы шарт.

Мысалы, 113-сұретте келтірілген құрамалы шынжыр үшін $ABCA$ және $ACDA$ контурлары үшін теңдемелерді дүздіруге болады: олар бір-бірінен тәуелсіз болады. Ал $ABCD$ контуры үшін алынған теңдеме оннан бұрын алынған екі теңдеменің нәтижесі болып табылады. Мысалы, басқа $ABCA$ және $ACDA$ контурлары үшін бір-бірінен тәуелсіз болған теңдемелерді дүздіруге болады, бұндай жағдайда $ACDA$ контуры үшін жазылған теңдеме дәлелі екі теңдеменің нәтижесі болып табылады.

Кирхгофтың теңдемелерінің екінші системасын дүзгенде тоқтар және ә.қ.күштерінің белгілері үшін жоғарыда келтірілген қағидаларды мұқиятты түрде пайдалану керек.

§ 167. Айырым мәселелерді шешу үшін Кирхгоф теңдемелерін пайдалану. 1. Өткізгіштерді параллель тұтастыру. Дәлел Кирхгоф теңдемелерінің системасын бір-бірімен параллель тұтастырылған екі өткізгіш жаққындағы әпидея мәселе үшін қолланамыз. Мейлі, қарсылықтары R_1 және R_2 болған екі өткізгіш параллель тұтастырылған болсын. Екі өткізгіш арқалы өтетұғын тоқтың ұлыұмалық күші I ге тең және 114-сұретте көрсетілгендей бағытқа ийе. Берілген R_1 , R_2 және I шамалары бойынша өткізгіштің әр қайсысындағы I_1 және I_2 тоқтарын анықтау керек.



114-сұрет.
Екі В және D өткізгіштерін параллель тұтастыру.

Бұл мәселедегі белгісіз шамалар I_1 және I_2 тоқтарының мәнісі болып табылады. Демек, екі теңдеме дүздіруіміз керек. Бірінші теңдемені түйіндердің бірі, мысалы А түйіні үшін дүземіз. I тоғын түйінге келетұғын, ал I_1 және I_2 тоқтарын түйіннен шығатұғын деп есептеп, оларға теріс белгілерін береміз. Солай етіп, А түйіні үшін жазылған Кирхгофтың бірінші теңдемесі былайынша жазылады:

$$I - I_1 - I_2 = 0.$$

Бұнан

$$I = I_1 + I_2 \quad (1)$$

теңдемесі келіп шығады. Кирхгофтың екінші теңдемесін тұйық $ABCD$ контуры үшін жазамыз. Бұл контурды саат стрелкасының қозғалуы бағытында айланып өтіп, яғни А түйінінен В өткізгіші арқалы С түйініне өтіп және бұнан кейін D өткізгіші арқалы А түйініне қайтып келіп, біз I_1 тоғы оң белгіге ийе, ал I_2 тоғы теріс белгіге ийе деп жұмақ шығарамыз. Бұл контурда ә.қ.күштері болмағандықтан, Кирхгофтың екінші теңдемесі былайынша жазылады:

$$I_1 R_1 - I_2 R_2 = 0.$$

Бұнан

$$I_1 = \frac{R_2}{R_1} I_2, \quad (2)$$

аңдатпасына ийе боламыз. (1)- және (2)-теңдемелерді I_1 және I_2 тоқтары үшін бірге біріктіріп шешіп

$$I_1 = \frac{R_2}{R_1 + R_2} I, \quad I_2 = \frac{R_1}{R_1 + R_2} I$$

шамаларын анықлаймыз. Бұл бизге изленип атырған шешімді береді. (2)-теңлемеден

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_2}{R_1},$$

қатнасын да аламыз. Бұл параллель тұтастырылған екі өткізгіштегі тоқтың күшлерінің олардың қарсылықтарына кері пропорционал екенлігі хақындағы белгилі нызам болып табылады.

2. Уитстон көпири. Уитстон көпири белгисіз болған базы бір R_x қарсылығын белгилі болған R_0 қарсылығы менен салыстырыу үшін қолланылатуғын схема болып табылады. Уитстон көпирінің схемасы мыналардан тұрады: Е гальваникалық элементінен жүретуғын шынжыр (115-сүрөт) А түйінінен бастап тармақланады. Оның бір бөлімін бір бири менен избе-из тұтастырылған R_x хәм R_0 қарсылықтары құрайды. Екінші бөлімін әдетте керілген бір текли АС өткізгіші пайда етеді. R_x хәм R_0 қарсылықтары бір бири менен тұтасатуғын В ноқатына G өлшеуші әсбаптың (гальванометрдің) бір қысқышы бекитілген; оның екінші қысқышы сырғанайтуғын D контактына бекитілген. Бұл контакт АС сымы бойлап қозғала алады хәм сонлықтан өткізгіштің AD хәм DC участкаларының R_1 хәм R_2 қарсылықтарының қатнасын өзгерте алады. Биз төменде

$$\frac{R_x}{R_0} = \frac{R_1}{R_2} \quad (3)$$

қатнасы орынланғанда шынжырдың BGD участкасында тоқтың болмайтуғынлығын көрсетеміз. Бұл қатнасты мына түрде қайтадан жазыуға болады:

$$R_x = \frac{R_1}{R_2} R_0. \quad (3a)$$

Бір текли сым үшін оның айырым участкаларының қарсылықтары олардың ұзындықтарының қатнасындай. Солай етип, егер биз сымның AD участкасының ұзындығы l_1 арқалы, ал DC участкасының ұзындығын l_2 арқалы белгилесек, онда

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{l_1}{l_2}$$

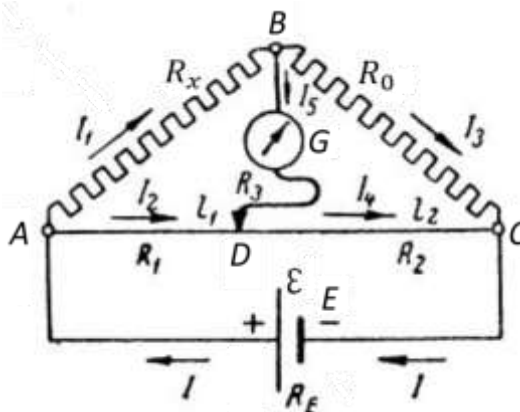
қатнасына ийе боламыз хәм буннан кейін (3a) теңлігі

$$R_x = \frac{l_1}{l_2} R_0$$

түріне енеді. Бұл қатнас өлшенетуғын R_x қарсылығын белгилі болған R_0 қарсылығы менен салыстырыу үшін хызмет етеді. Оның үшін қозғалатуғын D контактын G гальванометри арқалы өтетуғын тоқтың жоғалыуына шекем жылыстырады. Тоқтың жоқ екенлігі гальванометрдің стрелкасының ауысыуының болмауы менен анықланады. Ұзындықтардың қатнасы болған l_1/l_2 шамасын есаплайу үшін керек болған шамаларды АС сымы бойлап қойылған есаплайушы сызғыштың жәрдеминде анықлайды.

115-сүрөт.

Уитстон көпирінің схемасы.



(3)-қатнасты келтирип шығарыу үшін Кирхгоф теңлемелерін пайдаланамыз. Дәслеп бизге барлық R_x, R_0, R_1 хәм R_2 қарсылықтары, E гальваникалық элементиниң ишки қарсылығы R_E , оның э.қ.күши $\mathcal{E}$ хәм шынжырдың G гальванометри тутастырылған BGD участкасының қарсылығы R_3 белгили деп болжайық. Элементтен бизиң схемамыздың A хәм C түйинлерине тоқты өткизетуғын сымлардың қарсылығын есапқа алмаймыз. Элементтен өтетуғын тоқтың күшин I арқалы, ал шынжырдың AB, AD, BC, DC хәм BGD участкаларындағы тоқларды I_1, I_2, I_3, I_4 хәм I_5 арқалы белгилеймиз.

Бизиң системамыздағы түйинлердиң саны төртеу: A, B, C, D . 166-параграфта айтылғанларға мұйапық олардың үшеуи үшін Кирхгоф теңлемелерін дүземиз. Усы үш түйинлер сыпатында A, B хәм D түйинлерін қабыл етемиз. Түйинге келетуғын тоқларды биз оң белгиге, ал олардан шығатуғын тоқларды терис белгиге ийе деп есаплауды қабыл еткен едик. Бирақ, құрамалы системадағы тоқлардың қалай бағытланғанлығын билмеуимиз мүмкин. Бундай жағдайда тоқларға ықтыярлы бағытларды бере аламыз. Кирхгоф теңлемелерін шешиудиң нәтийжесинде биз оң шамалар түриндеги базы бир I_k шамаларын аламыз. Бул биз дурыс бағыт берген тоқлар болып табылады. I_k тоқларының басқа мәнислерін биз терис шамалар түринде аламыз; бул тоқлар үшін ҳақыйқый бағытлар биз берген бағытларға қарама-қарсы. Биз қарап атырған жағдайда 115-сүүретте стрелкалар менен көрсетилген бағытларды жазамыз. Ондай жағдайда биз төмендеги түрдеги Кирхгоф теңлемелериниң биринши системасын аламыз:

$$\left. \begin{aligned} A \text{ түйини үшін } I - I_1 - I_2 &= 0, \\ B \text{ түйини үшін } I_1 - I_3 - I_5 &= 0, \\ D \text{ түйини үшін } I_5 + I_2 - I_4 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Бизиң схемамызда $ABDA, BCDB$ хәм $ACEA$ туйық контурларын айырып алыудың нәтийжесинде Кирхгофтың теңлемелериниң екинши системасын дүземиз. Усы контурлардың ҳәр қайсысын саат стрелкасының жүриу бағытында өтиу үшін мынадай теңлемелердиң сәйкес келетуғынлығын көремиз:

$$\left. \begin{aligned} ABDA \text{ контуры үшін: } I_1 R_x + I_5 R_3 - I_2 R_1 &= 0, \\ BCDB \text{ контуры үшін: } I_3 R_0 - I_4 R_2 - I_5 R_3 &= 0, \\ ACEA \text{ контуры үшін: } I_2 R_1 + I_4 R_2 + I R_E &= \mathcal{E} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Солай етип биз алты теңлемени алдық. Олар берилген э.қ.күши хәм берилген R_x, R_0, R_1, R_2, R_3 , хәм R_E қарсылықтары бойынша барлық алты I, I_1, I_2, I_3, I_4 хәм I_5 тоғын табыуға мүмкиншилик береді. Бирақ, биз (3)-қатнасқа алып келетуғын әпиұайырақ мәселени шешиу менен шекленемиз. Атап айтқанда, G гальванометри арқалы өтетуғын I_5 тоғының нолге тең болыу шәртин табамыз. $I_5 = 0$ теңлиги орынланған жағдайда системаның екинши хәм үшінши теңлемелери

$$I_1 = I_3, I_2 = I_4, \quad (6)$$

теңликлерін, ал (5)-системаның биринши және екинши теңлемелери

$$I_1 R_x = I_2 R_1, \quad I_3 R_0 = I_4 R_2. \quad (7)$$

теңликлерін береді. (6)- хәм (7)-теңликлерден

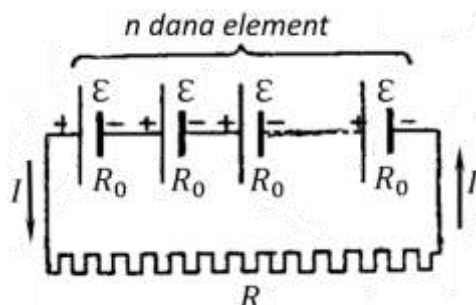
$$\frac{R_x}{R_0} = \frac{R_1}{R_2}$$

қатнасына ийе боламыз. Усы қатнастардың орын алатуғынлығын көрсетиу талап етилген еди.

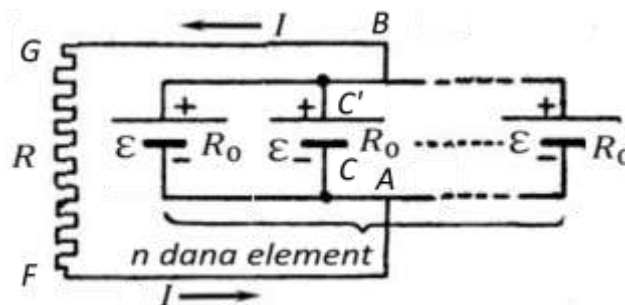
R_x хәм R_0 қарсылықтарын салыстырыудың дәллигиниң жоқары болыуы үшін $\frac{R_1}{R_2} = \frac{l_1}{l_2}$ қатнасының бирден күшли айырмаға ийе болмауы керек. Сонлықтан Уитстон көпиринің жәрдемінде белгисиз болған R_x қарсылығын анықлау үшін оның шамасының R_0 стандарт қарсылықтың шамасынан үлкен айырмаға ийе болмауы керек. Усындай мақсетлер үшін Уитстон көпиринің BC тармағын пайда ететуғын стандарт қарсылық сыпатында әдетте қарсылықлар магазинин алады (159-параграфқа қараңыз) хәм магазиннен анау ямаса

мынаў сандағы штепселлерди суўырып алыў жолы менен R_0 диң шамасын R_x тың шамасына жақынлатыўға болады.

3. Элементлерди батареяға тутастырыў. Дәслеп еки жағдайды қараймыз: элементлерди батареяға избе-из тутастырыў хәм элементлерди батареяға параллель тутастырыў. Әпиўайылық үшын барлық турастырылатуғын элементлер бирдей $\mathcal{E}$ э.қ.күшине хәм бирдей R_0 ишки қарсылықларға ийе деп есаплаймыз.



116-сүүрет. Элементлерди батареяға избе-из тутастырыў.



117-сүүрет. Элементлерди батареяға параллель тутастырыў.

Мейли батареяны n дана избе-из тутастырылған элемент пайда етсин (116-сүүрет); батарея сыртқы R қарсылығы менен туйықланған. Шынжырдағы тоқтың шамасын анықлаў талап етиледі. Элементлерди бир бири менен тутастыратуғын сымлардың қарсылықларын есапқа алмаймыз.

Бизиң шынжырымызды пайда ететуғын барлық туйық контур үшын Кирхгофтың екінши теңлемесин жазамыз; бул жағдайда теңлемениң былайынша жазылатуғынлығы айқын:

$$InR_0 + IR = n\mathcal{E}.$$

Буннан

$$I = \frac{n\mathcal{E}}{R + nR_0} \quad (8)$$

аңлатпасын аламыз. Егер бул аңлатпаны бир дана $\mathcal{E}$ э.қ.күши хәм ишки қарсылығы R_0 болған элементи бар шынжырдағы тоқтың күшин беретуғын

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + R_0}$$

теңлиги менен салыстырсақ, онда бирдей болған n дана элементти батареяға тутастырсақ, онда э.қ.күшиниң n есе хәм ишки қарсылықтың да n есе үлкейетуғынлығын көремиз. Буннан сыртқы қарсылық R диң шамасы ишки қарсылық R_0 диң шамасынан жүдә үлкен болған жағдайда элементлерди избе-из жалғаўдың утымлы болатуғынлығы айқын болады. Қақыйқатында да, егер R диң мәниси жүдә үлкен болса, яғный $R \gg nR_0$ теңсизлиги орынланатуғын болса, онда (8)-формуланың бөлиминдеги nR_0 шамасын R ге салыстырғанда есапқа алмаўға болады. Бундай жағдайда жуўық түрде

$$I = n \frac{\mathcal{E}}{R}$$

формуласына ийе боламыз. Яғный, n дана элементти избе-из жалғаўдың нәтийжесинде тоқтың шамасы бир элемент болған жағдайға салыстырғанда дерлик n есе үлкен болады екен. Егер сыртқы қарсылық R ұлыўмалық ишки қарсылық nR_0 ден киши болса, онда (8)-формуладағы ұсы nR_0 шамасының қасында сыртқы қарсылық R шамасын есапқа алмаўға болады. Бундай жағдайда жуўық түрде

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R_0}$$

қатнасын аламыз (яғный бир элемент бар болған жағдайдағыдай тоқты аламыз).

Енди батареяға параллель тутастырылған э.қ.күшлері $\mathcal{E}$ бирдей болған, хәр қайсысының ишки қарсылықтары R_0 ге тең m дана элементти қараймыз (117-сүўрет). Мейли, батарея R қарсылығы менен туйықланған болсын. Тутастырытуғын сымлардың қарсылығын есапқа алмаймыз. А түйининде шынжыр бирдей болған m дана участкаға тармақланатуғын болғанлықтан, Кирхгофтың биринши теңлемеси олардың хәр бириндеги тоқтың шамасының шынжырдағы тоқтың шамасы I ден m есе киши болатуғынлығын көрсетеди. Басқа сөз бенен айтқанда, элементлердің хәр қайсысы арқалы I/m тоғы өтеди. Буннан кейин шынжырдың туйық участкаларының бири ұшын Кирхгофтың екнши теңлемесин дүземиз (мысалы $ACC'BDFGA$ контуры ұшын). Бундай жағдайда

$$\frac{I}{m}R_0 + IR = \mathcal{E}$$

теңлемесине ийе боламыз хәм буннан

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + \frac{R_0}{m}} \quad (9)$$

формуласын аламыз. Бул (9)-формула бирдей болған m элементти бир бирине параллель етип батареяға тутастырғанда э.қ.күштің өзгермейтуғынлығын, ал ишки қарсылықтың m есе кишериейетуғынлығын көрсетеди.

Сыртқы қарсылықтың шамасы киши болғанда элементлерди батареяға параллель тутастырыўдың утымлы болатуғынлығын аңсат көриўге болады: ҳақыйқатында да, егер R диң мәниси есапқа алмаўға боларлықтай киши болса, онда оны R_0/m шамасының қасында есапқа алмаўға болады хәм (9)-формула мынадай түрде жазылады:

$$I = m \frac{\mathcal{E}}{R_0}.$$

Демек, тоқтың шамасы бир элемент болған жағдайдағыға салыстырғанда m есе үлкен болады екен. Ал, сыртқы қарсылық үлкен болған, яғный $R \gg \frac{R_0}{m}$ теңсизлиги орынлы болған жағдайда (9)-формула элементлерди батареяға параллель жалғаўдың тоқтың күшиниң үлкейиўине алып келмейтуғынлығын көрсетеди.

Кирхгофтың теңлемелерин пайдаланып, хәр қайсысы параллель тутастырылған бирдей m элементтен туратуғын n дана избе-из тутастырылған группаларды пайда еткенде I тоқ күшиниң

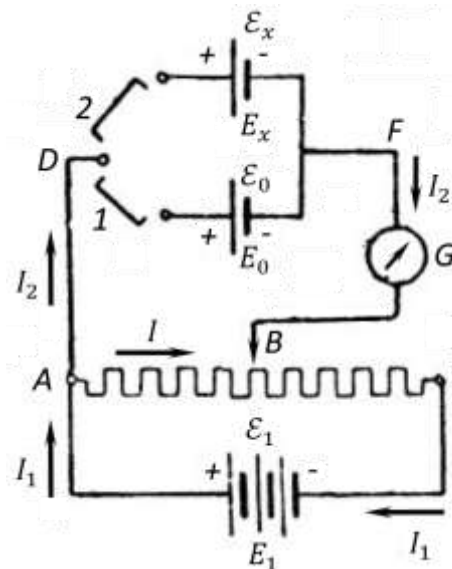
$$I = \frac{n\mathcal{E}}{R + \frac{n}{m}R_0}$$

шамасына тең болатуғынлығын көрсетиўге болады.

4. Элементтиң электр қозғаўшы күшин анықлаўдың компенсациялық ұсылы. Элементтиң э.қ.күшин әдетте э.қ.күшиниң шамасы жақсы белгили болған "нормаль" элемент деп аталатуғын элементтиң э.қ.күши менен салыстырып анықлаў ұсылы жақсы белгили. Бул салыстырыў 118-сүўретте көрсетилген компенсациялық схеманың жәрдемінде әмелге асырылады. E_0 нормаль элементиниң э.қ.күши $\mathcal{E}_0$ болсын. Ол э.қ.күши $\mathcal{E}_0$ ден үлкен болған $\mathcal{E}_1$ шамасына тең E_1 батареясы хәм э.қ.күши өлшенетуғын E_x элементи АС сыртқы қарсылығы менен туйықланатуғын болсын. E_0 нормаль элементи АС қарсылығына А гилтиниң жәрдемінде АС шынжырына оның оң полюсы АС қарсылығының А ноқатына сәйкес келетуғындай етип тутастырылады. Ал терис полюс В контакты менен тутастырылған хәм ол АС қарсылығы бойлап сырғанап қозғала алады. Г гальванометри E_0 нормаль элементи арқалы өтетуғын тоқтың күшин өлшейди. Дәслеп, өлшенетуғын E_x элементин 2 гилтиниң жәрдемінде схемадан ажыратылған деп болжаймыз.

118-сүрөт.

Элементтиң электр қозғаушы күшін
анықлаудың компенсациялық ұсылының
схемасы.



Мейли, шынжырдың AB , BCE_1A хәм ADE_0FB участкалары арқалы I, I_1 хәм I_2 тоқлары өтетұғын болсын. Бундай жағдайда A түйининен Кирхгофтың биринши теңлемесин пайдаланып

$$I_1 - I_2 = I$$

теңлигин аламыз. Шынжырдың ADE_0FB участкасының қарсылығын R_0 арқалы, ал AB участкасының қарсылығын R_1 арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда, ADE_0FB шынжыры үшін Кирхгофтың екінши теңлемесин дүзип

$$R_0 I_2 - R_1 I = -\mathcal{E}_0$$

теңлигине ийе боламыз ямаса $I = I_1 - I_2$ теңлиги орынлы болғанлықтан,

$$R_0 I_2 - R_1 (I_1 - I_2) = -\mathcal{E}_0 \quad (10)$$

теңлемесин жаза аламыз. B контактын жылыстырыў арқалы I_2 тоғының шамасын нолге алып келиўге болады. Бұл жағдай G гальванометриниң стрелкасының бурылмай қалыўына сәйкес келеди. Бундай жағдайда (1)-қатнас мынадай түрге енеди:

$$I_1 R_1 = \mathcal{E}_0. \quad (11)$$

Демек, AB участкасындағы потенциалдың түсийи $I_1 R_1$ шамасының мәниси нормаль элементтиң э.қ.күши $\mathcal{E}_0$ шамасына тең болғанда оның э.қ.күши компенсацияланған, яғный нормаль элемент арқалы өтип атырған тоқтың шамасы нолге тең болады. Бундай жағдайда $ABCE_1A$ контуры үшін Кирхгофтың екінши теңлемесин жазып, I_1 тоқ күшиниң $\mathcal{E}_1$ э.қ.күшиниң хәм барлық контурдың қарсылығы R_3 бойынша алынатұғынлығын көремиз:

$$I_1 = \frac{\mathcal{E}_1}{R_3}.$$

Нормаль элемент компенсацияланғаннан кейин, она 1 гилтиниң жәрдеминде ажыратады хәм оның орнына схемаға 2 гилтиниң жәрдеминде өлшенетұғын E_x элементин тұтастырады. Сырғанап қозғалатұғын B контактының орнын өзгерте отырып, G гальванометри арқалы өтетұғын тоқтың шамасының және де нолге тең болыўына ериседи. Бундай жағдайда B контактының тұрған орны нормаль элемент тұтастырылған жағдайдағыға салыстырғанда басқаша болады хәм шынжырдың AB участкасының қарсылығы базы бир басқа мәниске ийе болады. Бирақ, (11)-шәртке ұқсас болған шәрттиң бұл жағдайда да орынланыўы керек:

$$I_1 R_2 = \mathcal{E}_x. \quad (12)$$

Тоқтың күши I_1 және $\mathcal{E}_1/R_3$ шамасына тең болады. Бундай жағдайда (11)- хәм (12)- теңликлерден э.қ.күшлериниң қатнасын аламыз:

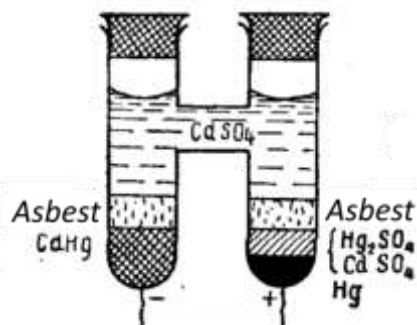
$$\frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_0} = \frac{R_2}{R_1}$$

ямаса

$$\varepsilon_x = \frac{R_2}{R_1} \varepsilon_0.$$

Солай етип, нормаль элементтің э.қ.күші ε_0 ди хәм қарсылықлардың қатнасы R_2/R_1 ни билип, өлшенетүғын ε_x э.қ.күшин анықлауға болады екен.

Көринип тұрғанындай, усыл R_1 хәм R_2 қарсылықларының мәнислерин билиўди талап етпейди хәм R_2/R_1 қатнасының мәнисин билиў жеткилики. Оны биз жылжытуғын В контактының тұрған орнын бойынша анықлаймыз.

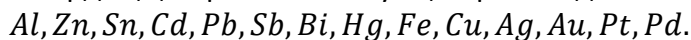


119-сүүрет.
Нормаль элемент.

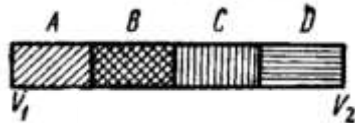
Нормаль элемент сыпатында әдетте сынаплы-кадмийли элемент пайдаланылады. Оның э.қ.күши ўақыттың өтйи менен жүдә аз өзгереди (электродлардың поляризациясы киши; 179-параграфқа қараңыз). Бул элемент (119-сүүрет) сынап электродтан (оң полюс) хәм кадмийдің амальгамасынан (терис полюс) тұрады. Оның арасында $CdSO_4$ кристаллары бар күкиртқышқыл сынап (Hg_2SO_4) хәм күкиртқышқыл кадмийдің $CdSO_4$ еритпеси бар. $20^\circ C$ температурадағы нормаль элементтің электр қозғаўшы күши $\varepsilon_{0,20} = 1,0183$ В шамасына тең хәм ол жүдә аз шамаға өзгереди. $t^\circ C$ температурадағы э.қ.күши $\varepsilon_{0,t}$ былайынша анықланады:

$$\varepsilon_{0,t} = \varepsilon_{0,20} - 4,075 \cdot 10^{-5}(t^\circ - 20^\circ) - 9,444 \cdot 10^{-7}(t^\circ - 20^\circ)^2 + 9,8 \cdot 10^{-9}(t^\circ - 20^\circ)^3.$$

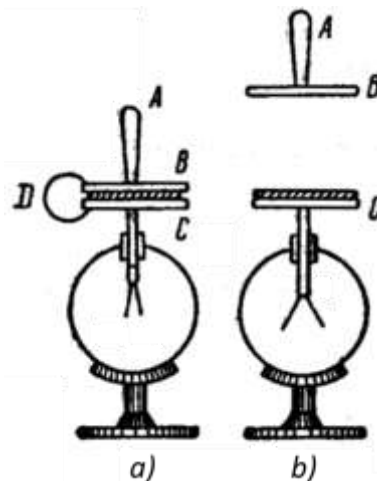
§ 168. Потенциаллардың контактлық айырмасы. Э.қ.күшлерин пайда ететүғын себеплерди түсиниў ушын дәслепп еки металдың шегарасындағы хәм металл-вакуумның шегарасындағы шараятларды қараймыз. 1797-жылы Вольта ҳәр қыйлы болған еки металды бир бирине тийдиргенде олардың арасында потенциаллар айырмасының пайда болатуғынлығын ашты. Вольта өзинен кейинги металлардың бири менен тийискенде оң зарядланатуғын металлардың қатарын тапты. Бул қатар мынадай:



Буннан кейин Вольта мынадай жағдайдың орын алатуғынлығын тапты: Егер ҳәр қыйлы болған А, В, С, D металларын бир бирине избе-из тутастырса (120-сүүрет), онда өткизгишлердің ушында пайда болатуғын потенциаллар айырмасының шамасы тек ең шетки А хәм D өткизгишлердің тәбиятынан ғәрезли, ал олардың ортасындағы В менен С өткизгишлериниң тәбиятынан ғәрезсиз болады екен. Хәр қыйлы металлардың бир бири менен тутасыўының салдарынан пайда болатуғын потенциаллар айырмасын *потенциаллардың контактлық айырмасы* деп атайды. Металлардың ҳәр қыйлы жұплары ушын потенциаллардың контактлық айырмасы вольттиң бир неше оннан биринен вольтке шекем жетеди хәм ол металлардың тазалығынан, айрықша бетлериниң тазалығынан күшли ғәрезли.



120-сүрет. Металлдардың ізбе-із қатары.

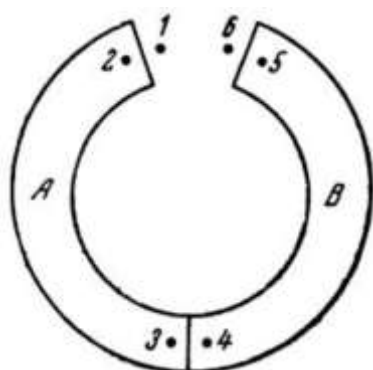


121-сүрет. Контактлық потенциаллар айырмасын табыу.

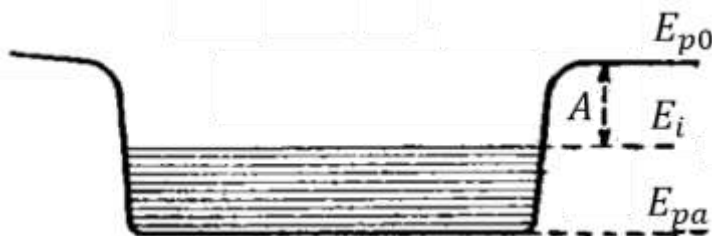
Контактлық потенциаллар айырмасының бар екенлігін мынадай тәжірибениң жәрдеминде анықлауға болады. Электроскоптың стерженине сынап көрілетуғын металдың C пластинкасын бекитеди (121 а сүрет). Бұл C пластинкасы жоқарғы тәрептен изоляциялаушы материалдың жуқа қабаты менен жабылған. C пластинкасының үстине екінші сынап көрілетуғын металдан исленген A изоляциялаушы тұтқасы бар B пластинкасын жабады. Екі пластинканы D сымы менен тұтастырады. Бундай жағдайда, жоқарыда айтылғанларға сәйкес C хәм B пластинкаларының арасында ұсы металлардың тәбиятларына сәйкес келетуғын хәм D сымының қандай металдан исленгенлігінен ғәрезсиз потенциаллар айырмасы пайда болады. Усының нәтижесінде C хәм B пластинкаларынан тұратуғын тегис конденсатор зарядланады. Жоқарғы B пластинкасын жерге алып кетеміз хәм D сымын да алып кетеміз. Төменгі C пластинкасы сынап көрілетуғын металлардың арасындағы потенциаллар айырмасына теңдей потенциалға ийе болатуғындай болып зарядланған болып шығады. Бирақ әдеттегі жапырақлары бар электроскоптың сезгирлігінің жеткиликли болмауы себепли биз бундай зарядты таба алмаймыз. C хәм B пластинкаларының арасындағы потенциаллар айырмасының бар екенлігін табыу үшін B пластинкасын A тұтқасын ұслап көтереміз (121 б сүрет). Бундай жағдайда пластинкалардың арасындағы қашықлық үлкейеди, ал соған сәйкес пайда болған конденсатордың сыйымлығы киширейеди (148-параграф). Бундай жағдайда пластинкалардағы зарядлар өзгериссиз сақланатуғын болғанлықтан, сыйымлық неше есе киширейген болса, онда пластинкалардың арасындағы потенциаллар айырмасының шамасы соншама есе үлкейеди. Пластинкаларды бир биринен жеткиликли дәрежеде қашықлатқан жағдайда B пластинкасындағы потенциал электроскоптың жапырақлары айрылғандай дәрежеде үлкейеди. Егер электроскоп вольттерде градуировкаланған болса хәм оның сыйымлығы алдын-ала өлшенген болса (пластинка болмаған жағдайдағы сыйымлық және жер менен тұтастырылған екінші пластинканы алып келгендегі сыйымлық), онда потенциаллардың изленип атырған айырмасын есаплауға болады. Бирақ, бұл ұсыл жеткиликли дәрежеде дәл емес хәм биз төменде потенциаллардың контактлық айырмасын өлшеудің басқа ұсылларын тәрийиплеймиз.

Потенциаллардың контактлық айырмасының пайда болуғын толығырақ қараймыз. Екі A хәм B металларынан тұратуғын туйық емес шынжырды аламыз (122-сүрет) хәм 1, 2, 3, 4, 5, 6 нокатлары арқалы ізбе-із айланып өткендегі потенциалдың өзгерисін бақлаймыз. 1 хәм 2 нокатларының арасында потенциаллар айырмасы бар, сонлықтан металдағы электронлар потенциал шұқырда жайласады. 2 хәм 3 нокатларының потенциаллары бирдей, себеби олар бир металға тийисли. A металлы менен B

металлының арасындағы контактта потенциаллар айырмасы пайда болады хәм ұсының нәтижесінде 3 нөқатынан (А металлы) 4 нөқатына өткенде (В металлы) потенциалдың өзгериси орын алады. 4 хәм 5 нөқатлары бирдей потенциалларға ийе. 5 хәм 6 нөқатларының арасында (В металл хәм вакуум) және потенциалдың секириўи орын алады. Себеби В металдағы электронлар потенциаллық шұқырда жайласқан. Солай етип, хәр қыйлы болған еки шаманы қараўға болады: еки металдың бир бирине тийген орындағы потенциаллар айырмасы (оның потенциаллардың ишки контактлық айырмасы деп атайды) хәм вакуумдеги металлардың екеўиниң бетлериндеги 1 хәм 6 нөқатларының арасындағы потенциаллар айырмасы. Бул соңғы потенциаллар айырмасын потенциаллардың сыртқы контактлық айырмасы деп атаймыз хәм әдетте ұсындай потенциаллар айырмасы өлшенеди. Сонлықтан, оны V_{AB} контактлық потенциаллар айырмасы жеп жийи атайды. 1 хәм 6 нөқатларының арасындағы потенциаллар айырмасының бар болыўының себебинен А хәм В металларының арасында электр майданы, ал А хәм В металларының еркин бетлеринде электр зарядлары пайда болады.



122-сүўрет. Контактлық потенциаллар айырмасын түсиндириўге.



123-сүўрет. Кристаллардағы энергияның қәддилериниң толық емес толтырылыўы.

163-параграфта айтылып өтилгениндей, металдағы электронлар потенциаллық шұқырда жайласады, бул потенциаллық шұқырдың ишинде энергияның қәддилери болады. Температураның абсолют нолинде төменги $n/2$ дана қәдди электронлар менен толған (n арқалы электронлардың саны белгиленген), қалғанлары бос. $T \neq 0$ температураларда электронлардың бир бөлими жоқары қәддилерде жайласады. Бирақ, жүдә жоқары болмаған температураларда бундай электронлардың саны салыстырмалы үлкен емес хәм, сонлықтан, әпиўайылық ұшын тек $n/2$ төменги қәддилер электронлар менен толған деп есаплаймыз. Бул қәддилер 123-сүўретте көрсетилген. Бул сүўретте E_{p0} - электронлардың металдан сырттағы энергиясы, ал E_i - толтырылған қәддилердің ең ақырғысына сәйкес келетуғын энергия. $A = E_{p0} - E_i$ шамасы электронның металдан вакуумге шығыў жумысын береді. Шығыў жумысын eV көбеймесиниң A шығыў жумысына тең болатуғындай етип, электронның заряды e менен потенциаллар айырмасы V ның көбеймеси түринде сайлап алыныўы керек:

$$eV = A.$$

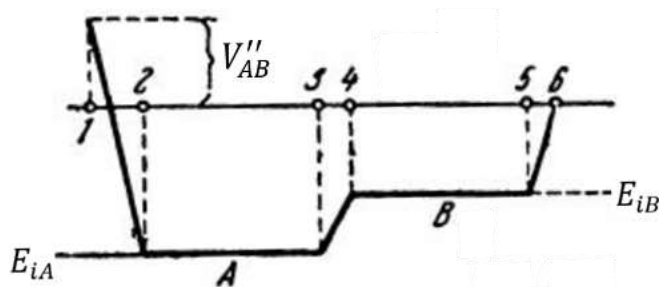
Электронның заряды турақлы шама болғанлықтан шығыў жумысының мәниси потенциаллар айырмасының мәниси $V = \frac{A}{e}$ бойынша бир мәнисли анықланады. Бирақ, шығыў жумысының мәнисин потенциалдың бирликлеринде емес, ал электрон-вольт деп аталатуғын жумыстың айрықша бирлигинде өлшейди (қысқаша эВ)²³. Жумыстың бул

²³ Хәзирги ўақытлары Электронвольт (электрон-вольт, сийреклеў электронвольт деп жазады)

бирлиги шамасы электронның зарядына тең болған зарядты потенциаллар айырмасы 1 вольт болған нүктелердің арасында жылыстырғанда исленген жұмысқа тең. CGSE системасында $e = 4,803 \cdot 10^{-10}$ шамасына тең болғанлықтан

$$1 \text{ эВ} = \frac{4,803 \cdot 10^{-10}}{300} \text{ эрг} = 1,601 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$$

теңліклеріне ийе боламыз.



124-сүрет.

Бир бирине тийетұғын екі металдың потенциаллық шұқыры.

Металдағы электронның энергиясы көз-қарасынан екі металл бір бирине тийгенде электронның энергиясының қандай өзгерістерге ұшырайтуғынлығын қараймыз. 124-сүретте бір бирине тийетұғын екі металдың электрондардың энергиялары графикалық түрде сүрөтленген. Бұл сүреттегі 1, 2, 3, 4, 5, 6 нүктелері 122-сүреттегі сол цифралардың жәрдемінде көрсетілген нүктелерге сәйкес келеді. E_{iA} шамасы А металындағы ең соңғы толтырылған қаддидердегі электронның энергиясына, ал E_{iB} В металындағы толтырылған ең соңғы қаддиге сәйкес келетұғын энергия белгіленген. Егер бұл энергиялар бір бирине тең болмаса, онда металлдардың контактында 3 нүктесінен 4 нүктесіне өтуіге сәйкес келетұғын потенциаллар айырмасы пайда болады. Бұл секиріу потенциалдардың ишкі контактлық айырмасы V''_{AB} болып табылады.

2 хәм 1 нүктелерінің арасындағы потенциаллар айырмасы металдан (2 нүктесі) вакуумға (1 нүктесі) электронлы өткеріу үшін A_A жұмысын іслеу менен байланысly. A_A жұмысы А металынан сұйырып алынған хәм оның бетинің қасындағы вакуумда жайласқан электрон ийе болған $V_A = \frac{A_A}{e}$ потенциалды анықлайды (1 нүктесі). Тап сол сыяқлы, В металының бетинің қасындағы 6 нүктесіндегі электронның потенциалы $V_B = \frac{A_B}{e}$ шамасына тең. Бұл қатнаста A_B арқалы В металынан вакуумге электронның шығыу жұмысы белгіленген. Солай етип, металлдардың арасындағы саңлақта V'_{AB} шамасына тең потенциаллар айырмасы пайда болады (1 хәм 6 нүктелерінің арасындағы):

$$V'_{AB} = V_B - V_A = \frac{V_B - V_A}{e}. \quad (1)$$

V'_{AB} шамасы бір бирине тийисип тұрған екі металдың арасындағы потенциаллардың сыртқы контактлық айырмасы болып табылады. Жоқарыда айтылып өтилгеніндей, ол екі металдан шығыу жұмыстарының айырмасының себебинен пайда болған.

1 хәм 2 нүктелерінің арасындағы потенциаллардың контактлық айырмасының толық мәнісі V_{AB} потенциаллардың сыртқы хәм ишкі контактлық айырмаларынан құралады:

$$V_{AB} = V'_{AB} + V''_{AB}. \quad (2)$$

Потенциаллардың ишкі контактлық айырмасы $V''_{AB} = E_{iB} - E_{iA}$ шамасына тең (124-сүретке қараңыз). Потенциаллардың ишкі контактлық айырмасының толық теориясы тек квантлық механиканың тийкарында берилиуі мүмкін. Классикалық электронлық теориясының көз-қарасларының жәрдемінде потенциаллардың ишкі контактлық айырмасын тек А хәм В металларындағы көлемнің бір бирлигиндегі электрондардың

саны n_0 ниң хәр қыйлы болыуы менен түсиндириў мүмкин. A металлындағы көлем бирлигиндеги электронлардың санын n_{0A} арқалы, ал B металлындағына n_{0B} арқалы белгилейик. Егер $n_{0A} < n_{0B}$ теңсизлиги орын алады деп есапласа, онда еки металдың бир бири менен тийисип тұрған бети арқалы B металлынан A металлына өткен электронлардың санына салыстырғанда A металлынан B металлына кемирек электрон диффузияланады. Усының салдарынан A хәм B металлларының арасында V_{AB}'' потенциаллар айырмасы пайда болады. Сәйкес теориялық есаплаўлар (майда шрифт пенен жазылған текстке қараңыз)

$$V_{AB}'' = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_{0A}}{n_{0B}} \quad (3)$$

теңлигиниң орынланатуғынлығын көрсетеди. Бул теңликте k арқалы Больцман тұрақлысы, e арқалы электронның заряды, T арқалы металлдардың абсолют температурасы белгиленген. Бирақ, барлық металлдар үшін электронлардың санлары n_{0A} хәм n_{0B} бир биринен аз шамаға айрылады. Сонлықтан V_{AB}'' потенциаллар айырмасы әдетте V_{AB}' потенциаллар айырмасынан киши хәм ис жүзинде потенциаллардың контактлық айырмасы V_{AB} ның шамасы V_{AB}' тиң шамасына жақын, яғнай шығыў жұмыслары арқалы (1)-теңликтің жәрдемінде аңғартылады.

Бир қатар избе-из тутастырылған металлдардың ұшларындағы потенциаллар айырмасы тек ең шетки металлдардың тәбиятынан ғәрезли, ал аралықлық металлдардың тәбиятынан ғәрезли емес. Оның үшін избе-из тутастырылған A, B, C металлдарын қараймыз. Усындай туйықланбаған шынжырдың ұшларындағы потенциаллар айырмасы айырым жуплардың потенциалларының айырмаларының қосындысына тең:

$$V_{AC} = V_{AB} + V_{BC} = (V_B - V_A) + (V_C - V_B) = V_C - V_A.$$

Көринип тұрғанындай, V_{AC} ның шамасы тек V_A хәм V_C шамаларының мәнислери бойынша анықланады, яғнай V_{AC} ның шамасы егер B металлы болмаған жағдайда A хәм C металлдары бир бирине тийип тұрған жағдайда пайда болатуғын потенциаллардың айырмасына тең. Солай етип, биз мынадай жуўмаққа келемиз: *бир бири менен избе-из тутастырылған металлдардан туйық шынжыр пайда етилгенде (125-сүўрет) бул металлдардың потенциалларының контактлық айырмаларының суммасы шынжырда қосынды э.қ.күшин пайда етпейди*. Хақыйқатында да, $\mathcal{E}$ э.қ.күши туйық шынжырды айланып өткендеги потенциаллардың барлық секириўлериниң алгебралық қосындысынан тұрады. Буннан, туйық шынжырды, мысалы хәр қыйлы болған A, B, C металлдарынан тұратуғын шынжырды айланып өткен жағдай үшін мынаған ийе боламыз:

$$\mathcal{E} = V_{AC} = V_{AB} + V_{BC} = (V_B - V_A) + (V_C - V_B) = V_C - V_A.$$

Бун нәтийже шынжырдағы барлық контактлар бирдей температурада тұратуғын жағдай үшін дұрыс.

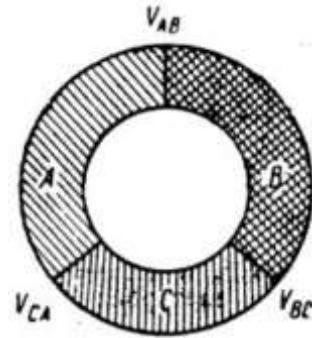
Бундай нәтийжеге улыўмалық термодинамикалық көз-қараслардың тийкарында да келиўге болады. Металлдар биринши әўлад өткизгишлерге киреди, яғнай олар арқалы электр тоғы өткенде ҳеш қандай химиялық өзгерислер жүзеге келмейди. Сонлықтан, егер биринши әўлад өткизгишлерден тұратуғын туйық шынжырды нолге тең болмаған э.қ.күши пайда болған жағдайда, усы э.қ.күши пайда еткен тұрақлы электр тоғы өткизгишлердиң өзлеринде қандай да бир өзгерислердиң пайда болыуына алып келмеген болар еди. Усының менен бирге тоқ белгили болған қуўатқа ийе болған, ал бул қуўат болса қоршап тұрған денелер тәрәпинен берилетуғын жыллылықтың есабынан жүзеге келген болар еди. Бирақ, бундай процесс жүзеге келиўиниң мүмкиншилиги жоқ екинши әўлад перпетуум мобилени пайда еткен болар еди.

Биз тек потенциаллардың контактлық айырмаларның болыуының э.қ.күшиниң пайда болыуына алып келе алмайды деген жуўмаққа келемиз. Туйық контурдағы электр қозғаўшы күши (шынжырдың барлық бөлимлериниң температуралары бирдей болғанда)

тек биринши әулад өткізгіштери менен бир қатарда электр тоғы өткенде химиялық процесслер жүзеге келетуғын екінші әулад өткізгіштери бар болған жағдайда ғана пайда бола алады.

125-сүрет.

Үш металдан дүзілген түйік шынжыр.



Классикалық электронлық теорияның ұсылларынан пайдаланып металлдардағы еркін электронлардың сандарының хәр қыйлы болыуының себебинен пайда болған потенциалдардың контактлық айырмасының екінші бөлімін қарауды келтіреміз. Металдағы электронлардың энергияларының қаддилеринің бир бирине жүдә жақын болғанлығының хәм толығы менен толтырылмағанлығының себебинен бұл мәселени қарауға болады.

Металлдардың арасында кескин шегара жоқ, бірақ көлем бирлігіндегі электронлардың сандары n_{0A} шамасынан n_{0B} шамасына шекем үзлексіз өзгеретуғын өтiу қатламы бар деп болжаймыз. Өтiу қатламында бир бири менен тийисип тұрған металлдардың арасындағы шегараға перпендикуляр хәм ұлтанлары ұсы шегараға параллель болған цилиндрди бөліп аламыз (126-сүрет). Мейли, цилиндрдің ұзындығы dx , ал ұлтанының майданы dS болсын. Лоренцтің гипотезасы бойынша металдағы еркін электронлар газлердің кинетикалық теориясының тийкарғы нызамларын қанаатландыратуғын электронлық газди пайда етеди (161-параграфта айтылғанларға қараңыз).

Мейли, цилиндрдің ұлтаны 1 жайласқан областтағы көлем бирлігіндегі электронлардың саны $n_0 + dn_0$ шамасына, ал цилиндрдің 2 ұлтаны тұрған орындағы электронлардың саны n_0 болсын. Бұндай жағдайда 2 ұлтанындағы электронлық газдің басымы

$$p = \frac{2}{3} n_0 \bar{\omega}$$

шамасына тең болады. Бұл теңлікте $\bar{\omega}$ арқалы берілген температурадағы электронлардың орташа кинетикалық энергиясы белгіленген.

Жоқарыда көріп өткеніміздей (163-параграф), берілген температурадағы электронлардың орташа кинетикалық энергиясы $\bar{\omega}$ ұшын классикалық хәм квантлық теориялар хәр қыйлы мәніслерди береді. Ұсының менен бирге классикалық теория металлдардың жыллылық сыйымлығы ұшын дұрыс болмаған нәтижелерге алып келеді. Бірақ, ұсындай жағдайға қарамастан, биз әпиұайы болғанлығы себепли $(3/2)kT$ классикалық шамасынан пайдаланамыз хәм процесстің тийкарғы белгилерін анықлау менен шекленеміз.

Солай етип, цилиндрдің 2-ұлтанына электронлық газдің басымы p ұшын $\bar{\omega} = 3/2 kT$ аңлатпасын қойып

$$p = n_0 kT$$

теңлігине ийе боламыз. Тап сол сыяқлы цилиндрдің 1-ұлтанындағы электронлық газдің басымы ұшын

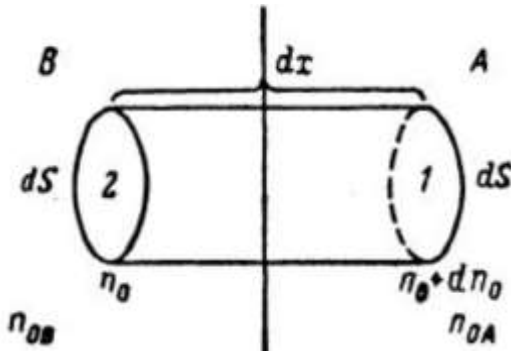
$$p + dp = (n_0 + dn_0)kT$$

аңлатпасын аламыз. Бұннан цилиндрдегі басымлардың айырмасының

$$dp = kT dn_0 \quad (4)$$

шамасына тең екенлігине көз жеткереміз. Басымлардың ұсындай айырмасының бар болыуының салдарынан электронлар 1-ұлтанның 2-ұлтанға қарай қозғала баслайды (егер dn_0 шамасын оң деп есапласақ). Электронлардың ұсындай қозғалысы зарядлардың алып жүрилиуіне, яғный электронлардың бұннан былай орын алмастыруына қарсылық жасайтуғын 2 хәм 1 ұлтанларының

арасындағы dV потенциаллар айырмасының пайда болуына алып келеді. Электр майданы тәрепинен пайда етилген тормозлаушы күштің шамасы dp басымлар айырмасы пайда еткен күш пенен теңлескенде динамикалық тең салмақтық пайда болады.



126-сүрөт.

Электронлар газинің басымын есаплайға.

Биз қарап атырған цилиндрлік көлемдегі электронлардың саны $n_0 dx dS$ шамасына тең. Буннан майдан тәрепинен барлық электронларға тәсир ететұғын күш мынаған тең:

$$dF = E e n_0 dx dS.$$

Бұл формулада E - майданның кернеулиги, e - электронның заряды. 131-параграфтағы (2а) формула бойынша майданның кернеулиги сан мәніси бойынша

$$|E| = \frac{dV}{dx}$$

шамасына тең. Буннан

$$|dF| = e n_0 \frac{dV}{dx} dx dS$$

теңлигине ийе боламыз. Демек, $|F| = dp dS$ теңлигинің орынланыуын талап ететұғын динамикалық тең салмақтық шәрті

$$e n_0 dV = dp$$

теңлигине ямаса, егер (4)-формуланы пайдаланатұғын болсақ, онда

$$e n_0 dV = k T dn_0$$

теңлигине алып келеді. Соңғы теңликти былайынша жазыуға болады:

$$dV = \frac{kT}{e} \frac{dn_0}{n_0}.$$

Потенциаллардың толық айырмасы болған V''_{AB} шамасын алыу үшін бұл қатнасты электронлардың көлем бирлигиндегі саны n_{0B} болған металдың B областындағы қатламынан электронлардың көлем бирлигиндегі саны n_{0A} болған металдың A областындағы қатламына шекем интеграллау керек ұсындай жоллар менен

$$V''_{AB} = \int_{n_{0B}}^{n_{0A}} \frac{kT}{e} \cdot \frac{dn_0}{n_0} = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_{0A}}{n_{0B}}$$

аңлатпасын аламыз. Бұл аңлатпа 168-параграфтағы (3)-формулаға сәйкес келеді.

Жоқарыда көрсеткениміздей, V''_{AB} потенциаллар айырмасының шамасы киши. Бұл хәр кыйлы металлдардағы көлем бирлигиндегі еркин электронлардың санларының бир биринен аз шамаға айрылатуғынлығы менен байланысly. Қандай болғанда да n_{0A}/n_{0B} қатнасының шамасын 3 тен аспайды деп есаплайу керек. Бұл $\ln \frac{n_{0A}}{n_{0B}} \cong 1$ теңлигин береді хәм, ұсыған сәйкес, $T = 300 K$ болған жағдайда

$$V''_{AB} \cong \frac{kT}{e} = \frac{1,38 \cdot 10^{-16} \cdot 300}{4,8 \cdot 10^{-10}} CGSE \cong 0,03 \text{ в.}$$

шамасына ийе боламыз. Жоқарыда келтирилген потенциаллар айырмасының екінші бөлимин классикалық көз-қарасларда талқылау тийкарынан иллюстрациялық характерге ийе хәм қатаң теорияда оның квантлық көз-қараслар менен алмастырылыуы керек. Бирақ классикалық көз-қарасларда тұрып қарағандағы процесстің санлық мәніслери дәл болмаса да, физикалық тәрепи айқын түрде көринеди.

§ 169. Гальваникалық элементтер. Электр тоғы өткенде хеш қандай химиялық өзгерістер жүзеге келмейтуғын биринши әулад өткізгіштери (металлар, көмір) менен бир қатарда тоқ өткенде химиялық өзгерістер болып өтетүғын екінши әулад өткізгіштер де бар. Екінши әулад өткізгіштерге дузлардың, кислоталардың, силтилердің еритпелери киреди. Жоқарыда көргенимиздей, металлардағы электр тоғы еркин электронлардың қозғалысына алып келинеди. Екінши әулад өткізгіштеринде ионлар зарядларды алып жүріушилер болып табылады. Дузларды ериткенде олардың молекулалары ионларға, яғный белгилери хәр қыйлы болған бөлімлерге ыдырайды. Мысалы, сұйда ас дузын ериткенде $NaCl$ молекулалары оң зарядланған Na^+ хәм терис зарядланған Cl^- ионларына ажыралады. Сыртқы электр майданының бул ионлардың қозғалысы екінши әулад өткізгішіндеги тоқты пайда етеди. *Электролиттик диссоциация* деп аталатүғын еритпедегі молекулалардың ионларға ажыралыуы процесси менен екінши әулад өткізгіштери арқалы тоқтың өтиуиниң механизмин биз электрлизге арналған параграфларда биз толық қараймыз. Ал хәзир екінши әулад өткізгіштериниң э.қ.күшиниң пайда болыуында тутқан орнын таллаймыз.

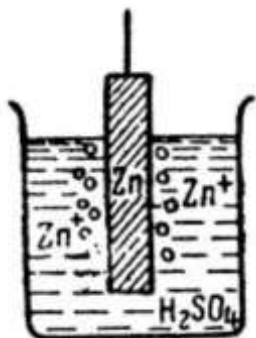
Биз жоқарыда хәр қыйлы биринши әулад өткізгіштеринен туйық контурды пайда еткенде онда э.қ.күшлердің пайда болмайтүғынлығын көрдик. Егер биринши хәм екінши әулад өткізгіштеринен туйық шынжырды пайда етсек, онда бундай шынжырда нолге тең болмаған $\mathcal{E}$ э.қ.күшлери пайда болады. Биринши хәм екінши әулад өткізгіштериниң комбинациясының усындай түри *гальваникалық элементти* пайда етеди.

Металл менен (биринши әулад өткізгіш) еритпениң (екінши әулад өткізгіш) арасындағы шегарада потенциалдың секириуи орын алады. Бул секириуди үзликсиз түрде қайта тиклеу химиялық күшлердің жұмысының есабынан жүзеге келеди.

Мысал ретинде, күкирт кислотасының сұйдағы еритпесине түсирилген цинк пластинкасын қараймыз (127-сұйрет). Цинк ерий баслайды; бирақ цинк атомлары еритпеге нейтраль атомлар түринде емес, ал Zn^+ оң ионлары түринде өтеди. Усының нәтижесинде еритпе оң заряд пенен, ал цинк пластинкасы болса терис заряд пенен зарядланады. Цинк пенен H_2SO_4 еритпесиниң арасындағы шегарада қос электрлик қатлам пайда болады. Қос электр қатламының областында электр майданы пайда болады хәм цинк ионларының айырымлары цинк пластинкасына кери бағытта қайта баслайды. Нәтижеде динамикалық тең салмақлық орнайды.

Еритпе менен металдың арасындағы потенциаллар айырмасының белгилі болған мәнисинде (таза цинк болған жағдайда +0,51 В) электрлик күшлер химиялық күшлерди теңлестиреди хәм цинктың буннан былай ериуи тоқтайды.

Бирақ, егер H_2SO_4 еритпесине басқа түрдеги металдан исленген екінши металл пластинкасын түсирсек хәм оны сымның жәрдеминде тутастырсақ, онда бул сым арқалы тоқ өтеди. Себеби оның әтирапында биринши пластинканың әтирапындағыдай ионлардың еритпеге өтиу процесси жүреді, бирақ екінши пластинка биринши пластинкаға салыстырғанда басқа потенциалға ийе болады (128-сұйрет).



127-сұйрет.

Цинк ионларының күкирт кислотасының еритпесине өтиуі.

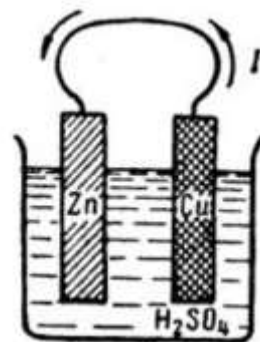
Химиялық күшлердің жұмысы екі металдың қасындағы потенциалдың секириулерін үзлексіз түрде қайтадан тиклеп тұрады. Химиялық күшлердің есабынан үзлексіз түрде тикленип тұратуғын потенциалдардың бір бирине тең болмаған ұсындай секириулерінің болыуы гальваникалық элементтің э.к.күшін пайда етеді.

Еритпеден оң зарядланған ионлар металға өтетүгін металл-еритпе жұбының болыуы да мүмкін. Бұндай жағдайда металл оң, ал еритпе терис зарядланады.

Усындай көз-қарастан Даниэль элементінің жұмыс іслеуін қараймыз. 104-сұйретте схема түрінде көрсетілген Даниэль элементі, жоқарыда атап өткеніміздей, цинк купоросының ($ZnSO_4$) еритпесине түсірілген цинк пластинкасынан хәм мыс купоросының ($CuSO_4$) еритпесине түсірілген мыс пластинкасынан тұрады; еритпелер А дийуалы арқалы бөлінген. Цинк пластикасы оң зарядланған Zn^{+} ионларының еритпеге өтиуінің салдарынан терис зарядланады; цинк пенен еритпениң арасындағы шегарада +0,51 В ке тең болған потенциалдың секириуі пайда болады. Мыс пластинкасы болса оған еритпеден оң зарядланған Cu^{+} ионларының келип биригиуінің салдарынан оң зарядланады ($CuSO_4$ молекулаларының терис зарядланған SO_4^{-} ионлары менен оң зарядланған Cu^{+} ионларына диссоциацияланады. Усының салдарынан мыс пенен шегарада +0,60 В болған потенциалдың секириуі орын алады.

128-сұйрет.

Күкирт кислотасына салынған цинк пенен мыс пластинкаларынан тұратуғын гальваникалық элемент.



Ақырында, туйық контур бойынша айланып өтиуде мыс пенен цинктың арасындағы (оның шамасы +0,006 ға тең) және екі еритпениң бір бирине тийисип тұрған орындағы потенциалдардың контактлық айырмасына дыққат аудару керек. Потенциалдардың соңғы айырмасы еритпелердің концентрациясынан ғәрезли хәм вольттің мыңнан бириндей шамаға тең болады.

Солай етип, Даниэль элементінің э.к.күші тийкарынан металл пластинкалардың сәйкес еритпелер менен тийисип тұрған шегарада пайда болатуғын потенциалдардың екі секириуінің себебинен жүзеге келеді. Потенциалдардың бұл секириулерінің мәніслери +0,5 В хәм +0,6 В шамаларына тең болғанлықтан, Даниэль элементінің э.к.күші $\mathcal{E} = 1,1$ В шамасына тең. Бұл э.к.күштің шамасы элементте өтетүгін химиялық реакциялардың жыллылықлары бойынша да есаплауға болады.

Термохимиялық өлшеулер цинктың $ZnSO_4$ цинк купоросына айланыуы (ақырғы есапта элементте ұсындай қубылыс болады) $1,06 \cdot 10^5$ кал/моль муғдарындағы энергияның бөлинип шығыуы менен әмелге асады.

Мыстың мыс купоросынан ажыралып шығыуы $0,56 \cdot 10^5$ кал/моль муғдарындағы жыллылықтың бөлинип шығыуы менен жүреді.

Солай етип, заттың реакцияға түскен хәр бир элементінің хәр бир моли ұшын мынадай энергия бөлинип шығады:

$$U = (1,06 - 0,56)10^5 \text{ кал/моль} = 5,0 \cdot 10^4 \text{ кал/моль} \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ эрг/моль}.$$

Бұл энергия тоқтың $A = Q\mathcal{E}$ жұмысын қоллап-қууатлау ұшын жумсалады. Бұл теңдикте $\mathcal{E}$ - элементтің э.к. күші, ал Q - алып өтилген электр зарядларының муғдары. Буннан

$$Q\mathcal{E} = U \text{ ямаса } \mathcal{E} = \frac{U}{Q} \quad (1)$$

теңдиклерине ийе боламыз. Алып өтилген зарядтың муғдары Q ды аңсат есаплауға болады.

Еритпедегі цинктің хәр бір оң ионы қос оң зарядқа (сондай екенлигін кейинирек көреміз), яғный сан мәнісі бойынша электронның екилетілген заряды $+2e$ ге ийе. Буннан, цинктің бір моли еригенде электродтан еритпеге $Q = 2eN$ мұғдарындағы электр зарядының өтетұғынлығы келип шығады. Бул теңликте N арқалы Авагадро саны белгиленген. Бундай жағдайда (1)-аңлатпа бойынша

$$\mathcal{E} = \frac{U}{Q} = \frac{U}{2eN}$$

аңлатпасын аламыз. U , e хәм N шамаларының сан мәніслерін қойып

$$\mathcal{E} = \frac{2 \cdot 10^{12}}{2 \cdot 4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 6 \cdot 10^{22}} \text{ CGSE} \cong 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ CGSE}$$

шамасын ямаса CGSE-бирликлерінде алынған шамасын вольтлреге айландырып

$$\mathcal{E} = 3,5 \cdot 10^{-8} \cdot 300 \text{ В} = 1,05 \text{ В}$$

шамасына ийе боламыз. Бул шама Даниэль элементинің э.қ.күшинің шамасына жақын.

Басқа элементлердің көпшилигінде болып өтетұғын химиялық процесслер құрамалы характерге ийе хәм, сонлықтан, э.қ.күшін есаплайды әпиұайы түрде әмелге асырыу мүмкин емес.

§ 170. Термоэлектрлік құбылыстар. 168-параграфта бизлер биринши әўлад өткізгішлеринен тұратұғын түйық шынжырда э.қ.күшлеринің пайда болмайтұғынлығын көрсеттик. Бирақ, э.қ.күшлеринің нолге тең болыуы хәр қыйлы өткізгішлердің арасындағы контактлардың температуралары бирдей болған жағдайда ғана орын алады. Контактлардың температуралары хәр қыйлы болған жағдайда нолден өзгеше болған э.қ.күши (термоэлектрлік қозғаушы күш) пайда болады²⁴. Егер еки металдан түйық шынжырды пайда етсе хәм дәнекерленген орынлардың бирин қыздырса, ал екиншисін салқын қалда ұласа, онда шынжыр арқалы тоқ өтеди.

Бул эффект *термоэлектрлік құбылыстар* атамасын алды.

Термоэлектрлік күшлердің пайда болыуын 168-параграфта айтылған жағдайларды пайдаланып аңсат түсиндириуге болады. Бизлер потенциаллардың контактлық айырмасының еки себеп пенен байланыслы екенлигін көрдик: шығыу жұмыстарының хәр қыйлы болыуы хәм хәр қыйлы металлардағы көлем бирлигиндегі электронлардың санының хәр қыйлы болыуы. Егер бул еки себепти де нәзерде тутсақ, онда 168-параграфтағы (2)- хәм (3)-формулар бойынша А хәм В металларының арасындағы потенциаллардың контактлық айырмасы

$$V_{AB} = V_B - V_A + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_{0A}}{n_{0B}} \quad (1)$$

шамасына тең болады. Еки А хәм В металларынан тұратұғын түйық шынжырда (129-сүўрет) 1 контакты T_1 температурада, ал 2 контакты T_2 температурада тұратұғын болсын. V_A хәм V_B шығыу жұмыстары менен еркин электронлардың санлары болған n_{0A} хәм n_{0B} шамаларын температурадан ғәрезсиз деп есаплаймыз. Егер түйық контурды белгили бағытта айланып өткенде ұшарасатуғын потенциаллардың барлық секириўлеринің қосындысы толық э.қ.күш $\mathcal{E}$ ға тең болады (мысалы, 129-сүўретте көрсетилген бағытта). Бундай жағдайда (1)-аңлатпа бойынша:

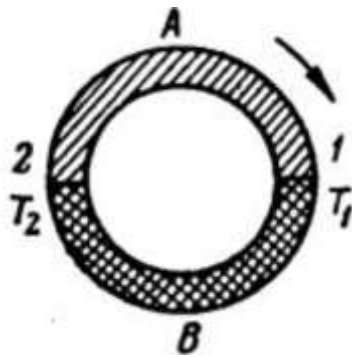
$$\mathcal{E} = V_{AB} + V_{BA} = V_B - V_A + \frac{kT_1}{e} \ln \frac{n_{0A}}{n_{0B}} + V_A - V_B + \frac{kT_2}{e} \ln \frac{n_{0B}}{n_{0A}}$$

теңлигине ийе боламыз хәм оннан

$$\mathcal{E} = \frac{k}{e} (T_1 - T_2) \ln \frac{n_{0A}}{n_{0B}} \quad (2)$$

формуласын аламыз.

²⁴ Әдетте, хәр қыйлы болған еки металды бир бири менен тутастырыу ұшын олардың ұшларын қосып дәнекерлейди (Аўдарыўшылар).



129-сүрөт.

Егер контакттардың температуралары T_1 менен T_2 хәр қыйлы болса, онда еки металдан пайда етилген туйық шынжыр арқалы тоқ өтеди.

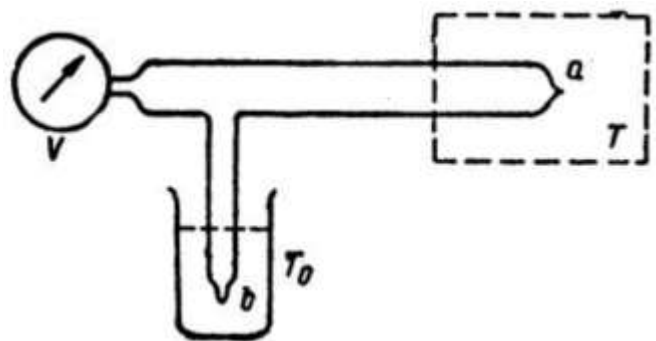
(2)-формула дәнекерленген орынлардың температуралары хәр қыйлы болған жағдайда $\mathcal{E}$ электр қозғаушы күшинің пайда болатуғынлығын хәм оның шамасының дәнекерленген орынлардың температуралар айырмасы болған $T_1 - T_2$ шамасына түүры пропорционал екенлигин көрсетеди. (2)-формула электронлардың n_{0A} хәм n_{0B} концентрацияларының температурадан ғәрезли болыуының мүмкиншилигин есапқа алмайды.

Теория бойынша термоэлектр қозғаушы күштиң шамасы хәр градусқа вольттиң жүз мыңнан бир бөлегин құрайды. Мысалы: константан менен темирден туратуғын шынжырда дәнекерленген орынлардың температураларының айырмасы 1°C болған жағдайда $5,2 \cdot 10^{-5} \text{ В}$ шамасына тең э.қ.күши пайда болады. Бул э.қ.күштиң шамасы дәнекерленген орынлардың температураларының айырмасына жоқары дәлликте түүры пропорционал өседі. Бирақ, термоэлектр қозғаушы күшинің температура менен құрамалы характердеги байланысқа ийе болған жағдайлар да ұшырасады. Мысалы, цинк-гүмис жұбы температуралардың айырмасы 0 градустан 100 градусқа шекемги интервалда $+0,5 \text{ мкВ/град}$ шамасын береді, ал 300 ден 400 $^\circ\text{C}$ температураға шекемги интервалда $+4,6 \text{ мкВ/град}$ шамасын береді. Хәтте э.қ.күшинің белгисинің де өзгериуі де мүмкин: вольфрам-молибден жұбында температуралардың айырмасы киши болғанда тоқ қызған дәнекерленген орын арқалы молибденнен вольфрамға, ал температуралардың айырмасы үлкен болғанда тоқ вольфрамнан молибденге қарай жүреді.

Термоэлектрлик күштиң температуралардың айырмасынан ғәрезлигинің ұсындай характери температураның өсиуі менен көлем бирлигиндеги еркин электронлардың санының өзгериуі менен толық болмаса да түсиндириледі. Бирақ, термоэлектрлик қубылыстардың толық теориясының тек квантлық механиканың тийкарында берилиуі мүмкин.

130-сүрөт.

Температураны термопараның жәрдемінде өлшеудің схемасы.



Хәзирги ўақытлары термоэлектрлик қубылыстар жоқары температураларды өлшеу үшін да, жүдә әззи болған қызыўларды табыу үшін да кеңнен қолланылады. Жоқары температураларды өлшеу үшін термоэлектр қозғаушы күшлери алдын ала пұқталық

пенен өлшенген белгили болған металлдардың сымларынан соғылған термопаралар ямаса термоэлементтер деп аталатуғын дүзилістер қолланылады. Сымлардың бір бири менен тұтасқан орынлары дәнекерленеди. Бир контакт (130-сүўреттеги b контакты) температурасы белгили T_0 болған орталықта жайластырылады (мысалы, ерип атырған муз бар ыдыста), ал екіншиси (130-сүўреттеги a контакты) температурасы T өлшенетуғын областта жайластырылады. Шынжырда пайда болатуғын э.қ.күшиниң шамасы V вольтметриниң жәрдемінде өлшенеди. Өлшенген э.қ.күшиниң шамасы бойынша температуралардың айырмасы $T - T_0$ анықланады. T_0 температурасының мәніси алдын-ала белгили болғанлықтан, температуралардың ұсы айырмасы бизге T ны береді. Берілген металл ушын термопара ушын V вольтметрдиң туўрыдан-туўры градусларда градуировкаланған болыўы мүмкин.

V кесте.

Салқын дәнекерленген орынның температурасы 0°C болған жағдайдағы термоэлектр қозғаўшы күшлери

$^\circ\text{C}$ лардағы $T - T_0$	Термоэлектр қозғаўшы күши (мВ лердеги)		
	$Pt - Pt + 10\% Rh$	Константан-темир	Константан-мыс
1	0,00	0,00	0,00
100	0,64	5,2	4,3
200	1,42	10,5	9,3
300	2,29	15,8	14,9
500	4,17	26,6	-
800	7,31	43,4	-
1000	9,56	-	-
1500	15,45	-	-
1700	17,81	-	-

Жүдә жоқары болмаған температураларды өлшеў ушын константан-мыс хәм константан-темир термопаралары қолланылады. Заводлардағы хәм лабораториялардағы ошақлардың ямаса қыздырғышлардың (1700°C шамасына шекемги) температураларын өлшеў ушын бир сымы таза платина, ал екіншиси платина менен родийдиң 10 процентлик куймасынан туратуғын термопара пайдаланылады.

V кестеде көрсетилген үш термопарадағы контактардың температуралардың хәр қыйлы айырмаларындағы термоэлектрлик қозғаўшы күшлердиң мәніслерин келтирилген.

Термоэлектрлик эффектти жүдә киши қызыўларды, мысалы, жақтылық ағысының жутылыўының салдарынан қызыўды табыў ушын пайдаланыўға болады. Эффектти бир бири менен избе-из тутастырылған бир қатар термопараларды пайдаланыў жолы менен күшейтиўге болады. Бундай жағдайда барлық жубыншы дәнекерленген орынлардың қызыўы, ал қатар саны тақ болған дәнекерленген орынлардың салқынлаўы мүмкин. Усындай түрдеги термопаралардың системасын термобағана деп атайды. 131-сүўретте келтирилген термобағана константан хәм мантанин қаңылтырларының жуқа жолақларынан тұрады (қалыңлығы шама менен 0,005 мм). Ортаңғы қараға боялған дәнекерленген орынлар нұрланыўдың тәсирине ушыратылады, ал қапталдағылар үлкен массаға ийе мыс қабының ишинде жайласады. Усының салдарынан олардың темпериурасы турақлы болады. Бундай термобағанада бир микровольт шамасына тең э.қ.күши 20 эрг/сек шамасындағы жутылатуғын нұрланыўдың қуўатына сәйкес келеди. Сезгирликти буннан да жоқарылатыўдың хәм көрсетиўлердиң үлкен тұрақлылығын вакуумлық термоэлементтерди пайдаланыў жолы менен әмелге асырыў мүмкин.

Әдетте, вакуумлық термоэлемент үлкен массаға ийе А хәм В мыс стерженлерине бекитилген константан менен манганинниң жүдә жуқа жолақларынан исленген бир

термопарадан тұрады (132-сұйрет). Барлық система ишинен хаўасы сорып алынған ыдыстың ишинде жайластырылған. Термопараны вакуумға жайластырыў жыллылықтың жоғалыўын азайтады. Ал бул жағдай жыллылықтың бұрынғыдай ағысын жутқанда дәнекерленген орынның күшлирек қызыўына алып келеди; нәтийжеде термопараның сезгирлиги 100 есеге шекем жоқарылайды. Вакуумлық термопаралардың ең жақсы үлгилеринде бир микровольтке тең э.қ.күши 0,5 эрг/сек болған нурланыўдың қуўатына сәйкес келеди.

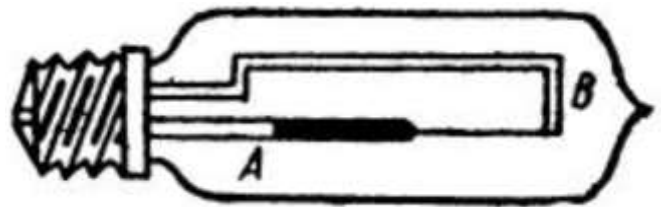
Бир бири менен тутастырылған көп санлы термопаралардың жыйнағы бир неше вольтке тең потенциаллар айырмасын хәм бир неше ампер күшине ийе тоқты пайда ете алатуғын батареяны пайда ете алады. Бирақ, усындай термобатареяның пайдалы тәсир коэффиценти (п.т.к.) η үлкен емес. Термобатарея жутылған жыллылықтың есабынан электр тоғын берип, термодинамиканың екинши басламасын қанаатландырыўы керек. Демек оның п.т.к. сы идеал машинаның п.т.к. сынан үлкен бола алмайды:

$$\eta = \frac{T - T_0}{T}.$$

Бул теңдикте T - қызған дәнекерленген орынның температурасы, ал T_0 -салкын дәнекерленген орынның температурасы.



131-сұйрет. Термобағана.



132-сұйрет. Вакуумлық термоэлемент.

Солай етип, термобатареяның хәрекетиниң утымлы болыўы үшін бир дәнекерленген орынды күшли қыздырыў, ал екинши дәнекерленген орынды күшли салқынлатыў керек. Бундай жағдайда зыянлы жоғалтыўлардан қашып қутылыўдың мүмкиншилиги кемейеди хәм η пайдалы тәсир коэффицентииниң ис жүзинде алынатуғын мәниси теориялық жоллар менен алынған мәнисинен әдеўир киши болады.

Термоэлектрлик эффектке кери болған қубылыс Пельтье қубылысы атамасы менен белгили. Оның мәниси мынадан ибарат: хәр қыйлы еки металдың тутасқан орны арқалы тоқ өткенде Ленц-Джоуль жыллылығына қосымша жыллылық бөлинип шығады ямаса жутылады. Егер дәнекерленген орын арқалы тоқ өткенде бул орын қызатуғын болса, онда тоқтың бағытын өзгерткенде тап сол орында жыллылық жутылады. Бул қубылысты бақлаў үшін үш избе-из жалғанған өткизгилердин (А өткизгиши, В өткизгиши хәм қайтадан А өткизгиши) 1 хәм 2 арқалы белгиленген тутасқан орынларын еки калориметрге орналастырады (133-сұйрет). Стрелка менен көрсетилген бағытта электр тоғын өткизгенде 1 дәнекерленген орында тоқ А металлынан В металлына қарай жүреди, ал 2 арқалы белгиленген дәнекерленген орында тоқ В металлынан А металлына қарай жүреди. Бундай жағдайда 1 орында жыллылық бөлинип шығады, ал 2 орында жутылады. Егер I хәм II калориметрлериндеги шынжырдың кесиндилериниң узынлықлары бирдей болса, онда оларда бөлинип шығатуғын Ленц-Джоуль жыллылықларының мәнислери бирдей, ал Пельтье жыллылығы болса хәр қыйлы белгилерге ийе болады.

Солай етип, I калориметрде базы бир ўақыттың ишинде

$$Q_1 = Q + q$$

жыллылығы, ал II калориметрде усындай ўақыттың ишинде

$$Q_2 = Q - q.$$

жыллылығы бөлинип шығады. Буннан

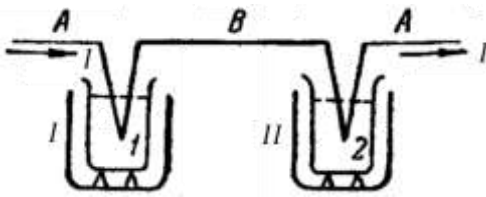
$$Q_1 = Q_2 = 2q$$

ямаса

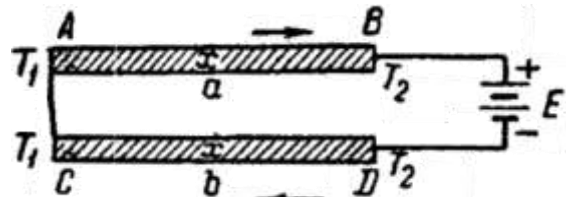
$$q = \frac{Q_1 - Q_2}{2}$$

теңліклеріне ийе боламыз. Демек, калориметрлік өлшеулер q жыллылығын тиккелей анықлауға мүмкіншілік береді екен. q жыллылығы дәнекергенген орын арқалы өтетұғын тоқтың күшіне хәм ұақытқа туұры пропорционал екен.

Сапалық жақтан Пельтье қубылысы контактлық потенциаллар айырмасының бар болыуы менен түсіндириледі. Егер, дәнекерленген орында потенциалдардың контактлық айырмасы тәрәпинен пайда етилген электр майданы электронларды тезлететұғын болса, онда бұл орында қосымша жыллылық бөлиніп шығады. Егер пайда болған майдан электронларды иркететұғын болса, онда жыллылық жутылады.



133-сұрет. Пельтье қубылысын бақлау ұшын арналған тәжірибениң схемасы.



134-сұрет. Томсон қубылысын бақлау ұсылының схемасы.

Томсон тәрәпинен теориялық жақтан болжап айтылған және бир термоэлектрлік қубылыс бар. Оның мәніси мынадан ибарат: бир текли өткізгіште температуралар айырмасы орын алатұғын болса, онда э.қ.күшінің пайда болыуы керек. Усындай э.қ.күшінің бар болыуының нәтижесінде Пельтье қубылысына ұсаған эффект бақланады: бир текли емес қыздырылған өткізгіш арқалы тоқты өткергенде әдеттеги Лоренц-Джоуль жыллылығына қосымша жыллылық муғдары бөлиніп шығады ямаса жутылады. Электронлар тоғының бағыты жыллылық ағысының бағыты менен сәйкес келетұғын участкаларда қосымша жыллылық муғдары бөлиніп шығады. Электронлар тоғының бағыты менен жыллылық ағысының бағыты қарама-қарсы болған орынларда жыллылық жутылады.

Томсон қубылысын былайынша бақлауға болады: Бирдей болған АВ хәм CD стерженлері 134-сұретте көрсетілгендей етип тұтастырылған.

А хәм С ұшлары жоқары болған T_1 температурасында, ал В хәм D ұшлары төменірек болған T_2 температурада ұслап тұрылады. Егер стерженлерді 134-сұретте көрсетілгендей етип Е батареясының шынжырына тұтастырса, онда бағыты стрелкалар менен көрсетілген электронлық тоқ АВ стерженинде температураның төменлеу бағытында, ал CD старженинде температураның жоқарылау бағытында жүреді. Тоқ өтпестен бұрын еки стержендеги симметриялы жайласқан a хәм b ноқатлары бирдей температураға ийе болады. Тоқты қосқаннан кейин, Томсон қубылысының салдарынан a ноқаты b ноқатына салыстырғанда ыссырақ болады. Себеби АВ стерженинде электронлық тоқ бағыты бойынша жыллылық ағысының бағыты менен сәйкес келеді, ал CD стерженинде болса тоқтың бағыты менен жыллылық ағысының бағытлары қарама-қарсы.

Жыллылық қозғалысларына қатнаساتұғын электронлардан тұратұғын "газ" көз-қарасы тийкарында тұратұғын жоқарыда келтирилген термоэлектронлық қубылысларды түсіндириу тек сапалық характерге ийе. Санлық тәрәптен теорияның нәтижелері тәжірибеде алынған нәтижелер менен жаман сәйкес келеді. Бундай сәйкес келмеулердің себеби металлдардағы электронлардың қасийетлерин классикалық көз-қараслардың тийкарында түсіндириуге болмайтуғынлығы менен байланысly. Дурыс нәтижелерді тек квантлық механиканың тийкарында алыу мүмкин (163-параграфқа қараңыз).

§ 171. Ярым өткізгішлер. Жоқарыда қарап өтилген қубылыслар металл-өткізгішлерге тийисli. Олардың электр өткізгішлиги еркин электронлардың бар болыуы менен байланысly. Хәзирги ұақытлары физикада ярым өткізгішлер үлкен орынларды

ийелей баслады. Жоқарыда айтылып өтилгениндей (154-параграф), ярым өткізгіштер металлардан киши электр өткізгішлігі менен айрылады. Соның менен бирге ярым өткізгіштердің электр өткізгішлігі температураның өсіуі менен

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{b}{T}}$$

нызамы бойынша үлкейеді. Бул теңлікте T - абсолют температура, ал b болса хәр қыйлы ярым өткізгіштер үшін хәр қыйлы болған тұрақлы.

Әдетте, ярым өткізгіштердің электр өткізгішлігі температураның жоқарылауы менен жүдә тез өседі, ал олардың салыстырмалы қарсылығы ρ соған сәйкес киширейеді. Мысалы, ярым өткізгіш болып табылатуғын таза кремнийдің (Si) $20^\circ C$ температурадағы салыстырмалы қарсылығы $\rho = 6 \cdot 10^4$ ом·см, ал $700^\circ C$ температурада оның салыстырмалы қарсылығы $\rho \approx 0,1$ ом·см шамасына, яғнай бір неше жүз мың есе киши болады.

Жүдә төменгі температураларда ярым өткізгіштер изоляторларға айланады.

Температураның жоқарылауы менен өткізгішліктің үлкейіуі ярым өткізгіштерде жыллылық қозғалыстарының тоқты тасыушыларды пайда етіуі менен түсиндириледі. Ярым өткізгіштердің электр өткізгішлігінің үлкейіуі энергияны беріу менен байланысly болған жақтыландыруй ямаса басқа да тәсирлер менен байланысly болыуы мүмкін. Ярым өткізгіштердің айрықша әхмийети олардың бир қатар қәсийетлери менен байланысly. Мысалы, хәр қыйлы болған еки ярым өткізгіштен туратуғын шынжырда еки металл өткізгіштерден туратуғын шынжырдағыға салыстырғанда әдеуір жоқары болған термоэлектр қозғаушы күшин алыуға болады. Еки контакттың температураларын T_1 хәм T_2 арқалы белгилеп, еки ярым өткізгіштің шынжырындағы э.қ.күши үшін контактлердің температураларының айырмасына пропорционал екенлігін сәулелендиретуғын мынадай аңлатпаны алыуға болады:

$$\mathcal{E} = \alpha(T_1 - T_2).$$

Бул аңлатпадағы α ның мәнісi $1,5 \cdot 10^{-3}$ В/град қа жетеді. Ал металларда болса α ның мәнісi 10^{-5} в/град шамасында.

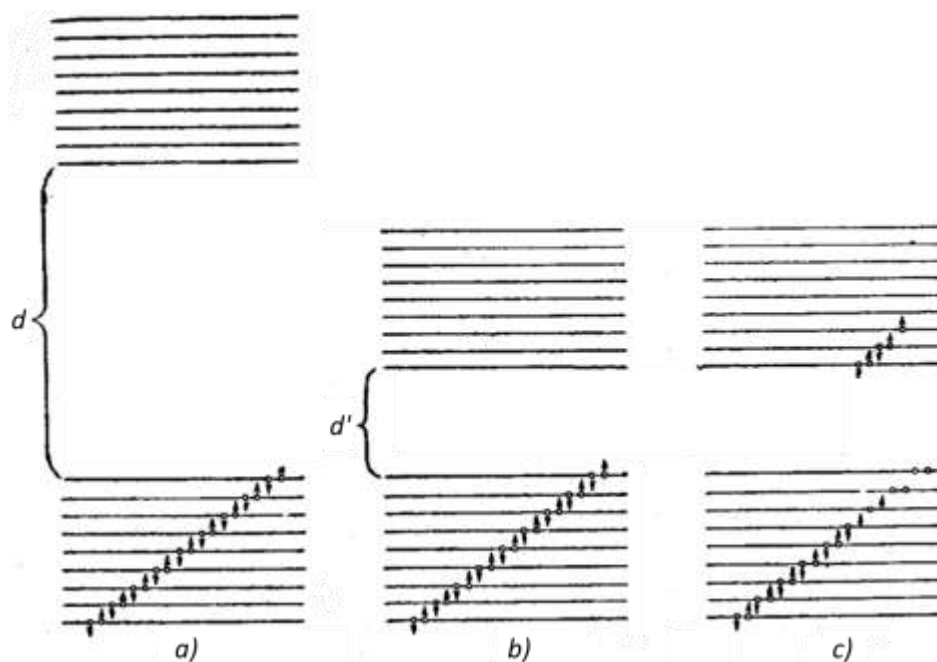
Еки ярым өткізгіштің ямаса ярым өткізгіш пенен металдың контактында айрықша шараятлар пайда болады. Контакт бар болған орындағы қарсылықтың шамасы тоқтың бағытынан күшли ғәрезли болыуы мүмкін: тоқтың бир бағытында қарсылықтың мәнісi киши, ал қарама-қарсы бағытта - үлкен. Бул жағдай *қатты туурылағышлар* деп аталатуғын дүзиліслерде пайдаланылады (237-сүүрет).

Жоқарыда еслетилип өтилгениндей, жақтыландыруйдың тәсирінде ярым өткізгіштердің электр өткізгішлігі де жоқарылайды. Бул қубылыс жақтылық ағысының шамасын өлшеу үшін қолланылады (III томға қараңыз).

Ярым өткізгіштердің қәсийетлерін тек қатты денелердің квантлық теориясының тийкарында түсиндириуге болады. 163-параграфта металл өткізгіштерде электронлардың бир бирине жүдә жақын болған энергияның көп санлы қәддилерінде тарқалғанлығы айтылған еді. Энергияның хәр бир қәдди еки электрон менен толтырылады. Өткізгіште электронлар төменгі қәддилерді толтырады, ал жоқарғы қәддилер бос болады. Бул сыртқы электр майданының тәсирінде электронлардың жоқарырақ жайласқан бос орынларға өте алатуғынлығын, яғнай өзлеринің энергиялары, соның ишінде кинетикалық энергиясын өзгерте алатуғынлығын аңғартады. Басқа сөз бенен айтқанда, электронлар сыртқы электр майданының тәсирінде өзлеринің энергияларын өзгерте алады. Энергия қәддилери бир бирине жүдә жақын жайласқанлықтан, энергия дерлік үзликсиз өзгереді. Бул жағдай классикалық электронлық теорияның металлардың электр өткізгішлігіне тийісli болған көп санлы фактларды түсиндире алғанлығының себеплерін көрсетеді.

Кристаллық қатты денелердің толығырақ болған теориясы кристалларда энергия

қаддилериниң бир биринен "қадаған етилген" энергиялық ҳаллар деп аталатуғын әдеўир кең болған областы менен айрылған группаларының ("зоналары" атамасын берий қабыл етилген) пайда болатуғынлығын көрсетеди.



135-сүүрет. Кристаллардағы руқсат етилген ҳаллар зонасы: а) - диэлектрик, б) - ярым өткізгиш, с) - "тесиклери" бар ярым өткізгиш.

Руқсат етилген энергиялық ҳаллардың бир бирине салыстырғанда ҳәр қыйлы болып жайласыўлары диэлектриклердиң, өткізгишлердиң ҳәм ярым өткізгишлердиң қасийетлериниң ҳәр қыйлы болатуғынлығын түсиндиреди. Мейли, кристалда бир бири менен кең аралық пенен ажыратылған зоналар бар ҳәм төменги зонадағы қаддилердиң саны еркин электронлардың санының жартысына тең болсын. Бундай жағдайда барлық төменги зона электронлар менен толған, ал жоқарыдағы зонада электронлар болмайды. Бул жағдай 135-а сүүретте келтирилген. Бул сүүретте электронлар стрелкасы бар ноқатлар арқалы белгиленген. Сыртқы электр майданы (егер ол жүдә күшли болмаса) электронларды төменги зонадан жоқарғы зонаға өткере алмайды. Себеби зоналардың арасындағы қашықлық үлкен. Сонлықтан сыртқы майдан электронлардың қозғалыс ҳалын пүткиллей өзгерте, яғный оларға қосымша тезлик бере алмайды. Кристалда сыртқы майданның тәсиринде электр тоғы пайда болмайды. Бундай кристалл диэлектрик (изолятор) болып табылады. Егер төменги зонаның барлығы электронлар менен толмаған болса, онда ҳәтте ҳәлсиз электр майданы электронларды жақын жайласқан бос қаддилерге өткере, яғный қозғалысқа келтире алады. Бундай кристалл (металл) өткізгиш болып табылады.

Бул айтылғанлардан, квантлық ҳәм классикалық теориялардың диэлектриклер менен металлдардың арасындағы айырманы пүткиллей ҳәр қыйлы етип түсиндиретуғынлығы көринип тур. Классикалық көз-қараслар бойынша барлық электронлар өзлериниң атомларының қасында беккем ұслап тұрылады. Металлдарда болса еркин электронлар болып, олардың сыртқы майданның тәсиринде алып жүрилиўи электр тоғын пайда етеди. Квантлық көз-қараслардан, диэлектриклерде де, металлдарда да "еркин", яғный белгили бир атомлар менен байланыспаған электронлар бар болады²⁵. Диэлектриклер менен

²⁵ Бирақ, кристаллардағы "еркин" электронлар менен ҳеш қандай күшлер тәсир етпейтуғын

металлар электронлардың энергиялық җалларының рұқсат берилетуғын мәнислериниң зоналарының толықтырылыуы җәм бир бирине салыстырғандағы жайласыулары бойынша айрылады.

Зоналық теория тек металлардың электр өткізгишлигин түсиндириўдеги классикалық теория ушырасатуғын қыйыншылықларды сапластырып ғана қоймай, ярым өткізгишлердиң қәсийетлерин де түсиндиреди. Ярым өткізгиш диэлектрик сыяқлы төменги зонаның электронлар менен толық толтырылғанлығы менен тәрийипленеди (135-в сүүрет), бирақ зоналардың арасындағы қашықлық d' үлкен емес. Жеткиликли дәрежедеги жоқары температураларда төменги зонадағы электронлардың бир бөлими жоқары зонаға өтеди (төменги зонадағы босаған бос орынлар болған "тесиклер" дөңгелеклер менен көрсетилген, 135-с сүүретке қараңыз). Жоқарғы зонада еле де көп санлы толтырылмаған орынлар бар болғанлықтан, электронлар өзлериниң қозғалыс җалларын өзгерте алады җәм, усыған сәйкес олар сыртқы майданның тәсиринде тезлик алады. Нәтийжеде олар электр өткізгишликти пайда етеди. Сонлықтан, ярым өткізгиштеги энергиялық җаллардың жоқарғы зонасын *өткізгишлик зонасы* деп атайды. Өткізгишлик зонасына өткен электронлардың саны n' мынаған тең:

$$n' = ae^{-\frac{b}{2kT}}.$$

Бул теңликте a җәм b - тұрақлы шамалар. Усы аңлатпаға сәйкес, электр өткізгишликтиң температурадан ғәрезлиги мынадай түрге ийе:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{b}{2kT}}.$$

Ярым өткізгишлердиң электр өткізгишлиги және де бир өзгешеликке ийе. Электронлардың төменги толған зонадан жоқары зонаға өтиўи төменги зонада еркин орынлар болған "тесиклерди" пайда етеди. Бул төменги зонадағы электронлардың электр өткізгишлик процессине қатнасыуға мүмкиншилик жаратып береді. Сыртқы майданның тәсиринде электронлардың орын алмастырыуының нәтийжесинде "тесик" электронның қозғалыу бағытына қарама-қарсы бағытта жылжыйды. Усындай "тесиктиң" жылжыуы оң зарядтың орын алмастырыуына эквивалент.

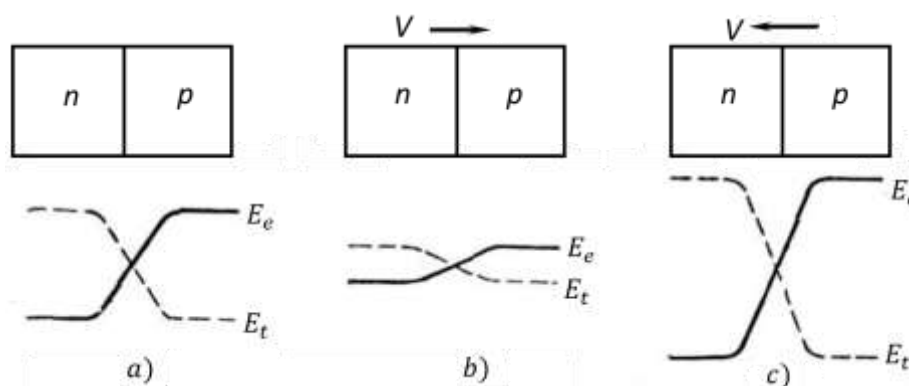
Энергия зоналарының көрсетилген схемасы таза затларға тийисли. Қосымталар бар болған жағдайда локаллық характерге ийе қосымша энергия қәддилериниң пайда болыуы мүмкин. Усындай қәддилерде жайласқан электронлар электр өткізгишликке қатнаса алмайды, бирақ, бул қәддилер тәрепинен электронлардың ушлап алыныуы ямаса басқа зоналарға берилиўи қосымша өткізгишлик электронларының ямаса "тесиклердиң" пайда болыуына алып келе алады. Өткізгишлик электронларының пайда болыуына алып келетуғын қосымтаны *донорлық* (мысалы кремнийдеги мышьяк), ал "тесиклердиң" пайда болыуына алып келетуғын қосымталарды *акцепторлық* (мысалы кремнийдеги бор) қосымта деп атайды. Берилген ярым өткізгишлердеги көп болған заряд тасыўшыларды *тийкарғы заряд тасыўшылар*, ал салыстырмалы аз муғдардағы заряд тасыўшыларды *тийкарғы емес заряд тасыўшылар* деп атайды. Егер тийкарғы заряд тасыўшылар электронлар болып табылатуғын болса, онда ярым өткізгишти электронлық, ал тийкарғы заряд тасыўшылар "тесиклер" болатуғын жағдайда ярым өткізгишти "тесиклик" деп атайды. Электронлар менен "тесиклердиң" санлары салыстырарлықтай болса, онда ярым өткізгиштиң электр өткізгишлигин аралас электр өткізгишлик деп атайды.

Ярым өткізгиштиң электрлик өткізгишлигиниң механизминиң электронлық ямаса

җақыйқый еркин электронлардың арасында үлкен айырма бар. Теория бул айырманы кристалдың ишиндеги электронның массасы менен җақыйқый еркин электронның массасының арасында айырманың бар болыуы менен байланыстырады. Электронның кристалдың ишиндеги массасын "эффективлик" масса деп атайды.

"тесиклик" екенлиги хақындағы мәселе Холл эффектiнiң белгиси бойынша шешилиўи мүмкин (217-параграф).

Ярым өткизгiштин электр өткизгiшлиги "тесиклердин" қозғалысының салдарынан пайда болған жағдайда да, хақықатында да электронлардың қозғалатуғынлығын нәзерде тұтыў керек. Мәселе соннан ибарат, электронлар зонаны дерлик толық толтырып тұратуғын болса, олардың бир бағыттағы қозғалысы бос орын болған "тесиктин" қарама-қарсы бағытта қозғалысына эквивалент. Бирақ, сонда да, электронлардың бос орынлар көп болған зонадағы қозғалысы менен дерлик толық ийеленген зонадағы қозғалысы бир қатар жағдайларда (мысалы Холл эффектiнiң белгилери ҳәр қыйлы болған жағдайда) ҳәр қыйлы болады. Сонлықтан, ярым өткизгiшлердин электронлық хәм "тесиклик" өткизгiшликлерин бир биринен айырыўға тўры келеди. Бул еки типтеги өткизгiшликтин болыўи еки ярым өткизгiштин шегарасындағы "жабыўшы қатламның" пайда болыўына алып келеди²⁶. Ал бундай қатламның болыўи еки ярым өткизгiштин ямаса металл менен ярым өткизгiштин арасындағы тўрылаў тәсириниң пайда болыўына алып келеди.



136-сўрет. Сыртқы электр майданы бар болған жағдайдағы электронлық (n) хәм тесиклик (p) ярым өткизгiшлердин шегараларындағы потенциаллық энергияның өзгерiўи.

Бир бири менен тийисип тұрған ярым өткизгiшлердеги еки түрли заряд тасыўшылардың (электронлар менен "тесиклердин") потенциаллық энергиялары ҳәр қыйлы. Нәтийжеде шегарада потенциалдың секириўи жүзеге келеди (136-сўретке қараңыз). Электронлар менен "тесиклер" еки ярым өткизгiштин арасындағы шегара арқалы диффузияланады (168-параграфта гәп етилген бир бирине тийип тұрған еки металдың арасындағы шегара арқалы электронлардың диффузиясы менен салыстырыңыз).

Сыртқы майдан болмаған жағдайда (136-а сўрет) еки бағытта алып өтилген зарядлардың муғдары бирдей хәм қосынды тоқ нолге тең. Сыртқы электр майданы бар болғанда еки ярым өткизгiште де электронлардың энергиясы өзгереді. Егер, n -ярым өткизгiштен p -ярым өткизгiшке қарай потенциалдың үлкейiўи орын алатуғын болса n -ярым өткизгiштеги электронлардың энергиясы үлкейеди. Нәтийжеде еки ярым өткизгiштин арасындағы шегарадағы потенциалдың секириўиниң шамасы киширейеди (136-b сўрет) хәм электронлар бир ярым өткизгiштен екiншисине аңсат өте алатуғын болады, контакт арқалы тоқ өтеди. Оның күши потенциаллар айырмасының үлкейiўи менен тез өседі. Керисинше, егер p -ярым өткизгiшинен n -ярым өткизгiшине қарай потенциал өсетуғын болса, онда еки ярым өткизгiштин арасындағы потенциалдың секириўи үлкейеди (137-с сўрет) - "жабыўшы қатлам" пайда болады. Енди, егер

²⁶ Жабыўшы қатлам - рус тилинде "запорный слой" (Аўдарыўшылар).

потенциаллар айырмасы жүдә үлкен болмаған жағдайда электронлар контакт арқалы өте алмайды, яғный бір ярым өткізгіштен екінші ярым өткізгішке қарай өтетұғын тоқтың күші жүдә киши болады.

Әлбетте, тийкарғы емес заряд тасыўшылар үшін ярым өткізгішлердің арасындағы шегара арқалы өтиў шәрти тийкарғы заряд тасыўшылардың өтиў шәртинен салыстырғанда кери болады. Бирақ, тийкарғы емес заряд тасыўшылардың санының киши екенлигине байланысly, олар тәрeпинен пайда етилетұғын тоқ киши болады хәм контакт арқалы ұлыўмалық тоқтың өтиўинде сезилерликтей орынды ийелемейди.

Тап сондай "жабыўшы қатламның" ярым өткізгіш - металл шегарасында да пайда болыўы мүмкин.

Советлер Союзында ярым өткізгішлердің қасийетлерин эксперименталлық үйрениў А.Ф.Иоффе хәм оның хызметкерлери тәрeпинен кең масштабларда өткерилди. Еки ярым өткізгіштин арасындағы шегарадағы тўўрылаўшы қасийеттин пайда болыўын бир ўақытта хәм бир биринен ғарезсиз Б.И.Давыдов, Шоттки хәм Мотт анықлады.

§ 172. Қыздырылған өткізгішлер тәрeпинен электронлардың шығарылыўы. Буннан алдыңғы параграфларда металдан электронлардың сыртқа шығарылыўының шығыў жұмысы деп аталатұғын $A = eV_A$ шамасына тең болған жұмыстың орынланыўы менен байланысly екенлиги көрсетилген еди. Өжире температураларында металдың ишиндеги электронлардың санының жүдә киши бөлеги ғана металдан шығыў үшін жеткиликли болған энергияға ийе бола алады. Температураның жоқарылаўы менен тез қозғалатұғын электронлардың саны артады хәм усыған байланысly металдан ажыралып шыға алатұғын электронлардың санының көбейиўи керек. Бул процесс қыздырылатұғын сұйықлықтан молекулалардың пўўланыўына ұқсас. Жеткиликли дәрежеде жоқары болған температурада металл тәрeпинен электронларды сезилерликтей шығарыўы басланады. Бул қубылысты *термоэлектронлық эмиссия* деп атайды.

Бул қубылысты классикалық электронлық теорияның көз-қарасларының тийкарында таллаймыз. Мейли, берилген металдан электронның шығыў жұмысы eV_A шамасына тең болсын. Бундай жағдайда металды $\frac{1}{2}mv^2$ кинетикалық энергиясы eV_A шамасынан кем болмаған электронлар таслап шығады, яғный

$$\frac{1}{2}mv_k^2 = eV_A. \quad (1)$$

шәрти орынланады. $mv_k^2/2$ энергиясын атомлардың (ямаса молекулалардың) жыллылық қозғалысларының орташа энергиясы менен салыстырамыз. Классикалық теория бойынша орташа энергия $\frac{3}{2}kT$ шамасына тең болыўы керек (k арқалы Больцман турақлысы белгиленген). Бул энергияны шығыў жұмысы болған eV_A шамасына теңлестирип, бөлекшелердің орташа энергиясы шығыў жұмысына тең болатұғын температураны табамыз:

$$\frac{3}{2}kT_k = eV_A.$$

Буннан

$$T_k = \frac{2eV_A}{3k} \quad (2)$$

формуласына ийе боламыз. Хәр қыйлы металлар үшін шығыў жұмысының мәниси 1 ден 4,5 эВ ке шекем өзгередиди. Егер биз $V_A = 2$ В, яғный потенциалдың $\frac{2}{300}$ CGSE-бирлигин қабыл етсек, онда

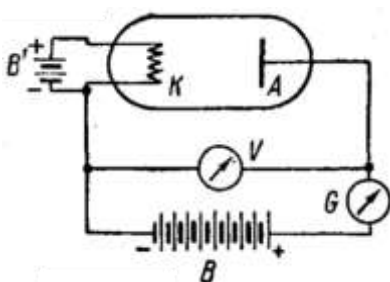
$$T_k = \frac{2 \cdot 4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 2}{3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-16} \cdot 300} \cong 15000 \text{ K},$$

яғный электронлардың металдан үшін шығыўы үшін зәрүр болған энергиясы

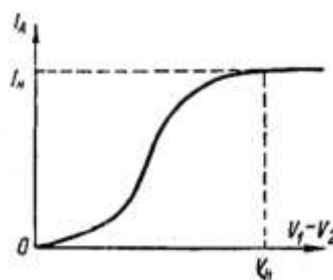
салыстырмалы жүдә жоқары болыуы хәм онлаған мың градус температурадағы атомлардың жыллылық қозғалысларының орташа энергиясына сәйкес келиуі керек. Бирақ, ҳақыйқатында, сезилерликтей муғдардағы электронлар 1000 - 3000 К температурада, яғный әдеуір төмен болған температураларда ушып шыға алады.

Бул жағдай электронлардың энергиялар бойынша белгили түрдеги тарқалыуы менен түсиндириледі. Усыған байланыслы электронлардың бир бөлими орташа энергияға салыстырғанда үлкен энергияларға ийе болады. Усындай электронлардың есабынан эмиссия басланады.

Егер қызған металл тәрепинен шығарылған электронларды сыртқы электр майданының тәсиринде тезлететуғын болсақ, онда олар тоқты пайда етеді. Бундай электронлық тоқты вакуумде алыуға болады. Бундай жағдайда молекулалар ямаса атомлар менен соқлығысыу электронлардың қозғалысларына кесент бермейді. Электронлық тоқтың күши бойынша қызған металл тәрепинен шығарылатуғын электронлардың саны ҳаққындағы жуўмаққа келиўге болады.



137-сүүрет. Катодлық лампаның жәрдемінде термоэлектронлық эмиссияны бақлаў.



138-сүүрет. I_A анод тоғының катод пенен анодтың арасындағы $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасынан ғәрзлиги.

Термоэлектронлық эмиссия қубылысын ишинен ҳаўасы сорып алынған хәм ишинде еки электроды бар найдан тұратуғын катод лампының жәрдемінде үйрениў аңсат. Бул еки электродтың бири сым түриндеги K электроды (137-сүүрет) хәм диск ямаса пластинка түриндеги A электроды болып табылады. Катод деп аталатуғын K электроды B батареясының терис полюсы менен тутастырылған, ал анод деп аталатуғын A электроды сол батареяның оң полюсы менен тутастырылған. K катодын қосымша B' батареясының жәрдемінде қыздырыуға болады. K катоды хәм A анодының арасында пайда етилген электростатикалық майдан қыздырылған K катодынан шығатуғын электронларды тезлетеді: ұсының нәтийжесинде K менен A ның арасында вакуум арқалы ушатуғын электронлардың ағысы $KAGBK$ шынжырын туйықлайды. Тоқ шынжырында пайда болатуғын тоқтың күши G әсбабының жәрдемінде өлшенеді. V вольтметри K катоды хәм A анодының арасындағы потенциаллар айырмасын өлшеўге мүмкиншилик береді.

Тәжирийбелер лампа арқалы өтетуғын тоқтың (оны анод тоғы деп атайды) катодтың температурасынан хәм катод пенен анодтың арасындағы потенциаллар айырмасы болған $V_1 - V_2$ шамасынан ғәрзли екенлигин көрсетеді. Катодтың температурасы тұрақлы болғанда анод тоғының күши I_A потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ ның өсиуі менен үлкейеді. Бирақ I_A тоқ күши менен $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасының арасындағы ғәрзлик тоқ пенен потенциаллар айырмасының арасында түүры пропорционаллық байланыс болған Ом ызамаына ұсаған ызам менен аңғартылмайды. Бул ғәрзлик 138-сүүретте көрсетилгендей әдеуір қурамалы характерге ийе. Дәслеп тоқтың шамасы $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасының шамасына байланыслы әстелик пенен, кейин тезирек, буннан кейин және әстелик пенен өседі хәм белгили болған $V_1 - V_2 = V_n$ шамасынан баслап өсиўди пүткиллей тоқтатады. Тоқтың шамасы тойыныў шамасына жетеді.

I_A анод тоғы менен $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасының арасындағы ғәрезликтің усындай характери сапалы түрде былайынша түсіндіріледі. Электродлардың арасындағы қашықтық жеткиликлі дәрежеде үлкен болғанда $V_1 - V_2 = 0$ теңлиги орынланған жағдайда анод тоғының шамасы да нолге тең²⁷. Себеби, катодтан ушып шыққан электронлар оның әтирапында электронлық бұлтты пайда етеді. Бұл бұлт енді ушып шығатуғын электронлар ушын тормозлайтуғын электр майданын пайда етеді; усының нәтижесінде электронлардың бұннан былайғы эмиссиясы тоқтайды: металдан неше дана электрон ушып шықса, тап соншама дана электрон электронлық бұлттың майданының тәсирінде металлға қайтады. Электронлардың арасында майданды пайда еткенде электронлық бұлттың электронлары тезлениў алады хәм анод пенен катодтың арасында тоқ пайда болады. Тоқтың күши I_A потенциаллар айырмасы болған $V_1 - V_2$ шамасына байланысly өседі. Теориялық есаплаўлар (186-параграф) I_A тоқ күшинің $(V_1 - V_2)^{3/2}$ шамасына пропорционал екенлигин көрсетеді:

$$I_A = \alpha(V_1 - V_2)^{3/2}. \quad (3)$$

(3)-формула Богуславский-Ленгмюр формуласы деп аталады. Бұл формуладағы α коэффициентинің шамасы электродлардың формасы менен жайласыўларынан ғәрезли. Солай етип, I_A тоқ күши $V_1 - V_2$ шамасына туўры пропорционаллықтан тезирек өседі екен.

Бирақ потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ ның бұннан былай өсиўи менен тоқтың өсиўи иркиле баслайды. Себеби K катоды тәрәпинен берилген температурада шығарылатуғын электронлардың ұлыўмалық саны шекленген. $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасының шамасы катодтан шығатуғын барлық электронларды сорып алыўға жеткиликлі болған V_t шамасына жеткенде тоқтың бұннан былай өсиўи пүткиллей тоқтайды. Бұндай жағдайда тоқтың шамасы тойыныў тоғы I_t ның шамасына жетеді. Бұл жағдайға 138-сүүреттеги графиктің горизонт бағытындағы бөлими сәйкес келеді.

Жоқарыда айтылған жағдайдың тийкарында I_t тойыныў тоғының сан шамасының берилген температурадағы катодтан ўақыт бирлиги ишинде ушын шығатуғын барлық электронлардың зарядларының шамасына тең екенлиги келип шығады.

Демек, егер биз катодтан ўақыт бирлигинде ушып шығатуғын электронлардың санын n арқалы белгилесек, онда тойыныў тоғының сан шамасы ушын

$$I_t = ne$$

теңлигине ийе боламыз. Бұл теңликте e - электронның заряды. Бұннан катодтан ўақыт бирлигинде ушып шығатуғын электронлардың саны ушын

$$n = \frac{I_t}{e} \quad (4)$$

теңлигине ийе боламыз.

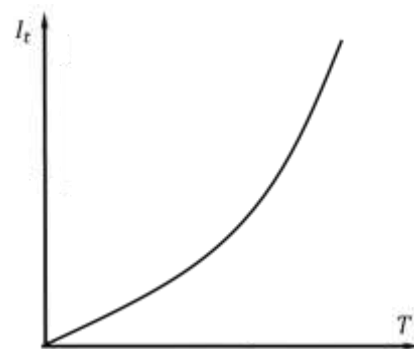
Тәжирийбелер тойыныў тоғының шамасының катодтың температурасының жоқарылаўы менен дым тез өсетуғынлығын көрсетеді. Тойыныў тоғының электронларды шығаратуғын металдың температурасынан ғәрезлигинің характери 139-сүүретте көрсетилген.

(4)-формула бойынша, I_t тойыныў тоғы қызған металдан ушын шығатуғын электронлардың санын өлшейди. Егер I_t толық тоғының орнына тойыныў тоғының тығызлығы болған i_t шамасын, яғный эмиттерлеўши металдың бир бирлик бетинен берилген T температурадағы шығатуғын тоқтың шамасын киргизсек, онда биз усы T температурадағы металдың бетинің бир бирлигинен шығатуғын электронлардың санын өлшеймиз.

²⁷ Электродлар бир бирине жақын жайласқан жағдайда $V_1 - V_2 = 0$ теңлиги орынланған жағдайда да тоқтың шамасы нолге тең болмайды.

139-сүрет.

I_t тойыныў тоғының катодтың температурасы T дан ғәрезлиги.



Квантлық теория тойыныў тоғының тығызлығы i_t шамасының мәнисин есаплаўға мүмкиншилик береді (майда шриффт пенен жазылған текстке қараңыз):

$$i_t = BT^2 \cdot e^{-\frac{eV_A}{kT}}. \quad (5)$$

Бұл формулада T - металдың абсолют температурасы, eV_A - шығыў жұмысы, k - Больцман тұрақлысы, B - ҳәр қыйлы металл үшін ҳәр қыйлы болған константа.

VI кесте.

Эмиссиялық тұрақлы B менен eV_A шығыў жұмысы

Эмиттерлеўши бет	$B, a/cm^2 \cdot град^2$	$eV_A, эВ$
<i>Pt</i>	32	5,3
<i>W</i>	60	4,5
<i>Mo</i>	55	4,2
Th	70	3,4
<i>W + Cs</i>	3,2	1,36
<i>W + Ba</i>	1,5	1,56
<i>W + Th</i>	3,0	2,63
Барийдің окиси	1,18	1,84

(5)-формула тойыныў тоғының тығызлығы i_t ның температураға байланыслы жүдә тез өсетуғынлығын көрсетеді; өсиў нызамы тийкарынан $e^{-\frac{eV_A}{kT}}$ экспоненциаллық көбейтиўшиси бойынша анықланады.

Металдың таза бети үшін B шамасының теориялық мәниси $120 a/cm^2 \cdot град^2$ шамасына тең. Ҳақыйқатында ҳәр қыйлы металлар үшін B шамасы кең шеклерде вариацияланады ҳәм B ның мәниси металдың бетиниң ҳалынан ҳәм оның тазалығының дәрежесинен ғәрезли. Бизлердин жоқарыда көрсеткеримиздей, тап ұсындай ғәрезлик шығыў жұмысы eV_A үшін да орын алады. Адсорбцияланған *Cs, Ba, Th*, барийдың окислериниң жуқа қатламы шығыў жұмысының шамасын жүдә күшли өзгертиўге қәбилетли. Катодтың салыстырмалы жоқары болмаған температураларында әдеўир үлкен болған электронлық тоқларды алыў үшін усы жағдайдан пайдаланады.

VI кестеде ҳәр қыйлы таза металлар ҳәм белгили болған басқа заттың жуқа пленкасы менен жабылған вольфрам үшін B менен шығыў жұмысы eV_A ның мәнислери келтирилген.

eV_A шығыў жұмысы (5)-формулағы дәрежениң көрсеткишинде киретуғын, ал B шамасы көбейткиш болғанлықтан, үлкен тоқларды алыўға жетиў үшін eV_A шығыў жұмысының мәниси тийкаргы орынды ийелейди. Сонлықтан, эмиссиялық тұрақлы B ның мәнисиниң киши болыўына қарамастан, вольфрамның бетин *Cs, Ba* ҳ.б. менен қаплаў жүдә ұтымлы болып табылады.

(5)-формуладағы айырым факторлардың тұтқан орнын айқын түрде аңғарыу үшін төмендегидей санлы мысалларды келтиремиз.

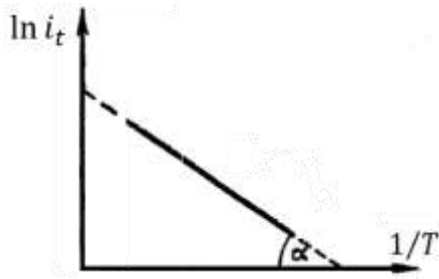
VI кестеде келтирилген мағлыұматлар бойынша, вольфрамның таза бети үшін шығыу жұмысы $eV_A = 4,5$ эВ хәм эмиссиялық тұрақлы $B = 60$ а/см²·град². Буннан, $T = 1000$ K температурадағы тойыныу тоғының тығызлығы i_t мынаған тең болады:

$$i_t = 60 \cdot 1000^2 \cdot e^{-\frac{4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 4,5}{1,38 \cdot 10^{-16} \cdot 1000 \cdot 300}} \text{ а/см}^2 \cong 1,3 \cdot 10^{-15} \text{ а/см}^2.$$

Вольфрамның тап сол бети $T = 1000$ K температурада тойыныу тоғының тығызлығы үшін

$$i_t = 60 \cdot 3000^2 \cdot e^{-\frac{4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 4,5}{1,38 \cdot 10^{-16} \cdot 3000 \cdot 300}} \text{ а/см}^2 \cong 11 \text{ а/см}^2$$

шамасын береді. Көринип тұрғанындай, T температураның 1000 нан 3000 K ге көтеріліуі тойыныу тоғының шамасының 10^{16} есе үлкейеді екен.



140-сүррет.

Тойынған тоқтың логарифминің $1/T$ шамасынан сызықлы ғәрезлиги.

Вольфрамның цезий менен қаптанған бети үшін, $eV_A = 1,36$ эВ хәм $B = 3,2$ а/см²·град². Буннан $T = 1000$ K үшін тойынған тоқтың тығызлығы үшін

$$i_t = 3,2 \cdot 1000^2 \cdot e^{-\frac{4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 1,36}{1,38 \cdot 10^{-16} \cdot 1000 \cdot 300}} \text{ а/см}^2 \cong 0,46 \text{ а/см}^2$$

шамасы алынады. Солай етип, вольфрамның бетин цезий менен қаплай $T = 1000$ K температурада таза вольфрамға салыстырғанда шама менен $3 \cdot 10^{14}$ есе үлкен болған тойыныу тоғын алыуға мүмкиншилик береді.

I_t тойыныу тоғының шамасын өлшеу шығыу жұмысы eV_A ниң мәнісин табыуға мүмкиншилик береді. Ұақықатында да, (5)-формуланы логарифмлеп

$$\ln i_t = \ln B + 2 \ln T - \frac{eV_A}{kT}$$

аңлатпасын аламыз. Биринши еки ағзаның қосындысы болған $\ln B + 2 \ln T$ шамасын жууық түрде тұрақлы деп есаплайға болады, себеби $\ln T$ ның мәніси $1/T$ ның мәнісине салыстырғанда әдеуір әстелик пенен өзгереді. Сонлықтан, жууық түрде

$$\ln i_t = \text{const} - \frac{eV_A}{k} \cdot \frac{1}{T} \quad (6)$$

теңлигин аламыз. Егер ордината көшерине $\ln i_t$ ның мәніслерин, ал абсцисса көшерине $1/T$ ның мәніслерин қойсақ (140-сүррет), онда, (6)-формулаға сәйкес, $\ln i_t$ шамасының $1/T$ шамасынан ғәрезлиги түүры сызық пенен аңғартылады. i_t ның температура T дан ғәрезлигиниң ұсындай характери тәжирийбеде жақсы тастыйықланады. Түүрының абсцисса көшери менен жасайтуғын мүйеши α ниң тангенс (6)-аңлатпа бойынша $1/T$ шамасының алдында тұрған коэффициент пенен анықланады, яғнай биз мынадай қатнасқа ийе боламыз:

$$\text{tg} \alpha = \frac{eV_A}{k}. \quad (7)$$

Эксперименталлық мағлыұматлар бойынша $\ln i_t$ шамасының $1/T$ шамасынан ғәрезлигин тауып хәм ұсы ғәрезлик бойынша қыялық мүйеши α ны есаплап, биз (7)-аңлатпа бойынша шығыу жұмысының мәнісин анықлай аламыз. VI кестеде келтирилген шығыу жұмысларының мәніслери ұсындай ұсылдың жәрдеминде анықланған.

Термоэлектронлық эмиссия құбылысы хәзирги заман электротехникасы менен радиотехникасында оғада әхмийетли орынды ийелейди. Кенотронлар, күшейткиш ламапалар х.т.б. деп аталатуғын дүзиліслердің жұмыс іслеуі термоэлектронлық эмиссия

құбылысына тийкарланған.

Қыздырылған бетлердің зарядланған бөлекшелерді шығарыуы тек металларда ғана емес, ал басқа да қатты денелерде бақланады. Электронлық ярым өткізгіштер тийкарынан электронларды эмиттерлейди. Ионлық кристаллар оң хәм терис ионларды эмиттерлейди, ал айырым жағдайларда еки белгиге ийе ионлар да эмиттерленеди. $CdJ_2, ZnJ_2, CaF_2, TIJ, TuJ_2$ хәм басқа да көплеген дүзлар $600 - 700\text{ K}$ температурада тек оң зарядланған ионларды шығарады. Силтили галогенлик дүзлар ($NaCl, KCl$ хәм басқалар) $700 - 800\text{ K}$ температураларда тек оң ионларды, ал $900 - 1000\text{ K}$ температуралардан жоқары болған температураларда терис ионларды шығарады.

Силтили металлардың пуўларында қыздырғанда оң ионларды хәтте металлар да шығарады.

Электронлардың жыллылықтың тәсириндеги эмиссиясынан басқа сыртқы электр майданының тәсириндеги, сондай-ақ электронлар менен ионлардың келип урылыуының салдарынан жүзеге келетүғын эмиссия да бар. Кейинги эмиссияны *екинши электронлық эмиссия* деп атайды.

Металлардан электронларды жулып алыу ушын жеткилики болған сыртқы электр майданын есаплау бетлик қатламның структурасын дәл билиуді талап етеди. Микроскопиялық гедир-будырлықлар беттеги электронға тәсир ететүғын күштиң шамасын әдеуір өзгертиуи мүмкин. Жұуық есаплаулар бойынша, электронларды жулып алыу ушын өжире температураларында беттиң қасында 10^8 в/см шамасына барабар майданның градиентин пайда етиу керек. Усындай үлкен майданларды пайда етиу ушын цилиндрлик конденсатордағы майданның характеринен пайдаланыуға болады. 149-параграфта айтылғанлар бойынша конденсаторды пайда ететүғын цилиндрлердің арасындағы майданның кернеулиги

$$E = \frac{2Q}{\epsilon r l}$$

шамасына тең. Бұл теңликте Q - заряд, l - цилиндрдің ұзынлығы, ϵ - цилиндрлердің арасындағы орталықтың диэлектриклик тұрақлысы, r - ишки цилиндрдің көшеринен баслап есапланған қашықлық. Бундай конденсатордың сыйымлығы мынаған тең:

$$C = \frac{\epsilon l}{2 \ln \frac{R_2}{R_1}}.$$

Бұл теңликте R_2 хәм R_1 арқалы сәйкес сыртқы хәм ишки цилиндрлердің радиуслары белгиленген.

$C = \frac{Q}{V_1 - V_2}$ қатнасынан пайдаланып ($V_1 - V_2$ арқалы потенциаллар айырмасы белгиленген)

$$\frac{Q}{l} = \frac{\epsilon(V_1 - V_2)}{2 \ln \frac{R_2}{R_1}}.$$

қатнасын аламыз. Q/l қатнасының бұл мәнисин E ушын жазылған аңлатпаға қойып,

$$E = \frac{V_1 - V_2}{r \ln \frac{R_2}{R_1}}$$

формуласын аламыз. Буннан $r = R_1$ болған ишки цилиндрдің бетинің қасындағы майданның кернеулигинің

$$E = \frac{V_1 - V_2}{R_1 \ln \frac{R_2}{R_1}}$$

шамасына тең болатуғынлығын көремиз. R_1 шамасы жүдә киши болған жағдайда E ниң мәнисинің жүдә үлкен болыуы мүмкин. Тәжирийбелерді өткергенде ишки цилиндр сыпатында диаметри бир неше микрон болған жиңишке сабақты алады, бундай жағдайда потенциаллардың $V_1 - V_2$ айырмасы жүдә үлкен болмаса да сабақтың бетинің қасындағы майданның кернеулигинің шамасы 10^8 В/см шамасына шекем жетеди. Тәжирийбелерді вакуумде өткеріу хәм бетлерді пұқталық пенен тегислеу керек. Себеби, бетлер тегис болмаған жағдайда сабақ пенен сыртқы цилиндрдің арасында разряд пайда болады. Бетлердің жүдә тегис болыуы да шәрт. Тап усындай болған қосымша құбылыслардың жүзеге келиуин мүмкин болғанынша сапластырып,

электронлардың сыртқы электр майданы тәрепинен жулып алынуатынлығын экспериментте анықланды хәм электронларды жулып алыу ушын зәрүрли болған майданның кернеулигиниң $10^7 - 10^8 \text{ В/см}$ шамасынан басланатуғынлығы табылды.

Екинши электронлық эмиссия хәр қыйлы затлардың бетин электронлар ямаса ионлар менен бомбалауда бақланады. Электронлар менен бомбалауды бет тәрепинен шығарылған электронлардың бир бөлими шағылысқан биринши электронлар, ал қалған бөлими денелерден сұйырылып алынған екинши электронлардан тұрады. Бет тәрепинен шағарылған электронлардың ұлыұмалық саны бетке келип түскен электронлардың санынан көп болыуы мүмкин. Мысалы, алюминий ушын, оған келип түсетуғын электронлардың энергиясы 350 эВ болған жағдайда, беттен ушып шығатуғын электронлардың саны келип түсетуғын электронлардың санынан $1,75$ есе үлкен болады. Қурамалы бетлерден электронлардың екинши эмиссиясы айрықша үлкен болады. Мысал сыпатында, гүмистиң бетиндеги окистиң жуқа қатламы бар цезийдиң қатламын көрсетийге болады. Бундай пленкалар ушын екинши электронлардың саны биринши электронлардың санынан онлаған есе үлкен.

Хәзирги ўақытлары екинши электронлық эмиссия электровакуумлық әсбаплардың ишиндеги тоқларды күшейтиў ислеринде пайдаланылап атыр (Кубецкийдиң фотокөбейткишлери ямаса найлары).

§ 173. Термоэлектронлық эмиссияның теориясы. Қызған металлдардың бетинен электронлардың шығарылыуы олардың жыллылық қозғалысларының есабынан жүзеге келеди. Электронның металдан ушын шығыуы ушын тек оның тезлигиниң үлкен болыуы ғана емес, ал оның сәйкес бағытқа ийе болыуы да зәрүр. Сонлықтан тезликтің электрон ушып шығатуғын металдың бетине перпендикуляр бағыттағы құраўшысының мәниси базы бир шамаға тең болған электронларды қараймыз. Егер биз туўры мүйешли XYZ координаталар системасын алсақ хәм оның OX көшерин металдың бетине перпендикуляр етип алсақ, онда бизге тезликлериниң v_x құраўшылары берилген $v_x, v_x + dv_x$ интервалында болған dn_{0x} дана электронлардың группаларын қараўымыз керек. Ал, тезликтің басқа еки құраўшыларының мәнислери $-\infty$ тен $+\infty$ шамасына шекемги интервалда болыуы мүмкин.

163-параграфта айтылып өтилгениндей, электронлардың энергия бойынша тарқалыуы Ферми нызамына бағынады²⁸. Бул нызамнан шамалары $v_x, v_x + dv_x, v_y, v_y + dv_y, v_z, v_z + dv_z$ интервалының ишинде жататуғын v_x, v_y, v_z құраўшылары ийе болған электронлардың саны dn_0 мынаған тең:

$$dn_0 = \alpha \frac{1}{1 + e^{\frac{E_k - E'_i}{kT}}} dv_x, dv_y, dv_z. \quad (1)$$

Бул аңлатпада α - константа, $E'_i = |E_{pa} - E_i|$, E_i - температураның мәниси $T = 0$ болғандағы электронлардың максималлық энергиясы. E_{pa} - потенциаллық энергия хәм E_k арқалы $\frac{1}{2}m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)$ шамасына тең кинетикалық энергия белгиленген.

OX көшериниң бағытындағы құраўшысының мәниси $v_x, v_x + dv_x$ интервалында жататуғын, ал қалған құраўшылары тезликтің ықтыярлы мәнислерине ийе болған электронлардың санын есаплау ушын (1)-формуланың оң тәрепин v_y хәм v_z бойынша $-\infty$ тен $+\infty$ ке шекем интеграллаймыз:

$$dn_{0x} = \alpha dv_x \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{1 + e^{\frac{E_k - E'_i}{kT}}} dv_y dv_z. \quad (2)$$

Эмиссия бақланатуғын температураларда металлдардан ушын шығыуға қәбилетли болған электронлар ушын $E_k - E'_i \gg kT$ теңсизлиги орынланатуғын болғанлықтан, онда $e^{\frac{E_k - E'_i}{kT}}$ шамасы бирден көп үлкен хәм жуўық түрдеги

$$\frac{1}{1 + e^{\frac{E_k - E'_i}{kT}}} \cong e^{-\frac{E_k - E'_i}{kT}} = e^{\frac{E'_i}{kT}} \cdot e^{-\frac{m}{2kT}(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}$$

²⁸ Дурысырағы Ферми-Дирак статистикасына бағынады (Аўдарыўшылар).

теңдіктерін жаза аламыз. Бұнан кейін (2)-аңдатпаны

$$dn_{0x} = \alpha \cdot e^{\frac{E'_i}{kT}} \cdot e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} dv_x \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{mv_y^2}{2kT}} dv_y \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{mv_z^2}{2kT}} dv_z$$

түрінде қайтадан жазыуға болады. Усының менен бірге

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} dx = \sqrt{\pi}$$

теңлігінің орынлануының белгилі. Бұнан

$$dn_{0x} = \alpha \cdot \frac{2\pi kT}{m} \cdot e^{\frac{E'_i}{kT}} \cdot e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} dv_x \quad (3)$$

аңдатпасына ийе боламыз.

Енді металдың бетінің бір бірлігінен ұақыт бірлігінде ұшып шығатуын электронлардың санын есептейміз. v_x құраушысының мәнісі $v_x, v_x + dv_x$ интервалының ішінде жататуын электронлардың dn_{0x} группасын қараймыз. Ұақыт бірлігінде беттің бір бірлігінен ұлтанының майдан бір бірлікке, ал бийіктігінің сан мәнісі v_x қа тең болған группаның электронлары беттен ұшып шығуға үлгері (141-сұрет, 161-параграфтағы таллаудың ұсылы менен салыстырыңыз). Бұндай электронлардың саны мынаған тең:

$$dn_x = dn_{0x} \cdot v_x.$$

Ұақыт бірлігінде, беттің бір бірлігі арқалы ұшып шығатуын электронлардың саны болған n шамасын dv_x ты v_{xa} дан $+\infty$ ке шекем интеграллау жолы менен анықтаймыз. Бұл жерде v_{xa} арқалы электронның металдан ұшып шығуы ұшын жеткілікті болған тезліктің v_x құраушысының минималлық мәнісі белгіленген. Солай етип,

$$n = \int_{v_{xa}}^{+\infty} v_x dn_{0x}. \quad (4)$$

v_{xa} шамасын мынадай пикирлерден анықтаймыз. Металдың ішіндегі потенциаллық энергия тұрақты хәм барлық орынларда E_{pa} шамасына тең (101- хәм 123-сұреттер)²⁹. Демек, электронның металдан ұшып шығуы ұшын оның тезлігінің v_x құраушысы

$$\frac{1}{2}mv_{xa}^2 = |E_{pa}|$$

теңлігін қанаатландыратуын v_{xa} шамасынан киші болмауы керек. Бұнан

$$v_{xa} = \sqrt{\frac{2|E_{pa}|}{m}}$$

теңлігіне ийе боламыз. v_{xa} ның бұл мәнісін (4)-теңлікке қойып хәм (3)-теңлікті пайдаланып

$$n = \alpha \frac{2\pi kT}{m} \cdot e^{\frac{E'_i}{kT}} \int_{\sqrt{\frac{2|E_{pa}|}{m}}}^{+\infty} e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} v_x dv_x$$

теңлігінің орынлы екенлігін табамыз. Интеграллауды орындап

$$n = \alpha \frac{2\pi k^2 T^2}{m^2} \cdot e^{-\frac{|E_{pa}| - E'_i}{kT}}$$

формуласын аламыз. Тойыныу тоғының тығызлығы i_t ұшын аңдатпаны ұшып шығатуын электронлардың саны n ди электронлардың заряды e ге көбейтуі жолы менен аламыз:

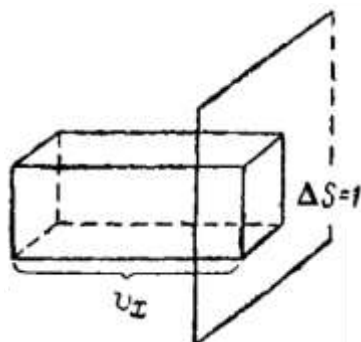
$$i_t = \alpha e \frac{2\pi k^2}{m^2} T^2 e^{-\frac{|E_{pa}| - E'_i}{kT}}.$$

Ең ақырында $|E_{pa}| - E'_i = eV_a$ теңлігінің орынлы екенлігін аңғарып (бұл теңлікте eV_a арқалы шығу жұмысы белгіленген), соңғы формуланы былайынша жазамыз:

²⁹ 101- хәм 103-сұреттердегі энергиялардың қадділерін сәулелендіретуын горизонт бағытындағы сызықтардың толық энергияға сәйкес келетуының нәзерде тұтыу керек.

$$i_t = BT^2 e^{-\frac{eV_a}{kT}}.$$

Бұл формулада B арқалы тұрақты шама белгіленген. Солай етип, Ферми тарқалыуы нызамын пайдаланып биз 172-параграфта берілген хәм дурыс екенлиги экспериментте тастыйықланатуғын тойыныу тоғының тығызлығы үшін жазылған аңлатпаға келдик.



141-сүўрет.

Беттиң майдан бирлигинен ўақыттың бир бирлигинде ушып шығатуғын электронлардың санын есаплаўға.

α тұрақтысының теориялық мәніси $\frac{2m^3}{h^3}$ шамасына тең. Бұл аңлатпада m - электронның массасы, а h - Планк тұрақтысы деп аталатуғын тұрақты. Оның мәніси $6,624 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек}$ шамасына тең.

Бұл B ның мынадай мәнісине алып келеди:

$$B = \frac{4\pi m e k^2}{h^3} = 120 \text{ а/см}^2 \cdot \text{град}^2.$$

Экспериментлер бир қатар металлар үшін $B \cong 60 \text{ а/см}^2 \cdot \text{град}^2$ шамасын, яғный еки есе киши болған шаманы береді. Бұл жағдайды былайынша түсиндириўге болады: $v_x \geq v_{xa}$ теңсизлиги орынланатуғын электронлардың барлығы металдан ушып шықпайды, олардың бир бөлими металдың бетинде шағылысады.

XVII БАП

ЭЛЕКТРОЛИТЛЕР МЕНЕН ГАЗЛЕРДЕГИ ТОҚЛАР

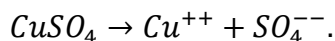
§ 174. Электродитлик өткізгішлік. Таза сұйықлықтардың көпшілігі электр тоғын жаман өткереди. Солардың ишінде, пүткіллей таза сұй, керосин, минераль майлар ғ.т.б. жүдә жаман өткізгішлер болып табылады. Бирақ дүзлардың, кислоталардың хәм силтилердің сұйдағы хәм басқа да сұйықлықтардың еритпелери тоқты жақсы өткереди. Мысалы, дистилляцияланған сұйға аз ғана ас дузын ($NaCl$) қосыў ямаса оған күкірт кислотасының (H_2SO_4) бир неше тамшысын тамызыў оны жақсы өткізгішке айландырыў ушын жеткілікті.

Бизің күрсымыздың хәр қыйлы бөлімлерінде бизге дүзлар менен кислоталардың еритпелери арқалы электр тоғының өтиўінде бұл затлардың құрамлық бөлімлеринің электродларда бөлініп шығатуғынлығын атап өтиўге тўры келди. Тоқ өткенде құрамлық бөлеклерге ыдырайтуғын өткізгішлердің усындай әўладын биз екінші әўлад өткізгішлер ямаса электродитлер деп, ал олардың өткізгішлігін электродитлик өткізгішлік деп атадық. Электродитлик өткізгішлік еритпеді ионлардың, яғнай зарядланған атомлар менен молекулалардың бар болыўының себебинен жүзеге келеди. Сыртқы электр майданының тәсирінде ионлардың қозғалысы электродиттегі тоқты пайда етеди, ал бирінші әўлад өткізгішлерде болса (металлардағы) тоқ еркин электронлардың қозғалысының салдарынан пайда болады.

Бизлер жоқарыда толығы менен таза сұйдың тоқты жүдә әззи өткеретуғынлығын көрсеткен едик. Бұл сұйдың тийкарынан нейтраль молекулалардан туратуғынлығын хәм онда сыртқы электр майданының тәсирінде қозғалып, тоқты пайда ететуғын еркин электронлар менен ямаса қандай да бир еркин зарядланған бөлекшелердің жоқ екенлігін билдиреди. Сұйда бир қатар затларды, мысалы, қантты, глицеринді ғ.т.б. ериткенде алынған еритпе де тоқты өткермейди. I томның 85-параграфында көрсетілгендей, бұл еритпелерде осмослық басым болады, оның шамасы *Вант-Гофф* формуласының жәрдемінде жақсы анықланады. Бұл затлардың молекулалары еригенде қандай да бир өзгерислерге ұшырамайды, олар нейтраль болып қала береді хәм диссоцияланбайды. Дүзлар менен кислоталардың еритпелери болса Вант-Гофф формуласының жәрдемінде есаплап алынған осмослық басымға сылыстырғанда үлкен басымды пайда етеди. Бизлер осмослық басымның аномаль үлкен басымының пайда болыўын түсіндириў ушын еритілген заттың молекулаларының бир бөлімін диссоциацияланады, яғнай бөлеклерге бөлінеди деп есаплаў керек. Соның менен бирге еритпелің өткізгіш болыўы молекуланың диссоциацияланған бөлімінің зарядланған екенлігін, яғнай ионлар болып табылатуғынлығын көрсетеди. Молекулалардың диссоциациясы сұйдағы еритпелерде айрықша үлкен. Бұл жағдай сұйдың үлкен диэлектриклик тұрақлыға ийе болыўы менен түсіндириледі ($\epsilon = 81$).

Мейли, *C* ыдысына (142-сұйрет) мыс купоросы $CuSO_4$ тиң сұйдағы еритпесі куйылған хәм оған еки электрод түсірілген болсын: *K* - көмірден хәм *A* - мыстан исленген. Электродларға *B* батареясының полюслары тутастырылған хәм мыстан исленген *A* электродына батареяның оң полюсы, ал көмірден соғылған *K* электродына терис полюс тутастырылған. Бундай жағдайда электронлар зарядланады хәм еритпедегі олардың арасында электр майданы пайда болады. Бұл майданның тәсирінде мыс купоросының молекулалары диссоциацияланғын ионлар қозғала баслайды хәм еритпе арқалы тоқ өтеди. Оң зарядланған ионлар *K* катодқа қарай қозғалады хәм олар өзинің зарядын электродқа беріп, усы электродта нейтралланған бөлекшелер түрінде бөлініп шығады. Терис ионлар *A* анодына қарай қозғала баслайды хәм сол орында айрылып шығады.

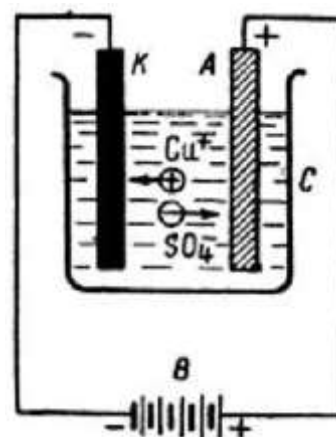
Мыс купоросының еритпесі арқалы базы бір ұақыт ишінде тоқты өткеріп, көмір катодтың қара болған бетінде қызғыш реңдегі металл мыстың пайда болғанлығын аңғарыуға болады. Бұл бизде еритпеді мыстың оң зарядланған ионлар түрінде болғанлығына исенім пайда етеді. $CuSO_4$ молекуласының диссоциацияланған бөлімі, яғни SO_4 группасының теріс ионларды пайда етіуі керек. Солай етіп, биз мынадай нәтижеге келеміз: мыс купоросының молекулалары ерігенде мыстың оң ионлары менен теріс зарядланған SO_4 ионларына диссоциацияланады екен. Оны биз былайынша жазамыз:



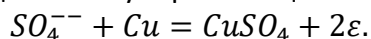
+ + хәм — — қос белгилері бұл жағдайда ионлардың екі зарядлық екенлігін, яғни екі электронын жоғалтыудың ямаса екі артық электронды қосып алыудың нәтижесінде пайда болатындығын аңғартады.

142-сүрет.

Мыс купоросының еритпесіндегі электролиттік өткізгішлігіндегі Cu^{++} хәм SO_4^{--} ионларының қозғалыстары.



Мыстың Cu^{++} оң ионлары катодқа қарай қозғалады хәм сол жерде олар мыс атомлары түрінде бөлігіп шығады. SO_4^{--} теріс ионлары анодқа қарай қозғалады. Егер бұл анод мыстан исленген болса (биз қарап атырған мысалда анодты арнайы түрде мыстан исленген деп болжадық), онда анодта нейтралланған SO_4^{--} ионлары мыс пенен химиялық реакцияға кириседі хәм қайтадан мыс купоросының молекулаларын пайда етеді:



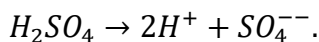
Бұл формулада e арқалы анодқа өткен электронды аңғартады.

Мыс купоросының қайтадан пайда болған молекулалары еритпеге өтеді. Нәтижеде мыс купоросының еритпедігі мұғдары өзгеріссіз қалады; катодта мыс бөлініп шығады, ал анодтағы мыс SO_4^{--} ионлары менен реакцияға кирисіп, еритпеге өтеді.

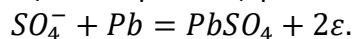
Бұл мысалдан тән алыу керек: ол бирінші тәрептен электролиттің өткізгішлігінің еріген заттың молекуласының диссоциациясының салдарынан пайда болған ионлардың қозғалысының салдарынан пайда болатындығын, екінші тәрептен электродларда еріген заттардың құрамдық бөлімлерінің бөлініп шығуының шарт емес екенлігін билдиреді. Электрліздің ең ақырғы нәтижесі ионлардың ажыралып шығуын орынларда болып өтетұғын химиялық реакциялардан ғарезлі. Бұл реакцияларды *екінші реакциялар* деп атайды хәм оларды есапқа алмай электролиттік диссоциация процессін айқынластырудың мүмкіншілігі болмайды. Көрніп тұрғанындай, екінші реакциялардың характери тек еритпенің тәбияты бойынша ғана емес, ал электродлар соғылған материалдан да ғарезлі.

Электродларды сайлап алыуға байланысты бір еритпенің электролизінің нәтижелерінің хәр қыйлы болуы мүмкін. Мысал ретінде H_2SO_4 күкірт кислотасының сұйдағы еритпесінің электролизін қараймыз. Күкірт кислотасының молекулалары водородтың оң ионлары H^+ менен теріс SO_4^{--} ионларына диссоциацияланады. SO_4^{--}

ионларының заряды сан мәнісі бойынша бір водородтың ионының зарядынан екі есе үлкен. Биз бұл жағдайды былайынша жазамыз:

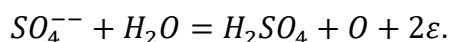


Дәслеп күкірт кислотасының еритпесіне қорғасын электродлар түсірілген деп болжайық. Бұндай жағдайда катод болып хызмет ететұғын электродта газ тәрізлі водород бөлініп шығады. Анодта болса SO_4^{--} ионы бөлініп шыға бастайды және ол катодтың материалы менен химиялық реакцияға кірісіп қорғасынның сульфидін пайда етеді:



Еритпедегі күкірт кислотасының мұғдары кемейе бастайды, электролиздің нәтижесінде күкірт кислотасының ыдырайтын аламыз.

Енді күкірт кислотасының тап сол еритпесін алып, платинадан соғылған электродлар болған жағдайды қараймыз. Бұл жағдайда бұрынғыдай, катодта газ тәрізлі водород бөлініп шығады. Анодта бөлініп шығатұғын SO_4^{--} иондары болса платина менен химиялық реакцияға кіріспейді, ал су менен реакцияға кіріседі. Бұл реакция мына түрде өтеді:

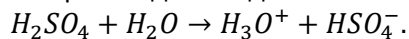


Демек, бұл жағдайда қайтадан күкірт кислотасы пайда болады, ал анодтың қасында газ тәрізлі кислород бөлініп шығады. Ақырғы есепте биз мынаған ийе боламыз: еритпедегі күкірт кислотасының мұғдары өзгеріссіз қалады; электродлардың қасында газ тәрізлі водород пенен кислород бөлініп шығады. Соның менен бірге анодта бөлініп шыққан әрбір бір кислород атомы үшін катодта екі водород атомы бөлініп шығады. Демек, суың бір молекуласы бір кислород атомына және екі водород атомына бөлінеді екен. Солай етіп, күкірт кислотасының электролизінің барысында жүзеге келетұғын екінші реакциялардың нәтижесінде су ыдырайды, ал күкірт кислотасының өзі қайтадан тікленген болып шығады.

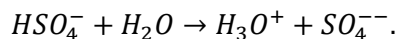
Бұл және басқа да жағдайларды таллап, металлар менен водородтың барлық ұақытта оң иондарды пайда ететұғынлығын көреміз. Оларды катиондар деп атайды. Молекулалардың басқа бөлімдері (радикалдар, галогендер ғ.т.б.) теріс иондарды пайда етеді (аниондарды).

Ғақықатында, диссоциация процессі тексте баянланған жағдайларға салыстырғанда құрамалы болған характерге ийе. Себебі иондар суың молекулалары менен тәсірлеседі. Мысалы, суыдағы етітпеде водородтың оң ионы H^+ (еркін протон) еркін халда қалмайды, ал суың молекуласы менен биригіп H_3O^+ ионын пайда етеді (гидроксоний ионы). Оң иондар гидратацияға да ұшырайды (су молекулалары менен бирикпе), мысалы мыстың дузлары ерігенде $Cu(H_2O)_4^{++}$ группалары ғ.т.б. пайда болады.

Су еритпелеріндегі диссоциация процессінің өзін диссоциацияланатұғын молекула менен суың молекуласының арасындағы өз-ара тәсірлесіудің нәтижесі деп қарауға болады. Мысалы, H_2SO_4 күкірт кислотасының H_2O су молекуласы менен диссоциациясының нәтижесінде H_3O^+ және HSO_4^- иондары пайда болады:



Бұнан кейін, молекулалық HSO_4^- ионы су менен реакцияға кірісіп, екі зарядлы SO_4^{--} ионының пайда болуына алып келеді:



Әдеттегі тең салмақтық халында еритпеде SO_4^{--} иондары да, HSO_4^- иондары да бар және соның менен бірге екіншілері біріншілеріне салыстырғанда әдейі көп ұшырасады. Бірақ, электролиздің және екінші реакциялардың ең ақырғы нәтижесі тийкары тексте көрсетілгендей болады.

§ 175. Фарадей ызамлары. Электролиттік өткізгішлік ызамлары 1836-жылы эксперименталлық жолдар менен М.Фарадей тәрәпинен ашылды. Бұндай ызамлардың

саны екеу.

Фарадейдің бірінші нызамы электродта бөлиніп шыққан заттың мұғдары, тоқтың күші және тоқтың электролит арқалы өткен уақыты арасындағы байланысқа тийіс. Бұл нызам мынадай әпидайы мәніске ие: электродта бөлиніп шыққан заттың массасы M тоқтың күші I ге және тоқ өткен уақыт t ға пропорционал:

$$M = kIt. \quad (1)$$

Бұл аңлатпада k арқалы бөлиніп шыққан затқа және электролиттің құрамына ғарезли болған пропорционаллық коэффициенті белгіленген.

Тоқтың күші болған I шамасының уақыт t ға көбеймеси электролит арқалы өткен электр зарядларының мұғдары Q ға тең:

$$It = Q.$$

Буннан Фарадейдің бірінші нызамына мынадай түр беріуге болады:

$$M = kQ, \quad (1a)$$

яғнай, бөлиніп шыққан заттың мұғдары M электролит арқалы өткен электр зарядларының мұғдарына тууы пропорционал. k коэффициенті бөлиніп шыққан заттың электрохимиялық эквиваленті деп атайды.

$Q = 1$ теңлігі орынланатуғын жағдайда

$$M = k$$

теңлігіне ие боламыз. Демек, электрохимиялық эквивалент сан мәнісі бойынша электролит арқалы зарядтың бір бірлігі өткенде бөлиніп шығатуғын заттың мұғдарына тең.

Фарадейдің екінші нызамы электрохимиялық эквивалент k ның анықлайды.

Фарадейдің екінші нызамын келтіріп шығармастын бұрын затлардың базы бір химиялық характеристикаларын еске түсіреміз. Элементтің химиялық эквиваленті деп сан мәнісі бойынша химиялық бирикпелерде водородтың 1,0078 граммын алмастыратуғын граммларда аңлатылатуғын берілген элементтің массасына тең өлшем бірлігіне ие болмаған шамаға айтады.

Элементтің валентлігі деп химиялық бирикпеде берілген элементтің бір атомын алмастыратуғын водород атомларының санына айтады. A арқалы элементтің атомлық салмағын, ал n арқалы оның валентлігін белгілеп, химиялық эквиваленттің A/n шамасына тең екенлігін көреміз. Егер биз элементтің A/n граммын алатуғын болсақ, онда бұл элементтің мұғдары бір грамм-эквивалентті құрайды.

Фарадейдің екінші нызамының мәнісі элементлердің k электрохимиялық эквивалентінің олардың химиялық эквивалентлеріне пропорционал екенлігінен ибарат:

$$k = C \frac{A}{n}. \quad (2)$$

Бұл аңлатпада C - барлық элементлер үшін бірдей болған пропорционаллық коэффициенті. Әдетте C коэффициентінің орнына оған кері болған

$$\frac{1}{F} = C$$

шамасын алатуғын болсақ, онда Фарадейдің екінші нызамы мынадай түрге ие болады:

$$k = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{n}. \quad (2a)$$

F шамасын Фарадей саны деп атайды. (2a) формуладағы электрохимиялық эквивалент k ның мәнісін Фарадейдің бірінші нызамының аңлатпасын (1)-теңлікке қойсақ, Фарадейдің екі нызамын бириктіретуғын формуланы аламыз:

$$M = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{n} Q. \quad (3a)$$

Буннан, егер заттың бір грамм-эквиваленті бөлиніп шығатуғын болса, яғнай сан

мәнісі бойынша A/n шамасына тең болған заттың массасы M бөлиніп шығатуғын болса, онда Q шамасының сан мәнісі F ке тең болуы керек.

Солай етип, *Фарадей саны F сан мәнісі бойынша заттың бір грамм-эквивалентінің бөлиніп шығуы үшін керек болған электр зарядының мұғдары Q ға тең.*

Электрохимиялық эквиваленттерді өлшеуі Фарадей саны F үшін мынадай мәнісі береді:

$$F = 96494 \frac{\text{кулон}}{\text{грамм} \cdot \text{эквивалент}}.$$

Электронлық теорияны дөреткенде Фарадейдің нызамлары айрықша орынды ийеледі. (3)-формуладан қалеген заттың бір грамм-эквивалентін ажыратып алуы үшін электролит арқалы белгили мұғдардағы электр зарядының, атап айтқанда сан мәнісі Фарадей саны F ке тең болған электр зарядларының өтуі керек. Грамм-эквиваленттеги атомлардың саны N' элементтің валентлиги n нен ғәрезли хәм

$$N' = \frac{N}{n}$$

шамасына тең болатуғынлығы көринип тұр. Бұл теңликте N - Авогадро саны. Солай етип, хәр бир граммның бөлиніп шығуы элемент арқалы

$$q = \frac{F}{N'} = \frac{F}{N} \cdot n \quad (4)$$

мұғдарындағы электр зарядының өтуі менен байланысly. Электролиттердің өткізгилігінің ионлық теориясы бойынша электролит арқалы тоқтың өтуі ионлардың орын алмастыруына алып келинеді. Буннан (4)-формуладан хәр бир элементтің ионының элементтің валентлиги n ге пропорционал болған q зарядына ийе болатуғынлығы келип шығады.

Ионның ең киши заряды e бир валентли ионның ($n = 1$) зарядына сәйкес келеді:

$$e = \frac{F}{N}. \quad (5)$$

Элементтің валентлиги пүтин n саны менен аңғартылатуғын болғанлықтан, қалеген ион тәрәпинен алып жүрилетуғын зарядтың мұғдары q дың

$$q = ne$$

теңлигінің жәрдемінде анықланатуғынлығы келип шығады. Демек, ионның заряды пүтин сан еселенген ең киши болған e шамасына тең болады екен. Солай етип, Фарадейдің нызамы заттың атомлық теориясы менен биргеликте электрдің атомлық құрылысы хәққындағы көз-қарасқа алып келеді. Бундай жуымақ 1881-жылы Гельмгольц хәм Стоней менен бир ұақытта хәм бир биринен ғәрезсиз түрде исленді. Заттың хәр бир атомы e элементар зарядына пүтин сан еселенген зарядты жоғалта ямаса қосып ала алады. Бундай элементар e зарядының электронның заряды екенлиги айқын көринип тұр. Егер атом (ямаса молекула) бир ямаса бир неше электронын жоғалтатуғын болса, онда оң зарядланған ион пайда болады. Егер атом (ямаса молекула) өзине бир ямаса бир неше артық электронды қосып алатуғын болса, онда терис ион пайда болады.

Электролитлик диссоциацияда водород хәм силтили металлар (литий, натрий, калий х.т.б.) бир валентли оң ионларды пайда ететуғын болғанлықтан, олар бир электронын жоғалтқан атомлар болып табылады. Цинк пенен мыс өзлеринің сульфатларының (ZnSO_4 хәм CuSO_4) диссоциациясында еки валентли оң ионларды пайда етеді, яғный олар еки электрон жетпейтуғын атомлар болып табылады.

Cl , Br , I бир валентли терис ионларды пайда етеді - олардың атомлары бир бирден артық электроныларды тутып алады.

Бир элементтің өзі хәр қыйлы валентликке ийе бола алады. Усыған сәйкес хәр қыйлы зарядларға ийе ионлар да пайда болады. Мысалы, еки валентли темирдің дузларының

диссоциациясында пайда болатуғын темирдің оң ионы еки электронын жоғалтқан темир атомы, ал, темирдің үш валентли дузларының диссоциациясының салдарынан пайда болған темирдің оң ионы үш электронын жоғалтқан темир атомы болып табылады.

(5)-қатнас Фарадей сыны F хәм Авагадро саны N бойынша электронның зарядын анықлауға мүмкіншилик береді. Авагадро саны N ди $N = 6,023 \times 10^{23}$ моль⁻¹ шамасына тең деп болжап,

$$e = \frac{F}{N} = \frac{96494}{6,023 \cdot 10^{23}} \text{ К} = 1,601 \cdot 10^{-19} \text{ К} = 4,803 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE}$$

шамасын аламыз. Бұл электронның зарядының ұақытлары қабыл етилген мәніси болып табылады. Бирақ Авагадро саны N ди эксперименталлық анықлау ұсылларының электронның зарядын тиккелей өлшеу ұсылларына салыстырғанда дәллігинің төмен екенлігине байланысly (5)-теңлик Фарадей саны F пенен электронның заряды e бойынша Авагадро саны N ди анықлау ұшын қолланылады.

§ 176. Электролитлик диссоциация. 174-параграфта көрсетилип өтилгениндей, электролитлик өткізгішлик ерийтуғын затлардың молекулаларының диссоциациясының салдарынан еритпедегі ионлардың бар болуының салдарынан жүзеге келеді. Молекулалар еритпеді ериткиштиң молекулалары менен өз-ара тәсірлесіудің тәсірінде диссоциацияланады. Диссоциацияның дәрежесі еріген заттың молекулаларының тәбиятынан да, ериткиштиң молекулаларының тәбиятынан да ғәрезли. Егер зат ериткиш сыпатында пайдаланылатуғын болса, онда ұсы заттың диэлектриклик тұрақлысы менен оның диссоциацияны пайда ете алуы қәбилетлігі арасында параллелизм бар: ериткиштиң диэлектриклик тұрақлысы қаншама үлкен болса, онда ол жоқары дәрежелі диссоциацияны пайда ете алады.

Диссоциацияның дәрежесінің характеристикасы ұшын диссоциация коэффициенті α шамасын қарау ұшын киргизеді. Еритпенің көлемінің бір бирлігінде еріген заттың n_0 дана молекуласы бар болсын. Олардың ишінде

$$n'_0 = \alpha n_0$$

молекула ионларға диссоциацияланған, ал

$$n''_0 = n_0 - \alpha n_0 = (1 - \alpha)n_0$$

молекула диссоциацияланбаған. Диссоциация коэффициенті α еритпедегі молекулалардың диссоциациялануы дәрежесін көрсетеді, егер

$$\alpha = 1$$

теңлігі орынланатуғын болса, онда молекулалардың барлығы диссоциацияланған, ал егер

$$\alpha = 0,$$

теңлігі орынлататуғын болса, онда диссоциация болмаған.

Диссоциацияның берілген дәрежесінде биз молекулалардың ионласуы менен ионлардың нейтраль атомларға айланыуы (*молизация*) процессі арасындағы тең салмақтық пенен ис алып барамыз. Ұақыт бирлігіндегі диссоциацияланатуғын молекулалардың саны бар болған молекулалардың санына пропорционал. Демек, ұақыт бирлігінде көлем бирлігінде пайда болатуғын ионлардың жупларының санын

$$\Delta n'_0 = \beta \cdot (1 - \alpha)n_0 \quad (1)$$

шамасына тең деп болжауға болады. Бұл теңлікте β - пропорционаллық коэффициенті. Молекуланың пайда болуы ұшын еки белгіге ийе ионлардың керек болатуғынлығына байланысly, қайтадан тикленетуғын молекулалардың саны оң ионлардың санына да, теріс ионлардың санына да пропорционал. Хәр бир белгіге ийе ионлардың көлем бирлігіндегі саны αn_0 шамасына тең болғанлықтан, көлем бирлігінде ұақыттың бир бирлігіндегі қайтадан тикленетуғын ионлардың жупларының санын

$$\Delta n''_0 = \gamma \cdot \alpha n_0 \cdot \alpha n_0 = \gamma \alpha^2 n_0^2 \quad (2)$$

шамасына тең деп есаплайға болады. Бул теңдикте γ - пропорционаллық коэффициенті. Ионизация процесси менен молизация процессиниң арасындағы тең салмақлық шәртиниң жаңадан пайда болатуғын ионлардың санының қайтадан қосылатуғын ионлардың жұбының санына тең болыуы керек екенлиги өз-өзинен түсиникли, яғный

$$\Delta n'_0 = \Delta n''_0$$

теңлигиниң орынлы болыуы керек. Буннан, (1)- хәм (2)-теңликлер бойынша

$$\Delta n''_0 = \gamma \cdot \alpha n_0 \cdot \alpha n_0 = \gamma \alpha^2 n_0^2$$

теңликлерине ийе боламыз хәм усы теңликлердиң тийкарында

$$\frac{1 - \alpha}{\alpha^2} = \frac{\gamma}{\beta} \cdot n_0 \quad (3)$$

формуласын аламыз. Бул формула диссоциация коэффициенті α ны көлем бирлигиндеги ериген молекулалардың саны n_0 менен байланыстырады.

Коэффициентлердиң γ/β қатнасы n_0 ден ғәрезли емес, ал еритпениң тәбиятынан хәм усы еритпе тұрған шараятлардан (температурадан) ғәрезли.

(3)-формула еритпедегі молекулалардың диссоциациясының дәрежеси ҳаққында базы бир жуўмақларға келиўге мүмкиншилик береді. Дәслеп, еритпени жүдә әззи (суйық) деп болжаймыз, яғный көлем бирлигиндеги ериген заттың молекулаларының саны нолге жақын: $n_0 \cong 0$, бундай жағдайда жуўық түрдеги

$$\alpha \cong 1$$

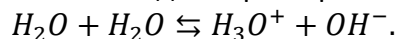
теңлигин аламыз, яғный әззи еритпелерде α ның мәниси бирге жақын. Бул барлық молекулалардың диссоциацияланғанлығын билдиреди.

Керисинше, егер бир диссоциацияның дәрежеси киши деп болжасақ, онда (3)-теңликтеги бөлимдеги α коэффициентин бирге салыстырғанда есапқа алмайға болады. Бундай жағдайда

$$\alpha = \sqrt{\frac{\gamma}{\beta}} \cdot \frac{1}{\sqrt{n_0}} \quad (3a)$$

теңлигине ийе боламыз хәм диссоциацияның дәрежесиниң көлем бирлигиндеги ериген заттың молекулаларының санының квадрат коренине кери пропорционал екенлигин көремиз ямаса, басқа сөзлер менен айтқанда, еритпениң концентрациясының квадрат коренине кери пропорционал.

Диссоциация коэффициентиниң мәнисин еритпениң электр өткізгішлиги бойынша анықлаўға болады (178-параграфқа қараңыз); α шамасы еритпениң тәбияты менен концентрациясына байланысly бирден киши болған хәр қыйлы мәнислерге ийе болады. Мысалы, KCl ушын 0,0001 моль/л шамасына тең концентрацияда $\alpha = 0,993$ шамасы алынады, ал концентрация 1 моль/л шамасына тең болса, онда $\alpha = 0,757$ теңлиги алынады. Таза сұй да диссоциацияланған, бирақ жүдә төмен дәрежеде. Сұй оң H^+ ионларына және гидроскилдиң терис OH^- ионларына диссоциацияланады. H^+ оң ионлары сұй менен биригип H_3O^+ ионларының пайда болыуына алып келеди. Сонлықтан диссоциация процессиниң барлығы мынадай характерге ийе болады:



Жүдә таза сұй ушын α ның мәниси жуўық түрде $1,7 \cdot 10^9$ шамасына тең хәм α ниң усы мәнисине H^+ ионларының шама менен 1 литрге 10^{-7} моли сәйкес келеди. Бундай жағдайда 1 см³ сұйды шама менен $6 \cdot 10^{12}$ дана H^+ ионларының хәм тап сондай шамадағы OH^- гидроксилдиң ионларының бар болатуғынлығын аңсат есаплап шығарыўға болады.

Электрохимияда хәр қыйлы еритпелердеги H^+ ионларының концентрацияларын анықлаў әхмийетли орынды ийелейди. 1 литрдеги моллерде аңғартылатуғын бул концентрация $[H^+]$ арқалы белгиленеди. Усы $[H^+]$ шамасынан алынған онлық логарифмди pH символының

жәрдеминде белгиленеди:

$$pH = \lg[H^+].$$

Сұй ұшын $[H^+] = 10^{-7}$ хәм, ұсыған сәйкес, $pH = -\lg 10^{-7} = 7$. $pH < 7$ теңсизлиги орынланатуғын орталықты ашшы, ал, $pH > 7$ теңсизлиги орынланатуғын орталықларды силтили деп атайды.

§ 177. Еритпедегі ионлардың энергиясы. Потенциаллардың контактлық айырмасы қубылысын қарап, биз электронлардың металдың ишинде сыртындағы ерки электронға салыстырғанда киши потенциаллық энергияға ийе болатуғынлығын көрдик. Металдан электронды айырып алыу ұшын белгили бир жұмыстың ислениуи керек. Тап сол сыяқлы, еритпениң ишиндеги ион базы бир белгили потенциаллық энергияға ийе болады. Еритпедегі ионның энергиясы хаққындағы мәселени биз дәслепп макроскопиялық көз-қарастан қараймыз. Биз бослықта жайласқан радиусы r болған q шамасындағы заряд пенен зарядланған шарға ийемиз деп болжайық. Оның энергиясын мынаған тең (138-параграфқа қараңыз):

$$E_p = \frac{q^2}{2r}.$$

Диэлектриклик тұрақлысы ϵ ге тең болған диэлектриктің ишинде орныластырылған тап сондай шар

$$E'_p = \frac{q^2}{2\epsilon r} \quad (1)$$

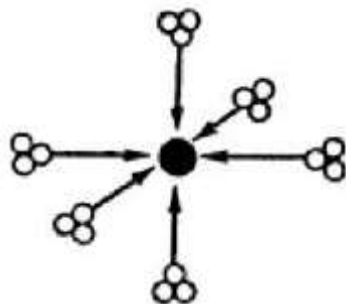
энергиясына ийе болады.

Егер еритпедегі ионды диэлекрик орталыққа жайластырылған заряды q ға тең болған тап сондай шар деп қарасақ, онда оның потенциаллық энергиясы (1)-формула менен аңғартылады. Бул ионды еритпеден бослыққа алып шығыу ұшын потенциаллық энергиялардың айырмасына тең болған жұмысты ислеу керек:

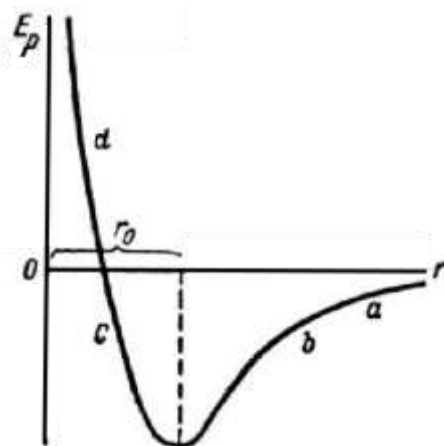
$$A = E_p - E'_p = \frac{q^2}{2r} \left(1 - \frac{1}{\epsilon}\right). \quad (2)$$

Ионның радиусы шама менен $2 \cdot 10^{-8}$ см ге тең деп есаплап, A жұмысының жууық түрде 3 эв шамасына тең екенлигине көз жеткеремиз.

Еритпедегі ионның энергиясын дәлирек анықлау ұшын оның өзін қоршап тұрған молекулалар менен өз-ара тәсирлесіуін қарау керек.



143-сұррет. Ионды қоршап тұрған сұй молекулалары.



144-сұррет. E_p потенциаллық энергияның r қашықтығынан ғәрезлиги.

Ериткиш сыпатында ең көп ұшырасатуғын сұй поляр үш атомлы молекулалардан тұрады. Басқалардан алыста тұрған ионды аламыз хәм оған симметриялы түрде алты тәрептен сұйдың нейтраль атомын жақынластырамыз (143-сұррет). Электр майданының тәсиринде ионның зарядының белгисинен ғәрезсиз оған сұйдың поляр молекулалары тартылады. Себеби олар барлық ўақытта ионның зарядына өзиниң қарама-қарсы белгиге ийе заряды менен бурылады. Ион менен молекуланың бир бири менен тәсирлесіуине сәйкес келетуғын потенциаллық энергияның шамасы молекулалардың ионларға жақынласыуы менен кемейеди хәм 144-сұрреттеги db иймеклигиниң

төменге қараған бөлими менен көрсетиледи. Поляр молекулалар менен ионның арасындағы қашықтық r киши болғанда тартысыу күши ийтерисиу күши менен алмасады хәм потенциаллық энергияның шамасы үлкейе баслайды (144-сүүреттеги cd иймеклигиниң бир бөлими). Ион менен молекуланың арасындағы қашықтықтың белгили болған мәнисине потенциаллық энергияның минимумы хәм ионның дөгерегиндеги молекулалардың орнықты аўхалы сәйкес келеди. Ионға алты молекуланы жақынластырыудың орнына оның этирапында қалыңлығы еки-үш молекуланың сызықты өлшемлериндей болған қабықтың пайда болыуы ушын жеткилики болған молекулалардың алты группасын жақынластырыуға болады. Бундай жағдайдағы потенциаллық энергияның иймеклиги де 144-сүүретте көрсетилген, бирақ тереңирек минимумлы иймекликтей болады. Молекулаларды буннан кейин де қосыу потенциаллық иймекликти күшли өзгертпейди, себеби ионның дөгерегиндеги майданның кернеулиги қашықтыққа байланыссы тез кемейеди. Жеткилики сандағы молекулаларды қосыу жолы менен биз сұйықтықтың ишинде тамшыны аламыз. Солай етип, ионды еритпеге киргизгендеги энергиясының өзгериси 144-сүүретте көрсетилген потенциаллық энергияның иймеклигиниң тереңлиги менен бериледи. Ериткиштиң ишиндеги ионның потенциаллық энергиясын (1)-формуланың жәрдемінде көрсетиуге болады. Тек ғана ϵ ниң мәниси ериткиштиң макроскопиялық жоллар менен анықланған диэлектриклик тұрақтысының мәнисинен бир қанша өзгеше болады.

Жүдә әззи ериткиште ионлардың өз-ара тәсирлесиуйин есапқа алыудың кереги болмайды (бизлер оны есапқа алмадық). Хәр бир ион ериткиштиң қоңсылас молекулалары менен ғана тәсирлеседи. Нәтийжеде ион менен ериткиштиң молекулаларының арасындағы өз-ара тәсирлесиудың салдарынан сольват деп аталатуғын комплекс пайда болады хәм бундай комплекслер таза ериткиште қозғалады.

Жүдә әззи болмаған еритпелерде ионлардың өз-ара тәсирлесиуйин есапқа алыу керек. Барлық ионлар сан мәниси бойынша бирдей зарядларға ийе деп болжайық. Белгили бир ионды қарайық. Оның менен оннан r_i қашықтығында жайласқан ион менен тәсирлесиуге сәйкес келетуғын потенциаллық энергия $q_i^2/\epsilon r_i$ шамасына тең. Егер ионлардың екеуйиниң белгилери бирдей болса, онда потенциаллық энергияның белгиси оң, ал ионлардың зарядлары хәр қыйлы белгилерге ийе болса, онда потенциаллық энергияның мәниси терис. Бир ионның оны қоршап тұрған барлық ионлар менен өз-ара тәсирлесиуйине сәйкес келетуғын потенциаллық энергия $q_i \sum \frac{q_i}{\epsilon r_i}$ шамасына тең. Хәр қыйлы белгиге ийе болған q_i зарядлары бар болған жағдайда бул сумманың ағзалары да хәр қыйлы белгилерге ийе болады хәм сумманың шамасы үлкен болмайды. Егер берилген ионның этирапында бирдей сандағы оң хәм терис ионлар бар болса, онда потенциаллық энергияның шамасы нолге тең болған хәм олар бир биринен орташа бирдей қашықтықларда жайласқан болар еди. Бундай жағдайда ионның потенциаллық энергиясы оның этирапында басқа ионлар болмаған жағдайдағыдай мәнислерге ийе болады. Бирақ, шын мәнисінде басқашарақ жағдай орын алады. Жыллылық қозғалысларының салдарынан хәр бир ион еритпениң өзін қоршаған молекулалары менен соқлығысады хәм, гейпара жағдайларда басқа ионларға жақынласады. Зарядлары бирдей белгиге ийе болған ионлардың ийтерисиуйи олардың жақынласыуына қарсылық жасайды, ал белгилери хәр қыйлы болған ионлардың арасындағы тартылыс күшлери олардың бир бири менен жақынласыуына алып келеди. Усының салдарынан оң ионға жақын орынларда терис ионлар, ал терис ионлардың этирапында оң ионлар жайласады. Хәр бир ион қарама-қарсы белгиге ийе болған ионлардың булты менен қоршалғандай аўхалда болады.

Ионлық кристаллардың пәнжересінде (мысалы ас дузы кристаллында) хәм бир оң ион алты терис ион, ал хәр бир терис ион алты оң ион менен қоршалған. Солай етип, еритпедеге ионлардың тарқалыуы сұйықтықтағы нейтрал атомлардың тарқалыуы менен кристаллық пәнжереледеги ионлардың тәртиплескен тарқалыуының аралығында болады. Буннан еритпедеге ионлардың жыйнағының ионлық кристаллық пәнжереледеги жағдайға ұқсас энергияның запасына ийе болатуғынлығы келип шығады. Демек, басқа да ионлары бар еритпеден ионды алып шығыу ушын исленген жұмыстың шамасы таза еритпеден сол ионды алып шығыу ушын исленген жұмыстан үлкен болады. Бирақ бул қосымша жұмыстың шамасы (2)-формуланың жәрдемінде алынатуғын энергияның шамасынан жүдә үлкен емес.

Ионның қоршаған орталық пенен тәсирлесиу күшлери тек электростатикалық характерге ийе болмайды. Бул жағдай хәр қыйлы затлардың арасындағы (мысалы, еки металдың арасындағы

ямаса металл менен электролиттің арасындағы) потенциалдардың секиріулерін анықлағанда жүдә абайлы болыұды талап етеди. Мысалы, егер биз металл менен электролиттің арасындағы бир рет металдан электролитке бир электронды, екінші рет ионды алып өткендегі потенциалдың секиріуін анықлайтуғын болсақ, онда потенциалдың секиріуі үшін хәр қыйлы мәніслерди аламыз. Бир бирлік зарядты бир ноқаттан екінші ноқатқа көшіргенде электростатикалық потенциалдардың айырмасын жұмыстың аңлатпасы бойынша тек қоршаған орталық пенен электростатикалық тәсірлесіу күшлеринен басқа хеш қандай күшлер менен тәсір етпейтуғын бир бирлік идеал ноқатлық зарядты көшірген жағдай үшін ғана анықланыуы мүмкін. Қандай да бир хақыйқый зарядты көшіргенде (электронды, ионды) электростатикалық өз-ара тәсірлесіу күшлери менен бир қатарда алып өтилетуғын бөлекшелердің әуладына хәм бир бири менен шегараласатуғын затлардың түрлерине байланыслы күшлирек ямаса әззирек күшлердің де пайда болыуы мүмкін (мысалы, квантлық механикада қаралатуғын "алмасыу күшлери"). Бундай жағдайда хақыйқый зарядланған бөлекшениң орнын алмасыуда исленген жұмыстың шамасы бойынша потенциаллар айырмасының шамасын анықлау тек потенциаллары анықланатуғын еки ноқат бир орталықта жайласқан жағдайда ғана әмелге асырылады. Егер ноқатлар хәр қыйлы орталықларда жатқан болса, қандай бөлекшениң орын алмастыратуғынына байланыслы хәр қыйлы мәніслердің алыныуы мүмкін.

§ 178. Электролиттік өткізгіштік теориясы. Сыртқы электр майданы болмаған жағдайда электролитте ионлар жыллылық қозғалысларына қатнасады хәм ұсыған байланыслы, қосынды тоқтың шамасы нолге тең. Майдан бар болған жағдайда оң ионлар u_+ қосымша тезлигине, ал теріс ионлар оған қарама-қарсы бағытта u_- қосымша тезлигине ийе болады. Тәртіпсіз болған жыллылық қозғалысларына ионлардың көшірмели тезлиги қосылады хәм еритпеде белгили бағыттағы зарядлардың алып жүрилиуі, яғнай электр тоғы пайда болады.

Металлардың электр өткізгішлігін қарағанымызда (161-параграф) бизлер электронға майданның оның еркин жүріу жолының ұзынлығындағы тәсірін қарадық. Ұсының менен бирге биз металдың кристаллық пәнжересинің түлғасын пайда ететуғын ионлар менен соқлығысқанда сыртқы майданның тәсірінде алынатұғын қосымша тезликти толық жоғалтады деп есапладық. Ал электролиттеги ионлардың қозғалысын биз макроскопиялық жақтан қараймыз; биз электролиттеги ионға еки күш тәсір етеди деп есаплаймыз: биріншиси электрлік qE күши (q арқалы ионның заряды, E арқалы электр майданының кернеулігі белгиленген) хәм орталықтың қарсылық күши. Бундай көз-қарастың дурыс екенлігі ионлардың электронларға салыстырғанда ири хәм ериткиштің молекулалары менен тығыз қоршалғанлығы менен дәлилленеди. Көпшилик жағдайларда ионларға "нейтраль молекулалар жабысқан", сонлықтан сыртқы E майданының тәсірінде сольват деп аталатуғын толық комплекс қозғалады.

Ионлардың қозғалысларының тезліклерінде сүйкеліс күшлеринің шамасы тезликке пропорционал хәм сол сүйкеліс күшлеринің бағыты ионның қозғалыу бағытына қарама-қарсы деп есаплауға болады. Солай етип, оң ионға тәсір ететуғын сүйкеліс күшін $-k_+u_+$ шамасына тең деп есаплауға болады, бұл жерде k_+ арқалы сүйкеліс коэффициенті белгиленген. Оң ионның массасын m_+ арқалы, ал оның тезлениуін ω_+ арқалы белгилеп оң ионның бағытланған қозғалысы үшін мынадай түрдегі теңлемени жаза аламыз:

$$m_+\omega_+ = qE - k_+u_+. \quad (1)$$

Бұл теңleme киши тезліклерде qE электр күшлеринің үлкен орынды ийелетуғынлығын, солардың тәсірінде ионның u_+ тезлигинің үлкейетуғынлығын көрсетеди. Бирақ, u_+ тезлигинің үлкейіуі менен k_+u_+ сүйкеліс күши де үлкейеди хәм ўақыттың базы бир моментінде (1)-теңліктің оң тәрепи нолге тең болатуғын шамаға жетеди:

$$qE - k_+u_+ = 0;$$

бұндай жағдайда ω_+ тезлениуі де нолге айналады хәм тезлик

$$u_+ = \frac{qE}{k_+} \quad (2)$$

шамасына тең тұрақлы мәниске ийе болады.

Буннан биз ионның қәлиплескен бағытланған қозғалысының тезлиги болған u_+ шамасының электр майданының кернеулиги E ге түүры пропорционал екенлигин көремиз.

Тап сондай қатнасты терис ионның тезлиги u_- ушын да аламыз:

$$u_- = \frac{qE}{k_-} \quad (2a)$$

Бұл теңликте k_- — терис ион ушын сүйкеліс коэффициенті.

Электролиттеги тоқ еки белгиге ийе ионлардың қозғалысынан пайда болады; хәр бир белгиге ийе болған ионлардың көлем бирлигиндеги саны an_0 ; демек, оң ионлардың майданның бағытында, ал терис ионлардың майданға қарама-қарсы бағыттағы қозғалысларынан пайда болған тоқлардың қосындысы мынаған тең:

$$i = i_+ + i_- = qan_0u_+ + qan_0u_- = qan_0(u_+ + u_-). \quad (3)$$

Бұл теңликте q арқалы ионлардың хәр қайсысы тәрепинен алып жүрилетуғын заряд белгиленген.

η эквивалент концентрация деп еритпениң көлеминиң бир бирлигине сәйкес келетуғын ериген заттың грамм-эквивалентиниң санын атаймыз. Бұндай жағдайда $\eta = \frac{n_0}{N'}$. Бұл қатнаста n_0 - бир бирлик көлемдеги ериген заттың молекулаларының саны, ал N' - грамм-эквиваленттеги молекулалардың саны. qn_0 көбеймесин N' шамасына көбейтип хәм бөлип, $qn_0 = qN' \cdot \frac{n_0}{N'}$ теңлигине ийе боламыз. Бирақ, айтылғанлар бойынша, $\frac{n_0}{N'} = \eta$, ал $qN' = F$. Бұл теңликте F - Фарадей саны. Буннан

$$qn_0 = \eta F$$

теңлигине ийе боламыз. qn_0 диң тул мәнисин (3)-аңлатпаға қойып

$$i = F\eta\alpha(u_+ + u_-)$$

теңлигин ямаса бұл аңлатпаға ионлардың u_+ хәм u_- тезликлериниң орнына олардың (2)-хәм (2a)-теңликтери бойынша мәнислерин қойсақ

$$i = F\eta\alpha\left(\frac{q}{k_+} + \frac{q}{k_-}\right)E \quad (4)$$

формуласына ийе боламыз.

Майданның кернеулиги $E = 1$ болған жағдай ушын сан мәниси бойынша ионлардың тезликлерине таң болған q/k_+ хәм q/k_- қатнастары *ионлардың қозғалғышлығы* деп аталады. Оларды u_+^0 хәм u_-^0 арқалы белгилеймиз. Бұндай жағдайда (4)-теңликти былайынша көширип жазыўға болады:

$$i = F\eta\alpha(u_+^0 + u_-^0)E. \quad (4a)$$

Берилген еритпе ушын $F\eta\alpha(u_+^0 + u_-^0)$ шамасы тұрақлы. Ом нызамы бойынша тоқтың тығызлығы $i = \sigma E$ шамасына тең болғанлықтан, (4a) теңлиги электролиттик өткізгішлік ушын Ом нызамын аңғартады. Электролит ушын электр өткізгішлік коэффициентиниң мәниси

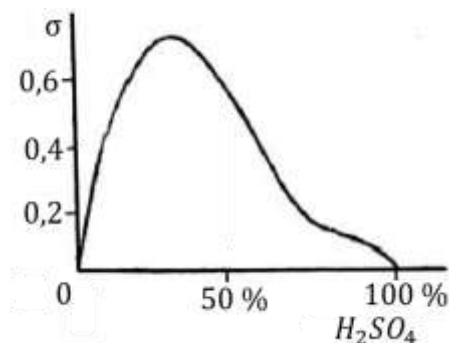
$$\sigma = F\eta\alpha(u_+^0 + u_-^0) \quad (5)$$

шамасына тең болып шығады. (5)-қатнас электролиттиң электр өткізгішлигиниң диссоциация коэффициенті α ға хәм ионлардың қозғалмалылықтарының қосындысы болған $(u_+^0 + u_-^0)$ шамасына пропорционал екен.

Диссоциация коэффициенті α еритпениң концентрациясынан ғәрезли. Сонлықтан, (5)-формула менен аңғартылатуғын α ның η дан ғәрезлиги қурамалы характерге ийе болады. Таза ериткиш ушын электр өткізгішлік нолге тең ($\sigma = 0$), себеби концентрация η нолге тең. Буннан кейин, η ның үлкейиуі менен электр өткізгішлік үлкейеди хәм базы бир

максимумға жетеді. Концентрациясы үлкен еритпелер үшін σ қайтадан кишірейеді, себеби диссоциация дәрежесі α кишірейеді. 145-сұйықта σ ның күкірт кислотасының сұйықтағы еритпесінің концентрациясынан ғәрезлиги келтирилген.

145-сұйық.
Күкірт кислотасының сұйықтағы еритпесі
үшін электр өткізгішлік σ ның
еритпесінің концентрациясынан ғәрезлиги.



σ/η шамасы эквивалент электр өткізгішлік деп аталады. Оны Λ арқылы аңлатамыз. Бұндай жағдайда (5)-аңлатпа бойынша

$$\Lambda = F\alpha(u_+^0 + u_-^0). \quad (6)$$

теңлигине ийе боламыз. Фарадей саны F тұрақты шама болып табылады, берілген электролит үшін ионлардың қозғалғышларының қосындысы болған $u_+^0 + u_-^0$ шамасы да тұрақты шама. Сонлықтан, (6)-формула бойынша

$$\Lambda = C\alpha. \quad (6a)$$

теңлигине аламыз. Бұл теңлікте C - тұрақты сан. Солай етип, эквивалент электр өткізгішлік диссоциация коэффициенті α ға пропорционал. Жүдә әззи еритпе үшін $\alpha = 1$ хәм бұндай жағдайда $\Lambda = C$, яғный жүдә әззи еритпе үшін эквивалент электр өткізгішлік концентрациядан ғәрезли болмай қалады. Эквивалент электр өткізгішліктің бұл тұрақты мәнісін Λ_∞ арқылы белгилейміз. Бұндай жағдайда (6a) формуладан

$$\alpha = \frac{\Lambda}{\Lambda_\infty}$$

қатнасына ийе боламыз. Бұннан диссоциация коэффициенті α ның берілген концентрациядағы хәм жүдә әззи концентрациядағы эквивалент электр өткізгішліклердің қатнасы бойынша анықланатуғынлығы келип шығады.

Λ_∞ шамасының мәнісін ионлардың қозғалмалылықтарының қосындысы менен тиккелей байланыссы. Хәқыйқатында да, (6)-теңлемеден

$$\Lambda_\infty = F(u_+^0 + u_-^0)$$

теңлигін аламыз. Бұннан жүдә әззи концентрациядағы эквивалент концентрацияны анықлап ионлардың қозғалмалылықтарының қосындысын табыўға болады.

Ионлардың қозғалмалылықтарының өзлерін анықлаў үшін u_+^0/u_-^0 қатнасын да анықлаў жеткиликли. Бұл қатнасты төмендегидей есаплаўдың жәрдемінде анықлаўға болады. Көлем бирлигиндегі хәр бир белгиге ийе ионлардың саны n_0 ди электролиттің барлық бөлімлері үшін бірдей деп есапладық. Бирақ, ионлардың хәр қыйлы қозғалмалылықтарының болыўынан олардың саны катодтың қасында хәм анодтың қасында ўақыттың өтиўі менен өзгереді.

Мейли, диссоциация толық болатуғындай дәрежеде ($\alpha = 1$) еритпе соншама әззи болсын. Бұндай жағдайда көлем бирлигиндегі жуп ионлардың саны n_0' көлем бирлигиндегі ериген заттың молекулаларының саны n_0 ге тең. Бұндай жағдайда катодтың қасында көлем бирлигинде n_0 оң ион болды (хәм соншама терис ионлар болды). Тоқтың өтиўі менен оң ионлар катодқа келе баслайды, ал терис ионлар оннан кете баслайды. Катодқа жаңадан келип атырған оң ионлар онда бөлинип шығады хәм оларды есапқа

алыўдың кереги болмайды. Ал терис зарядланған ионларға келсек, онда t ўақытының ишинде катодқа тийип тұрған көлемнің ҳәр бир бирлигинен $n_0 u_- t$ дана ион кетеди. Усының салдарынан тап соншама оң ионлар жуптың ишине кирмей қалады хәм катодта бөлинип шығады.

Солай етип, t ўақытының ишинде катодтың қасындағы ионлардың жупларының саны $n_0 u_- t$ шамасына киширейеди хәм

$$n_{0t}^{(K)} = n_0 - n_0 u_- t = n_0 (1 - u_- t)$$

шамасына тең болады. Демек, t ўақыты ишинде катодтың қасындағы ионлардың жупларының саны мынадай қатнаста өзгереді:

$$\frac{n_{0t}^{(K)}}{n_0} = 1 - u_- t. \quad (7)$$

Тап усындай жоллар менен t ўақытының ишинде анодтың қасындағы ионлардың жуплары мынадай қатнаста өзгериске ушырайды

$$\frac{n_{0t}^{(A)}}{n_0} = 1 - u_+ t. \quad (7a)$$

Бизиң болжаўымыз бойынша диссоциация толық, сонлықтан көлем бирлигиндеги ионлардың жұбының саны көлем бирлигиндеги ериген молекулалардың санына тең, ал бул сан эквивалент концентрация η ға тең. Буннан (7)-теңлик бойынша

$$\frac{\eta_t^{(K)}}{\eta_0} = 1 - u_- t \quad (8)$$

теңлигине ийе боламыз. Бул теңликте $\eta_t^{(K)}$ арқалы электролиз басланғаннан кейин t ўақыт өткеннен кейинги катодтың қасындағы эквивалентлик концентрацияның мәніси, ал η_0 арқалы эквивалентлик концентрацияның басланғыш мәніси. Соның менен бир қатарда (7a) дан

$$\frac{\eta_t^{(A)}}{\eta_0} = 1 - u_+ t \quad (8a)$$

теңлиги келип шығады. Бул теңликте $\eta_t^{(A)}$ — электролиз басланғаннан t ўақыт өткеннен кейинги анодтың қасындағы эквивалент концентрацияның мәніси.

(8)- хәм (8a)-қатнастарынан мынаны аламыз

$$\frac{u_+}{u_-} = \frac{\eta_0 - \eta_t^{(A)}}{\eta_0 - \eta_t^{(K)}}.$$

Ионлардың қозғалғышлықлары u_+^0 хәм u_-^0 олардың тезликлерине пропорционал, сонлықтан

$$\frac{u_+}{u_-} = \frac{\eta_0 - \eta_t^{(A)}}{\eta_0 - \eta_t^{(K)}} \quad (9)$$

қатнасына ийе боламыз. (9)-теңликтен электролиздің салдарынан электродлардың қасындағы еритпелердің концентрациясының төменлеў дәрежесин изертлеп, ионлардың қозғалғышлықларының қатнастарын табыўға болады екен. (5)- хәм (9)-формуларды пайдаланып, ионлардың қозғалғышлықларының өзлериниң мәніслерин де табыўға болады.

Базы бир ионлар ушын u_+^0 хәм u_-^0 қозғалғышлықларының мәніслери VII кестеде келтирилген.

VII кестеде келтирилген мағлыўматлардан майданның кернеўлигиниң жетисиў мүмкин болған мәніслеринде (E ниң шамасы 1 см де бир неше вольт) ионлардың тезликлериниң жүдә киши екенлиги хәм бир секундтағы сантиметрдің бир неше мыңнан биринен аспайтуғынлығы көринип тұр. Концентрацияланған еритпелердеги ионлардың

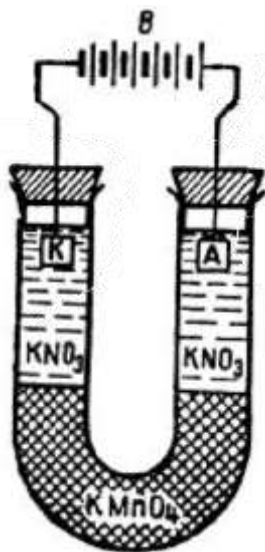
қозғалғышлығының сұйық еритпелердегиге салыстырғанда киши. Концентрацияланған еритпелердеги сыртқы майданға салыстырғанда басқа ионлардың пайда еткен майданларын есапқа алмауға болмайды.

VII кесте

Ионлардың қозғалғышлықтары
($\text{см}^2/\text{сек} \cdot \text{В}$ лердеги)

Ионлар	u^0
H	0,003263
K	0,000669
Na	0,000450
OH	0,001802
Cl	0,000677
NO_3	0,000639

Ионлардың қозғалыстарын боялған еритпелерди пайда ететуғын ионларды пайдаланыу жолы менен тиккелей бақылауға болады. K хәм A арқалы белгиленген платина электродлары орналастырылған U -тәризли трубкаға бирдей болған тығызлықтағы хәр қыйлы болған еки еритпени қуяды: төменине интенсивли фиолет реңге ийе калий перманганаты ($KMnO_4$), ал жоқарысына реңсиз калий нитраты (KNO_3) еритпеси. Трубка арқалы тоқ өткерилгенде MnO_4 ионының боялған еритпесиниң шегарасы анодқа қарай сезилерликтей жылысады.



146-сүүрет.

Ионлардың қозғалғышлығын үйрениудің
усылы.

§ 179. Электродлардың поляризациясы. Қандай да бир электролитке бирдей болған еки металл электрод түсірилген болсын (мысалы, мыс купоросының сұйдағы еритпесине еки платина электрод түсірилген). Бундай комбинацияның нолден өзгеше болған э.қ.күшин бермейтуғынлығын биз жоқарыда айттық; нолге тең болмаған э.қ.күши электродқа хәр қыйлы болған биринши әулад өткизгилерин салғанда орын алады.

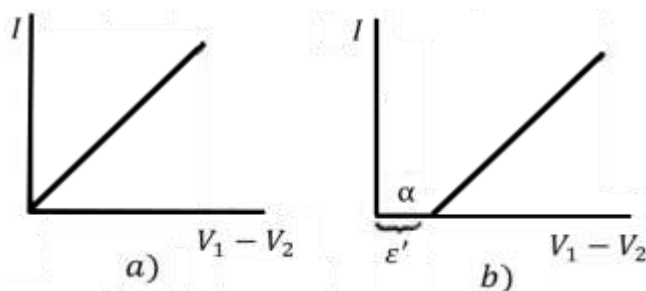
Бирақ, биз платина электродлар орналастырылған мыс купоросының еритпесинен тоқ өткеремиз. Оның ушын электродларды э.қ.күшиниң қандай да бир сыртқы дерегине, мысалы, гальваникалық элементке тутастырыуымыз керек. Бундай жағдайда катодтың хызметин атқаратуғын пластинка электродта мыс, ал анодта болса SO_4^{2-} ионлары бөлинип шығады; бул ион сұй менен химиялық реакцияға кириседи хәм ұсы реакцияның салдарынан күкирт кислотасы (H_2SO_4) пайда болады хәм электродтың қасында кислород бөлинип шығады.

Нәтиьжеде электродлардың симметриясы бузылады: олардың бири мыстың қатламы, ал екіншиси кислород пленкасы менен қаптанған болып шығады. Енди еритпеген батырылған электродлар бирдей болмайды хәм өзиниң э.қ.күшине ийе болған гальваникалық элементти пайда етеди. Бундай элементти *поляризацияланған элемент* деп атайды.

Егер оны сыртқы деректен ажыратсақ хәм қандай да бир қарсылық пенен туйықласақ, онда жаңадан пайда болған элемент тоқты береди. Кери тәртіпте өтетұғын химиялық реакциялардың салдарынан электродлардың симметриясы тикленгенше (яғный элемент разрядланғанша) тоқтың өтиуи даўам етеди.

Электродлардың материаллары бирдей болған жағдайда еритпелердиң электролизиниң салдарынан дәслепки симметрияның бузылыуы барлық ўақытта да орын алады. Бундай жағдайдағы электродлардың өзгерисин *электродлардың поляризациясы*, ал пайда болған э.қ.күшин *поляризациялық э.қ.күши* деп атайды. Хәқыйқатында, поляризация барлық ўақытта жоқарыда көрсетилгендей болып қайтымлы түрде өте бермейди: элементтиң разрядынан кейин дәслепки халдың толық қайта тикленбеген болыуы мүмкин.

Поляризациялық э.қ.күшиниң бар болыуы бир қатар әхмийетли жуўмақларға алып келеди.



147-сүүрет.

I тоқ күшиниң потенциаллар айырмасынан ғәрезлиги: a – биринши әўлад өткизгиши ушын, b – екінши әўлад өткизгиши ушын (электролит ушын).

Бириншиден, биз электролитлер ушын Ом нызамын қандай түрде пайдаланыўға болатуғынлығы хәққындағы мәселени қарай аламыз.

Биринши әўлад өткизгиши арқалы I тоғы өткенде өткизгиштиң ушларындағы $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасы хәм оның қарсылығы R Ом нызамы бойынша былайынша байланысқан:

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R}. \quad (1)$$

Сонлықтан, тоқ күшиниң потенциаллар айырмасынан ғәрезлиги графикте координаталардың басынан өтетұғын туйырының жәрдемінде сүүретленеди (147а сүүрет).

Электролит арқалы тоқ өткенде электродлардың арасындағы потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ (бизлер оларды бирдей заттан исленген деп болжаймыз) тек биринши моментте IR көбеймесине тең болады, электродлардың поляризациясының нәтиьжесінде базы бир ўақыт өткеннен кейин бурынғы I тоғын ұслап тұрыў ушын

$$V_1 - V_2 = IR + \varepsilon' \quad (2)$$

потенциаллар айырмасын түсириўге туйыры келеди. Усы жағдайға сәйкес, I тоқ күшиниң $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасынан ғәрезлиги

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R} = \frac{\varepsilon'}{R} \quad (3)$$

қатнасының жәрдемінде бериледи, яғный бул ғәрезлик (1)-Ом нызамындағыдай координата басы арқалы өтетұғын емес, ал абсцисса көшерин координатасы ε' шамасына тең болған ноқат арқалы өтетұғын туйыры сызықлық жәрдемінде көрсетиледи (147б сүүрет).

(2)-теңлікке сәйкес, электролит арқалы t уақыты ишінде өткен тоқ

$$A = I(V_1 - V_2)t = I^2Rt + \mathcal{E}'It \quad (4)$$

жұмысын истейді. Бірақ I^2Rt электролитте бөлініп шыққан жыллылық Q болып табылады. Бұнан

$$A = Q + \mathcal{E}'It \quad (5)$$

теңлігін аламыз, яғни жыллылық үшін кететінін Q жыллылығы менен бір қатарда электролизде және $A' = \mathcal{E}'It$ шамасына тең қосымша жұмыс та орынланады екен.

Электр тоғы электролиттің ыдырауына алып келмейді. Ерітіндіні зат ерітінді процессінде ионларға диссоциацияланады. Тоқ өткенде тек электродтағы ионлардың ажыралып шығуы ғана жүзеге келеді. Бірақ, біз 164-параграфта электролитке батырылған өткізгіш пенен электролиттің арасында потенциаллар айырмасының пайда болуын көрдік. Усының нәтижесінде электролиттің қасындағы ионларға электр күштері тәсір етеді. Электродта ажыралып шығу үшін, ионлардың базы бір потенциаллық барьер арқалы өтуі керек. $A' = \mathcal{E}'It$ жұмысы ұсы потенциаллық барьер арқалы өту үшін жұмсалады. Қарсылық R дің шамасы дым киші етіп алса, онда Ленц-Джоуллық $Q = I^2Rt$ жыллылығының бөлініп шығуы үшін иленетінін жұмыстың шамасын қалегенше киші етіп алуға болады (оның үшін үлкен электродларды алу хәм оларды бір бирине жүдә жақын жайластыру керек). Бірақ, A' жұмысынан қашып қутылуға болмайды: оның мәнісі электролиттің құрамы хәм электродлар иленген заттан ғарезли. Егер электродлардың поляризация қайтымлы болуын болса, онда $\mathcal{E}'$ шамасының мәнісі поляризациялық э.қ.күшінің шамасының мәнісіне тең болады. Бірақ, көпшілік жағдайларда оның мәнісі үлкен. Электродта берілген ионлардың ажыралып шығуы процессінің баслануы үшін "артық кернеудің" болуы керек. Бұл артық кернеудің мәнісі вольттің бір неше оннан бирине жетеді. Мысалы,, күкірт кислотасының сұйдағы ерітпесінің электролизінің баслануы үшін электродтағы потенциаллар айырмасының 1,22 вольтке тең болуы талап етіледі; ал, хақықатында, таза платина электродларын пайдаланғанда (бұл жағдайда сұйдың ыдырауына алып келетінін) электролиз процессі тек 1,64 вольт болған жағдайда ғана басланады.

Берілген ионлардың ажыралып шығуы баслануын электродлардағы потенциаллар айырмасы ажыралып шығу потенциалы деп аталады. Хәр қыйлы ионлар үшін ажыралып шығу потенциалының хәр қыйлы болуы бірдей белгиге ийе болған ионлар бар ерітпеден (мысалы, Cu^{+} хәм Zn^{+} ионлары) бір сорттағы ионларды ажыратып алуға мүмкіншілік береді. Бұл жағдай электролиздің техникалық қолланылуында таза металларды алу үшін әхмийетли орынды ийелейді.

Бұл параграфта қаралатуын электродлардың поляризациясынан жүзеге келетінін екінші нәтиже гальваникалық элементтердің э.қ.күшінің олардың жұмысы басланғаннан кейінгі төменлеуі болып табылады. Гальваникалық элементті сыртқы қарсылық пенен туйықлағанда ұсы қарсылық арқалы тоқ өтеді хәм электролиттің ыдырауы орын алады. Усының нәтижесінде электродлар поляризацияланады хәм элементтің ең дәслепки $\mathcal{E}$ э.қ.күшін кишірейтетінін поляризациялық э.қ.күші пайда болады. Усының менен бирге, элементте болып өтетінін өзгерістер оның ишкі қарсылығын арттырады. Мысалы, электродлардың бирінде водородтың көбіктері пайда болғанда элементтің ишкі қарсылығы күшлі үлкейеді.

Поляризациялық э.қ.күшінің зыянлы тәсірінен қутылу үшін гальваникалық элемент ақырғы есепта электродлардың поляризациясы болмауын бирінші хәм екінші әулад өткізгіштерінің комбинациясынан тұруы керек. Даниэль элементінде бұл жағдай мыс хәм цинк пластинкаларының бір биринен ишінде геуекліктер бар дийуал менен ажыратылған хәр қыйлы ерітпелерде жайластыру жолы менен әмелге асырылады (104-сүррет). Усының нәтижесінде, элемент жұмыс илеп тұрған уақытта тек цинк

пластинкасының ериуі және мыстың мыс пластинкасының үстінде барып отырыуы ғана орын алады. Ал бұндай өзгерістер пластинкалардың өздерінде өзгерістердің болуына алып келмейді. Бірақ, ишінде геуек орындар бар дийәл арқалы еритпелердің сапастыруы мүмкін болмаған диффузиясы Даниэль элементінің жұмыс іслеу уақытын шектейді және оны әмелій жақтан ұтымлы емес дүзіліске айландырады.

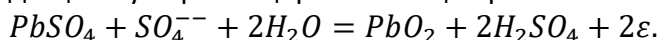
Лекланше элементінде катодтың қасында бөлініп шығатуғын водород марганец перекиси менен реакцияға кіріседі. Усының салдарынан көмір электродтың поляризациясы орын алмайды.

Нормаль элементтің салыстырмалы құрамалы дүзілісі (167-параграф), ондағы электродлар менен электролиттердің комбинациясында поляризация іс жүзінде орын алмайды. Нормаль элементтің жұмыс ілеуінің барысында электр қозғаушы күші уақыттың өтуі менен өзгеріске ұшырамайды.

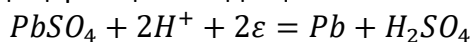
§ 180. Электролиздің техникалық қолланылуы. 1. Аккумуляторлар. 179-параграфта көргеніміздей, тоқтың өтуінің салдарынан электролитке түсірілген екі бірдей металл электродтың поляризациялануының және гальваникалық элементті пайда етуінің көрдік. Пайда болған гальваникалық элементтің өзі базы бір уақыттың ишінде тоқтың дерегі болып хызмет ете алады. Солай етіп, бірдей болған екі бірінші әулад өткізгіштен және екінші әулад өткізгіштен (электролиттен) системаны пайда ету жолы менен біз аккумуляторды, яғни электр энергиясын толай алатуғын әсбапты ала аламыз.

Бірақ, аккумулятордың бақалы болып шығуы үшін оның екі шартты қанаатландыруы керек: а) электродлардың поляризациясының орнықты болуы керек, б) аккумуляторда болып өтуі процесслердің қайтымлы болуы керек. Бірінші шарт тоқ алынбаған уақытта аккумулятордың өзінен өзі разрядланбауы үшін зәрүрлі; екіншісі оның бұннан былай ілеуі үшін жарамсыз болып қалуына алып келетуінің өзгерістердің болмауы үшін керек.

Бірінші техникалық аккумулятор күкірт кислотасының (H_2SO_4) сұйдағы еритпесіндегі екі қорғасын пластинкадан ібарат. Қорғасын пластинкалар күкірт кислотасы менен химиялық реакцияға кірісіп, олардың беті қорғасын сульфатының ($PbSO_4$) қатламы менен қапланады. Аккумулятор арқалы сыртқы деректен тоқты өткергенде (*аккумулятордың зарядлануы*) мына формула бойынша SO_4^{--} теріс ионлары анодқа қарай қозғалады және сульфатты қорғасынның перекисіне айландырады:



Оң водород ионлары катодқа қарай қозғалады және



формуласы бойынша сульфатты қайтадан тиклейді.

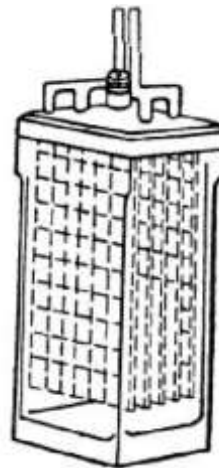
Солай етіп, электродлардың арасындағы симметрия бұзылады: біреуі қорғасыннан, ал екіншісі қорғасынның перекисінен тұрады. Бұндай аккумулятор "зарядланған", ол тоқтың дерегі болып хызмет ете алатуғын гальваникалық элементтің хызметін атқара алады.

Сыртқы шынжырға "тоқ беріп", *аккумулятор разрядланады*, ондағы процесслер кері бағытта өтеді. Разрядлануының ақырында пластинкалардың екеуі де қорғасын сульфатының бірдей қатламы менен қапланады және аккумулятордың э.қ.күші нолге шекем төменлейді.

Біз жоқарыда тәрійіплеген аккумулятордағы болып өтуі химиялық реакциялар тек пластинкалардың бетлерін ғана өз ішіне алатуғын болғанлықтан, онда топланған энергияның мұғдары көп емес және сонлықтан бұндай аккумулятор ұтымлы емес. Аккумулятор тез разрядланады. *Аккумулятордың сыйымлығын*, яғни онда топланған энергияның мұғдарын үлкейту үшін хәр қыйлы ұсыллар қолланылады. Хәзіргі заман

қорғасын аккумуляторларында (148-сүрет) оң электродтың бети бир неше рет алдын-ала зарядлау және разрядлау жолы менен жұмсалтылған (қалыпестирілген) қабырға тәрізлі қорғасын пластинкасынан тұрады. Теріс электрод бөлімлері қорғасынның окисі пастасы менен толтырылған тор түріне иіе. Зарядлау процессінде қорғасынның окисі қорғасынға өтеді. Бұндай аккумулятордың э.қ.күші дәслеп 2,1 вольтке шекем көтеріледі, кейін ұзақ ұақыт дауамында тұрақлы болып қалады және зарядлаудың ақырында 2,7 вольтке шекем тез көтеріледі. Бұннан кейін электродлардағы химиялық реакциялар тоқтайды, оларда газ көбиклерінің көп сандағы ажыралып шығыуы басланады: аккумуляторды "қайнап атыр" деп айтады. Ұсындай жағдайда аккумуляторды зарядлауды тоқтатады. Разрядланыуда процесслер кері бағытта өтеді: дәслеп э.қ.күштің шамасы 2,7 вольттен 2,1 вольтке шекем тез төменлейді және бұннан кейін ұзақ ұақыт тұрақлы болып қалады. Разрядланыудың ақырында э.қ.күшінің шамасы және төменлейді. Әдетте разрядланыуды 1,85 вольттен төменге түсірмейді, себебі күшлі разрядланыудың ақыбетінде қайтымлы болмаған қорғасын сульфатының пайда болыуы процессі жүреді. Ұсының нәтижесінде аккумулятор бұзылады.

148-сүрет.
Қорғасын аккумулятор.



Аккумулятордың сыйымлығы деп оның э.қ.күшінің 2,7 вольттен 1,85 вольтке шекем кемейіу барысындағы разрядланыуында беретұғын электр зарядларының мұғдарына айтады. Бұл сыйымлық әдетте *ампер-саатларды* өлшенеді (1 ампер-саат = 3600 кулон).

Аккумулятордың пайдалы тәсір коэффициенті деп оның разрядланыуында қайтып беретұғын энергияның мұғдарының зарядлауда жұмсалған энергияға қатнасына тең. Ұазіргі ұақытлардағы қорғасын аккумуляторларының пайдалы тәсір коэффициенті 80% ке жетеді³⁰.

Техникалық талаптарға мұуапық, аккумуляторларды анау ямаса мынау өлшемлердегі батареяларға тұтастырады. Ұлкен аккумуляторлардың сыйымлығы жүзлеген және мыңлаған ампер-сааттарға, ал э.қ.күшінің шамасы жүзлеген вольтке жетеді. Аккумуляторлардың техникада қолланылыуының түрлері жүдә көп.

Ұазіргі ұақытлары қорғасынлы аккумуляторлар менен бир қатарда силтили *темир-никель аккумуляторлары* да қолланылады. Олардың катоды болып ишінде майда кұысылықлары бар темир пластинка хызмет етеді. Анод никель окисінің гидратынан $[Ni(OH)_3]$ тұрады. Силтінің (KOH) еритпесі электролит болып табылады. Темир-никель аккумуляторлардың э.қ.күші $\mathcal{E} = 1,45$ в; олардың пайдалы тәсір коэффициенті

³⁰ Ұазіргі ұақытлары пайдаланылып атырған қорғасын аккумуляторларының пайдалы тәсір коэффициентінің шамасы 80-90 (зарядлау-разрядлау тоғы бойынша процентке, ал энергиясы бойынша 70-80 процентке жетеді (Аударыушылар).

қорғасынлы аккумуляторлардың пайдалы тасир коэффициентинен киши хәм 60 проценттен артпайды. Бирақ, олар қорғасын аккумуляторлардан жеңил, оларды эксплуатациялау аңсат хәм қысқа уақытлардың ишинде үлкен тоқларға шыдам бере алады (разрядка тоқларының үлкен мәнислеринде қорғасын аккумуляторлар бузылады).

2. Электрометаллургия. Metallургияда электролизди ҳәр қыйлы мақсетлерде пайдаланады. Алюминий менен таза мысты электролитлик алыу кең түрде тарқалған.

Руданы балқытқанда алынатуғын мыс әдетте күкиртли CuS хәм Cu_2S бирикпелерине ийе болады. Бундай мыстан анодларды соғады, ал электролит хызметин күкирт кислотасының еритпеси атқарады. Бундай жағдайда электролитте жүдә таза мыс бөлинип шығады (бундай мысты "электролитлик мыс" деп атайды).

Хәзирги заман техникасында пайдаланылатуғын алюминийди оның балқытылған дузларынан толығы менен электролиздың жәрдемінде алады. Электролит сыпатында балқытылған фторлы алюминийдің қос дузы хәм глинозём қосылған натрий хызмет етеди³¹. Электродлар сыпатында көмирден исленген пластиналарды қолланады. Дуз тоқ өткенде бөлинип шығатуғын жыллылықтың есабынан балқыған халда болады. Алюминий шығаратуғын заводлар арзан электр энергиясының дереклери болған гидроэлектростанциялардың қасында жайласады. Алюминийдің дузларының электролизи болып өтетуғын ванналар арқалы онлаған мың ампер тоқты өткереді.

Электролитлик жоллар менен магний, натрий хәм басқа да силтили металлар өндириледі.

3. Гальванопластика. 1837-жылы Петербург илимлер академиямының академиги Б.С.Якоби мыстан жасалған рельефлик жуқа қатламлы предметлерди алыу ушын биринши болып электролизди пайдаланды; Якоби тәрәпинен ойлап атылған процесс гальванопластинка атамасына ийе болды. Дәслеп бул объектиң мумнан ямаса басқа түрдеги пластик материалдан таярланған хәм оған электр өткізгішлик қәсийетин пайда етиу ушын графит қатламы менен қапланған моделин таярлап алады. Бул модель мыс купоросының электролизиндеги катодтың хызметин атқарады. Ал анод сыпатында мыс пластинка қолланылады. Бундай жағдайда моделде қалыңлығы электролиздің қанша уақыт дауам еткенлигине ғәрезли болған мыс пластинкасы отырады. Пайда болған планка кейин моделден айырып алынады.

Электролизди бир материалдан исленген предметтиң бетине басқа материалдың (металдың) қатламын отырғызыу ушын да пайдаланылады. Мысалы, электролитлик усылдың жәрдемінде никеллеу кеңнен қолланылады Гальванопластика китаптар менен басқа да баспа басылымларындағы сүүретлерди пайда етиу ушын клише таярлау техникасында үлкен әхмийетке ийе.

4. Жуқа изоляциялаушы бетлерди алыу. Алюминий катод сыпатында хызмет ететуғын жағдайда бор силтисиниң еритпесиндеги алюминий хәм қорғасын электродлары арқалы тоқ өтеди. Егер алюминий анод болса, онда ол окистиң жүдә жуқа болған қатламы менен қапланады хәм өтип атырған тоқтың шамасы нолге шекем төмендейди. Пайда болған пленца 40 В потенциаллар айырмасына төтепки бере алады.

Бундай изоляциялаушы пленкаларды алыудың мүмкиншилиги әмелде еки бағдарда пайдаланылады: бириншиден өзгермели тоқларды туурылау (237-параграфқа қараңыз) хәм, екиншиден, үлкен сыйымлыққа ийе болған конденсаторларды алыу ушын. Соңғы жағдайда алюминийдің жуқа жапырақларының арасына алдын-ала электролит сиңдирилген қағазды қояды. Тоқтың өтиуиниң барысында алюминий жапырақлардың бири жуқа изоляциялаушы пленка менен қапланады хәм соның нәтийжесинде жапырақ

³¹ Көпшилик жағдайларда алюминийди алыу ушын ең дәслепки шийки зат сыпатында қурамында 50 – 60% глинозём болған боксит (Al_2O_3) хызмет етеди.

электролит пенен биргеликте конденсаторды пайда етеди. Изоляциялайтуғын пленканың қалыңлығының жүде киши болыуына байланысly конденсатордың сыйымлығы жүде үлкен болады. Усындай электролитлик конденсаторлардың сыйымлығы үлкен болмаған өлшемлерде де 10^{-2} ф шамасына жетеди.

§ 181. Қатты денелердің электролитлик өткізгішлігі. Дузлардың молекулалары тек еригенде ғана емес, ал балқығанда да диссоциацияланады. Буннан алдыңғы параграфта алюминийдің, магнийдің, натрийдің хәм басқа да металлдардың балқытылған дузларының санаатта үлкен масштабларда қолланылатуғынлығын көрдик. Усындай балқытылған дузлардың электролитлик өткізгішлігі еритпелердің өткізгішлігінен хеш қандай айырмаға ийе емес. Бирақ, қатты халдағы дузлар да электролитлик өткізгішлікке ийе. Бундай жағдайда электролитлик өткізгішли тән болған мысал сыпатында тас дузын көрсетиуіге болады.

Тас дузының кристаллары ионлық кристаллық пәнжерениң үлгиси болып табылатуғынлығы белгили (I томдағы 87-параграфқа қараңыз). Натрийдің оң ионлары менен хлордың терис ионлары кублық пәнжерениң түйинлерінде жайласқан. Әдеттеги температураларда тас дузы жақсы изолятор болып табылады. Бирақ, жоқары температураларда, 600°C температурадан баслап ол еле қатты болып қалып, сезилерликтей электр өткізгішлікке ийе болады (тас дузының балқыу температурасы 780°C). Тас дузының кристаллының қарама-қарсы қапталларынан өткізитуғын металл пластинкалары менен қаплап, оларға потенциаллар айырмасын түсирип хәм кристалды қыздырғыштың жәрдемінде қыздырып, кристалл арқалы тоқтың өтиуін бақлауға болады. Тап сондай өткізгішлікке галогенлик-гүмислик дузлар, хлорлы қорғасын хәм басқа да кристаллар ийе.

П. И. Лукирский, С. А. Щукарев хәм О. Н. Трапезниковалар тас дузының қатты кристаллары арқалы тоқ өткенде Фарадей ызыамының орынланатуғынлығын көрсетти. Бул өткізгішліктің электролитлик характерге ийе екенлигинің тууыран-тууыры дәлили болып табылады.

Қатты кристалдың электролитлик өткізгішлігі әдетте оның қыйрауына алып келеди. Мысалы, қызған тас дузының электролизінде катодтың қасында көзге фиолет реңли сабақлардай (дендритлер деп аталатуғын) болып көринетуғын хәм кристалға терең киретуғын натрий ажыралып шығады.

Кристаллардың электр өткізгішлігі температура менен өседи. Потенциаллар айырмасы үлкен болғанда тоқтың кескин түрде өсиуіне алып келетуғын *тесиу* орын алады³². Тесиу кристалға тиккелей күшли электр майданының тәсирінде (шама менен 10^6 в/см болған), соның менен бирге кристалдың ишиндеги жергиликли қызыудың есабынан жүзеге келиуі мүмкин; соңғы жағдайда жыллылық тесиуі атамасына ийе. Жыллылық тесиуі қубылысының теориясы совет алымлары Н.Н.Семенов хәм В.А.Фок тәрeпинен дөретилди.

Сыртқы электр майданының тәсирінде кристаллық пәнжере арқалы ионлардың қозғалысының механизми ұсы ұақытлрға шекем толық анықланбаған. Ең әпиұайы гипотезаның мәниси мынадан ибарат: жоқары температураларда ионлардың тең салмақлық орнының әтирапындағы тербелислеринің амплитудалары соншама үлкен болып, сыртқы майданның электрлик күшлери тәрeпинен пайда етилген күшлердің тәсирінде айырым ионлар гейпара ұақытлары өзинің қоңсылары менен орын алмастыра алады. Бирақ, екінши тәрeптен қәлеген хәқыйқый кристалдың идеаллық үзликсиз пәнжереден әдеуир айырмасының бар екенлигин нәзерде тутыу керек. Кристалдың ишинде көп санлы микроскопиялық жарықлар хәм пәнжерениң басқа да бузақлықлары

³² Рус тилиндеги "пробой" сөзи "тесиу" сөзи менен алмастырылған (Аударыушылар).

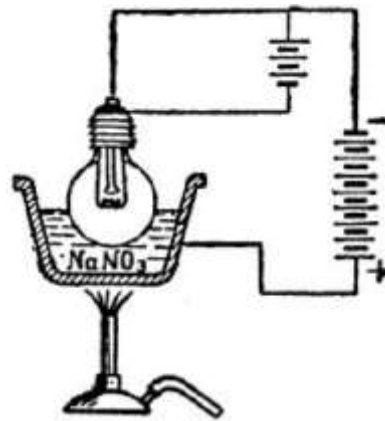
бар хэм олар кристалдың өзгешелигинің қәлиплесіуінде үлкен орынды ийелей алады.

Шийше сыяқлы қатты денелердің өткізгішлігінің электролиттік характерге ийе екенлігі жақсы анықланған. Олар кристаллық структураға ийе емес хэм оларды қатты денелер менен емес, ал жабысқақлығы жүдә үлкен сұйықлық пенен салыстырған дұрыс болады. Әдеттегі шийше өжире температураларында тоқты жүдә жаман өткереди, бірақ оларды қыздырғанда олар жақсы өткізгішке айналады хэм бұл өткізгішлік электролиттік характерге ийе болады.

Қыздырылған шийшенің өткізгішлігінің электролиттік характерин аңсат демонстрациялауға болады. Вольфрам сымға ийе болған электр лампасын төменгі тәрәпин 300°C температурадағы балқытылған натрий нитратына (NaNO_3) түсиреди (149-сүүрет). Бундай температурада шийше еле қатты қалда болады хэм атмосфералық басымның тәсиринде қысылмайды. Темир ыдысты оң полюс пенен, ал лампаның вольфрам сымын терис полюс пенен тұтастырады; лампаның спиралы тоқтың басқа дерегинен қыздырылады. Бундай жағдайда спираль электронлардың дереги болып табылады. Электр майданы тәрәпинен тезлетілген бұл электронлар спираль менен лампаның шийшесинің арасындағы электр тоғын пайда етеди. Буннан кейин қызған шийшенің электролиттік өткізгішлігі орын алады хэм, ең ақырында, балқытылған шийше менен темир ыдыс арқалы өтип тоқ тутасады. Шийшеде катод тәрәпке қарай натрийдің ионлары қозғалады; базы бир ұақыттан кейин лампа ишки тәрәптен металл натрийдің жылтыраған айнасы менен жабылады.

149-сүүрет.

Шийшенің электролиттік өткізгішлігін бақлау ұсылы.



Кристаллардың электролиттік өткізгішлігін бақлау арқалы ионлардың қозғалғышлығын анықлауға мүмкіншілік береді. Гүмистің қатты галогенлік дузларының электролизинде (AgCl , AgBr , AgI) тек гүмистің оң ионы қозғалады екен, ал галогенлердің ионлары қозғалыссыз қалады. Тап ұсындай қубылыс тас дузының (NaCl) электролизинде де орын алады. Бұл бирикпеде жүдә жоқары болмаған температураларда тек Na^+ ионлары қозғалады; ал жоқарырақ болған температураларда Cl^- ионлары қозғала баслайды. Хлорлы қорғасынның (PbCl_2) электрлизинде тек хлордың ионлары ғана қозғалады, ал кристаллық пәнжередегі металдың ионлары қозғалмайды. 154-параграфта бизлер базы бир бирикпелердің, мысалы Cu_2O ның (ярым өткізгішлер), электронлық өткізгішлікке ийе болатуғынлығын көрсеткен едик. Ал, енди қатты дузлардың (NaCl , AgCl х.т.б.) ионлық өткізгішлікке ийе екенлігін атап өтемиз. Бірақ, CuI , Ag_2S сыяқлы бирикпелер де болып, олар аралас өткізгішлікке ийе болады; олардағы тоқ ионлардың да, электронлардың да қозғалыстарының бар болыуының салдарынан пайда болады.

§ 182. Газлердегі электр тоғы. Атмосфералық басымға жақын хэм оннан үлкен болған басымларда газлер жақсы изоляторлар болып табылады. Бұл олардың молекулаларының нейтраль хэм газлерде еркин электронлардың ямаса қандай да бир басқа түрдегі заряд

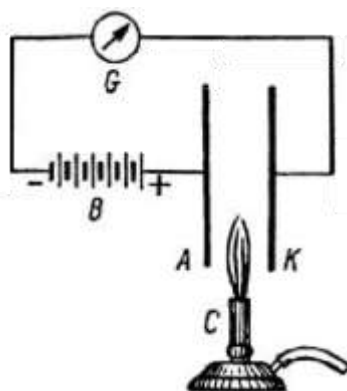
тасыушылардың жоқ екенлигин аңғартады.

Бирақ, егер газдың массасында қандай да бір жоллар менен ионлар пайда етилсе (газди ионластырса), онда ол өткізгішке айланады.

Газди ионластырыуды қыздырыу жолы менен оның молекулаларын жалынында, рентген ямаса ультрафиолет нурлар ямаса радиоактив затлардың нурларында диссоциациялау арқалы әмелге асырыуға болады. Усындай өткізгішлікті газдың өз бетинше емес өткізгішлігі деп атайды.

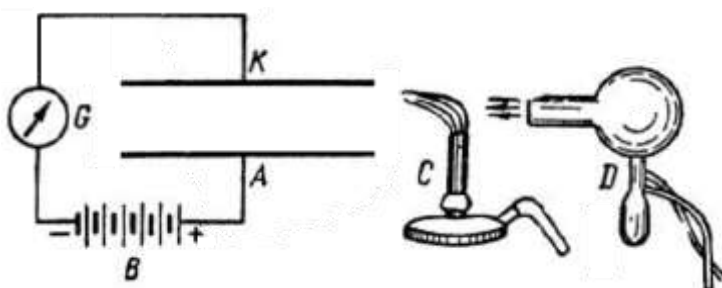
Усының менен бір қатарда газлерде (айрықша сийреклетілген) тоқтың өтип тұрыуына себепши болған электр майданының тәсиринде тезлетілген бөлекшелердің соқлығысуларының салдарынан пайда болған ионлардың есабынан да өткізгішліктің жүзеге келиуі мүмкін. Бундай өткізгішлікті өз бетинше өткізгішлік деп атайды

Өз бетинше емес өткізгішлікті жүдә әпиуайы түрде демонстрациялауға болады. А хәм К пластинкаларының арасына (150-сүүрет) В батареясының жәрдеминде кернеулігі E болған электр майданы түсириледі. Хаўаның жақсы изоляциялық қасиетлерге ийе болғанлығының себебинен $ABGKA$ шынжырында тоқ пайда болмайды хәм G гальванометринің стрелкасы бурылмайды.



150-сүүрет.
Жалынның қасындағы хаўаның
өткізгішлігі.

Егер пластинкалардың арасына C горелкасының жалынын жайластырсақ, онда жалында хаўаның ионларының пайда болыуының себебинен А хәм К пластинкаларының арасындағы хаўа өткізгішлік қасиетке ийе болады хәм G гальванометр шынжырда тоқтың пайда болғанлығын көрсетеді.



151-сүүрет. Ионлардың хаўаның ағысы менен алып жүрилиуі.

Жалында пайда болған ионлардың қандай да бір ўақыттың ишинде (жүдә киши болмаған) сақланатуғынлығын көрсетиуіге болады. Оның үшін А хәм К электродларын горизонт бағытында жайластырамыз хәм C горелкасын базы бир қашықтықта жайластырамыз (151-сүүрет). Бул жағдайда жалында пайда болған ионлар электродлардың арасындағы кеңіслікке келип түспейді хәм олардың арасындағы хаўа өткізгішлік қасиетке ийе емес. Бирақ, егер биз үлкен болмаған D вентиляторының

жәрдемінде хаўаны жалын арқалы үрлесек хәм оны электродлардың арасындағы кеңісликке бағдарласақ, онда олардың арасында тоқ пайда болады. Бул ең болмағанда ионлардың бир бөлиминиң хаўаның ағысы менен горелкадан электродқа бараман дегенше өзлериниң зарядларын сақлайтуғынлығын көрсетеди. Горелка менен электродлардың арасындағы қашықтықтың шамасы хәм хаўаның ағысының тезлиги бойынша ионлардың өмириниң ұзынлығының секундтың оннан бир бөлегиндей болатуғынлығы анықлаўға болады.

Өз бетинше емес разрядта пайда болатуғын тоқлардың шамасы жүдә киши, шама менен $10^{-6} - 10^{-12}a$. Усындай әззи тоқларды өлшеў көпшилик жағдайларда тарлы ямаса квадрантлық электрометрлерди пайдаланып, жанапай ұсыллардың жәрдемінде әмелге асырылады. Бундай жағдайларда еки ұсыл қолланылады. Олардың бири *соққы ұсылы* деп аталады³³. Бул ұсылдың схемасы 152-сүўретте көрсетилген еди. *A* хәм *K* пластинкаларының арасындағы хаўа қандай да бир жоллар менен ионластырылады хәм олардың арасында тоқ пайда болады. Пластинкалардың арасындағы ионларды тезлететуғын майданды *B* батареясы пайда етеди; *C* хәм *D* лар тарлы электрометрдин пышақлары; *G* оның сабағы, ұсы сабақтың аўысыўы бойынша оған берилген потенциалдың мәниси өлшенеди; *B'* - электрометрдин пышақларының арасында потенциаллар айырмасын пайда ететуғын батарея. Егер *a* переключатели 152-сүўретте пунктир менен көрсетилгендай аўхалда тұрған болса, онда электрометрдин сабағы *Z* жер менен тутасқан болады хәм, сонлықтан, оның потенциалы нолге тең; сабақ аўыспаған халда қалады. *a* переключателиның жәрдемінде сабақты жерден ажыратсақ (152-сүўретте переключателдин аўхалы тутас сызықтың жәрдемінде көрсетилген) сабаққа *K* пластинасынан зарядлар аға баслайды хәм сабақ аўысады. Мейли, секундомер менен өлшенген *t* ўақытының ишинде сабақтың потенциалы *V* шамасына жеткен болсын; бундай жағдайда оған берилген зарядтың муғдары *Q*

$$Q = CV$$

шамасына тең болады. Бул теңликте *C* - электрометр, *A* хәм *K* пластиналары және тутастырыўшы сымлардан тұратуғын барлық системаның сыйымлығы. *A* хәм *K* пластинкаларының арасында *t* ўақыты ишинде өтетуғын *тоқтың орташа мәниси I* мынаған тең:

$$I = \frac{Q}{t} = \frac{CV}{t}.$$

C ның мәнисин билип хәм *V* менен *t* лардың шамаларын өлшеп, ұсындай жоллар менен тоқтың күши болған *I* ди анықлаймыз. Мысалы, егер сыйымлық $C = 50 \text{ см} \cong 5,5 \cdot 10^{-11} \text{ ф}$ хәм электрометрдин сабағы 27,5 сек ишинде 0,05 вольтке шекем зарядланған болса, онда

$$I = \frac{5,5 \cdot 10^{-11} \cdot 0,05}{27,5} a = 10^{-13} a$$

шамасына ийе боламыз. Көринип тұрғанындай, биз тәрийиплеген ұсыл жүдә киши тоқларды өлшей алады екен. Бирақ оның кемшилиги *t* бақлаў ўақыты ишиндеги тоқтың тек орташа мәнисин ғана анықлаўынан ибарат.

Екинши ұсыл тұрақлы аўысыў ұсылы деп аталады. Бул ұсылда *A* хәм *K* пластинкаларын (153-сүўрет) туйықлайтуғын жүдә үлкен болған *R* қарсылығының ушларындағы потенциаллар айырмасын электрометрдин жәрдемінде өлшеўге алып келинеди (қалған белгилеўлер 152-сүўреттеги белгилеўлерге сәйкес келеди). Өлшенген $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасының хәм *R* қарсылығының мәнислери бойынша тоқтың күши Ом нызамы бойынша есапланады:

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R}.$$

³³ Рус тилиндеги "метод натекания" сөзи "соққы ұсылы" түрінде аўдарылды (Аўдарыўшылар).

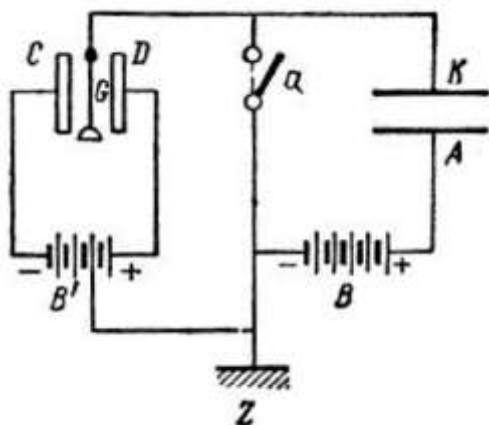
Мысалы, $R = 100 \text{ мом} = 10^8 \text{ ом}$ қарсылығы хәм $V_1 - V_2 = 0,01$ в потенциаллар айырмасы болған жағдайда тоқтың күши

$$I = \frac{0,01}{10^8} \text{ а} = 10^{-10} \text{ а}$$

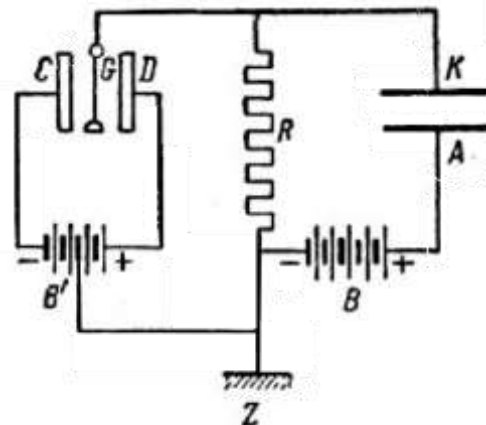
шамасына тең болып шығады.

Сабақтың инерциясының киши болатуғынлығына байланысly бул ұсыл берилген ўақыт моментиндеги тоқтың күшин өлшеўге мүмкиншилик береди. Усылдың кемшилиги жүдә үлкен қарсылықтың шамасын дәл өлшеўдің қыйын екенлиги менен байланысly.

Атмосфералық басымлардағы хәм оннан үлкен болған басымлардағы газлердеги өз бетинше емес өткизгишлик ионлық өткизгишлик болып табылады.



152-сүүрет. Соққы ұсылының жәрдемінде киши тоқларды өлшеў.



153-сүүрет. Тұрақлы аўысыў ұсылының жәрдемінде киши тоқларды өлшеў.

Егер ионизация процессиниң нәтийжесинде молекулалардан электронлар жулып алынатуғын болса, онда олар молекулаларға бирден тартылады хәм сонлықтан олар еркин болып қалмайды, ал молекулалық терис ионларды пайда етеди.

Төменги басымларда электронлар еркин қалады хәм бундай жағдайларда өткизгишлик электронлық характерге ийе болады.

§ 183. Газлердің өз бетинше емес өткизгишлигиниң теориясы. Газлердің өз бетинше болмаған өткизгишлигиниң теориясы электролитлердің теориясына ұқсас (178-параграф).

Мейли, ионизатор ўақыттың бир бирлиги ишинде газдің көлеминиң бир бирлигинде хәр бир белгиге ийе болған Δn_0 дана ионды пайда етсин. Кери процесс болған ионлардың молизациясы (ямаса оны гейпара жағдайларда рекомбинация деп те атайды) көлем бирлигиндеги оң зарядланған ионлардың санына да, терис зарядланған ионлардың санына да туўры пропорционал.

Берилген моментте газдің көлем бирлигинде n_0 дана оң зарядланған ионлар менен тап соншама терис зарядланған ионлар бар деп болжаймыз. Бундай жағдайда көлем бирлигиндеги ўақыт бирлигинде молизацияланатуғын (рекомбинацияланатуғын) ионлардың саны мынаған тең болады:

$$\Delta n'_0 = \gamma n_0^2.$$

Бул теңликте γ арқалы молизация коэффиценти белгиленген.

Тең салмақлық шәрти қайтадан пайда болған ионлар Δn_0 менен $\Delta n'_0$ жоғалатуғын ионлардың теңлиги түринде жазылады:

$$\Delta n_0 = \gamma n_0^2. \quad (1)$$

Буннан берилген шараятта газдің көлем бирлигиндеги (бирдей белгидеги) ионлардың саны n_0 ушын

$$n_0 = \sqrt{\frac{\Delta n_0}{\gamma}} \quad (2)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Ионластырылған газ тегис параллель болған еки электродтың арасында жайласқан хәм пластинкалардың арасында кернеулиги E болған электр майданы пайда етилген деп болжаймыз. Бундай жағдайда ионлар майданның тәсиринде қозғала баслайды хәм тоқ пайда болады. Электродларға жетип барған ионлар оларға өзлериниң зарядларын береді. Солай етип, ионлардың жоғалыуы газдиң көлеминиң ишиндеги молизацияның есабынан ғана емес, ал ионлардың электродлардың қасындағы нейтралласыуының есабынан да болады екен. Ионлар электродларға диффузияның есабынан да жетип бара алады, бірақ биз буннан былай бұл эффектти есапқа алмаймыз.

Мейли, электродлардың арасындағы тоқтың күши I болсын. Бундай жағдайда t ўақытының ишинде $Q = It$ муғдарындағы заряд алып өтилген болады хәм, соған байланысly, t ўақытының ишинде электродқа жетип барған хәм оған өзиниң зарядын берген ионлардың саны It/q шамасына тең болады (яғный ўақыт бирлигинде I/q муғдарындағы заряд жетип барады). Бұл аңлатпаларда q арқалы бир ионның заряды белгиленген. Мейли, S - электродларды пайда ететуғын хәр бир пластинканың бетиниң майданы, ал l - олардың арасындағы қашықлық болсын. Бундай жағдайда пластинкалардың арасындағы газдиң көлеми Sl шамасына тең хәм, усыған сәйкес, газдиң көлем бирлигинде ўақыттың бир бирлигинде өткен тоқтың нәтийжесинде

$$\Delta n'_0 = \frac{I}{qSl}$$

шамасына тең сандағы ионлар кетеді. I/S шамасының тоқтың тығызлығы i екенлигин аңғарып, соңғы теңликти былайынша көширип жазамыз:

$$\Delta n''_0 = \frac{i}{ql}.$$

Тоқ болған ўақыттағы тең салмақлық шәрти (1)-теңлик бойынша емес, ал жаңадан пайда болған ионлардың саны Δn_0 жоғалатуғын ионлардың саны болған $\Delta n'_0 + \Delta n''_0$ шамасына тең болыуы керек. Буннан мынадай теңлик келип шығады:

$$\Delta n_0 = \gamma n_0^2 + \frac{i}{ql}. \quad (3)$$

Еки шеклик жағдайды қараймыз. Бириншиден, тоқтың тығызлығы i соншама киши хәм усыған сәйкес

$$\frac{i}{ql} \ll \gamma n_0^2 \quad (4)$$

шәрти орынланады, яғный тоқтың бар болыуының себебинен алып кетилетуғын ионлардың санын молизацияның салдарынан жоғалатуғын ионлардың санына салыстырғанда есапқа алмайтуғындай дәрежеде киши деп болжаймыз. Бундай жағдайда биз қайтадан (1)-теңликке хәм оннан келип шығатуғын көлем бирлигиндеги ионлардың саны n_0 тұрақлы болатуғын (2)-теңликке қайтадан қайтып келемиз Мейли, оң зарядланған ионлардың тезлиги u_+ шамасына хәм терис зарядланған ионлардың тезлиги u_- болсын. Бундай жағдайда биз катодқа ўақыт бирлигинде $n_0 u_+ S$ дана оң ионның келип жететуғынлығын аламыз. Усының менен бир ўақытта катодтан $n_0 u_- S$ дана терис ион кетеді хәм нәтийжеде катодтың қасында еле жұпласпаған $n_0 u_- S$ дана оң ион қалады. Демек, усы жағдайға сәйкес, катодтағы бир бирлик ўақыттың ишинде бөлинип шығатуғын ионлардың саны $n_0(u_+ + u_-)S$ шамасына тең болады; ал анодта болса ўақыт бирлигинде тап сондай сандағы терис ионлар бөлинип шығады. Сонлықтан, тоқтың тығызлығы i ушын мынадай теңликти аламыз:

$$i = qn_0(u_+ + u_-). \quad (5)$$

Электролиттеги ионлардың қозғалысын таллағанымыздай (178-параграфта) таллау жолы менен биз ионлардың теңлескен тезлиги майданның кернеулиги E ге пропорционал деп болжай аламыз:

$$u_+ = u_+^0 E, u_- = u_-^0 E;$$

u_+^0 хәм u_-^0 шамалары газ ионларының қозғалғышлықтары болып табылады хәм олардың сан мәнислери кернеулик бирге тең болғандағы ионлардың тезлигине тең (5)-теңликке ионлардың u_+ хәм u_- тезликлериниң орнына қозғалғышлық арқалы алынған аңлатпаларды қойып, мынаны аламыз:

$$i = qn_0(u_+^0 + u_-^0)E. \quad (6)$$

Тәжірийбениң берилген шараятларында q , u_+^0 хәм u_-^0 шамалары тұрақлы болғанлықтан, соның менен бирге тоқтың киши тығызлықтарында n_0 шамасын да тұрақлы болып қалады деп болжап $\sigma = qn_0(u_+^0 + u_-^0)$ шамасының да тұрақлы екенлигине көз жеткеремиз. Демек, (6)-аңлатпа Ом нызамын аңғартады екен:

$$i = \sigma E.$$

Бұл теңликте σ - газдың өткізгішлиги. Тек тоқтың i тығызлығының жүдә киши мәнислери ушын ғана Ом нызамының орынлы екенлигин және бир рет атап өтемиз; тоқтың i тығызлығының қандай мәнисиниң жеткилики дәрежеде киши екенлигиниң критерийи (4)-теңлик пенен бериледи. Биз төменде бұл теңликке басқа формулировканы беремиз.

Енди екинши шеклик жағдайда қараймыз. Бұл жағдайда тоқтың күши i ионлардың жоғалыуы олардың электродлардағы нейтралласыуы бойынша анықланатуғындай дәрежеде үлкен болыуы керек. Сонлықтан молизацияның салдарынан олардың санының кемейіуін есапқа алмауға болады, яғный

$$\gamma n_0^2 \ll \frac{i}{ql}$$

теңсізлигиниң орынланыуы керек. Бундай жағдайда (3)-теңлик мынадай түрге ийе болады:

$$\Delta n_0 = \frac{i}{ql}. \quad (7)$$

(7)-теңликти қанаатландыратуғын тоқтың тығызлығын i_t арқалы белгилеп,

$$i_t = \Delta n_0 ql. \quad (8)$$

теңлигин аламыз. Бұл (8)-теңликтен тоқтың күшиниң тығызлығы болған i_t шамасының майданның кернеулиги E ден, соған сәйкес электродлардың арасындағы потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ ден ғәрезсиз екенлигин көрсетеди. Тоқтың тығызлығы i_t берилген шараятлардағы мүмкин болған максималлық тоқ болып табылады (берилген Δn_0 , q хәм l шамалары ушын) хәм *тойыныу тоғының тығызлығы* деп аталады. (8)-теңликтен күтилмеген нәтийже келип шығады. Атап айтқанда, I тоқ күши қаншама үлкен болса тоқтың тығызлығы болған i_t шамасы да үлкен болыуы керек (яғный электродлар бир биринен қаншама алыс жайластырылған болса). Бұл жүймақ тек ионизацияның электродлардың арасындағы барлық кеңісликте жүзеге келетуғын, яғный электродлардың арасындағы қашықлық l үлкен болған участка ушын дұрыс. Солай етип, үлкен l шамасы орын алғанда пайда болатуғын ионлардың улыұмалық саны үлкен болады, ал бұл жағдай *тойыныу тоғының тығызлығы* болған i_t шамасының өсиіуіне алып келеди.

Жоқарыда көріп өтилген еки шеклик жағдайлардың ортасындағы жағдайларда I тоқтың күши потенциаллар айырмасының шамасының Ом нызамы бойынша өсиіуіне салыстырғанда әстерек өседі. Жоқарыда айтылғанларды жүймақлап, биз мыналарды айта аламыз: *тойыныу тоғы I_t ға салыстырғанда көп киши болған I тоқтарында Ом нызамы орынланады: I тоқтың күши электродлардың арасындағы $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасына пропорционал өзгереді, яғный Ом нызамы орынланады. Үлкен $V_1 - V_2$*

потенциаллар айырмасында Ом нызамы орынланбайды - тоқтың шамасы тойынұй тоғының мәнисине жетеди. I тоқ күшинің электродларға түсірилген $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасынан ғәрезлигинің ұлыұмалық характери 154-сүўретте abc иймеклиги менен берилген. $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасының жүдә жоқары болған мәнислеринде "тесиў" (пробой) орын алады хәм тоқтың күши кескин өседи (cd иймеклигинің пунктир сызық пенен сызылған бөлими). Газлердің өз бетинше емес өткизгишлигиндеги тоқтың тойынұйының болатуғынлығы А.Г.Столетов тәрепинен табылды. Ол төменги басымлардағы газ арқалы разрядтың катодты ультрафиолет нурлар менен жақтыландырғанда пайда болатуғын электронлардың есабынан жүзеге келетуғынлығын бақлады.

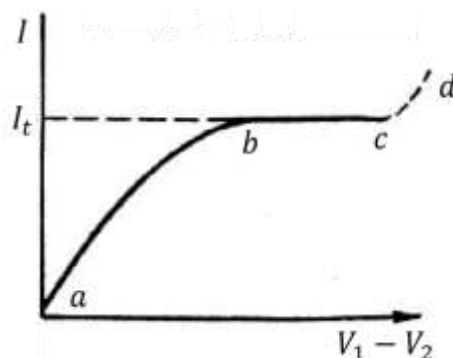
Тегис параллель пластинкалар бар болған жағдайдағы олардың арасында ионластырылған газ болған жағдайдағы потенциалдың түсиўинің тарқалыўы хаққындағы мәселени қараймыз.

128-параграфта айтылып өтилгениндей, ионизация болмаған жағдайда майданның кернеўлиги E электродлардың арасындағы барлық ноқатларда тұрақлы хәм оң электродтан терис электродқа қарай жылысқанда потенциал V тең өлшеўли кемейеди. OX көшерин электродларға перпендикуляр етип түсирип хәм координаталар басын оң электродтың тегислигинде орналастырып, электродлардың арасындағы потенциал V ның тарқалыўының $V_1 V_2$ тўўрысы менен сүўретленетуғынлығын көрсетиўге болады (155-сүўрет).

Электродлардың арасындағы барлық кеңисликте тең өлшеўли ионизация орын алғанда, яғный қәлеген көлемнің хәр бир бирлигиндеги оң хәм терис ионлардың санлары бирдей болған жағдайда газ молекулалық өлшемлерге салыстырғандағы үлкен көлемлерде нейтраль болып табылады хәм потенциалдың макроскопиялық тарқалыўы тўўры сызықлы болып қала береди. Ал, тоқ болған жағдайда аўхал өзгереди. Бундай жағдайда анодтың қасында терис зарядланған ионлардың артықмашлығы, ал катодтың қасында оң зарядланған ионлардың артықмашлығы пайда болады. Электродлардың қасында тарқалыўы I иймеклиги менен сүўретленетуғын көлемлик ρ зарядлары пайда болады. Көлемлик зарядлардың бар болыўы майданның кернеўлиги E ни өзгертеди: электродлардың арасындағы кеңисликте кернеўлик тұрақлы болмайды.

154-сүўрет.

Өз бетинше емес өткизгишлик орын алған жағдай ушын тоқтың күши I диң потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ ден ғәрезлиги.



132-параграфта айтылып өтилгениндей, майданның кернеўлиги E зарядлардың тығызлығы ρ менен былайынша байланысқан:

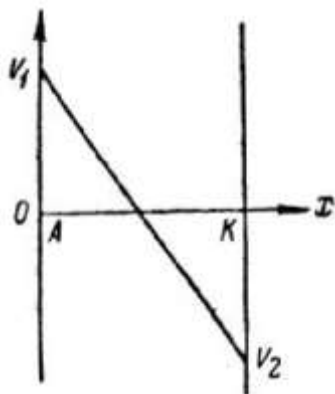
$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 4\pi\rho.$$

E майданы биз қарап атырған жағдайда тек x_1 координатасына ғәрезли. Сонлықтан жоқарыда жазылған аңлатпа мынадай түрге енеди:

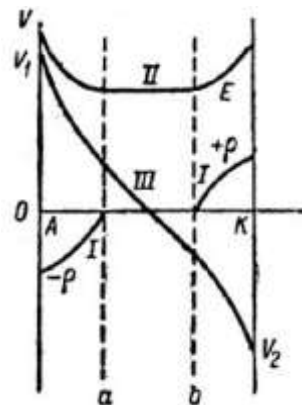
$$\frac{dE}{dx} = 4\pi\rho. \quad (9)$$

Электродлардан үлкен қашықлықлардағы кеңисликте $\rho = 0$ (156-сүўреттеги ab областы)- хәм (9)-аңлатпа бойынша E ден координата бойынша алынған тўўынды нолге тең, яғный кернеўлик E ниң өзи тұрақлы. Электродларға жакын орынларда ρ ның мәниси нолге тең емес хәм соған сәйкес dE/dx тўўындысы да нолге тең емес. Буннан E ниң x қа байланыслы өзгеретуғынлығы келип

шығады. Анодтың қасында ρ ның мәнісі терис, сонлықтан, (9)-теңлік бойынша dE/dx түйіндысы да терис мәніске ийе, яғный E ниң мәнісі анодтан ұзақласқан сайын киширейеди. Катодтың қасында ρ оң хәм бұл орында E үлкейеди. Усы жағдайлардың барлығын есапқа алғанда электродлардың арасындағы кернеулик E ниң тарқалыуы ушын 156-сүйреттеги II менен көрсетилген иймекликти аламыз.



155-сүйрет. Ионизация болмаған жағдайдағы потенциал V ның электродлардың аралығындғы тарқалыуы.



156-сүйрет. Электродлардың арасындағы I - көлемлик заряд ρ ның, II - майданның кернеулиги E ниң, III - потенциалдың тарқалыуы.

Ақырында потенциал V ның тарқалыуын қараймыз. V потенциалы майданның кернеулиги менен 131-параграфтағы $E = -\frac{dV}{dn}$ қатнасы арқалы байланысқан. Биз қарап атырған жағдайда n нормалы OX көшери менен бағытлас болғанлықтан

$$-\frac{dV}{dx} = E$$

теңлигине ийе боламыз хәм буннан мынадай жағдайды аламыз: көлемлик зарядлар болмайтуғын ab областында E шамасы да, dV/dx түйіндысы да тұрақлы, яғный потенциалдың тең өлшеули төменлеуи орын алады. E шамасы үлкен болған электродлардың қасында потенциалдың төменлеуи электродлардан алыстағы орындарға салыстырғанда тезирек төменлейди. Электродлардың арасындағы кеңісліктеги потенциалдың өзгерисиниң улыұмалық жолы 156-сүйреттеги III иймеклик пенен берилген.

§ 184. Молизация коэффициентлерин хәм газ ионларының қозғалғышлықтарын эксперименталлық анықлау. Молизация коэффициенти γ менен ионлардың қозғалғышлықтары u^0 ди анықлаудың бир неше эксперименталлық ұсыллары бар.

Олардың ишиндеги ең түйырдан-түйыры анықлайтуғын ұсылларды қараймыз.

Биринши рет хәр қыйлы газлер ушын молизация коэффициентлери γ лардың мәніслери ионизация процесси болып өтетуғын областтан хәр қыйлы қашықтықлардағы газдиң ағысындағы ионлардың санын анықлау жолы менен әмелге асырылды.

Ионизатордың тәсири тоқтағаннан кейин көлем бирлигиндеги ионлардың саны n_0 молизацияның салдарынан кемейе баслайды. Ұақыттың берилген t моментиндеги көлем бирлигиндеги ионлардың санын n арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда киши dt ұақыты ишиндеги молизацияның салдарынан жоғалатуғын ионлардың санын dn арқалы белгилесек, онда ұақыт бирлиги ишинде жоғалатуғын ионлардың саны $-\frac{dn}{dt}$ шамасына тең болады. Анықламасы бойынша молизация коэффициенти γn^2 шамасына тең болыуы керек (γ арқалы молизация коэффициенти белгиленген): Сонлықтан

$$\frac{dn}{dt} = -\gamma n^2$$

ямаса

$$\gamma dt = -\frac{dn}{n^2} \quad (1)$$

теңліктерине ийе боламыз. Ұақыт t ны ионизатор тоқтатылған ұақыттан баслап есаплаймыз. Бундай жағдайда ионлардың саны n ниң ұақыт t дан ғәрезликті анық түрде алыұ ушын (1)-аңлатпаны $t = 0$ ден ұақыттың базы бир t моментине шекем интеграллаұымыз керек:

$$\int_0^t \gamma dt = - \int_{n_0}^n \frac{dn}{n^2}.$$

Бул теңлікте n_0 арқалы ионизатордың жұмысы тоқтатылған моменттеги ионларды саны, ал n арқалы t ұақыт моментиндеги ионлардың саны белгиленген. Интегрллаұды орынлып мынадай теңлікке ийе боламыз:

$$\gamma t = \frac{1}{n} - \frac{1}{n_0}. \quad (2)$$

Буннан n ушын мынадай аңлатпаны аламыз:

$$n = \frac{n_0}{1 + \gamma n_0 t}. \quad (3)$$

(3)-аңлатпа ионизатордың тәсири тоқтағаннан кейин ионлардың саны болған n шамасының ұақытқа байланыслы өзгеріұин береді.

Газдиң ағысындағы ионизация жүзеге келетуғын областтан ҳәр қыйлы қашықлықлардағы ионлардың санын анықлаұ бойынша эксперименталлық өлшеұлер (2)-қатнасқа тийкарланған. Базы бир шекленген көлемде ионизацияны пайда етеді. Усы көлем арқалы газдың ағысы үрленеді. Ионизация болып өткен орыннан d қашықлығында батареяның бир полюсына тутастырылған электрод жайластырылады, батареяның екінши полюси жерге тутасқан. Бундай жағдайда электродтың әтирапында пайда болған электр майданының тәсиринде оған бир белгиге ийе ионлар келип түседі. Жеткилики дәрежеде күшли болған майданда ұақыт бирлигинде электродқа келип түсетуғын ионлардың саны ұақыт бирлигиндеги электродтың қасында өтетуғын газдиң көлеминдеги ионлардың санына, яғный nSv шамасына тең. Бул көбеймедеги S - электродтың майданы, ал v - ағыстың тезлиги. Усының нәтийжесинде электродқа $Q = nSvq$ заряды бериледи (q арқалы бир ионның заряды белгиленген).

Өлшеұлер ҳәр қыйлы болған еки d_1 хәм d_2 қашықлықлары ушын өткериледи. Мейли, d_1 қашықлығында

$$Q_1 = n_1 S v q$$

заряды, ал d_2 қашықлығында

$$Q_2 = n_2 S v q$$

заряды өлшенген болсын. (2)-формула бойынша мынадай теңліклер алынады:

$$\frac{1}{n_1} - \frac{1}{n_0} = \gamma t_1 \text{ хәм } \frac{1}{n_2} - \frac{1}{n_0} = \gamma t_2.$$

Бул теңліклерде t_1 менен t_2 арқалы газдиң ағысының ионизация областынан электродтың сәйкес биринши хәм екінши орынларына жетип барыұы ушын кеткен ұақытлар белгиленген.

Буннан мынадай теңлікке ийе боламыз:

$$\frac{1}{n_2} - \frac{1}{n_1} = \gamma(t_2 - t_1).$$

Бирақ $t_2 - t_1 = \frac{d_2 - d_1}{v}$ теңлигиниң орынлы екенлигин есапқа алыұымыз керек (v арқалы ағыстың тезлиги белгиленген). Демек, мына теңликтин орынланатуғынлығына көз жеткереміз:

$$\frac{1}{n_2} - \frac{1}{n_1} = \gamma \frac{d_2 - d_1}{v}.$$

Бұл теңдікке n_2 менен n_1 лердің олардың Q_1 хәм Q_2 лер арқалы аңлатылған мәнислерин қойып мынадай формуланы аламыз:

$$\left(\frac{1}{Q_2} - \frac{1}{Q_1}\right) S v q = \gamma \frac{d_2 - d_1}{v}.$$

Буннан молизация коэффициентини ушын

$$\gamma = S q \left(\frac{1}{Q_2} - \frac{1}{Q_1}\right) \frac{v^2}{d_2 - d_1} \quad (4)$$

формуласына ийе боламыз.

Q_1, Q_2 хәм v шамаларын өлшеп және S, q хәм $d_2 - d_1$ шамаларын билип, (4)-формула бойынша молизация коэффициентини γ ны табамыз.

Молизация коэффициентини γ ның шамасы $\gamma = \frac{\Delta n'_0}{n_0^2}$ қатнасы бойынша анықланады, бұл теңдікте $\Delta n'_0$ - көлем бирлигиндеги ўақыт бирлигинде жоғалатуғын ионлардың саны, ал n_0 - көлем бирлигиндеги ионлардың саны. Демек, γ ның өлшеми $L^3 T^{-1}$ түрінде жазылады хәм $\text{см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$ ларда өлшениўи мүмкин. Хәр қыйлы газлер ушын γ ның мәнислери VIII кестеде келтирилген.

γ коэффициентиниң шамасы басымнан әззи ғәрезли. Тек жүдә киши болған басымларда сезилерликтей киширейеди. Температураның жоқарылаўы менен γ киширейеди.

VIII кесте.

**1 атм басымдағы хәм 18°C температурадағы
молизация коэффициентлери ($\text{см}^3 \cdot \text{см}^{-1}$)**

Газ	$\gamma \cdot 10^6$
Хаўа	1,67
Кислород	1,61
Водород	1,44
Углерод окиси	0,87

Газлердің өз бетинше емес өткізгишлигинде хәм олардың ионласыўында пайдаланылатуғын шамалардың муғдары менен танысыў ушын бир неше мысалларды келтиремиз.

1-мысал. Хәр қайсысының бетиниң майданы $S = 100 \text{ см}^2$ шамасына тең хәм бир биринен $l = 5 \text{ см}$ қашықтықта тұрған тегис электродлардың арасында рентген нурлары менен ионластырғанда $I_t = 10^{-7} \text{ а}$ шамасындағы тойыныў тоғы бақланады.

1 сек ўақыттың ишинде 1 см^3 көлемниң ишинде рентген нурларының тәсиринде пайда болатуғын ионлардың жұпларының саны Δn_0 ди хәм 1 см^3 көлемде бар болыўы мүмкин болған ионлардың саны n_0 ди анықлаңыз. Пайда болатуғын ионларды бир валентли деп есаплаў керек.

Шешими. Тойыныў тоғының тығызлығы болған i_t шамасының мәниси мынаған тең:

$$i_H = \frac{I_H}{S} = \frac{10^{-7}}{10^2} \text{ а/см}^2 = 10^{-9} \text{ а/см}^2.$$

Бир (бир валентли) ионның заряды q дың шамасы $1,6 \cdot 10^{-19}$ кл. Буннан 183-параграфтағы (8)-формула бойынша

$$\Delta n_0 = \frac{i_H}{ql} = \frac{10^{-9}}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 5} \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1} = 1,25 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$$

шамасына ийе боламыз. 1 см^3 көлемдеги ионлардың жұпларының ең мүмкин болған саны n_0 ди 183-параграфтағы (2)-формула бойынша анықлаймыз:

$$n_0 = \sqrt{\frac{\Delta n_0}{\gamma}}.$$

VIII кестеге сәйкес, хаўа ушын $\gamma = 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$ екенлигин есапқа алып мынадай

мәнисти аламыз:

$$n_0 = \sqrt{\frac{1,25 \cdot 10^9}{1,67 \cdot 10^{-6}}} \text{ см}^{-3} \cong 2,7 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}.$$

Атмосфералық басымда 1 см^3 ғайда $2,7 \cdot 10^{19}$ молекула болады. Демек, берілген жағдайда рентген нурлары барлық молекулалардың тек 10^{-12} бөлімін ғана ионластыра алады екен. Бұл ионизация электролиттердегі ионизацияның дәрежесіне салыстырғанда жүде киши. Әззи еритпелерде еріген заттың дерлік барлық ионлары диссоциацияланады.

2-мысал. Жердің бетіндегі атмосфералық ғайда топырақтың радиоактивлігінің салдарынан хәм космослық нурлардың тәсирінде 1 сек ишінде 1 см^3 көлемде ионлардың орташа 5 жұбы пайда болады. Хәр қайсысының майданы $S = 100 \text{ см}^2$ болған бир биринен $l = 5$ қашықтығында жайласқан еки электродтың арасындағы тойыныу тоғының мәнісін анықлаңыз.

Шешими. 183-параграфтағы (8)-формула бойынша мынадай аңлатпаны жазамыз.

$$I_t = i_H S = \Delta n_0 q l S.$$

Пайда болған ионлар $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ к зарядына тең деп есаплап (электронның зарядындай), мынадай нәтижени аламыз:

$$I_t = 5 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 5 \cdot 10^2 \text{ а} = 4 \cdot 10^{-16} \text{ а}.$$

Солай етип, атмосфералық ғада жүде киши болса да, бірақ сезилерліктей тәбйий өз бетінше емес өткізгішлікке ийе болады екен.

3-мысал. Рентген нурларының тәсирінде ионластырылған ғада нурлардың тәсири тоқтатылған моменттен баслап қанша ғақыттан соң ионлардың жұбының саны еки есе төменлейди.

Ионлардың ең дәслепки санын $n_0 = 10^6 \text{ см}^{-3}$ шамасына тең деп есаплаймыз.

Шешими.

$$n = \frac{n_0}{1 + \gamma n_0 t}$$

түрінде жазылатуғын (3)-формулада молизацияның салдарынан ионлардың саны еки есе кемейетуғын ғақыт $t = \tau$ ны анықлайтуғын теңлемени аламыз:

$$\frac{1}{2} n_0 = \frac{n_0}{1 + \gamma n_0 \tau}.$$

Буннан мынадай

$$\tau = \frac{1}{\gamma n_0}.$$

Бұл теңлікке $n_0 = 10^6 \text{ см}^{-3}$ хәм $\gamma = 1,67 \cdot 10^{-6} \text{ см}^8 \text{ сек}^{-1}$ шамаларын қойып, ионлардың жұптарының санының еки есе кемейетуғын ғақыт ушын

$$\tau = \frac{1}{10^6 \cdot 1,67 \cdot 10^{-6}} \text{ сек} = 0,6 \text{ сек}$$

шамасын аламыз. Солай етип, 0,6 сек ғақыт өткеннен кейін газде ионлардың ең дәслепки мұғарының ярымы қалады.

4-мысал. 1-мысалда келтирилген шәртлер бойынша ионлардың эффективлік диаметрин табыңыз.

Шешими. Эффективлік диаметр деп бөлекшелердің еркин жүріу жолының ұзынлығын ямаса ғақыт бирлігіндегі бир бири менен соқлығысыуларының санын анықлайтуғын бөлекшелердің диаметріне айтатуғынлығын атап өтемиз. Бұндай жағдайда соқлығысатуғын бөлекшелерді қатты шариклер түрінде қарайды.

1-мысалдың шәрти бойынша 1 см^3 газде 1 сек ғақыттың ишінде $\Delta n_0 = 1,25 \cdot 10^9$ дана ионлардың жұптары пайда болады. Тең салмақтық халда молизацияның салдарынан 1 см^3 көлемде 1 сек даұамында тап сондай мұғдардағы ионлардың жұбының жоғалыуы керек. Ионлар өз-ара соқлығысыулардың нәтижесінде нейтралланады деп болжаймыз.

I томдағы 53-параграфта айтылғанлар бойынша бир бирлік ғақыттың ишінде молекула

$$\bar{z} = \sqrt{2} \cdot \pi \sigma^2 \bar{v} n_0$$

шамасына тең соқлығысыуларға ушырайды. Бұл теңлікте σ - молекуланың эффективлік диаметрі, $\bar{v}$ - молекулалардың жыллылық қозғалыстарының орташа тезлигі, n_0 - көлем бирлігіндегі молекулалардың саны. Бұл формуланы ионлардың бир бири менен соқлығысыу санын анықлау

ушын қолланып, биз n_0 шамасын көлем бирлигиндеги ионлардың жұбы сыпатында қабыл етиуимиз керек. Көлем бирлигинің ишіндегі барлық ионлардың соқлығысыұларының ұлыұмалық саны мынаған тең болады:

$$Z = \bar{z}n_0\sqrt{2} \cdot \pi\sigma^2\bar{v}n_0^2.$$

Биз қабыл еткен болжау бойынша, Z саны ионлардың молизацияланған жұпларының саны $\Delta n'_0$ ге тең болуы керек:

$$\Delta n'_0 = \sqrt{2}\pi\sigma^2 \cdot \bar{v}n_0^2.$$

Буннан

$$\sigma = \sqrt{\frac{\Delta n'_0}{\sqrt{2} \cdot \pi \bar{v} n_0^2}}, \quad (5)$$

Ионлардың жыллылық қозғалысларының саны молекулалардың жыллылық қозғалысларының санына тең, яғный хауа ушын өжире температурасында $\bar{v} = 5 \cdot 10^4$ см/сек шамасы орын алады. $\bar{v}$ ның бұл мәнісін (5)-аңлатпаға қойып хәм 1-мысалдың мағлыұматлары бойынша $\Delta n'_0 = 1,25 \cdot 10^9$ см⁻⁸·сек⁻¹ хәм $n_0 = 2,7 \cdot 10^7$ см⁻⁸ шамалары орынлы деп болжап эффективлик диаметр ушын мынадай шаманы аламыз:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1,25 \cdot 10^9}{1,41 \cdot 3,14 \cdot 5 \cdot 10^4 \cdot (2,7 \cdot 10^7)^2}} \text{ см} \cong 2,8 \cdot 10^{-6} \text{ см}.$$

Нейтраль молекулалардың эффективлик диаметрлери $2,5 \cdot 10^{-8}$ см шамасының этирапында; солай етип, ионлардың эффективлик диаметрлери шама менен 100 үлкен екен. Буну түсиндириу аңсат: хәр қыйлы белгиге ийе болған зарядларға ийе болып, ионлар бир бири менен электростатикалық күшлер арқалы тартысады. Бұл, өз гезегінде, олардың арасындағы соқлығысыұлардың санын үлкейтеди хәм, соған сәйкес олардың эффективлик диаметрлеринің үлкейиуіне алып келеди.

Газдің ағысы менен ионларды иркиу жолы менен ионлардың қозғалғышлықтарын анықлаудың әпиұайы болған ұсылын қараймыз. Мейли, A_1 хәм A_2 лер газге жайластырылған еки тор болсын (157-сүүрет). A_1 хәм A_2 торларының арасныдағы газ қандай да сыртқы ионизатордың тәсирінде ионластырылсын. Егер A_1 торы терис, ал A_2 торы оң зарядланған болса, онда терис ионлар A_2 торына қарай $u_- = u_-^0 E$ тезлиги менен қозғалады. Бұл теңликте u_-^0 - ионлардың қозғалғышлығы, E - торлардың арасындағы майданның кернеуликлери. A_2 торына алып келинетуғын заряд электрометрдің жәрдемінде бақланады. Егер, енди газди A_2 торы арқалы A_1 торына қарай v тезлиги менен үрлене басласа (157-сүүретте стрелкалар менен көрсетилген), онда ионлардың A_2 торына қарай қозғалысының тезлиги $u_-^0 E - v$ шамасына тең болады. Газди үрлеудің тезиги v ның үлкейиуі менен бұл тезликтің шамасы киширейеди. $u_-^0 E - v$ шамасының мәніси нолге тең болғанда терис зарядланған ионлар A_2 торына жетип барыұды тоқтатады хәм электрометрдің зарядланыуы тоқтайды. Солай етип, $u_-^0 E = v$ теңлиги орынланатуғын моменттің жүзеге келиуі мүмкин. Буннан v хәм E шамаларының мәніслери бойынша терис ионлардың қозғалғышлығы анықланады.

A_1 хәм A_2 торларының белгилерин өзгертип, тап ұсындай жоллар менен оң ионлардың қозғалғышлығы болған u_+^0 шамаларын да анықлауға болады.

Газдің басымы бир атмосфераға тең болғандағы хәр қыйлы ионлардың қозғалғышларын өлшеудің жуұмақлары IX кестеде келтирилген.

Кең шеклерде ионлардың қозғалғышлығы басым p ға кері пропорционал. Оң ионлардың қозғалғышлығы майданның кернеулиги E ден сезилерликтей ғәрезли емес; жүдә үлкен болмаған E майданында терис ионлардың да қозғалғышлықтары да майданның кернеулиги E ден ғәрезли емес. Бирақ үлкен E лерде кернеуликтің буннан былай өсиуі менен қозғалғышлық та өседі. Солай етип, 183-параграфта жүдә үлкен болмаған E лерде ионлардың тезликлеринің майданның кернеулигине

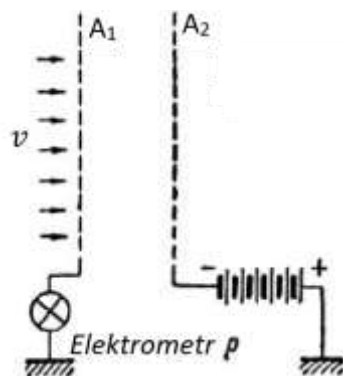
пропорционаллығы жөнінде қабыл етилген болжау ақланады.

IX кесте

$p = 1$ атм басымдағы және 18°C температурадағы
ионлардың қозғалғышлығы ($\text{см}^2/\text{сек} \cdot \text{В}$)

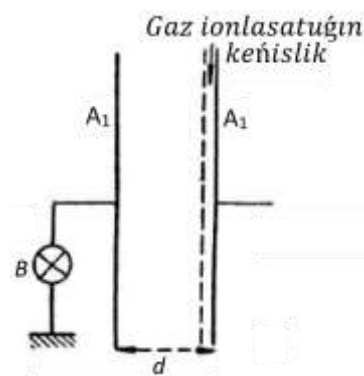
Газ	u_+^0	u_-^0	$\frac{u_-^0}{u_+^0}$
Водород	5,91	8,26	1,4
Кислород	1,29	1,79	1,4
Азот	1,27	1,84	1,4
CO	1,10	1,14	1,0
Хлор	0,65	0,51	0,8

Ионлардың қозғалғышлықтарының, айрықша терис зарядланған ионлардың қозғалғышлықтарының газдың патасланыуынан күшли ғарезли болатуғынлығын атап өтиу керек. Оғада киши муғдардағы қосымта, мысалы кислородтың қосылыуы, терис зарядланған ионлардың қозғалғышлықтарын онлаған, хәтте жүзлеген есе өзгертеди. 1 атм басымдағы кислородтың излери бар гелийде $u_+^0 = 5,09 \text{ см}^2/\text{сек} \cdot \text{в}$ және $u_-^0 = 6,31 \text{ см}^2/\text{сек} \cdot \text{в}$. Пүткиллей таза болған гелийде оң зарядланған ионлардың қозғалғышлығы u_+^0 дерлик өзгериссиз қалады, ал терис зарядланған ионлардың қозғалғышлығы болған u_-^0 шамасының мәниси оғада үлкен болған $500 \text{ см}^2/\text{сек} \cdot \text{в}$ шамасына жетеди. Бұл гелийди ионластырғанда қозғалғышлықтары жүдә жоқары болған еркин электронлардың пайда болатуғынлығы менен түсиндириледи. Кислородтың хеш болмаса киши излери болғанда, электронлар кислородтың нейтраль атомлары менен қосылады және киши жылжығышлыққа ийе болған терис молекулалық ионларды пайда етеди.



157-сүүрет.

Ионлардың қозғалғышлығын жүдә әпиұайы түрде анықлаудың ұсылы.



158-сүүрет. Ионлардың

қозғалғышлығын анықлайтуғын ұсылдың схемасы.

Ионлардың қозғалғышлықтарын анықлаудың басқа ұсылының мәниси мынадан ибарат: Газ тегис электрод A_1 диң қасында ионластырылады (158-сүүрет). A_1 электроды менен оған параллель болған A_2 электродының арасына ўақытқа байланысly дәўирли түрде өзгеретуғын $E = E_0 \sin \frac{2\pi}{T} t$ майданы түсириледи. Бұл аңлатпада t - ўақыт, T - дәўир, E_0 - тұрақлы шама. A_2 электроды В электрометри менен тутасқан. Қозғалғышлығы үлкен болған бир белгиге ийе ионларды, мысалы, терис ионларды қараймыз. Хәр бир берилген моментте олар $u_- = u_-^0 E$ тезлигине ийе болады. Майданның кернеўлиги E ўақытқа байланысly өзгеретуғын болғанлықтан, тезлик u_- да өзгереди. Мейли, биринши ярым дәўирде, яғный $t = 0$ ден $t = \frac{T}{2}$ ўақытына шекем E майданы терис ионларды A_2 электродына қарай тезлететуғын болсын. Бундай жағдайда келеси ярым дәўирдиң ишинде майдан ионларды қарама-қарсы бағытта, A_1 электродына қарай тезлетеди. $t = 0$ ден $t = \frac{T}{2}$

ге шекемгі ұақыт ишинде ионлар мынадай жолды өтеди:

$$s = \int_0^{T/2} u_-^0 E_0 \sin \frac{2\pi}{T} t dt = \frac{T}{\pi} u_-^0 E_0.$$

Егер s шамасы электродлардың арасындағы қашықтық d дан киши болса, онда A_1 электродының қасында пайда болған ионлар A_2 электродына жете алмайды хәм оның менен тұтастырылған B электрометрдің стрелкасы аұыспайды. T дәуирин өзгертип, $s = d$ шәрти орынланатұғын жағдайды алыұға болады. Бундай жағдайда зарядлар A_2 электродына жетип келеди хәм оны биз электрометрдің стрелкасының аұысыұы бойынша көремиз. Бундай жағдайда

$$d = \frac{T}{\pi} u_-^0 E_0$$

теңлиги орынланады хәм белгили болған T, d хәм E_0 шамалары бойынша изленип атырған қозғалғышлық u_-^0 анықланады.

Дәуир T және де үлкейтилсе A_2 электродына (екинши ярым дәуирдің ишинде) бизиң болжаұымыз бойынша әстерек қозғалатұғын оң ионлар да жетип келеди. Бундай жағдайда электрометрдің аұысыұы киширейеди. Усындай жоллар менен басқа белгиге ийе болған ионлардың қозғалғышлығын анықлаұға болады.

Ионлардың қозғалғышлығының ийелейтұғын орнын көрсететұғын санлы мысал келтиремиз.

Мысал. 1 см^3 хәйда тең салмақлық халда ионлардың $n_0 = 10^7$ жұбы болатұғындай дәрежеде рентген нурлары менен ионластырылған хәйаның өткизгишлиги σ ны анықлаңыз. Ионлардың зарядын бир ретлик деп есаплаңыз³⁴.

Шешими. 183-параграфтағы (6)-формула бойынша мынадай аңлатпаны жаза аламыз:

$$\sigma = q n_0 (u_+^0 + u_-^0).$$

Ионның заряды q ды күлонларда, n_0 ди см^{-3} те хәм u_+^0 менен u_-^0 шамаларын $\text{см}^2/\text{сек} \cdot \text{в}$ бирликлери менен алып σ ны $\text{ом}^{-1} \text{см}^{-1}$ бирликлеринде аламыз. Хәйаны тийкарынан азоттан турады деп есаппа, ионлардың қозғалғышлықтарының қосындысы $u_+^0 + u_-^0$, ушын IX кестеде келтирилген мағлыұматлар бойынша шаманы аламыз:

$$u_+^0 + u_-^0 = 1,27 + 1,84 = 3,11 \text{ см}^2/\text{сек} \cdot \text{в}.$$

Буннан, $n_0 = 10^7 \text{ см}^{-3}$ хәм $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ к мәнислерин пайдаланып

$$\sigma = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^7 \cdot 3,11 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1} \cong 5 \cdot 10^{-12} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$$

шамасын аламыз.

Бұл нәтийжени металлардың өткизгишлиги менен салыстырыұ қызықлы. IV кестеде келтирилген мағлыұматлар бойынша $\sigma = 6,4 \cdot 10^5 \text{ ом}^{-1} \text{см}^{-1}$. Буннан берилген мысалдың шәртлеринде ионизацияланған хәйаның өткизгишлигиниң мыстың өткизгишлигинен шама менен 10^{17} есе киши екенлигин көремиз.

Электролитлердің өткизгишлиги олардың құрамы менен концентрациясынан ғәрезли. Мысал ретинде 1 л сұұға 2,92 г ас дузы NaCl еритилген жағдайда пайда болған электролиттиң өткизгишлигин есаплайық

I томның 85-параграфында осмослық басым бойынша бундай шараятларда NaCl молекулаларының 0,44 ииниң ионларға диссоциацияланғанлығын көрдик. Бұл ионлардың жұбының санының барлық ериген молекулалардың санының 0,44 бөлегиндей екенлигин аңғартады. NaCl дың молекулалық салмағы 58 ге тең болғанлықтан, көлем бирлигиндеги ериген молекулалардың санының мынаған тең болатұғынлығы келип шығады:

$$n_0 = \frac{2,92 \cdot 6 \cdot 10^{23}}{58 \cdot 1000} \text{ см}^{-3} \cong 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}.$$

Буннан көлем бирлигиндеги ионлардың жұбының санының

$$n'_0 = 0,44 \cdot 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} \cong 1,3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$$

шамасына тең екенлиги келип шығады. Электролиттиң өткизгишлигин 178-параграфтағы (5)-формула бойынша анықлаймыз:

$$\sigma = F \eta \alpha (u_+^0 + u_-^0) = n'_0 q (u_+^0 + u_-^0).$$

³⁴ "Бир ретлик" деп айтқанда ионның зарядының шамасының электронның зарядының шамасындай екенлигин аңғартады (Аұдарыұшылар).

VII кесте бойынша электролиттегі Na^+ хәм Cl^- ионларының қозғалғышлықтарының қосындысы

$$u_+^0 + u_-^0 = 0,000450 + 0,000677 \cong 1,1 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{сек} \cdot \text{в}$$

шамасына тең хәм буннан мынадай шаманы аламыз:

$$\sigma = 1,3 \cdot 10^{19} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1,1 \cdot 10^{-8} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1} \cong 2,3 \cdot 10^{-3} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}.$$

Солай етип, көрсетилген электролиттің өткізгішлігі биз келтирген мысалдағыдай ионластырылған ҳаўаның өткізгішлігінен шама менен 10^9 есе үлкен болады екен. Электролиттің бундай салыстырмалы үлкен өткізгішлігі көлем бирлігиндегі ионлардың санының үлкен екенлігі менен түсіндириледі: 1 см^3 электролиттегі ионлардың саны 1 см^3 рентген нурларының тәсирінде ионластырылған ҳаўадағы ионлардың санынан шама менен 10^{12} есе үлкен; ал электролиттегі ионлардың қозғалғышлықтары газ ионларының қозғалғышлығынан мың есе киши.

§ 185. Электронлық тоқтың вакуум арқалы өтиўи. Өз бетинше емес болған өткізгішліктің шеклик жағдайы сыпатында вакуум, яғный қалдық газдың басымы жүдә киши хәм сонлықтан электронлардың еркин жүриў жолының узынлығы электродлардың арасындағы қашықтықтан үлкен болған орталық арқалы өтетұғын электронлық тоқты қараўға болады. 170-параграфта биз вакуум арқалы электронлық тоқты жүзеге келтириў ушын металдың қызған бети сыяқлы электронлардың дерегин пайдаланыўдың керек екенлігін көрдик.

Усындай жоллар менен қыздырылған катод пенен анодтың арасында алынатуғын электронлық тоқ Ом ызамына бағынбайды. 170-параграфта көрсетилип өтилгениндей тойыныў тоғы I_t ға салыстырғанда киши болған I тоқлары ушын Богуславский-Ленгмюр формуласының орынлы екенлігін көрдик (186-параграфтағы келип шығарылыўын қараңыз):

$$I = \alpha(V_1 - V_2)^{3/2}. \quad (1)$$

Бул формула бойынша тоқтың шамасы потенциаллар айырмасының $3/2$ дәрежесине пропорционал өседі. I дің потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ ден усындай ғәрезли болыўы электродлардың арасында электронлық булттың пайда болыўы менен байланысly. Потенциаллар айырмасы үлкен болғанда тоқ катод тәрепинен ўақыт бирлігинде шығарылатуғын электронлардың саны n менен анықланатуғын тойыныўға жетеді.

Қызған катодты пайдаланып, туўры сызықлы ушатуғын электронлардың ағысын алыўға болады. K катодына үлкен болмаған b тесиги бар A анодын жақын жайластырсақ, биз электронлық ямаса катодлық нур деп аталатуғын электронлардың C дәстесін аламыз. Бул электронлық нурды электронлардың бир қатар қатты денелердің бетине келип урылыўының салдарынан пайда болатуғын жарқын жақтылықтың шығыўы (люминесценция) бойынша табыўға болады. Бундай қатты денелердің қатарына уран шийшеси, виллемит, күкиртли цинк ҳ.т.басқалар киреди.

Катодлық нурлар биринши рет XIX әсирдің ортасында бақланды, бирақ тек XX әсирдің басында ғана олардың терис зарядқа ийе болған элементар бөлешелердің - электронлардың ағысы екенлігі анықланды.

Электронлардың соқлығысыўлар болмаған жағдайлардағы қозғалысы электр майданы тәрепинен $f = eE$ күшинің тәсирінде жүзеге келеді (e арқалы электронның заряды, E арқалы майданның кернеўлиги белгиленген). Бундай жағдайда майданның барлық жұмысы $A = e(V_1 - V_2)$, бул формулада $V_1 - V_2$ шамасы арқалы электронның жолының басланғыш хәм ақырғы ноқатларындағы потенциаллар айырмасы белгиленген, оның кинетикалық энергиясы болған E_k шамасының үлкейиўи ушын жумсалады. Егер басланғыш тезлик нолге тең болса, онда кинетикалық энергияның шамасы мынаған тең болады:

$$E_k = \frac{mv^2}{2} = e(V_1 - V_2). \quad (2)$$

168-параграфта биз электронның энергиясының муғдарын электронвольтлер деп аталатуғын айрықша бирлікте өлшеўдің қабыл етилгенлігін айтып өткен едик (қысқаша

эВ). Бир электронвольт электронның ушларындағы потенциаллар айырмасы 1 В болған жолды өткенде алатуғын энергиясының мұғдарына тең.

Сол параграфта

$$1 \text{ эВ} = 1,601 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$$

теңлигинің орынлы екенлігі де көрсетілді. Көп санлы есаплайларда N есе (N арқалы Авагадро саны белгіленген) үлкен болған бірлікті пайдаланған қолайлы; бил бірлік заттың бір молине тийісли болған энергияны көрсетеді хәм эВ/моль деп аталады. Көринип тұрганындай,

$$1 \text{ эВ/моль} = 1,601 \cdot 10^{-12} \cdot 6,023 \cdot 10^{23} \text{ эрг/моль} = 9,643 \cdot 10^{11} \text{ эрг/моль} = 23055 \text{ кал/моль}.$$

Электронның ушларындағы потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ шамасына тең болған жол арқалы өткендегі тезлігі v ны аңсат анықлауға болады (басланғыш тезлікті нолге тең деп болжаймыз):

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m}} \sqrt{V_1 - V_2}. \quad (3)$$

Бұл аңлатпаға электронның заряды e менен массасы m ди қойып, мынаны аламыз.

$$v(\text{см/сек}) = 5,930 \cdot 10^7 \cdot \sqrt{V_1 - V_2(\text{В})} \quad (3a)$$

Солай етип, электронның тезлігі оның өткен жолының ушларындағы потенциаллар айырмасының квадрат коренине түүры пропорционал екен. Ушларындағы потенциаллар айырмасы 1 В болған жолды өткенде электрон $5,93 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$ шамасындағы тезлікке ийе болады.

Х кесте

Ушларындағы потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ шамасына тең болған жағдайдағы электронның тезлігі v ушын алынған мағлыұматлар

$V_1 - V_2, \text{В}$	$v, \frac{\text{см}}{\text{сек}}$	$\beta = \frac{v}{c}$
10^2	$5,93 \cdot 10^8$	0,0198
10^8	$1,88 \cdot 10^9$	0,0626
10^4	$5,85 \cdot 10^9$	0,195
10^5	$1,64 \cdot 10^{10}$	0,545
$5 \cdot 10^5$	$2,59 \cdot 10^{10}$	0,863
10^6	$2,82 \cdot 10^{10}$	0,9411

(3)-формула электронның тезлігі жақтылықтың тезлігінен киши болған жағдайлар ушын дурыс. Электронның тезлігінің шамасы жақтылықтың тезлігине шамаласқанда салыстырмалық теориясына сәйкес өзгерислерди есапқа алыуға түүры келеди (218-параграфқа хәм I томдағы 31-параграфқа қараңыз). Х кестеде ушларындағы потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ шамасына тең болған жағдайдағы салыстырмалық теориясының талаптарын есапқа алғандағы электронның тезліклеринің мәніслери келтирилген. Үшінши бағанада электронның тезлігі v ның жақтылықтың тезлігі c ға қатнасы келтирилген³⁵.

³⁵ Кітаптың авторлары "салыстырмалық теориясына сәйкес массаның тезлікке байланыслы болыуы" түсинигин кеңнен қолланады. Бирақ, биз массаның релятивистлик инвариант екенлігін және еске саламыз хәм электронның толық энергия менен тезлігінің арасында

$$E = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

түріндегі қатнастың бар екенлігін атап өтемиз (m_e арқалы электронның массасы

Х кестеде келтирилген мағлыұматлардан потенциаллар айырмасының шамасы $V_1 - V_2 = 100 \text{ В}$ болғанда электронның қақыйқый тезлигинің (3а) формула беретұғын шамаға тең болатұғынлығын көріўге болады. Бирақ потенциаллар айырмасының шамасы $V_1 - V_2 = 10^6 \text{ В}$ шамасына жеткенде электронның қақыйқый тезлиги $2,82 \cdot 10^{10} \text{ см/сек}$ шамасына тең болады, ал салыстырмалық теориясының талаптарын есапқа алмайтуғын (3а)-формула бойынша есапланған тезлик v ның шамасы $5,93 \cdot 10^{10} \text{ см/сек}$ шамасына тең, яғный жақтылықтың тезлигинің шамасынан да үлкен болған болар еди. Ал салыстырмалық теориясы бойынша жақтылықтың вакуумдағы тезлигинен үлкен тезлик болмайды.

Электронлық нұр менен өткерилген тәжірийбе бизде электронлар қаққында массаға хәм электр зарядына ийе, белгили болған траекториялар бойынша қозғалатұғын бөлекше қаққындағы көз-қарасларды пайда етеди. Бирақ I томдағы 31-параграфта классикалық механиканың қолланылыұ шегаралары қаққында гәп еткенимизде биз элементар бөлекшелерге (айырым электронларға, протонларға х.т.б.) классикалық "бөлекшелерге" қолланылыұы мүмкин болған көз-қарасларды пайдаланыұға болмайтуғынлығын атап өттик. Элементар бөлекше гәптиң әдеттеги мәнисіндеги "бөлекше емес" хәм оның ушын траектория қаққындағы түсиникти қолланыұға болмайды. Элементар бөлекшелер анықсызлық қатнастары деп аталатұғын қатнастарға бағынады хәм соған сәйкес, олардың хәр қайсысының дәл анықланған координата хәм дәл анықланған тезликтің векторы менен анықланыұы мүмкин емес³⁶. Анықсызлық қатнастары бойынша координата x хәм тезликтің v_x құраұшысының бир ўақытта тек Δx хәм Δv_x дәлликлерінде ғана анықланыұы мүмкин:

$$\Delta x \cdot \Delta v_x \geq \frac{h}{m}. \quad (4)$$

Бұл аңлатпада m — бөлекшениң массасы, ал $h = 6,624 \cdot 10^{-27} \text{ эрг·сек}$ тұрақлы болып табылады хәм оны *Планк тұрақлысы* деп атайды.

Кейинирек (III томға қараңыз) тек жүдә пұқталық пенен өткерилген тәжірийбелердің (4)-қатнасқа алып келетұғынлығын көремиз хәм сонда оның физикалық мәнисин толық айқынластырамыз... Қақыйқатында бұл қатнас классикалық механиканың көз-қарасларының элементар бөлекшелерге қолланылыұының шеклерин ғана көрсетеди. Сонлықтан, қандай жағдайларда электронлар қаққындағы көз-қараслардан пайдаланыұға болатұғынлығы, ал қандай жағдайларда электронларды классикалық механиканың "бөлекшелери" сыпатында қараұға болатұғынлығын анықлаұ мүмкин екен.

Биз жоқарыда электронлық "дәсте" көз-қарасыны тийкарында таллаған жағдайлардың барлығының (4)-қатнасқа сәйкес келетұғынлығын аңсат көріўге болады.

Оның ушын биз I томдағы 31-параграфтағы мысалды еске түсириұимиз керек. Егер дәстениң кеңлиги $\Delta x = 10^{-2} \text{ см}$ болса (ал тәрийипленген тәжірийбелерде биз дәстениң кеңлигин оннан да дәл анықлай алмаймыз), онда (4)-қатнас бойынша

$$\Delta v_x \sim \frac{h}{m \cdot \Delta x} \cong \frac{6,6 \cdot 10^{-27}}{9 \cdot 10^{-28} \cdot 10^{-2}} \text{ см/сек} \cong 7 \cdot 10^2 \text{ см/сек}$$

белгиленген). Сонлықтан электронның кинетикалық энергиясы ушын $E_{kin} = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} - m_e c^2$ шамасына тең болады. Бұл аңлатпада $m_e c^2$ арқалы электронның тынышлықтағы энергиясы белгиленген. Нәтийжеде электронның кинетикалық энергиясы менен оның түүры сызықлы жолының ушларындағы потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ арасында мынадай қатнас орын алады:

$$E_{kin} = e(V_1 - V_2).$$

³⁶ Квантлық механикадағы анықсызлық принципи деп аталатұғын принцип немис физиги Вернер Гейзенберг тәрепинен 1927-жылы ашылды хәм ол физикалық квантлық механиканың ең тийкаргы принциплеринің бир болып табылады (Аўдарыұшылар).

шамасын аламыз.

Бирақ, барлығы болып 1 В болған тезлетиуши потенциалда (ал, электронлық дәстелерди алатуғын трубкалардағы тезлениуши потенциаллардың шамасы оған салыстырғанда әдеуір жоқары) (3а) формуласы бойынша электронның тезлиги $v \cong 5,9 \cdot 10^7$ см/сек шамасына тең хәм, усыған сәйкес, (4)-қатнас тәрәпинен талап етилетуғын Δv_x шамасының мәніси тезликтің шама менен 0,001 % мәнісин қурайды, яғный эксперименттің мүмкин болған дәллігинің шеклеринен алыста қалады. Буннан, тәрийипленген тәжирийбелерде, тап сол сыяқлы усы томда қарап өтилетуғын басқа тәжирийбелерде де, электронды биз әдеттеги "бөлекше" сыпатында қарауға болатуғынлығы келип шығады.

§ 186. Богуславский-Ленгмюр формуласын келтирип шығаруы; тоқ күшинің флуктуациялары. Әпиуайылық ушын, бир бирине параллель жайласқан еки шексиз үлкен тегис электрод берілген деп болжаймыз (160-сүрет). Электродлардың арасындағы қашықтықты d арқалы белгилеймиз, шеп тәрәптеги электродты катод деп есаплаймыз хәм оның потенциалын нолге тең етип аламыз: $V_K = 0$. Оң тәрәптеги электродтың (анодтың) потенциалын V_A арқалы белгилеймиз. Катод электронлардың дереги болып табылады.

Майдан тәрәпинен тезлетилетуғын электронлар бир электродтан екіншисине қарай қозғалады хәм тоқты пайда етеди.

OX көшерин электродларға перпендикуляр етип түсиремиз. Электродлардың жайласуларында симметрия болғанлықтан, электронлық булт тәрәпинен пайда етилетуғын зарядлардың көлемлик тығызлығының мәніси ρ тек x координатасынан ғәрәзли болады, эквипотенциаллық бетлер электродларға параллель болып жайласады хәм майданның кернеулиги векторы E хәмме орынларда OX көшери менен бағытлас.

Тоқтың тығызлығы i сан мәніси бойынша беттің бир бирлиги арқалы ўақыт бирлигинде алып өтилген зарядтың мұғдарына тең.

Стационар режимде тоқтың тығызлығы i ўақыт бойынша тұрақлы хәм x координатасының барлық мәніслери ушын бирдей.

Зарядлардың көлемлик тығызлығы ρ менен V потенциалының арасындағы байланыс 132-параграфтағы (3)-формула менен бериледи:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -4\pi\rho. \quad (1)$$

Биз қарап атырған жағдайда V потенциалы тек электродлардың тегислигине перпендикуляр бағытта ғана, яғный OX көшеринің бағытында ғана өзгереді; сонлықтан V ның x координатасы бойынша туўындысы ғана нолге тең емес хәм (1)-теңлик мынадай түрге енеди:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -4\pi\rho. \quad (2)$$

Термозмиссияда электронлар катодтан жыллылық тезликлери менен ушып шығады. Олар электронлар тәрәпинен әдеттегидей сыртқы электр майданының тәсиринде алатуғын тезликлерден киши. Сонлықтан электронлардың дәслепки тезликлерин нолге тең деп есаплаймыз. Бундай жағдайда электронлар электродлардың арасындағы V потенциаллар айырмасы менен тәрийипленетуғын ноқатқа жеткенде

$$\frac{mv^2}{2} = eV \quad (3)$$

формуласының жәрдемінде анықланатуғын v тезлигине ийе болады. i тоқтың тығызлығы көлемлик зарядтың тығызлығы ρ хәм электронлардың қозғалысының тезлиги арқалы

$$i = -\rho v \quad (4)$$

теңлеги бойынша анықланады. Бул теңликтің оң тәрәпинен минус белгиси қойылған, себеби i векторының бағыты оң зарядлардың қозғалысының бағытына сәйкес келеди.

(2)-, (3)- хәм (4)-аңлатпалардан мынаны табамыз:

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = 4\pi i \sqrt{\frac{m}{2e}} \cdot V^{-1/2}.$$

Бұл теңликтің оң хәм шеп тәреплерин $\frac{dV}{dx} dx$ шамасына көбейтип

$$\frac{d^2V}{dx^2} \cdot \frac{dV}{dx} dx = 4\pi i \sqrt{\frac{m}{2e}} \cdot V^{-1/2} \cdot \frac{dV}{dx} dx \quad (5)$$

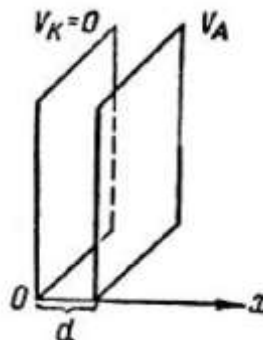
теңлигине ийе боламыз. (5)-теңликти 0 ден x қа шекем интеграллап, мынаны жаза аламыз:

$$\int_0^x \frac{d^2V}{dx^2} \cdot \frac{dV}{dx} dx = 4\pi i \sqrt{\frac{m}{2e}} \int_0^x V^{-1/2} \cdot \frac{dV}{dx} dx. \quad (6)$$

Шәрт бойынша $x = 0$ теңлиги орынланғанда $V = 0$ болыуы керек; усының менен бирге бизге $x = 0$ теңлиги орынланғанда $\frac{dV}{dx} = 0$ теңлиги де орынланады деп есаплау керек болады.

160-сүүрет.

Богусловский-Ленгмюр формуласын келтирип шығарыуға.



Бұл соңғы шәрт мынадай жағдайлардан келип шығады: катодтың қасында сол катодтың электронлары тек диффузияның есабынан келип жететұғын электронлық булт пайда болады. Демек, катодтың қасында майданның кернеулігі $E = 0$, буннан мынадай талап келип шығады:

$$\frac{dV}{dx} = 0.$$

Бундай шараятларда (6)-теңликти интеграллаудың нәтижесинде төмендегидей аңлатпаны аламыз:

$$\left(\frac{dV}{dx}\right)^2 = 16\pi i \sqrt{\frac{m}{2e}} \cdot V^{1/2}$$

ямаса

$$\frac{dV}{V^{1/4}} 4\sqrt{\pi i} \cdot \sqrt{\frac{m}{2e}} \cdot dx.$$

Бұл аңлатпаны x тың өзгериу шеклерин болған 0 ден d ға шекем интеграллаймыз:

$$\int_0^{V_A} \frac{dV}{V^{1/4}} = 4\sqrt{\pi i} \cdot \sqrt{\frac{m}{2e}} \cdot \int_0^d dx.$$

$x = 0$ ноқатында $V = 0$ хәм $x = d$ ноқатында $V = V_A$ теңликлери орынлы болғанлықтан, шеп тәрептеги интеграл ушын интеграллау шегі сыпатында 0 хәм V_A шамаларын алдық. Интеграллау

$$\frac{4}{3} V_A^{3/4} = 4\sqrt{\pi i} \cdot \sqrt{\frac{m}{2e}} \cdot d$$

теңлигин береді. Бұл теңликти тоқтың тығызлығы i ге қарата шешіп,

$$i = \frac{\sqrt{2}}{9\pi} \sqrt{\frac{e}{m}} \cdot \frac{1}{d^2} \cdot V_A^{3/2} \quad (7)$$

аңлатпасына ийе боламыз. Тоқтың тығызлығы i дан ұлыұмалық I тоғына өтиу ушын i шамасын электронларды эмиттерлейтұғын беттің майданы S ке көбейтиу керек:

$$I = iS.$$

Усының менен бирге бизің белгилеулеримизде V_A шамасының электродлардың арасындағы потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ ге сәйкес келетұғынлығын есапқа алсақ, онда (7)-аңлатпадан мынадай формуланы аламыз:

$$I = \frac{S\sqrt{2}}{9\pi} \cdot \sqrt{\frac{e}{m}} \cdot \frac{1}{d^2} (V_1 - V_2)^{3/2}.$$

Бундай жағдайда

$$\frac{S\sqrt{2}}{9\pi} \cdot \sqrt{\frac{e}{m}} \cdot \frac{1}{d^2} = \alpha$$

белгилейін қабыл етсек (бұл жағдайда α шамасы электродлардың берілген өлшемлери менен жайласыулары үшін тұрақты шама), онда мынадай формуланы аламыз:

$$I = \alpha(V_1 - V_2)^{3/2}.$$

Бұл формула 172-параграфтағы (3)-формула менен бірдей.

Жүде әззи болған электронлық тоқта ұақыт бирлиги ишинде анодқа жетип келген электронлардың саны n үлкен емес. Бундай жағдайларда тоқтың күши I диң фруктуациялары сезиледи. Тоқтың күшиниң бұл флукутациялары I томда еслетилип өтилген газдиң басымының, оның тығызлығының қ.т.б. флукутацияларына ұқсас; олардың жүзеге келиуі электр зарядларының үзликли болған "автомат" табияты, яғный электронлардың бар болыуы менен байланысly.

Бақлау ұақытын бир бирине тең болған киши Δt ұақытларына бөлемиз. Бундай жағдайда анодқа Δt ұақыты ишинде жетип барған электронлардың орташа саны $\bar{n}_{\Delta t}$ шамасына тең. Қәр бир айырым $\Delta t_1, \Delta t_2, \dots, \Delta t_k \dots$, ұақыт аралықларында катодтан ұшып шығыудың тәртипли емес екенлигине байланысly анодқа жетип барған электронлардың саны $n_{\Delta t_k}$ орташа мәнис болған $\bar{n}_{\Delta t}$ шамасынан айырмаға ийе болады:

$$\begin{aligned} n_{\Delta t_1} &= \bar{n}_{\Delta t} + \delta_1 n \\ n_{\Delta t_2} &= \bar{n}_{\Delta t} + \delta_2 n \\ &\dots \\ n_{\Delta t_k} &= \bar{n}_{\Delta t} + \delta_k n \\ &\dots \end{aligned}$$

Усы жағдайға байланысly $I_k = n_{\Delta t_k} \cdot \frac{e}{\Delta t_k}$ тоқ күшлери де (бұл теңликтеги e - электронның заряды), берілген Δt_k ұақыт аралығында бақланатуғын орташа мәнислер бир биринен айрылады:

$$\begin{aligned} I_1 &= \bar{I}_{\Delta t} + \delta_1 I \\ I_2 &= \bar{I}_{\Delta t} + \delta_2 I \\ &\dots \\ I_k &= \bar{I}_{\Delta t} + \delta_k I \\ &\dots \end{aligned}$$

Бұл теңликлерде $\bar{I}_{\Delta t} = \bar{n}_{\Delta t} \cdot \frac{e}{\Delta t}$ арқалы ұақыт аралықларының барлығындағы тоқтың күшиниң орташа мәнислери белгиленген.

Сәйкес статистикалық есаплау тоқтың күшиниң орташа квадратлық ауысыуы болған $\overline{\delta_k I^2}$ шамасының мынаған тең екенлигин көрсетеди:

$$\overline{\delta_k I^2} = \frac{\bar{I}_{\Delta t} \cdot e}{\Delta t}. \quad (8)$$

Егер биз бақлауды үлкен Δt ұақыт аралығында өткеретуғын болсақ, онда бұл ауысыудың шамасы соншама киши болады: бұл нәтийже айқын, себеби ұақыттың үлкен аралықларында катодтан шыққан электронлардың санының тосыннан өзгериуиниң салдарынан келип шығатуғын тоқтың күшиниң шамасындағы үлкейиулер менен киширейиулер жақсырақ тегисленеди. Екиншиден, $\overline{\delta_k I^2}$ ауысыуының мәниси электронның зарядының шамасы e ден ғәрезли. Теорияның бұл нәтийжеси де түсиникли: мысалы, егер электронның заряды болған e шамасы ҳақыйқый мәнисинен үлкен болса, онда тоқтың күшиниң шамасы бұрынғыдай болған жағдайда ұшып шығатуғын электронлардың саны киши болған болар еди ҳәм, ұсыған сәйкес, тоқтың күшиниң орташа мәнистен ауысыуы сезилерликтей болған болар еди.

Ток күшиниң сондай болып "дирилдеуін" электр ҳәм магнетизмде "түйиртпек" эффект деп атайды ҳәм электронлардың дәстесиниң түйиртпеклердиң ағысы менен ұқсас екенлигин көрсетеди.

Флукутациялық тербелислерди гармоникалық құраушыларға жайыуға болады. Тербелислердиң тәртипсиз болғанлығы себепли оларды мүмкин болған ν жииликлерине ийе болған шексиз көп санлы құраушыларға, яғный *тутас спектрге* жайыуға болады (I томға қараңыз). Егер флукутациялық тербелислерди микрофонның жәрдемінде бақлауғын болсақ, онда олар шауқымды пайда етеди; буннан тоқтың флукутациялық тербелислериниң атамасы болған

электрлік шайқымлар атамасы пайда болды.

Түйіртпелик эффектте электронлардың катод трубкасы арқалы ұшып өтіуі ұақытына шекемгі дәуірге шекем ($\sim 10^{-8}$ сек) барлық жийиликлер үшін гармоникалық құраушылардың амплитудалары бирдей. Егер катод лампының (137-сүрет) R қарсылыққа T температураға ийе шынжыр деп қарасақ, онда лампының электродларында пайда болатуғын потенциаллар айырмасының флуктуациялық айырмасының амплитудасының орташа квадратлық мәнісі мынаған тең болады:

$$\overline{\delta V^2} = 4kTR\Delta\nu. \quad (9)$$

Бұл теңлікте k - Больцман тұрақтысы және $\Delta\nu$ - жийиликлердің айырып алынған интервалының кеңлігі. Анод тоғының флуктуациялық тербелістерінің амплитудасының орташа квадратлық мәнісі $\overline{\delta I_a^2}$ мынаған тең

$$\overline{\delta I_a^2} = 4kT \frac{\Delta\nu}{R}. \quad (10)$$

Егер лампа көлемлік зарядлар болмаған жағдайда ісleyтуғын болса, онда соңғы формуланы былайынша көшіріп жазыуға болады:

$$\overline{\delta I_a^2} = 2eI_a\Delta\nu. \quad (10a)$$

Қызған катодтан ұшып шығатуғын электронлардың тәртіпсіз жыллылық қозғалыстарының үзліксіз флуктуацияларға ұшырайтуғынлығына байланысты жоқарыда көрсетілген тербелістер пайда болады. Олардың амплитудасы температурадан ғарезли және оның киширейіуі үшін тек температураны төменлетіу керек болады. Тоқтың күшінің флуктуациялық тербелістері электрлік өлшеулердің дәллігін анықлайды. Өлшенетуғын тоқтың шамасы оның флуктуацияларының шамасынан үлкен болыуы керек.

Усындай флуктуациялар менен бир қатарда катодлық лампада катодтың бетінің айырым участкаларының активлігінің өзгерісінің есабынан эмиссия тоғының өзгеріуі де мүмкін. Анод тоғының $\nu \approx 10^{-3} \text{сек}^{-1}$ жийилигіндегі тоқтың күшінің тербелістеріне алып келетуғын ұсындай өзгерістер Джонсон тәрeпiнен ашылды және "жылтылдау" атамасына ийе болды.

Резонанслық контурдың жәрдемінде тоқтың күшінің флуктуациялық тербелістерінің гармоникалық құраушыларының бирін айырып алып, оның амплитудасының орташа квадратлық мәнісін өлшеуге болады. δI_a^2 шамасының өлшеуде алынған мәнісі менен (10a) формуласының жәрдемінде есаплау жолы менен алынған мәнісін салыстыруы электронның заряды e ни анықлауға мүмкіншілік береді. Усындай жоллар менен өткерілген өлшеулердегі бақлаулардың дәллігінде (1%) электронның зарядының шамасы үшін басқа ұсыллар менен өлшеулерде алынған мәніске сәйкес келетуғын шама алынды.

Тоқтың тығызлығының флуктуациялық тербелістері еркін электронлардың алып жүриліуі менен тоқ пайда болатуғын тек электронлық лампаларда ғана емес, ал тоқтың қәлеген өткізгішлерінде де орын алады (металларда, ярым өткізгіштерде, электролиттерде).

§ 187. Электронлардың газдегі еркін жүріу жолының ұзынлығы. Газ орталықта қозғалысының барысында электрон атомлар және молекулалар менен соқлығысады. Оның еркін жүріу жолының ұзынлығын молекулалардың еркін жүріу жолының ұзынлығын анықлағандағы таллаулардың жәрдемінде анықлауға болады.

I томның 53-параграфында биз молекулалардың еркін жүріу жолының орташа ұзынлығын анықлаған едик:

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2}\pi\sigma^2n_0}. \quad (1)$$

Бұл формулада n_0 - молекулалардың көлем бирлігіндегі саны, σ - молекулалардың эффективлік диаметрі; дәлірек айтқанда σ шамасы соқлығысыушы молекулалардың эффективлік радиустары болған r және r' шамаларының қосындысы болып табылады: $\sigma = r + r'$. Ең ақырында бөлшектің бөліміндегі $\sqrt{2}$ санының соқлығысыу процессіне барлық молекулалардың, яғнай "ұшып келип басқа молекула менен соқлығысатуғын" және "басқа молекула ұшып келип ұрылатуғын" молекулалардың қатнасуатынлығына байланысты

пайда болғанлығын еске түсіреміз. Электронның еркін жүріу жолының орташа ұзынлығын тапқымыз келетуғын болса, биз еки жағдайда есапқа алыуымыз керек: бириншиден, электронның өлшемлери атомлар менен молекулалардың өлшемлеринен жүдә киши, сонлықтан эффективлик диаметр үшін жазылған $\sigma = r + r'$ аңлатпасында молекуланың радиусы r диң қасында электронның радиусы r' ты есапқа алмауға болады; екиншиден, массасының киши болуына байланысly электронның тезлиги молекулалардың тезлигинен жүдә үлкен, сонлықтан (1)-формуланың бөлиминдеги $\sqrt{2}$ көбейтiушисин сақлаудың зәрүрлиги жоқ.

Усының нәтийжесинде электронлардың еркін жүріу жолының орташа ұзынлығы үшін

$$\overline{\lambda_e} = \frac{1}{\pi r^2 n_0} \quad (2)$$

аңлатпасына ийе боламыз. Бұл аңлатпада r - электрон қозғалатуғын газдиң молекулаларының эффективлик радиусы.

Электронлардың еркін жүріу жолының орташа ұзынлығы болған $\overline{\lambda_e}$ шамасы, молекулалардың еркін жүріу жолының орташа ұзынлығы сыяқлы газдиң басымы p ға кери пропорционал.

(1)-формулада берилген газдиң молекулалары үшін (яғный, $r = r'$ теңлиги орынланғанда) эффективлик диаметр $\sigma = 2r$, буннан (1)- хәм (2)-формулаларды салыстырыу арқалы мынаған ийе боламыз:

$$\overline{\lambda_e} = 4\sqrt{2} \cdot \overline{\lambda} \cong 5,6\overline{\lambda}.$$

Демек, электронлардың еркін жүріу жолының орташа ұзынлығы тап сондай басымдағы газ молекуласының еркін жүріу жолының ұзынлығынан шама менен 5,6 есе үлкен болады екен.

Хәр қыйлы газлердеги және хәр қыйлы басымлардағы электронлардың еркін жүріу жолының орташа мәниси болған $\overline{\lambda_e}$ шамасының сан мәнислери XI кестеде берилген.

XI кесте

0°C температурадағы электронның еркін жүріу жолының орташа мәнислери $\overline{\lambda_e}$ (см лердеги)

Газ	Басым		
	1 мм Hg	10^{-2} мм Hg	10^{-4} мм Hg
He	$7,4 \cdot 10^{-2}$	7,4	740
Ne	$6,6 \cdot 10^{-2}$	6,6	660
Ar	$4,4 \cdot 10^{-2}$	4,4	440
H ₂	$7,5 \cdot 10^{-2}$	7,6	750
N ₂	$3,6 \cdot 10^{-2}$	3,6	360
O ₂	$4,1 \cdot 10^{-2}$	4,1	410

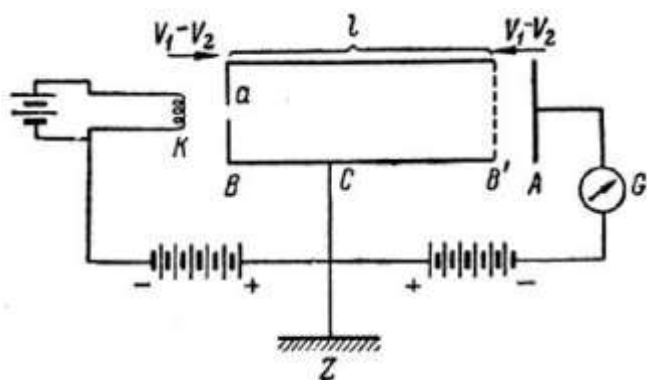
Ескертиу: "1 мм Hg" 1 мм сынап бағанасының басымы мәнисин береді (Аўдарыушылар).

XI кестеде келтирилген мағлыұматлардан хәзирги ўақытлардағы вакуумлық насослардың жәрдеминде аңсат алынатұғын 10^{-4} мм Hg басымларда электронлардың еркін жүріу жолының ұзынлығының бир неше метрге жететуғынлығы көринип тұр. Сызықлы өлшемлери бир неше онлаған сантиметр болған ыдысларда жақсы шекленген жайылмаған электронлық дәстелердиң алынатұғынлығы ұсы жағдай менен түсиндириледі.

Электронлардың еркін жүріу жолының орташа ұзынлығын экспериментте

молекулалық дәстени пайдаланып, газ молекулаларының еркін жүріу жолының орташа ұзынлығы анықлау тәжірибесінің идеясы менен сәйкес келетуғын ұсылдың жәрдемінде анықлауға болады (I томдағы 54-параграфты қараңыз).

Бұл ұсылдың схемасы 161-сүретте келтірілген: К электронлардың дерегі болып табылатуғын қыздырылған катод; В - а тесігі бар анод. Әсбаптың барлық бөлімі басымы төмен болған ыдыстың ишінде жайласқан. В аноды К катодынан электронлардың еркін жүріу жолының орташа мәнісінен киші қашықтықта жайласқан. Анод пенен катодтың арасында $V_1 - V_2$ шамасына тең тезлетіуші потенциаллар айырмасы түсірілген хәм оның тәсірінде электронларға белгили болған тезлик бериледи. а тесігі арқалы өтіп, электронлар С металл цилиндрилинің ишінде қозғалатуғын дәстени пайда етеди. Бұл цилиндридің потенциалы В анодының потенциалы менен бирдей. С цилиндри В' торы менен тамам болады. Солай етип, С цилиндринің ишінде майдан жоқ хәм электронлар тұрақлы тезлик пенен қозғалады. В' торы арқалы ұшып өтіп, олар А электродына келип түседі хәм оған өзінің зарядын береді. С цилиндринің ұзынлығы электронлардың еркін жүріу жолының орташа ұзынлығынан үлкен, ал А электроды В' торынан $\bar{\lambda}_e$ шамасынан көп киші қашықтықта жайласқан.



161-сүрет.

Электронлардың еркін жүріу жолының орташа ұзынлығын анықлау ұсылының схемасы.

Дәстениң базы бир электронлары С цилиндринің ишінде газдың молекулалары менен соқлыгысады, соның нәтижесінде олар бир қапталға бұрылады хәм сол С цилиндринің ишки бөліміне қарай ямаса В' торына қыя бағытта ұшып келеди. А электроды менен В' торының аралығына К катод пенен А анодының аралығына түсірілген тезлетіуші потенциаллар айырмасына тең болған $V_1 - V_2$ иркіуші потенциаллар айырмасы түсіриледі. Бундай жағдайда В' торына перпендикуляр бағытта қозғалатуғын электронлар, яғнай соқлыгысыуға ұшырамаған электронлар А анодына жетип келеди хәм G гальванометри менен өлшенетуғын I тоғын пайда етеди.

В анодынан қашықтығы l ди өзгертіу үшін А электроды менен В' торын қозғалатуғын етип ислеиди.

I томдағы 54-параграфта келтірілген формула бойынша дәстениң l жолын соқлыгысыуларсыз өткен бөлекшелерінің саны

$$n = n_0 e^{-l/\bar{\lambda}}$$

шамасына тең. Бұл формулада n_0 - дәстедігі бөлекшелердің ең дәслепки ұақыттағы саны, ал $\bar{\lambda}$ - олардың еркін жүріу жолының орташа ұзынлығы.

Бұл формуланы электронлық дәсте үшін да қолланыуға болады: бұл формула ұақыт бирлігінде А анодына жеткен электронлардың саны n ди береді.

Тоқтың күші I электронлардың саны n ге пропорционал болғанлықтан

$$I = I_0 e^{-l/\bar{\lambda}_e}$$

аңлатпасын жаза аламыз.

Бирдей басымларда хәм тоқтың бирдей I_0 басланғыш мәніслери үшін l диң хәр

қыйлы болған екі мәнісіндегі I тоқ күшінің мәнісін есептейміз. Бұндай жағдайда

$$I_1 = I_0 e^{-l_1/\bar{\lambda}_e}, I_2 = I_0 e^{-l_2/\bar{\lambda}_e}$$

хәм бұннан

$$\frac{I_1}{I_2} = e^{-(l_1-l_2)/\bar{\lambda}_e}$$

теңліклеріне ийе боламыз. Соңғы формуладан электронның еркін жүріу жолының орташа мәнісі $\bar{\lambda}_e$ үшін төмендегідей аңлатпаны аламыз:

$$\bar{\lambda}_e = \frac{l_2 - l_1}{\ln I_1/I_2}.$$

l_1 менен l_2 қашықтықтары да, I_1 хәм I_2 тоқ күштері де тикелей өлшенетұғын болғанлықтан, ұсындай жоллар менен $\bar{\lambda}_e$ шамасының мәнісі анықланады.

Эксперименталлық мағлұматтар электронлардың еркін жүріу жолының ұзынлығының теориялық мәнісін тастыйықлайды. Бирақ, электронлардың еркін жүріу жолының орташа ұзынлығы электронлардың тезлігінен ғәрезли екенлігін атап айтыу керек; киші тезліктер менен қозғалатұғын электронлар үшін газлердің көпшілігінде оның шамасы газлердің кинетикалық теориясы бойынша анықланған молекулалардың еркін жүріу жолының орташа ұзынлығынан киші. Үлкен тезліктерде оның мәнісі газлердің кинетикалық теориясы бойынша анықланатұғын мәніске жақынласады.

Бизлер ұсы ұақытқа шекем бир неше рет газ молекулаларының бир бири менен соқлығысыұын серпимли шарлардың бир бири менен соқлығысыұы түрінде қараұды жүдә әпиұайластырылған екенлігін көрсеткен едик.

Молекулалар болса бир бири менен тикелей тийіскен жағдайда ғана емес, ал қашықтықтан да тәсірлесетұғын зарядланған бөлекшелердің құрамалы системалары болып табылады. Электронлардың молекулалар ямаса атомлар менен соқлығысыұында мәселе оннан да құрамаласады. Электрон молекула ямаса атом менен сол молекула менен атомның ҳақыйқый өлшемлеріне салыстырғанда үлкен болған қашықтықларда тәсірлесе баслайды хәм олардың арасындағы қашықтықлардың кишірейіуі менен өз-ара тәсірлесіу күшлерінің шамасы үлкейеди. Бұннан электрон менен соқлығысыұы бойынша анықланатұғын молекуланың эффективлик диаметрінің ұшып келетұғын электронның тезлігінен ғәрезли екенлігі келип шығады. Эффективлик диаметр үшін бұндай жағдайда алынатұғын шама молекулалардың бир бири менен соқлығысыұы үшін алынатұғын эффективлик диаметрден өзгеше болады.

Электронлардың молекулалар менен соқлығысыұ теориясында 0°C температурадағы хәм 1 мм Hg басымдағы 1 см^3 көлемде жайласқан барлық молекулалардың толық кесе-кесимін қарайды.

Бұл толық кесім S мынаған тең:

$$S = \pi r^2 n_0.$$

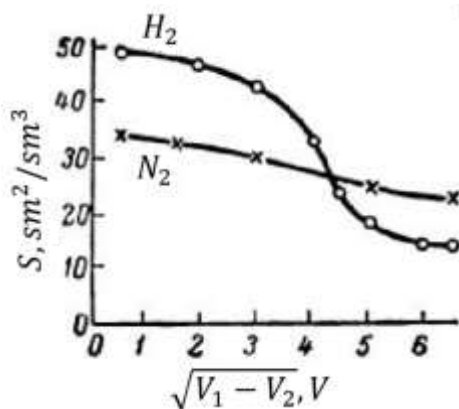
Бұл теңлікте r - молекуланың радиусы, ал n_0 - молекулалардың 0°C температурадағы хәм 1 мм Hg басымдағы молекулалардың саны.

r шамасын электронлардың еркін жүріу жолының орташа мәнісі $\bar{\lambda}_e$ бойынша анықлап, мысалы, водород атомы үшін (H_2) 25 В шамасындағы тезлетіуіш потенциал үшін $S = 20\text{ см}^2/\text{см}^3$ кесимін аламыз. Жоқарыда айтылғанларға сәйкес, S электронлардың тезлігінен ғәрезли.

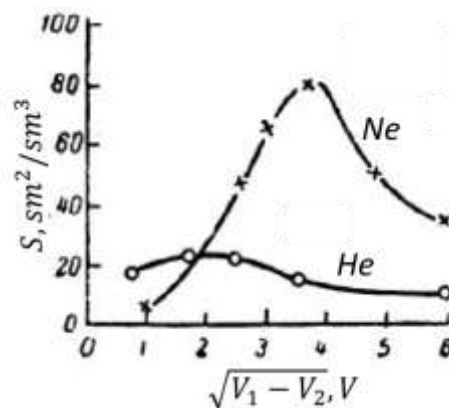
162-сүүретте S тиң H_2 хәм N_2 үшін алынған эксперименталлық мәнісін келтирилген. Абсцисса көшеріне тезлетіуіш потенциаллардың квадрат коренлері, яғный электронлардың тезлігі v ға пропорционал болған шамалар қойылған. Оң тәрепте молекулалардың еркін жүріу жолының ұзынлығы бойынша газлердің кинетикалық теориясының тийкарында есапланған S тиң мәніслері қойылған. Көринип тұрғанындай, электронлардың киші тезліктерінде водород үшін молекулалардың эффективлик кесімлері газлердің кинетикалық теориясы бойынша есапланған мәністен еки есе үлкен; жоқары тезліктерде болса электронлардың еркін жүріу жолы бойынша алынған кесім менен газлердің кинетикалық теориясы бойынша есапланған басым бир бири менен сәйкес келеди.

He, Ne, Ar, Kr, Xe инерт газлерінде киші тезліктер менен қозғалатұғын электронлар үшін

эффективлик кесимлер жүдә киши, буннан кейин олар үлкейеди хәм бир неше вольт шамасындағы тезлетийши потенциалларда максимумға жетеди, ал буннан кейин киширейеди. Жүдә киши тезликлер менен қозғалатуғын электронлар үшін ($V_1 - V_2 \cong 1$ В) газлердің кинетикалық теориясы бойынша анықланатуғын эффективлик кесимлерден әдеуір киши. Атомлар электронлар үшін "мөлдир" болатуғындай болып көринеди: электронлар атом арқалы қозғалыу бағытын өзгертпестен өтеди. Рамзауэр тәрепинен ашылған бул эффектти тек квантлық механиканың тийкарында түсиндирийге болады³⁷.



162-сүүрет. $0^\circ C$ температурада хәм 1 мм Hg басымдағы 1 см^3 көлемдеги H_2 хәм N_2 молекулалары үшін эффективлик кесим S тиң электронлардың тезлигинен ғәрезлиги.



163-сүүрет. $0^\circ C$ температурада хәм 1 мм Hg басымдағы 1 см^3 көлемдеги He хәм Ne молекулалары үшін эффективлик кесим S тиң электронлардың тезлигинен ғәрезлиги.

163-сүүретте He хәм Ne атомлары үшін атомлардың эффективлик кесими S тиң соқлығысыушы электронлардың тезликлеринен ғәрезлиги келтирилген. Бул сүүретте де оң тәрепте газлердің кинетикалық теориясы бойынша анықланған эффективлик кесимлер қойылған.

§ 188. Электронлардың атомлар хәм молекулалар менен соқлығысыулары. Үлкен емес тезликлерде электронлардың атомлар хәм молекулалар менен соқлығысыуы серпимли характерге ийе болады. Электронлардың массасы m атомның ямаса молекуланың массасы M нен әдеуір киши болғанлықтан, электрон серпимли соққыда өзиниң тезлигин сан шамасы бойынша дерлик өзгертпейди: тезлик тек бағыты бойынша өзгереді. Электрон атомнан ямаса молекуладан серпимли түрде "секиреді". Усыған сәйкес, серпимли соқлығысыудың салдарынан электронның молекулаға беретуғын энергиясының муғдары оның дәслепки кинетикалық энергиясының жүдә киши бөлеген қурайды.

Электронның тезлиги v молекуланың тезлигинен көп үлкен болғанлықтан, биз молекуланы тынышлықта тұрыпты деп есаплай аламыз. Бундай жағдайда орайлық соққы үшін 1 томның 28-параграфында шарлардың серпимли соқлығысыуы үшін алынған формуланы пайдаланып, соқлығысыудан кейин молекуланың

³⁷ Рамзауэр эффекти (Рамзауэр-Таунсенд эффекти атамасы менен де белгили) - киши тезликлер менен қозғалатуғын электронлардың нейтраль газлердің атомлары менен аномаллық түрдегі әззи шашырауы қубылысы. Биринши рет 1921-жылы немис физиги Карл Рамзауэр тәрепинен электронлардың аргондағы шашырауын изертлеудің барысында ашылды. Кейинирек бул эффект басқа затларда да бақланды. Тап сол ўақытлары бул эффект Д.Таунсенд тәрепинен де ғәрезсиз түрде ашылды.

Бул эффектти классикалық механиканың көз-қарасларының тийкарында түсиндирийдің мүмкиншилиги жоқ. Сонлықтан, бул эффекттиң ашылыуы квантлық механиканың қәлиплисийінде, атап айтқанда бөлекшелердің толқынлық қәсийетке ийе болатуғынлығының ашылыуында үлкен әхмийетке ийе болды (Аўдарыўшылар).

$$v' = \frac{2mv}{m + M}$$

тезлігіне ийе болатуғынлығын анықлаймыз. Бұл формулада v - электронның соқлығысыұдан бұрынғы тезлігі.

Бөлімдегі электронның массасы m ди атомның массасы M ниң қасында есапқа алмай, жууық түрде мынадай аңлатпаға ийе боламыз:

$$v' = \frac{2mv}{M}.$$

Атом ямаса молекула тәрепинен алынған кинетикалық энергия мынаған тең:

$$\Delta E_k = \frac{Mv'^2}{2} = \frac{4m}{M} \frac{mv^2}{2}.$$

Электрон тап сондай муғдардағы кинетикалық энергияны жоғалтады. $\frac{mv^2}{2}$ шамасының электронның басланғыш кинетикалық энергиясы E_k екенлигин нәзерде тутып,

$$\Delta E_k = \frac{4m}{M} E_k$$

теңлігіне ийе боламыз. Орайлық емес соқлығысыұда жоғалған энергияның шамасы киши болады; электрон ямаса молекула менен серпимли соқлығысыұда электронның *орташа*

$$\Delta \overline{E_k} = x E_k \quad (1)$$

шамасындағы энергияны жоғалтады. Бұл аңлатпада

$$x = \frac{2m}{M}. \quad (1a)$$

x шамасы киши бөлшек болып табылады. Мысалы, электронлардың неон атомлары менен серпимли соқлығысыұындағы $x = 5,45 \cdot 10^{-8}$, ал аргон атомлары менен соқлығысыұ ушын $x = 2,76 \cdot 10^{-5}$.

Солай етип, атом ямаса молекула менен серпимли соқлығысқанда электрон өзиниң энергиясының жүз мыңдай бөлегин ғана жоғалтады екен.

Электронның тезлігі үлкейгенде *серпимли болмаған соқлығысыұлар* жүзеге келеди, бундай жағдайда электрон соқлығысқан атомға ямаса молекулаға өзиниң энергиясын толығы менен бере алады. Берилген энергия *атомның (молекуланың) қозыұы* ямаса *оның ионласыұы*, яғный оннан *бир ямаса бир неше электронды жулып алыұ ушын* жұмсалады. Егер энергия атомның қозыұы ушын жұмсалатуғын болса, онда ол кейин нұрланыұ энергиясына ямаса жыллылыққа айланады.

Бұл бапта биз тек ионизацияға алып келетуғын *серпимли емес соқлығысыұларды* қараймыз; бундай жағдайда бир ретлик ионизация жүзеге келеди, яғный атом ямаса молекула электрон менен серпимли болмаған соқлығысыұда өзиниң электронларының тек биреұин ғана жоғалтады қәм, соған сәйкес, бир валентли оң ионға айланады деп болжаймыз.

Ионизация ушын зәрүрли болған энергияны E_j арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда электронның атомды ионластырыұы ушын оның кинетикалық энергиясының E_j шамасынан киши болмаұы керек. Электронның кинетикалық энергиясы

$$\frac{mv^2}{2} = e(V_1 - V_2)$$

шамасына тең болғанлықтан (бұл теңликте $V_1 - V_2$ арқалы электронларды тезлететуғын потенциаллар айырмасы белгиленген), майданның ионизация ушын зәрүрли болған электронды тезлететуғын потенциаллар айырмасының ең киши мәниси

$$e(V_1 - V_2)_j = \frac{mv_j^2}{2} = E_j \quad (2)$$

шамасына тең болыұы керек.

$(V_1 - V_2)_j$ потенциаллардың айырмасын берілген атомның ямаса молекуланың ионизациялық потенциалы деп атайды.

E_j ионизация потенциалын электронвольттерде (эВ) аңғартады.

Ионизациялық потенциалларды анықлаудың көп санлы эксперименталлық ұсыллары бар. Бұл потенциалларды анықлаудағы базы бір қыйыншылық атом менен молекуланы қоздырыуға алып келетуғын потенциаллар айырмасы менен айырыу зәрүрлиги менен байланысly. Биз мәниси мыналардан ибарат болған әпиұайы жағдайды ғана қараймыз. Катод трубкасында қызған К катоды менен А анодының арасында электронлық тоқ алынады. Трубкада үлкен емес мұғдардағы газ болып, электронлардың еркин жүрий жолының ұзынлығы анод пенен катод арасындағы қашықтық l ден киши болсын.

Электронлар газдың молекулалары менен тек серпимли түрде тәсир етисетуғын болса, онда тоқ толығы менен электронлық болады хәм оның күши I Богуславский-Ленгмюр формуласының жәрдемінде анықланады (186-параграфқа қараңыз):

$$I = \alpha(V_1 - V_2)^{3/2}.$$

Сонлықтан, егер биз абсцисса көшерине $(V_1 - V_2)^{3/2}$ шамасының мәнислерин қоятуғын болсақ, онда I тоқ күшиниң $(V_1 - V_2)^{3/2}$ ғәрезлигиниң 164-сүўреттеги Oa иймеклиги менен сүўретленетуғынлығын көремиз. Бирақ, электронлардың тезликлери трубкадағы газди ионластырыу үшін жеткилики болса, онда трубканың көлемінде қосымша электронлар менен оң ионлар пайда болады хәм I тоқтың шамасы кескин түрде өседі (164-сүўреттеги иймекликтің ab бөлими). I тоқтың шамасының $(V_1 - V_2)^{3/2}$ шамасынан ғәрезлигинде кескин үзиліс орын алатуғын ноқатқа сәйкес келетуғын потенциаллар айырмасы ионизациялық потенциал болып табылады.

XI кесте

Ионизациялық потенциаллар (вольттердеги)

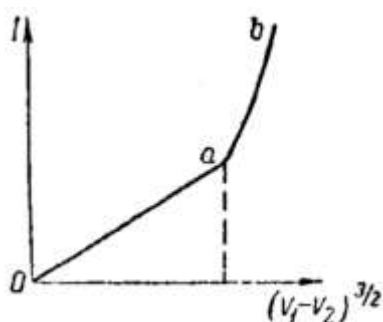
Атомлар ямаса молекулалар	$(V_1 - V_2)_I$
Водород, H	13,54
Гелий, He	24,47
Неон, Ne	21,47
Аргон, Ar	15,69
Сынап, Hg	10,38
Натрий, Na	5,12
Калий, K	4,32
Цезий, Cs	3,87
Водород молекуласы, H_2	15,4
Азот молекуласы, N_2	15,8

XI кестеде базы бір атомлар менен молекулалардың ионизациялық потенциаллары келтирилген.

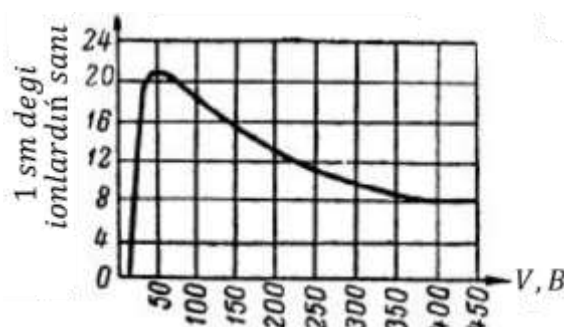
Егер электронның тезлиги ионизация үшін талап етилетуғын тезликтен үлкен болса, онда ол соқлығысыұда тек ионизация үшін зәрүрли болған энергиясын ғана береді хәм оның өзи соқлығысыұдан кейин қалған кинетикалық энергиясы менен қозғалысын даўам ете береді. Соқлығысыұлардың барлығы ионизацияға алып келе бермейді. Үлкен тезликлер үшін ионизацияның итималлығы киширейеді, электрон атомның қасынан оны ионластырмай ұшып өтиўге "үлгереді". 165-сүўретте хәр қыйлы тезликлерге ийе болған электронның 1 мм сынап бағанасының басымындай басымда 1 см жолды өткенде пайда ететуғын сынаптың оң ионларының (Hg^+) санын берететуғын иймеклик көрсетилген. Көринип тұрғанындай, потенциаллар айырмасы 50 В болған тезлететуғын майдандағы ионизацияның итималлығы максимумға жетеді (сынаптың ионизация потенциалы 10,4 В);

тезлетіуіші потенциаллардың үлкен мәніслерінде ионизацияның итималлығы киширейеди. 165-сүүретте иймекликтің максимумында электрон өзинің 1 см жолында шама менен 20 дана Hg^+ ионын пайда етеди. Сондай шәртлер орынланғанда 1 см жолда ол шама менен 57 рет соқлығысатуғын болғанлықтан, соқлығысыўлардың тек $\frac{20}{57}$ шамасы ғана (яғный, улыўма соқлығысыўлардың 35 проценти) ионизацияға алып келеди. Басқа барлық соқлығысыўларда ионизация алып келетуғын соқлығысыўлардың проценти киши болады.

Усы ўақытқа шекем биз тек электронның соқлығысыўының салдарынан жүзеге келетуғын ионизация ҳаққында гәп еттик. Бирақ ионлар менен соқлығысыўдың нәтийжесинде де ионизацияның жүриўи мүмкин. Бирақ, ҳәзирги ўақытлары жүдә үлкен энергияларда ионлардың ионизацияланатуғынлығы анықланған, сонлықтан, бизди қызықтыратуғын барлық газ өткизгишлигинде ионлардың ионизациясы тек екінши дәрежели орынды ғана ийелейди.



164-сүүрет. Ионизацияға байланыслы тоқтың күши I диң потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ ден ғәрезлиги графигиндеги үзилистиң пайда болыўы.

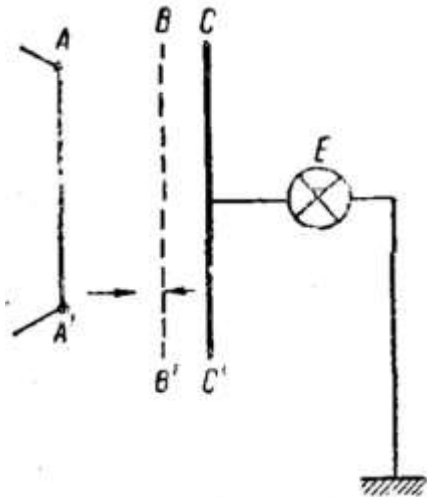


165-сүүрет. Сынаптағы (Hg^+) пайда болатуғын ионлардың электронлардың тезлигинен ғәрезлиги.

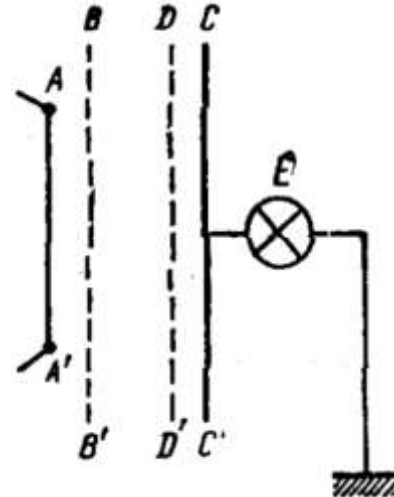
Жоқарыда тәрийипленген схема менен бир қатарда, ионизациялық потенциалларды анықлаў ушын басқа ҳәр қыйлы болған схемалар қолланылады. Франк ҳәм Герц 1913-жылы ионизациялық потенциалларды мынадай схеманың жәрдемінде анықлады (166-сүүрет). Жабық ыдыста орналастырылған қыздырылатуғын AA' сымы электронлардың дерегиниң хызметин атқарды. E электрометри CC' электродына келип түсетуғын зарядларды табыўға мүмкиншилик берди. Қыздырылатуғын сым менен CC' электродының арасына BB' торы орналастырылды. Контактлық потенциаллар айырмасының пайда болмаўы ушын CC' электроды менен BB' торы платинадан соғылды. Ыдыстың ишиндеги барлық кеңислик төменги басымдағы изертленетуғын газ ямаса пүү менен толтырылды. AA' сымы менен BB' торының арасына электронларды тезлететуғын $V_A - V_B$ потенциаллар айырмасы түсирилген. BB' торы менен CC' электродының аралығына электронларды иркетуғын $V_B - V_C$ потенциаллар айырмасы түсирилген. Егер сан мәніслери бойынша $V_B - V_C$ потенциаллар айырмасы $V_A - V_B$ потенциаллар айырмасынан үлкен болса, онда электронлар тор арқалы өтип, кери қарай ийтериледи ҳәм CC' электродына жетип келмейди. Бирақ, егер электронлардың $V_A - V_B$ потенциаллар айырмасының тәсиринде алынатуғын тезлиги BB' ҳәм CC' лардың аралығында соқлығысыўлар атомларды ионластыра алатуғын болса, онда оң зарядланған ионлар пайда болады. Бул ионлар $V_B - V_C$ потенциаллар айырмасының тәсиринде тезлетиледи ҳәм CC' электродына жетип, оған оң зарядын береді ҳәм ол E электрометри тәрәпинен бақланады. Солай етип, CC' электродында оң заряд пайда болатуғын $V_A - V_B$ потенциаллар айырмасының шамасының анықланыўы мүмкин. Бул потенциаллар айырмасы изертленетуғын атомлардың ионизациялық потенциалын анықлайды.

Франк ҳәм Герцтиң ұсылы үлкен болған бир кемшиликке ийе: CC' электродындағы оң заряд электронлардың атомларды ионизациялаўының салдарынан ғана емес, ал оларды қоздырыўдың салдарынан да пайда болыўы мүмкин. Биз кейинирек бундай жағдайда (III томға қараңыз) қозған

атомның жақтылықты нурландырып, өзінің нормаль халына өтетұғынлығын көреміз. Егер бұл нурланыу спектрдің ультракүлгіндік обласына тийіспес болса, онда CC' электродына келіп түсіп оннан электронларды жулып алыуы мүмкін (жақтылықтың әсерінде электронларды ұсындай етіп жулып алыуды фотоэффект деп атайды, III томға қараңыз). Теріс электронларды жоғалтыудың нәтижесінде CC' электродының өзі оң зарядланады және бұндай зарядланыуды E электрометрдің көмегімен көруге болады.



166-сүрет. Ионизациялық потенциалдарды анықлау үшін арналған Франк және Герц ұсынысының схемасы.



167-сүрет. Ионизациялық потенциалдарды анықлау үшін ұсынылған схемасы.

Электронлардың соққысының нәтижесінде жүзеге келетұғын атомдардың қозығуын олардың ионданыуынан айыру үшін, мынадай ұсыныс пайдаланылды: қызатуғын AA' сыммен CC' электродының арасына екі BB' және DD' торларын жайластырылады (167-сүрет). Сыммен BB' торының арасына электронларды тезлету үшін $V_A - V_B$ потенциалдары, ал BB' және DD' торларының арасына электронларды иркету үшін $V_B - V_D$ потенциалы түсірілген. Ең ақырында, DD' торымен CC' электродының арасында бағытын ықтырлы түрде өзгертуге болатұғын әзсіз майдан түсірілген. Егер, қызған сымнан ұшып шыққан электрондар BB' және DD' торларының арасындағы кеңістікте ионизацияны пайда ететұғын болса, онда пайда болған оң иондар CC' электродына жетіп келеді және оған DD' торы және CC' электродының арасына түсірілген қосымша әзсіз майданның бағытынан ғарезсіз оң заряд береді. Жақыйқатында, егер бұл майдан BB' және DD' торларының арасындағы майданмен бағытлас болса, онда ол иондарды CC' электроны тәрепке қарай ионды күштірек тезлетеді. Егер майдан қарама-қарсы бағытланған болса, онда DD' және CC' арасындағы потенциал саны мәні бойынша $V_B - V_D$ потенциаллар айырмасынан киші етіп алынатұғын болғанлықтан, иондарды иркіу үшін жеткіліксіз болады.

Енді электронлардың BB' және DD' торларының арасында атомдармен соқтығысып, оларды тек қоздыратұғын жағдайды қараймыз. Қозған атомдар жақтылық шығарады және бұл жақтылық BB' және DD' торларынан және CC' электродынан электронларды ұшырып шығарады. Егер DD' торымен CC' электродының арасындағы қосымша майданның бағыты BB' және DD' торларының арасындағы майданның бағытындай болса (бұндай жағдайда оң зарядланған иондар CC' тәрепке қарай тезленеді), онда электрондар CC' электродынан ийтерилип тасланады және бұл электрод оң зарядқа ие болады. Егер қосымша майданның бағытын қарама-қарсы етіп алсақ, онда CC' электродынан жулып алынған электрондар оған қайтып келеді, оған және DD' торынан да электрондар келіп жетеді және ол теріс зарядқа ие болады. Солай етіп, қосымша майданның бағытын өзгерту жолымен атомдардың ионизациясымен қозығуын айыруға болады.

Сынаптың пұлларымен өткерілген эксперименттер серпимли емес соқтығысулар болып өтетұғын потенциалдардың үш мәнісін алу мүмкіншілігін жаратты: 4,9; 6,7 және 10,4 В. Бұл потенциалдар критикалық потенциаллар атамасына ие болды. Олардың дәлелі екеуі сынап атомдарының қозығуына, ал үшіншісі ионизацияға алып келеді.

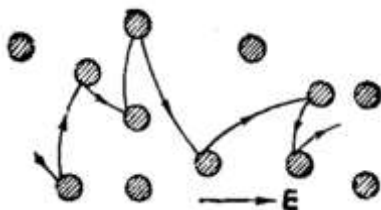
§ 189. Төменгі басымдардағы газлердегі электронлардың қозғалғышлығы.

Электролитлердегі хәм газлердегі жүдә үлкен болмаған басымдардағы ионлардың қозғалғышлығын қарағанда ионлардың тезлигине пропорционал болған сүйкеліс күшилернің болатуғынлығына итибар бердик. Бул ионлардың еркин жүриў жолының киши болатуғынлығына байланыслы мүмкин болды. Электронлардың газдегі қозғалысын қараған жағдайда мәселени майда-шүйдесине шекем қараў керек болады.

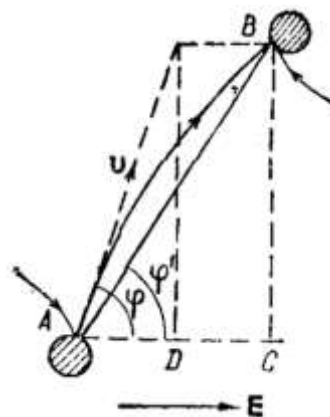
Әпиўайылық ушын электронлардың газдің атомлары менен тек серпимли соқлығысыўларын ғана қараймыз. Усындай жағдайлар ушын 188-параграфтағы (1)-формуладан соқлығысыўдың нәтийжесинде электронның тезлигиниң сан мәнисиниң дерлик өзгермейтуғынлығы, тезликтің бағытының қәлеген түрде өзгеретуғынлығы келип шығады: электронның бир тәрепке қарай ұшып кетиўи ямаса оның кейин қарай секириўи мүмкин. Егер майданның кернеўлиги E шамасына тең болса, онда соқлығысыўлардың аралығында электрон мынадай тұрақлы тезлениў алады

$$w = \frac{eE}{m} \quad (1)$$

хәм ұсыған сәйкес, параболаның кесиндиси бойынша қозғалады. Газдің атомларының арасындағы оның барлық жолы 168-сүўретте көрсетилгендей түрге ийе болады.



168-сүўрет. Электронның газдің атомларының арасындағы жолы.



169-сүўрет. Еки соқлығысыўдың арасындағы электронның жолын анықлаўға.

Бир биринен соң жүзеге келетуғын еки соқлығысыўдың арасындағы электронның жолын толық қараймыз. 169-сүўретте кернеўлик векторы E ниң бағыты стрелканың жәрдемінде көрсетилген. Мейли, электронның тезлиги v соқлығысыўдан кейин A атомы менен E векторы менен φ мүйешин жасайтуғын болсын. Электрон тәрепинен майданның кернеўлиги E ниң тәсиринде алынатугын қосымша тезликти v тезлигине салыстырғанда киши деп есаплаймыз. Бундай жағдайда AB доғасының жәрдемінде көрсетилген электронның жолы электр майданы болмаған жағдайда электрон A хәм B атомларының арасында өтетуғын еркин жолы $\lambda = AB$ ден үлкен айырмаға ийе болмайды. AB менен кернеўлик E ниң арасындағы мүйешти φ' арқалы белгилеймиз.

Соқлығысыўлардың арасындағы τ ўақыты ишинде электр күши

$$dA = eE\lambda \cos\varphi'$$

жұмысын орынлайды. Көп соқлығысыўлар ушын орташа бул жұмыс мынаған тең болады:

$$\overline{dA} = eE\bar{\lambda} \cos\varphi'. \quad (2)$$

188-параграфтағы (1)-формула бойынша соққыда электрод $x \frac{mv^2}{2}$ энергиясын жоғалтады.

Еки соқлығысыўдың арасындағы электр күшиниң тәсиринде орынланған орташа жұмыс болған $\overline{dA}$ шамасы электронның соққыдағы энергиясының орташа жоғалтыўына тең болғанда тең салмақлық орнайды

$$\overline{dA} = x \frac{m\bar{v}^2}{2}.$$

$\overline{dA}$ шамасының орнына оның (2)-теңлик бойынша мәнисин қойып, қозғалыстың стационарлық шәртинге ийе боламыз:

$$eE\bar{\lambda}\overline{\cos\varphi'} = x\frac{m\bar{v}^2}{2}. \quad (3)$$

169-сүретте

$$\cos\varphi' = \frac{AC}{AB} = \frac{AD + DC}{AB}$$

теңлигинің орынлы екенлігін көреміз. Бірақ, $AD = v\tau \cos\varphi$, ал $DC = \frac{1}{2}\omega\tau^2$, бұл теңлікте ω шамасы (1)-теңлік бойынша алынатұғын тезленіу. Демек,

$$\cos\varphi' = \frac{v\tau \cos\varphi + \frac{1}{2}\omega\tau^2}{AB} = \frac{v\tau \cos\varphi + \frac{1}{2}\frac{eE}{m}\tau^2}{\lambda}.$$

Буннан $\overline{\cos\varphi'}$ орташа мәнісі мынадай қатнастың жәрдеминде анықланады:

$$\overline{\cos\varphi'} = \frac{\bar{v}\bar{\tau}\overline{\cos\varphi} + \frac{1}{2}\frac{eE}{m}\tau^2}{\lambda}.$$

Бірақ, биз соқлығысудан кейінгі электронның қалеген бағыты теңдей итималлыққа ийе деп есаплаймыз. Атомға келип ұрылатұғын электроннан қалеген φ мүйеши менен секириуі мүмкін; бундай жағдайда $\overline{\cos\varphi'} = 0$ хәм

$$\overline{\cos\varphi'} = \frac{1}{2} \frac{eE}{m\bar{\lambda}} \tau^2.$$

Еки соқлығысудың арасындағы орташа ұақыт $\bar{\tau}$ мынаған тең:

$$\bar{\tau} = \frac{\bar{\lambda}}{\bar{v}}.$$

Буннан мынадай теңлікке ийе боламыз:

$$\overline{\cos\varphi'} = \frac{1}{2} \frac{eE}{m} \cdot \frac{\bar{\lambda}}{\bar{v}^2}. \quad (4)$$

Бұл аңлатпада $\bar{v}^2$ шамасы орташа тезликтің квадратын билдиреди, ал (3)-формулада болса орташа квадратлық тезлик тұрыпты. Бірақ бизлердің өткерип атырған есаплайларымыздың жүйік характерин итибарға алып, биз бұл еки орташа мәніслерди бир биринен айырмаймыз. Бундай жағдайда $\overline{\cos\varphi'}$ шамасының мәнісин (3)-теңлікке қойып хәм алынған теңлемени $\bar{v}$ ға қарата шешип,

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{e\bar{\lambda}}{m\sqrt{x}}} \cdot \sqrt{E} \quad (5)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Солай етип, электронның газдің атомларының арасындағы тәртіпсиз қозғалысының тезлиги $\sqrt{E}$ шамасына пропорционал екен.

Енді электронның майданның бағытындағы орын алмастырыуының u тезлигин табамыз. 169-сүретте

$$u = \frac{AC}{\tau} = v \cos\varphi + \frac{1}{2}w\tau$$

теңлигине ийе боламыз. Бұл тезликтің орташа мәніси

$$\bar{u} = \bar{v} \cdot \overline{\cos\varphi} + \frac{1}{2}w\bar{\tau}$$

шамасына тең болады. Бұрынғыдай, $\overline{\cos\varphi} = 0$ теңлигинің орынлы екенлігине итибар берип, w менен $\bar{\tau}$ шамаларының орнына олардың (1)- хәм (4)-теңліклер бойынша мәніслерин қойып,

$$\bar{u} = \frac{1}{2} \cdot \frac{e\bar{\lambda}}{m\bar{v}} \cdot E$$

аңлатпасының орынлы екенлігине көз жеткереміз. Ең ақырында $\bar{v}$ шамасының орнына оның (5)-аңлатпа бойынша мәнісин қойып

$$\bar{u} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{e\bar{\lambda}\sqrt{x}}{m}} \cdot \sqrt{E} \quad (6)$$

аңлатпасына ийе боламыз. Буннан электронның майданның бағытындағы тезлиги болған $\bar{u}$ шамасының $\sqrt{E}$ шамасына пропорционал екенлігін көреміз. Электронның қозғалғышлығын $u^0 =$

$\frac{\bar{u}}{E}$ шамасына тең деп анықлап

$$u^0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{e\bar{\lambda}\sqrt{x}}{m}} \cdot \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (7)$$

формуласына ийе боламыз. Солай етип, газдеги электронның қозғалғышлығы $\sqrt{E}$ шамасына кері пропорционал түрінде майданның кернеулігінен ғарезли екен. Усы жағдайға сәйкес, газлердің электронлық өткізгішлігі үшін Ом нызамы орынлы емес екен. Шын мәнісінде, Ом нызамы және бір қатар себеплерге байланыссыз орынланбайды.

Биз тек серпимли соқлығысыұларды ғана қарадық, сонлықтан алынған формулалар үлкен болмаған E кернеуліктері үшін ғана дұрыс. Инерт газлер үшін (Ne , Ar қ.т.б.) $E = 1$ В/см кернеуліктегі $\bar{v}$ менен $\bar{u}$ шамаларының (5)- хәм (6)-формулалар бойынша есапланған мәніслери оларды басқа ұсаллардың жәрдемінде есапланған мәніслери менен жақсы сәйкес келеди. $p = 1$ мм Hg басымы хәм $E = 1$ в/см кернеулігі үшін

$$\bar{v} = 1,25 \cdot 10^8 \text{ см/сек}, \bar{u} = 4,63 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$$

мәніслерін аламыз.

Атомлардың арасындағы кернеулігі $E = 1$ В/см шамасына тең болған электр майданының тәсирінде электронның алатуғын $\bar{v}$ тезлігінің шамасы әдеттегі температуралардағы сыртқы электр майданы болмаған жағдайдағы тезлігіне салыстырғанда үлкен.

Электр майданы болмаған жағдайда электронлардың жыллылық қозғалыстарының орташа кинетикалық энергиясы молекулалардың жыллылық қозғалыстарының кинетикалық энергиясындай болады:

$$\frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{3}{2} kT.$$

Бұл теңлікте k - Больцман тұрақтысы хәм T - абсолют температура.

Бұнан мынадай формулаға ийе боламыз:

$$\sqrt{\bar{v}^2} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}.$$

$T = 300$ К температура үшін

$$\sqrt{\bar{v}^2} = \sqrt{\frac{3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-16} \cdot 300}{9 \cdot 10^{-27}}} \text{ см/сек} \cong 3,74 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$$

шамасына ийе боламыз, яғни $\bar{v}$ ның келтирилген мәнісінен шама менен 30 есе киши.

Электронның майданның бағытындағы орын алмасыуының орташа тезлігі $\bar{u}$ оның толық орташа тезлігі болған $\bar{v}$ шамасынан көп киши. Усыған байланыссыз электрон тәрәпинен басып өтілетуғын жолдың ұлыұма ұзынлығы l де майданның бағытындағы орын алмастырыуының ұзынлығы l_E ден үлкен болады. Әлбетте,

$$\frac{l}{l_E} = \frac{\bar{v}}{\bar{u}}$$

теңлігі орынлы болады. (5)- хәм (6)-формуларды пайдаланып, бұл аңлатпаны былайынша көшіріп жазамыз:

$$\frac{l}{l_E} = \frac{2}{\sqrt{x}}.$$

Неон үшін $\frac{l}{l_E} = 271$, ал аргон үшін $\frac{l}{l_E} = 381$; солай етип, электрон тәрәпинен басып өтилген жолдың ұзынлығы оның майданның бағытында басып өткен жолының ұзынлығынан жүзлеген есе үлкен болады.

§ 190. Газлердің өз бетінше өткізгішлігі. 188-параграфта биз соқлығысыұдың салдарынан ионласыұды пайда етиұ үшін жеткилики болған электронлардың тезликлерінде газдеги тоқтың күшинің күшли үлкейетуғынлығын көрген едик. Себеби, бундай жағдайларда тәртіпті қозғалысы тоқты пайда ететуғын зарядланған бөлекшелердің саны үлкейеди. Енди бұл процессти тереңірек қараймыз.

Әпiуайылық ушын биз тоқты бир бирине параллель болған тегис K хәм A пластинкаларының арасында пайда болады деп болжайық, соның менен бирге K катоды электронлардың дереги болсын (170-сүүрет). Мейли, ўақыттың бир бирлигинде n_0 дана электрон ушып шықсын. Электродларға параллель етип катодтан x қашықтығында қалыңлығы dx болған қатламды айырып аламыз. Бул қатламға шекем ушып келетуғын электронлардың санын n арқалы белгилеймиз.

Бундай жағдайда электронлардың келип соқлығысыўының салдарынан ионизацияның нәтийжесинде пайда болған жаңа электронлардың саны

$$dn = \alpha n dx$$

шамасына тең болады. Бул теңликте α - ионизация коэффициенти. Бул теңликти

$$\frac{dn}{n} = \alpha dx$$

түринде көширип жазып, шеп хәм оң тәреплерин интеграллап

$$\ln n = \alpha x + C \quad (1)$$

аңлатпасын аламыз. C тұрақтысының мәніси анықлаў ушын $x = 0$ теңлиги орынланғанда, яғный катодқа тийип тұрған орында $n = n_0$ теңлигиниң орынланатуғынлығын шәрт түринде қабыл етемиз. Буннан

$$\ln n_0 = C$$

теңлигине ийе боламыз. C ның ұсы мәнісин пайдаланып, (1)-теңликтен

$$\ln \frac{n}{n_0} = \alpha x$$

теңлигин ямаса

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad (2)$$

формуласына ийе боламыз.

Бул формуланы келтирип шығарғанда, биз рекомбинацияны есапқа алмадық. Егер электродлардың арасындағы қашықтық d ға тең болса, онда анодқа n_d дана электрон келип жетеди:

$$n_d = n_0 e^{\alpha d}. \quad (2a)$$

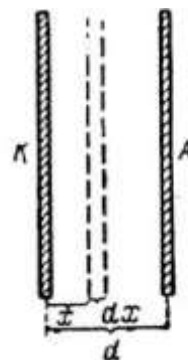
Газдиң көлеминде рекомбинация болмаған жағдайда ең жақсы болғанда анодқа n_0 дана электрон жетип келген хәм, соған сәйкес, I_t тойыныў тоғының күши мынаған тең болар еди:

$$I_t = n_0 q. \quad (3)$$

Бул теңликте q - электронның заряды.

170-сүүрет.

Өз бетинше өткизгишлик орын алғандағы тегис электродлардың арасындағы тоқтың күшин есаплаўға.



Ионизация орын алғанда анодқа n_d электрон жетип келеди хәм (2a) бойынша тоқтың күши

$$I = n_d q = n_0 e^{\alpha d} \cdot q. \quad (4)$$

(4)-теңликти (3)-теңлик пенен салыстырып

$$I = I_t e^{\alpha d}. \quad (4a)$$

формуласын аламыз. Солай етип, тоқтың шамасы $e^{\alpha d}$ шамасына үлкейеди екен.

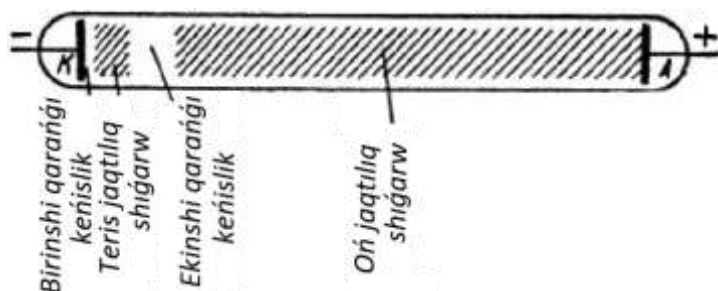
Егер, мысалы, $d = 5$ см деп болжасақ хәм катод тәрепинен шығарылған электрон 1 см жолында орташа еки жаңа электронды пайда етеди деп есапласақ, онда $\alpha = 2 \text{ см}^{-1}$ хәм

$$I = I_t \cdot e^{2.5} \sim 2,2 \cdot 10^4 I_t,$$

яғный тоқтың күши онлаған мың есе үлкейеди. Бұл есаплау электронның келип урылыуы менен ионизация болатуғын жағдайда өткізгішликтің тийкарынан разряд областынан сырттан келетуғын электронлардың есабынан емес, ал оның өзінде пайда болған электронлардың есабынан болады екен. Тоқтың шамасын ұслап тұрыу үшін сырттан электронлардың ямаса басқа да зарядланған бөлекшелердің салыстырмалы үлкен болмаған санының келип тұрыуы жеткиликти. Терис зарядланған электрон (катод) бұл дәслепки электронлардың дереги болып табылады, бұл электродтан разряд областынан келип түсетуғын оң ионлардың урылыуының салдарынан, электродтың барлық бөлиминің күшли қызыуынан ямаса нұрланыудың (фотоэффекттиң) тәсиринде электронлар жулып алынады. Бұл барлық жағдайларда электрод электронларды разрядтың өзінде болып өтетуғын процесслердің тәсиринде шығарады хәм, ұсыған сәйкес, разряд өз бетинше ұслап тұрылады - биз газдің өз бетинше өткізгішлиги менен ис алып барамыз.

Газлердің өз бетинше өткізгішлиги үшін бир неше кең тарқалған жағдайларды келтиремиз.

1. Пысқыушы разряд. Бундай типтеги разряд газлерде киши басымларда (гама менен 1 мм Hg басымда); бундай разрядты еки ұшында электронлар жайластырылған ұзын трубкада электродларға бир неше жүз вольт болған потенциаллар айырмасын түсиргенде аңсат бақлауға болады (171-сүррет). Трубка арқалы өтетуғын тоқтың тәсиринде газ жақтылық шығарады. Бундай жағдайда жақтылық шығарыудың мынадай характерли областарын айырады: а) катодтың қасындағы әззи жақтылық шығарыу областы - бұл областты биринши қараңғы кеңислик деп атайды; б) терис жақтылық шығарыу деп аталатуғын жақтылық шығарыу областы; в) әззи жақтылық шығаратуғын екинши область - екинши (фарадейлик) қараңғы кеңислик; г) интенсивли оң жақтылық шығарыу областы. Оң жақтылық шығарыу трубканың әдеуір областын өзинің ишине камтыйды.



171-сүррет.
Пысқыушы разряд.

Трубка бойынша потенциалдың түсіуі бир текли емес. Биринши қараңғы областқа түскен потенциаллар айырмасы ең үлкен мәниске ийе - бұл потенциалдың катодлық түсіуі деп аталады (172-сүррет); буннан кейин трубканың қалған бөлиминің барлығына түсетуғын потенциалдың шамасы жүдә киши (шама менен 1 - 2 В/см) хәм тек анодтың қасында жаңа секириу - потенциалдың анодлық түсіуі орын алады.

Потенциалдың катодлық түсіуінің шамасы тийкарынан катодтың материалынан хәм газдің тәбиятынан ғәрезли болады.

Тоқтың киши мәнислеринде терис жақтылық катодтың бетинің бир бөлегин ғана жабады. Бундай жағдайда потенциалдың катодлық түсіуінің шамасы тоқтың күшинен де, газдің басымынан да ғәрезли емес (басымның өзгерисинің базы бир интервалында); катодлық түсіудің бұл шамасын нормаль түсіу деп атайды.

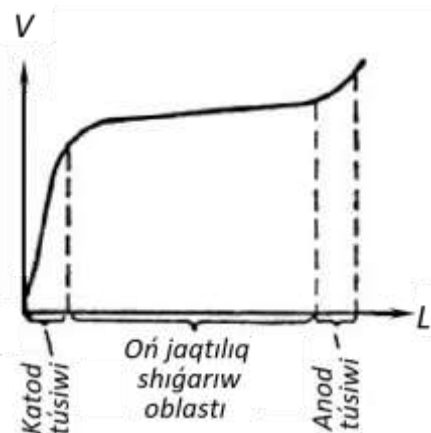
Катодтың хәр қыйлы материаллары үшін потенциалдың нормаль катодлық

түсіюінің мәніслери XIII кестеде келтирилген.

Тоқтың күши үлкейгенде (сырткы қарсылықтың шамасын киширейтiу арқалы) катодтың бетинiң жақтылық шығарып тұрған майданы да оған пропорционал өседи. Сонлықтан беттиң қасындағы тоқтың тығызлығы турақлы болып қалады. Катодтың бетинiң барлығы жақтылық шығарыу менен қапланған жағдайда тоқтың буннан былай өсиуи потенциалдың катодлық түсиуинiң үлкейиуи, яғнай электродлардың арасындағы потенциаллар айырмасының үлкейиуи менен байланыслы. Солай етип, пысқыушы разрядқа Ом нызамын пүткиллей қолланыуға болмайды.

172-сүүрет.

Разрядлы трубка бойлап потенциалдың түсиуи.



Катодтың қызыуы бақланатуғын күшли тоқларда түсиу характеристикасы деп аталатуғын характеристиканың жүзеге келиуи мүмкин: трубка арқалы өтип атырған тоқтың үлкейиуи менен электродлардағы потенциаллар айырмасының шамасы киширейеди.

XIII кесте

Потенциалдың нормаль катодлық түсиуи (вольтлердеги)

Катодтың материалы	Газ					
	N ₂	H ₂	He	Ne	Ar	Hg
Na	178	185	80	75	-	-
Cu	208	214	177	220	131	447
Al	179	171	141	120	100	245
Fe	215	198	153	150	131	389
Ni	197	211	158	140	131	275

Разрядтың басланыуы ушын (трубканың жағыу ушын) катодлық потенциаллар айырмасына салыстырғанда үлкенирек потенциаллар айырмасының түсирилиуи керек.

Трубкада болып өтетуғын процесслердің схема түринде былайынша көрсетилиуи мүмкин. Электродларға жеткиликли дәрежеде потенциаллар айырмасы түсирилгенде, трубкада газде барлық ўақытта аз муғдарда болса да бар болатуғын ионлар менен электронларға тезлететуғын майдан пайда болады. Электронлар өзиниң жолында газдің атомларын ионластырады хәм жаңа ионларды пайда етеди, бул жағдай өз гезегинде теорияға сәйкес тоқтың кескин үлкейиуине алып келеди. Буннан кейин потенциалдың катодлық түсиуи үлкен орынды ийелейди. Ол электронлардың еркин жүриу жолының узынлығындай кеңисликте жыйналған. Бул орында электронлар соққылардың серпимли емес характерге ийе болатуғынындай тезликке ийе болады. Усы областта оң ионлар катодқа қарай тезлениу алады хәм оған келип ұрылып, оның бетинен жаңа электронларды ушырып шығарады. Бундай электронлардың болыуы газдің өткизгишлигин және де жоқарылатады.

Оң жақтылық шығарыу обласында электронлар менен оң ионлардың концентрациялары бирдей. Бирақ, электронлардың қозғалғышлығының үлкен

болатуғынлығына байланысly газдың өткізгішлігінің басым бөлігі электронлар тәрепінен пайда етіледі. Оң жақтылық шығарыу обласындағы ионизация дәрежесінің жүдә жоқары болыаы мүмкін; мысалы, 0,05 мм *Hg* басымдағы сынаптың пұуларындағы разрядта атомлардың көлем бирлігіндегі санының 10^{13} см^{-3} шамасына жетіуі мүмкін. Демек, олардың шама менен 1/200 бөлімі ионласқан болады.

Ионизацияның жоқары дәрежесі орын алған газ электронлардың саны менен оң зарядланған ионлардың санлары тең болған жағдайда плазма деп аталатуғын квазинейтраллық орталықты пайда етеді. Плазмада электронлар тийкарынан тәртіпсіз қозғалады хәм соның менен бирге анод тәрепке қарап әстелик пенен жылысады (188-параграфтағы есапларға қараңыз).

Зонд ұсылы деп аталатуғын айрықша ұсылдың жәрдемінде өткерілген өлшеулер электронлардың тәртіпсіз қозғалыстарының тезлігінің Максвеллик тарқалыуға ийе екенлігін көрсетті. Бундай жағдайда орташа кинетикалық энергияның шамасы салыстырмалы үлкен хәм газдың тәбияты менен разрядтың шараятларынан ғәрезлі шама менен 2 ден 10 эВ ке шекем жетеді. Бундай жағдайда

$$\frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{3}{2}kT$$

теңлігінен пайдаланып, электронлардың берілген қозғалысының орташа энергиясына сәйкес келетуғын T температураны анықлауға болады. $\frac{m\bar{v}^2}{2} = 1 \text{ эВ}$ теңлігі орынланатуғын электронлар ұшын

$$T = \frac{2}{3k} \cdot \frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}}{3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-16}} K = 7735 K$$

шамасын аламыз. Демек, электронлардың 2 – 10 эВ шамасына тең орташа энергияларына 15000 нан 70000 K шамасына шекемгі температуралар сәйкес келеді. Разряд болып өлетуғын газдың өзінің температурасы болса бул шамадан әдеуір киши хәм бир неше жүз градустан аспайды. Солай етип, плазманы атомлық хәм электронлық еки газдың араласпасынан турады деп есаплауға болады, олардың хәр қайсысы өз алдына тең салмақтық халда турады хәм өзінің меншикли температурасы менен тәрийипленеді; бул газлер бир бири менен жақсы араласқан болса да, олардың арасындағы энергиялар менен алмасыу жүдә хәлсіз, сонлықтан олардың температуралары теңлеспейді хәм хәр қыйлы болып қала береді.

2. Электр доғасы. Атмосфералық басымларға жақын басымлардағы ямаса атмосфералық бамыснан жоқары басымлардағы газ арқалы өз бетінше өткізгішлік айрықша қызығыуды пайда етеді. Разрядтың ұсындай типін бирінші рет 1803-жылы Петербургтағы Медициналық-хирургиялық академияның профессоры В.В.Петров тәрепінен бирінші рет бақланды хәм *электр доғасы* атамасына ийе болды. Бир неше жылдан кейін оны Дэви изертледі хәм оны электрлік құбылыстарды ең бирінші изертлеушілердің бири болған Вольтаның хұрметіне вольтлық доға деп атады³⁸.

Электр доғасы еки электродты (көпишлік жағдайда көмірден исленген) бир бирине тийдиргенде хәм оннан кейін оларды ажыратқанда пайда болады. Көмірден соғылған электродлардың арасындағы доға 30 – 40 В шамасына тең болған потенциаллар

³⁸ Электр доғасы бирінші рет 1801-жылы британия алымы Гемфри Дэви тәрепінен "Journal of Natural Philosophy, Chemistry, and the Arts" журналында тәрийипленді, ал 1802-жылы Король илимий жәмийетінің мәжілісінде демонстрацияланды. 1802-жылы рус алымы А.Петров тәрепінен өзине тән болған "Гейпара жағдайларда 1400 мыс хәм цинк дөңгелеклерден туратуғын оғада үлкен батареяның жәрдемінде өткерілген гальвани-вольтлик тәжірийбелер хәққында хабар" атамасындағы кітабында тәрийипленді (Бул кітап Санкт-Петербург қаласында 1803-жылы жарық көрді). Электр доғасы заттың халының төртінші формасының дара жағдайы болған плазма болып табылады хәм ионластқан, электрдік жақтан нейтраль болған газден турады. Еркін электр зарядларының қатнасуы электр доғасының өткізгішлігін тәмийінлейді (Аударыушылар).

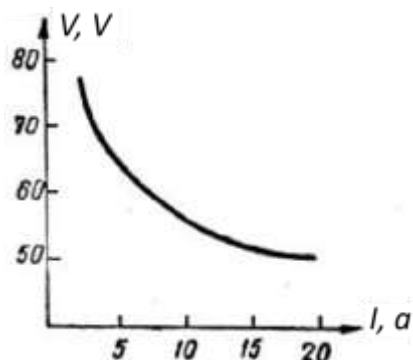
айырмасында жанады. Тоқтың күшинің шамасы көп онлаған амперлерге жетеди. Электродлардың екеуі де күшли қызады (3000°C ға шекем, ал жоқары басымларда хәтте 6000°C ға шекем); атмосфералық басымда оң электрод көбірек қызады, оның бетінде кратер деп аталатуғын ойыслықлар пайда болады. Бирақ, доғаның жаныуы ушын катодтағы қызған дақтың болыуы жеткилики. Бұл қызған дақ электронлардың дереги болып хызмет етеди. Анодтың салқын болып қалыуы да мүмкин. Разрядты ұслап тұратуғын электронлардың дереги сыпатындағы қызған катодтың орны биринши рет 1905-жылы В.Ф.Миткевич тәрепинен анықланды.

Доғалық разряд қулайтуғын вольт-амперлик характерисликаға ийе болады: тоқтың күшинің үлкейиуі менен (сыртқы қарсылықтың киширейиуінің есабынан) электродлардың арасындағы потенциаллар айырмасының айырмасы киширейеди (173-сүүрет).

Электр доғасы биринши рет көшелерди жақтыландырыу ушын П.Н.Яблочков тәрепинен пайдаланылды; хәзирги ўақытлары доғаны тийкарынан прожекторлардағы хәм проекциялық аппаратлардағы (кино) жақтылықтың дереги сыпатында пайдаланады. Металл электродлардың арасындағы доға металды жергилики қыздырыу ушын қолланылады (Н.Г.Славянов пенен Н.Н.Бенардос тәрепинен әмелге ендирилген электр сваркасы).

Хәзирги ўақытлары жақтыландырыу хәм лабораториялық практикада төменги басымлардағы газлер менен пүүларда жанатуғын электр доғалары пайдаланылады. Оларда дәслепки электронлардың дереги қыздырылған катодлар болып табылады. Катодлар разрядтың өзінде жүзеге келетуғын процесслердің ямаса тоқтың сыртқы дерегинің есабынан қызады ("Қызған катодлар")³⁹.

173-сүүрет.
Доғалық разрядтың қулаўшы вольт-амперлик характеристикасы.



3. Ушқын. Ушқынлық разряд үлкен потенциаллар айырмасы түскен жағдайда салқын электродлардың арасында бақланады. Разряд құрамалы тербелмели характерге ийе болады. Тоқтың күши үлкейгенде электродлардың қызыуының нәтийжесінде ушқын доғаға айналады.

Ушқынлық разрядтың басын газдің электрлик тесилиуі, газдеги ионлардың нәсер тәризли үлкейиуі сыпатында қараўға болады. Усының салдарынан газ өткизгиш газге айналады. Тесийге алып келетуғын потенциаллардың айырмасы электродтың материалынан, газдің тәбияты менен басымынан, электродлардың өлшемлери менен формасынан, олардың арасындағы қашықтықтан фәрезли. Ушлы электродлар ушын тесий

³⁹ Хәзирги ўақытлары электр доғасы жыллылықтың қуўатлы хәм концентрацияланған дереги сыпатында сваркада хәм металлдарды плазмалық кесий, доғалық печлердеги полатты балқытыу, электродетонаторлардағы партланыўшы затлардың иске түсийи ҳ.т.б. ушын қолланылады. Соның менен бирге доғаны электр-ракеталық двигателлерди қыздырыу ушын да пайдаланады (Аўдарыўшылар).

потенциаллар айырмасының мәнісі киши.

Тегис электродлар болған жағдайда электродтың берілген материалы хәм берілген газ ушын тесіуши потенциалдың шамасы тек pd көбеймесинен ғана байланысly, бұл көбеймеди p - газдың басымы, ал d - электродлардың арасындағы қашықлық. Мысалы атмосфералық басымдағы электродлардың арасындағы қашықлық 5 см болған жағдайдағы тесіуши потенциалдың шамасы 0,5 атм басымдағы хәм электродлардың арасындағы қашықлық 10 см болған жағдайдағы тесіуши потенциалдың шамасына тең.

XIV кесте

Атмосфералық басымдағы ҳауа ушын ушқынлық аралықлар (миллиметрлердеги)

Вольтлердеги потенциаллар айырмасы	Келтирилген түрдеги электродлардың арасындағы қашықлық		
	Ушлы	Диаметр и 5 см болған шар	Тегис
20000	15,5	5,8	6,1
40000	45,5	13	13,7
100000	220	45	36,7
200000	410	262	75,3
300000	600	530	114

Берілген потенциаллар айырмасының шамасында ушқын пайда болатуғын электродлардың арасындағы қашықлық *ушқынлық аралық* деп аталады.

XIV кестеде бир қатар дара жағдайлар ушын ушқынлық аралықлардың шамалары келтирилген.

4. Таж тәризли разряд. Таж тәризли разряд деп аталатуғын разряд өз бетинше разрядтың айрықша түри болып табылады. Бундай разряд салыстырмалы үлкен басымларда (атмосфералық) электродлардың биреуінің ямаса екеуінің де бетинің иймеклигинің радиусы киши болған жағдайда разрядлық аралықтағы майдан жүдә тең өлшеули емес болған жағдайда пайда болады. Ионизация менен газдың жақтылық шығарыуы электродлардың арасындағы жиңишке қатламда жүзеге келеди; газдың басқа бөлиминдеги өткизгишлик еки белгиге ийе ионлардың қозғалысының салдарынан жүзеге келеди. Тоқты жоқары кернеу сымлары арқалы алып бергенде тийкарғы кесент беретуғын қубылыс таз тәризли разряд болып табылады.

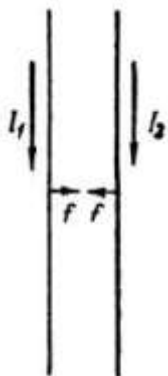
АЛТЫНШЫ БӨЛИМ

ЭЛЕКТРОМАГНИТ ҚҰБЫЛЫСЛАР

XVIII БАП

ТОҚЛАРДЫҢ МАГНИТ МАЙДАНЫ

§ 191. Магнит майданы хәм оның характеристикасы. Электр зарядларын қоршап тұрған кеңіслікте белгили физикалық қасиетлерге ийе болатуғын электростатикалық майданның пайда болатуғыны сыяқлы тоқларды қоршап тұрған кеңіслікте магнит майданы деп аталатуғын майдан пайда болады. Электростатикалық майданның бар екенлигин усы майданға алып келинген зарядларға күштің тәсир ететуғынлығы бойынша анықлаймыз. Магнит майданы усы майдандағы тоқ өтип тұрған өткізгішлерге күшлердің тәсири бойынша көринеди. Мысалы, бир бағытта тоқ өтип тұрған бир бирине параллель болған еки өткізгіш бир бирине тартылады (174-сүўрет). Бул фактты биз былайынша түсиндиремиз: тоқлардың хәр бири қоршаған орталықта магнит майданын пайда етеди хәм бул майдан басқа тоққа тәсир етеди. Тоққа магнит майданының тәсиринің характери тоқ өтип тұрған өткізгіштің формасы, қалайынша жайласқанлығы хәм өткізгіштеги тоқтың бағыты бойынша хәр қыйлы болады. Сонлықтан магнит майданының характеристикасы ушын оның базы бир толық анықланған тоққа тәсирин қараў керек. Усындай жағдайда биз хәзирше өткізгішлер бослықта жайласқан деп есаплаймыз.



174-сүўрет. Бир бағытта тоқ өтип тұрған еки параллель өткізгішлердің бир бири менен тартысыўы.



175-сүўрет. Тоғы бар рамка.

Электростатикада биз электростатикалық майданның қасиетлерин үйрениў ушын ноқатлық зарядтан, яғный өлшемлери майданды пайда еткен зарядларға шекемги қашықтыққа салыстырғанда киши болған денеде жайласқан зарядты пайдаландық (124-параграфқа қараңыз). Магнит майданының қасиетин үйрениў ушын оның *тоғы бар туйық контурға тәсирин* пайдаланамыз. Бундай контурды биз *рамка* деп атаймыз. Бундай контурдың өлшемлери магнит майданын пайда ететуғын тоқ өтип тұрған өткізгішлерге шекемги қашықтықтан киши болыўы керек. Рамкада тұрақлы тоқтың өтип турыўы ушын оған қандай да бир өткізгішлердің жәрдемінде тоқты алып келиўимиз керек. Магнит майданы сол өткізгішлерге де тәсир етеди; бул тәсирден қутылыў ушын алып келинетуғын өткізгішлерди бир бирине жүдә жақын етип жайластырыўымыз керек, бундай жағдайда магнит майданының оларға түсиретуғын қосынды тәсири нолге тең болады (магнит күшлеринің бағытының тоқтың бағытынан

төменде келтирилетуғын ғәрезлик бойынша). Буралыў деформациясын көрсетиўге қәбилетли болған жиңишке сабаққа илдирилген ұсындай рамканы (175-сүўрет) биз магнит майданының қәсийетин үйрениў ушын пайдаланамыз.

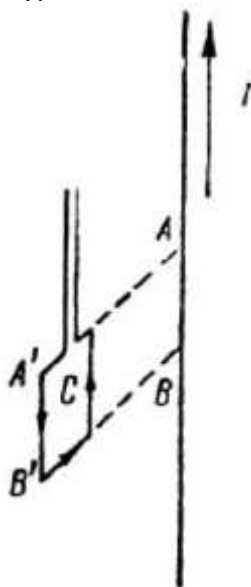
Тәжирийбе тоқлар өтип тұрған өткизгишлердиң қасына жайластырылған кишкене рамканың белгили болған түрде бурылатуғынлығын көрсетеди. *Магнит майданы рамкаға бағытлаўшы тәсир етеди.*

I тоғы өтип тұрған тўўры хәм ұзын өткизгишти аламыз (176-сүўрет). Усындай өткизгиштиң қасына жайластырылған C рамкасы өткизгиш арқалы өтетуғын $AA'BB'$ тегислигинде жататуғындай болып бурылады.

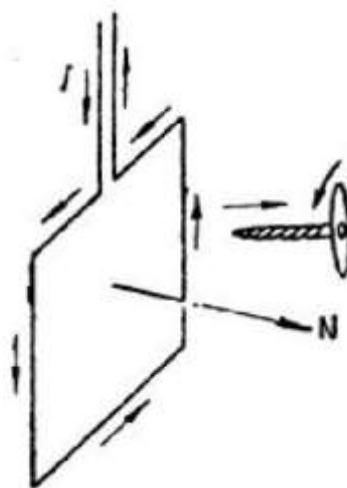
Бундай жағдайда рамканың бағыты ондағы тоқтың бағытынан ғәрезли болады: рамкадағы тоқтың бағыты өзгергенде рамка 180° қа бурылады⁴⁰.

Майданның рамкаға түсиретуғын бағытлаўшы (ориентациялауғын) тәсирин ең дәслепп магнит майданының бағытланғанлық характеристикасы ушын пайдаланыўға болады. Оның ушын рамканың тегислигине нормаль түсиремиз. *Нормалдың оң бағыты сыпатында мынадай бағытты қабыл етемиз: егер нормалдың ушы тәрептен қарайтуғын болсақ, онда рамкадағы тоқ саат стрелкасының қозғалыс бағытына қарама-қарсы бағытта өтиўи керек.*

Басқа сөз бенен айтқанда, нормалдың оң бағыты сыпатында тұтқасы тоқтың бағытында айланатуғын бурғының қозғалыў бағыты қабыл етиледі (177-сүўрет).



176-сүўрет. Еркин бурыла алатуғын рамка өткизгиш арқалы өтетуғын $AA'BB'$ тегислигинде жататуғындай болып жайласады.



177-сүўрет. Тоғы бар рамкадағы оң нормалдың бағыты.

Тоғы бар рамкаға магнит майданының тәсир етиўиниң нәтийжесинде рамка берилген жағдайда белгили болған ориентацияға ийе болады⁴¹. Сонлықтан оған түсирилген нормаль

⁴⁰ Төменде биз магнит майданында рамкаға оның базы бир ориентациясында жоғалатуғын күшлердиң жұбының тәсир ететуғынлығын көремиз. Сонлықтан, ұлыўма айтқанда, магнит майданында рамка өзиниң тең салмақлық орнының этирапында тербеледи. Бирақ, сүйкеліс күшлери бар болған жағдайда бул тербеліслер тез сөнеди.

⁴¹ Рамканың ұсы ориентациясынан басқа қарама-қарсы бағытланған ориентацияның болыўы да мүмкин. Бирақ, ұсы екінши ориентацияға сәйкес келетуғын рамканың жайласыўы орнықлы емес.

қандай да бір бағытқа қарай бағытланған болып шығады. Әлбетте, магнит майданындағы рамканы қандай бір тәрепке қарай бағытланыуы магнит майданының өзінің бағытының болатуғынлығын көрсетеді. Рамка жайласқан орындағы магнит майданының бағыты сыпатында рамкаға түсірілген оң нормалдың бағыты қабыл етилген. Солай етип, рамканың ориентациясы бойынша магнит майданының бағытын бір мәнісли анықлауға болады.

Буннан былай биз магнит майданының санлық характеристикасын анықлау үшін да сол рамкадан пайдаланамыз.

Рамкаға майданның бағытлаушы тәсиринің тийіу фактының өзі магнит майданындағы рамкаға күшлер жұбының тәсир ететуғынлығын аңғартады⁴².

Күшлер жұбының шамасын рамка илдирилип қойылған сабақтың бұрылыуы бойынша анықлауға болады. Тәжирийбе бул жуптың моменти M ниң тоқтың күши I ге де, магнит майданын пайда ететуғын тоқлардың жайласуларынан да, рамканың өзінің қәсийетлеринде де (оның өлшемлери, ориентациясы хәм ондағы тоқтың күши) ғәрезли екенлигин көрсетеді.

Ең дәслеп рамканың өзінің қәсийетлеринде тоқтаймыз. Оның үшін магнит майданының пайда ететуғын тоқлардың күшлерин хәм олардың жайласуын өзгериссиз қалдырамыз. Өтип тұрған күштиң шамасы белгили болған рамканы аламыз. Егер рамкаға түсірилген нормалдың бағыты майданның бағыты менен сәйкес келсе оған тәсир ететуғын күшлердің моменти нолге тең болады. Рамкаға түсірилген нормалдың бағыты менен майданның бағыты перпендикуляр болған жағдайда күшлер жұбының моменти максималлық мәнісине жетеді. Сонлықтан, егер биз рамканы магнит майданының санлық характеристикасы үшін пайдаланатуғын болсақ, онда барлық жағдайларда рамкаға түсірилген нормалды майданның бағытына перпендикуляр қойыуға келисемиз. Буннан кейин тәжирийбеден күш моменти M ниң рамкадағы тоқтың күши I ге пропорционал болатуғынлығына аңсат исениуе болады. Ақырында, тәжирийбе хәр қыйлы тегис рамкалар үшін M моменттің формасынан ғәрезсиз рамканың майданы S ке де пропорционал болатуғынлығын көриуе болады (рамканың туұры мүйешли, дөңгелек, эллипс тәризли х.т.б. формаларға ийе болыуынан ғәрезсиз):

$$M \sim IS. \quad (1)$$

Тоқтың күши I менен рамканың майданы S тин көбеймесине пропопрционал болған шамасын *рамканың магнит моменти* p_m деп атайды:

$$p_m \sim IS. \quad (2)$$

Магнит майданының берилген ноқатында бирдей болған p_m магнит моментине ийе болған рамканың барлығына бирдей болған күшлердің моменти M тәсир етеди.

Егер, берилген магнит моментине ийе болған магнит майданының хәр қыйлы ноқатларына жайластырсақ, онда, улыума айтқанда, рамкаға хәр қыйлы күш моментлери M лердің тәсир ететуғынлығын табамыз. Мысалы, егер биз рамканы тоқ өтип тұрған өткизгишке қаншама жақын жайластырсақ, онда оған тәсир ететуғын күшлердің моментинің де үлкен болатуғынлығын көриуе болады. Бул фактты магнит майданының санлық характеристикасы үшін, атап айтқанда егер берилген p_m моментине ийе болған рамкаға тәсир ететуғын күшлердің моменти M қаншама үлкен болса, онда рамка жайласқан орындағы майданның кернеулиги H та соншама үлкен болады:

$$M \sim H.$$

Бул жуўмақты (1)-қатнас пенен бириклирип мынаны аламыз: магнит майданындағы тоқ өтип тұрған рамкаға тәсир ететуғын күшлердің моменти рамканың магнит моменти

⁴² Бир текли болмаған майданда рамкаға және бир күш тәсир етеди (197-параграф), бул күшти биз хәзирше қарамаймыз.

болған p_m шамасына хәм рамка жайласқан орындағы магнит майданының кернеулиги H қа түүры пропорционал:

$$M \sim p_m H. \quad (3)$$

Бул қатнасты биз рамканың жәрдемінде магнит майданының кернеулиги H ты анықлау үшін пайдаланамыз. (3)- хәм (2)-теңдиклерден мынаған ийе боламыз:

$$H \sim \frac{M}{p_m} \sim \frac{M}{IS}. \quad (4)$$

Соңғы аңлатпадағы пропoпрционаллық белгиден теңдик белгисине өтиу үшін k пропорционаллық коэффициентин киргизиу керек. Бундай жағдайда

$$H = k \frac{M}{IS} \quad (4a)$$

теңлигине ийе боламыз.

k пропорционаллық коэффициентиниң сан мәнислери H, M, I хәм S шамаларының бирликлерин сайлап алыу менен байланысly. k ның белгили болған сан мәнисин сайлап алып, (4a)-теңдиктиң тийкарында магнит моментиниң шамасы p_m белгили болған рамкаға тәсир ететуғын күшлердиң моменти M ниң мәниси бойынша магнит майданының кернеулиги H тың мәнисин өлшеуіге болады. Магнит майданының кернеулиги H тың бирликлери ҳаққында 195-параграфта айтылады.

Магнит майданы бағыты бойынша да, сан мәниси бойынша да тәрийипленетуғын болғанлықтан, соған сәйкес магнит майданының кернеулиги болған H шамасы векторлық шама болып табылады. Бундай жағдайда, жоқарыда айтылғанларды жуумақлап мынаған ийе боламыз: магнит майданының ҳәр бир ноқатындағы магнитлик кернеулик H тың бағыты магнит майданында орнықлы ҳалда тұрған тоғы бар рамканың оң нормалының бағыты бойынша анықланады. Кернеуликтің шамасы рамкаға түсирилген нормаль H векторына перпендикуляр жайласқан жағдайда (4a) теңлиги тийкарында күшлер моментиниң шамасы бойынша анықланады.

Енди биз рамканың өлшемлери ҳаққындағы мәселеге де айқынлық киргизе аламыз. Әлбетте, бир текли майдан болған жағдайда рамкаға тәсир ететуғын күшлердиң моменти рамканың шеклеріндеги майданның кернеулигиниң орташа мәнисин өлшейди. Майданның кернеулигиниң берилген ноқаттағы мәнисин өлшеу үшін *рамканың өлшемлери оның шеклерінде майданды бир текли деп есаплауға болатуғындай дәрежеде киши болыуы керек.*

§ 192. Магнит майданының кернеулигин графикалық сүүретлеу. Электростатикада биз электростатикалық майданның характеристикасы үшін кернеулик сызықларының жәрдеміндеги графикалық усылды пайдаланған едик. Тап сол сыяқлы магнит майданының характеристикасы үшін биз қарау үшін магнитлик кернеулик сызықларын киргиземиз. *Магнитлик кернеулиликтің сызығы үшін ҳәр бир ноқаттағы урынба усы ноқаттағы кернеулик векторы H тың бағыты менен сәйкес келетуғын сызықты қабыл етемиз* (178-сүүрет). Кернеулик сызығы үшін берилген ҳәр бир участкадағы майданның кернеулик векторы H пенен сәйкес келетуғын бағытты беремиз.

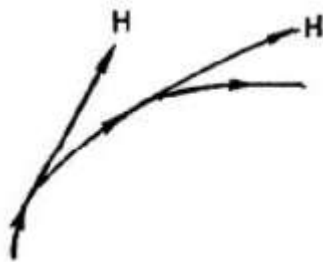
Тоғы бар рамканы пайдаланып, биз буннан бұрынғы параграфта тәрийипленген усылдың жәрдемінде биз ҳәр қыйлы дара жағдайлар үшін магнитлик кернеулик сызықларының түрин анықлай аламыз.

Жоқарыда көргенимиздей, түүры ұзын тоқ болған жағдайда рамка тоқтың бағыты арқалы өтетуғын тегисликте жайласады. Демек, рамкаға түсирилген нормаль тоқ өтип тұрған өткизгишти рамка жайласқан орын менен тұтастыратуғын радиус-векторға перпендикуляр бағытланған. Буннан ұзын тоқ болған жағдайда кернеулик сызықларының тоққа перпендикуляр тегисликте жататуғын, орайы тоқ өтип тұрған орында жайласқан шеңберлердиң түрине ийе болатуғынлығын көремиз. Түүры тоқтың магнит майданының

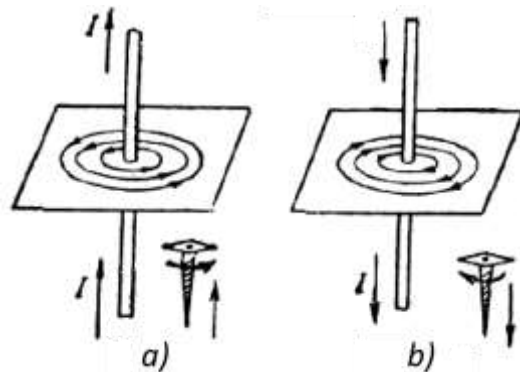
кернеулік сызықтарының бағыты 179- а хәм в сүүретлерде көрсетилген бурғы қағыйдасы бойынша анықланады: *егер бурғының илгерилемели қозғалысының бағытын тоқтың бағыты менен бирдей етип жайластырсақ, онда усы бурғының тутқасының айланыу бағыты магнитлик кернеулік сызықтарының бағытын береді.*

Рамканың жәрдемінде қәлеген формаға ийе болған тоқлардың магнит майданларын изертлеу мүмкин. Мысал сыпатында дөңгелек тоқты аламыз; бундай жағдайда тоқтың контурына перпендикуляр болған тегисликтеги магнит майданының кернеулигиниң сызықлары 180-сүүретте келтирилгендей иймекликлерден ибарат болады. Усының менен бирге, бул сызықлар туйық иймекликлер ямаса даўам еткенде туйықланыу тенденциясына ийе иймекликлер болып табылады.

Улыұмалық туйры сызықлы көшерге ийе болған бирдей дөңгелек тоқлардың системасын *соленоид* деп атайды.



178-сүүрет. Магнитлик кернеулік сызықлары.



179-сүүрет. Туйры тоқтың магнит майданының кернеулік сызықтарының бағыты.

Соленоидты әдетте цилиндрлик бетке оралған тоқ өтип тұрған өткізгіш сыпатында көрсетеді. Соленоидтың магнит майданын изертлеп, биз 181-сүүретте келтирилген картинаны аламыз. Соленоидтың ишки қуыслығының орта бөлегіндеги магнит сызықлары көшерге параллель болған туйрылардың системасын пайда етеді; соленоидтың ушларына жақынлағанда туйры сызықлар соленоидтың ушларында тарқалатуғын хәм кеңісликтің сыртқы бөлімінде туйықланатуғын ямаса оларды даўам еткенде туйықланыу тенденциясына ийе болған иймекликлерге айналады. Сыртқы бөлімдеги соленоидтың кернеулигиниң магнит сызықлары диполдиң кернеулигиниң электрлик сызықларын еске түсиреди (176-сүүретке қараңыз). Бірақ, соленоидтың ишіндеги кернеуликтің магнитлик сызықлары соленоидтың сыртындағы кернеуликтің магнитлик сызықларына үзликсиз түрде өтеді, ал диполдағы кернеуликтің электрлик сызықлары диполдиң зарядларында бағытын өзгертеді. Кеңісликтің соленоидқа салыстырғанда сыртқы бөліміндеги магнит майданы соленоидлардың ушларында ғана үлкен мәніске ийе болады, ушлардан қашықласқанда майдан тез хәлсирейді; соленоидтың орта бөлімінде, оның сыртында магнит майданы жүдә киши. Соленоид қаншама ұзын болған сайын майданның жоқарыда көрсетилген өзгешеликлери соншама кескин түрде көринеді. Соленоидтың ишки бөліміндеги майданды бир текли деп есаплауға болады, бир текли болыудан сезилерликтей айырма соленоидтың ушларына жақын болған орынларда ғана алынады.

Орайлары шеңбер бойынша жайласқан бирдей дөңгелек тоқлардың системасы *тороидты* пайда етеді (182-сүүрет).

Тороидтың магнит майданы оның тек ишки бөлімінде ғана топланған, кеңісликтің сыртқы бөлімінде тоғы бар рамкаға күшлер тәсир етпейді.

Егер тороидтың ұзынлығы оның кесе-кесимине салыстырғанда үлкен болса, онда оның ишіндегі майданды бір текли деп есаплайға болады.

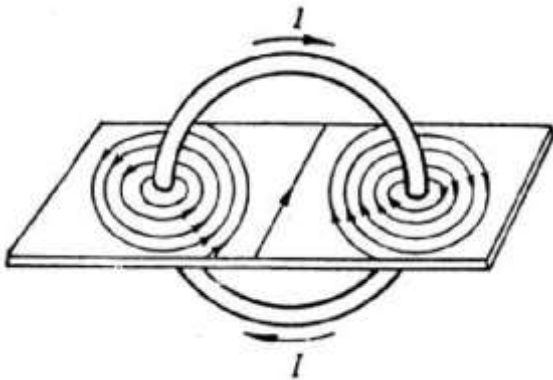
Тәжіриббе магнит майданында тоғы бар рамка қандай бағытта тұратуғын болса, солноидтың да тап сондай бағытта тұратуғынлығын көрсетеді. Бундай жағдайда соленоидқа магнит майданының кернеулик сызығына қарама-қарсы бағытта қарасақ, онда бақлаушы соленоидтағы тоқты саат стрелкасының қозғалыс бағытына қарама-қарсы бағытта көреді (183-сүүрет). Әлбетте, n орамнан тұратуғын соленоидқа тәсир ететуғын күшлердің моменти M бир орамға тәсир ететуғын күш моментинен n есе үлкен болады. Солай етип, 191-параграфтағы (4а) формуласына ұқсас, егер соленоидтың көшери магнитлик кернеулик сызықтарына перпендикуляр болса, онда оған моменти

$$M = \frac{1}{k} nIS \cdot H \quad (1)$$

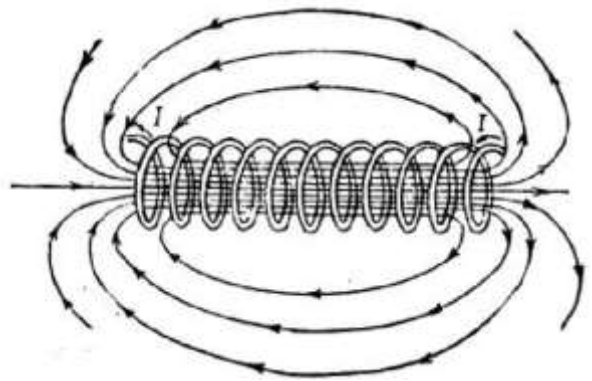
шамасына тең болған күшлердің жұбы тәсир етеді. Соленоидтың магнит моменти деп айырым орамның магнит моментинен n есе үлкен болған p_c шамасына айтады:

$$p_c \sim nIS. \quad (2)$$

Бұл аңлатпада I - соленоид арқалы өтетуғын тоқтың күши хәм S - оның кесе-кесиминиң майданы.



180-сүүрет. Дөңгелек тоқтың магнит майданының кернеулик сызықтарының бағыты.



181-сүүрет. Соленоидтың магнит майданының кернеулик сызықтарының бағыты.

Магнит майданының кернеулиги сызықтарын қарау олардың туйық сызықтар екенлигин көрсетеді. Магнит кернеулигиниң сызықтары барлық уақытта туйық иймекликлер түрінде электр тоғын өзиниң ишине алады. Кернеуликтің магнит сызықтарының туйық екенлиги олардың электр майданының кернеулик сызықтарынан өзине тән болған өзгешелиги болып табылады. Бұл факт электростатикалық хәм магнит майданларының арасында терең аналогияның жоқ екенлигин көрсетеді. Бұл майданлардың тәбияты хәр қыйлы.

Кернеулик сызықтары бир зарядта басланатуғын хәм басқа зарядта ямаса шексизликте тамам болатуғын электростатикалық майдан потенциаллық майдан болып табылады. Бундай майданның хәр бир ноқатына потенциалдың белгили болған мәнисин беріуіге болады. Магнит майданы болса оның кернеулик сызықтарының туйықлығы менен тәрийипленеді. Бундай майданды соленоидлық деп атайды. Биз кейинирек (198-параграфта) магнит майданының ноқаттарына электростатикалық майдан ушын исленетуғындай бир мәнисли потенциалдың мәнислерин беріуіге болмайды.

Н кернеулик сызықтары майданның хәр бир ноқатындағы кернеуликтің бағытын берип, қосымша анықтамалар берилмеген жағдайда кернеуликтиң шамасын бермейді. Егер бир электростатикада пайдаланылған кернеулик сызықтарының жийилигин

(қоюлығын) кернеуліктің сан мәнісі менен салыстырсақ, онда кернеулік сызықтарының сұйреті магнит майданын санлық тәрептен де тәрийиплей алады. Жеткиликлі дәрежедегі киши участкада қалеген майданды бир текли деп есаплауға болады; ұсындай участкадағы кернеулік сызықтарына нормаль бағытланған беттің элементинің ΔS_0 участкасын аламыз. ΔS_0 майданы арқалы өтетұғын сызықларды саны ΔN ди ұсы ΔS_0 майданына қатнасы майданның берилген участкасындағы кернеулікке тең болатұғындай етип аламыз:

$$\frac{\Delta N}{\Delta S_0} = H.$$

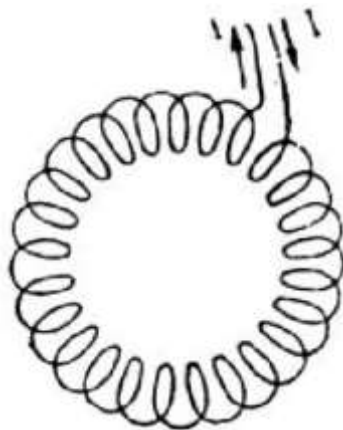
Қалеген ΔS майданы арқалы өтетұғын кернеулік сызықтарының саны ΔS майданын ұсы сызықларға перпендикуляр бағытта кесип өтетұғын ΔS_0 майданын кесип өтетұғын сызықлардың санына тең (184-сұйрет). Буннан ΔS майданын кеси өтетұғын кернеулік сызықтарының саны

$$\Delta N = H \Delta S \cos \alpha \quad (3)$$

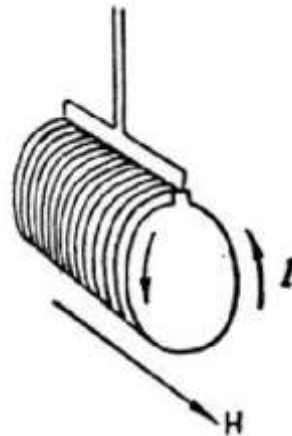
шамасына тең. Бул теңликте α - кернеулік сызықлары менен ΔS майданына түсірилген нормаль арасындағы мүйеш. $H \cos \alpha = H_n$ теңлиги орынланатұғын болғанлықтан (H_n арқалы кернеулік векторы $\mathbf{H}$ тың беттің ΔS элементине түсірилген нормалдың бағытындағы проекциясы белгиленген), (3)-теңликти былайынша көширип жазыуға болады:

$$\Delta N = H_n \Delta S. \quad (3a)$$

(3a) аңлатпасы беттің ΔS элементи арқалы өтетұғын кернеуліктің элементар ағысын анықлайды. Әлбетте, ΔN ағысы H_n ниң белгисинен ғарезли болған белгиге ийе болады. H_n шамасының белгиси нормалдың бағытын сайлап алыу менен байланысly. Егер ΔS элементи туйық бетке тийисли болса, онда оң бағыт сыпатында берилген бет пенен шекленген көлемге салыстырғанда сыртқы нормалдың бағыты қабыл етилген (126-параграфта келтирилген мағлыұматлар менен салыстырыңыз).



182-сұйрет. Торонд.



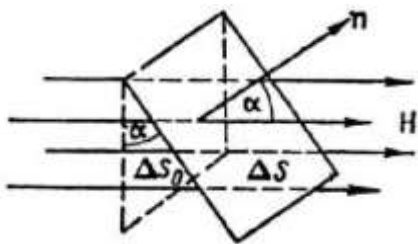
183-сұйрет. Сыртқы магнит майданындағы солондидтың ориентациясы.

Шекли бет арқалы өтетұғын толық ағыс N берилген S бетин пайда ететұғын барлық ΔS элементлери арқалы өтетұғын ағыслардың алгебралық суммасына тең:

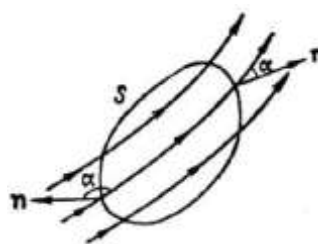
$$N = \sum \Delta N = \sum H_n \Delta S. \quad (4)$$

Егер S бети туйық болса, онда бетке киретуғын магнит кернеулигиниң сызықтарының саны, оннан шығатуғын сызықлардың санына тең. Себеби магнитлик кернеулік сызықлары барлық ұақытта туйық иймекликлер болып табылады. Бундай жағдайда сыртқы нормалдың бағыты менен доғал мүйеш жасайтуғын сызықлар терис ағысты пайда етеди

(185-сүрет). Ал шығыушы сызықтар сыртқы нормаль менен сүйір мүйешти пайда етип оң ағысты пайда етеди. Солай етип, еки ағыс бир бирин компенсациялайды хәм биз мынадай жүймаққа келемиз: *қалеген туйық бет арқалы магнитлик кернеуликтің толық ағысы нолге тең.*



184-сүрет. Қыя жайласқан ΔS бети арқалы өтетұғын кернеулик сызықтары.



185-сүрет. Туйық бет арқалы өтетұғын кернеулик сызықтары.

Бұл жағдайда магнит хәм электростатикалық майданлардың арасындағы үлкен айырма және де көринеди; Остроградский-Гаусс теоремасы бойынша $\mathbf{E}$ электр кернеулигинің сызықтарының толық ағысы нолден өзгеше бола алады (126-параграф).

Интеграллық есаптың белгилеулеринен пайдаланып, (4)-аңлатпадағы сумманы интеграл менен алмастырамыз хәм нәтийжеде S бети арқалы магнитлик кернеуликтің ағысы үшін аңлатпаны аламыз:

$$N = \int_S H_n dS. \quad (4a)$$

Бұл интеграл барлық S бетине тарқатылған.

Жоқарыда айтылып өтилгениндей, туйық бет арқалы магнитлик кернеуликтің ағысы нолге тең. Солай етип, егер (4a) интегралын туйық бетке тарқататұғын болсақ, онда

$$\int_S H_n dS = 0 \quad (5)$$

теңлигине ийе боламыз. Мейли, биз қарап атырған бет пенен шекленген көлем V болсын. Бундай жағдайда туйық бетти ноқатқа алып келгенде

$$\lim_{V \rightarrow 0} \left(\frac{1}{V} \int_S H_n dS \right) = \text{div } \mathbf{H}$$

теңлигин аламыз. Ал, $\int_S H_n dS$ шамасы барлық ұақытта нолге тең болып қала беретұғын болғанлықтан

$$\text{div } \mathbf{H} = 0$$

формуласына ийе боламыз. Солай етип, *бослықта, кеңисликтің қалеген ноқатындағы магнит майданының кернеулик векторы $\mathbf{H}$ тың дивергенциясы нолге тең.*

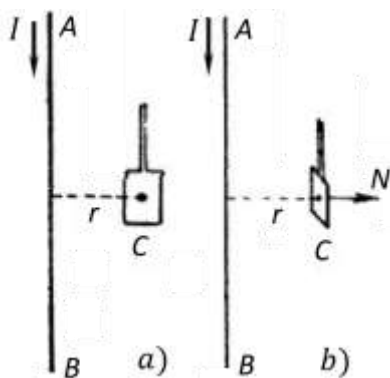
132-параграфта көрсетилип өтилгениндей, электростатикада

$$\text{div } \mathbf{E} = 4\pi\rho$$

теңлиги орынлы еди. Бұл теңликте ρ - биз қарап атырған ноқаттағы көлемлик зарядлардың тығызлығы. Тек, көлемлик электр зарядларының тығызлығы нолге тең болған ноқатларда ғана (яғный $\rho = 0$ теңлиги орынланатұғын ноқатларда) электростатикалық майданның кернеулик векторы $\mathbf{E}$ ниң дивергенциясы нолге тең.

Көлемлик электр зарядларының тығызлығы ρ нолге тең болмаған барлық орынларда $\mathbf{E}$ ниң дивергенциясы да нолге тең болмайды. Айтылған жағдайлар бойынша бослықтағы $\mathbf{H}$ векторының дивергенциясы барлық ұақытта нолге тең болғанлықтан, магнитлик құбылыстар областында электр зарядының аналогының болмайтуғынлығын көреміз.

§ 193. Тоқтардың магнит майданын анықлаудың ұсылы. Жоқарыда көрсеткениміздей, кеңістіктің қандай да бір нүqtесіндегі майданның кернеулігі H тоқтар өтіп тұрған өткізгіштердің формасынан, тоқтардың күшінен хәм биз қарап атырған нүqtеттің сол өткізгіштерде салыстырғандағы орнынан ғәрезли. Экспериментте болса H кернеуліктің шамасы магнит моменти p_m белгили болған рамкаға тәсир ететұғын күшлердің моменти M бойынша анықланады.



186-сүрeт.
Майданның кернеулігін рамканың
жәрдемінде анықлау.

Ең әпiуайы мысал ретінде биз түүры хәм ұзын сым алып, оннан базы бир r қашықтығындағы майданның кернеулігі H ты анықлай аламыз.

Ең дәслеп эксперименталлық жол менен рамканың жәрдемінде майданның кернеулігі H тың сол сым арқалы өтіп атырған тоқтың күші I ден хәм сымға шекемгі қашықтық r ден қандай ғәрезлікке ийе екенлігін анықлаймыз. Түүры хәм ұзын сым арқалы өтіп атырған тоқтың магнит майданы бир текли емес, бирақ, егер рамканың өлшемлери r қашықтығына салыстырғанда киши болса, онда рамканың шеклеріндегі майданды бир текли деп қарауға болады. 191-параграфта айтылып өтилгеніндей, тоқ өтіп тұрған ұзын, түүры сымның қасында рамканың оның нормалы сымның ең жақын участкасынан рамкаға түсірілген r түүрысына перпендикуляр болып жайласады. Егер I тоғы жоқарыдан төменге қарай өтетұғын болса (186-а сүрeт), онда N рамкасына түсірілген нормаль өзінiң оң ұшы менен оқыушыға қараған халда сызылманың тегіслігiне перпендикуляр жайласады. Рамкаға түсірілген нормалды r дің бағытында ұслап тұрыу ұшын (186-б сүрeт) рамкаға күшлердің M моментін түсіріу керек, ал оның шамасы, жоқарыда айтылғандай, майданның кернеулігі H қа пропорционал. Рамканың тұрақты болған магнит моменти p_m де күшлердің моменти M ди өлшеп, оның АВ сымы арқалы өтіп атырған тоқтың күші I ге пропорционал екенлігін көріуге болады. Буннан магнит майданының кернеулігі H тың ұсы майданды пайда еткен тоқтың күші I ге пропорционал екенлігi келип шығады:

$$H \sim I.$$

Екиншиден, рамканы сымнан хәр қыйлы r қашықтықтарында жайластырып, M моментінің сымға шекемгі қашықтық r ден кері пропорционал екенлігін табыу мүмкін, буннан майданның кернеулігінің r ге кері пропорционал екенлігi келип шығады:

$$H \sim \frac{1}{r}.$$

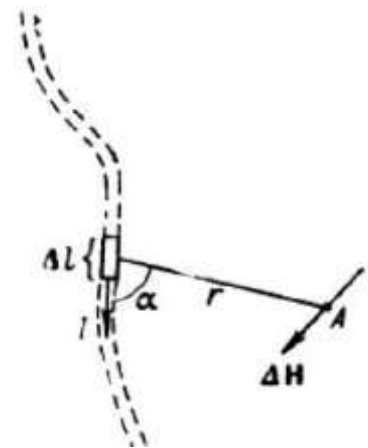
Түүры ұзын тоқтың магнит майданының кернеулігінің сымға шекемгі қашықтыққа кері пропорционал екенлігi 1820-жылы Био хәм Савар тәрeпiнен табылды. Бирақ, бундай ғәрезлік түүры ұзын тоқ ұшын дара жағдайда ғана орын алады. Хәр бир жағдайда майданның кернеулігінің тоқ өтіп тұрған өткізгіштердің ұлыұмалық жайласуларынан айрықша түрде ғәрезли болады. Бирден бир, ұлыұмалық жағдай берілген нүqtаға

магнит майданының кернеўлиги H тың ұсы майданды пайда еткен тоқтың күши I ден ғәрезлиги болып табылады.

Өткізгіш арқалы өтетұғын тоқ тәрепинен пайда етилген магнит майданының кернеўлиги H ұсы өткізгіштің айырым участкаларының барлығының тәсири бойынша анықланады. Айырым участкалар ΔH элементар кернеўликлерин пайда етеди хәм, сонлықтан, бақланатуғын H кернеўлиги олардың векторлық қосындысы болып табылады. Бул жағдай тоқтың элементар участкасы менен ұсы участкадағы тоқтың пайда еткен магнит майданының кернеўлиги арасындағы байланысты орнатыўға тәбийий түрдеги тырысыўларға алып келди. Тәжирийбеде биз тоқтың айырым участкасын пайда ете алмаймыз хәм, сонлықтан тоқтың элементи тәрепинен пайда етилетуғын магнит майданын тиккелей өлшеўдің мүмкиншилиги жоқ. Тек тоқтың барлық элементлери тәрепинен берилген ноқатта пайда етилетуғын магнит майданының қосынды кернеўлигин ғана өлшеўге болады. Бирақ, Лапласқа тәжирийбелерде алынған мағлыўматларды ұлыўмаластырыў арқалы сәйкес элементар нызамды келтирип шығарыўдың сәти түсти. Бул нызамды ықтыярлы формаға ийе болған контурдың участкалары ушын қолланып, тәжирийбелердеги өлшеўлердің нәтийжелери менен сәйкес келетуғын майданның кернеўлигинің қосынды мәнисин анықлаўға мүмкиншилик береді. Бул нызамды Био-Савар-Лаплас нызамы деп атаў қабыл етилген.

187-сүүрет.

Тоқтың Δl элементи A ноқатында Δl элементи менен r радиус-векторы жатқан тегисликке перпендикуляр болған ΔH шамасына тең магнит майданының кернеўлигин пайда етеди.



Оның мазмұны мыналардан ибарат: Күши I болған тоқ өтип тұрған контурдың Δl элементи ықтыярлы сайлап алынған A ноқатында кернеўлиги ΔH шамасына тең магнит майданын пайда етеди (187-сүүрет). Оның шамасы

$$\Delta H = k' \frac{I \Delta l \sin \alpha}{r^2} \quad (1)$$

формуласының жәрдемінде анықланады. Бул формулада r - тоқтың Δl элементинен A ноқатына шекемги қашықлық, α арқалы A ноқатына өткерилген радиус вектор r менен Δl элементи арасындағы мүйеш, ал k' арқалы пропорционаллық коэффициент белгиленген. ΔH векторы Δl элементи менен r радиус-векторы жатқан тегисликке перпендикуляр; ΔH векторының бағыты бурғы қағыйдасының жәрдемінде анықланады: егер бурғының илгерилемели қозғалысының бағыты контурдың Δl элементіндеги тоқтың бағытына сәйкес келетуғын болса, онда бурғының қозғалыс бағыты ΔH векторының бағытына сәйкес келеди.

Жоқарыда айтылғанлар бойынша, (1)- Био-Савар-Лаплас формуласы A ноқатындағы толық тоқ тәрепинен пайда етилген магнит майданының толық кернеўлиги H ты емес, ал оның контурдың Δl элементи тәрепинен пайда етилген бөлимин ғана береді. Толық кернеўлик H контурды ойымызда бөлген барлық элементлер тәрепинен пайда етилген ΔH кернеўликлеринің векторлық қосындысына тең. Хәр қыйлы контурлар ушын (1)-

формула тийкарында өткерилген есаплаўлардың тәжирийбелердин нәтийжелери менен сәйкес келиўи сол формуланың дурыс екенлигин тастыйықлайды.

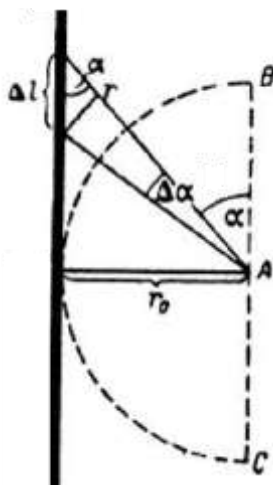
ΔH кернеўлигиниң шамасын да, бағытын да анықлаў ушын (1)-формуланы векторлық түрде жазыўға болады:

$$\Delta \mathbf{H} = k' \frac{I[\Delta \mathbf{l} \times \mathbf{r}]}{r^3}. \quad (1a)$$

Бул теңликте $[\Delta \mathbf{l} \times \mathbf{r}]$ көбеймеси $\Delta \mathbf{l}$ ҳәм $\mathbf{r}$ векторларының векторлық көбеймеси болып табылады.

Өткизгиштиң (сымның) ұзынлығының $\Delta \mathbf{l}$ элементиниң бағыты усы элемент арқалы өтип атырған тоқтың бағыты менен бирдей деп қабыл етиледі. $\mathbf{r}$ радиусы векторы өткизгиштиң $\Delta \mathbf{l}$ элементинен майдан есапланып атырған A ноқатына қарай жүргизиледи. Усы A ноқатындағы майданның толық кернеўлиги $\mathbf{H}$ барлық $\Delta \mathbf{H}$ элементар майданлардың геометриялық суммасы сыпатында анықланады:

$$\mathbf{H} = \sum \Delta \mathbf{H}.$$



188-сүрөт.

Тұйры тоқтың магнит майданының кернеўлигин анықлаўға арналған.

Элементар болған (1)-нызамнан тұйры ҳәм ұзын өткизгиш арқалы өтип атырған тоқтың пайда еткен магнит майданы H тың I/r шамасына пропорционал екенлиги келип шығады. Ҳақыйкатында да, жүдә ұзын болған тұйры сымнан r_0 қашықтығында жайласқан A ноқатындағы магнит майданының кернеўлиги H ты (188-сүрөт) сымның айырым элементлери тәрәпинен пайда етилген элементар кернеўликлердин суммасы сыпатында табамыз. (1)- Био-Савар-Лаплас нызамы бойынша тоқтың Δl элементи A ноқатында

$$\Delta H = k' \frac{I[\Delta l \sin \alpha]}{r^2}$$

кернеўлигин пайда етеди. Бул теңликте $\mathbf{r}$ арқалы Δl элементинен A ноқатына шекемги қашықтық белгиленген; ΔH сүрөт тегислигине перпендикуляр, егер тоқ жоқарыдан төмен қарай бағытланған болса, онда ΔH оқыўшыға қарай бағытланған. Барлық Δl элементлери пайда еткен кернеўликлер ΔH бирдей болып бағытланады ҳәм қосынды кернеўлик болса

$$H = \sum k' \frac{I \Delta l \sin \alpha}{r^2}$$

алгебралық суммасының жәрдеминде аңғартылады. 188-сүрөтте

$$\Delta l = \frac{r \cdot \Delta \alpha}{\sin \alpha}$$

теңлигине ийе боламыз. Буннан

$$\frac{\Delta l}{r^2} = \frac{\Delta \alpha}{r \sin \alpha}$$

қатнасын аламыз. Бирақ, $r \sin \alpha = r_0$ ҳәм, ұсыған сәйкес,

$$\frac{\Delta l}{r^2} = \frac{\Delta \alpha}{r_0}$$

қатнасына ийе боламыз. Буннан кейін H ұшын жазылған аңлатпа

$$H = \sum k' \frac{I \sin \alpha \cdot \Delta \alpha}{r_0} \quad (2)$$

түрине енеді. Биз өткізгішті ойымызда бөлген Δl элементтерін шексіз киши деп есаплап, $\Delta \alpha$ мүйешинің де шексіз киши екенлігін хәм, ұсыған сәйкес, (2)-аңлатпадағы сумманың

$$H = \int k' \frac{I \sin \alpha d\alpha}{r_0}$$

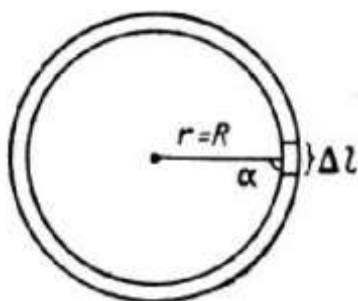
интегралы менен алмастырылыуының керек екенлігін көреміз.

Интеграллауды α ның барлық мәніслери бойынша $\alpha = 0$ шамасынан (бул ең жоқарғы dl элементтерине сәйкес келеді) $\alpha = \pi$ шамасына шекем (бул ең төменгі dl элементтерине сәйкес келеді) әмелге асырыу керек. Демек интеграллау шеклери 0 хәм π шамалары болып табылады. Усының менен бирге I хәм r_0 шамаларының тұрақлы екенлігін аңғарып, оларды тұрақлы шамалар түрінде интеграл белгисинің астынан шығарыуға болады және, нәтийжеде,

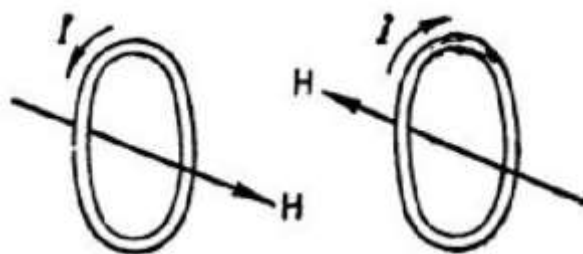
$$H = k' \frac{I}{r_0} \int_0^\pi \sin \alpha d\alpha = k' \frac{I}{r_0} [-\cos \alpha]_0^\pi = k' \frac{2I}{r_0}. \quad (3)$$

теңліклерін аламыз. Солай етип, Био-Савар-Лаплас нызамынан шексіз ұзын түүры өткізгіш арқалы өтип атырған тоқтың пайда еткен магнит майданының кернеулігі H тың I/r_0 шамасына пропорционал екенлігі хәқыйқатында да келип шығады.

§ 194. Дөңгелек тоқ пенен соленоидтың магнит майданы. Био-Савар-Лаплас формуласын қолланыуға бир қатар мысалларды келтиреміз.



189-сүүрет. Дөңгелек тоқтың орайындағы майданының кернеулігін есаплауға.



190-сүүрет. Дөңгелек тоқтың орайындағы магнит майданының кернеулігінің бағыты.

1. Дөңгелек тоқтың орайындағы магнит майданының кернеулігі. Мейли радиусы R болған дөңгелек түріндегі контурдан күши I ге тең болған тоқ өтип тұрған болсын (189-сүүрет). Дөңгелек контурдың қалеген Δl элементи орайдан бирдей болған $r = R$ қашықтығында жайласады. Усының менен бирге, қалеген Δl элементи ұшын R радиус-векторы Δl ге перпендикуляр. Буннан $\alpha = \frac{\pi}{2}$ теңлігінің орынланатуғынлығын көреміз хәм соған сәйкес $\sin \alpha = 1$ теңлігі орынлы болады. Буннан 193-параграфтағы (1)-формула бойынша Δl элементи тәрепинен дөңгелектің орайында пайда етилген магнит майданының кернеулігі ұшын

$$\Delta H = k' \frac{I \Delta l}{R^2}$$

теңлігине ийе боламыз. ΔH векторының бағыты бурғы қағыйдасы бойынша анықланады:

ΔH векторы дөңгелектің тегислигине перпендикуляр хәм тоқтың бағыты саат стрелкасының қозғалыуы бағыты менен сәйкес келгенде сүүреттің тегислигинен арман қарай бағытланған. Солай етип, тоқтың дөңгелек контурының барлық Δl элементлери орайда ΔH тың бирдей бағытын пайда етеди хәм бұндай жағдайда майданның қосынды кернеулиги болған H шамасы ΔH шамаларының алгебралық суммасына тең болады:

$$H = \sum \Delta H = \sum k' \frac{I \Delta l}{R^2}.$$

Тоқтың күши I , R радиусы хәм k' пропорционаллық коэффициенті тұрақлы шамалар болып табылады хәм сонлықтан оларды сумма белгисиниң алдына шығарыуға болады. Буннан

$$H = k' \frac{I}{R^2} \sum \Delta l$$

формуласына ийе боламыз. Бирақ, $\sum \Delta l$ суммасы радиусы R ге тең болған дөңгелек контур бөлінген барлық элементлердің қосындысы болып табылады, яғный, $\sum \Delta l$ суммасы радиусы R болған шеңбердің ұзынлығына тең. Буннан $\sum \Delta l = 2\pi R$ хәм

$$H = k' \frac{2\pi I}{R}. \quad (1)$$

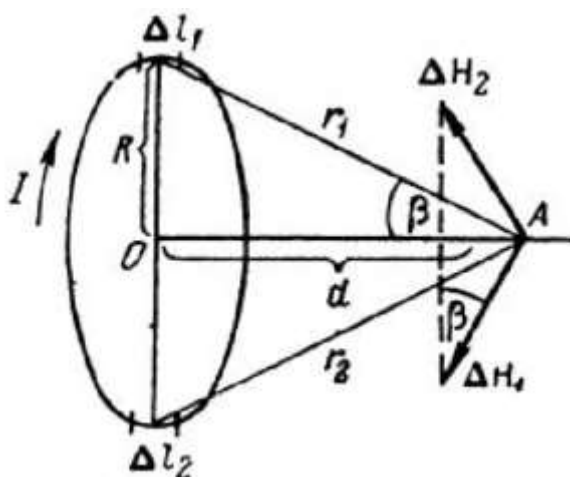
H пенен I дің бағытларының арасындағы байланыс 190-сүүретте келтирилген.

2. Дөңгелек тоқтың көшеріндегі магнит майданының кернеулиги. Дөңгелек тоқтың көшери деп контурдың шеңбериниң орайынан қайта тикленген перпендикулярға айтамыз. Контурдың тегислигинен d қашықтығында жайласқан A нокатындағы кернеуликти анықлаймыз (191-сүүрет); дөңгелек контурдың радиусын R , ал A нокатынан Δl элементіне шекемгі қашықтықты r арқалы белгилейміз. Диаметрдің қарама-қарсы тәреплерінде жайласқан Δl_1 хәм Δl_2 элементлери пайда еткен ΔH_1 хәм ΔH_2 кернеуликлерін қараймыз. r менен Δl арасындағы мүйеш α мүйешиниң шамасы $\pi/2$ ге тең болғанлықтан (конустың жасаушысы менен оның ұлтанының дөңгелегиниң элементи арасындағы мүйештей), 193-параграфтағы (1)-формула бойынша сәйкес

$$\Delta H_1 = k' \frac{I \Delta l_1}{r_1^2}, \Delta H_2 = k' \frac{I \Delta l_2}{r_2^2}$$

формулаларына ийе боламыз.

191-сүүрет.
Дөңгелек тоқтың көшеріндегі
магнит майданының кернеулигин
анықлауға.



Δl_1 хәм Δl_2 элементлериниң ұзынлықтарын бирдей хәм Δl шамасына тең етип алып және $r_1 = r_2$ теңдигиниң орынлы екенлигин аңғарып, мынаны аламыз:

$$\Delta H_1 = \Delta H_2 = k' \frac{I \Delta l}{r^2}. \quad (2)$$

Бұл формулада $r = r_1 = r_2$. Солай етип, ΔH_1 хәм ΔH_2 шамалары сан мәніслери бойынша

тең; ал бағыттары бойынша хәр қыйлы: ΔH_1 кернеулиги r_1 ге хәм Δl_1 элементине перпендикуляр, ΔH_2 болса r_2 ге хәм Δl_2 элементине перпендикуляр; $\Delta \mathbf{H}_1$ хәм $\Delta \mathbf{H}_2$ векторларының бағыттары бурғы қағыйдасы бойынша анықланады (191-сүўретке қараңыз). $\Delta \mathbf{H}_1$ хәм $\Delta \mathbf{H}_2$ векторларының геометриялық қосындысы болған $\Delta \mathbf{H}$ векторы дөңгелек тоқтың бағыты менен бағытлас болып, оның сан мәниси олардың OA көшерине түсирилген проекцияларының қосындысына тең:

$$\Delta H = \Delta H_1 \sin \beta + \Delta H_2 \sin \beta.$$

191-сүўреттен $\sin \beta = \frac{R}{r}$ теңлигиниң орынлы екенлигин аңғарып хәм ΔH_1 менен ΔH_2 лердиң орынларына олардың (2)-теңлик бойынша анықланған сан мәнислерин қойып, мынаны аламыз:

$$\Delta H = k' 2 \frac{I \Delta l}{r^2} \cdot \frac{R}{r} = k' \frac{2 I \Delta l R}{r^3}.$$

Дөңгелек контурды жоқарыда көрсетилгендей Δl элементлериниң жұпларына бөлип, магнит майданының қосынды кернеулиги $\mathbf{H}$ тың көшер бойынша бағытланғанлығын хәм ΔH шамаларының алгебралық суммасына тең екенлигин көремиз:

$$H = \sum k' \frac{2 I \Delta l \cdot R}{r^2} = k' \frac{I R}{r^2} \cdot 2 \sum \Delta l.$$

Барлық элементлердиң суммасы $2 \sum \Delta l$ дөңгелек контурдың ұзынлығы $2\pi R$ ге тең, сонлықтан

$$H = k' \frac{2\pi R^2 I}{r^3}.$$

191-сүўреттен $r^2 = R^2 + d^2$ екенлигин көринип тұр. Буннан мынадай аңлатпаны аламыз:

$$H = k' \frac{2\pi R^2 I}{(R^2 + d^2)^{3/2}}. \quad (3)$$

$\mathbf{H}$ тың бағытын былайынша анықлаймыз: ұсы $\mathbf{H}$ векторының бағытында қарағанда биз тоқты саат стрелкасының қозғалыс бағытында өтетуғынлығын көремиз.

Дөңгелек тоқтың орайы ұшын $d = 0$ хәм (3)-формула

$$H = k' \frac{2\pi I}{R}$$

формуласын береді, яғный бизиң күткенимиздей, (1)-формулаға өтеді.

Дөңгелек тоқтың радиусы R ден үлкен болған d қашықтықтары ұшын (3)-формуланың бөлиминдеги R ди есапқа алмаўға болады хәм бундай жағдайда жуўық түрде

$$H \cong k' \frac{2\pi R^2 I}{d^3}$$

формуласына ийе боламыз, яғный H кернеулиги d қашықтығының кубына кери пропорционал өзгереді.

3. Соленоидтың көшериндеги магнит майданының кернеулиги. Биз жоқарыда соленоидтың цилиндрлик бетке оралған өткізгіштен тұратуғынлығын көрдик. Егер соленоидтың орамлары бир бирине тығыз жайласқан болса, онда ол улыўмалық көшерге ийе бирдей радиуслы дөңгелек тоқлардың системасына эквивалент болады. Буннан соленоидтың көшериндеги магнит майданының кернеулиги айырым дөңгелек тоқлардың пайда еткен магнит майданларының кернеуликлерин суммалаўдың жәрдемінде анықланыўының мүмкин екенлиги келип шығады.

Сәйкес есаплаў (майда шрифт пенен жазылған текстке қараңыз) мынаны береді:

$$H = k' 4\pi n I. \quad (4)$$

Бұл теңликте n - соленоидтың ұзынлығының бир бирлигиндеги орамлар саны, I - тоқтың күши.

Егер соленоидтың ұзынлығының киши dl участкасын алсақ, онда оған ndl дана орам сәйкес

келеді; хәр бир орамдағы тоқтың күшін I арқалы белгилеп, соленоидтың dl участкасын күши $Indl$ шамасына тең болған дөңгелек тоқ деп қарауға болады. (3)-формулаға сәйкес, ұсы участка тәрепинен соленоидтың көшеринде жайласқан базы бир A ноқатындағы магнит майданының кернеулиги

$$dH = k' \frac{2\pi I R^2 \cdot n}{(R^2 + l^2)^{3/2}} dl \quad (5)$$

шамасына тең болады. Бул теңликте l арқалы көшер бойынша dl участкасынан A ноқатына шекемги қашықтық белгиленген. Қарау ұшын соленоидтың көшери менен биз қарап атырған ноқаттан dl участкасына түсирилген радиус-вектордың арасындағы β мүйешин киргизип (192-сүүрет),

$$l = R \operatorname{ctg} \beta$$

теңлигин хәм оннан

$$dl = -R \frac{d\beta}{\sin^2 \beta}$$

теңлигин аламыз. Соның менен бирге

$$R^2 + l^2 = \frac{R^2}{\sin^2 \beta}$$

теңлигиниң орынлы екенлиги айқын. $|dl|$ менен $R^2 + l^2$ мәнислерин (5)-формулаға қойып [(5)-формулада dl оң шама болып табылады], мынадай теңликке ийе боламыз:

$$dH = k' 2\pi n I \cdot \sin \beta \, d\beta.$$

A ноқатындағы кернеулик тоқлардың көшери бойынша бағытланған болғанлықтан, A ноқатындағы ең ақырғы қосынды H ты алыу ұшын алынған аңлатпаны β мүйешиниң барлық мәнислери бойынша интеграллау керек. Егер соленоидтың ұшларындағы сол мүйешлердің мәнислерин β_1 хәм β_2 арқалы белгилесек, онда интеграллаудың нәтийжесинде мынадай теңликти аламыз:

$$H = k' 2\pi n I \int_{\beta_1}^{\beta_2} \sin \beta \, d\beta = k' 2\pi n I (\cos \beta_1 - \cos \beta_2). \quad (6)$$

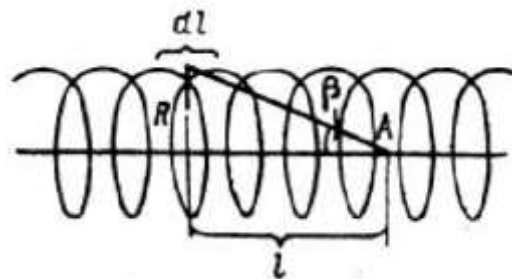
Бул нәтийже A ноқаты тұрған орыннан хәм соленоидтың ұзындығына байланысly. Шексиз ұзын соленоид ұшын $\beta_1 = 0$ хәм $\beta_2 = \pi$ теңликлери орынлы. Сонлықтан (4)-формулаға сәйкес келетуғын

$$H = k' 4\pi n I$$

аңлатпасына ийе боламыз.

192-сүүрет.

Соленоидтың ишиндеги магнит майданының кернеулигин есаплауға.



Қәлеген шекли соленоид ұшын майданның кернеулиги шексиз ұзын соленоидтың майданының кернеулигинен киши болады; шекли соленоид ұшын кернеуликтиң ең үлкен мәниси соленоидтың ұшларынан теңдей қашықтықта жайласқан ноқатта жүзеге келеді. Соленоидтың ұшында тұрған ноқат ұшын кернеуликтиң мәниси (6)-формуланың жәрдемінде алынады; егер ұсы ұшта мүйешлердің биреуиниң мәниси, мысалы $\beta_2 = \frac{\pi}{2}$ шамасына тең етип алсақ, онда

$$H = k' 2\pi n I \cos \beta_1$$

аңлатпасын аламыз. Егер соленоид жүдә ұзын болса, онда $\beta_1 \cong 0$ хәм

$$H = k' 2\pi n I,$$

яғный соленоидтың ұшында майданның шамасы ишиндеги майданның шамасынан еки есе киши болады екен. Майданның кернеулиги бурғы қағыйдасы бойынша бағытланған. Сонлықтан, кернеуликтиң бағытында қарап, биз орамлардағы тоқлардың саат стрелкасының қозғалыс

бағытында өтип тұрғанлығын көреміз.

§ 195. Магнит майданының кернеулігінің өлшем бирликлери. Бирликлердің абсолют электромагниттик системасы. Егер 193-параграфтағы (1)- Био-Савар-Лаплас нызамындағы k' коэффициентін қандай да бір белгили болған санға тең етип алыў жолы менен магнит майданының кернеулігінің бирлигин сайлап алыўға болады. $CGSE$ -системасында тоқтың күши $CGSE$ -системасында, ал Δl менен r шамаларының мәнислерин сантиметрлерде өлшенген жағдайда k' коэффициентиниң мәнисин бирге тең деп болжайды; ұсындай жоллар менен кернеуліктің $CGSE$ -системасындағы бирлиги анықланады.

Бундай жағдайда Био-Савар-Лаплас формуласы мынадай түрге ийе болады:

$$\Delta H = \frac{I \Delta l \sin \alpha}{r^2}. \quad (1)$$

Тоқ өтип тұрған айырым Δl элементи тәрепинен майданын белгили болған орында пайда етилген ΔH магнит майданының кернеулігін экспериментте тиккелей табыўға болмайтуғын болғанлықтан, магнит майданының кернеуліги H тың бирлигин анықлаў ушын қандай да бір орындағы белгили форма менен өлшемлерге ийе болған өткизгиш арқалы өтип тұрған тоқ пайда еткен магнит майданын қараў керек. Усындай өткизгиш сыпатында биз туўры және жүдә ұзын өткизгишти аламыз. Бундай өткизгиштен r қашықтықта жайласқан орындағы магнит майданының кернеуліги H тың шамасы 193-параграфтағы (3)-формулаға сәйкес, мынаған тең:

$$H = k' \frac{2I}{r}.$$

Егер, бизиң келисип алғанымыздай k' коэффициентин бирге тең деп алсақ, онда

$$H = \frac{2I}{r} \quad (2)$$

қатнасына ийе боламыз.

Тоқтың күшин $CGSE$ -бирликлеринде хәм r ди сантиметрлерде өлшесек, онда (2)-теңликтің тийкарында магнит майданының кернеулігінің $CGSE$ -бирлигин табамыз. Бундай жағдайда мынаны аламыз: *1 $CGSE$ -бирлигиндеги тоқ өтип тұрған жүдә ұзын туўры тоқтан 2 см қашықтықтағы магнит майданының кернеуліги H магнит майданының кернеулігінің 1 $CGSE$ -бирлигине тең.*

$k' = 1$ болған жағдайда 194-параграфтағы (1)- хәм (4)-формулалар бойынша радиусы R болған дөңгелек тоқтың орайындағы магнит майданының кернеулігінің

$$H = \frac{2\pi I}{R}, \quad (3)$$

шамасына, ал ұзын хәм жиңишке соленоидтың ортаңғы бөлиминдеги магнит майданының кернеулігінің

$$H = 4\pi n I \quad (4)$$

шамасына тең екенлигин көреміз. Бул аңлатпалардағы n - соленоидтың ұзынлық бирлигиндеги орамлардың саны. (3)-формуладан мынаны аламыз: *радиусы $R = 1$ см болған дөңгелек тоқ арқалы тоқтың бир $CGSE$ -бирлиги муғдарындағы тоқ өткенде өткизгиштиң орайында кернеулігінің шамасы кернеудің 2π $CGSE$ -бирлигине тең магнит майданы пайда болады.*

(4)-формуладан және мынаған ийе боламыз: ұзын хәм жиңишке соленоид арқалы күшиниң шамасы 1 $CGSE$ -бирликке тең тоқ өткенде, онда оның ортаңғы бөлиминде шамасы $4\pi n$ $CGSE$ -бирликке тең болған магнит майданының кернеуліги пайда болады. $CGSE$ -системадағы магнит майданының кернеулігінің өлшемин (2)-, (3)- ямаса (4)-формулалардың қәлегени бойынша табыўға болады:

$$[H] = L^{1/2} M^{1/2} T^{-2}.$$

Магнит майданының кернеулігінің көрсетілген *CGSE*-бирлиги салыстырмалы сйрек пайдаланылады. Физикада магнит майданының кернеулігін әдетте электромагниттик система деп аталатуғын системада өлшейди (төменде келтирилген).

191-параграфта айтылғанлар бойынша магнит майданының кернеулігін тоғы бар рамкаға тәсир ететүгін күшлердің моменти M бойынша өлшеуге болады. 191-параграфтағы (4а) формула бойынша:

$$H = k \frac{M}{IS}. \quad (5)$$

Бұл теңлікте I - рамкадағы тоқтың күши хәм S - рамканың бетинің майданы. k коэффициентине белгили болған мәнисти берип, M , I хәм S шамаларын өлшеудің белгили болған бирликлерин пайдаланып, бұл формуланы магнит майданының кернеуліги H тың бирлигин табыу үшін пайдаланыуға болады. Мысалы, $k = 1$ деп есаплап, қалған барлық шамаларды *CGSE*-системада өлшеуге, яғнай M ди дин·см де, S ти см² хәм I ди тоқтың күшинің *CGSE*-бирлигинде өлшеуге болады.

Магнит майданының кернеуліги H ты *CGSE*-бирликлерде өлшегенде (5)-формуладағы k коэффициентине белгили өлшемди хәм белгили болған сан мәнисин беріу керек болады. Хәқыйқатында да, (5)-формула бойынша рамкаға тәсир ететүгін күшлердің моменти M мынаған тең:

$$M = \frac{l}{k} HIS. \quad (6)$$

CGSE-системадағы бұл формулада оған киретүгін барлық төрт физикалық шамалар болған M , H , I хәм S шамалары үшін өлшеу бирликлери сайлап алынған; сонлықтан, k коэффициентине ықтыярлы мәнисти беріуге болмайды. Демек, k коэффициенти белгили бир өлшемге хәм белгили болған сан мәнисине тең константа болып табылады. Усы жағдайдың хәқыйқатында да орын алатуғынлығын көрсетиу үшін мысал ретинде соленоидтың магнит майданы бир текли хәм кернеуліги $H = 4\pi n I'$ шамасына тең болған ишки бөлиминің ортасына рамка киргизилген деп болжаймыз (рамка арқалы өтетүгін I тоғынан айырып көрсетиу үшін соленоидтағы тоқтың күшин I' арқалы белгилеймиз). Егер бұл жағдайда рамкаға түсирилген нормаль соленоидтың көшерине перпендикуляр болса, онда рамкаға (6)-формула бойынша анықланатуғын күшлердің моменти M тәсир етеди. Бұл формулаға H тың орнына оның мәниси болған $4\pi n I'$ шамасын қойып

$$M = \frac{1}{k} 4\pi n I' IS \quad (7)$$

формуласына ийе боламыз. Буннан k коэффициентинің өлшеми үшін мынадай теңликти аламыз:

$$[k] = \frac{[n] \cdot [I^2] \cdot [S]}{[M]}. \quad (8)$$

M хәм S шамаларының өлшемлери үшін мынадай аңлатпаларды аламыз: $[M] = ML^2T^{-2}$ хәм $[S] = L^2$. *CGSE*-системасындағы тоқтың өлшеми $[I] = M^{1/2}L^{3/2}T^{-2}$. n шамасы соленоидтың узынлығының бир бирлигиндеги орамлар саны болып табылады. Сонлықтан $[n] = L^{-1}$. Усы өлшемлердің барлығын пайдаланып, (8)-теңликтен мынаны аламыз:

$$[k] = L^2T^{-2}.$$

Соңғы аңлатпадан k коэффициентинің өлшеминің тезликтің квадратының өлшеминдей екенлигин көремиз: $[v^2] = L^2T^{-2}$. Қозғалыушы зарядлардың магнит майданын қарағанда айқын болатуғын ойлар бойынша (215-параграф) k ның орнына $\sqrt{k}$ шамасына тең болған басқа c константасын киргизиу хәм оны *электродинамикалық турақлы* деп атау қабыл етилген. Электродинамикалық турақлының өлшеми тезликтің өлшеміне сәйкес келеди.

Соленоидтың ишінде жайластырылған рамкаға тәсір ететұғын күшлердің моменти M ди (7)-формула бойынша $CGSE$ -бирліклерінде өлшеп, электродинамикалық тұрақлы болған c шамасының мәнісін табыуға болады. Бұндай өлшеулер

$$c = \sqrt{k} = 2,998 \cdot 10^{10} \text{ см/сек}$$

шамасын береді. Бұндай болжауда (7)-формула мынадай түрге енеді:

$$M = \frac{1}{c^2} 4\pi n I' I S. \quad (7a)$$

Біз кейинирек $CGSE$ -бирліклерінде аңғартылған электродинамикалық тұрақлы c ның сан мәнісі бойынша бослықтағы электромагнит толқынларының (дара жағдайда жақтылық тезлигинің) $см/сек$ бирліклеріндегі тарқалыу тезлигине тең екенлігін көреміз.

Бірақ, электромагнит шамаларының бирліклерінің басқа системасын дүзіуге де болады. Оның үшін, мысалы, соленоидтың майданы тәрепінен рамкаға тәсір ететұғын күшлердің жұбы үшін (7)-формуланы алып хәм ондағы k коэффициентін бирге тең деп алыуға болады. CGS -системадағы күшлердің моменти менен майданның бирліктері киргизілген болғанлықтан, $k = 1$ теңлігін қабыл етиу тоқтың күші үшін жаңа бирлікті киргизиу үшін ғана керек болады. Тоқтың күшінің бұл жаңа бирлігі *электромагнитлик бирлік* деп аталады. Ол бирліклердің электромагнитлик бирліклер системасы - $CGSM$ -системаның тийкарына жатқарылады.

Тоқтың күшінің жаңа бирлігі менен $CGSE$ -бирлігі арасындағы қатнасты қараймыз. (7)-формуладан өз-өзінен көрініп тұрған теңдікті аламыз:

$$\frac{1}{k} 4\pi n I_{CGSE} I'_{CGSE} = 4\pi n I_{CGSM} I'_{CGSM}.$$

Бұл теңдіктегі $CGSE$ хәм $CGSM$ индекслер тоқлардың күшлерінің қайсы системада өлшенгенлігін көрсетеді. $k = c^2$ теңлігін есапқа алып,

$$\frac{I_{CGSE}}{I_{CGSM}} = c \quad (9)$$

қатнасына ийе боламыз, яғнай $CGSM$ -бирліклерінде өлшенген тоқтың күші $CGSE$ -бирліклерінде өлшенген тоқтың күшінен c есе киші болады екен. Демек, тоқтың күшінің $CGSM$ -бирлігінің өзі тоқтың күшінің $CGSE$ -бирлігінен c есе үлкен болады:

$$\frac{\text{тоқтың күшінің } CGSM - \text{бирлігі}}{\text{тоқтың күшінің } CGSE - \text{бирлігі}} = c = 2,998 \cdot 10^{10} \cong 3 \cdot 10^{10}.$$

Электродинамикалық тұрақлы болған c ның мәнісі $c = 2,998 \cdot 10^{10} \text{ см/сек}$ экспериментте анықланған хәм, соған сәйкес, киші болса да, бірақ базы бир қәтеликер менен анықланған (шама менен $0,002\%$)⁴³. Бұннан тоқтың күшінің $CGSE$ - хәм $CGSM$ -бирліклерінің арасындағы санлық қатнастың абсолют дәллікте берилиуінің мүмкін емес екенлігі, ал базы бир жуықлау менен берилетұғынлығы келип шығады. $2,998$ саны 3 ке жүдә жақын болғанлықтан, көпшилик жағдайларда тоқ күшінің $1 CGSE$ - бирлігі = тоқ күшінің $3 \cdot 10^{10} CGSE$ -бирлігі деп есаплауға болады (153-параграфқа қараңыз).

Тоқтың күшінің электромагнитлик бирлігінің өлшемин (9)-қатнастан хәм электродинамикалық тұрақлы c дан алыуға болады:

$$[I_{CGSM}] = \frac{I_{CGSE}}{[c]} = \frac{M^{1/2} L^{3/2} T^{-2}}{L T^{-1}} = M^{1/2} L^{1/2} T^{-1}.$$

Солай етип, $CGSM$ хәм $CGSE$ -системаларындағы тоқтың күшінің өлшемлері хәр қыйлы. Бир физикалық шаманың хәр қыйлы системаларда хәр қыйлы мәніслерге ийе болатұғынлығын еске түсіреміз (I томдағы 30-параграфқа қараңыз).

⁴³ Электродинамикалық тұрақлы үшін хәзиргі ўақытлары $299\,792\,458 \text{ м/с}$ шамасы қабыл етилген (Аўдарыўшылар).

Тоқтың күшинің электромагнитлик бирлигин киргизип, электр зарядының муғдарының жаңа (электромагнитлик) системасын киргизіуимиз керек. $Q = It$ теңлиги орынлы, ал ўақыт t ны еки системада да секундларда өлшейтуғын болғанлықтан, тоқтың күшинің $CGSM$ -бирлиги тоқтың күшинің $CGSE$ -бирлигинен неше есе үлкен болса, электр зарядының муғдарының $CGSM$ -бирлиги электр зарядының муғдарының $CGSE$ -бирлигинен сонша есе үлкен болады. Демек:

$$\frac{\text{электр зарядының муғдарының } CGSM - \text{бирлиги}}{\text{электр зарядының муғдарының } CGSE - \text{бирлиги}} = c \cong 3 \cdot 10^{10}.$$

Электр зарядының муғдарының $CGSM$ -бирлигинің өлшемин $[Q] = [I] \cdot [t]$ қатнасынан табамыз. Буннан мынадай қатнас келип шығады:

$$[Q_{CGSM}] = M^{1/2} L^{1/2}.$$

Ең арқырында магнит майданының кернеўлиги H тың $CGSM$ -бирлигин киргиземиз. Оның ушын 193-параграфтағы (3)-қатнастан пайдаланамыз:

$$H = \frac{2I}{r}. \quad (10)$$

Бул қатнастағы тоқтың күши I ди $CGSM$ -бирликлеринде, ал r қашықлығын бурынғысынша сантиметрлерде өлшеймиз. Усындай жоллар менен магнит майданының кернеўлиги H тың бирлигин 1820-жылы тоқтың магнитлик тәсирин бақлаған Эрстедтің хұрметине эрстед (қысқаша э) деп атайды.

(10)-қатнастан, шексиз узын тўўры өткизгиш арқалы шамасы 1 $CGSM$ -бирлигине тең тоқ өткенде оннан 2 см қашықлақта кернеўлиги 1 эрстедке тең магнит майданы қоздырылады. Усының менен бир қатарда биз (4)-формуланың тийкарында 1 см де n дана орам бар хәм шамасы 1 $CGSM$ -бирликке тең тоқ өтип турған узын, жиңишке соленоидтың орта бөлиминдеги магнит майданының кернеўлигинің $4\pi n$ эрстедке тең екенлигине көз жеткеремиз. Биз төменде магнит майданының кернеўлигин эрстедлерде жийи өлшеймиз. Эрстед магнит кернеўинің $CGSE$ -бирлигинен c есе үлкен

Био-Савар-Лаплас нызамында

$$\Delta H = \frac{I \Delta l \sin \alpha}{r^2};$$

k' пропорционаллық коэффициенти $CGSM$ -системада $CGSE$ -системадағыдай бирге тең. Себеби $CGSM$ -системада тоқтың күши I диң бирлиги хәм магнит майданының кернеўлиги H тың бирлиги $CGSE$ -системадағыға салыстырғанда бирдей шамаға артық (c есе).

$CGSM$ -системадағы кернеўлик H тың өлшемин (10)-қатнастан табамыз:

$$H = \frac{[I]}{[r]} = M^{1/2} L^{-1/2} T^{-1}.$$

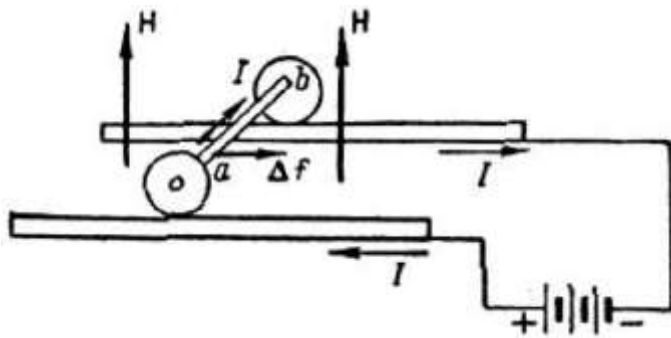
Тоқтың күшинің хәм магнитлик кернеўликтің бирликлердің халық аралық системасындағы бирликлери ҳаққында 196-параграфта айтылған.

§ 196. Магнит майданындағы тоққа тәсир ететуғын күш. Электрлик бирликлердің халық аралық системасы. Магнит майданындағы тоқ өтип турған рамканың бурылыўы бойынша өткерилген тәжирийбелер магнит майданына жайластырылған қәлеген рамкаға жүп күштиң тәсир ететуғынлығын көрсетеди. Бул жүпты магнит майданында турған тоқтың контурының ҳәр бир элементине тәсир ететуғын күш тәрепинен пайда етиледі деп болжаў тәбийй.

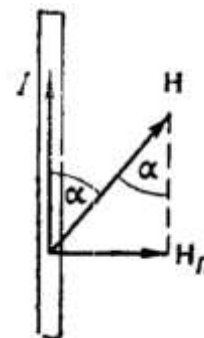
Тоқ контурының айырым участкасына түскен күштиң бар екенлигин мынадай дүзилистің жәрдеминде бақлаў мүмкин: бир бирине параллель болған еки металл шина бойлап узынлығы Δl шамасына тең тўўры ab стержени менен тутастырылған еки ролик домалай алады (193-сўўрет). Шиналардың ушлары батареяның полюслары менен тутастырылған, усының салдарынан олар батарея хәм ab стержени менен тоғы бар туйық контурды пайда етеди.

Мейли, ab стержени бойынша бағыты 193-сүретте көрсетілген күші I ге тең болған тоқ өтіп тұрған болсын. Шиналар тұрған тегисликке перпендикуляр бағытланған кернеулігі H қа тең болған магнит майданын қоздырамыз. Бұндай жағдайда ab стерженине күш тәсір ете баслайды хәм бұл күштің тәсірінде ол қозғалысқа келеди. Пружинаның ямаса қандай да бир механикалық ұсылдың жәрдемінде теңлестиріп, бұл Δf күшінің шамасын аңсат өлшеуіге болады. Тәжірийбе Δf күшінің H хәм I лер жатырған тегисликке перпендикуляр екенлигин көрсетеди.

Ампер Δf күшінің шамасының тоқтың күші I ге, магнит майданының кернеулігі H қа хәм өткізгіштің участкасының ұзынлығы Δl ге пропорционал екенлигин көрсетти.



193-сүрет. Сыртқы H магнит майданындағы тоғы бар өткізгішке тәсір ететұғын Δf күшін табыу.



194-сүрет. Магнит майданының тоққа тәсіри майданның кернеулігі H тың нормаль құраушысы бойынша анықланады.

Соның менен бирге Δf күшінің шамасы H векторының бағытынан да ғәрезли. Егер H тоқтың күші I диң бағытына перпендикуляр болса, онда бирдей болған басқа шараятларда Δf күші ең үлкен мәнисине ийе болады. Егер H векторының бағыты I тоғының бағыты менен параллель болса, онда $\Delta f = 0$. Бұл жағдай бизди Δf күшінің магнит майданының кернеулігі H тың тоқтың күші I ге перпендикуляр болған құраушысы тәрепинен пайда болатұғынлығын болжауға мәжбүрлейди. Бұндай құраушының мәниси $H \sin \alpha$ шамасына тең (194-сүретке қараңыз) болғанлықтан, Ампер нызамы ұшын ең ақырында

$$\Delta f \sim IH \sin \alpha \cdot \Delta l \quad (1)$$

аңлатпасын аламыз. Теңлик белгисине өтиу ұшын пропорционаллық коэффициентин киргизиу керек.

Тәжірийбелердің көрсетиуі хәм төменде келтирилген есаплаулардың тастыйықлауы бойынша егер I хәм H шамалары электростатикалық бирликлерде, ал Δf - диналарда өлшенген болса, онда пропорционаллық коэффициенттің мәниси $1/c^2$ шамасына тең болады.

Сонлықтан, биз былайынша жаза аламыз:

$$\Delta f = \frac{1}{c^2} IH \sin \alpha \cdot \Delta l. \quad (1a)$$

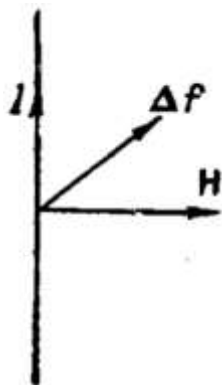
Биз жоқарыда Δf күшінің I хәм H бағытлары жатқан тегисликке перпендикуляр екенлигин айтқан едик. Егер магнит майданының кернеулігі H векторының бағыты I тоғының бағытына перпендикуляр болса, онда Δf күшінің бағыты 195-сүретте көрсетілген.

Улыұма жағдайда Δf күшінің бағытын анықлау ұшын бир неше қағыйда бар.

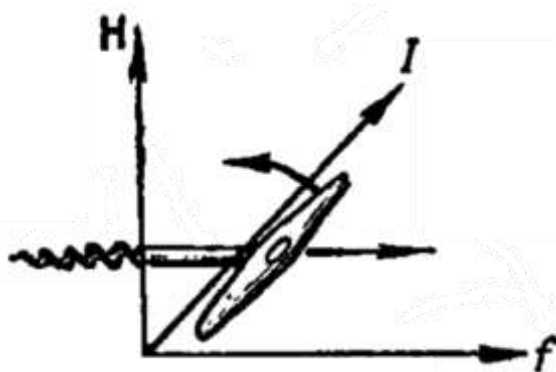
Бириншиден, бурғы қағыйдасын пайдаланыуға болады хәм бұл қағыйда бұл жағдайда былайынша пайдаланылады: бурғының тутқасын тоқтың күші I диң бағытынан H векторының бағытына қарай бурау керек (196-сүрет); бұндай жағдайда I хәм H лардың

арасындағы π ден киши мүйештиң бағытында бураў керек. Бундай жағдайда бурғының илгерилемели қозғалысы Δf күшиниң бағытын береді.

Биз беретұғын екінши қағыйда шеп қол қағыйдасы деп аталады: егер магнит майданының кернеўлиги H тың Δl ге перпендикуляр болған қураўшысын шеп қолдың алақанына киретуғын етип жайластырсақ (197-сүўрет), ал созылған төрт бармақ тоқ күши I диң бағытында болса, онда бас бармақтың бағыты Δf күшиниң бағытын береді.



195-сүўрет. Магнит майданындағы тоққа тәсир ететұғын күш Δf тиң бағыты.

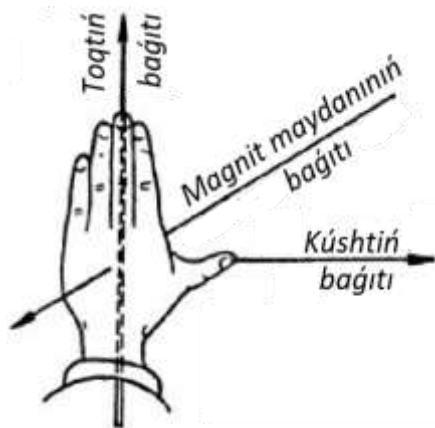


196-сүўрет. Δf күшиниң бағытын бурғы қағыйдасының жәрдеминде анықлаў.

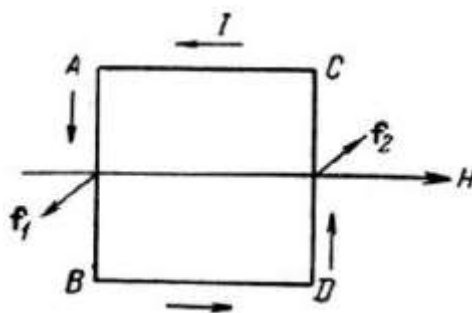
Егер

$$\Delta f = \frac{1}{c^2} I [\Delta l \times H] \quad (16)$$

векторлық көбеймесин пайдалансақ, онда өткізгіштің Δf элементине тәсир ететұғын күштиң шамасын да, бағытын да аламыз. Бул теңликте Δl шамасына тоқтың бағыты бериледи.



197-сүўрет. Шеп қол қағыйдасы.



198-сүўрет. Магнитлик кернеўлик сызықларына параллель жайласқан тоғы бар рамкаға тәсир ететұғын күшлер.

Ампер формуласынан келип шығып, барлығынан бұрын, бетине түсірилген нормаль H векторына перпендикуляр болған жағдайда тегис түүры мүйешли рамкаға тәсир ететұғын күшлердің моменти M ниң мынаған тең екенлигин көреміз:

$$M = \frac{1}{k} IHS. \quad (2)$$

Мейли, $ABDC$ рамкасына түсірилген нормаль (198-сүўрет) сүўрет тегислигине перпендикуляр, ал магнитлик кернеўлик сызықлары сызылманың бетинде жататұғын

болсын. Әпйұайылық ушын рамканың AC хәм BD тәрәплери магнитлик кернеўлик сызықларына параллель хәм, соған сәйкес, AC хәм BD тәрәплери перпендикуляр болсын. Рамканың шеклеринде магнит майданын бир текли деп есаплаймыз. Рамка арқалы бағыты 198-сүўретте стрелкалар менен көрсетилген бағытта тоқ өтип тұрған болсын. Шеп қол қағыйдасы бойынша рамканың AB тәрәпине сызылма тегислигине перпендикуляр хәм алға қарай бағытланған f_1 күши тәсир етеди. Сан мәниси бойынша бул күш (1а) формуласына сәйкес

$$f_1 = \frac{1}{c^2} I H l_1 \quad (3)$$

шамасына тең. Бул аңлатпада l_1 арқалы рамканың AB тәрәпиниң узынлығы белгиленген.

Шамасы усы күшке тең, бирақ сызылма тегислигиниң арғы тәрәпине қарай бағытланған f_2 күши рамканың CD тәрәпине тәсир етеди.

Бул күшлер шамасы

$$M = f_1 l_2$$

теңлиги менен анықланатуғын моменти пайда етеди. Бул теңликте l_2 - рамканың BD тәрәпиниң узынлығы.

Бул теңликке f_1 күшиниң орнына оның (3)-теңликтеги мәнисин қойсақ хәм $l_1 l_2$ көбеймесиниң рамканың майданы S ке тең екенлигин аңғарсақ,

$$M = \frac{1}{c^2} I H S$$

формуласына ийе боламыз. $k = c^2$ теңлиги орынланған жағдайда бул формула (2)-формулаға сәйкес келеди. Ал, 195-параграфта k хәм c коэффициентлериниң арасындағы усындай байланыстың бар екенлиги көрсетилген еди.

Солай етип, өткерилген есаплаў магнит майданындағы тоқ өтип тұрған рамкаға тәсир ететуғын күшлердиң моменти ушын дурыс аңлатпаны берип ғана қоймай, Ампер нызамында I хәм H шамаларын $CGSE$ -системада берген жағдайда $1/c^2$ коэффициентиниң турыўының керек екенлигин де көрсетеди.

Ампер формуласынан еки шексиз узын, параллель хәм туўры болған өткизгишлер арқалы өтетуғын тоқлардың өз-ара тәсирлесий күшлерин де таба аламыз. Мейли, өткизгишлердиң арасындағы қашықлық d болсын хәм олар арқалы I_1 хәм I_2 тоқлары өтип тұрған болсын.

I_1 тоғының магнит майданының екинши тоқтың узынлығы l шамасына тең болған участкасына қандай күш пенен тәсир ететуғынлығын қараймыз.

Оның ушын I_1 тоғының кернеўлик векторының сызықларының концентрлик дөңгелеклер түрине ийе болатуғынлығын хәм егер I_1 тоғы жоқары қарай бағытланған болса, онда екинши өткизгиштиң ноқатларындағы H_1 кернеўлигиниң бурғы қағыйдасы бойынша сызылманың арғы тәрәпине қарай бағытланғанлығын аңғарамыз (199-сүўрет). Оның сан мәниси мынаған тең:

$$H_1 = \frac{2I_1}{d}. \quad (4)$$

Екинши тоқтың l участкасына тәсир ететуғын f_2 күшиниң бағытын анықлаў ушын шеп қол қағыйдасынан пайдаланамыз. Шеп қолды кернеўлик векторы H_1 алақанға киретуғын, ал төрт бармақты I_2 тоғының бағыты менен бағытлас етип созамыз; бундай жағдайда бас бармақтың бағыты I_2 тоғының l участкасына тәсир ететуғын f_2 күшиниң бағытын береді. Егер I_2 тоғы жоқары қарай ағатуғын болса, онда, көринип тұрғанындай, бул күш шеп тәрәпке қарай бағытланған, яғнай, I_2 тоғының l участкасы I_1 тоғына қарай тартылады. H_1 векторы l ге перпендикуляр болғанлықтан, (1а) бойынша f_2 тартылыў күшиниң шамасы

$$f_2 = \frac{1}{c^2} I_2 H_1 l$$

ямаса бул аңлатпаға H_1 диң (4)-аңлатпа бойынша мәнисин қойсақ,

$$f_2 = \frac{1}{c^2} \frac{2I_1 I_2}{d} l \quad (5)$$

шамасына тең болады.

Дәл ұсындай таллау I_2 тоғы тәрәпинен пайда етилген H_2 майданының ұзынлығы l ге тең болған участканың шеклерінде оқыушыға қарай бағытланғанлығын, яғни I_1 тоғының l участкасының I_2 тоғына тартылатуғынлығын көрсетеди. Тартысуы күшиниң шамасы мынаған тең болады:

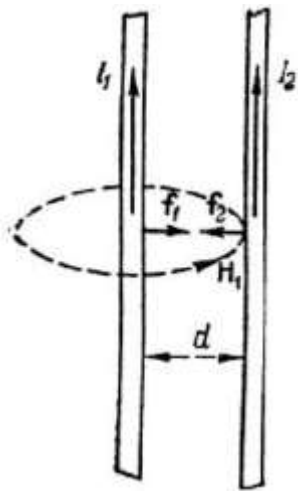
$$f_1 = \frac{1}{c^2} I_1 H_2 l = \frac{1}{c^2} \frac{2I_1 I_2}{d} l.$$

Бул (5)-формула менен аңғартылатуғын f_2 күшине тең.

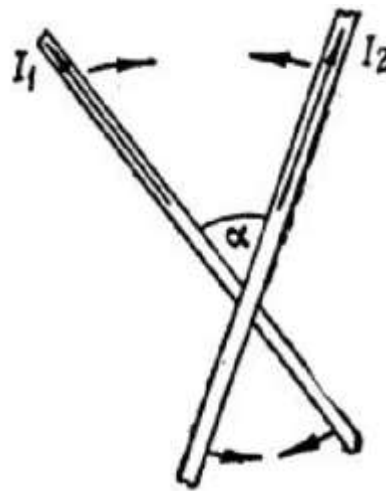
Солай етип, бир бирине параллель болған бирдей бағытта өтетуғын тоқлардың бир бирине тартылатуғынлығын көремиз. Хәр бир тоқтың ұзынлығы l ге тең болған хәр бир участкасына (5)-аңлатпа бойынша тоқлардың күшиниң көбеймесине түүры пропорционал хәм олардың арасындағы қашықтыққа кери пропорционал күш тәсир етеди. Егер (5)-формулада I_1 менен I_2 шамалары CGSE-бирликлерде, ал l менен d шамалары сантиметрлерде аңғартылған болса, онда f диналарда аңғартылады.

Тап ұсындай таллаулар қарама-қарсы бағытта өтетуғын еки параллель тоқтың сан мәниси (5)-формула менен анықланатуғын күш пенен ийтерисетуғынлығын көрсетеди.

Егер тоқлар бағытлары базы бир α мүйеши менен кесилисетуғын еки түүры өткизгиш арқалы өтетуғын болса, онда ұсы тоқларға оларды бир бирине параллель етиўге тырысатуғын, соның менен бирге тоқлардың бир бағытта өтиўине қарай бағытланған күшлер пайда болады (200-сүүрет).



199-сүүрет. Еки түүры сызықлы шексиз ұзын тоқлардың өз-ара тәсирлесийи.



200-сүүрет. Бир бирине салыстырғанда α мүйешине бұрылған еки түүры сызықлы шексиз ұзын тоқлардың өз-ара тәсирлесийи.

Бул параграфта келтирилген барлық формулаларда электрлик хәм магнитлик шамалар бирликлердиң электростатикалық системасында өлшенген деп болжанды. Егер магнит майданының кернеўлиги менен тоқтың күшин бирликлердиң электромагнитлик системасында өлшесе, онда (1а), (1б), (2)-, (3)- хәм (5)-формуладардағы $1/c^2$ коэффициенті жоғалады.

Мысалы, Ампер нызамы ұшын жазылған формула мынадай түрге енеди:

$$\Delta f = I H \sin \alpha \cdot \Delta l. \quad (6)$$

Ал, параллель тоқлардың арасындағы өз-ара тәсирлесий күши

$$f_1 = f_2 = \frac{2I_1 I_2 l}{d} \quad (5a)$$

формуласының жәрдемінде бериледи.

Хәзирги ўақытлардағы бирликлердин халық аралық системасында (I томға қараңыз) тоқтың күшиниң тийкарғы электрлик бирлиги болған ампер (5a) формуланың тийкарында табылады. Бул бирлик былайынша анықланады: *бослықта бир биринен 1 м қашықтықта жайласқан бир бирине параллель болған еки шексиз узын өткизгишлердин арасында узынлықтың ҳәр бир метринде $2 \cdot 10^{-7}$ ньютон күшти пайда ететуғын тоқтың күши ампер болып табылады.* Солай етип, (5a) формулаға киретуғын барлық шамаларды бирликлердин халық аралық системасында өлшегенде, формула мынадай түрге енеди:

$$f(\text{ньютон}) = \frac{2 \cdot 10^{-7} I_1(a) \cdot I_2(a) \cdot l(\text{м})}{d(\text{м})}.$$

1 ньютон = 10^5 дина болғанлықтан, ампер менен тоқтың күшиниң CGSM-бирликлери арасында мынадай қатнасты аламыз:

$$1 \text{ а} = \text{тоқ күшиниң } 0,1 \text{ CGSM} - \text{бирлиги.}$$

Буннан анықлама бойынша ампердин тоқтың күшиниң CGSM-бирлигиниң дәл оннан бирине тең екенлиги келип шығады.

Ампер менен тоқтың күшиниң CGSE-бирлиги арасындағы қатнасты 195-параграфтағы (9)-қатнас бойынша аламыз:

$$\text{тоқ күшиниң } 1 \text{ CGSM} - \text{бирлиги} = \text{тоқ күшиниң } c \cdot \text{CGSE} - \text{бирлиги.}$$

$$c = 2,998 \cdot 10^{10} \text{ см/сек болғанлықтан}$$

$$1 \text{ а} = \text{тоқтың күшиниң } 2,998 \cdot 10^9 \text{ CGSM} - \text{бирлиги} \cong \\ \cong \text{тоқтың күшиниң } 3 \cdot 10^9 \text{ CGSE} - \text{бирлиги.}$$

Бирликлердин халық аралық системасында басқа барлық электрлик хәм магнитлик бирликлер ампер арқалы табылады. Мысалы, электр зарядының муғдары сыпатында кулон қабыл етилген, ол шамасы 1 а болған тоқ өтип тұрған өткизгиштиң кесе-кесим арқалы 1 сек ўақыттың ишинде ағып өткен электр зарядларының муғдарына тең (153-параграфқа қараңыз). Әлбетте, кулон менен электр зарядларының муғдарының CGSM- хәм CGSE-бирликлери арасында мынадай қатнастар орын алады:

$$1 \text{ кулон} = \text{электр зарядының муғдарының } 2,998 \cdot 10^9 \text{ CGSE} - \text{бирлиги,}$$

$$1 \text{ кулон} = \text{электр зарядының муғдарының } 2,998 \cdot 10^9 \text{ CGSE} - \text{бирлиги} \cong \\ \cong \text{электр зарядының муғдарының } 3 \cdot 10^9 \text{ CGSE} - \text{бирлиги.}$$

Бирликлердин халық аралық системасында магнит майданының кернеўлигиниң бирлиги сыпатында шамасы 1 а болған тоқ өтип тұрған шексиз узын тўўры өткизгистен $\frac{1}{2\pi}$ м қашықтықтағы магнит майданының кернеўлиги қабыл етилген. Бул бирлик "бир метрдеги ампер" деп аталады (қысқаша а/м). $1 \text{ а/м} = 4\pi \cdot 10^{-3}$ э теңлигиниң орынлы екенлигин аңсат көрийге болады.

Егер арнаўлы түрде айтылған болмаса, онда биз буннан былай магнит шамаларын CGSE-бирликлерде өлшеймиз.

§ 197. Магнит майданындағы тоғы бир туйық контур. 196-параграфта биз Ампер нызамынан келип шыққан ҳалда магнит майданындағы тегис тўўры мүйешли пластинкаға тәсир ететуғын күшлердин моменти ушын аңлатпаны келтирип шығардық.

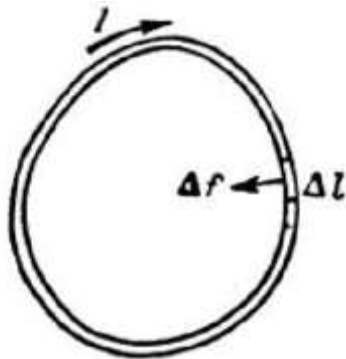
Енди магнит майданының ықтыярлы формаға ийе тегис тоғы бар контурларға тәсирин қараймыз. Усының менен бирге барлық элементлерине магнит күшлери тәсир еткенде контур өзгериссиз қалады, яғный ол қатты денениң қәсийетиндей қәсийетке ийе деп есаплаймыз.

1. Бир текли магнит майданындағы тоғы бар туйық контур. Ықтыярлы формаға ийе болған хәм I тоғы өтип тұрған тегис контур кернеўлиги H қа тең болған хәм контурдың тегислигине перпендикуляр бағытланған магнит майданында жайластырылған

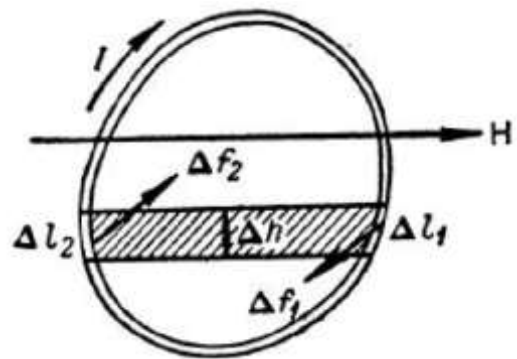
деп болжайық (201-сүрет). Контурда ықтыярлы түрде Δl элементин аламыз хәм оған тәсир ететұғын Δf күшин анықлаймыз. H кернеўлиги Δl ге перпендикуляр болғанлықтан, 196-параграфтағы (6)-формула бойынша $CGSE$ -системасында мынадай аңлатпаны жаза аламыз:

$$\Delta f = IH\Delta l.$$

Δf күшиниң бағытын шеп қол қағыйдасы бойынша анықлаймыз: егер майдан сүўрет тегислигине перпендикуляр алға қарай бағытланған хәм контурдағы тоқ саат стрелкасының қозғалыс бағытында ағатуғын болса, онда күш контурдың орайына қарай бағытланған болады (201-сүўрет). Майданның бир текли болыўына байланыслы контурдың барлық элементлерине тәсир ететұғын күшлердиң барлығы сан мәниси бойынша бирдей хәм контурды бир текли қысыў жағдайында болады. Егер магнит майданының бағыты қарама-қарсы тәрепке қарай өзгертилсе, онда Δf күшиниң бағыты да кери тәрепке қарай өзгередиди хәм контур тең өлшеўли созылыў аўхалына келеди. Тоқтың бағыты да, магнит майданының бағыты да бир ўақытта өзгерсе, онда күшлер өзлериниң бағытларын өзгертпейди.



201-сүўрет. Магнит майданының кернеўлигине перпендикуляр қойылған тоқ өтип тұрған контурдың Δl элементине тәсир ететұғын күш.



202-сүўрет. Магнит майданының кернеўлигине параллель қойылған тоғы бар контурға тәсир ететұғын күшлердиң моментин есаплаўға.

Енди контурды магнит сызықлары оның бетиниң тегислигине параллель етип жайластырамыз (202-сүўрет). Кернеўликтің еки параллель сызықларының арасындағы Δl_1 хәм Δl_2 элементлерине қандай Δf_1 хәм Δf_2 күшлериниң тәсир ететұғынлығын анықлаймыз. Сүўретте сайлап алынған тоқ пенен магнит майданының кернеўлигиниң бағытларында шеп қол қағыйдасы бойынша Δl_1 элементине контур тегислигине перпендикуляр хәм оқыўшыдан арман қарай бағытланған күш тәсир етеди. Δf_1 күшиниң шамасы мынаған тең:

$$\Delta f_1 = I\Delta l_1 \sin \alpha H.$$

$\Delta l_1 \sin \alpha$ шамасының Δl_1 хәм Δl_2 элементлерин шеклеп тұрған туўрылардың арасындағы Δh қашықлығы екенлигин аңғарып Δf_1 ушын жазылған аңлатпаны былайынша жазамыз:

$$\Delta f_1 = IH\Delta h.$$

Соның менен бирге $\Delta f_2 = IH\Delta h$ теңлигиниң орынлы екенлигин де аламыз. Буннан Δf_1 хәм Δf_2 күшлериниң сан мәнислери бойынша бир бирине тең екенлиги келип шығады. Солай етип, Δl_1 хәм Δl_2 элементлерине моменти $\Delta M = \Delta f x = IH\Delta h x$ шамасына тең жуп күш тәсир етеди екен. Бул теңликте x арқалы Δl_1 хәм Δl_2 элементлериниң арасындағы орташа қашықлық белгиленген. $\Delta h x$ көбеймеси 202-сүўретте штрихланған областтың майданы ΔS ке тең. Буннан ΔM моменти ушын аңлатпаны былайынша жазыўға болады:

$$\Delta M = IH\Delta S.$$

Контурдың барлығын Δl_1 хәм Δl_2 элементлерине ұқсас болған элементлердиң жупларына бөлиўге болады. Усының салдарынан контурдың барлығына моменти элементлерге түскен күшлердиң жупларының моментлериниң суммасына тең болған жуп

күш түскен болады. Әлбетте бұл момент мынаған тең болады:

$$M = \sum \Delta M = IH \sum \Delta S.$$

Буннан

$$M = IHS \quad (1)$$

формуласына ийе боламыз. Бұл теңлікте S - барлық контур тәрепинен өзінің ишине алынатуғын майдан.

Күшлердің жұпларының бағытына итибар беріп, биз жұптың тәсирінде контур тегислигинің магниттік кернеулік сызықтарына перпендикуляр тұрыуға тырысады. Бұндай жағдайда магнит майданының бағытында қарағанымызда контурдағы тоқты саат стрелкасының қозғалыс бағытында көреміз. Бұл нәтижесіне басқаша да айтыуға болады: магнит майданында тоқ өтіп тұрған контур ұсы контурдағы тоқ пайда еткен магнит майданының кернеулігінің бағыты сыртқы магнит майданының кернеулігінің бағытына параллель болатуғындай болып жайласады.

191-параграфта биз IS көбеймесіне пропорционал болған p_m шамасын рамканың магнит моменти деп атаған едік. $CGSM$ -системада $IS = p_m$ теңлігі орынлы болады⁴⁴. Бұндай жағдайда (1)-теңлік мынадай түрге енеді:

$$M = H \cdot p_m. \quad (1a)$$

Контурдың магнит моменти p_m векторлық шама болып табылады. p_m нің бағыты сыпатында тоғы бар контурға түсірілген оң нормалдың бағыты қабыл етілген (177-сұйретке қараңыз).

Енді ұлыуа болған жағдайды қараймыз: контурдың тегислигі менен магнит майданының арасындағы мүйештің шамасы ықтыярлы. Бұрынғыдай, контурдың қалайынша тұрғанлығын ұсы контурдың тегислигіне түсірілген N нормалы менен анықланады деп есеплаймыз. Ал нормалдың бағытын, бұрынғыдай, бұрғы қағыйдасының жәрдемінде анықлаймыз: бұрғының тұтқасын контурдағы тоқтың бағытында айландырамыз. Бұндай жағдайда бұрғының илгерилемели қозғалысының бағыты нормалдың бағытына сәйкес келеді. Бұл айтылғанлар бойынша, контурға түсірілген нормалдың бағыты контурдың магнит моменти векторы p_m нің бағытына сәйкес келеді.

Мейли нормаль менен магнит майданының бағытының арасындағы мүйештің шамасы α ге тең болсын. Магнит майданының кернеулігі векторы $\mathbf{H}$ ты бир бирине перпендикуляр болған құраушыларға жиклейміз. Олардың бири $\mathbf{H}_\perp$ контур тегислигіне перпендикуляр, ал екіншиси $\mathbf{H}_\parallel$ контур тегислигінде жатады. Бұндай жағдайда

$$H_\perp = H \cos \alpha, \quad H_\parallel = H \sin \alpha$$

теңліклеріне ийе боламыз. Жоқарыда айтылғанлар бойынша, кернеуліктің контурдың бетіне параллель болған құраушысы ғана моментті пайда етеді; нормаль құраушысы болса контурдың қысылуына ямаса созылуына ғана алып келеді. Демек, егер (1)-формулаға магнит майданының кернеулігі $\mathbf{H}$ тың орныны оның $\mathbf{H}_\parallel$ құраушысын қойған жағдайда ғана M моментін алады екенбиз, буннан мынадай теңлікке ийе боламыз:

$$M = IHS \sin \alpha. \quad (2)$$

(2)-формуладан айландырыушы M моментінің ең үлкен мәнісі $\alpha = \frac{\pi}{2}$ теңлігі орынланатуғын, яғнай контурдың тегислигі кернеулік сызықтарына параллель болған жағдайда орынланатуғынлығын көреміз; $\alpha = 0$ болған жағдайда, яғнай контурдың тегислигі кернеулікке перпендикуляр болғанда моменттің мәнісі нолге тең болады.

IS көбеймесінің орнына p_m магнит моментін киргизіп, (2)-формулань былайынша жазамыз:

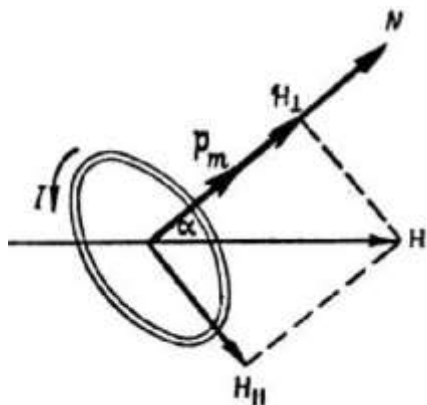
⁴⁴ $CGSE$ -системада $p_m = \frac{1}{c^2} IS$ деп жазыу қабыл етілген. Бұндай жағдайда (1a) формуласы еки системада да өзінің түрін өзгериссиз сақлайды ($CGSM$ хәм $CGSE$ системаларында).

$$M = H p_m \sin \alpha. \quad (2a)$$

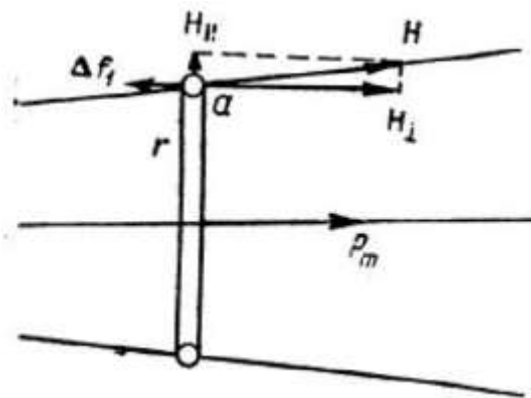
Егер соленоид түріндегі контурлардың жыйнағын алсақ, оған тәсір ететүгін жұптың моменти үшін тап ұсындай аңлатпаны аламыз. Бірақ, бұл жағдайда соленоидтың магнит моментін $p_m = NIS$ шамасына тең деп болжаймыз керек. Бұл теңлікте N арқалы соленоидтағы орамлардың саны белгіленген.

Күшлердің жұбының моменти $\mathbf{M}$ векторы жаққындағы түсиникти пайдаланып (I томдағы 35-параграф), (2a) теңлігін векторлық формада жазыуға болады:

$$\mathbf{M} = [\mathbf{p}_m \cdot \mathbf{H}].$$



203-сүррет. Майданның кернеулігі $\mathbf{H}$ ты екі $\mathbf{H}_\perp$ хәм $\mathbf{H}_\parallel$ құраушыларына жиклеу.



204-сүррет. Бир текли болмаған магнит майданындағы тоғы бар контур.

2. Бир текли емес магнит майданындағы тоғы бар туйық контур. Әпиұайылық үшін кернеулік сызықтары радиаллық түрде тарқалатуғын бир текли емес магнит майданындағы дөңгелек рамка түріндегі контурды қараймыз. 204-сүрrette бұл рамканың сүррет тегислиги менен кесими көрсетілген. Мейли, рамканың магнит моменті p_m бағыты бойынша рамканың орайындағы майданның кернеулігі $\mathbf{H}$ тың бағыты менен сәйкес келетүгін болсын. Шептен оңға қараған бағытты оң бағыт деп есаплауды келісип алайық. Магнит майданы тәрәпинен рамканың Δl элементіне тәсір ететүгін Δf күшін қараймыз. Рамканың Δl элементін a нокатының қасында етип алайық ол сызылманың тегислигине перпендикуляр. Магнит майданының кернеулігі $\mathbf{H}$ ты екі құраушыға жиклеймиз: рамка тегислигине перпендикуляр болған $H_\perp$ хәм рамка тегислигине параллель болған $H_\parallel$ құраушысына. $H_\perp$ құраушысы рамканың орайынан сыртқа қарай бағытланған Δf_2 күшін пайда етеди Рамканың барлық элементлеріне түскен бундай күшлердің жыйнағы рамканы тек деформациялайды хәм хеш қандай айланбалы ямаса илгерилемели қозғалысқа алып келмейди. Сонлықтан, буннан былай бундай күшлер бизди қызықтырмайды.

Шеп қол қағыйдасы бойынша майданның $H_\parallel$ құраушысы рамканың тегислигине перпендикуляр болған Δf_1 күшінің пайда болыуына алып келеди. Бұл күштің мәнісі мынаған тең:

$$\Delta f_1 = -IH_\parallel \Delta l. \quad (3)$$

Бұл аңлатпада I арқалы рамка арқалы өтип атырған тоқтың күші белгіленген. Минус белгиси бұл күштің шеп тәрәпке қарай бағытланғанлығын билдиреди. β арқалы a нокатының қасында магнит майданының кернеулігі $\mathbf{H}$ пенен рамка тегислигине түсірилген нормалдың арасындағы мүйешти белгилеймиз. Бундай жағдайда $H_\parallel = H \sin \beta$. β мүйешин киши деп есаплап, жууық түрде $H_\parallel = H \beta$ деп болжаймыз. $H_\parallel$ үшін жазылған бұл аңлатпаны (3)-аңлатпаға қойып, мынаны аламыз:

$$\Delta f_1 = -IH\beta \cdot \Delta l.$$

Тап ұсындай Δf_1 күшлери рамканың қалған элементлеріне де түседі. Олардың

барлығы бирдей болып бағытланғанлықтан, барлық рамкаға тәсір ететұғын қосынды f күші Δf_1 шамаларының алгебралық суммасы сыпатында табылады:

$$f = \sum \Delta f_1 = -IH\beta \cdot \sum \Delta l. \quad (4)$$

Әлбетте, рамканың барлық элементлерінің ұзындықтарының қосындысы барлық рамканың контурының ұзындығына тең, яғни

$$\sum \Delta l = 2\pi r.$$

Бұл аңлатпада r - рамканың радиусы.

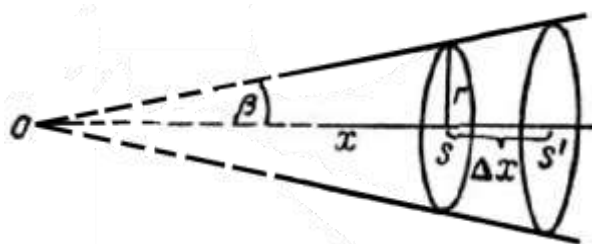
$\sum \Delta l$ шамасының бұл мәнісін (4)-аңлатпаға қойып рамкаға тәсір ететұғын f күші ұшын мынадай аңлатпа алынады:

$$f = -2\pi r H I \beta. \quad (5)$$

Солай етип, бір текли болмаған магнит майданында рамкаға оны жылыстырыуға тырысатуғын күш тәсір етеді екен.

205-сүрөт.

Бір текли емес магнит майданындағы тоғы бар контурға тәсір ететұғын күшті есаплауға.



β мүйешін жоқ қылып, (5)-аңлатпаны түрлендіреміз. Оның ұшын рамканың тегислигин кесіп өтетұғын кернеулік сызықтарының санын қараймыз (205-сүрөт). Рамка тұрған орындағы магнит майданының кернеулігі болған H шамасы N менен

$$H = \frac{N}{S} \quad (6)$$

жұуық қатнасының жәрдемінде байланысқан. Бұл қатнастағы $S = \pi r^2$ шамасы рамканың майданы болып табылады хәм ағыс ұшын жазылған аңлатпадағы $\cos \beta$ ның мәнісін жұуық түрде бирге тең деп алынған. Бұл кернеулік сызықтарының барлығы рамкадан оң тәрәпинде Δx қашықтығында жайласқан S' майданын кесіп өтеді. Рамкадан оның оң тәрәпинде Δx қашықтықта жайласқан нөқаттағы майданның кернеулігі H' мынаған тең:

$$H' = \frac{N}{S'}.$$

Ал, Δx кесіндісіндегі магнит майданының кернеулігінің өзгерісі ΔH ұшын мынадай аңлатпаны жазамыз:

$$\Delta H = H' - H = \frac{N}{S'} - \frac{N}{S}.$$

Егер Δx киши болса, онда S' шамасы S шамасынан үлкен айырмаға ийе болады хәм, бундай жағдайда, жұуық түрде

$$\Delta H = \frac{N(S - S')}{S^2} \quad (7)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Ойымызда кернеулік сызығын шеп тәрәпке қарап олар кесилискен O нөқатына шекем дауам етеміз. Мейли O нөқаты рамкадан x қашықтығында тұрған болсын. Бундай жағдайда β мүйешін киши деп есаплап, $r = x\beta$ теңлігіне ийе боламыз. Буннан

$$S = \pi x^2 \beta^2, S' = \pi (x + \Delta x)^2 \beta^2 \cong S \left(1 + 2 \frac{\Delta x}{x} \right)$$

теңліклеріне ийе боламыз. S пенен S' шамаларының бұл мәніслерін (7)-теңдемеге қойып,

$$\Delta H = -2 \frac{N}{S} \cdot \frac{\Delta x}{x}$$

теңлігін аламыз ямаса (6)-теңлік бойынша $\frac{N}{S} = H$ хәм $x = \frac{r}{\beta}$ теңліклериниң орынлы екенлигин есапқа алып,

$$\Delta H = -2H \frac{\Delta x}{r} \beta$$

аңлатпасын, ал бул аңлатпадан

$$\beta = -\frac{1}{2} \frac{r}{H} \left(\frac{\Delta H}{\Delta x} \right)$$

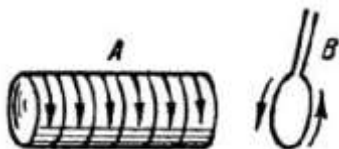
формуласына ийе боламыз. β ның бул мәнисин (5)-теңлікке қойып, рамкаға тәсир ететүғын f күши үшін

$$f = \pi r^2 I \left(\frac{\Delta H}{\Delta x} \right)$$

формуласын аламыз. $\pi r^2 I = SI$ көбеймеси рамканың магнит моменти p_m болып табылады. Буннан мынадай формула келип шығады:

$$f = p_m \left(\frac{\Delta H}{\Delta x} \right). \quad (8)$$

$\Delta H / \Delta x$ шамасы магнит майданының бир текли емес екенлигин тәрийиплейди - бул шама ноқаттан ноқатқа өткенде майданның кернеўлиги H тың қандай дәрежеде тез өзгеретуғынлығын көрсетеди: бул шама магнит майданының кернеўлигиниң градиенти болып табылады. Солай етип, (8)-аңлатпа бойынша рамкаға тәсир ететүғын f күшиниң рамканың магнит моменти p_m ге хәм магнит майданының градиенти болған $(\Delta H / \Delta x)$ шамасына пропорционал екенлигин көремиз. Бир текли майдан үшін $\left(\frac{\Delta H}{\Delta x} \right) = 0$ хәм рамкаға ҳеш қандай қосынды күш тәсир етпейди.



206-сүўрет.

Тоғы бар рамканың соленоид пенен тәсирлесийи.

Биз қараған жағдайда (p_m магнит моменти майданның бағыты менен бағытлас) f күши рамканы майдан күшлирек болған тәрепке қарай жылыстырады. Егер магнит моменти p_m магнит майданының кернеўлиги H қа қарама-қарсы бағытланған болса, онда рамка майдан әззи тәрепке қарай жылысқан болар еди. Бирақ, рамканың бундай жайласыўы орнықты емес.

Бир текли емес магнит майданындағы ықтыярлы түрде бағытланған тоғы бар рамкаға f күши де, моменти M ге тең болған айландырыўшы жуп та тәсир етеди; сонлықтан бир текли емес магнит майданында еркин айлана хәм жылжый алатуғын рамка оның магнит моменти p_m кернеўлик сызықларына параллель жайласады хәм буннан кейин майдан күшли болған областқа қарай тартылады. Бул жағдайды аңсат демонстрациялаўға болады. Узын хәм қозғалмайтуғын етип бекитилген A соленоидының ушының қасына еки узын хәм жиңишке сымлардың жәрдеминде B рамкасын жайластырамыз (206-сүўрет). Дәслеп рамканың қалайынша бағытланғанлығынан ғәрезсиз, ол өзи арқалы өтип тұрған тоқтың бағыты соленоидтағы өтип тұрған тоқтың бағытына параллель болатуғындай болып бурылады хәм буннан кейин соленоидқа тартылады.

Бизлер келтирип шығарған (8)-формуланы рамканың моменти p_m менен H майданның кернеўлигиниң градиенти арасындағы мүйештиң шамасы α ге тең болған жағдай үшін аңсат улыўмаластырамыз. Бундай жағдайда мынадай формуланы аламыз:

$$f = p_m \left(\frac{\Delta H}{\Delta x} \right) \cos \alpha. \quad (8a)$$

Солай етип, сыртқы электр майданында электр диполы өзін қалайынша ұслайтуғын болса, магнит майданындағы рамка да өзін тап сондай етип ұслайтуғынлығын көреміз: бір текли майданда оған тек айландырыушы момент тәсир етеди, ал бір текли емес майданда болса оған майданның градиентине пропорционал болған күш те тәсир етеди.

Мысал. 1 см де 10 орам бар 10 а тоқ өтип тұрған соленоидтың ишинде $S = 10 \text{ см}^2$ майданды өзіннің ишине қамтыйтуғын хәм 5 орамға ийе рамка орналастырылған. α пружинасының жәрдемінде (207-сүўрет) рамка өзи арқалы тоқ өтпеген жағдайда соленоидтың көшерине параллель етип ұслап тұрылады. Егер пружинаны φ мүйешине бұрыу ұшын моменти $M = k\varphi$ шамасына тең болатуғын күшлердің жұбы керек болатуғын болса (бул теңликте $k = 1 \text{ Г см/рад}$), онда 1 а тоқ өтип тұрған рамка соленоидтың көшерине салыстырғанда қандай φ мүйешине бұрылады?

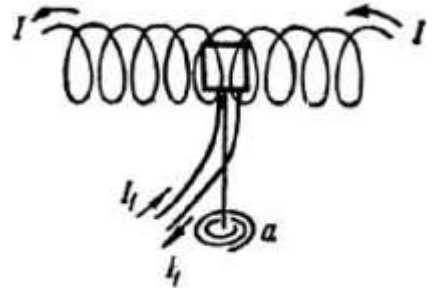
Шешими. 195-параграфтағы (4)-формула бойынша соленоидтың ишиндеги магнит майданының кернеўлиги H мынадай аңлатпаның жәрдемінде анықланады:

$$H = 4\pi In. \quad (9)$$

Бул аңлатпада n - соленоидтың ұзынлығының бир бирлигиндеги орамлар саны хәм I - ондағы тоқтың күши.

207-сүўрет.

Соленоидтың ишиндеги тоқ өтип тұрған рамка.



Рамканы контурлардың қабатласыуы сыпатында қарап, (2)-формула бойынша оған тәсир ететуғын күшлердің моментин табамыз:

$$M = n_1 I_1 S_1 H \sin \alpha.$$

Бул теңликте n_1 - рамкадағы орамлардың саны, I_1 - рамкадағы тоқтың күши, S_1 - оның бетинің майданы. Бул аңлатпаға H тың орнына (9)-аңлатпа бойынша мәнисин қойып

$$M = 4\pi n n_1 I I_1 S_1 \sin \alpha$$

теңлигин аламыз. Бул момент пружинаның бұрыушы моменти $k\varphi$ менен теңлестирилиўи керек. Буннан

$$4\pi n n_1 I I_1 S_1 \sin \alpha = k\varphi$$

теңлиги келип шығады. $\alpha = \frac{\pi}{2} - \varphi$ екенлигин аңғарып хәм $4\pi n n_1 I I_1 S$ шамасын b арқалы белгилеп,

$$b \cos \varphi = k\varphi$$

теңлигин хәм буннан

$$\frac{\cos \varphi}{\varphi} = \frac{k}{b}$$

қатнасына ийе боламыз. Жұуық түрдеги $\cos \cong 1 - \frac{\varphi^2}{2}$ теңлиги орынлы деп есаппап, φ ға қарата квадрат теңлеме аламыз:

$$\varphi^2 + 2 \frac{k}{b} \varphi - 2 = 0.$$

Бул теңлемеден φ ұшын

$$\varphi = -\frac{k}{b} \pm \sqrt{\frac{k^2}{b^2} + 2}$$

аңлатпасын аламыз. I менен I_1 шамаларын CGSM-бирликлерінде хәм k ны дин·см/рад бирлигинде берип, мынадай шаманы аламыз:

$$\frac{k}{b} = \frac{k}{4\pi n n_1 I l_1 S_1} = \frac{980}{4 \cdot 3,14 \cdot 10 \cdot 5 \cdot 1 \cdot 0,1 \cdot 10} \cong 1,56.$$

Буннан φ ушын

$$\varphi = -1,56 \pm 2,11$$

шамасына ийе боламыз. Еки шешимнен $0 \leq \varphi \leq \frac{\pi}{2}$ шәртинен келип шығатуғын мәнисти алыўымыз керек. Буннан $\varphi = 0,55$ рад ямаса $\varphi \cong 31^\circ$ екенлигине көз жеткеремиз.

§ 198. Магнитлик кернеўликтің циркуляциясы. Магнит майданы магнит майданларын есаплаўда үлкен әмелий әҳмийетке ийе болған базы бир ұлыўмалық қатнастың жәрдемінде тәрийиплеўге болады.

129-параграфта электр кернеўлиги векторының циркуляциясы ушын аңлатпаны қарағанымызда хәм электр қозғаўшы күши ҳаққындағы мәселени таллағанда тәреплик күшлердің циркуляциясы түсинигин киргизгенимизди еслетип өтемиз.

Тап сол жағдайларға сәйкес, биз магнит кернеўлиги векторы **H** тың циркуляциясы ушын аңлатпаны киргиземиз.

Ықтыярлы түрдеги туйық L контурын аламыз. H_l арқалы **H** векторының контурдың элементи Δl дің бағытына түсирилген проекциясын белгилеймиз. Туйық контурдың барлық элементлери ушын $H_l \Delta l$ аңлатпаларының суммасы болған

$$\sum H_l \Delta l$$

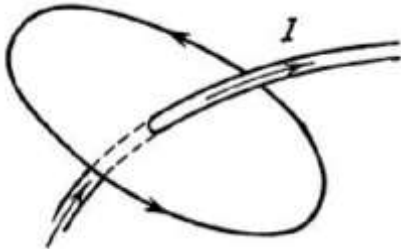
шамасын есаплаймыз хәм бул сумманы **H** векторының L контуры бойынша циркуляциясының суммасы деп атаймыз.

Био-Савар-Лаплас нызамына сәйкес, **H** векторының ықтыярды туйық контур бойынша циркуляциясының ұсы циркуляция алынып атырған контур арқалы өтип атырған тоқтың 4π ге көбеймесине тең екнелигин көрсетиўге болады:

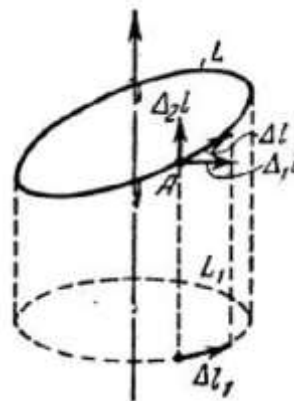
$$\sum H_l \Delta l = 4\pi I. \quad (1)$$

Циркуляцияның белгиси контурды қайсы бағытта айланып шығыўға байланысly: егер айланып шығыўдың бағыты контурдағы тоқтың бағыты менен бурғы қағыйдасы бойынша байланысқан болса, онда циркуляцияны плюс белгиси менен аламыз, ал, циркуляцияны есаплағанда контурды айланып шығыўдың бағыты ондағы тоқтың бағытына қарама-қарсы болса, онда циркуляция минус белгиси менен алынады. 208-сүўретте оң циркуляцияны беретүғын айланып шығыўдың бағыты көрсетилген.

Бизлер тек шексиз ұзын хәм тўўры өткизгиш арқалы өтетүғын тоқ ушын (1)-қатнастың дурыс екенлигинің дәлилин келтиремиз.



208-сүўрет. Оң циркуляциядағы тоқтың өтиў бағыты.



209-сүўрет. Магнит кернеўлиги векторы **H** тың циркуляциясын есаплаўға.

I тоғы өтип тұрған тўўры өткизгишти өзинің ишине алатуғын ықтыярлы түрдеги L контурын аламыз (209-сүўрет). Дәслеп L контуры бойынша циркуляцияның ұсы контурдың

тоққа перпендикуляр болған тегисликке түсірілген проекциясы болған L_1 контуры бойынша циркуляциясына тең екенлигін көрсетеміз. Ғақыйқатында да, $\Delta \mathbf{l}$ элементін тоққа перпендикуляр болған тегисликте жататуғын $\Delta_1 \mathbf{l}$ элементи менен тоққа параллель болған тегисликте жатқан $\Delta_2 \mathbf{l}$ элементінің геометриялық қосындысынан турады:

$$\Delta \mathbf{l} = \Delta_1 \mathbf{l} + \Delta_2 \mathbf{l}.$$

Туұры тоқтың контурдың хәр бир ноқатындағы магнит майданының кернеулиги

$$H = \frac{2I}{r}$$

шамасына тең хәм тоққа перпендикуляр болған тегисликте жатады (соның менен бирге дәслеп r ге перпендикуляр болған, r арқалы A ноқатына шекемги қашықлық белгиленген).

Тең тәсир етиушилердің проекциясы ғаққындағы теорема бойынша:

$$H_l \Delta l = H \Delta_1 l \cos(H, \Delta_1 l) + H \Delta_2 l \cos(H, \Delta_2 l).$$

Сумманың екінші қосындысы нолге тең, себеби $\mathbf{H}$ векторы $\Delta_2 \mathbf{l}$ векторына перпендикуляр. Солай етип, мынаны аламыз:

$$H_l \Delta l = H \Delta_1 l \cos(H, \Delta_1 l) = H_{l1} \Delta l_1.$$

Бирақ, Δl_1 шамасы L контурының $\Delta \mathbf{l}$ элементінің тоққа перпендикуляр болған тегисликке түсірілген проекциясы, яғнай, Δl_1 шамасы L контурының тоққа перпендикуляр болған проекциясы болған L_1 контурының элементи болып табылады. Буннан мынаны аламыз:

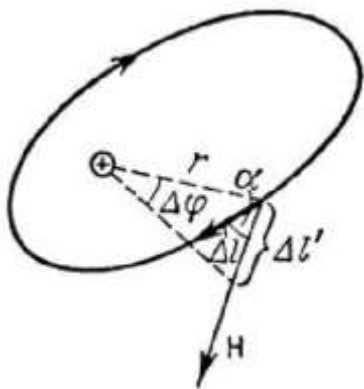
$$\sum_{(L \text{ контуры бойынша})} H_l \Delta l = \sum_{(L_1 \text{ контуры бойынша})} H_{l1} \Delta l_1.$$

Демек, ұлыұмалықты шеклеусиз (1)-қатнасты дәлиллегенде контурды тоққа перпендикуляр болған тегисликте жайласқан деп есаплауға болады.

210-сүүретте тоққа перпендикуляр болған тегисликтеги контур келтирилген. Сүүретте көринип турғанындай,

$$H_l \Delta l = H \Delta l \cos(H, \Delta l) = \frac{2I}{r} \Delta l \cos \alpha$$

теңлиги орынлы болады.



210-сүүрет.

Тоқты өзіннің ишине алатуғын туйық контур бойынша $\mathbf{H}$ векторының циркуляциясын есаплауға.

Но $\Delta l \cos \alpha$ шамасы Δl дің r перпендикулярларына түсірілген проекциясы болып табылады, бул аңлатпада r - биз қарап атырған ноқаттан тоққа шекемги қашықлық. Δl дің киши екенлигине байланысly

$$\Delta l \cos \alpha = r \Delta \varphi$$

теңлиги орынланады деп болжауға болады. Циркуляция үшін мынаны аламыз:

$$\sum H_l \Delta l = 2I \sum \Delta \varphi = 4\pi I.$$

Солай етип мынадай нәтижени аламыз: ықтыярлы контур бойынша магнитлик кернеуликтің векторы контур тәрепинен өзіннің ишине алынған тоқтың күшін 4π ге

көбейткенге тең. Егер тоқ контур тәрепинен қамтып алынбаған болса (211-сүррет), онда контурды циркуляция элементлери сан мәніси бойынша тең, белгилери бойынша қарама-қарсы болған Δl_1 хәм Δl_2 жуп элементлерине бөлиўге болады:

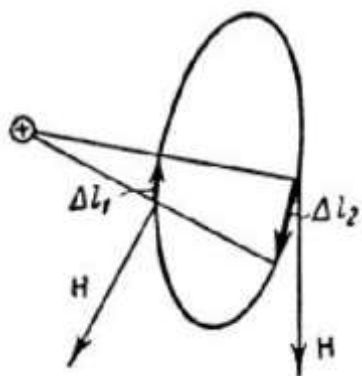
$$H_l \Delta l_1 = -\frac{2I}{r} r \Delta \varphi = -2I \Delta \varphi.$$

$$H_l \Delta l_2 = \frac{2I}{r} r \Delta \varphi = 2I \Delta \varphi.$$

Солай етип, циркуляцияның аңлатпасындағы берлық ағзалар жуп-жуптан компенсацияланады хәм биз мынадай нәтийжени аламыз: тоқты өзиниң ишине алмайтуғын контур бойынша $\mathbf{H}$ векторының циркуляциясы нолге тең:

$$\sum H_l \Delta l = 0.$$

Алынған нәтийжелерди ықтыярлы тоқтың майданы ушын улыўмаластырыўға болады. Бирақ усындай улыўмаластырыў қурамалырақ болған математикалық есаплаўларды талап етеди.



211-сүррет.

Тоқты өзиниң ишине қамтып алмайтуғын туйық контур бойынша $\mathbf{H}$ векторының циркуляциясын есаплаўға.

Векторлық анализдің терминлерин пайдаланатуғын болсақ, онда магнит майданының кернеўлигиниң циркуляциясы мынадай форманы қабыл етеди:

$$\oint H_l dl = 4\pi I.$$

Бұл интеграл I тоғын өзиниң ишине қамтып алатуғын контур бойынша алынады.

§ 199. Магнитлик кернеўликтің циркуляциясы ушын аңлатпаны қолланыў. Алдыңғы параграфта алынған нәтийжелер олардың тийкарында алынатуғын нәтийжелер бойынша үлкен қызығыўды пайда етеди. Мысалы, сол нәтийжелер көп жағдайларда магнит майданының кернеўлигин аңсат табыўға мүмкиншилик береді. Базы бир мысалларды қараўға өтеміз.

1. Тороидтың көшериндеги магнит майданының кернеўлиги. Бирдей болып бағытланған, улыўмалық тороидаллық бетке бекитилген бирдей дөңгелек тоқлардың системасын қараймыз (182-сүррет). Орамлардағы тоқтың күшин I арқалы, тороидтың көшериниң ұзынлығын l арқалы, орамлардың улыўмалық санын N арқалы белгилеймиз. l ұзынлығы тоқлардың шеңберлериниң радиусларына салыстырғанда үлкен деп болжаймыз. Симметрия көз-қарасынан тороидтың көшериндеги магнит майданының кернеўлиги H тың тұрақлы хәм бағытының ұсы бағытта қарағанда тоқтың саат стрелкасының қозғалыс бағытында қозғалыўына сәйкес келеди. H кернеўлигиниң сан мәнісин есаплаў ушын тороидтың орта сызығы болып табылатуғын контур бойынша $\mathbf{H}$ векторының циркуляциясын дүземиз:

$$\sum H_l \Delta l = \sum H \Delta l = Hl = 4\pi I \quad (H_l = H). \quad (1)$$

Бұл аңлатпада I контур тәрепинен өз ишине алынатуғын толық тоқты түсиниў керек.

Әлбетте, бұл тоқ тороидтың барлық орамлары арқалы тоқтардың қосындысына тең:

$$I = N\mathcal{J}.$$

Бұл аңлатпаны (1)-теңлікке қойып,

$$Hl = 4\pi N\mathcal{J}$$

теңлігине ийе боламыз. Буннан, l ге қысқартып, H тың мәнісін табамыз:

$$H = 4\pi \frac{N}{l} \mathcal{J} = 4\pi n\mathcal{J}. \quad (2)$$

Бұл теңлікте n шамасы тороидтың ұзындығының бір бірлігіндегі орамлардың санын аңғартады.

Солай етип, тороидтың көшеріндегі магнит майданының кернеулігі H тороидтың ұзындығының бір бірлігіндегі орамлардың санына хәм орамдағы тоқтың күші $\mathcal{J}$ ге пропорционал екен. Егер тороидтың көшеринің радиусы шексіз үлкен болса, онда оны шексіз ұзын соленоидқа эквивалент деп есаплайға болады. Демек, (2)-формула шексіз ұзын болған соленоидтың көшеріндегі магнит майданының кернеулігін де аңғартады екен (194-параграф).

2. Шексіз ұзын, түүры сызықлы цилиндрлік өткізгіш арқалы өтетұғын тоқтың магнит майданы. Радиусы R болған цилиндр тәрізлі өткізгіш бойынша өткізгіштің кесе-кесими бойынша тең өлшеулі тарқалған күші I шамасына тең тоқ өтип тұрған болсын. Көшерден r қашықтығында жайласқан нокаттағы тоқтың пайда еткен магнит майданының кернеулігі H ты анықлаймыз. Кернеуліктің анықланыуы керек болған A нокаты өткізгіштен сыртта жайласқан деп болжаймыз, яғный $r > R$. Симметрия көз-қарасы көшерден бірдей r қашықтығында жайласқан нокаттардың барлығында кернеулік H тың бірдей болады деп жүүмақ шығарыуға мүмкіншилик береді. Цилиндрлік тоқты элементар түүры тоқтардың қосыудың нәтийжесі деп қарауға болатұғын болғанлықтан, кернеулік векторы $\mathbf{H}$ өткізгіштің көшеріне перпендикуляр тегіслікте жатады хәм r ге перпендикуляр бағытланған.

Орайы цилиндрдің көшерінде жайласқан шеңбер бойынша кернеулігі изленип атырған нокаттағы $\mathbf{H}$ векторының циркуляциясын дүземіз (212-сүүретке қараңыз). $\mathbf{H}$ кернеулігі r ге перпендикуляр болғанлықтан шеңбердің элементлеріне параллель болады, сонлықтан циркуляция үшін жазылған аңлатпа мынадай түрге ийе болады:

$$\sum H_l \Delta l = H \cdot 2\pi r = 4\pi I \quad (H_l = H). \quad (3)$$

Бұл жерде, тап жоқарыдағы сыяқлы, I циркуляция алынып атырған контур тәрепинен өз ишине алынатуғын толық тоқты аңғартады. Тоқтың сыртында жатқан нокат үшін (3)-формуладағы I барлық цилиндрлік өткізгіштегі тоқтың күші болып табылады. Бұл жағдайды есапқа алған халда мынаған ийе боламыз:

$$H \cdot 2\pi r = 4\pi I.$$

Буннан H үшін

$$H = \frac{2I}{r}$$

аңлатпасын табамыз.

Солай етип, цилиндрлік тоқ тәрепинен сыртқы нокаттарда пайда етилген кернеулік биз қарап атырған цилиндрдің көшери бойынша өтетұғын тап сондай күшке ийе түүры тоқтың магнит майданының кернеулігіндей болады екен.

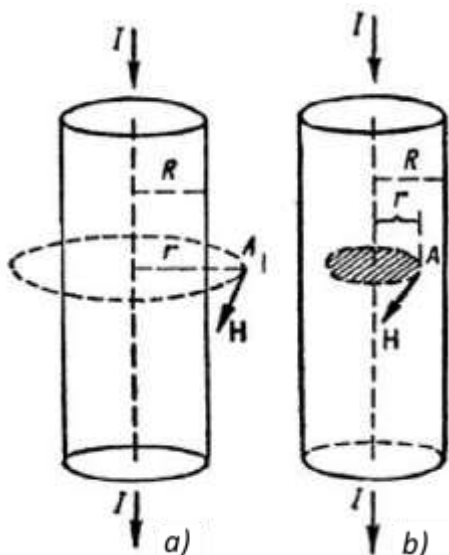
Цилиндрдің ишінде жайласқан нокат үшін циркуляция алынатуғын контур тоқтың бір бөлімін ғана өзіннің ишине алады. Жоқарыдағыдай, r арқалы биз қарап атырған нокаттан орайға шекемгі қашықтықты белгилесек, биз бұл жағдайдағы контур тәрепинен қамтып алынған тоқтың

$$I' = \frac{I}{\pi R^2} \pi r^2$$

шамасына тең болатуғынлығын көреміз. Бұл аңдатпаны (3)-формулаға қойып,

$$H = \frac{2Ir}{R^2}$$

формуласына ийе боламыз. Буннан магнит майданының кернеулигинің тоқтың көшеринен қашықласқан сайын үлкейетуғынлығын, ал цилиндрдің көшерінде магнит майданының нолге тең екенлигин көреміз.



212-сүрөт.

Цилиндрлик өткізгіш арқалы өтетуғын магнит майданының кернеулигин анықлауға.

213-сүрөтте магнит майданының кернеулигинің цилиндрдің көшерине шекемгі қашықтықтан ғәрезлиги көрсетілген.

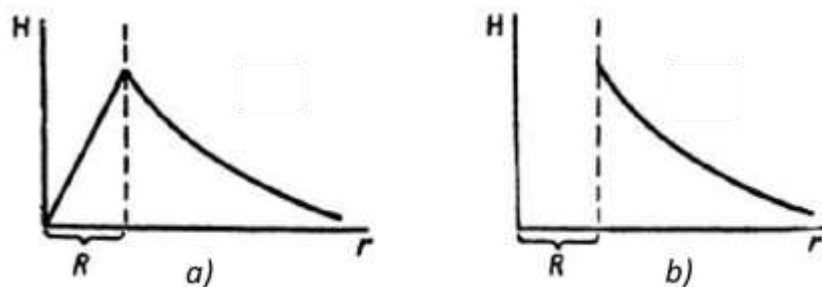
Егер тоқ тек өткізгіштің бетіндегі жуқа қатлам арқалы өтетуғын болса, онда ұсы өткізгіштің сыртындағы магнит майданы тоқ кесе-кесими арқалы тең өлшеулі өтетуғын өткізгіштің пайда ететуғын магнит майданындай болатуғынлығын аңсат көрсетиўге болады. Бирақ, бундай жағдайда өткізгіштің ишіндегі магнит майданы нолге тең. Ҳақыйқатында да, өткізетуғын цилиндрдің ишіндегі қуўыслықтағы $\mathbf{H}$ векторының циркуляциясы, буннан алдыңғы қарағанымыздай, мынаған тең:

$$\sum H_l \Delta l = H \cdot 2\pi r = 4\pi I.$$

Бирақ, бул жағдайда циркуляция контуры тоқты өзинің ишине алмайды, сонлықтан теңликтің оң тәрәпи нолге тең. Буннан, тиккелей ишки нокатлар ушын

$$H = 0$$

теңлигин аламыз.



213-сүрөт. Магнит майданының кернеулиги H тың цилиндрдің көшерине шекемгі қашықтықтан ғәрезлиги. a - өткізгіштің кесими бойынша тең өлшеулі өтетуғын тоқ ушын, b - өткізгіштің бети арқалы өтетуғын тоқ ушын.

Тоқ цилиндр тәрізлі өткізгіштің бети бойынша өтетуғын жағдайдағы H тың r ден

ғәрезлиги 213-б сүўретте келтирилген.

§ 200. Магнетиклер. Усы ўақытқа шекем биз бослықтағы, яғный атомлардың, электронлардың ҳам заттың басқа бөлекшелериниң сезилерликтей саны болмаған кеңисликтеги магнит майданын қарадық. Енди затлардың магнит майданына тәсирин қараймыз ҳам магнит майданына тәсир ете алатуғын қәбилетликке ийе затты *магнетик* деп атаймыз.

Ең дәслеп биз диэлектриклердиң электростатикалық майданға тәсирин қарағанымызды еске түсиремиз. Электростатикалық майданның тәсиринде диэлектрик биз поляризация деп атаған айрықша қалға келеди. Поляризацияның салдарынан диэлектриктиң шегараларында ҳам ол бир текли болмаған орынларда сәйкес σ' бетлик ҳам ρ' көлемлик тығызлықларына ийе болған электр зарядлары пайда болады ("байланысқан" зарядлар). Бул зарядлар өзиниң электростатикалық майданын пайда етеди, ал бул майдан болса дәслепки электростатикалық майдан менен қосылады ("еркин" зарядлар пайда еткен майдан менен).

Егер дәслепки электростатикалық майданның кернеўлиги E_0 шамасына тең болса, диэлектриктиң поляризациясының салдарынан пайда болған электростатикалық майданның кернеўлиги E' шамасына тең болады. Сонлықтан, майданның қосынды кернеўлиги E олардың векторлық суммасына тең:

$$E = E_0 + E'.$$

Тап сол сыяқлы, өткизгишлер бойынша өтетуғын тоқлардың магнит майданында тұрған қәлеген магнетик айрықша қалға өтеди, оны *магнитленеди* деп айтады. Магнитленген қалда магнетик магнит майданының қосымша кернеўлиги H' ты береді, ал ол өткизгишлер арқалы өтетуғын тоқлар пайда ететуғын кернеўлиги H_0 болған магнит майданы менен қосылады. Бул кернеўликлердиң векторлық суммасы болған $H_0 + H'$ шамасын диэлектриклердеги электр майданын белгилеў ушын киргизилген атамаға сәйкес магнетиктеги магнит майданының кернеўлиги атамасын киргизиў керек болады. Бирақ, тарийхый характердеги себеплерге байланыслы

$$B = H_0 + H' \quad (1)$$

векторы *магнит индукциясы* векторы атамасына ийе болды. Солай етип, магнит индукциясы векторы B макроскопиялық (орталыққа салыстырғанда сыртқы) ҳам микроскопиялық (орталықтың молекулалары пайда еткен) тоқлардың пайда еткен кернеўлик болып табылады.

Тәжирийбелер майдан нолге тең емес кеңисликти пүткиллей толтырып туратуғын бир текли магнетиклерде қосымша магнит майданының кернеўлиги H' тың бағытының H_0 диң бағыты менен бағытлас болыўының да, оған қарама-қарсы болыўының да мүмкин екенлигин көрсетеди. H' векторының бағыты H_0 векторының бағыты менен бирдей болатуғын магнетиклерди *парамагнетиклер*, ал қосымша магнит майданының кернеўлиги H' тың бағыты H_0 векторының бағытына қарама-қарсы болған магнетиклерди *диамагнетиклер* деп атайды. Майдан нолге тең болмаған барлық кеңисликти толтырып туратуғын бир текли диэлектриклердеги қосымша E' майданының бағытының еркин зарядлар пайда еткен электр майданының бағытына барлық ўақытта қарама-қарсы болатуғынлығын еске түсиремиз. Барлық диамагнитлик денелерде ҳам парамагнетиклердиң көпшилигинде майданның кернеўлиги болған H' шамасы H_0 ге салыстырғанда жүдә киши. Бирақ H' тың шамасы H_0 диң шамасынан үлкен болатуғын затлардың топары да бар. Соның менен бирге, бундай денелер және бир қатар өзгешеликлери менен де айрылады; олар *ферромагнетик* денелердиң айрықша топарын пайда етеди (олардың қатарына темир киреди). Олардың қасийетлерин биз төменде көремиз, ал хәзирше әдеттеги парамагнитлик ҳам диамагнитлик денелерди қараў менен шекленемиз.

Ең биринши рет Ампер тәрәпинен айтылған гипотеза бойынша парамагнит затлардың молекулаларында дөңгелек тоқлар болады; бундай тоқларды *молекулалық тоқлар* деп атау қабыл етилген. Сыртқы магнит майданы болмаған жағдайда бул тоқлардың көшерлери тәртипсиз жайласқан хәм олар тәрәпинен пайда етилген магнит майданы орташа нолге тең. Сыртқы магнит майданының тәсиринде бул дөңгелек тоқлар белгили бағытларға ийе болады, нәтийжеде олар тәрәпинен пайда етилген магнит майданы орташа нолге тең болмаған $\mathbf{H}'$ кернеўлигин береді хәм бул кернеўлик магнит майданының ең дәслепки кернеўлиги $\mathbf{H}_0$ ге қосылады. Солай етип, парамагнитлик заттағы қосынды магнит майданының кернеўлигиниң үлкейиуі түсиндириледі. Парамагнетикти магнитлеу оның молекулалық тоқларының белгили болған ориентациясының пайда болыуына алып келеді.

Хәзирги ўақытлары, магнетиклердиң магнитлик қәсийетлериниң тек молекулалық тоқлар менен ғана емес, ал атомлардың қурамына киретуғын элементар бөлекшелердиң (электронлар хәм ядролар) магнитлик қәсийетлери менен байланыслы деп тастыйықлауға болады. Төменде элементар бөлекшелердиң олардың қозғалыс ҳалынан ғәрезсиз болған магнит моментине ийе болатуғынлығы түсиндириледі. Бул магнит моментин магнит майданының бөлекшелерге тәсири бойынша табыуға болады (199-параграфқа қараңыз), бирақ, элементар бөлекшелердиң магнит моментлериниң болыуын қандай да бир қозғалыслардың жәрдемінде моделлер көринисинде түсиндириўдиң мүмкиншилиги жоқ. Элементар бөлекшелердиң басқа да бир қатар қәсийетлерин классикалық механиканың көз-қарасларында турып түсиндириўге болмайтуғынлығын нәзерде тутыу керек (III томға қараңыз).

Магнетиклердиң тийкарғы қәсийетлерин молекулалық тоқлар ҳаққындағы амперлик көз-қарастан сапалы түрде түсиндириўге болады.

Диамагнит затлардың молекулаларында турақлы дөңгелек тоқлар болмайды (ямаса ҳәр бир молекулада магнит моментлери бир бирин компенсациялауғын бир неше дөңгелек тоқлар болады). Олардағы дөңгелек тоқлар сыртқы магнит майданы тәрәпинен қоздырылады (индукцияланады). XVIII бапта биз бундай индукцияланған тоқлардың бағытының сол тоқларды қоздырған сыртқы магнит майданының бағытына қарама-қарсы болатуғынлығын көремиз. Диамагнитлик орталықтағы магнит майданының қосынды кернеўлигиниң киширейиуі усы жағдай менен байланыслы.

Барлық ўақытта дөңгелек тоқлар бар болған молекулаларда да кери бағыттағы индукциялық тоқлар пайда болады. Бирақ, егер бул бұрыннан болған тоқлар жеткилики дәрежеде күшли болса, онда индукциялық тоқ оларды тек хәлсиретеди. Солай етип, диамагнитлик эффект барлық ўақытта бар болады, бирақ, парамагнетиклердеги дәслепки тоқлардың бағыты менен байланыслы болған эффект басым келеді. Электронлық көз-қарастан, молекулалардағы кери бағыттағы индукцияланған тоқлардың пайда болыуы сыртқы магнит майданында лармор прецессиясы деп аталатуғын прецессияның жүзеге келиуі менен түсиндириледі (214-параграфқа қараңыз).

Электростатикада (143-параграф) диэлектриктеги майданның кернеўлиги $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}'$ ни макроскопиялық зарядланған денеге тәсир ететуғын күш бойынша анықлауда пайда болатуғын қыйыншылық ҳаққында гәп етип едик. Биз заряд тұрған орындағы майданның кернеўлиги тәрәпинен пайда етилетуғын күшлер менен бир қатарда (бул кернеўлик $\mathbf{E}$ ге сәйкес келмейди), диэлектрикке батырылған (киргизилген) зарядланған денеге поляризацияланған диэлектрик тәрәпинен пайда етилген күшлердиң де тәсир ететуғынлығын көрдик.

Тап усындай қыйыншылықлар магнетиктеги магнит индукциясы векторы болған $\mathbf{B} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}'$ векторын анықлауда да орын алады.

Магнит майданының тәсиринде магнетикте механикалық өзгерислер де жүзеге келеді

(магнитострикция, 203-параграф). Усының салдарынан магнетикке жайластырылған тоғы бар сымға қосымша механикалық күшлер тәсир етеді. Бірақ, тоқ өтіп тұрған сымлар шексіз үлкен бір текли магнетикте жайластырылған болса, онда сол сымлардың арасындағы өз-ара тәсир етисіу күшлері қосынды магнит майданының кернеулиги $H_0 + H'$ бойынша анықланады.

Ампер формуласы бойынша, ұзынлығы Δl шамасына тең болған тоқ элементине кернеулиги H болған сыртқы магнит майданы тәрeпинен

$$\Delta f = I \cdot H \sin \alpha \cdot \Delta l \quad (2)$$

шамасына тең Δf күши тәсир етеді. Бұл теңлікте I - тоқтың күши хәм α - магнит майданының кернеулигиниң бағыты менен сымдағы оң зарядлардың қозғалыу бағыты арасындағы мүйеш.

Жоқарыда айтылғанлар бойынша, бір текли шексіз магнетик болған жағдайда биз (2)-формулада магнит майданының кернеулиги H ты магнит индукциясы B менен алмастырып, Δf күши үшін мынадай аңлатпаны аламыз:

$$\Delta f = IB \sin \alpha \cdot \Delta l. \quad (2a)$$

Солай етип, шекленбеген магнетик болған жағдайда биз *магнит майданының тоққа тәсири магнит индукциясы B бойынша анықланады деп есаплаймыз.*

Жоқарыда айтылғанлар бойынша, магнит индукциясы B кернеуликлердің суммасы $H_0 + H'$ болғанлықтан, оны H_0 шамасы өлшенген бирликлерде, яғный $CGSM$ -системада эрстедлерде өлшеу керек. Бірақ, бирликлердің $CGSM$ -системасында магнит индукциясының бирлиги үшін айрықша атама - гаусс қабыл етилген. Ис жүзінде гаусс эрстедке сәйкес келеді.

195-параграфта (2)-формуланың $CGSM$ -системасында дурыс екенлиги айтылған еді (яғный тоқтың күши $CGSM$ -бирликлерінде, H - эрстедлерде, Δl - сантиметрлерде хәм Δf - диналарда өлшенген жағдайда). (2a) формула $CGSM$ -системада да, яғный I ди тоқтың күшиниң $CGSM$ -бирликлерінде хәм B - гауссларда өлшенген жағдайда да дурыс.

Принципинде (2a) формула майданның хәр бир ноқатындағы магнит индукциясы векторы B ның мәнисин сымның элементине тәсир ететуғын Δf күши бойынша анықлауға болады. Әлбетте, бундай сымның шеклерінде майданның бир текли болыуы үшін, оның жеткилики дәрежеде жиңишке болыуы керек хәм оның магнит майданына алып келиниу майданды пайда ететуғын тоқлардың шамасын да, конфигурацияларын да өзгертпеу керек, соның менен бирге магнетиктиң қосымша магнитлениуине алып келмеу керек. Бұл талаптардың барлығы, әсиресе қатты магнетик болған жағдайда әмелий жақтан орынланбайды. Мысалы, қатты магнетиктеги тоғы бар рамкаға магнит күшлериниң тәсирин анықлау үшін магнетиктиң ишинде қууыслықты пайда етиу керек болады.

Электростатикадағыдай, рамкаға тәсир бұл қууыслықтың формасынан ғәрезли болады. B векторын анықлаудың мүмкиншилиги хаққында биз 207-параграфта гәп етемиз.

§ 201. Молекулалардың, атомлардың хәм электронлардың магнит моментлери.

Ампердің молекулалық тоқлардың бар екенлиги хаққындағы гипотезасы атомлар менен молекулалардың қурылысы хаққындағы хәзирги көз-қарасларына сәйкес келеді. Биз ұсы уақытқа шекем атомның қурамалы электрлик системасы екенлигин хәм электронлардың оған қурамлық бөлим сыпатында киретуғынлығын бир неше рет атап өттік. Резерфорд тәрeпинен ұсынылған модель бойынша атом ауыр хәм оң зарядланған ядродан хәм оның дөгерегинде белгили болған орбиталар бойынша қозғалатуғын электронлардан тұрады. Тұйық орбита бойынша қозғалатуғын электрон тұйық контур бойынша өтетуғын тоққа ұсайды. Ол магнит майданын пайда етеді хәм сыртқы магнит майданы оған бағытлаушы тәсир жасайды.

Әпиуайылық үшін атомның изинде радиусы r ге тең болған дөңгелек орбита бойынша

қозғалатуғын электронды қараймыз. Оның қозғалыс мұғдарының механикалық моменти P мынаған тең:

$$P = mvr. \quad (1)$$

Бұл теңлікте m - электронның массасы және v - оның тезлиги. Дөңгелек орбита бойынша қозғалатуғын электрон тоққа ұқсас болғанлықтан, ол p_m магнит моментине де ийе болады. Электронның магнит моментин анықтаймыз. Егер бизлер ойымызда орбитаның кесимин бөліп қарайтуғын болсақ, онда электронның хәр бир айланып шығыуында бұл кесім арқалы электронның зарядына тең болған e заряды алып өтиледі. Ұақыттың бир бирлигинде мұғдары ne көбеймесине тең болған заряд өтеді (бұл көбеймеде n - электронның ұақыт бирлигиндеги орбита бойынша айланып шығыуларының саны).

Тоқтың күши I сан мәніси бойынша ұақыт бирлиги ишинде алып өтилген зарядқа тең болғанлықтан, орбита бойынша айланатуғын электрон күши

$$I = ne$$

шамасына тең тоққа сәйкес келеді. Айланыулар саны $n = \frac{v}{2\pi r}$, буннан

$$I = \frac{v}{2\pi r} e$$

теңлигине ийе боламыз.

Жоқарыда айтылғанларға сәйкес, I тоғы өтип тұрған контурдың магнит моменти p_m ниң шамасы IS ке тең, бұл көбеймеде S - контурдың майданы.

Буннан, радиусы r ге тең болған дөңгелек орбита бойынша қозғалатуғын электронның магнит моменти

$$p_m = IS = \frac{v}{2\pi r} e \cdot \pi r^2 = \frac{1}{2} v r e \quad (2)$$

шамасына тең болады. (1)- және (2)-аңлатпаларды салыстырып, мынадай аңлатпаны аламыз:

$$p_m = \frac{1}{2} \frac{e}{m} P. \quad (3)$$

Демек, туйық орбита бойынша қозғалатуғын электронның магнит және механикалық моментлери p_m және P лер бир бири менен тиккелей байланысқан екен. (3)-формула бирликлердің электромагнитлик системасында жазылған. Егер бұл формулада аралас системаны пайдаланатуғын болсақ, атап айтқанда p_m магнит моментин $CGSM$ -бирликлерде, ал электронның зарядының массаға қатнасы болған e/m шамасын $CGSM$ -бирликлерде өлшесек (әдетте ұсындай етип алынады), онда оң тәрепте $\frac{1}{c} = \frac{1}{3 \cdot 10^{10}}$ сек/см коэффициентин киргизіу керек болады. Бундай жағдайда

$$p_m = \frac{1}{2c} \cdot \frac{e}{m} \cdot P. \quad (3a)$$

Егер атомда ямаса молекулада хәр қыйлы орбитада қозғалатуғын бир неше электрон болатуғын болса, онда айырым электронлардың механикалық моментлери P_i векторлық түрде қосынды P моментине қосылады, ал айырым электронлардың магнит моментлери p_{mi} векторлық түрде барлық атомның ямаса молекуланың қосынды магнит моменти болған P_m шамасына қосылады.

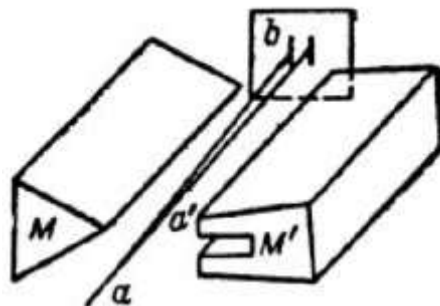
Парамагнит затлардың ишиндеги белгили магнитлик және механикалық моментлер менен байланыслы болған молекулалық тоқлардың болатуғынлығы 1915-жылы Эйнштейн және Де-Гааз тәрепинен дәлилленді. Парамагнит заттан исленген стерженди сыртқы магнит майданында магнитлегенде молекулалардың магнит моментлери майданның бағытында бұрылады. Бұл жағдай олардың механикалық моментлери P ның өзгеретуғынлығына алып келеді. Бирақ, қозғалыс мұғдарының толық механикалық моменти өзгериссиз қалатуғын болғанлықтан, стержень толығы менен кери бағыттағы қозғалыс мұғдарының моментин алыуы, яғнай айланыуға келиуи керек. Бұл құбылыс I томда тәрийипленген таза

механикалық құбылысқа ұқсас: қозғалмайтуғын орынлықта отырған адам қолы менен ұслап отырған айланып тұрған дөңгелектің көшерин бұрады, бұндай жағдайда адамның өзі айланысқа келеді.

Эйнштейннің хәм Де-Гааздың тәжірийбесінде вертикаль бағыттағы соленоидтың көшери бойлап темир стержень жиңишке сабаққа илдирилип қойылған (214-сүўрет). Соленоидтағы тоқтың бағыты өзгергенде стержень қайтадан магнитленеди хәм усының нәтийжесінде айланыў импульсин алады. Стерженнің бұрылыўы сабаққа жабыстырылған кишкене α айнасында шағылысқан жақтылық нұрларының жәрдемінде бақланған. Бұрылыў мүйешин үлкейтиў ушын резонанс принципи пайдаланылды: соленоидтағы тоқтың бағыты сабаққа илдирилип қойылған стерженнің тербелис дәўирине теңдей дәўир менен өзгертилген.



214-сүўрет. Эйнштейн хәм Де-Гааз тәжірийбесинің схемасы.



215-сүўрет. Штерн хәм Герлах тәжірийбесинің схемасы.

Стерженнің бұрылыўының бағыты электронның зарядының терис мәнисине сәйкес келеді. (3)-формуладан пайдаланып хәм магнитлик хәм механикалық моментлердің арасындағы қатнасты өлшеп, электронның зарядының оның массасына қатнасын анықлаўға болады.

Бирақ, өлшеўлердің нәтийжелери e/m ушын басқа ұсыллардың жәрдемінде алынған мәнистен айырмаға ийе мәнис алынады. Бұндай сәйкес келмеўдің себеплери ұсы параграфтың ақырында көрсетиледи.

Хәзир ғана тәрийипленген эффектке кери болған эффект те бар.

Парамагнетиктен исленген стерженди айландырғанда барлық молекулалық тоқлардың көшерлери стерженнің айланыў көшерине параллель тұрыўға умтылыўы керек. Бұл эффект механикада бақланатуғын гироскоплық эффектке ұсайды: егер зырылдаўықты айланып тұрған подставканың үстине жайластырса, онда зырылдаўықтың көшери подставканың көшерине параллель болып тұрыўға тырысады. Нәтийжеде айланғанда стерженнің магнитлениўи керек. Хәқыйкатында да, темир стерженди тез айландырғанда оның магнитленгенлигин анықлаўға болады. Солай етип, сапалық жақтан бұл құбылыс та тастыйықланады; ал санлық тәрепке келетуғын болсақ, онда бұл тәжірийбелер де Эйнштейн хәм Де-Гааз тәжірийбеси сыяқлы e/m ушын басқа ұсыллардың жәрдемінде алынған нәтийжелерден парқы бар нәтийжелерди береді.

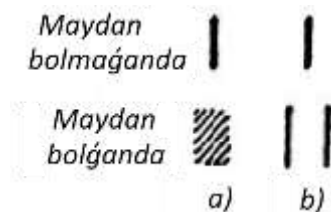
Парамагнит заттың ишинде магнитлик хәм механикалық моментлер менен байланысly болған молекулалық тоқлардың бар екенлиги 1917-дылы А.Ф.Иоффе хәм П.Л.Капица тәрепинен өткерилген тәжірийбелерде де дәлиллendi. Олар тұрақлы магнитлердің қалдық магнитленгенлигинің қыздырғанда жоғалыў фактынан пайдаланды (204-параграф). Магнитленген никель стержень жиңишке сабаққа илдирилип қойылды. Қыздырғанда молекулалардың магнит моментлеринің барлық бағытлардағы тәртипсиз

тарқалыуы орын алады. Усының салдарынан қосынды механикалық момент нөлге тең болады. Бұндай жағдайда, қозғалыс мұғдарының сақланыу нызамы бойынша стержень қозғалысқа келеді.

Атомлар менен молекулалардың магнит моментлерін тиккелей өлшеу Штерн хәм Герлах тәрепинен әмелге асырылды⁴⁵. Штерн хәм Герлах тәжірийбесинің идеясы мынадан ибарат: бір текли емес магнит майданында магнит моменти бар бөлекшеге жылыстырыушы күш тәсир етеді (197-параграфқа қараңыз). Жоқары вакуумда алынатуғын атомлық нур aa' (215-сүүрет) электромагниттің MM' полюсларының арасынан өткерилди. Атомлық нурдың бағытына перпендикуляр бағытта кескин түрдегі бір текли болмаған магнит майданының пайда болыуы үшін электромагниттің полюсларына сәйкес форма берилди. Нур b пластинкасына келип түсіп, онда жиңишке жолақ түріндегі из қалдырған. Магнит моменти p_m болған атомға тәсир ететүғын күш мынаған тең (197-параграфқа қараңыз):

$$\Delta f = p_m \left(\frac{\Delta H}{\Delta x} \right) \cos \alpha.$$

Бұл теңдікте $(\Delta H / \Delta x)$ — майданның градиенти. Солай етип, күштің шамасы Δf атомның магнит моменти p_m дан, магнит майданының бір текли емеслигинің дәрежесинен хәм p_m менен майданның градиентинің арасындағы мүйеш α дан ғәрезли екен. Биринши рет қарағанда, жыллылық қозғалысларының себебинен атомлардың магнит моментлери мүмкин болған барлық бағытларға ийе болыуы, сонлықтан хәр қыйлы атомлардың хәр қыйлы мүйешлерге бұрылыуы керек. Нәтийжеде бір текли болмаған магнит майданы арқалы өткен атомлық дәстениң созылыуы керек (216-а сүүрет). Ал, хақыйқатында тәжірийбелер басқа нәтийжелерди берди: *атомлық нур хәр қыйлы болған бир неше нурларға бөлинеді екен*. Гүмис, натрий, калий хәм басқа да силтили металлардың атомларының дәстеси симметриялы еки дәстеге ажыралады екен (216-*b* сүүретке қараңыз); ал ванадий атомлары төрт дана дәстеге, марганец атомлары алты дәстеге, ал темир атомлары тоғыз дәстеге ажыралған. Сынап, магний хәм басқа да бир қатар атомлардың дәстелери хеш қандай дәстелерге ажыралмайды екен. Бұннан, бұл элементлердің атомларының магнит моментлерине ийе емес екенлиги келип шығады.



216-сүүрет.

а) магнит майданындағы атомлық дәстениң күтилген кеңейиуі; б) гүмис атомларының дәстесинің магнит майданындағы еки дәстеге ажыралыуы.

Атомлық нурдың хәр қыйлы кескин түрде көринетуғын дәстелерге ажыралыуы сыртқы магнит майданының бағытына салыстырғанда атомлардың магнит моментлеринің қәлегенинше жайласа алмайтуғынлығын, ал магнит майданының бағытына салыстырғанда тек белгили болған мүйешлер менен ғана жайласатуғынлығын көрсетеди. Мысалы, натрий атомлары тек еки ұсыл менен жайласа алады: олардың магнит моментлери майданның бағыты бойынша ямаса майданның бағытына қарама-қарсы жайласады; ванадий атомлары бойынша майданға салыстырғанда төрт ұсыл менен бағытланады х.т.б. Бұл факттың себеби квантлық механикада түсиндириледі (III томға қараңыз).

Ауысыуларды өлшеулер барлық атомлардың магнит моментлеринің проекцияларының толық белгили болған p_0 магнит моментлеринің рационаллық бөлшек мәнисине тең екенлигин көрсетеди:

⁴⁵ 1922-жылы (Аўдарыўшылар).

$$p_m = \frac{q}{r} p_0.$$

Бұл теңдіктегі q хәм r - пүтин санлар; p_0 магнит моменти *Бор магнетоны* деп аталады. Оның мәнісі мынаған тең:

$$p_0 = 0,9272 \cdot 10^{-20} \text{ эрг/гаусс}.^{46}$$

Базы бир атомлардың магнит моментлеринің максималлық мәніслери XV кестеде келтирилген.

Бұл тәжірийбелердің нәтижелерин таллаў, атомлық спектрлердің қурылысының характери сыяқлы (III томға қараңыз) хәр бир электронның өзинің белгили болған магнит моментине ийе болатуғынлығына исендиреди. Буннан, тәбийий түрде, классикалық электродинамиканың шеклерінде мынадай гипотеза пайда болды: электрон өзинің орайы арқалы өтетуғын көшердің дөгерегінде үзликсиз түрде айланыста болады; бундай айланыўға электронның қозғалыс муғдарының моментинің турақлы мәнісі P_e сәйкес келеди (инглиз тилиндеги *spin* сөзи айланыў дегенди аңғартады). Қозғалыс муғдарының бундай мәнісі менен бир Бор магнетонына тең болған магнит моменти де байланысқан.

XV кесте

**Атомлардың магнит моментлеринің проекцияларының
максималлық мәніслери
(Бор магнетонының үлеслерінде)**

Атом	$p_{m \max}$
Водород	1
Натрий	1
Ванадий	3/5
Хром	6
Темир	6
Индий	1/3

Бирақ, бундай көргизбели гипотеза жүдә әпиўайыластырылған гипотеза болып табылады хәм, сонлықтан, квантлық механиканың электронның қәсийетлери ҳаққындағы көз-қараслары менен алмастырылды. Соның менен бир қатарда теорияның нәтижелери менен тәжірийбелердің нәтижелерин бир бирине сәйкес келтирийў ушын электронның магнитлик моменти менен механикалық моментинің арасында мынадай қатнас бар деп болжаўға тўўры келди:

$$p_m = \frac{e}{m} P_e. \quad (4)$$

Демек, меншикли моментлер ушын p_m/P_e қатнасының электронның орбиталық магнит хәм механикалық моментлеринің қатнасынан еки есе үлкен екенлиги келип шықты. Олардың арасындағы қатнас (3)-теңликтиң жәрдемінде бериледи.

Атомның (ямаса молекуланың) толық магнит моменти электронлардың туйық орбиталар бойынша қозғалыўының нәтижесінде пайда болатуғын магнит моментлери менен электронлардың меншикли магнит моментлери p_m ниң қосындысынан турады.

⁴⁶ Магнит моментлерин *эрг/гаусс* ларда өлшеў мынадай жағдайдан келип шығады: тоғы бар контурға тәсир ететуғын күшлердің моменти M мынаған тең: $M = p_m B \sin \alpha$, бул теңдикте p_m - тоқтың магнит моменти, B - майданның магнитлик индукциясы. Буннан:

$$p_m = \frac{M}{B \sin \alpha}.$$

M шамасы *дин·см* де, ал B - гаусларда өлшенетуғын болғанлықтан, p_m шамасының өлшем бирлиги $\frac{\text{дин·см}}{\text{гаусс}}$ түрінде жазылады. Бирақ, *дин·см* бирлиги эргке сәйкес келеди, буннан p_m шамасының өлшем бирлиги *эрг/гаусс* атамасын алған.

Бундай жағдайда, квантлық механиканың ызаамлары бойынша, айырым электронлық орбиталар менен электронлардың өзлеринің магнит моментлери бир бирине салыстырғанда тек белгили болған мүйешлерде бағытланған болады. Қосынды магнит хәм механикалық моментлер арасындағы байланыс (3)-формула беретугын нәтижелерге қарағанда әдеуір құрамалы болады. Бул жағдай Эйнштейн хәм Де-Гааз тәжирийбесинде алынған нәтижелер менен теорияның арасында бардай болып көринетугын қарама-қарсылықты түсиндиреди.

§ 202. Магнитлениў векторы. Орталықтың магнитлениў дәрежесин шамасы орталықтың көлем бирлигинің магнит моментине тең болған магнитлениў векторы деп аталатугын вектор менен тәрийиплеў қабыл етилген. Магнетиктің ΔV көлеминде жайласқан молекулалардың магнит моментлеринің геометриялық қосындысын $\sum \mathbf{p}_i$ арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда бир текли магнитленген магнетиктің магнитлениў векторы $\mathbf{P}$ мынадай теңликтиң жәрдеминде анықланады:

$$\mathbf{P} = \frac{\sum \mathbf{p}_i}{\Delta V}. \quad (1)$$

Егер магнетик бир текли магнитленбеген болса, онда магнитлениў векторы $\mathbf{P}$ хәр қыйлы көлемлерде хәр қыйлы мәнислерге ийе болады; бундай жағдайда берилген ноқаттағы магнитлениў деп ΔV көлеми шексиз киширейгенде (1)-аңлатпа ұмтылатугын шекке айтамыз:⁴⁷

$$\mathbf{P} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum \mathbf{p}_i}{\Delta V}. \quad (2)$$

Жоқарыда көргенимиздей, бир бөлек магнетиктің ишиндеги магнит майданының кернеўлиги сыртқы тоқлар (магнитлеўши тоқлар) пайда еткен майданның кернеўлиги $\mathbf{H}_0$ ден хәм магнитленген заттың молекулалары пайда еткен кернеўликтен қосылады. Қосынды кернеўлик болған

$$\mathbf{B} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}' \quad (3)$$

шамасын биз магнит индукциясы деп атадық.



217-сүүрет.

Магнитленген орталықтағы молекулалық тоқларды қосыў.

Майдан нолге тең болмаған кеңисликти пүтинлей толтырып тұрған бир текли магнетик болған жағдайда молекулалардың пайда еткен майданының кернеўлиги $\mathbf{H}'$ ты магнитлениў векторы $\mathbf{P}$ менен аңсат байланыстырыўға болады. Әпиўайы дара жағдай ушын ұсы байланысты табамыз. Мейли, шексиз ұзын болған соленоидтың иши бир текли магнетик пенен толтырылған болсын. Соленоид арқалы тоқ өткенде магнетик бир текли магнитленеди. Оның магнитлениўи тәртиплескен молекулалық тоқлардың бар болыўының

⁴⁷ Бул жерде хәм ұсыған ұсаған басқа да физикалық мәселелерде ΔV көлеминің шексиз киширейиўи деп айтыўымыздың шәртли екенлигин түсиниўимиз керек: шекке өткенде ΔV көлемин берилген физикалық шама (мысалы, магнитлениў) оның шеклеринде тұрақлы болып қалатугындай дәрежеде ғана киши етип аламыз, бирақ бул көлем айырым молекуланың көлемине салыстырғанда үлкен болыўы керек.

себебинен пайда болған деп есаплаймыз. Бұл молекулалық тоқтардың тегисликтери цилиндрдің көшерінің бағыты менен бағытлас болған магнитлений векторына перпендикуляр (217-сүрет). Молекулалық тоқтарды цилиндрдің кесимінде қарап, биз цилиндрдің қалыңлығында қарама-қарсы бағытланған екі тоқтың өтетұғынлығын көреміз. Олар қарама-қарсы бағыттағы магнит майданларын пайда етеді хәм олар бир бирин компенсациялайды. Тоқтар тәрәпинен пайда етилген цилиндрдің қаптал бети арқалы өтетұғын майданлар компенсацияланбайды. Бұл тоқтар соленоидтағы тоққа ұсайды хәм, сонлықтан, олар цилиндрдің ишінде кернеулиги $\mathbf{H}'$ ты 195-параграфтағы (4)-формуланың жәрдемінде есаплауға болатұғындай магнит майданын пайда етеді.

Цилиндрдің ұзынлығының бир бирлигинде өтетұғын тоқты I_0 арқалы белгилеп, ұсы I_0 шамасының тоқтың күшінің ұзынлықтың бир бирлигиндеги орамлар санына көбеймесине тең орынды ийелетұғынлығын көреміз хәм буннан

$$\mathbf{H}' = 4\pi I_0 \quad (4)$$

формуласына ийе боламыз.

I_0 менен магнитлений векторының арасындағы байланысты аңсат табыуға болады. Магнитлений векторы көлемнің бир бирлигинің магнит моментине тең. Цилиндрдің кесимінің майданын S арқалы белгилеп, ұзынлығы l болған цилиндрдің участкасының көлемінің Sl ке тең екенлигин көреміз. Демек, егер биз I_0Sl шамасына тең болған цилиндрдің участкасының магнит моментин Sl ге бөлсек, онда магнитлений векторы $\mathbf{P}$ ның мәнісін алады екенбиз, яғнай

$$\mathbf{P} = \frac{I_0Sl}{Sl} = I_0. \quad (5)$$

Солай етип, магнитлений векторы $\mathbf{P}$ сан мәнісі бойынша ұзынлықтың бир бирлигине тийісли болған молекулалық тоқтардың қосындысына тең екен. Магнитлений векторы $\mathbf{P}$ ның бағыты кернеулик $\mathbf{H}'$ тың бағыты менен бағытлас. Буннан, (4)- хәм (5)-формуларды салыстырып,

$$\mathbf{H}' = 4\pi\mathbf{P} \quad (6)$$

теңлигине ийе боламыз. $\mathbf{H}'$ тың бұл мәнісін магнит индукциясы $\mathbf{B}$ ұшын жазылған (3)-аңлатпаға қойып,

$$\mathbf{B} = \mathbf{H}_0 + 4\pi\mathbf{P} \quad (7)$$

аңлатпасын аламыз. *Ферромагнитлик емес денелер ұшын магнитлений векторы $\mathbf{P}$ ны сыртқы тоқтар пайда еткен майданның кернеулиги $\mathbf{H}_0$ ге (магнитлеуши майданға) пропорционал деп есаплауға болады:*

$$\mathbf{P} = \chi\mathbf{H}_0. \quad (8)$$

Берілген магнетикти тәрийиплейтуғын χ шамасын *магнитлений коэффициенті* ямаса *магнитлик сиңиргишлик* деп атайды.

Парамагнетиклер ұшын магнитлений векторы болған $\mathbf{P}$ векторы $\mathbf{H}_0$ векторы менен бағытлас (олар ұшын $B > H_0$) хәм, ұсыған сәйкес, χ ның мәнісі оң. Диамагнетиклер ұшын $\mathbf{P}$ пенен $\mathbf{H}_0$ қарама-қарсы бағытланған (олар ұшын $B < H_0$) хәм χ ның мәнісі теріс.

$\mathbf{P}$ ның мәнісін (8)-аңлатпа бойынша $\mathbf{H}_0$ арқалы аңлатып (7)-формулаға қойсақ,

$$\mathbf{B} = (1 + 4\pi\chi)\mathbf{H}_0 \quad (9)$$

формуласын аламыз. Тұрақлы болған $1 + 4\pi\chi$ шамасын бир μ хәрипи менен аңғартуы, яғнай

$$1 + 4\pi\chi = \mu \quad (10)$$

хәм оны *орталықтың магнит сиңиргишлиги* деп атау қабыл етилген. Парамагнит орталықтар ұшын $\mu > 1$, диамагнитлик орталықтар ұшын $\mu < 1$, ал бослық ұшын $\mu = 1$.

(9)-формуладағы $1 + 4\pi\chi$ ның орнына магнитлик сиңиргишлик μ ди қойып, мынаны аламыз:

$$\mathbf{B} = \mu\mathbf{H}_0. \quad (9a)$$

Формулы (6)-, (7)-, (8)-, (9)- хәм (9а) формулалар магнит майданы нолге тең болмаған кеңисликти толығы менен толтырып туратуғын бир текли магнетик ушын дұрыс. Ықтыярлы магнетик ушын $\mathbf{H}'$ ушын ұлыұмалық формуланы бериўге болмайды. Хәр бир айқын жағдайда $\mathbf{H}'$ шамасы барлық молекулалық тоқларды есапқа алыўдың тийкарында есапланады.

Ықтыярлы магнетик бар болған жағдайды қараймыз (яғный, бир текли емес магнетик ямаса бир текли магнетиктиң айырым бөлеклери). Бундай орталықтың хәр бир қоқатында магнитлениў коэффициентин χ , соның менен бирге магнитлик сиңиргишлик μ [(10)-формула] өзиниң мәнисине ийе. Хәзирше $\mathbf{B}$ векторын өлшеўдинң усылын қараўға тоқтамастан, биз оны белгили деп есаплаймыз.

Берилген ноқатта

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \mathbf{B} \quad (11)$$

аңлатпасы менен анықланатуғын $\mathbf{H}$ векторын киргиземиз, бул теңликте μ - орталықтың усы ноқатындағы магнитлик сиңиргишлиги. $\mathbf{H}$ векторын *берилген магнетиктеги магнит майданының кернеўлик векторы деп атаймыз*.

Егер магнетик бир текли хәм майдан нолге тең емес барлық кеңисликти толығы менен толтырып туратуғын болса, онда $\mathbf{H}$ векторының (11)-формула бойынша анықламасы менен бир қатарда (9а) формула да бар болады.

Бул формулаларды салыстырыўдан майдан нолге тең болмаған кеңисликти толығы менен толтырып туратуғын бир текли магнетиктеги магнит майданының кернеўлиги $\mathbf{H}$ тың берилген тоқлар (магнитлейтуғын) пайда ететуғын кернеўлик $\mathbf{H}_0$ ге сәйкес келетуғынлығын көриўге болады.

Ықтыярлы магнетик ушын магнит майданының $\mathbf{H}$ кернеўлик векторы $\mathbf{H}_0$ векторына сәйкес келмеўи мүмкин (203-параграфқа қараңыз).

Ықтыярлы ферромагнетик болмаған дене ушын магнитлениў векторы $\mathbf{P}$ ны магнит майданының кернеўлиги $\mathbf{H}$ пропорционал болады деп есаплаўға болады.⁴⁸

$$\mathbf{P} = \chi \mathbf{H}. \quad (12)$$

Бул теңликте χ - қарап атырылған ноқаттағы магнитлениў коэффициентин.

(10)-, (11)- хәм (12)-формулалардан

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} = \mathbf{H} + 4\pi \mathbf{P} \quad (13)$$

теңликлери келип шығады. Майдан нолге тең болмаған барлық кеңисликти толтырып туратуғын бир текли магнетик болған дара жағдайда $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0$ хәм (11)-, (12)- хәм (13)-формулалар сәйкес (9а), (8)- хәм (7)-формулаларға өтеди.

200-параграфта айтылғанларға сәйкес, $\mathbf{B}$ векторы магнетиклер бар болған жағдайдағы тоқлардың арасындағы өз-ара тәсирлесийди анықлайды; бул принципде тоқлардың арасындағы өз-ара тәсирлесий күшлериниң өзгериси бойынша магнитлик сиңиргишликти

⁴⁸ Егер магнитлениў векторы $\mathbf{P}$ қосынды магнит майданының кернеўлигине, яғный индукция векторы $\mathbf{B}$ ға пропорционал деп айтыў ақылға мүўапық келген болар еди (электростатикадағыдай). Бирақ, бир қатар тарийхий себеплерге байланысly (12)-теңликти пайдаланыў қабыл етилген.

Шын мәнисинде, усы еки көз-қарастың арасында принципиаллық айырма жоқ. Себеби (11)-аңлатпа бойынша $\mathbf{H}$ хәм $\mathbf{B}$ векторлары бир бирине пропорционал. Жоқарыда келтирилген тарийхий себеплерге байланысly электростатикадағы сәйкес формулалардың түринен бас тартыў ε хәм μ шамаларының ұқсаслығына емес, ал ε хәм $\frac{1}{\mu}$ шамаларының ұқсаслығына ғана алып келеди [егер (11)-аңлатпаның орнына $\mathbf{H} = \mu \mathbf{B}$ түриндеги аңлатпаны жазғанда не болған болар еди]. Усының менен бирге χ_e хәм χ_μ шамаларының ұқсаслығына емес, ал χ_e хәм χ_m/μ шамаларының ұқсаслығы орын алады [(12)-аңлатпаның орнына $\mathbf{P} = \chi \mathbf{B}$ деп жазғанда қалай болар еди] (207-параграфқа қараңыз).

анықлауға мүмкіншилик береді. Бірақ, әмелі жәйттен бұл ұсылды қолланыудың мүмкіншилигі жоқ. Себебі μ шамасы бірден жүде аз шамаға айрылады, сонлықтан тоқтардың арасындағы жоқарыда айтылған өз-ара тәсірлесіу жүде киші. Сонлықтан μ шамасы жанапай түрде (тұұрыдан-тұұры емес) формасы белгилі болған магнетиктің магнит моменти бойынша анықланады.

XVI кесте

Магнитлік сиңиргишликтің мәніслері
(газлер атмосфералық басымда алынған)

Парамагнит затлар		Диамагнит затлар	
Затлар	$(\mu - 1) \cdot 10^6$	Затлар	$(1 - \mu) \cdot 10^6$
Азот	0,013	Водород	0,063
Кислород	1,9	Мыс	8,8
Алюминий	23	Тас дузы	12,6
Платина	360	Висмут	176

Изертленетуғын заттан кесіп алынған кишкене шарик кернеулігі H_0 менен оның градиенти $\Delta H_0 / \Delta x$ белгилі болған күшли хәм бир теклі емес магнит майданына жайластырылады. Майданның тәсірінде зат магнитленеді. Егер P_m - оның магнит моменти болса, онда, тоғы бар контурдағы сыяқлы (197-параграфтағы 2-пунктке қараңыз), ол майданның градиентине пропорционал болған

$$f = P_m \left(\frac{\Delta H_0}{\Delta x} \right) \quad (14)$$

күшинің тәсірине ушырайды.

Шариктің магнит моменти P_m магнитлениу векторы $\mathbf{P}$ менен байланысқан болыуы мүмкін. Жұуық түрде, шариктің шеклерінде магнитлеуші майдан $\mathbf{H}_0$ ты тұрақлы деп есаплауға болады. Бундай жағдайда (шарик хәм эллипсоид ушын көрсетиу мүмкін болғандай) көлем бирлігінің магнит моментине тең болған магнитлениу векторы $\mathbf{P}$ тұрақлы болады. Демек,

$$P_m = \frac{4}{3} \pi r^3 P. \quad (15)$$

Бұл теңлікте r арқалы шариктің радиусы белгіленген. Парамагнит шарик ушын $\mathbf{P}_m$ майданның бағытында, ал диамагнит шарик ушын - $\mathbf{P}_m$ қарама-қарсы. Сонлықтан, парамагнит шарик майдан күшли областқа қарай, ал диамагнит шар болса майдан әззи болған областқа қарай тартылады.

(15)-формуланы (14)-формулаға қойып хәм магнитлениу векторы $\mathbf{P}$ ны шариктегі магнит майданының кернеулігі $\mathbf{H}$ арқалы аңлатпа [(12)-формула], мынадай формуланы аламыз:

$$f = \frac{4}{3} \pi r^3 \chi H \left(\frac{\Delta H_0}{\Delta x} \right). \quad (16)$$

Сәйкес есаплау шарик ушын

$$H = \frac{3}{2 + \mu} H_0$$

формуласының орынлы екенлігін көрсетеді.

Барлық диа- хәм парамагнит денелер ушын μ бірден жүде киші шамаға айрылатуғын болғанлықтан, жоқары дәллікте $H = H_0$ теңлігі орынланады хәм (16)-формуланың орнына мынаны жазыуға болады:

$$f = \frac{4}{3} \pi r^3 \chi H_0 \left(\frac{\Delta H_0}{\Delta x} \right). \quad (17)$$

(17)-формула χ ны шарикке тәсір ететуғын күштиң шамасы бойынша анықлауға

мүмкіншілік береді.

Магнитлениу коэффициенті χ ны хәм магнитлик сиңиргишлик μ ды анықлау үшін созылған айланыу эллипсоидын да пайдаланыуға болады. Эллипсоидтың магнит моментин теориялық жоллар менен есаплауға да болады. Сыртқы бир текли магнит майданында бундай эллипсоидқа майданның кернеулиги сызығының бойынша айландырыушы күшлердің моменти M тәсир етеди.

Бир қатар пара- хәм диамагнит затлар үшін магнитлик сиңиргишликтің мәніслери XVI кестеде келтирилген.

§ 203. Ферромагнетизм. 200-параграфта айтылып өтилгениндей, парамагнит затлардың бир қатары жүдә үлкен болған қосымша H' майданын бере алады хәм ұсыған сәйкес үлкен болған μ магнит сиңиргишликке ийе болады; бундай затларды *ферромагнит* затлар деп атайды. Ферромагнит затлардың қатарына темир, никель, кобальт, гадолиний хәм олардың қуымалары (мысалы, Fe-Ni, және Fe-Ni-Al х.т.б.), ферромагнит емес затлардың базы бир қуымалары, мысалы 61,5% *Cu*, 23,5% *Mn* хәм 15% *Al* қуымасы және марганц-висмуттың, хром-теллурдың х.т.б. қуымалары киреди.

Ферромагнитлик затлардың өзгешеликлери тек μ дың үлкен болыуы менен шекленбейди, ал мынадай қасиетлери менен байланысly: 1) ферромагнит затлар магнитлеуши майдан өзиниң тәсирин тоқтатқаннан кейин де магнитленгенлик халын сақлайды, 2) олар үшін магнитлик сиңиргишлик μ (соның менен бирге магнитлениу коэффициенті χ да) тұрақлы шама болып табылмайды, ал магнитлеуши майданның кернеулиги H_0 ден ғәрезли.

Кристаллық ферромагнетиклер, мысалы, темирдің монокристаллары, магнитлик қасиеттің анизотропиясына ийе: кристал бир бағытта екинши бағыттағыға салыстырғанда аңсат магнитленеди. Майда кристаллық структураға ийе болған тап сондай зат магнитлик қасиетлери бойынша изотроп⁴⁹.

Темирдің магнитленгенлигиниң сыртқы майданның кернеулигинен ғәрезлиги биринши рет 1872-жылы "Жумсақ темирдің магнитлениу функциясын изертлеу" атамасындағы мийнетин баспадан шығарған Москва университетиниң профессоры А.Г.Столетов тәрепинен терең изертленди. Столетовтың эксперименталлық ұсылы индукция қубылысына тийкарланған (221-параграфқа қараңыз). Бул жерде биз қатты денелер болып табылатуғын ферромагнитлердің магнит индукциясын өлшеудің басқа ұсылын қараймыз. Бизде ишине изертленетуғын ферромагнетиктен соғылған сердечник салынған тороид түриндеги соленоид бар деп болжаймыз.

Өзектиң ишиндеги толық магнит майданы соленоидтағы тоқ пайда еткен магнит майданының кернеулиги H_0 хәм молекулалық тоқлар пайда еткен майданның кернеулиги H' тың қосындысы болып табылатуғын индукция векторы B менен анықланады:

$$B = H_0 + H'.$$

Егер биз соленоидтың өзегиниң ишинде енсиз көлденең саңлақ пайда етсек (218-сүррет) хәм бул саңлақ $\mu = 1$ теңлиги орынланатуғын орталық пенен толтырылған (парамагнитлик қасиеті есапқа алынбайтуғын ҳауа менен толтырылған) болғанлықтан, бул орталықтан индукция векторы менен магнит майданының кернеулик векторы бир бирине тең болады.

Саңлаққа тийисли болған шамаларды "s" индекси менен тәрийиплеймиз. Бундай жағдайда саңлақ үшін мынаған ийе боламыз:

$$B_s = H_s \tag{1}$$

Өзектиң ишинде индукция векторы B тороидтың көшерине параллель; егер тороидтың

⁴⁹ "Майда кристаллық" термининиң орнына "поликристаллық" ямаса "унталған кристал" терминлери жийи ұшырасады (Аўдарыушылар).

ишіндегі саңлақ жүдә енсиз болса, онда (бул жағдайды биз 207-параграфта көреміз), онда бул саңлақ индукцияны сезилерликтей өзгертеди; демек, өзектің ишіндегі индукция қандай болса, саңлақ областындағы индукция да тап сондай болады:

$$\mathbf{B}_s = \mathbf{B}.$$

Буннан, (1)-қатнасқа сәйкес

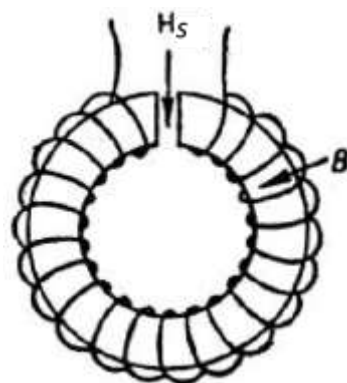
$$\mathbf{H}_s = \mathbf{B} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}',$$

яғный, саңлақтың ишіндегі кернеулік $\mathbf{H}_s$ өзектің ишіндегі индукцияға тең, басқа сөз бенен айтқанда, оның шамасы соленоидтағы тоқ тәрепинен хәм өзектің молекулалық тоқлары тәрепинен пайда етилетуғын майданлардың кернеуліклериниң қосындысы $\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}'$ қа тең.

Солай етип, магнитлениўдиң салдарынан өзек саңлақтың ишіндегі майданның кернеулигин үлкейтеди екен. Саңлақтағы кернеулік $\mathbf{H}_s$ ты өлшеп (мысалы, тоғы бар контурға тәсир етиўи бойынша), биз өзектегі индукция $\mathbf{B}$ ның мәнисин өлшеймиз.

218-сүүрет.

Саңлақтағы магнит майданының кернеулиги $\mathbf{H}_s$ тиң мәниси ферромагнетиктегі магнит индукциясы $\mathbf{B}$ ның мәнисиндей.



Ферромагнетик затлар ушын да, пара- хәм диамагнетик затлардағыдай индукция векторы $\mathbf{B}$ менен майданның кернеулиги $\mathbf{H}$ тың арасындағы байланыс 202-параграфтағы (11)-аңлатпа бойынша бериледи деп есаплаймыз:

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}. \quad (2)$$

Бул аңлапада μ арқалы ферромагнетиктің магнитлик сиңиргишлиги белгиленген.

Солай етип, магнитлик сиңиргишлик болған μ шамасын бизлер

$$\mu = \frac{B}{H} \quad (2a)$$

қатнасының жәрдемінде анықлайды екенбиз.

202-параграфтағы (10)-формула менен аңғартылатуғын μ менен магнитлениў коэффициенті χ ның арасындағы

$$\chi = \frac{\mu - 1}{4\pi}$$

түріндегі байланысты пайдаланып, магнитлениў векторы $\mathbf{P}$ ның мәнисин табамыз:

$$\mathbf{P} = \chi \mathbf{H} = \frac{\mathbf{B} - \mathbf{H}}{4\pi}. \quad (3)$$

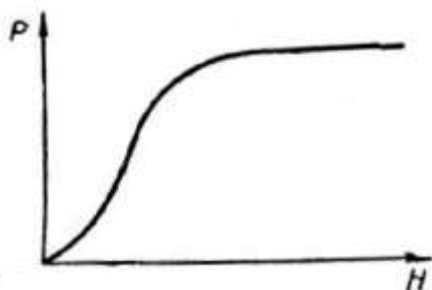
Өзек майдан тәрепинен ийеленген барлық кеңисликти әмелий жақтан ийелейтуғын болғанлықтан (өзектегі саңлақ жүдә енсиз), тороидта жайластырылған өзектегі магнит майданының кернеулиги H өзексиз тороидтағы H_0 қа тең (202-параграфқа қараңыз). Сонлықтан, соленоид болған жағдайдағыдай, оның шамасы мынаған тең:

$$H = H_0 = 4\pi I n.$$

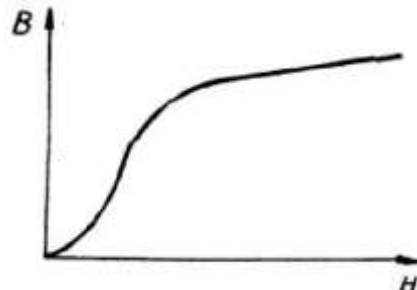
Бул теңдикте n - тороидтың ұзынлығының бир бирлигиндегі орамлар саны. Сондай жоллар менен тоқтың хәр қыйлы күшлери I ушын H тың шамаларын өлшеп хәм саңлақтағы магнит майданының кернеулиги H_s ты өлшеу бойынша B ның мәнислерин таўып [(1)-формула], ферромагнетиктегі хәр қыйлы болған H кернеуліктери ушын (ямаса магнитлеуши

майданның қар қыйлы болған H_0 кернеуліктері үшін) μ менен P лардың мәнісін табыуға болады.

Өлшеудің нәтижелерін графикалық түрде сүрөтлеуге болады. Дәслеп магнитленіудің майданның кернеулігі H тан ғарезлігіне тоқтаймыз (219-сүрөт). Биз дәслеп P магнитленгенліктің H тың өсіуі менен дәслеп кескін үлкейетуғынлығын, буннан кейін үлкейіудің киширейетуғынлығын хәм, ең ақырында, базы бир H мәнісінен кейін оның буннан былай өсіуінің P ның үлкейіуіне алып келмейтуғынлығын көреміз. Бул жағдай графиктің горизонт бағытындағы участкасына сәйкес келеди. А.Г.Столетов тәрәпинен ашылған бул қубылысты *магнитлик тойыныу* деп атайды. P ның H тан ғарезлігінің усындай характерін былайынша түсіндириуге болады: дәслеп үлкейіуші магнитлеуші майданның тәсирінде молекулалық магнит моментлерінің майданның бағытындағы бағытланыуының дәрежесі үлкейеди, бирақ, бул эффекттің үлкейіуі менен еле бағытланбаған моментлердің санлары кем-кемнен азаяды; ең ақырында, барлық молекулалық моментлер майдан бойынша бағытланған жағдайда P ның буннан былай өсіуі тоқтайды хәм тойыныу қубылысы басланады.



219-сүрөт. Ферромагнетик үшін магнитленіу векторы P ның кернеулік H тан ғарезлігі.



220-сүрөт. Ферромагнетик үшін магнит индукциясы B ның кернеулік H тан ғарезлігі.

Магнит индукциясы B ның магнитлеуші майдан $H_0 = H$ ден ғарезлігі ұқсас болған график пенен көрсетиледи. Бирақ, $B = H + H'$ теңлігі орын алатуғын болғанлықтан, бул графиктің горизонт бағытындағы участкасы болмайды. Тойынғанда H' тұрақлы болып қалады, ал B болса H тың өсіуі менен сызықты түрде өседі.

Магнит сиңиргішлік μ дың (ямаса магнитленіу коэффициенті χ ның) H тан ғарезлігі былайынша тәрийипленеди: олар дәслеп магнитлеуші майданның кернеулігінің өсіуі менен өседі, ал буннан кейін максимумға жетип, және де киширейеди. Магнитлеуші майдан H тың үлкен мәнісіндерінде μ дың мәнісі бирге, ал χ ның мәнісі нолге умтылады. 221-сүрөтте Столетовтың темирдің магнитленіу коэффициенті χ үшін майданның кернеулігі H тың функциясы сыпатындағы ийкемлігі көрсетілген. μ коэффициентінің бир шамасына умтылыуы магнитлеуші майдан H тың сондай үлкен мәнісіндерінде орын алады, бундай майданда

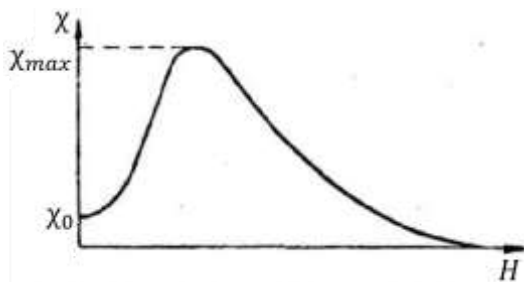
$$B = H + H'$$

аңлатпасындағы молекулалық майданның кернеулігі H' ты H қа салыстырғанда есапқа алмауға болады.

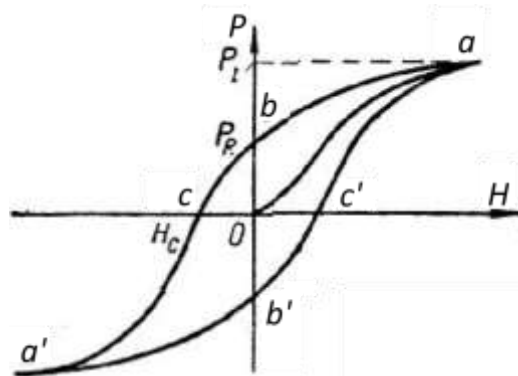
Гистерезис деп аталатуғын жағдайдың орын алыуы ферромагнетиклердің жүдә әхмийетлі өзгешелігі болып табылады. Гистерезис қубылысының мәнісі мынадан ибарат: магнитленіу P (соған сәйкес магнит индукциясы B да) тек H тың берілген моменттегі мәнісінен ғана ғарезлі емес, ал оның буннан бұрынғы мәнісінен де ғарезлі. 222 сүрөтте P ның H тан ғарезлігі келтирилген. Ийкемліктің Oa шақасы магнитленіу бирінші рет жүзеге келип атырғандағы H майданы үлкейгендегі магнитленіу P ның

үлкейіуін береді. a нокаты тойыныұға сәйкес келеді (тойыныұ өзиниң максималлық P_1 мәнисине шекем үлкейеди).

Егер, тойыныұ жүзеге келгеннен кейин майданның кернеўлиги H ни киширейтсек, онда магнитленгенлик P ның мәниси aO иймеклиги менен емес, ал жаңа ab иймеклиги менен жүреді; кери бағытта жүргендеги H тың сол мәнислерине P ның үлкен мәнислери сәйкес келеді. $H = 0$ теңлиги орынланғанда магнитлениұ жоқ болмайды, ал Ob кесиндисине сәйкес келетуғын қалдық P_R магнитленгенлик сақланады. P ның буннан былайғы киширейіуін болдырыұ ушын магнитлеұши H майданының бағытын қарама-қарсы тәрепке өзгертиұ керек. Белгили болған базы бир $H = H_c$ мәнисинде P магнитленгенлик жоғалады. Os кесиндиси менен аңғартылатуғын H_c мәниси *коэрцитивлик күш* деп аталады. H майданының кери бағытындағы майданды және де үлкейткенде, кери бағыттағы магнитлениұ пайда болады. Бул жағдайда да a' тойыныұы жүзеге келеді. Егер буннан кейин H магнит майданын үлкейеўге мәжбүрлесек, онда P ның H тан ғәрезлиги симметриялы $a'b'c'a$ иймеклигиниң жәрдемінде сүүретленеди. Бундай жағдайда гистерезис туйықланады деп айтады.



221-сүүрет. Ферромагнетик ушын магнитлениұ коэффициенти χ ның майданның кернеўлиги H тан ғәрезлиги.



222-сүүрет. Гистерезис қурығы.

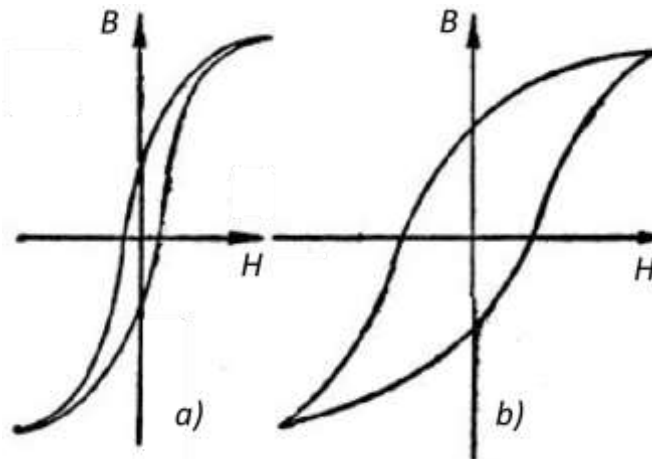
Гистерезис қубылысының орын алатуғынлығына байланыслы магнитлеұши H майданының бир мәнисине магнитленгенлик P ның хәр қыйлы мәнислери сәйкес келеді. Мысалы, $H = 0$ мынаған сәйкес келеді: 1) магнитленгенликтiң жоқ екенлигине (O нокаты); 2) Ob кесиндиси менен сүүретленетуғын магнитленгенликке (өзекти магнитленгеннен кейин орын алады); 3) Ob' кесиндиси менен сүүретленетуғын магнитленгенликке (өзекти қайтадан магнитлегеннен кейин орын алады).

Хәр қыйлы ферромагнитлик затлар хәр қыйлы гистерезис қурықларын береді. Техникалық қолланылыұы ушын гистерезистиң хәр қыйлы типлери талап етиледі. Киши коэрцитивлик күш пенен тәрийипленетуғын "жумсақ" магнитлик материаллар менен үлкен коэрцитивлик күшлер менен тәрийипленетуғын "қатты" магнитлик материалларды айырыұ қабыл етилген. Жумсақ магнитлик материаллардың қатарына жумсақ темир, кремнийли полат, темирдиң никель менен қуймасы (айрықша "пермаллой" деп аталатуғын хәм өзиниң ишине 78% Ni ди алатуғын қуйма) киреди; бундай материалларды, мысалы, трансформаторлардың өзеклерин соғыұ ушын пайдаланады. "Қатты" магнитлик материаллардың қатарына углеродлы хәм арнаұлы полатлар (мысалы, қурамында Fe, Al, Cu, Ni хәм Co болған "магнито" қуймасы). Бундай қатты материаллар тұрақлы магнитлерди соғыұ ушын пайдаланылады. 223-сүүретте "жумсақ" (a) хәм "қатты" (b) материаллар ушын гистерезис иймекликлери көрсетилген.

XVII кестеде көп ушырасатуғын бир неше жумсақ магнитлик материаллар ушын магнит

сиңиргишликтің максималлық мәнісleri болған μ_{max} лар, максималлық магнитлениў P_I шамасының хәм коэрцитивлик күш H_c ның мәнісleri келтирилген. Усының менен бирге максималлық магнитлениў ушын P_I диң 4π ге көбейтилген мәнісleri берилген. Себеби, 202-параграфтагы (7)-формула бойынша магнитлик индукция B (тиккелей өлшенетуғын шама) P менен $B = H_0 + 4\pi P$ қатнасы бойынша байланысқан.

223-сүўрет.
а) - "жумсақ" материаллар хәм б)
"қатты" материаллар ушын
гистерезис қурықлары.



XVIII кестеде базы бир әдеттеги қатты магнит материаллар ушын $4\pi P_I$ көбеймесиниң сан мәнісleri (бул көбеймеде P_I - максималлық магнитлениў), $4\pi P_R$ көбеймесиниң сан мәнісleri (P_R арқалы қалдық магнитленгенлик белгиленген) хәм H_c коэрцитивлик күштиң мәнісleri берилген.

XVII кесте

Әдеттеги "жумсақ" магнит материаллардың қәсийетleri

Зат	μ_{max}	$4\pi P_I$, гаусларда	H_c , эрстедлерде
Темир (таза)	5000	21500	1,0
Кремнийли темир	10000	20000	0,2
Пермаллой	100000	16000	0,05
Супермаллой	900000	8000	0,004

Ферромагнит денелердиң магнитлениў процесси олардың сызықлы өлшемleri менен көлеминиң өзгериси менен жүреди. Бул қубылысты магнитострикция деп атайды. Эффекттиң шамасы менен белгиси магнит майданының кернеўлигинен хәм майданның бағыты менен кристаллық көшердиң арасындағы мүйештен ғәрезли (монокристаллық денелерде). Узайыўдың мәніси үлкен емес хәм, улыўма айтқанда, дәслепки ұзынлықтың жүз мыңнан бирин қурайды.

XVIII кесте

Әдеттеги "қатты" магнит материаллардың қәсийетleri

Зат	μ_{max}	$4\pi P_I$, гаусларда	H_c , эрстедлерде
Углеродлы полат	10000	20000	42
Вольфрам полат	10500	16500	65
Кобальт полат	90000	16300	250
Магнико	12500	14000	575

§ 204 Ферромагнетизмнің тәбиғаты. Ферромагнетизм затлардың қатты фазасы менен айрықша түрде байланысly. Ферромагнит элементлердің еркін атомлары қандай да бір айрықша магниттік қасиеттерге ие емес. XV кестеден темір менен хромның магнит моментлерінің бірдей екенлігі көрініп тұр. Бірақ, темір әдеттегі ферромагниттік зат, ал хром болса әдеттегі парамагнетик. Ферромагнит емес болған затлардың ферромагнит қуымалары бар.

Парамагнетиктер жетіу мүмкін болған магнит майданларының барлығында тойынуы қалынан алыста жайласады. Бұл хәтте ең күшлі майданларда молекулалардың ориентациясы толық емес. Ферромагнетиктер болса, керісінше, тойынуы қалына жеңіл түрде жетеді.

Қалеген ферромагнетик үшін ферромагниттік қал жоғалатуың $T = \Theta$ температура бар. Бұл Θ температурасы Кюри температурасы ямаса Кюри нокаты деп аталады (усындай нокаттың бар екенлігін ашқан француз физигі П.Кюридің фамилиясы бойынша). Кюри нокатынан жоқарыдағы температураларда ферромагниттің қасиеті әдеттегі парамагниттің қасиетіндей. Әдеттегі парамагнетиктердің магнитленіу коэффициенті χ температураға байланысly

$$\chi = \frac{C}{T}$$

нызамы бойынша өзгереді. Бұл теңлікте C - берілген зат үшін тұрақлы шама (Кюри тұрақлысы). Ал ферромагниттер үшін Кюри нокатынан жоқары температураларда:

$$\chi = \frac{C}{T - \Theta}.$$

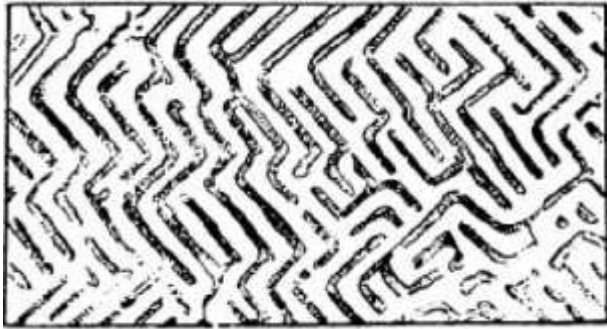
Таза темір хәм никель үшін Кюри нокаты сәйкес 768°C хәм 365°C шамаларына тең; бұл температуралар көрсетілген затлардың балқыу температураларынан әдеуір төмен (темір үшін балқыу температурасы 1530°C). Кюри нокатында тек денелердің магнитленгенлігі ғана жоғалып қоймайды, ал олардың бір қатар қасиеттеріндегі аномалиялар бақланады (мысалы жыллылық сыйымлығының, электр өткізгішліктің хәм басқа да қасиеттердің аномалиялары); магнитострикция жоғалады. Кюри нокатының бар екенлігін көрсететуың ферромагнетизмнің ең әпиуайы теориясы Вейс тәрепинен іслеп шығылды.

1892-жылы рус физигі Б.Л.Розинг биринши болып денелердің ферромагниттік қасиеттерін түсіндіріуге тырысты. Ол ферромагнетиктердің ишінде қосымша "молекулалық магнит майданлары" бар деп болжады. Оның болжауы бойынша, қосымша майданлар ферромагнетиктің магнитленген киши областларында өзіннен-өзі пайда болады. Сыртқы майдан болмаған жағдайда айырым ұсындай областлардың магнитленіу векторлары тәртіпсіз түрде бағытланған хәм олар бір бирин компенсациялайды. Сыртқы майдан болған жағдайда векторлар бір бирин күшейтетуындай болып бұрылады хәм қосымша майданды береді. Бұл гипотеза кейинирек (1907-жылы) Вейс тәрепинен рауажландырылды. Хәзиргі уақытлардағы көз-қараслар бойынша ферромагнетиктерде өз-өзіннен ("спонтан" түрде) тойынғанға шекем магнитленген үлкен болмаған областлар (доменлер) болады. Сыртқы магнит майданы болмаған жағдайда бұл "өз-өзіннен магнитленген областлар" тәртіпсіз магнитленген, ұсының салдарынан дене орташа магнитленбеген. Сыртқы майдан айырым молекулалардың бағытын өзгертпейді, ал "өз-өзіннен магнитленген областлар" ды өзгертеді. Нәтижеде, ферромагнетикте тойынғанға шекемгі күшлі магнитленіуді пайда ете алады. Н.С.Акулов пенен М.В.Дехтяр тегісденген бетке себилген магнит порошоктың жәрдемінде магнитсіздендірілген ферромагнетиктің өзіннен өзі магнитленген областларының шегараларын айқынластыратуың фигураларды алды (224-сүрөт).

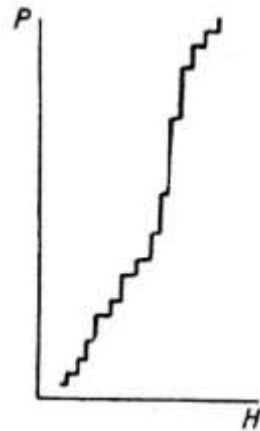
Өз-өзіннен магнитленген областлардың бар екенлігі әззи майданлардағы

магнитлениў иймеклигиниң секирмели жүриси бойынша да дәлиллениди. Сыртқы майдан әстелик пенен өскенде ферромагнетиктиң кескин көтерилюи областындағы магнитлениўи секирмели түрде үлкейеди (225-сүўрет). Бул айырым областлардың магнитленгенлигиниң бағытының өзгериўи менен жүзеге келеди. В.К.Аркадьев магнитлениўдиң секирмели түрде өзгеретуғынлығын анықлайтуғын акустикалық усылды ислеп шықты.

Өз бетинше магнитленген областлардың бар болыўы көз-қарасы менен гистерезис қубылысын улыўма түрде айырым областлардың ориентацияларын өзгертиўге кесент беретуғын өзинше "сүйкелис" пенен түсиндириўге болады. Магнитлеўши майданның тәсири тоқтағаннан кейин усындай сүйкелистиң ақыбетинде өз бетинше магнитленген областлардың базы бир ориентациясы сақланады. Өз бетинше магнитленген областлардың толық тәртипсиз тарқалыўына "коэрцитивлик күш" кесент береді. Усы күштиң тәсирин жоғалтыў ушын кери бағыттағы магнит майданын түсирип, соның салдарынан затты магнитсизлендириўге болады.



224-сүўрет. Магнитлениў областлары.



225-сүўрет. Ферромагнетиктиң магнитленгенлигиниң секирмели өсиўи.

Бул көз-қарастың дурыслығы ферромагнитлерди силкиўдиң салдарынан магнитленгенликтиң жоғалыўы менен тастыйықланады. Соның менен бирге қалдық магнитлениў, жоқарыда айтылып өтилгениндей, қыздырыўдың салдарынан жоғалады (Кюри ноқатында).

Магнитленген областлардың бағытларының өзгериўине кесент беретуғын "сүйкелистиң" болыўы ферромагнетиклердиң қасийетлериниң өзгермели магнит майданындағы жийиликтен ғәрезли болатуғынлығына алып келеди. Бул ғәрезлик В.К.Аркадьев хәм ол басқарған хызметкерлер топары тәрөпинен қысқа электромагнит толқынлар диапазонына шекемги жийиликлер ушын терең үйренилди. 10^{10} гц хәм оннан да жоқары жийиликлерде μ жийиликтен ғәрезли болыўын тоқтатады хәм бирге тең болады.

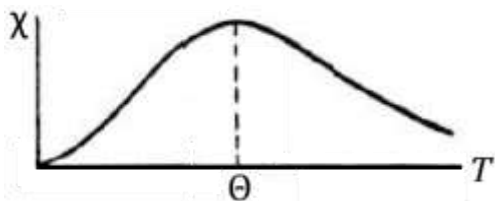
Ферромагнетизмниң тәбияты тийкарынан атомлық физиканың раўажланыўы менен анықланды. 1927-жылы Я.Г.Дорфман ферромагнит денелердеги тез қозғалатуғын электронлардың (β -нурларының) аўысыўын изертлеў бойынша өткерилген тәжирийбелерде электронлардың атомның ишиндеги қозғалысларының салдарынан пайда болған магнитлик өз-ара тәсирлесиў күшлериниң өз-өзинен магнитлениўге алып келе алмайтуғынлығын көрсетти. 1928-жылы Я.И.Френкель биринши болып өз-өзинен магнитлениўдиң квантлық механикада қаралатуғын "алмасыў күшлериниң" бар болыўының салдарынан жүзеге келетуғынлығын атап өтти. Белгили болған шараятларда электронлардың меншикли магнит моментлерин бир бирине параллель етип услап турады хәм бундай жағдай өз-өзинен магнитленген областлардың пайда болыўына алып келеди.

Бұл идея Гейзенберг тәрепинен майда-шүйдесине шекем ислеп шығылды.

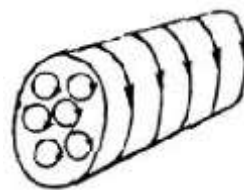
Солай етип, ферромагнитлик қубылыстарды электронлардың меншикли магнит моментлерин есапқа алған қалда квантлық механиканың тийкарында түсиниўге болатуғынлығы анықланды.

Ферромагнитлик қасийетлер заттың кристаллық структурасы менен тығыз байланысқан болып шықты. Айқын материаллардың магнитлениў ийемкликлери (гистерезис қурықлары) олардың майда кристаллық структурасынан ғәрезли хәм сыртқы тәсирлерге байланыслы өзгереді (мысалы, қыздырыў арқалы қайта ислеўден, созыўдан ҳ.т.б.). Гистерезис қубылысының өзи қурамалы тәбиятқа ийе хәм белгили бир дәрежеде өз-өзинен магнитленген областлардың арасындағы шегаралардың жылысыўы менен де байланыслы.

Хәзирги заман техникасында *ферритлер* деп аталатуғын магнитлик затлар үлкен әҳмийетке ийе. Олар мынадай химиялық бирикпелер болып табылады: $MeO \cdot Fe_2O_3$, бұл формулада Me арқалы $Mn, Co, Ni, Cu, Mg, Zn, Cd$ металлларының бири (ямаса екеўи) белгиленген; мысалы $CuO \cdot Fe_2O_3$ ямаса $NiOZnO \cdot Fe_2O_3$ ҳ.т.б. Ферритлер жумсақ ферромагнетиклер болып табылады. Усының менен бирге, олар өзлериниң электрлик қасийетлери бойынша шама менен $10^2 - 10^8$ ом·см омлық қарсылыққа ийе ярым өткізгішлер болып табылады. Бұл жағдай ферритлерди электротехникада пайдаланғанда жүдә әҳмийетли. Себеби оларда зыянлы қуыйн тәризли тоқлар пайда болмайды (Фуко тоқлары, 231-параграфқа қараңыз). Ферритлерден трансформаторлардың өзеклерин, индукциялық катушкалардың стерженлерин ҳ.т.б. соғады.



226-сүўрет. Антиферромагнетик ушын магнитлениў коэффициенти χ ның температурадан ғәрезлиги.



227-сүўрет. Турақлы магниттеги ампер тоқлары.

Магнетиклердиң айрықша болған түрлериниң қатарына антиферромагнетиклер деп аталатуғын затлар киреди. Берилген ферромагнетик ушын анықланған Θ температурасынан жоқары болған T температураларында антиферромагнетик әдеттеги парамагнетикке айланады, олардың магнитлениў коэффициенти χ температура T ның төменлеўи менен төменлейди хәм $T \rightarrow 0$ болған жағдайда нолге тең болады (226-сүўрет). Θ температурасы төменги температуралар областында жатады (шама менен 20 - 30 К хәм төмен). Антиферромагнетиклерге мысал сыпатында $CoCl_2$, $CrCl_3$, Cr_2O_3 хәм басқаларды көрсетиўге болады.

Тек квантлық механиканың тийкарында ғана антиферромагнетиклердиң қасийетлерин теориялық жақтан түсиндириў мүмкин.

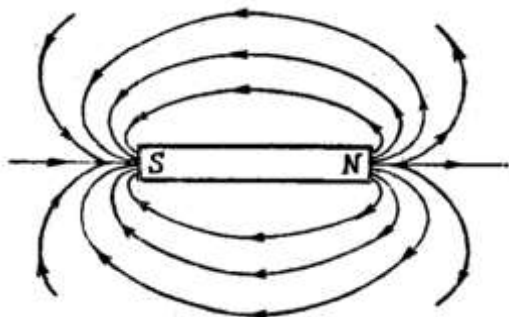
§ 205. Турақлы магнитлер. Ферромагнит затларда қалдық магнитлениўге ийе болыў мүмкиншилиги олардан *турақлы магнитлерди* алыўға мүмкиншилик береді. Турақлы магнитлер қандай да бир сыртқы дереклердиң тәсиринде пайда болған электр тоқлары болмаған жағдайларда қоршаған орталықта магнит майданын пайда етеді.

Турақлы магнитлер үлкен қалдық магнитлениўге хәм үлкен коэрцитивлик күшке ийе болған ферромагнитклерден соғылады ("қатты" полатлар).

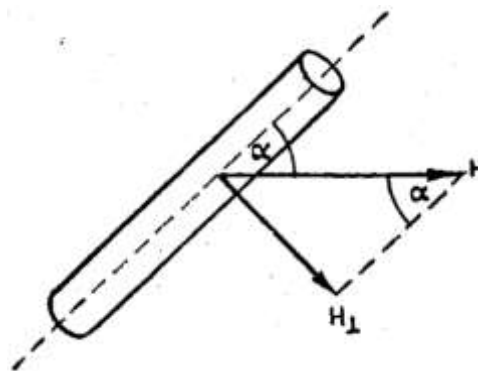
Ферромагнит денелердеги қалдық магнитлениў спонтан магнитлениў областларының сақланыўы менен байланыслы. Бизлер буннан алдыңғы параграфта спонтан магнитлениў

областларының өзлеринің электронлардың меншикли магнит моментлери менен байланысly екенлигин көрсетіуіге болатуғынлығын айтқан едик. Бирақ, қалдық магнетизмнің қасиетлерин сапалы түрде түсиндириу үшін тек ғана электронлардың қозғалысын хәм ұсындай қозғалыстың салдарынан пайда болатуғын молекулалық тоқларды қарауға болады. Бундай жағдайда қалдық магнитлениуді молекулалық тоқлардың сақланатуғын бағыты менен байланысly деп есаплауға болады. Усының салдарынан қосынды молекулалық тоқ орташа нолге тең болмайды хәм ол магнит майданын пайда етеди. 227-сүүретте түүры магниттің кесе-кесими көрсетилген. 202-параграфтағыдай таллау өткерип, биз магниттің ишинде молекулалық тоқлар бир бирин компенсациялайды деп есаплай аламыз. Бирақ, оның бетинде компенсацияланбаған қосынды тоқ қалады (молекулалық тоқ). Бұл тоқ магниттің бети бойынша ағады хәм, солай етип, түүры *магниттің соленоид пенен уқсаслығын пайда етеди*.

Түүры хәм узын турақлы магниттің майданының магнитлик кернеулигинің сызықлары соленоидтың сыртындағы кернеулик сызықларына ұсайды (228-сүүрет). Магнит пенен соленоидтың арасындағы айырма мыналардан ибарат: соленоидта кернеулик сызықлары бойынша жүре аламыз хәм хәр бир сызықтың туйық иймекликти пайда ететуғынлығына көз жеткеремиз. Турақлы магнитте магниттің денесинің ишиндеги кернеулик сызықларының жүрисин биз тиккелей анықлай алмаймыз. Бизге кернеулик сызықларының магниттің арқа полюсы деп аталатуғын ұшынан шығып, түслик полюс деп аталатуғын ұшында киретуғындай болып көринеди. Түүры магнитке мысал ретинде стрелка түриндеги магнитті көрсетіуіге болады (магнитлик стрелка).



228-сүүрет. Түүры турақлы магниттің кернеулик сызықлары.



229-сүүрет. Магниттің көшерине перпендикуляр болған майданның кернеулиги H тың құраушысы.

Түүры магнит бир текли магнит майданы тәрeпинен бағытлаушы тәсирди сезеди, бұл тәсир магнитті магнит кернеулиги H тың сызықларының бағытына параллель етип жайластырууға тырысады. Магнит кернеулик сызықлары бағытында жайласқанда оған тәсир ететуғын күшлердің моменти нолге тең болады ($M = 0$); магнит кернеулик сызықларына перпендикуляр жайласқан жағдайда күшлердің моменти M максималлық мәнісине жетеди.

Буннан, M моментинің майданның кернеулиги H тың магниттің көшерине перпендикуляр болған құраушысы тәрeпинен пайда етилетуғынлығын болжау тәбийй:

$$M = p \cdot H_{\perp}.$$

Бұл теңдикте p - магниттің өзинің қасиетлеринен ғәрезли болған шама. 229-сүүреттен мынаған ийе боламыз: $H_{\perp} = H \sin \alpha$, бұл теңдикте α - магниттің көшери менен майданның бағытының арасындағы мүйеш; Буннан

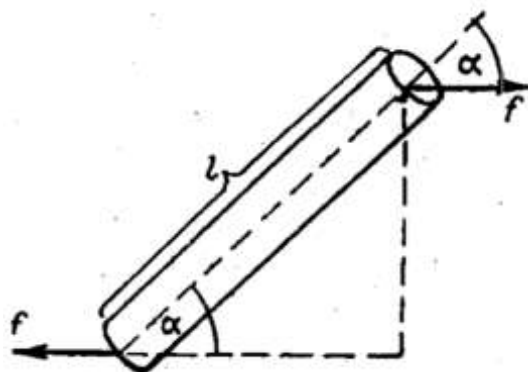
$$M = pH \sin \alpha \quad (1)$$

теңлигине ийе боламыз. Бұл аңлатпаны соленоидқа тәсир ететұғын M моменти үшін арналған формула менен салыстырсақ (192-параграф), онда олардың толық ұқсаслығын көреміз. p шамасы магниттің *магнит моменти деп аталады*.

Солай етип, жоқарыда айтылғанларды жүймақлап, биз сыртқы магнит майданы тәрепинен тоқ өтип тұрған контурға, соленоидқа ямаса магнит стрелкасына тәсир ететұғын күшлердің жұбының моментинің бир (1)-формула менен аңлатылады деп айта аламыз. Тоқ өтип тұрған контур, бирдей p магнит моментлерине ийе болған соленоид хәм магнит стрелкасы берилген майданда бирдей бағытлаушы тәсирге ушырайды. Тоқ өтип тұрған контур болған жағдайда оның магнит моменти ұсы контурдан өтип тұрған тоқтың күши I хәм S майдан менен анықланады; магниттің p магнит моменти оның индивидуаллық қасиетлеринен - оның өлшемлеринен хәм "магнитленгенлик дәрежеси бойынша анықланады.

Сыртқы магнит майданында жайласқан магнитке тәсир ететұғын күшлер оның барлық элементлерине түседі. Егер магнит стрелкасын екиге бөлсек, онда оның хәр бир бөлими сыртқы магнит майданында бағытлаушы тәсирге ушырайды. Бирақ, бир қатар мәселелерди қарағанда бұл күшлерди локализациялау қолайлы. Бундай локализация мынадай пикирлеулердің тийкарында мүмкин. Қос күшлердің моментинің ұсы қос күшти пайда ететұғын күшлердің биреуі болған f тиң қос күштиң ийини болған l шамасына көбеймесине тең. Соның менен бирге бирдей M моментин пайда ете алатұғын барлық жұптар үшін fl шамалары бирдей, өзинің тәсири бойынша эквивалент. Сонлықтан, магниттің барлық элементлерине түсірилген барлық күшлер өзинің қосынды моменти бойынша оның ушларына түсетұғын шамалары бирдей болған f күшлерине эквивалент. Егер бұл күшлер олардың моменти магнитке хақықатында тәсир ететұғын күшлерге тең етип сайлап алынатұғын болса, онда олардың бири майданның бағытында, ал екіншиси майданға қарама-қарсы жайласады (230-сүүрет).

230-сүүрет.
Магнитке тәсир ететұғын күшлердің
моментин анықлауға.



Солай етип, биз формаллық жақтан магнит майданы тәрепинен магнитке оның ушларына еки f күши тәсир етеді деп есаплай аламыз. 230-сүүретте f қос күшлеринің ийининің $l \sin \alpha$ шамасына тең екенлигин көреміз. Бұл аңлатпада l - магниттің ұзынлығы; буннан олардың моментинің $M = fl \sin \alpha$ шамасына тең болады. Бұл моментке (1)-формула бойынша магнит майданы тәрепинен магнитке тәсир ететұғын күшлердің моментин теңлестирсек, мынадай теңликти аламыз:

$$fl \sin \alpha = pH \sin \alpha.$$

Буннан

$$fl = pH. \quad (2)$$

теңлигине ийе боламыз.

Буннан кейин, магниттің магнит моменти p менен электр диполинің моменти p_q дың арасындағы базы бир аналогияны (ұқсаслықты) көрсете аламыз. Бұл аналогия мынадай

жағдайдан келип шығады: түйреуіс және ұзын магнит өзінен жеткілікті дәрежеде қашықтағы нүктеде майданының кернеуі өзінің магнит моментіне пропорционал және оған шамамен қашықтықтың кубына кері пропорционал болған диполь пайда еткендей майданның кернеуі пайда етеді. Бірақ, ұсындай жағдайға қарамастан, бұндай аналогия тек сыртқы және рәсімдік характерге иіе. Бірақ, сонда да бір қатар жағдайларда есептеулерді аңсаттастыратуының баяндалысы бұл аналогия пайдаланылады. 124-параграфта биз электр диполинің моментінің екі дененің біреуінің заряды q дың олардың арасындағы қашықтыққа көбеймесіне тең екенлігін көрдік:

$$p_q = ql.$$

Формаллық жақтан биз жақыйқатында магнит зарядларының жоқ екенлігін билсек те, магниттің моменті p ны оның ұзындығы l дің ойымыздағы магнит заряды m нің (ямаса, әдетте магниттік массаға) көбеймесіне тең деп есептей аламыз. Бұндай жағдайда магнит заряды қатнастыруын мынадай формуланы жазуымыз керек:

$$p = ml. \quad (3)$$

Ойымыздағы ұсындай магниттік массалардың тұрған орынларын полюстер деп атау қабыл етілген. (3)-теңлікке сәйкес, полюстер магниттің ұшларында жайласқан. (3)-теңлік бойынша полюсте жайласқан магнит массасы мынаған тең

$$m = \frac{p}{l} = p_0. \quad (4)$$

Бұл теңлікте p_0 - магниттің ұзындығының бір бірлігіне тийіс болған магнит моменті. (2)- және (3)-теңліктерден

$$fl = mHl$$

және, бұнан

$$f = mH, \quad (5)$$

теңлігіне иіе боламыз. Демек, ойымыздағы магниттің магнит полюсіне сан мәні бойынша полюсте жайласқан магнит массасы m нің сыртқы магнит майданының кернеуі H тың көбеймесіне тең күш тәсір етеді. Кернеуі векторы $\mathbf{H}$ тәріпке қарай бұрылатуын магниттің ұшын "арқа", ал, қарама-қарсы тәріпке қарай бұрылатуын ұшты "түсік" полюс деп атаймыз. Егер "арқа полюсте" жайласқан магниттік масса m ді оң, ал "түсік полюсте" жайласқан магниттік массаны теріс деп есептесек, онда (5)-теңлікті векторлық түрде жазуға болады:

$$\mathbf{f} = m\mathbf{H}. \quad (5a)$$

Магниттік масса m ге тәсір ететұғын күш f ті қирғизіу көп мәселелерді таллауды әпідайыластырады (мысалы магнит стрелкаларының бағыты және тартылуы мәселелері). Бұнан, жақыйқатында да тәбиятта магниттік массалар болмаса да, магнетизм жаққындағы тәліматтағы магниттік масса жаққындағы түсініктің басы бір дәрежеде сақланыуының себебі ұсының менен түсіндіріледі. Бір теклі магнит майданында f күштері стрелканы майданның бағытында жайластыруға ұмтылады. Егер стрелка көшерінің бағыты магнит майданларының бағыты менен бағытлас етіп жайластырылған болса, онда стрелкаға тәсір ететұғын күшлердің жұбының моменті нөлге тең - стрелка тең салмақтық қалында жайласады. Бірақ, егер түсік полюстан арқа полюсқа қараған бағыт магнит майданларының бағытына сәйкес келсе, онда бұл тең салмақтық орнықты болады; жақыйқатында да, бұл жағдайда стрелканы тең салмақтық қалынан шығарған жағдайда пайда болған күшлердің жұбы стрелканы дәслепкі қалына қайтарыуға тырысады (231а сүрет). Керісінше, егер стрелка майданға параллель жайласқан болса, онда түсік полюстан арқа полюсқа қараған бағыт майданның бағытына қарама-қарсы, сонлықтан оны тең салмақтық қалдан шығарғанда стрелканы оннан да бетер бұруға тырысатуын күшлер пайда болады (231б сүрет).

Көрінп тұрғанындай, бір теклі магнит майданында магнит стрелкасына (соленоид

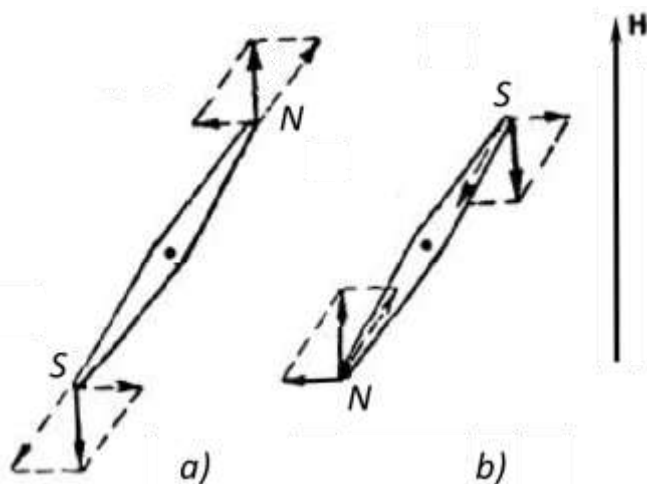
пенен тоғы бар контурға да) тек қос күшлер тәсир етеді. Магнит стрелкасы майдан бағытында жайласыу үшін бұрылыуға ұмтылады. Егер магнит майданы бир текли болмаса, онда стрелкаға қос күшлерден басқа тоғы бар рамкаға бир текли емес майданда тәсир ететұғын күш сыяқлы оны илгерилемели қозғалыуға мәжбүрлейтұғын күш те тәсир етеді. Мейли, магнит стрелкасы сыртқы магнит майданының кернеулигиниң бағытына салыстырғанда α мүйешине бұрылған болсын (232-сүўрет). Әпиұайылық ушын, майданның кернеулиги майданның өзиниң бағытына сәйкес келетұғын бағытта өзгереді деп болжайық. Мейли, стрелканың түслик полюсы жайласқан орындағы майданның кернеулиги H қа тең болсын; бундай жағдайда стрелканың арқа полюсы жайласқан орындағы майданның кернеулиги $H' = H + \left(\frac{\Delta H}{\Delta x}\right)x$ шамасына тең болады. Бұл аңлатпада $\left(\frac{\Delta H}{\Delta x}\right)$ шамасы майданның градиенти болып табылады. Усыған сәйкес, стрелканың полюсларына тәсир ететұғын күш мынаған тең болады:

$$f_S = mH, f_N = mH + m\left(\frac{\Delta H}{\Delta x}\right)x.$$

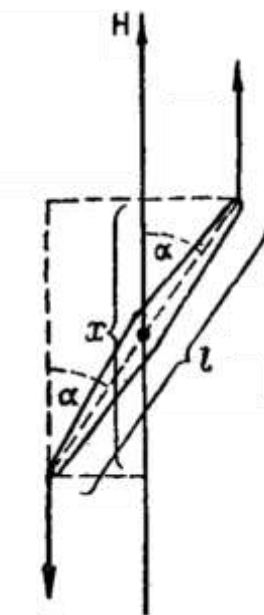
Мейли, $f_N > f_S$ теңлиги орынлы болсын. Бундай жағдайда стрелкаға моменти $M = f_S l \cdot \sin \alpha = pH \sin \alpha$ шамасына тең күшлердиң моменти (бұл аңлатпада $p = ml$ - стрелканың магнит моменти) хәм

$$\Delta f = f_N - f_S = m\left(\frac{\Delta H}{\Delta x}\right)x$$

шамасына тең күш тәсир етеді.



231-сүўрет. Сыртқы магнит майданында магнит стрелкасына тәсир ететұғын күшлердиң жұбы.



232-сүўрет. Бир текли емес магнит майданындағы магнит стрелкасына тәсир ететұғын күш.

232-сүўретте көринип тұрғанындай, $x = l \cos \alpha$, буннан

$$f_S = ml\left(\frac{\Delta H}{\Delta x}\right) \cos \alpha$$

ямаса

$$\Delta f = p\left(\frac{\Delta H}{\Delta x}\right) \cos \alpha \quad (6)$$

теңликлерине ийе боламыз.

Солай етип, бир текли болмаған магнит майданында стрелкаға оның магнит моменти

p ға, майданның градиенти болған ($\Delta H/\Delta x$) шамасына пропорционал хәм α мүйешинің косинусынан ғәрезли болған күш тәсир етеди.

Усы ўақытқа шекем алынған усы параграфтың барлық нәтийжелеринің тек бослықта жайласқан турақлы магнит ушын ғана емес, ал *магнитиктиң ишине жайластырылған магнит ушын да дурыс*. Бундай жағдайда барлық формулаларда H жазылғанда магнит жайласқан орындағы *магнетиктеги магнит майданының кернеўлигин нәзерде тутыў керек*. Бул жағдайға түсиник 209-параграфта бериледи.

Бир текли болмаған майданға жайластырылған магнитке ямаса соленоидқа тәсир ететүғын күш магнитлердиң хәм соленоидлардың өз-ара тартысыўын ямаса ийтерисиўын түсиндиреди. Бир текли магнит майданында магнит (ямаса соленоидқа) тек бағдарлаўшы тәсирди сезеди. Егер еки магнитти (ямаса соленоидты) бир бирине жақын жайластырсақ, онда олардың хәр қайсысы екіншисиниң бир текли болмаған магнит майданында жайласады хәм усыған сәйкес, оған күшлердиң жұбынан басқа майданның қайсы бағытта үлкейетуғынлығына байланысly тартысыў ямаса ийтерисиў күши де тәсир етеди.

Магниттиң (ямаса соленоидтың) темирдиң бөлеклерин тартыўы усылайынша түсиндириледи. Бул бөлекшелер ең дәслеп майданда магнитленеди, ал буннан кейин магниттиң (ямаса соленоидтың) қасындағы магнит майданының бир текли емес екенлигине байланысly илгерилемели қозғала баслайды.

§ 206. Магнит индукциясының векторының сызықлары. Магнит индукциясы векторы менен магнит кернеўлигиниң векторының циркуляциясы. Шегаралық шәртлер. Бизлердиң бослық ушын магнит майданының кернеўлигиниң сызықларын киргизгенимиздей, улыўма жағдайда *магнит индукциясының сызықларын* киргиземиз. Магнит индукциясы сызығы дегенде хәр бир ноқатында жүргизилген урынба усы ноқаттағы индукция векторы $\mathbf{B}$ ның бағыты менен сәйкес келетуғын сызықты түсинемиз.

Индукция векторының бағытына нормаль бағытланған беттиң бир бирлиги арқалы сан мәниси бойынша усы беттиң шеклериндеги магнит индукциясына тең индукция сызықларын өткеремиз. Индукция сызықларының оған нормаль болған ΔS_0 элементар майдан арқалы өтетүғын толық саны усы бет арқалы өтетүғын магнит индукциясының $\Delta\Phi$ элементар ағысын анықлайды:

$$\Delta\Phi = B\Delta S_0. \quad (1)$$

Ықтыярлы түрде бағытланған ΔS элементар бет болған жағдайда усы бет арқалы өтетүғын индукцияның ағысы $\Delta\Phi$ мынадай теңликтиң жәрдемінде анықланады:

$$\Delta\Phi = B\Delta S \cos \alpha = B_n \Delta S. \quad (2)$$

Бул теңликте α арқалы индукция векторы $\mathbf{B}$ менен ΔS бетине түсирилген нормаль $\mathbf{n}$ ниң арасындағы мүйеш, ал B_n арқалы $\mathbf{B}$ ның ΔS ке нормаль бағытқа түсирилген құраўшысы белгиленген.

(2)-қатнас бойынша индукцияның $\Delta\Phi$ ағысының ΔS_0 бети арқалы өтетүғын элементар ағысының шамасы $\mathbf{B}$ индукция векторының сызықлары $\mathbf{n}$ нормалдың сайлап алынған бағыты менен сүйир ямаса доғал α мүйешин жасайтуғынлығына байланысly оң да терис те болыўы мүмкин. Шекли бет арқалы өтетүғын индукцияның толық ағысы Φ беттиң барлық элементлери арқалы өтетүғын элементар ағыслардың алгебралық суммасына тең, яғный

$$\Phi = \sum \Delta\Phi = \sum B_n \Delta S. \quad (3)$$

Егер бет туйық болса, онда нормалдың оң бағыты сыпатында көлемнен шығатуғын сыртқы нормалдың бағыты қабыл етиледи; демек, берилген бет пенен шекленген көлемнен шығатуғын сызықлар оң ағысты, ал, көлемге киретуғын сызықлары терис ағысты береди.

Тәжирийбелер магнит индукциясы сызықларының барлық ўақытта туйық екенлигин

көрсетеді; демек, қалеген түйік бет үшін индукцияның киретуғын хәм шығатуғын сызықларының толық саны нолге тең; буннан қалеген түйік бет үшін магнит индукциясының толық ағысының нолге тең болатуғынлығы алынады:

$$\Phi = 0. \quad (4)$$

Бул электростатикадағы көлемнің ишинде зарядлар болмаған жағдай үшін Остроградский-Гаусс теоремасына ұқсас (126-параграфқа қараңыз) хәм хеш қандай хақыйқый магнит зарядларының жоқ екенлиги фактына сәйкес келеді.

192-параграфта биз бослықтағы магнит майданында барлық ўақытта $\operatorname{div} \mathbf{H} = 0$ шәртинің орынланатуғынлығын көрсеттик. Магнетиклер болған жағдайда индукция векторы $\mathbf{B}$ ның түйік бет арқалы ағысы нолге тең:

$$\int_S B_n dS = 0.$$

Буннан, магнит майданының барлық ўақытта

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0 \quad (4a)$$

шәртин қанаатландыратуғынлығы келип шығады.

Индукция ағысын өлшеўдің бирликлери индукция менен беттің майданының бирликлерин сайлап алыўдан ғәрезли. Егер *CGSM*-системасын пайдалансақ, яғный индукцияны гауссларда, ал беттің майданын квадрат сантиметрлерде өлшесек, онда ағыс *максвеллер* деп аталатуғын бирликте алынады; солай етип, ағыстың *CGSM*-бирлиги индукция сызықларына перпендикуляр қойылған 1 см^2 бет арқалы индукциясы 1 гс болған тең өлшеўли магнит майданының индукция сызықларының ағысына тең.

$\mathbf{B}$ векторының циркуляциясын қараймыз. 198-параграфта ықтыярлы контур бойынша магнит кернеўлиги векторының циркуляциясының $4\pi I$ ге тең екенлиги көрсетилди, бул көбеймеде I - контур тәрәпинен өзинің ишине алынатуғын тоқтың күши. Магнетикте макроскопиялық хәм микроскопиялық тоқлар тәрәпинен пайда етилетуғын толық магнит майданының кернеўлигинің $\mathbf{B}$ векторы менен аңлатылатуғынлығы көрсетилди. Демек, $\mathbf{B}$ векторының циркуляциясы $4\pi(I + I_M)$ шамасына тең, бул аңлатпада I хәм I_M контур тәрәпинен өзинің ишине алынатуғын макроскопиялық хәм микроскопиялық тоқлардың күшлерин аңғартады:

$$\sum B_l \Delta l = 4\pi(I + I_M). \quad (5)$$

Молекулалық I_M тоғын есаплаймыз. Контурдың ишинде өлетуғын компенсацияланбаған тоқтың молекулалық тоқлары контурдың сызықлары менен кесилисетуғын молекулалар тәрәпинен пайда етилетуғынлығы өз-өзинен түсиникли. Контурдың Δl элементи менен кесилисетуғын қандай молекулалық тоқларының компенсацияланбайтуғын тоқлардың пайда етилетуғынлығын қараймыз. Молекулалық тоқларды күши i ге тең болған хәм S шамасына тең контур менен орап алынған майданға ийе деп көз алдымызға елеслетемиз. Бундай молекулалық тоққа сан мәниси iS ке тең магнит моменти p_m сәйкес келеді; p_m моментинің бағыты контурдың элементи Δl менен α мүйешин жасайды (233-сүўрет). Әлбетте, Δl элементи орайлары ұлтаны S хәм жасаўшысы Δl ге тең болған цилиндрдің ишиндеги молекулалық тоқларды ғана кеседи. Егер n_0 - көлем бирлигиндеги молекулалардың саны болса, онда усындай цилиндрдің ишинде молекулалық тоқлардың $n_0 S \Delta l \cos \alpha$ дана орайы болады. Бул молекулалық тоқлар контур тәрәпинен оның Δl участкасында қамтып алынатуғын компенсацияланбайтуғын тоқты пайда етеді. Δl участкасындағы компенсацияланбағын тоқтың күши мынаған тең:

$$in_0 S \Delta l \cos \alpha. \quad (6)$$

Орап алатуғын барлық контур тәрәпинен қамтып алынатуғын молекулалық тоқтың күши I_M ди контурдың барлық ұзынлығы бойынша (6)-аңлатпаны суммалаў жолы менен

аламыз:

$$I_M = \sum i n_0 S \cos \alpha \Delta l. \quad (7)$$

Бирақ, айтылып өтилгенлер бойынша, iS шамасы молекулалық тоқтың p_m моментинің шамасына тең. Демек, $i n_0 S$ шамасы көлем бирлигинің моменти, яғнай $\mathbf{P}_m$ магнитлениу векторы болып табылады. Солай етип, (7)-аңлатпа бойынша мынаған ийе боламыз:

$$I_M = \sum \mathbf{P}_m \Delta l \cos \alpha = \sum (\mathbf{P}_m)_l \Delta l.$$

Бул аңлатпада $(\mathbf{P}_m)_l$ - магнитлениу векторының Δl элементине түсірилген проекциясы. I_M ниң алынған мәнісін $\mathbf{B}$ векторының циркуляциясы үшін жазылған (5)-аңлатпаға қойып,

$$\sum \mathbf{B}_l \Delta l = 4\pi \left[I + \sum (\mathbf{P}_m)_l \Delta l \right].$$

теңлемесін аламыз. Поляризация векторының проекциясы бар ағзаларды теңликтің шеп тәрәпинен шығарып

$$\sum [\mathbf{B}_l - 4\pi (\mathbf{P}_m)_l] \Delta l = 4\pi I$$

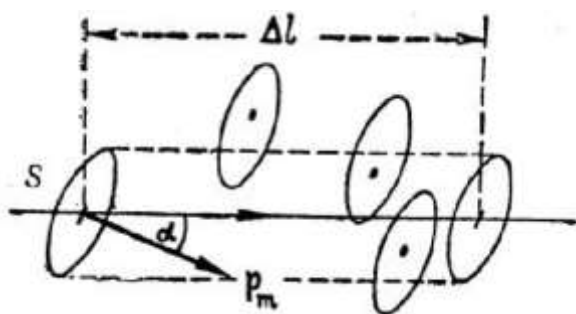
аңлатпасына ийе боламыз. Жоқарыда айтылғандай, $\mathbf{B} - 4\pi \mathbf{P}_m$ шамасы кернеулік векторы болып табылады:

$$\mathbf{B} - 4\pi \mathbf{P}_m = \mathbf{H}.$$

Демек, биз магнитлик кернеулік векторының циркуляциясы үшін мынадай аңлатпаны аламыз:

$$\sum \mathbf{H}_l \Delta l = 4\pi I.$$

Солай етип, магнетик болған жағдайда да, магнитлик кернеулік векторының циркуляциясы контур тәрәпинен қамтып алынатуғын *макроскопиялық тоқтың* шамасының 4π ге көбеймесіне тең; магнитлик кернеуліктің циркуляциясының аңлатпасына молекулалық тоқтың шамасы кирмейди.



233-сүүрет.

Молекулалық тоқлардың санын есаплайға.

Хәр қыйлы магнитлик сиңиргишликке ийе болған еки заттың шегарасындағы индукция сызықларының қандай қасийетке ийе болатуғынлығын қараймыз. Магнитлик сиңиргишликleri μ_1 хәм μ_2 шамаларына тең болған затлардың арасындағы шегараға ийемиз деп болжаймыз. Егер биз бөлип туратуғын шегараның киши ΔS участкасын алсақ, онда оны тегис, ал оның еки тәрәпиндеги майданды бир текли деп есаплай аламыз. Магнитлик сиңиргишлиги μ_1 болған заттағы магнит индукциясы векторының мәнісін $\mathbf{B}_1$ ал магнитлик сиңиргишлиги μ_2 болған заттағы магнит индукциясы векторының мәнісін $\mathbf{B}_2$ арқалы белгилеймиз. Шегараның қасындағы ноқатлардағы магнит индукциясы векторы $\mathbf{B}$ ны еки құраушыға жайыуға болады. олардың бири $\mathbf{B}_n$ айырып тұрған шегараға перпендикуляр, ал екиншиси $\mathbf{B}_t$ - шегараға параллель. Бундай жағдайда:

$$\mathbf{B}_1 = \mathbf{B}_{1n} + \mathbf{B}_{1t}, \quad \mathbf{B}_2 = \mathbf{B}_{2n} + \mathbf{B}_{2t}.$$

Дәслеп магнит индукция векторларының шегараның еки тәрәпиндеги нормаль құраушыларының арасындағы байланысты табамыз. Оның үшін сынық цилиндр

түріндегі түйық бет арқалы өтетұғын магнит индукциясы ағысын қараймыз (234-сүұрет). Бұл цилиндрдің ұлтанлары болған ΔS_1 хәм ΔS_2 шамалары бир бирине тең хәм шегараның ΔS участкасына параллель, ал жасаўшылары цилиндрдің берилген бөлими жайласқан затлардағы индукция сызықларына параллель болсын. Бұл цилиндрдің бети арқалы өтетұғын толық ағыс, қәлеген түйық бет арқалы өтетұғын толық ағыстай, (4)-аңлатпа бойынша нолге тең болады.

Бұл ағыс еки бөлимнен турады: ΔS_1 ұлтаны арқалы өтетұғын $\Delta \Phi_1$ ағысы хәм ΔS_2 ұлтаны арқалы өтетұғын $\Delta \Phi_2$ ағысынан. Қаптал бети арқалы өтетұғын ағыс индукция сызықларына параллель болғанлығы себепли нолге тең болады. Демек, мынаған ийе боламыз:

$$\Delta \Phi_1 + \Delta \Phi_2 = 0. \quad (8)$$

234-сүұретте сайлап алынған индукцияның сызықларының бағытында $\Delta \Phi_2$ ағысы оң, ал $\Delta \Phi_1$ ағысы терис. $\mathbf{n}$ нормалын бөлип тұрған шегарада биринши заттан екнши затқа қарай бағытлаймыз. Бундай жағдайда ΔS_2 ұлтаны ұшын бұл бағыт сыртқы нормаль болып табылады, ал ΔS_1 ұлтаны ұшын ол сыртқы нормальға салыстырғанда қарама-қарсы болады. Буннан ΔS_1 хәм ΔS_2 ұлтанлары арқалы өтетұғын $\Delta \Phi_1$ хәм $\Delta \Phi_2$ ағыслары ұшын төмендегидей аңлатпаларды аламыз:

$$\Delta \Phi_1 = -B_{1n}\Delta S_1, \quad \Delta \Phi_2 = B_{2n}\Delta S_2.$$

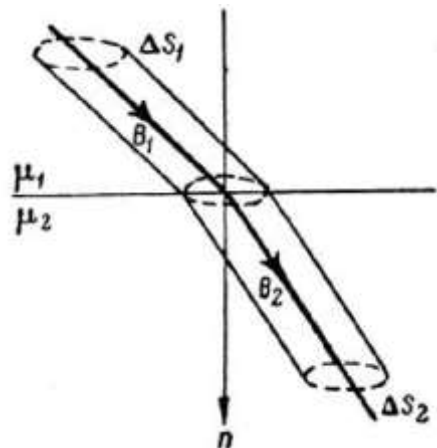
Биринши теңликтеги минус белгиси B_{1n} шамасының $\mathbf{B}$ векторының ΔS_1 бет элементине түсирилген сыртқы нормальдың бағытына түсирилген проекциясы болғанлығы себепли пайда болған. $\Delta \Phi_1$ хәм $\Delta \Phi_2$ шамаларын (8)-аңлатпаға қойып хәм $\Delta S_1 = \Delta S_2$ теңлигиниң орынлы екенлигин аңғарып

$$-B_{1n} + B_{2n} = 0$$

теңлигин жаза аламыз хәм буннан мынадай теңликти аламыз:

$$B_{1n} = B_{2n}. \quad (9)$$

Солай етип, магнит индукциясының нормаль құраўшысы бир заттан екнши затқа өткенде өзгериске ұшырамайды екен.



234-сүұрет.

ΔS_1 хәм ΔS_2 майданлары арқалы өтетұғын индукция векторының ағысы.

$\mathbf{B}_1$ хәм $\mathbf{B}_2$ векторларының ұрынба құраўшыларының арасындағы қатнасты анықлаў ұшын $\mathbf{H}$ векторының циркуляциясы ұшын арналған аңлатпаға итибар беремиз. Циркуляция алынатұғын контур сыпатында түйық $abcd$ контұрын аламыз (235-сүұрет). Контұрдың ad хәм bc тәреплери затты айырып тұрған шегараға параллель, ал ab хәм dc тәреплери шексиз киши. Затлардың арасындағы шегарада тоқлар жоқ деп есапланғанлықтан, бұл контур бойынша $\mathbf{H}$ векторының циркуляциясы нолге тең. Екинши тәрептен бұл циркуляцияның еки орталықтағы $\mathbf{H}$ векторлары арқалы аңлатылыўы мүмкин. $abcd$ контұрын саат стрелкасының қозғалыў бағыты бойынша айланып өтемиз хәм бөлиў шегарасына түсирилген ұрынбаның бағыты сыпатында шептен оңға қарай бағытта аламыз (235-сүұрет).

ab хэм dc участкаарын шексиз киши болжаған едик, сонлықтан барлық циркуляция bc хэм da участкаарына тийисли болған ағзалар арқалы аңлатылады. $\mathbf{H}_1$ хэм $\mathbf{H}_2$ арқалы сәйкес еки заттағы кернеуликлерди белгилеп, мынаны аламыз:

$$H_{1t}bc - H_{2t}da = 0.$$

Екинши ағзадағы минус белгиси төменги орталықтағы айланып шығыудың бағыты урынбаның бағытына қарама-қарсы екенлиги менен байланысly. $bc = da$ шамасына қысқартып,

$$H_{1t} = H_{2t}, \quad (10)$$

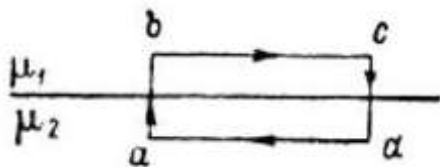
яғный, кернеулик векторының урынба құраушысының еки азыттың арасындағы шегарадан өткенде өзгермейтуғынлығын көремиз. Магнит индукциясы векторына өтип, $\mathbf{B} = \mu\mathbf{H}$ теңлигиниң орын алатуғынлығын еске алып

$$H_{1t} = \frac{B_{1t}}{\mu_1}, \quad H_{2t} = \frac{B_{2t}}{\mu_2}$$

қатнастарына ийе боламыз. Бул қатнастарда B_{1t} хэм B_{2t} шамалары B_1 хэм B_2 векторларының бөлип тұратуғын шегараға түсирилген урынбадағы проекциялары болып табылады. H_{1t} менен H_{2t} мәнислерин (9) ға қойып, мынаны аламыз:

$$\frac{B_{1t}}{B_{2t}} = \frac{\mu_1}{\mu_2}. \quad (11)$$

Солай етип, магнит индукциясы векторы $\mathbf{B}$ ның затлардың арасындағы шегараға урынба бағыттағы проекцияларының қатнасы бул затлардың магнитлик сиңиргишликлерин болған μ лардың қатнасындай болады.



235-сүүрет.

Еки магнетиктиң арасындағы шегараның қасындағы айланып шығыу контуры.

(9)- хэм (11) қатнастары шегара арқалы өткендеги магнит индукциясы векторы $\mathbf{B}$ ның өзгерисин анықлайды. Егер шегара индукция сызықларына перпендикуляр болмаса, онда индукция сызықларының сыныуға ушырайтуғынлығын аңсат көриуге болады. $\mathbf{B}_1$ хэм $\mathbf{B}_2$ векторларын шегараға параллель хэм шегараға перпендикуляр құраушыларға жайып (236-сүүрет), биз мынаны аламыз:

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{\frac{B_{1t}}{B_{1n}}}{\frac{B_{2t}}{B_{2n}}}$$

Буннан, (9)- хэм (11)-қатнастарды пайдаланып

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2} \quad (12)$$

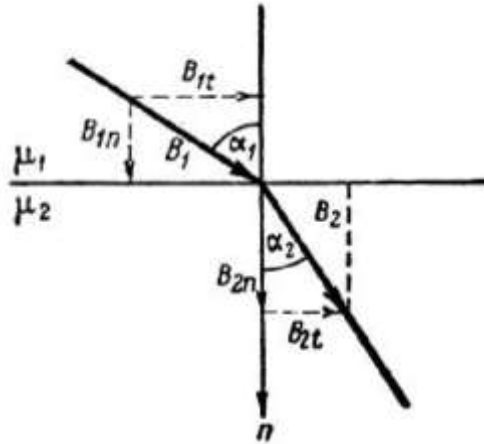
қатнасын табамыз, яғный индукция векторларының еки заттағы нормалларға салыстырғандағы қыялық мүйешлериниң тангенслериниң қатнасы затлардың магнитлик сиңиргишлериниң қатнасындай болады екен. Магнит сиңиргишлиги μ киши болған заттан магнит сиңиргишлиги үлкен болған затқа өткенде индукция сызықлары перпендикулярдан аұысады хэм қойыұланады, яғный, оларға нормаль болған тегисликтиң бир бирлигиндеги саны үлкейеди. Егер бөлип тұратуғын бет бир заттағы индукция сызықларына перпендикуляр болса, онда сызықлары басқа затқа сыныұсыз өтеди. $B_{1t} = 0$ хэм $B_{2t} = 0$ теңликлерин орынлы болғанлықтан, бул жағдайда индукция векторлары өзлериниң нормаль бағыттағы құраушылары бойынша бир бирине тең болады:

$$B_1 = B_{1n}, B_2 = B_{2n}.$$

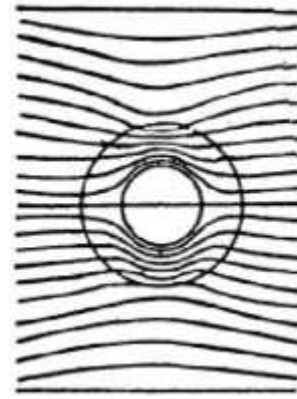
Усының менен бирге (9)-шәрттен

$$B_1 = B_2$$

теңлигине ийе боламыз, яғный, бул жағдайда еки заттың шегарасы арқалы өткенде индукция векторы өзгериске ушырамайды. Бул қатнасты биз 203-параграфта пайдаланған едик.



236-сүрөт. Еки магнетиктиң арасындағы шегарадағы **B** магнит индукциясы векторының сызықтарының сыныуы.



237-сүрөт. Ишінде қуыслық бар денедегі магнит индукциясы сызықтарының жайласыуы.

Индукция сызықтарының сыныуы нызамына *магнитлик қорғау* деп аталатуғын қубылыс тийкарланған. Магнитлик қорғау мынадай жағдайдан жүзеге келеди: индукция сызықтарының сыныуына байланысly үлкен магнит сиңиргишликке ийе болған заттың ишіндегі магнит майданы нолге жақын болады. 237-сүрөтте ишінде қуыслығы бар үлкен магнит сиңиргишлик μ ге ийе заттағы индукция сызықтарының жайласыуына мысал келтирилген. Қуыслықтың ишіндегі индукция сызықтарының сийрек жайласыуы сол орындағы магнит майданының хәлсиз екенлигин билдиреди. Әмелге магнитлик қорғау ушын үлкен массаға ийе темир қаплар пайдаланылады.

§ 207. Электростатикалық хәм магнит майданларының арасындағы аналогия.

Тарийхый жақтан магнетизм хәкқындағы тәлиमत тұрақлы магнитлер хәкқындағы тәлиमत сыпатында пайда болды. Сақланып келген аңызлар бойынша, шарұалар Киши Азиядағы әййемги Магнезия қаласының қасында табылатуғын темир рудасының бөлеклериниң бир бирине тартылатуғынлығын аңғарған. Магнезия қаласының атамасынан магнит сөзи келип шыққан. Магнитленген темир рудасы (Fe_3O_4) сезилерликтей қалдық магнитленгенликке ийе хәм, сонлықтан, тұрақлы магнитлер болып табылады.

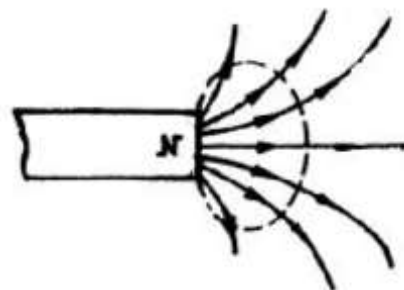
XVII әсирдиң ақырында Кулон ноқатлық электр зарядларының арасындағы өз-ара тәсирлесіу нызамын тапқаннан кейин магнитлердиң арасындағы тап сондай тәсирлесіу нызамын табыуға тырысқан. Ол хәқыйқатында да мынадай жағдайдың орын алатуғынлығын тапқан: егер еки жуқа хәм ұзын магнитти алса, онда полюслардың арасындағы қашықлық магнитлердиң ұзынлығынан киши хәм олардың кесе-кесиминен үлкен болғанда олардың полюсларының арасындағы өз-ара тәсирлесіу күшиниң олардың арасындағы қашықлықтың квадратына кери пропорционал екенлигин тапты. Кулон "магнетизмниң муғдары" түсинигин киргизди, усыған байланысly буннан кейинги магнит майданы хәкқындағы тәлиमत электростатикалық майдан хәкқындағы тәлиमतқа ұсаған халда раўажланды. Бул аналогия электростатикалық хәм магнитлик майданларды тәрийиплейтуғын шамалардың атамаларының келип шығыуында анықлаушы әхмийетке ийе болады: биз электр майданының кернеулиги E хәм электростатикалық индукция D ,

магнит майданының кернеулиги H хәм магнит индукциясы B хақында гәп етемиз. Бирақ, бул аналогиялар электростатикалық хәм магнит майданлардың тәбиятына барлық ўақытта дурыс сәйкес келе бермейтуғын болып шықты.

Биз электростатикалық хәм магнит қубылысларының арасында терең айырманың бар екенлигин көрдик. Электр зарядлары бар; электростатикалық майданның кернеулик сызықлары бир зарядларда басланады хәм екинши зарядларда тамам болады ямаса шексизликке кетеди. Магнит майданы болса электр тоқларының қасында пайда болады, магнитлик кернеулик сызықлары тоқты иймекликлер түринде орап алады ямаса шексизликке кетеди; тәбиятта ҳеш қандай магнит зарядлары жоқ. Соленоидтың ямаса туўры турақлы магниттиң магнит майданы менен (соленоидқа ямаса магнитке қатнасы бойынша сыртқы кеңисликтің областында) электр диполиниң арасында аналогияны жүргизиўге болады.

Бир бири менен тәсирлесетуғын денелер арасындағы күшлердиң қашықтықтың квадратына кери пропорционаллық ызамаы (Кулон ызамаы) кернеулик сызықлары бир текли радиаллық тарқалатуғын майданға сәйкес келеди. Электр зарядлары менен зарядланған денелер, усы денелердиң өлшемлеринен үлкен болған қашықтықларда кернеулик сызықларының тап усындай тарқалыўын береді (16-сүўретке қараңыз); усы жағдайға байланыслы зарядланған денелердиң арасындағы өз-ара тәсирлесиў күшлери Кулон ызамаы менен жүдә дәл аңғартылады (егер олардың өлшемлери арасындағы қашықтықтан киши болса). Тоқлар менен турақлы магнитлердиң ҳеш бир комбинациясы магнит кернеулиги радиаллық тең өлшеўли тарқалған магнит майданын бере алмайды. Узын хәм жиңишке магниттиң полюсының қасындағы шекленген областта ғана кернеулик сызықлары радиаллық бағытлар бойлап жайылады (238-сүўрет). Усы жағдайға сәйкес, соның менен бизиң ҳәзир ғана көрсеткенимиздей, магнит полюсларының өз-ара тәсирлесиўи ушын Кулон ызамаы жүдә шекленген мәниске ийе болады.

238-сүўрет.
Туўры хәм узын магниттиң ушының
қасындағы магнитлик кернеулик
сызықлары.



Электростатикалық майдан хақындағы тәлиматта электростатикалық майданның бослықтағы кернеулиги E хақында гәп еткенде биз q зарядына тәсир ететуғын күшти нәзерде туттық:

$$f = qE. \quad (1)$$

Диэлектрик қатнасқан жағдайда оның поляризациясының тәсиринде қосымша E' майданы пайда болады хәм сонлықтан мынадай теңликти жаза аламыз:

$$E = E_0 + E'. \quad (2)$$

Бул теңликте E_0 - берилген ("еркин") зарядлар пайда еткен майданның кернеулиги. Электростатикалық индукция D хақында гәп етилгенде биз берилген ноқаттағы майданның кернеулиги E менен

$$D = \epsilon E. \quad (3)$$

қатнасы бойынша байланысқан шаманы түсиндик. Поляризацияланған диэлектриктиң

халын биз поляризация векторы менен анықладық⁵⁰:

$$\mathbf{P}_e = \chi_e \mathbf{E}. \quad (4)$$

Поляризация коэффициенти χ_e диэлектриклик тұрақлы ε менен $\varepsilon = 1 + 4\pi\chi_e$ қатнасы түрінде байланысқан; ұсы қатнастың тийкарында (3)- хәм (4)-формулардан

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}_e \quad (5)$$

теңлигин аламыз. Майдан менен ийеленген кеңисликти толтырып тұрған бир текли диэлектрик болған жағдайда барлық диэлектриклер ұшын қосымша майданның кернеулиги $\mathbf{E}_0$ векторына қарама-қарсы бағытланған хәм

$$\mathbf{E}' = -4\pi\mathbf{P}_e \quad (6)$$

теңлигин қанаатландырады.

Бұл жағдайда (2)- хәм (5)-формуларды салыстырұдан: $\mathbf{D} = \mathbf{E}_0$ екенлигин, яғный бир текли диэлектрик майдан бар болған кеңисликти тұтасы менен толтырып тұрғанда электростатикалық индукция векторы $\mathbf{D}$ ның бослықтағы еркин зарядлар пайда еткен майданның кернеулиги $\mathbf{E}_0$ ге сәйкес келетуғынлығын көремиз. Улыўма жағдайда бундай сәйкес келиў орын алмайды (айрықша симметриялы жағдайдан басқа жағдайларда; 142-параграфтағы сноскаға қараңыз).

Ал магнитлик қубылыслар областында (196-параграфта айтылғанларға қараңыз), биз бослықтағы тоқ элементине тәсир ететуғын күштиң

$$\Delta f = H_0 I \Delta l \sin \alpha \quad (1a)$$

шамасына тең болатуғынлығын көрдик. Бұл теңликте H_0 - бослықтағы магнит майданының кернеулиги. Магнетик болған жағдайда толық кернеулик (оны магнит индукциясы $\mathbf{B}$ деп атайды) өткизгишлер арқалы өтетуғын тоқлар тәрәпинен пайда етилген $\mathbf{H}_0$ кернеулиги менен магнетиктиң магнитлениўиниң салдарынан пайда болған қосымша $\mathbf{H}'$ кернеулигиниң қосындысынан турады:

$$\mathbf{B} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}' \quad (2a)$$

Магнетиктеги магнит майданының кернеулиги $\mathbf{H}$ ҳаққында гәп етилгенде биз берилген ноқатта магнит индукциясы $\mathbf{B}$ менен былайынша байланысқан шамасын түсинемиз:

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \mathbf{B}. \quad (3a)$$

Магнетиктиң ҳалы магнитлениў векторы менен тәрийипленеди:

$$\mathbf{P}_m = \chi_m \mathbf{H} = \frac{\chi_m}{\mu} \mathbf{B}. \quad (4a)$$

Магнитлениў коэффициенти χ_m магнит сиңиргишлиги μ менен $\mu = 1 + 4\pi\chi_m$ қатнасы бойынша байланысқан. Усы қатнастың тийкарында (3a) хәм (4a) формулаларынан мынадай теңликке ийе боламыз:

$$\mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi\mathbf{P}_m. \quad (5a)$$

Майдан бар болған кеңисликти толығы менен толтырып тұрған бир текли магнетик бар болған жағдайда қосымша майданның кернеулиги болған $\mathbf{H}'$ векторының бағыты $\mathbf{H}_0$ векторының бағытына қарама-қарсы (диамагнит денелер), $\mathbf{H}_0$ векторының бағытына параллель (парамагнит денелер) болыўы да мүмкин. Еки жағдайда да мынадай теңлик орынлы болады (202-параграф):

$$\mathbf{H}' = 4\pi\mathbf{P}_m. \quad (6a)$$

Бұл жағдайда (2a) хәм (5a) формулаларын салыстырып $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0$ теңлигине ийе боламыз. Бирақ, мына жағдайды нәзерде тұтыў керек: *магнетиктеги магнит майданының кернеулиги $\mathbf{H} = 1/\mu \mathbf{B}$ тың бослықтағы өткизгишлер арқалы өтетуғын тоқлар пайда еткен майданның кернеулиги $\mathbf{H}_0$ менен сәйкес келиўи тек бир жағдайда - майдан менен*

⁵⁰ Сәйкес электрлик хәм магнитлик шамаларды бир биринен айырыў ұшын биз e хәм m индекслерин пайдаландық.

ийеленген кеңістікті бір текли магнетик толығы менен толтырып тұрған жағдайда ғана орын алады.

Бұндай сәйкес келіуі бір текли болмаған магнетик болған ұлыұма жағдайда орын алмайды. Ғақыйқатында да, бір текли болмаған магнетиктеги магнит майданының кернеулиги **H** өткізгішлер арқалы өтетұғын тоқлар пайда еткен ғәм Био-Савар-Лаплас нызамы бойынша табылатұғын **H₀** кернеулигине тең емес. 206-параграфта биз еки магниттің арасындағы шегарада индукция векторы **B** ның нормаль құраушысының [(6)-формулаға қараңыз]

$$B_{1n} = B_{2n}$$

шәртин қанаатландыратұғынлығын көрдик. (3а) формуласы менен аңлатылатұғын **B** ғәм **H** векторларының арасындағы қатнасты пайдаланып, мынаны аламыз:

$$\frac{H_{1n}}{H_{2n}} = \frac{\mu_2}{\mu_1}.$$

Ғағый, еки магнетикти айырып тұрған шегарада магнитлик кернеуликтің нормаль құраушысы **H_n** үзилиске түседі; ұсы өзгешелиги бойынша **H** кернеулиги **H₀** ден өзгешеликке ийе (**H₀** сызықлары барлық орынларда үзликсиз өтеді). Соның менен бирге бір текли болмаған, қәсіyeti бір ноқаттан екиншисине өткенде өзгеретұғын магнетикте магнетиктің бір текли емес болғанлығына байланысly **H** тың өзгеріуі орын алады.

(2)- ғәм (2а) формулаларын салыстырыұдан мынадай жағдай келип шығады: **B** магнит индукциясы электр майданының кернеулиги **E** ге ұқсас. Айырма соннан ибарат, **H'** магнит майданының **H₀** ге қарама-қарсы бағытланған болыуы да (диамагнитлик денелер), **H₀** менен бағытлас болыуы да (парамагнитлик денелер) мүмкин, бұннан магнит индукциясы **B** ның **H₀** ден киши де, үлкен де болыуы мүмкин.

Магнетиктеги магнит майданының кернеулиги **H** электростатикалық индукция **D** ға ұқсас. Бұл (3)-, (5)- ғәм (3а), (5а) формулаларын салыстырыұдан келип шығады. Сол формулаларды салыстырыұдан магнит сиңиргішлікке кери болған $1/\mu$ шамасының диэлектриклик тұрақлы ϵ ге ұқсас екенлигин көріуге болады. (4)- ғәм (4а) формулаларды салыстырыу χ_m/μ қатнасының χ_e ге ұқсас екенлигин көрсетеді. Биз және электростатикалық индукция векторы **D** ның майдан тәрeпинен ийеленген кеңістікті тутасы менен толтырып тұратұғын тек бір ғана диэлектрик болған жағдайда еркин зарядлардың пайда еткен электростатикалық майданының кернеулиги **E₀** ге сәйкес келетұғынлығын көрдик; ұлыұма жағдайда **D** векторы **E₀** векторынан өзгеше; демек, бұл жағдайда да **D** векторы **H** векторына ұсайды.

Диэлектриклер диамагнит затларға ұсайды. Затлардың басым көпшилиги ұшын диэлектриклик тұрақлы ϵ ниң мәниси **E** ден ғәрeзсиз. Усыған сәйкес электростатикада көпшилик денелер гистерезиске ғәм қалдық электростатикалық поляризацияға ийе болмайды. Тек ғана сегнет дузы менен титанның айырым дузлары бұндай диэлектриклердің қатарына кирмейді (146-параграфқа қараңыз). Олар гистерезиске ғәм қалдық электризацияға (поляризацияға, *Аўдарыұшылар*) ийе ғәм бұндай қәсіyetлері бойынша ферромагнит затларға ұсайды⁵¹.

⁵¹ Бұндай кристаллық денелер *сегнетоэлектриклер* деп аталатұғын диэлектриклер менен ярым өткізгішлердің айрықша топарын пайда етеді. Сегнетоэлектрик деп температураның белгили болған интервалындағы спонтан поляризацияның пайда болыуына айтады. Поляризацияланған областлар сырттан түсірилген электр майданының тәсіринде бағытын өзгерте алады. Усындай қубылыс орын алатұғын кристалларды сегнетоэлектриклер деп атайды (Европа менен Америкадағы көп елдерде "ферроэлектриклер" атамасы жийи қолланылады). Сегнетоэлектриклер менен бирге кристаллардың пироэлектриклер деп аталатұғын және бир айрықша топары бар. Сегнетоэлектриклер пироэлектриклерден базы бир температурада (бұндай температураны *Кюридің диэлектриклик ноқаты* деп атайды) кристаллық модификациясының

§ 208. Тоғы бар рамкаға тәсир ететұғын күшлер бойынша $\mathbf{H}$ хәм $\mathbf{B}$ вектораларын анықлау. 200-параграфта бизлер магнетикке киргизилген өткізгіш сымларға тәсир ететұғын күшлер бойынша $\mathbf{B}$ векторын анықлаудың қыйын екенлигин көрсеттик. Қатты магнетиктің ишинде қуыслықты соғыу керек; бул қуыслыққа рамканы жайластырып, оның ишиндеги магнит майданының кернеулигин анықлауға болады. Бул кернеуликтің шамасы басқа барлық шараятлар бирдей болғанда қуыслықтың формасы менен өлшемлеринен ғәрезли болады.

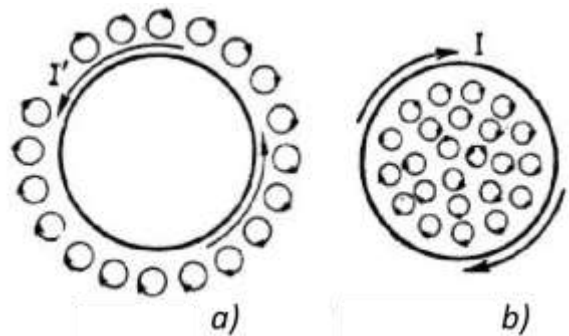
Енди қуыслықтың сондай формасы менен өлшемлерин сайлап алыуға болатұғынлығын хәм бундай жағдайларда өлшенген кернеуликтің шамасының магнетиктің ишиндеги ноқатларда $\mathbf{H}$ шамасына ямаса $\mathbf{B}$ шамасына тең болатұғынлығын көрсетемиз. Қуыслықтың ишинде усы қуыслыққа салыстырғанда сыртқы болып есапланатұғын магнетиктің бөлими майданның қосымша кернеулиги $\mathbf{H}''$ ты пайда етеди. Усының салдарынан рамкаға тәсир қуыслықтың ишиндеги

$$\mathbf{H}_{tot} = \mathbf{B} + \mathbf{H}'' \quad (1)$$

шамасына тең майданның кернеулиги $\mathbf{H}_{tot}$ бойынша анықланады.

$\mathbf{H}''$ шамасы қуыслықтың өлшемлери менен формасынан ғәрезли болады.

239-сүүрет.
Қуыслықтың бетиндеги молекулалық
тоқларды қосыу.



Магнетиктің ишинде жиңишке ұзын цилиндр түриндеги қуыслықты пайда етемиз, оның көшери $\mathbf{B}$ векторына параллель болсын. Магнетиктің магнитлениуин молекулалық тоқлардың бирдей бағытының (ориентациясының) салдарынан пайда болған деп есаплаймыз. Бундай жағдайда қуыслықтың шегарасында (239a сүүрет) компенсацияланбаған I' тоғы пайда болады. Егер элементар тоқлар саат стрелкасының қозғалыу бағытында жүретұғын болса, онда I' тоғы саат стрелкасының қозғалыу бағытына қарама-қарсы бағытланған. Әлбетте, бул I' тоғы шамасы бойынша магнетиктің бөлегинің бетиндеги элементар тоқлардың қосылыуынан пайда болатұғын хәм өлшемлери менен формасы бойынша қуыслықтың өлшемлери менен формасына сәйкес келетұғын I тоғының шамасына тең хәм бағыты бойынша қарама-қарсы (139 b сүүрет). 202-параграфта бундай I тоғының өзи орап алатұғын магнетиктің бөлегинің ишиндеги майданның мынадай кернеулигин пайда ететұғынлығы көрсетилди:

$$H' = 4\pi I = 4\pi P_m.$$

Бул теңликте P_m - магнитлениу векторының сан мәниси (Қатаң түрде айтқанда, бул формула тек шексиз ұзын цилиндр ушын ғана дұрыс. Ұзынлығы шекли болған цилиндр ушын оның ортасында қуыслықтың бетиндеги тоқлардың радиусы ұзынлығына салыстырғанда қаншама киши болса, соншама дәл орынланады). I' тоғы I тоғына қарама-қарсы бағытланған, усыған байланысly ол қуыслықтың ишинде мынадай кернеуликти пайда етеди:

өзгеретұғынлығы хәм усының нәтийжесинде спонтан поляризацияның жоғалыуы менен айрылады. Хәзирги ўақытлары сегнетоэлектриклер менен пироэлектрик қасийетлерге ийе болған жүдә көп санлы кристаллар белгили (Аўдарыўшылар).

$$H'' = -H' = -4\pi P_m.$$

Буннан, (1)-формула бойынша көрсетілген формаға ийе қуыслықтың ишіндегі майданның кернеулігі мынаған тең:

$$H_{tot} = B + H'' = B - 4\pi P_m$$

ямаса 207-параграфтағы (5a) бойынша

$$H_{tot} = H$$

теңлігіне ийе боламыз. Демек, қуыслықтың ишіндегі көшери **B** векторына параллель жиңишке, ұзын цилиндр тәрізлі қуыслықтың орта бөліміндегі майданның кернеулігінің 207-параграфтағы (3a) теңлігі менен анықланатуғын **H** кернеулігіне тең екенлігін аламыз.

Егер ұсындай қуыслықтың ишине рамканы орналастырсақ, онда оған тәсір ететүгін күшлердің моменти **H** ты өлшеуге мүмкіншілік береді.

Егер қуыслықты ұлтаны **B** векторының бағытына перпендикуляр болған кең қысқа цилиндр тәрізлі етіп соқсақ, онда ұсындай қуыслықтың орта бөлімінде I' тоғы оғада киши болған майданды пайда етеді: $H'' \cong 0$; демек, бундай қуыслықтың ишінде:

$$H_{tot} = B.$$

Солай етіп, көшери **B** векторына параллель болған қысқа, кең цилиндр тәрізлі цилиндрдің орта бөліміндегі майданның кернеулігі магнетиктегі индукция векторы **B** ға тең болады екен.

145-параграфта биз диэлектриктің ишінде пайда етілген жиңишке ұзын формаға ийе болған хәм жасаушылары кернеулік сызықтарына параллель болған қуыслықтың орта бөліміндегі электростатикалық майданның кернеулігінің диэлектриктегі майданның кернеулігі **E** менен сәйкес келетуғынлығын көрген едік.

Егер диэлектриктің ишінде ұлтаны кернеулік сызықтарына перпендикуляр болған қысқа цилиндр тәрізлі қуыслықты пайда етсек, онда ұсындай қуыслықтың орта бөліміндегі майданның кернеулігі диэлектриктегі электростатикалық индукция **D** ның мәнісіне сәйкес келеді. Бул жуымақтың бизің **H** векторы **E** векторына, ал **B** векторы **D** векторына ұсаған деген жуымағымызға қайшы келетуғындай болып көрінеді. Бірақ, бул ондай емес. Диэлектрик болған жағдайда ұзын жиңишке цилиндрдің ишіндегі майданның кернеулігі **E** ге сәйкес келеді, себебі қуыслықтың бетінде пайда болатуғын қосымша бетлік σ' қуыслықтың ишіндегі ноқатлар ұшын сезилерліктей тәсір жасай алмайды. Ал магнетик болған жағдайда болса, қуыслықтың бетінде пайда болатуғын қосымша I' тоқлары қысқа хәм кең цилиндр ұшын хеш қандай әхмийетке ийе емес. Бундай жағдайда майданның кернеулігі **B** ға сәйкес келеді. Солай етіп, **E** нің **B** ға ұқсас болатуғынлығын және алынады. Соның менен бирге мына жағдайды да есапқа алыу керек: диэлектрик болған жағдайда қысқа хәм кең цилиндр түріндегі қуыслықтағы қосымша бетлік зарядлар сезилерліктей әхмийетке ийе, ал магнетикте болса қосымша тоқлар жиңишке хәм ұзын цилиндр формасына ийе қуыслықта сезилерліктей орынды ийелейді. Буннан, жоқарыда айтылғанларға сәйкес, **D** векторын **H** векторы менен салыстырыу керек.

Ең ақырында магниттік индукция векторы **B** ның мәнісін басқа ұсылдың жәрдемінде, атап айтқанда затлардың макроскопиялық структурасын қарауға өтиу арқалы анықлаудың мүмкін екенлігін көрсетеміз.

B векторын тоқ өтіп тұрған қандай да бир макроскопиялық өткізгішке тәсірі бойынша анықлауға тырысуыдың орнына, биз қандай да бир зарядланған элементар бөлекшениң қозғалысынан пайда болған элементар тоққа тәсір бойынша анықлай аламыз. Мысалы, белгили бир атомда дөңгелек орбита бойынша қозғалатуғын электронды қарай аламыз. Бундай қозғалатуғын электрон дөңгелек тоққа эквивалент хәм ол сыртқы магнит майданының тәсірине ұшырайды. Усындай элементар тоқтың жәрдемінде анықланған майданның кернеулігі макроскопиялық өткізгішлер бойынша өтіп тұрған

тоқлар пайда еткен H_0 кернеулігінен хәм қоңсылас молекулалар тәрeпинен пайда етилген магнит майданының кернеулігін қосындысынан турады. Бұл қосынды майданның кернеулігін $H_{\text{микро}}$ арқалы белгилеймиз. Бизің элементар тоғымыздың анық ямаса мынау молекуладан қандай қашықтықтан жайласқанлығына байланысly $H_{\text{микро}}$ ның хәр қыйлы мәніслери алынады. Бирақ, $H_{\text{микро}}$ шамасы көп санлы тосыннан сайлап алынған ноқатлар ушын H_0 шамасының мәніси хәм магнетиктің ишинде оның бөлекшелеринің тәртиплескен ориентациясы менен байланысly болған қосымша H' майданы бойынша анықланады. Солай етип,

$$\bar{H}_{\text{микро}} = H_0 + H',$$

яғный $\bar{H}_{\text{микро}}$ шамасының мәніси индукция векторы $\mathbf{B}$ ның мәнісине сәйкес келеди.

§ 209. Соленоид пенен магниттің арасындағы айырма. Буннан алдыңғы параграфта көрсетілген $\mathbf{H}$ хәм $\mathbf{B}$ векторларының арасындағы айырмалар соленоидлар менен магнитлердің өз-ара тәсирлесіуінде анық түрде көринеди.

Соленоидты қандай да бир магнетикке жайластырғанда, бұл магнетик соленоидтың ишиндегі кеңісликті де, соленоидтың сыртындағы кеңісликті де толтырады. Соленоидты пайда ететуғын сымлар магнетикке батырылған. Егер магнетик бир текли хәм шексиз болса, онда сыртқы магнит майданы тәрeпинен сымның хәр бир элементине 200-параграфтағы (2а) формуласы бойынша

$$\Delta f = IB \sin \alpha \cdot \Delta l$$

күши тәсир етеди. Соленоидқа тәсир ететуғын күшлердің моменти магнит индукциясының шамасы бойынша $B = \mu H$ теңлігін тийкарында анықланады. Бұл теңлікте μ - орталықтың магнитлік сиңиргишлиги. Магнит майданын пайда ететуғын тоқлардың шамасы өзгериссиз қалғанда, кеңісликті бир текли шексиз магнетик пенен толтырыу соленоидқа тәсир ететуғын күшлердің моментін μ есе үлкейтеди.

Магнит болған жағдайдағы аўхал басқаша болады. Магнит қатты дене болып табылады хәм кеңісликтің усы магнит ийелеп тұрған бөлімін сол ўақытта басқа магнит ийелей алмайды. Басқа сөзлер менен айтқанда, магнит барлық ўақытта магнетиктің ишиндегі қуыслықта жайластырылған болады. Сонлықтан, бұл қуыслықтың ийелейтуғын орнын есапқа алыу зәрүр.

Магнитке қуыслықтың ишинде пайда болатуғын майдан тәсир етеди. Мейли ұзын хәм тўұры магнит базы бир тоқлар тәрeпинен пайда етилген магнит майданында, оның кернеулік сызықларын параллель етип жайластырылған болсын. Бизлер 208-параграфта бундай қуыслықтың ишиндегі майданның кернеулігін H қа тең екенлігін көрдик. Усының салдарынан, магнит майданы тәрeпинен тўұры және ұзын магнитке майданның кернеулігі H тәрeпинен анықланатуғын күш тәсир етеди. Демек, магнетиктің болыуы магнитке тәсир ететуғын күшти өзгертпейди. 205-параграфта m магнит полюсына тәсир ететуғын күштиң

$$f = mH$$

шамасына тең екенлігін көрдик. Енди тўұры хәм ұзын магнитті қарап атырған жағдайда бұл формуланың бослық ушын да, магнетик болған жағдайда да дурыс екенлігін көреміз.

Егер магнит моментлери тең болса, онда бослықта ұзын магнит пенен соленоид бир бирине эквивалент. Бирақ магнетик болған жағдайда магнит пенен соленоидтың арасындағы айырма көринеди. Хакыйкатында да, егер биз еки соленоидқа ийе болсақ хәм бослықтағы олардың арасындағы өз-ара тәсирлесіу күшинің шамасы f болса, онда кеңісликті магнетик пенен толтырғанда тәсирлесіу күшинің шамасы μf ке тең болады. Егер биз соленоид пенен тўұры хәм ұзын магниттің өз-ара тәсирлесіуін қарайтуғын болсақ, онда олардың арасындағы өз-ара тәсирлесіу күши кеңісликті магнетик пенен толтырғанда да тап бурынғыдай болып қала береді. Солай етип, бир соленоидты магнит пенен алмастырыу күшти μ есе киширейтеди. Егер биз еки соленоидты да магнитлер менен

алмастыратуғын болсақ, онда магнетикте еки құйыслықтың бар болатуғынлығын есапқа алыў зәрүр болады. Бундай жағдайда еки тўўры хәм узын магнитлердин арасындағы өз-ара тәсирлесий күшиниң шамасы және μ есе кемейеди екен. Солай етип, егер еки тўўры хәм узын магнит бослықтан бир бири менен f күши менен тәсирлесетуғын болса, онда кеңсликти магнит сиңиргишлиги μ ге тең болған магнетик пенен толтырғанда олардың арасындағы өз-ара тәсирлесий күши $\frac{1}{\mu}f$ шамасына тең болады.

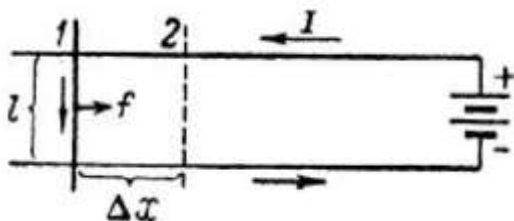
Жоқарыда айтылғанларды жўмақлап, мыналарды аламыз:

1) тоқлардың арасындағы өз-ара тәсирлесий күши μ ге тўўры пропорционал;
2) тўўры хәм узын магнит пенен тоқтың арасындағы өз-ара тәсирлесий күши μ ден ғәрезли емес;

3) тўўры хәм узын магнитлердин арасындағы өз-ара тәсирлесий күши μ ге кери пропорционал.

Турақлы магнитлер ушын жоқарыда көрсетилген өз-ара тәсирлесий күшлериниң μ ден ғәрезлиги тек тўўры хәм узын болған магнитлер ушын ғана дурыс. Ықтыярлы формаға ийе болған магнитлер ушын күшлердин магнит батырылған магнетиктиң магнит сиңиргишлиги μ менен ҳеш қандай әпиўайы ғәрезлигин көрсетиўге болмайды. Себеби, жоқарыда көрсетилип өтилгендей, магнетиктиң тутқан орны ұсы магнетиктиң ишинде магнит пайда еткен құйыслықтың формасынан ғәрезли болады.

§ 210. Магнит майданында тоғы бар контурды жылыстарғанда исленген жұмыс. 200-параграфта магнит майданында турған тоқтың элементине $\Delta f = BIl \sin \alpha$ күшиниң тәсир ететуғыны ҳаққында айтылған еди. Оның бағыты шеп қол қағыйдасының жәрдемінде анықланады. Буннан, магнит майданында тоғы бар участканы жылыстырыўдың ұсы күшлер тәрәпинен исленген жұмыс пенен байланысly екенлиги келип шығады. Бул жұмыс ушын аңлатпаны табамыз.



240-сўўрет.

Тўўры сызықлы l участкасы бар контур.

Биз узынлығы l ге тең тўўры мўйешли қозғалмалы контурға ийемиз деп болжайық (240-сўўрет). Соның менен бирге, бул контур бағыты сызылма тегислигине перпендикуляр хәм сызылманың арғы тәрәпине қарай бағытланған бир текли магнит майданында жайласқан болсын. Демек, индукция векторы $\mathbf{B}$ турақлы хәм l участкасына перпендикуляр. Шеп қол қағыйдасын пайдаланып, контурдың қозғалатуғын l участкасына оң тәрәпке қарай бағытланған f күшиниң тәсир ететуғынлығын көремиз. $\sin \alpha = 1$ теңлиги орынлы болғанлықтан, бул күштиң шамасы мынаған тең:

$$f = IBl.$$

Бул күштиң тәсиринде участка оңға қарай қозғалады. Тоқтың күши I ди турақлы деп есаплаймыз, бундай жағдайда участканы ара қашықлығы Δx қа тең болған 1-аўхалдан 2-аўхалға көширгенде f күши

$$\Delta A = f \cdot \Delta x = IBl \Delta x$$

жұмысын орынлайды. $l \Delta x$ көбеймеси l участкасы көширилгенде оның басып өтетуғын ΔS майданына тең. Буннан мынадай теңликти аламыз:

$$\Delta A = IB \Delta S. \quad (1)$$

(1)-аңлатпаға магнит индукциясының ағысын киргизип

$$\Delta\Phi = B \cdot \Delta S \quad (2)$$

теңлигин аламыз хәм буннан жұмыс үшін мынадай аңлатпаға ийе боламыз:

$$\Delta A = I \cdot \Delta\Phi. \quad (3)$$

Бұл аңлатпа l кесиндиси f күшине параллель емес қозғалғанда да дұрыс. Бұл жағдайда мынадай теңліктер орынлы болады:

$$\Delta A = f \Delta x \cos \beta = IB l \Delta x \cos \beta.$$

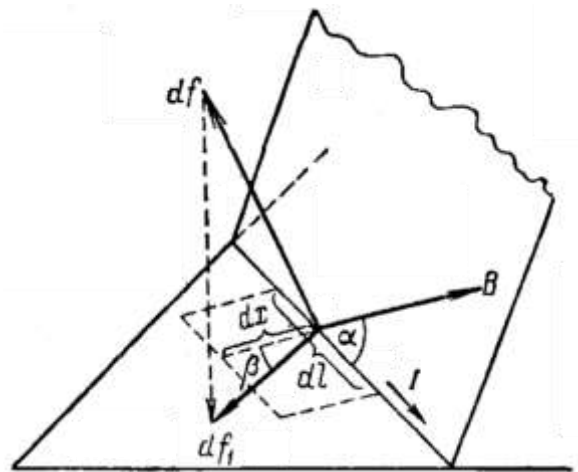
Бирақ $l \Delta x \cos \beta$ көбеймеси және де l участкасы басып өткен майданға тең, буннан мынадай аңлатпаны аламыз:

$$\Delta A = IB \Delta S = I \cdot \Delta\Phi.$$

Солай етип магнит майданында тоғы бар участка қозғалғанда исленген жұмыс усы участкадағы тоқтың күшиниң магнит индукциясының келип өтилген ағысының көбеймесине тең болады.

Алынған нәтийжени ықтыярлы майдан менен контурдың участкасы менен майданның ықтыярлы өз-ара ориентациясы үшін улыўмаластырыўға болады.

241-сүўрет.
Магнит майданында тоқ өтип тұрған dl участкасының орын алмастырыўындағы исленген жұмысты есаплаўға.



Тоғы бар контурдың кишкене dl участкасын аламыз хәм бұл участканың орын алмастырыўын кишкене dx аўысыўларына бөлемиз; dl хәм dx участкаларын олардың шеклеринде индукция векторы тұрақлы болып қалатуғындай дәрежеде киши етип аламыз. Мейли, B векторы менен dl диң бағытының арасындағы α мүйештиң шамасы ықтыярлы болсын (241-сүўрет). dl участкасына тәсир ететуғын df күшиниң шамасы мынаған тең:

$$df = IB \sin \alpha \cdot dl.$$

B хәм dl лерге перпендикуляр болған df күшиниң бағытын шеп қол қағыйдасы бойынша анықлаймыз. dl кесиндиси dx шамасына орын алмастырғанда ол базы бир тегис dS майданын басып өтеди. Бундай орын алмастырғанда күш мынадай жұмысты орынлайды:

$$dA = df_1 \cdot \cos \beta \cdot dx.$$

Бұл теңликте df_1 шамасы df күшиниң орын алмасыў тегислигине түсирилген проекциясы, df_1 хәм dx кесиндилериниң арасындағы мүйеш β . Магнит майданында тоқ элементине тәсир ететуғын күштиң бағыты барлық ўақытта магнит индукциясына перпендикуляр болғанлықтан, орын алмастырыў тегислигинде жатқан күштиң проекциясы df_1 диң индукция векторының орын алмастырыў тегислигине перпендикуляр етип пайда етилетуғынлығы түсиникли. Буннан мынаны аламыз:

$$df_1 = IB_{\perp} dl.$$

Бұл теңликте $B_{\perp}$ арқалы индукция векторының орын алмастырыў тегислигине проекциясы белгиленген. Буннан

$$dA = IB_{\perp} \cos \beta \cdot dl dx$$

теңлиги келип шығады. Бирақ, $\cos \beta dl dx = dS$ хәм буннан элементар жұмыс үшін

$$dA = IB_{\perp} dS$$

аңлатпасын аламыз. Басып өтилген беттің майданы dS тиң бул тегисликке перпендикуляр бағытта түсірілген проекциясы болған $B_{\perp}$ шамасына көбеймеси dl элементинің кесип өткен магнит индукциясының ағысы $d\Phi$ ке тең хәм буннан өзиниң мәніси бойынша (3)-формулаға сәйкес келетуғын

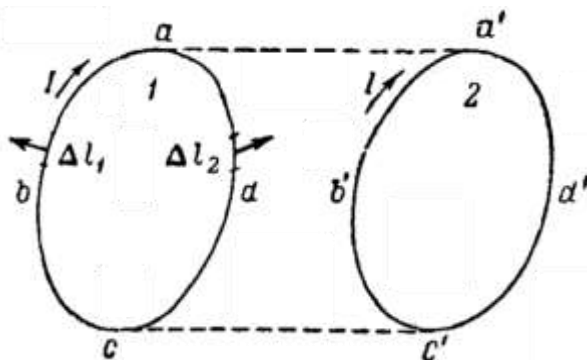
$$dA = Id\Phi$$

формуласын аламыз.

Алынған нәтижени тоқтың шамасы орын алмастырыўдың ўақытында турақлы болып қалатуғын жағдайдағы тоқ өтип тұрған туйық контурды магнит майданында орын алмастырғанда исленген жұмысты есаплаў ушын қолланыўға болады. Әлбетте, оның ушын контурды ойымызда айырым участкаларға бөлиўимиз хәм усы участкалардың орын алмастырыўында оларға тәсир ететуғын күшлердиң исленген жұмысларын сүммалаў керек. 242-сүўретте 1-аўхалдан 2-аўхалға орын алмастыратуғын тоқ өтип тұрған контур көрсетилген. Контурдың орын алмастырыўы сызылма тегислигинде жүзеге келеди, ал магнит майданы сызылма тегислигине перпендикуляр хәм сызылма тегислигиниң арғы тәрепине қарай бағдарланған; контурдағы тоқ саат стрелкасының қозғалыў бағытында өтеди. Бундай жағдайда контурдың abc ярымындағы хәр бир Δl_1 элементине түсетуғын күш орын алмастырыўдың бағыты менен сүйир мүйешти пайда етеди хәм, демек, белгиси терис болған жұмысты орынлайды. Егер биз хәр бир элемент ушын исленген жұмысларды сүммалайтуғын болсақ, онда abc участкасына түскен күшлердиң толық жұмысын аламыз. Хәр бир элементти қозғағанда исленген жұмыс тоқтың күши менен орын алмастырыўдың барысында кесип өтилген индукцияның ағысының көбеймесине тең, демек, жұмыслардың қосындысы тоқтың күши I диң abc участкасы тәрепинен $a'b'c'$ аўхалына келемен дегенше кесип өтилген индукцияның ағысының көбеймесине тең:

$$A_1 = -I\Phi_1.$$

242-сүўреттен Φ_1 шамасының фигураның $abcc'b'a'$ майданы арқалы өтип атырған индукцияның ағысы екенлигин көринип тұр. adc участкасын $a'd'c'$ аўхалына алып келгендеги исленген жұмыстың белгиси оң болады, себеби, оң қол қағыйдасы бойынша, бул участканың Δl_2 элементине орын алмастырыў бағыты менен сүйир мүйешти қурайтуғын күшлер тәсир етеди. Бул жұмыстың сан мәніси тоқтың күши I менен adc участкасы тәрепинен кесип өтилетуғын индукцияның ағысының көбеймесине тең, ал бул ағыстың мәніси болса Φ_2 ге тең. Әлбетте, бул ағыс $adcc'd'a'$ фигурасы арқалы өтетуғын ағысқа тең.



242-сүўрет.

Тоқ өтип тұрған туйық контурды магнит майданында қозғағанда исленген жұмысты есаплаўға.

Солай етип, мынаны аламыз:

$$A_2 = I\Phi_2.$$

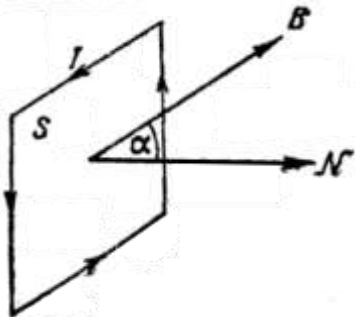
A қосынды жұмысы биз қарап өткен жұмыслардың қосындысына тең:

$$A = A_1 + A_2 = I(\Phi_2 - \Phi_1). \quad (4)$$

$\Phi_2 - \Phi_1$ айырмасының тоқ өтип тұрған контур тәрепинен шекленген майдан арқалы

өтетұғын магнит индукциясының өзгерисине тең екенлигин аңсат көрийге болады. Ҳақыйқатында да: $adcc'b'a'$ арқалы өтетұғын ағыс құрамлыық бөлим сыпатында Φ_1 ағысына да, Φ_2 ағысына да киреди, демек, $\Phi_2 - \Phi_1$ айырмасы ұсы бет арқалы өтетұғын ағысты өзиниң ишине алмайды. $a'b'c'd'$ хәм $abcd$ бетлери арқалы өтетұғын ағыслардың айырмасы ғана қалады. Сонлықтан, ең ақырында мынаған ийе боламыз: өтип турған тоқтың шамасы турақлы болған туйық контурды бир аўхалдан екнши аўхалға жылыстырғанда исленген механикалық жұмыс контурдағы тоқтың күшиниң магнит индукциясының контур тәрепинен дәслепки аўхалдағы және кейинги аўхалдағы кесип өтилген ағысларының айырмасына тең болады екен. Демек, егер контур тәрепинен шекленген майдандағы магнит индукциясының ағысы өзгермейтұғын болса, онда орын алмасыўда исленген жұмыс нолге тең болады. Егер, мысалы, тоқ өтип турған контур бир текли магнит майданында илгерилемели қозғалатұғын болса, онда контурдың майданы арқалы өтетұғын индукцияның ағысы өзгериске ұшырамайды хәм қосынды жұмыс нолге тең болады.

(3)- хәм (4)-формуларды келтирип шығарғанымызда тоқтың күши I барлық ўақытта турақлы болып қалады деп есапладық. Кейинирек (XX бапта) биз белгили болған шараятларда контурдың орын алмастырыўының барысында электромагнитлик индукция қубылысының контурдағы тоқтың күшиниң мәнисин өзгерте алатұғынлығын да көремиз. Сонлықтан, егер бундай жағдайларда контурдағы тоқтың күши I ди турақлы етип ұслап тұрыў ұшын илажлар қолланылмаса (мысалы, ўақыттың зәрүрли болған моментлеринде қосымша батареяларды хәм реостатларды жалғаў жолы менен), онда (3)- хәм (4)-формулар усындай шексиз киши орын алмастырыўлар ұшын кеткен ўақыттың ишинде тоқтың күши I ди турақлы деп есаплаўға болатұғын контурдың шексиз киши орын алмастырыўлары ұшын ғана дұрыс болады. Бундай жағдайда шекли орын алмастырыўда исленген жұмысты интеграллаў жолы менен анықлаўға болады.



243-сўўрет.

Рамканың майданы арқалы өтетұғын магнит индукциясының ағысын есаплаўға.

(4)-аңлатпа орынланған жұмыстың тек шамасын ғана емес, ал белгисин де береді. Оның ұшын индукцияның қандай ағысының оң екенлигин анықлап алыў керек. Контурдың бетине түсирилген оң нормаль менен сүйир мүйешти пайда өтетұғын магнит индукциясының сызықлары оң ағысты пайда өтеди; N нормалының оң бағыты контурдағы тоқтың бағыты менен бұрғы қағыйдасы бойынша байланысқан (243-сўўрет). Бундай жағдайда, егер беттиң майданы арқалы индукцияның ағысы үлкейетұғын болса, онда контурдың элементлерине тәсир өтетұғын күшлер оң жұмысты ислеиди; егер беттиң майданы менен шекленген ағыс кемейетұғын болса, онда контурға түсетұғын жұмыстың белгиси терис.

Базы бир дара жағдайларды қараймыз.

1. Бир текли магнит майданындағы рамканы бұрғанда орынланған жұмыс. Бетиниң майданы S ке тең хәм I тоғы өтип турған тегис рамканы қараймыз. Рамканың бетине бағыты бұрғы қағыйдасы бойынша анықланатұғын N нормалын жүргиземиз.

Мейли, N нормалы B индукцияның сызықлары менен α мүйешин жасайтұғын болсын. Бундай жағдайда рамканың бетиниң майданы арқалы өтетұғын ағыс Φ мынаған тең (243-

сүүрет):

$$\Phi = BS \cos \alpha.$$

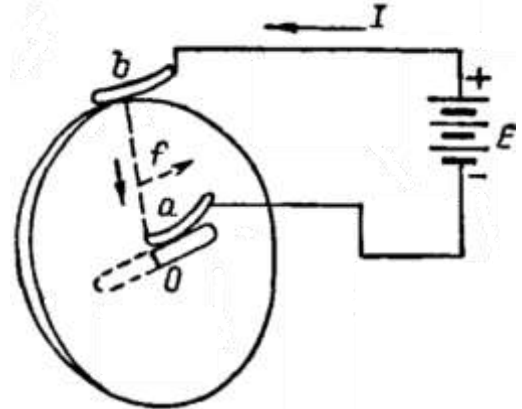
Рамканы бурғанда мынадай жұмыс орынланады [(4)-формулаға қараңыз]:

$$A = IBS(\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1). \quad (5)$$

Бұл аңлатпада α_1 хәм α_2 арқалы рамканы бурмастан бұрынғы хәм бурғаннан кейинги нормаль менен индукция сызықтарының арасындағы мүйешлер белгиленген. $IS = p_m$ шамасының рамканың магнит моменти екенлигин есапқа алып, (5)-аңтапаны былайынша көширип жазамыз:

$$A = p_m B(\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1). \quad (6)$$

244-сүүрет.
Сырғанайтуғын контактары бар
айланатуғын диск.



2. Сырғанайтуғын контакты бар дискти айландырғанда исленген жұмыс. Мейли метал диск магнит майданының күш сызықтарына нормаль бағытта қойылған болсын. Диск өзиниң орайы арқалы өтетүғын күш сызықтарына параллель қойылған O көшериниң дөгерегинде айланатуғын болсын (244-сүүрет). Дискке тоқ сырғанайтуғын a хәм b контактарының жәрдемінде алып келинеди хәм диск бойынша радиаллық бағытта өтеди⁵². Егер магнит майданы сызылма тегислигиниң арғы тәрәпине қарай бағытланған хәм тоқ радиус арқалы жоқарыдан төменге қарай өтетүғын болса, онда тоққа майдан тәрәптен оң тәрәпке қарай бағытланған күш тәсир етеди хәм диск айлана баслайды. Бұл жағдайда тоқтың $EbaE$ контуры арқалы өтетүғын индукцияның ағысы тұрақлы болып қалады, бирақ, сонда да жұмыс орынланады. Буның себеби мынадан ибарат: бұл жағдайда тоқ белгили болған өткізгіш сымлар арқалы емес, ал үзликсиз айланатуғын дисктиң хәр қыйлы болған радиуслары арқалы өтеди. Дискти шексиз киши $\Delta\varphi$ мүйешке бурғанда бойы бойынша тоқ өтип тұрған радиус та $\Delta\varphi$ мүйешке бұрылады хәм ол

$$\Delta S = \frac{1}{2} R^2 \Delta\varphi$$

шамасына тең майданды басып өтеди. Бұл теңликте R арқалы дисктиң радиусы белгиленген. Усы майдан арқалы өтетүғын индукцияның ағысы $\Delta\Phi = B\Delta S$ шамасына тең. Дисктиң үзликсиз түрде айландырғанда контактқа жаңа радиуслар келе баслайды хәм олардың барлығы тәрәпинен басып өтилген майдан мынадай формуланың жәрдемінде анықланады:

$$S = \sum \frac{1}{2} R^2 \Delta\varphi = \frac{1}{2} R^2 \sum \Delta\varphi.$$

⁵² Ғақыйқатында, тоқ тек бир радиустың бойы менен ғана өтпейди, бирақ, бұндай болжаў есаплаўды әпиўайыластырыў ушын исленген.

Дисктиң бир толық айланыуы үшін $\sum \Delta \varphi = 2\pi$, буннан $S = \pi R^2$ хәм индукцияның ағысының өзгериси $\Phi_2 - \Phi_1 = BS = \pi R^2 B$ шамасына тең. (4)-формула бойынша бундай жағдайда орынланған жұмыстың мәніси

$$A = I(\Phi_2 - \Phi_1) = \pi R^2 IB$$

шамасына тең болып шығады.

Бұл мысал (4)-формуланы сырғанаушы контактлар бар жағдайда тоқ тұтас қозғалатуғын өткізгіш арқалы өтетүғын жағдайда абайлап пайдаланыудың керек екенлигин көрсетеді.

§ 211. Магнит шынжырының нызамлары. Магнит индукциясының ағысы өтетүғын магнетиклердің ағысын *магнит шынжыры* деп атайды. Егер ағыс бир орталықтан екінші орталыққа тұтасы менен өтетүғын болса, онда бирінші хәм екінші орталықтың магнит индукциясының ағыстарының ізбе-із жалғаныуы хаққында гәп етиледі; егер ағыс бир неше ағыстарға бөлиніп, оннан кейін олар қайтадан қосылатуғын болса, онда ағыстарының параллель жалғаныуы хаққында айтамыз.

Тороидтың орамлары арқалы өтетүғын индукцияның ағысы Φ тармақларға бөлінбеген магнит шынжырына мысал болады. Тороидты қараймыз хәм оның орамларының санын N , көшеринің ұзынлығын l , ал кесе-кесимин S арқалы белгилейміз. Орамлар материалының магнит сиңиргішлигі μ болған сердечникке оралған хәм орамлар арқалы I тоғы өтетүғын болсын. Тороидтың көлденең кесими арқалы өтетүғын ағыс Φ үшін аңлатпаны жазамыз. Майданда бир текли хәм тороидтың көшеринің бағытында бағытланған деп есаплап, мынаған ийе боламыз:

$$\Phi = SB = \mu HS.$$

199-параграфтағы (1)-формула бойынша тороидтың ишіндеги магнит майданының кернеулігі H тың мәніси $4\pi nI$ шамасына тең хәм бұл аңлатпада n арқалы тороидтың ұзынлығының бир бирлігіндеги орамлар саны белгіленген. Буннан

$$\Phi = 4\pi \mu n IS.$$

$n = \frac{N}{l}$ теңлігінің орынлы екенлигин еске алып

$$\Phi = 4\pi \mu \frac{N}{l} IS$$

теңлігін жаза аламыз, ал бұл теңлікті

$$\Phi = \frac{4\pi NI}{l/\mu S} \quad (1)$$

түрінде жазыуға болады.

Бұл формула шынжыр участкасы үшін жазылған Ома формуласына формаллық жақтан ұсайды.

Хақыйқатында да, егер $4\pi NI$ аңлатпаны *магнит қозғаушы күш* деп атасақ хәм оны $\mathcal{E}_m$ арқалы белгилесек, ал бөліміндеги $l/\mu S$ шамасын *магнитлік қарсылық* r_m деп атасақ, яғнай

$$\mathcal{E}_m = 4\pi NI, \quad (2)$$

$$r_m = \frac{l}{\mu S} \quad (3)$$

белгілеуін қабыл етсек, онда (1)-формула мынадай түрге енеді:

$$\Phi = \frac{\mathcal{E}_m}{r_m}. \quad (1a)$$

(1a) формуладан мынадай жууақ шығарамыз: *магнит индукциясының ағысының сан мәніси магнит қозғаушы күш $\mathcal{E}_m$ нің шынжырдың магнитлік қарсылығы r_m нің қатнасына тең*. Магнитлік қарсылықтың шынжырдың ұзынлығына түүры пропорционал хәм шынжырдың кесе-кесиминің майданы менен шынжырдың магнитлік сиңиргішлигіне кери пропорционал. Магнит қозғаушы күш NI көбеймесине түүры

пропорционал, ал бул шама магнит шынжыры менен орап алынатугын тоқтың толық күшине тең.

Егер (1)-формулада тоқтың күши I ди абсолют электромагнитлик бирликлерде, l менен S ти сәйкес сантиметр хэм сантиметрдин квадратында аңгартсақ, онда индукцияның ағысы максвеллерде алынады. Егер (1)-формулада тоқты амперлерде, ал ағысты бурынғыдай максвеллерде аңгартсақ, онда оған 0,1 ге тең болған сан түриндеги коэффициентти киргизиү керек болады; бундай жагдайда:

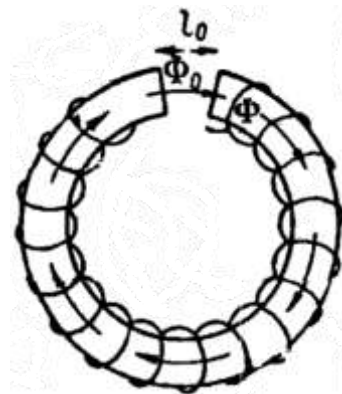
$$\Phi(\text{мкс}) = 0,1 \frac{4\pi NI(a)}{l\mu S}$$

теңлигине ийе боламыз. Бул теңликте l менен S , бурынғыдай, сантиметрлерде хэм сантиметрдин квадратында аңгартылған. Бирликлердин халық аралық системасындағы магнит қозғаўшы күш $\mathcal{E}_m$ менен магнитлик қарсылығының бирликлери ҳаққында төменде айтылады (223-параграф).

Магнит қозғаўшы күш пенен магнитлик қарсылығы шамалары сыяқлы шамалардың киргизилиўи электрлик хэм магнитлик шынжырлардың арасындағы формаллық аналогияның еле де бар екенлиги менен байланыслы. Бул жагдайды көрсетиү ушын магнит шынжырының избе-из жалғанған участкаларын қараймыз. Егер биз магнит сиңиргишлиги μ , ұзынлығы l_1 болған өзекте ұзынлығы l_0 , ал магнит сиңиргишлиги μ_0 болған ҳаўа саңлағы бар деп болжасақ, онда ағыслардың избе-из жалғаныўына жоқарыда қарап өтилген тороид хызмет ете алады (245-сүўрет). Биз ҳазир ағыстың мәнисин бул саңлақтың әдеўир өзгертетуғынлығын көремиз.

245-сүўрет.

l_0 саңлағы арқалы өтетуғын магнит ағысы.



Бул жагдайдағы ағысты табыү ушын тороидтың орта сызығы болған контур бойынша $\mathbf{H}$ векторының циркуляциясы ушын жазылған аңлатпадан пайдаланамыз. Усы контур тәрeпинен қамтып алынған толық тоқ IN ге тең (тороидтың барлық орамларындағы тоқ). Нәтийжеде мынадай аңлатпаны аламыз:

$$\sum H_l \Delta l = 4\pi IN.$$

Тороидтың ишиндеги магнит майданының кернеўлиги оның ортасындағы сызық пенен сәйкес болатуғын болғанлықтан өзектеги кернеў менен саңлақтағы кернеўди $\mathbf{H}$ хэм $\mathbf{H}_0$ арқалы белгилеп,

$$4\pi NI = Hl_1 + H_0l_0$$

түриндеги ямаса H хэм H_0 шамаларының орнына $B = \mu H$ хэм $B_0 = \mu_0 H_0$ магнит индукцияларын киргизип, мынадай аңлатпаны аламыз:

$$4\pi NI = \frac{B}{\mu} l_1 + \frac{B_0}{\mu_0} l_0. \quad (4)$$

Бул қатнасқа өзекте де, саңлақта да бирдей болған Φ ағысын киргиземиз.

Мейли, тороидтың орамларының кесе-кесиминиң майданы S ке, ал ағыс өтетуғын саңлақтың кесе-кесиминиң майданы S_0 ге тең болсын (саңлақтағы ағыстың кесе-кесими

турақты деп болжаймыз). Бундай жағдайда

$$B = \frac{\Phi}{S}, B_0 = \frac{\Phi}{S_0}$$

хәм буннан кейин (4)-формула мынадай түрге енеди:

$$4\pi NI = \Phi \left(\frac{l_1}{S\mu} + \frac{l_0}{S_0\mu_0} \right). \quad (5)$$

Бирақ $4\pi NI$ көбеймеси магнит қозғаушы күш $\mathcal{E}_m$, ал $l_1/S\mu$ хәм $l_0/S_0\mu_0$ шамалары болса сәйкес өзектің хәм саңлақтың магниттик қарсылықлықтары бола алады. Буннан

$$\mathcal{E}_m = \Phi(r_m + r_{m0}) \text{ ямаса } \Phi = \frac{\mathcal{E}_m}{r_m + r_{m0}}$$

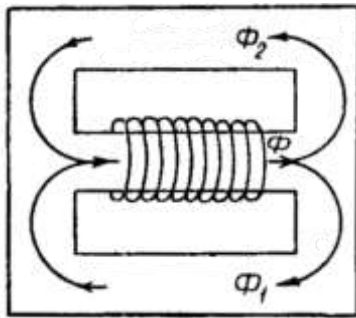
формулалары алынады. R_m арқалы қарсылықтардың қосындысы болған $r_m + r_{m0}$ шамасын белгилеп,

$$\Phi = \frac{\mathcal{E}_m}{R_m} \quad (5a)$$

формуласына ийе боламыз.

Φ ағысы және магнит қозғаушы күш $\mathcal{E}_m$ ниң магниттик қарсылығы R_m ге қатнасы бойынша анықланады, ал *шынжырдың магниттик қарсылығы R_m болса оның избе-из жалғанған участкаларының магниттик қарсылықтарының қосындысына тең.*

Енди магниттик шынжырдың параллель тармақтарға бөлиніуін таллаймыз. Усындай тармақланыу 246-сүйретте көрсетілген.



246-сүйрет.
Магнит шынжырының параллель тармақтарға бөлиніуі.

Шынжырдың ортаңғы бөлімінде $\mathcal{E}_m = 4\pi NI$ магнит қозғағыш күшінің пайда болыуына алып келетуғын орам қойылған. Шынжырдың ортаңғы бөліміндеги индукцияның ағысы болған Φ шамасы шынжырдың басқа бөліміндеги Φ_1 хәм Φ_2 ағыстарға тармақланады, демек,

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2.$$

Бир бири менен параллель тутасқан бөлімлер ушын мынадай қатнастарға ийе боламыз:

$$\Phi_1 = \frac{\mathcal{E}_m}{r_{m1}}, \Phi_2 = \frac{\mathcal{E}_m}{r_{m2}}.$$

Бұл теңліклерде r_{m1} хәм r_{m2} арқалы ағыстар өлетуғын участкалардың магниттик қарсылықтары, ал $\mathcal{E}_m$ арқалы магнит қозғаушы күш белгіленген. $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$ теңлиги орынлы болғанлықтан,

$$\Phi = \mathcal{E}_m \left(\frac{1}{r_{m1}} + \frac{1}{r_{m2}} \right) = \frac{\mathcal{E}_m}{R_m}$$

теңлікleri келип шығады. Буннан параллель тутастырылған участка ушын толық қарсылық R_m диң параллель тутастырылған өткізгішлердің қарсылығындай

$$\frac{1}{R_m} = \frac{1}{r_{m1}} + \frac{1}{r_{m2}} \quad (6)$$

қатнасының жәрдемінде анықланатуғынлығын көреміз.

Магнит шынжырының жоқарыда келтирилген нызамларына электромагнитлердің,

яғный интенсивли магнит майданларын алыўға мүмкиншилик беретугын әсбаплардың дүзилиси тийкарланған. Электромагнитлерде магнит майданы соленоид бойынша өтетугын тоқ тәрепинен қоздырылады; майданды күшейтиў ушын соленоидқа темир өзеклер киргизиледи. Темир өзектиң тутатуғын орнын айкынластырыў ушын мынадай жағдайды таллаймыз. Мейли, ұзынлығы l , кесе-кесиминиң майданы S хәм орамлардың улыўмалық саны N болған тороид болсын. Бундай жағдайда күши I ге тең болған тоқ өтип турған тороидтың ишинде кернеўлиги

$$H = 4\pi \frac{N}{l} I \quad (7)$$

шамасына тең магнит майданы пайда болады.

Енди тороидтың ишине оны толығы менен толтырып туратуғын темир өзекти киргиземиз; мейли, тек енсиз жуқа саңлақты ғана бос қалдырамыз (245-сүўрет). Саңлақтың ишиндеги майданның кернеўлиги H_0 ты анықлаймыз. Оның ушын дәслеп тороидтың ишиндеги индукцияның ағысын (5)-формула бойынша анықлаймыз:

$$\Phi = \frac{4\pi N l}{\frac{l_1}{S\mu} + \frac{l_0}{S_0}} \quad (8)$$

Бул теңликте l_1 - темир өзектиң ұзынлығы, μ - оның магнитлик сиңиргишлиги, l_0 - саңлақтың кеңлиги, S_0 - саңлақтағы ағыстың кесе-кесиминиң майданы (саңлақтағы ҳаўаның магнитлик сиңиргишлиги μ_0 ди 1 ге тең деп есаплаймыз). Егер саңлақ $l_0 \ll \frac{l_1}{\mu}$ теңсизлиги орынланатуғындай дәрежеде жуқа болса, онда (8)-формуланың бөлиминдеги $\frac{l_0}{S_0}$ ағзасын $\frac{l_1}{S\mu}$ шамасына салыстырғнада есапқа алмаўға болады хәм бундай жағдайда ағыс ушын мынадай формулаға ийе боламыз:

$$\Phi = 4\pi \frac{N}{l_1} I S \mu.$$

Өзектеги индукция мынаған тең болады:

$$B = 4\pi \frac{N}{l_1} I \mu.$$

Жуқа саңлақта индукция сызықлары өзекти саңлақтан айырып турған шегараға түсирилген нормалдың бағытында жайласады. Сонлықтан саңлақтың ишиндеги индукция B_0 өзектеги индукция B ға тең болады (206-параграф).

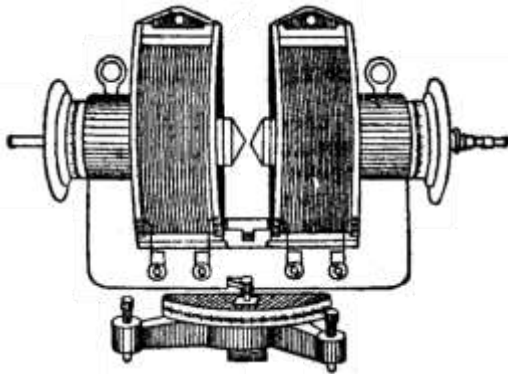
Магнит сиңиргишлиги $\mu_0 = 1$ болған саңлақ областында магнит майданының кернеўлиги $H_0 = B_0$; буннан, жуўық түрде $l_1 = l_0$ теңлиги орынланады деп есаплап, мынадай формуланы аламыз:

$$H_0 = 4\pi \frac{N}{l} I \mu.$$

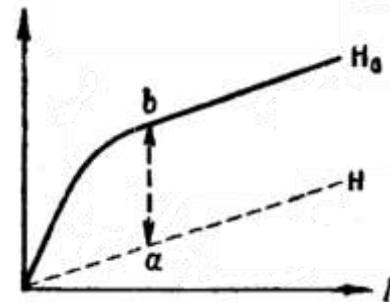
Бул аңлатпаны (7)-формула менен салыстырып, биз жеткиликли дәрежедеги енсиз саңлақта майданның кернеўлигиниң тороидта өзек болмаған жағдайдағыдан μ есе үлкен болатуғынлығын көремиз.

Өзеги бар тап ұсындай тороид сақыйналы электромагнит болып табылады. Әдетте, лабораториялық электромагнитлерге бир қанша басқа түрди береді, бирақ, темир өзекти пайдаланыўдың эффективли болыўы ушын магнит шынжыры дерлик туйық хәм ҳаўа саңлағының ени жүдә енсиз болыўы керек. 247-сүўретте көп пайдаланылатуғын лабораториялық электромагнитлердиң бири көрсетилген. Электромагнитлердеги өзектиң тутқан орнын дұрыс баҳалаў ушын ұсы өзек соғылатуғын темир ушын магнит сиңиргишлик μ дың майданның кернеўлигинен ғәрезли екенлигин есте тутыў керек. Сонлықтан, майданның кернеўлигиниң хәр қыйлы кернеўликлериндеги өзектиң тутқан орны хәр қыйлы. Электромагниттиң магнит шынжырының енсиз саңлағы орын алғанда, ондағы

магнит майданының кернеулиги H сан мәніси бойынша өзектеги индукция B ға тең. Ал, өзектеги B ның майданның кернеулиги H тан ғарезлиги 220-сүүретте көрсетилгендей характерге ийе. Өзектеги майданның кернеулиги H электромагниттің орамларындағы тоқтың күши I ге пропорционал. Буннан орамдағы тоқтан B ның ғарезлиги, ал демек, саңлақтағы майданның кернеулиги H_0 диң ғарезлиги 220-сүүретте келтирилген иймекликке усаған иймеклик пенен аңғартылады. Өзегі темирдің белгили болған сортынан исленген белгили болған электромагнит үшін H_0 диң I ден ғарезлиги 248-сүүретте келтирилген. Тап усы сүүретте тоқтың күши I диң өсиуі менен H тың өсиуін көрсететуғын тууры да келтирилген. Егер электромагнитте өзек болмағанда, онда ол пайда еткен магнит майданы H кернеулигине ийе болған болар еди. Көринип тұрғанындай, дәслеп тоқтың күшиниң өсиуі менен H_0 кернеулиги H қа салыстырғанда тезирек өседи. Бул жағдай тойыныу боламан дегенше хәм темирдің магнит сиңиргишлиги μ үлкен болмаған жағдайда орын алады. Тойыныу жүзеге келгеннен кейин H_0 диң буннан кейинги өсиуі сызықлы характерге ийе болады, майданның кернеулиги H_0 барлық ўақытта H тан ab кесиндисиниң узынлығы менен анықланатуғын бир шамаға үлкен болады.



247-сүүрет. Электромагнит.



248-сүүрет. Электромагниттің полюсларының арасындағы магнит майданының кернеулиги H_0 диң орамлардағы тоқтың күши I ден ғарезлиги.

Төмендегидей айқын мысалды таллаймыз. Мейли, тороидтың темир өзегиниң узынлығы (245-сүүрет) $l_1 = 60$ см, саңлақтың кеңлиги $l_0 = 0,1$ см, тороидтың кесе-кесиминиң майданы $S = 12$ см², орамлардың толық саны $N = 1000$ хәм орамлар арқалы күши 1 а болған тоқ өтип тұрған болсын. Жоқарыда көрсетип өткенимиздей, өзектиң магнит сиңиргишлиги μ тек ғана темирдің сортынан емес, ал тоқтың күши I тәрәпинен анықланатуғын майданның кернеулиги H тан да ғарезли. Бул мысалдың шәрти үшін $\mu = 600$ деп болжаймыз.

Саңлақтағы магнит майданының кернеулиги H_0 ди анықлаймыз. Тороидтағы индукцияның ағысы:

$$\Phi = \frac{0,4\pi N I_a}{\frac{l_1}{S\mu} + \frac{l_0}{S_0}}$$

Бул аңлатпада I_a - амперлердеги тоқтың күши. Саңлақ енсиз болғанда ондағы индукция өзектеги индукцияға тең хәм S_0 ди S ке тең деп есаплаўға болады. Демек, сан мәніси бойынша магнит индукциясына тең болған саңлақтағы майданның кернеулиги H_0 диң мәніси ағыс Φ арқалы аңлатылады, демек:

$$H_0 = \frac{\Phi}{S} = \frac{0,4\pi N I_a}{\frac{l_1}{\mu} + l_0}$$

Бул аңлатпаға жоқарыда келтирилген мәніслерди қойып, кернеуликтің

$$H_0 = \frac{0,4 \cdot 3,14 \cdot 1000 \cdot 1}{\frac{60}{600} + 0,1} \text{ э} \cong 6280 \text{ э}$$

шамасына тең екенлигин табамыз. Егер тороидта темир өзек болмағанда, онда майданның кернеулиги

$$H = 0,4 \frac{N}{l} I_a = 0,4 \cdot 3,14 \cdot \frac{100}{60} \cdot 1 \text{ э} \cong 21 \text{ э}$$

шамасына тең болған болар еди.

Солай етип, өзек болған жағдайда саңлақтағы майданның кернеулиги 300 есе үлкен болады екен. Кеңірек саңлақ болған жағдайда саңлақтағы майданның өсиіуі кемирек болады.

§ 212. Магнит шынжыры үшін Кирхгоф теңлемесі. Құрамалы магнит шынжырының есаптары электр шынжыры үшін Кирхгоф теңлемелеріне ұсаған теңлемелердің жәрдемінде ісленеді.

246-сүретте параллель тұтастырылған участкаларға ийе шынжыр көрсетілген. Ағыс тармақланған хәр бир орында келетуғын ағыстың шамасы ұсы орыннан кететуғын ағыстардың қосындысына тең; келетуғын ағыстарды оң, ал кететуғын ағыстарды терис деп есаплау шәрти қойылатуғын болса, онда хәр бир тармақларға бөлінетуғын орын ("түйин") үшін "түйиннің" қасында ағыстардың алгебралық ағысының нолге тең болыуы шәрти орынланады:

$$\sum \Phi = 0. \quad (1)$$

(1)-теңлік пенен аңлатылатуғын теңлемелер тармақланатуғын тоқлар үшін жазылған Кирхгофтың биринши теңлемелеріне сәйкес келеди.

Егер биз магнит шынжырында қандай да бир туйық контурды айырып алсақ, онда оған **H** векторының циркуляциясы үшін аңлатпаны қолланып, мынаны аламыз:

$$\sum Hl = 4\pi \sum NI. \quad (2)$$

Бұл теңлемедіе сұмма туйық контурдың барлық участкаларына тарқатылған: $\sum NI$ сұммасы контур тәрәпинен орап алынған орамлар саны менен олардағы тоқлардың күшлеріне көбеймелерінің қосындысын билдиреди; егер орап алыу I тоғы пайда еткен майданның бағытында болса, онда NI көбеймесін оң хәм оған кери болған жағдайда терис деп есаплау керек. Майданның кернеулигинің ағыс бойынша аңлатпасы мынадай түрге ийе:

$$H = \frac{\Phi}{S\mu}.$$

Бұл аңлатпада S - ағыстың кесе-кесиминің майданы, μ болса орталықтың магнит сиңиргишлиги. (2)-аңлатпаны былайынша көширип жазамыз:

$$\sum \frac{\Phi l}{S\mu} = 4\pi \sum NI. \quad (3)$$

Бұл аңлатпаны былайынша да жазыуға болады:

$$\sum \Phi r_m = \sum \varepsilon_m.$$

Бұл қатнас Кирхгофтың екінши теңлемелер системасына ұсайды: туйық шынжыр үшін магнит ағыстарының магнитлик қарсылыққа көбеймелерінің сұммасы шынжырдағы магнит қозғаушы күшке тең.

Магнит шынжыры менен электр шынжырының арасындағы ұқсаслықтың тек формаллық характерге ийе екенлигин атап өтиу жүдә әхмийетли. Бун нызамлардағы физикалық нызамлар арасындағы ұлыұмалық пүткиллей жоқ.

Жоқарыда келтирилген қатнастарды қолланыудағы қолайлылықларды иллюстрациялау үшін магнитлик шынжырларды есаплауға мысаллар келтиремиз.

1-мысал. Өзеги 249-сүретте көрстилгендей формаға ийе электромагнит берилген. Егер ампер-орамлардың саны $NI_a = 1800$, саңлақтың ени $l_0 = 2$ см хәм саңлақтың магнитлик қарсылығы шынжырдың a, b, c участкаларының хәр биринің магнитлик қарсылығынан 30 есе үлкен болған жағдай үшін электромагниттің хәуа саңлағындағы магнит майданының кернеулигин анықлаңыз.

Шешими. a, b, c участкаларындағы магнит индукциясының ағыстарын Φ_a, Φ_b, Φ_c арқалы, хәуа саңлақтағы ағысты Φ_0 арқалы белгилеймиз. Саңлақтың магнитлик сиңиргишлиги бирге тең болғанлықтан, саңлақтағы магнит майданының биз излеп атырған кернеулиги мынаған тең:

$$H_0 = \frac{\Phi_0}{S}. \quad (4)$$

Бул теңлікте S - саңлақтың кесе-кесими.

a, c участкалары, ха́йа саңлағы және a хәм b участкалары арқалы өтетұғын туйық контур ушын Кирхгофтың екінши теңлемелер системасын дүземиз:

$$\Phi_a r_m + \Phi_c r_m + \Phi_0 \cdot 30 r_m = 0,4 \pi N I_a; \quad (5)$$

$$\Phi_a r_m + \Phi_b r_m = 0,4 \pi N I_a. \quad (6)$$

Еки контурдағы магнит қозғаушы күшлер бирдей хәм I_a тоғының шамасы амперлерде берілген деген болжамның тийкарында аңартылған. Магнит индукциясының ағысының үзликсизлигинен, мынаған ийе боламыз:

$$\Phi_0 = \Phi_c. \quad (7)$$

Себеби c участкасынан ағыстың барлығы ха́йа саңлаққа өтеди. А "түйининдеги" тармақланыўды қарап, Кирхгофтың биринши әўлад теңлемесин аламыз:

$$\Phi_a = \Phi_0 + \Phi_b. \quad (8)$$

(7)- хәм (8)-теңлемелерин пайдаланып, (5)- хәм (6)-теңліклерди былайынша көширип жазамыз:

$$\Phi_a r_m + 31 \Phi_0 r_m = 0,4 \pi N I_a, \quad (5a)$$

$$2 \Phi_a r_m + \Phi_0 r_m = 0,4 \pi N I_a. \quad (6a)$$

(5a) ны 2 ге көбейтип хәм оннан (6a) ны ағзама-ағза алсақ, онда

$$63 \Phi_0 r_m = 0,4 \pi N I_a \quad (9)$$

теңлемесин аламыз. Ха́йа саңлақтағы магнитлик қарсылық l_0/S ке тең, ал шәрт бойынша участкалардың қарсылығы 30 есе киши, буннан мынадай теңликти аламыз:

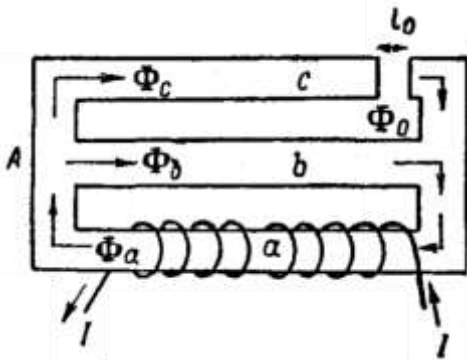
$$r_m = \frac{l_0}{S \cdot 30}. \quad (9)$$

r_m ниң бул мәнисин (9)-теңлемеге қойып, индукцияның ағысы ушын

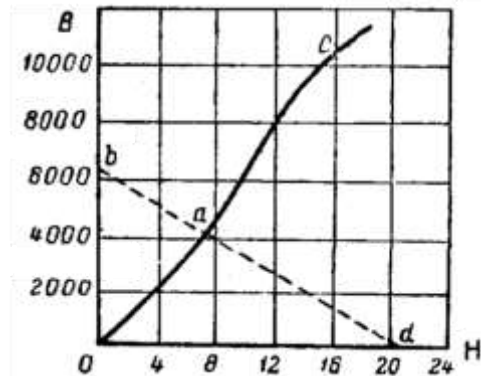
$$\Phi_0 = \frac{0,4 \cdot \pi N I_a}{63 r_m} = \frac{0,4 \cdot \pi N I_a}{63 \cdot \frac{l_0}{S \cdot 30}}$$

аңлатпасын аламыз. Буннан (4)-теңлик бойынша саңлақтағы магнит майданының кернеўлиги мынаған тең болатуғынлығын көремиз:

$$H_0 = \frac{\Phi_0}{S} = \frac{0,4 \cdot \pi N I_a}{63 \cdot \frac{l_0}{S \cdot 30}} = \frac{0,4 \cdot 3,14 \cdot 1800}{63 \cdot \frac{l_0}{S \cdot 30}} \text{ э} \cong 540 \text{ э}.$$



249-сүўрет. Тармақланған магнит шынжырына ийе электромагнит.



250-сүўрет. Электромагниттеги индукция B ны табыўдың графикалық ұсылы.

2-мысал. 211-параграфтағы мысалда талланған сақыйна тәризли электромагниттиң саңлағындағы оның кеңлигин 0,2 см ге шекем үлкейткен жағдайда майданның кернеўлиги H_0 диң неге тең болатуғынлығын анықлаңыз. Өзектиң темириндеги магнит индукциясы B ның майданның кернеўлиги H тан ғәрезлиги 250-сүўретте келтирилген 0°C температурасы ушын қурылған иймекликтиң жәрдеминде бериледи.

Шешими. Өзектеги ағысты Φ , саңлақтағы ағысты Φ_0 хәм өзек пенен саңлақтың магнитлик қарсылықларын сәйкес r_m хәм r_{m0} арқалы белгилеп, электромагниттиң шынжыры ушын Кирхгофтың теңлемелериниң екінши системасын жазамыз:

$$\Phi r_m + \Phi_0 r_{m0} = 0,4 \pi N I_a. \quad (10)$$

Бурынғыдай, өзектеги хәм саңлақтағы ағыслардың кесе-кесимлерин бирдей хәм S ке тең деп

есептеп, мыналарға ийе боламыз:

$$\Phi = BS = \mu HS, \quad \Phi_0 = B_0 S, \\ r_m = \frac{l_1}{\mu S}, r_{m0} = \frac{l_0}{S}.$$

Φ , Φ_0 , r_m хәм r_{m0} шамаларының бул мәнислерин (10) ға қойып,

$$Hl_1 + B_0 l_0 = 0,4\pi N I_a$$

ямаса бул аңлатпаға l_1 , l_0 , N хәм I_a шамаларының мәнислерин қойып,

$$60H + 0,2B_0 = 1256$$

теңлигине ийе боламыз. Саңлақтағы магнит индукциясы B_0 өзектеги магнит индукциясы B ға тең болғанлықтан, бул қатнасты былайынша көширип жазыўға болады:

$$60H + 0,2B_0 = 1256. \quad (11)$$

Бул теңлеме еки белгисизге ийе: майданның кернеўлиги H қа хәм өзектеги индукция B ға. Екинши теңлеме хызметин 250-сўўретте келтирилген H хәм B лардың арасындағы байланыс атқарады. Бул теңлемелерди биргеликте шешиў ушын графикалық ұсылдан пайдаланамыз, атап айтқанда (11)-теңлемеге сәйкес келетуғын bd туўрысы менен графиктеги иймекликтің (250-сўўрет) кесилесетуғын a ноқатын излеймиз. Бул кесилисїў ноқатына $B = 4000$ гс сәйкес келеди. $B = B_0$, ал B_0 болса өз гезегинде сан мәниси бойынша саңлақтағы майданның кернеўлиги H_0 те тең болғанлықтан, биз излеп атырған кернеўлик

$$H_0 = 4000 \text{ э}$$

шамасына тең. Саңлықтың кеңлиги $0,1$ см болғанда кернеўлик $H_0 = 6280$ э (211-параграф). Көринип тұрғанындай, саңлақтың кеңлигинің үлкейїї майданның кернеўлигинің әдеїир кемейїїине алып келеди екен.

§ 213. Өлшеї әсбаплары. Тоқ өтип тұрған өткізгїшлердің арасындағы ямаса тоқ өтип тұрған өткізгїшлер менен тұрақлы магнитлердің арасындағы өз-ара тәсирлесїўлер тоқлардың күшлерин өлшеї ушын хызмет ете алады. Усындай өз-ара тәсирлесїўлерге үш классқа бөліўге болатуғын көп санлы өлшеїши әсбаплардың дүзиліслери тийкарланған: 1) тұрақлы магнитлер менен тоқ өтип тұрған өткізгїшлер тәсирлесетуғын әсбаплар (магнитоэлектрлик); 2) жумсақ темирден исленген бөліми тоғы бар катушкаға тартылатуғын әсбаплар (электромагнитли); 3) тоғы бар еки катушка тәсирлесетуғын әсбаплар (электродинамикалық).

Биринши классқа киретуғын ең әпиўайы әсбап тангенс-гальванометр болып табылады. Ол дөңгелек өткізгїштің бир неше орамларынан тұрады, ал орамлардың орайында вертикал бағыттағы көшердің дөгерегинде айлана алатуғын магнит стрелкасы жайласқан (251-сўўрет). Стрелка жайласқан областтағы дөңгелек тоқтың орамлары пайда еткен магнит майданның кернеўлигинің тұрақлы болыўы ушын стрелканың жүдә кишкене болыўы керек. Бундай жағдайда 194-параграфта айтылғанлар бойынша:

$$H = \frac{2\pi n l}{R}. \quad (1)$$

Бул теңликте I - орамлар арқалы өтетуғын тоқтың күши, n - дөңгелек өткізгїштің ұзынлық бирлигиндеги орамлардың саны, R - олардың радиусы. Тоқ болмаған жағдайда стрелка жердің магнит меридианының бойында жайласады; егер бундай жағдайда орамлардың тегислиги меридиан тегислигинде жайласқан болса, онда стрелка орамлардың тегислигинде жайласқан болады. Тоқ өте баслағанда орамлардың магнит майданлары H орамлардың тегислигине перпендикуляр бағытланады хәм ұсыған сәйкес магнит стрелкасы магнит майданы хәм жердің магнит майданының горизонт бағытындағы құраўшысының қосындысы пайда еткен күштің бағытында бурылады. Бундай жағдайда, 252-сўўретте көрсетілгендей, стрелка менен орамлар тегислигинің арасындағы мүйеш φ дің шамасы

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{H}{H_j}$$

қатнасының жәрдемінде анықланады. Бул теңликте H_j - Жердің магнит майданының

кернеулігінің горизонт бағытындағы құраушысы. Бұл теңлікте H тың орнына оның (1)-теңлік бойынша анықланған мәнісін қойсақ, онда

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{2\pi n I}{RH_j}$$

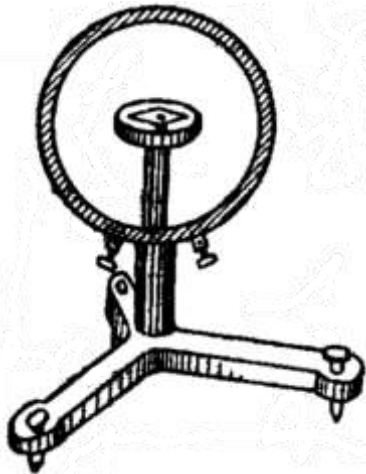
теңлігине ийе боламыз. Бұнан мынадай теңлік алынады:

$$I = \frac{RH_j}{2\pi n} \cdot \operatorname{tg} \varphi. \quad (2)$$

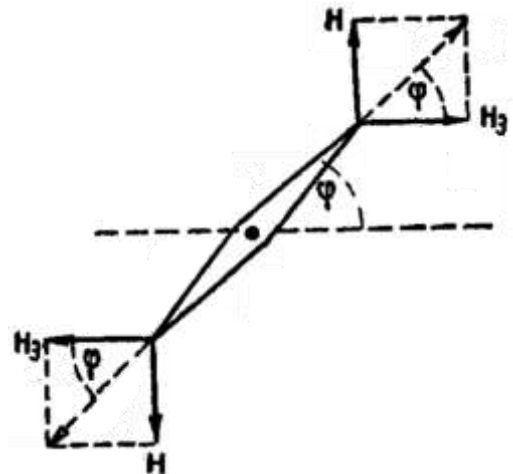
Егер бұл қатнаста Жердің магнит майданының горизонт бағытындағы құраушысы H_j эрстедте, ал R сантиметрлерде өлшенетұғын болса, онда тоқтың күші тоқтың күшінің электромагниттік бірліктерінде өлшенеді. Жер шарының берілген нөңатында тұрған әсбап ұшын $RH_j/2\pi n$ шамасы тұрақлы. Бұнан

$$I = C \cdot \operatorname{tg} \varphi \quad (2a)$$

формуласын аламыз, яғнай тоқтың күші I аұысыұ мұйеши φ дің тангенсине пропорционал. Гальванометрдің тұрақлысы C ны белгили болған R хәм H_j шамаларының тийкарында есаплаұ ямаса гальванометр арқалы күши белгили болған тоқты өткерип градуировкалаұ ұсылы менен анықлаұға болады.



251-сұұрет. Тангенс-гальванометр.

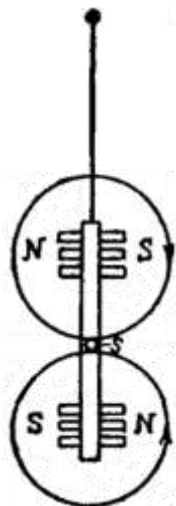


252-сұұрет. Тангенс-гальванометрдің стрелкасының тең салмақлық қалын анықлаұға.

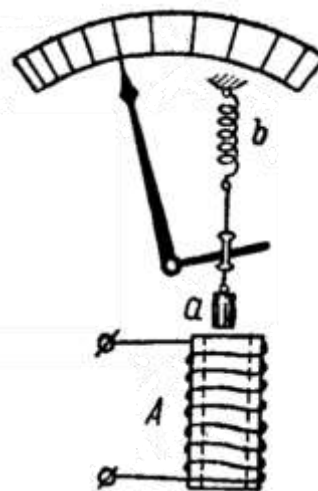
Магнитлердің қозғалмалы системасына ийе болған өлшеұ әсбабының түри өзгертилген типі 253-сұұретте көрсетилген. Ондағы магнитлердің системасын *астатикалық* деп атайды. Бұл система магнитлердің еки топарынан тұрады. Олардың биріндеги барлық магнитлердің арқа полюслары бир тәрепке, ал екіншисінде қарама-қарсы тәрепке қарай бағытланған. Магнитлердің ұсындай жайласыұының себебинен оларға Жердің магнит майданы тәрепинен түсетұғын тәсир компенсацияланған. Усы магнитлердің хәр бир топары өлшемлері арқалы шамасы өлшенетұғын тоқ өтетұғын еки катушканың биринің ишинде жайласады. Катушкалардағы тоқ қарама-қарсы бағытларда өтеди, сонлықтан катушкалардың тәсирлері қосылады. Тоқ болмаған жағдайда магнитлер системасы илдирилип қойылған сабақтың серпимли күшлері оларды катушкалардың тегислигинде ұслап тұрады. Катушкалар арқалы тоқ өткенде магнитлер системасы бурылады хәм бурылыұ мұйешинің шамасы тоқтың күшін өлшеұге мүмкиншилик береді. Жиңишке кварц сабаққа илдирилген магнитлердің жүдә жеңил системасын пайда етиұ жолы менен хәм сабаққа бекитилген айнадағы жақтылық дәстесинің бағытының бурылыұын бақлаұ жолы менен шамасы 10^{-12} а болған жүдә киши тоқларды өлшеұге

болады.

Екинши типке сезгирлиги киши болған, бірақ жүдә кең тарқалған, ал ислеу принципі темирдің берілген формаға ие бөлеги катушканың ишине тартылатуғын әсбаптар киреди. Бундай әсбап биринши рет рус электротехниги М.О.Доливо-Добровольский тәрепинен ұсынылды. Бундай әсбаптың схемасы 254-сүўретте көрсетилген. Онда A - өлшенетуғын тоқ өтетуғын катушка, a арқалы b пружинасына илдирилген темирден соғылған стержень белгиленген. Катушка арқалы өтетуғын тоқ магнит майданын пайда етеди, оның тәсиринде a стержени магнитленеди хәм магнит майдан күшли болған областқа, яғный катушканың ишине тартылады. Кишкене стерженге ұсы стержень катушканың ишине тартылғанда бурылатуғын стрелка тутастырылған.



253-сүўрет. Магнитлердің астатикалық системасы бар гальванометрдің схемасы.



254-сүўрет. Доливо-Добровольскийдің амперметрі.

Тап ұсындай принциптің тийкарында хәзирги заман техникалық амперметрлери соғылады. 255-сүўретте тұрақлы тоқтың техникалық амперметриниң кесими көрсетилген. Онда: 1 арқалы катушка, 2 арқалы 5 пружинасының жәрдемінде ұслап тұрылатуғын магнитленген темирдің кишкене бөлеги белгиленген. Катушка арқалы тоқ өткенде 2 арқалы белгиленген темирдің бөлеги катушкаға тартылады хәм стрелканы бурады. Темирдің бөлеги стрелка менен дәўирли тербелiske келмеўи ушын 4 цилиндрдің ишинде жүретуғын 3 поршеннен тұратуғын "тынышландырыўшы" қолланылады.

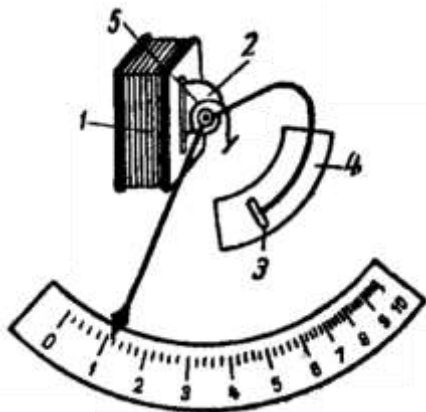
Өлшеўши әсбаптардың биринши типине жылжытуғын рамкалы гальванометрлер де киреди. Оларда магнит майданы таға тәризли формаға ие тұрақлы магнит тәрепинен пайда етиледі. N хәм S полюслары (256-сүўрет) бирдей радиусқа ие болған иймейтилген цилиндрлик бет пенен бир бирине қарап тұр. Полюслардың арасына бир қанша киши радиусқа ие болған темир цилиндр қозғалмайтуғындай етип бекитилген, ұсының салдарынан магнит шынжыры дерлик туйықланған аўхалға келеди хәм индукция сызықлары полюслар менен цилиндрдің арасындағы цилиндрлик саңлақта концентрацияланған. Бул саңлақтан сымның бир неше орамынан тұратуғын хәм ұсы орамлар арқалы өлшенетуғын тоқ өтетуғын жеңил ad рамкасы жайластырылған. Жиңишке пружина рамканы белгили болған ҳалда ұслап турады. Рамка арқалы тоқ өткенде ол оған тәсир ететуғын электромагнитлик күшлердің моменти менен пружинаның буралыўының салдарынан пайда болған механикалық момент теңлескенге шекем бурылады. Рамка менен тутастылырған жеңил стрелка оның бурылыў мүйешин көрсетеди. Рамка жайласқан саңлақтағы магнит майданының радиаллығының салдарынан кең шеклерде оның бурылыўы тоқтың күшине пропорционал.

Усындай типтеги гальванометрлер өзлеринің сезгирлигинің тұрақтылығы хәм олардың көрсетіулеринің сыртқы майданлардан әззи ғәрезликке ийе болғанлығы себепли жүдә қолайлы. Олардың дүзиліслеринің тийкарында жататуғын принцип тұрақты тоқларды өлшейтуғын лабораториялық хәм техникалық өлшеу әсбапларын соғыўда қолланылады. Бундай әсбапқа үлкен қарсылықлардан тұратуғын рамканы параллель етип жалғау жолы менен амперметр сыпатында ямаса сондай рамканы избе-из жалғау жолы менен вольтметр сыпатында пайдаланыўға болады (158-параграфқа қараңыз).

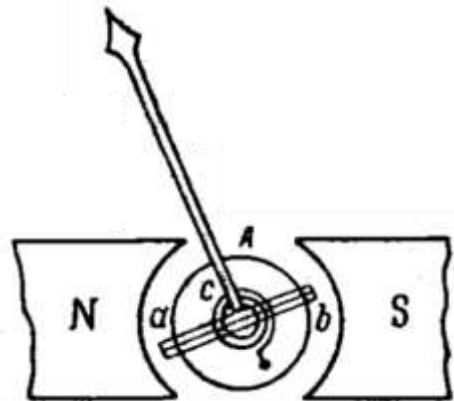
Сезгирлиги жоқары болған әсбаплар тоғы бар қозғалатуғын рамканы жиңишке сабаққа илдирип қойыу жолы менен соғылады (257-сүўрет). Рамканың бұрылыу мүйешинің шамасы оған жабыстырылып қойылған айнадағы жақтылықтың шағылысыуы бойынша анықланады. Бундай әсбапты *айналық гальванометр* деп атайды.

Қозғалыушы өткізгиши бар өлшеу әсбапларының усиндай типине тарлы гальванометр де киреди. Ол күшли магниттиң полюсларының арасына керип қойылған жүдә жуқа *ab* сымынан тұрады (258-сүўрет). Өткізгиш сым арқалы тоқ өткенде ол шеп қол қағыйдасына сәйкес бұрылады (196-параграф). Сымның орынның өзгериси магнетиктиң өзегі арқалы өткерилген өлшеуши микроскоптың жәрдеминде бақланады. Бундай тарлы гальванометрдің сезгирлигинің 10^{-12} а ге шекем жеткеріуі мүмкин. Жиңишке сабақтың киши инерциясының салдарынан тарлы гальванометр ўақыт бойынша өзгеретуғын тоқларды регистрациялау хәм фотосүўретин түсириу ушын жарамлы.

Барлық гальванометрлердің сезгирлигинің шегі тоқ күшинің флуктуациялары менен шекленген (186-параграф).



255-сүўрет. Тұрақты тоқты өлшеуге арналған техникалық амперметр.

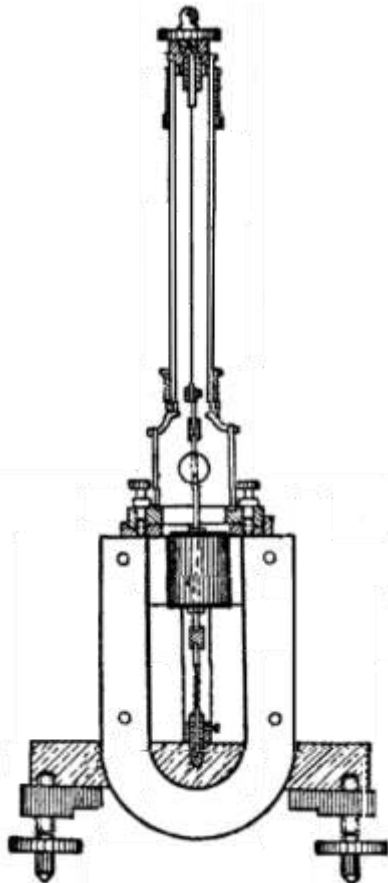


256-сүўрет. Қозғалыушы рамкаға ийе болған гальванометрдің схемасы.

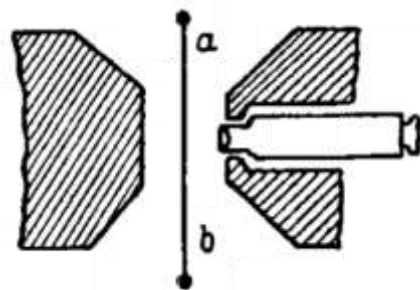
Ең ақырында, үшінші типтегі өлшеуші әсбапты соғыўға болады (электродинамикалық). Онда қандай да бир тұрақты магнитлер болмайды хәм олардың көрсетіуі тоқ өтип тұрған өткізгіштердің бир бири менен тәсірлесиўине тийкарланған. Бундай әсбаптың ең әпиўайы болған схемасы соленоидтың ишине илдирилген тоғы бар рамка болып табылады (197-параграфта айтылғанлар менен салыстырыңыз). Рамкаға түсетуғын айландырыушы моменттің шамасы рамка арқалы өлетуғын I_1 тоғының шамасына да, соленоид арқалы өлетуғын I_2 тоғының шамасына да пропорционал. Егер рамка бойынша да, соленоид бойынша да өлшенетуғын I тоғы өлетуғын болса, онда рамканы айландыратуғын моменттің шамасы I^2 қа пропорционал.

Тоғы бар еки катушканың арасындағы өз-ара тәсірлесиў *ваттметрлерди*, яғный шынжырдың ұсы участкасында жутылатуғын қуўатты өлшейтуғын әсбаптарды соғыу ушын да қолланылады. Шынжырдың берілген участкасындағы пайдаланылатуғын қуўаттың

ондағы тоқтың күшине хәм оның ұшларындағы потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ ге пропорционал екенлигин еске саламыз. Ваттметр бир бири менен тәсирлесетугын еки катушкадан тұрады. Олардың бири киши қарсылыққа ийе болады хәм ол шынжырдың участкасы менен избе-из жалғанады. Ал, екінши катушка үлкен қарсылыққа ийе болып, ол шынжырдың участкасы менен параллель жалғанады. Биринши катушкадағы тоқтың күши шынжырдағы тоқтың күши I ге тең, ал екінши катушкадағы тоқтың күши $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасына пропорционал. Катушкалардың хәр бирине шамасы $I \cdot I'$ көбеймесине, яғнай $I (V_1 - V_2)$ шамасына пропорционал болған ямаса, басқа сөзлер менен айтқанда, шынжырдың участкасында пайдаланылатугын W қуўатына пропорционал айландырыўшы момент түседи.



257-сүўрет. Айналы гальванометр.



258-сүўрет. Тарлы гальванометр.

t ўақытының ишинде пайдаланылған электр энергиясының шамасын өлшейтуғын есаплағыштың (счетчиктиң) дүзилиси де усындай еки катушканы пайдаланыў принципине тийкарланған.

ХІХ БАП

ЭЛЕКТР ХӘМ МАГНИТ МАЙДАНЛАРЫНДА ЗАРЯДЛАНҒАН БӨЛЕКШЕЛЕРДИҢ ҚОЗҒАЛЫСЫ

§ 214. Магнит майданында қозғалатуғын зарядқа тәсир ететуғын күш. 196-параграфта Ампер ызамаы бойынша I шамасындағы тоқ өтип тұрған ұзынлығы Δl тең болған өткізгіштің участкасына

$$f = I \Delta l H \sin \alpha \quad (1)$$

күшинің тәсир ететуғынлығын көрдик. Бул теңликте α арқалы тоқтың бағыты менен магнит майданының кернеулигинің бағытының арасындағы мүйеш белгиленген. Бул формулаға киретуғын барлық шамалардың *CGSM*-системада өлшениуи керек. f күшинің бағыты шеп қол қағыйдасының жәрдемінде анықланады (196-параграфқа қараңыз). Бирақ, қәлеген тоқ зарядланған бөлекшелердің - электронлардың ямаса ионлардың қозғалысы менен байланысly. Буннан сыртқы магнит майданы тәрeпинен тоқ өтип тұрған өткізгішке тәсир ететуғын күштиң қозғалатуғын зарядланған бөлекшелерге тәсир ететуғын күштиң салдарынан жүзеге келеди деп болжау тәбийий. Бул жуумақты тиккелей бақлау арқалы тексерип көриуге болады: егер электронлардың ағысы пайда болатуғын трубканы, мысалы, тұрақлы магнит пайда еткен сыртқы магнит майданына алып келсек (259-сүүрет), онда электронлар дәстеси бұрылады. Оны электронлардың дәстесинің флуоресценцияланыушы экрандағы пайда ететуғын жақты дақтың ауысыуы бойынша аңғарыуға болады. Иши бос трубкада электронлар еркин қозғалады хәм магнит майданы тәрeпинен пайда етилетуғын күштиң тәсирінде тек олардың траекториялары ғана майысады. Егер электронлар ямаса басқа зарядланған бөлекшелер тұтас денениң ишинде қозғалатуғын болса (қатты ямаса сұйық денелердің), онда олардың атомлар менен үзликсиз соқлығысыуының салдарынан оларға тәсир ететуғын күш бул денеге бериледи. Күштиң ұсындай болып берилиуин 244-сүүретте көрсетилген айланыушы дисктің жәрдемінде демонстрациялауға болады. Бул жағдайда барлық электронлар дисктің ишинде оның радиусының бири бойынша қозғалады. Дисктің тегислигине перпендикуляр болған магнит майданы оларды бир тәрeпке қарай ысырады. Электронлардың атомлар менен үзликсиз соқлығысыуларының ақыбетінде электронларға тәсир ететуғын күш дискке бериледи хәм ол айлана баслайды. Усыған ұсаған тәжірийбени электролитлик өткізгіш болған жағдай ұшын да өткеріуге болады. Оның ұшын металдан соғылған қапталларға ийе, ал ұлтаны изоляцияланған материалдан исленген сақыйна сыяқлы ыдыс алынады. Ыдыстың дийуаллары электродлардың хызметин атқарады. Тоқ радиаллық бағытта дийуаллардың арасындағы электролит арқалы өтеди. Электролиттеги тоқ еки белгиге ийе ионлардың қозғалысларының себебинен жүзеге келеди, ал хәр қыйлы белгиге ийе ионлар қарама-қарсы бағытларда қозғалады. Мейли, ыдысқа оның ұлтанына перпендикуляр болған магнит майданы алып келинген болсын. Буны, мысалы, ыдысты вертикал бағытта жайласқан түүры маятниктің ұшына жайластырыу арқалы әмелге асырыуға болады (260-сүүрет). Бундай жағдайда қозғалыушы ионларға магнит майданы тәрeпинен олардың қозғалысларының бағытына перпендикуляр, ал сұйықтықтың бетине параллель болған күшлер тәсир етеди. Бул күшлер еки белгиге ийе ионлар ұшын бирдей болып бағытланған, сонлықтан хәр қыйлы белгилерге ийе болған ионлар қарама-қарсы бағытларда қозғалады. Бул күшлердің тәсирінде ионлар өзинің қозғалыс бағытынан бұрыла баслайды хәм ишинде дөңгелек ағыс пайда болған сұйықтықты өзи менен алып жүреди.

Енди, магнит майданы тәрeпинен қозғалатуғын зарядқа тәсир ететуғын күш ұшын аңлатпаны табамыз. Оның ұшын тоқ өтип тұрған, яғный зарядлар қозғалып тұрған

өткізгіштің участкасына тәсір ететұғын күш ұшын жазылған (1)-аңдатпадан пайдаланамыз. Тоқтың күші I сан мәнісі бойынша ұақыт бирлигиндегі өткізгіштің көлденең кесе-кесими арқалы ағып өткен зарядтың мұғдарына тең. Егер айырым зарядтың шамасы e , ал өткізгіштің кесе кесими арқалы ұақыт бирлигинде өткен зарядлардың саны n болса, онда $I = en$. Әлбетте, $n = n_0 v S$, бұл теңлікте n_0 - көлем бирлигиндегі қозғалыұшы зарядлардың саны, v - олардың тезлиги хәм S - өткізгіштің кесе-кесиминиң майданы. Демек, I ұшын мынадай аңлатпаны аламыз:

$$I = en_0 v S.$$

I диң бұл мәнісин (1) ге қойып, мынаны аламыз:

$$f = en_0 v S \Delta l H \sin \alpha \quad (2)$$

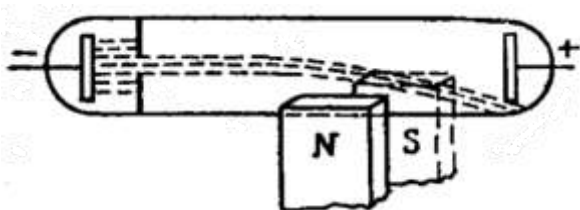
Бұл күш ұзынлығы Δl ге тең болған өткізгіштің участкасына тәсір етеди. Демек, ол өткізгіштің биз қарап атырған участкасындағы барлық қозғалыұшы зарядларға тәсір ететұғын күшлердиң қосындысына тең; бұл зарядлардың саны $n' = n_0 S \Delta l$ шамасына тең. Буннан, бир зарядқа тәсір ететұғын күш мынаған тең:

$$\Delta f = \frac{f}{n'} = \frac{f}{n_0 S \Delta l}.$$

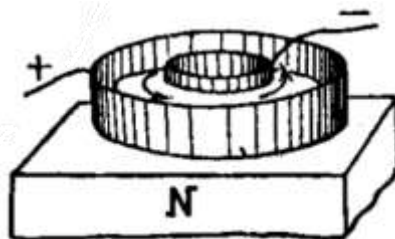
Бұл теңлікке f күшиниң орнына оның (2)-аңлатпа бойынша алынған мәнісин қойып

$$\Delta f = ev H \sin \alpha \quad (3)$$

теңлигине ийе боламыз.



259-сүүрет. Электронлық дәстениң магнит майданындағы бурылыұы.



260-сүүрет. Магнит майданындағы электролитлик ионлардың бурылыұы.

Лоренц формуласы деп аталатуғын бұл формула кернеұлиги H қа тең магнит майданында v тезлиги менен қозғалатуғын зарядқа тәсір ететұғын биз излеп атырған күшти береді. $v = 0$ теңлиги орынланатуғын жағдайда Лоренц формуласы бойынша $\Delta f = 0$. Бұл тынышлықтағы зарядқа магнит майданының тәсір етпейтуғынлығы фактына сәйкес келеди (бұл электростатикада орын алатуғын жағдайға сәйкес келеди). Лоренц формуласындағы v тезлиги хәққында гәп еткенде Δf күши менен майданның кернеұлиги H өлшенип атырған координата системасына қарата алынған тезликти түсиниұ керек. Күш зарядтың қозғалыұ тезлиги v ға да, магнит майданының кернеұлиги H қа да перпендикуляр, яғный, Δf күши v хәм H векторлары жатқан тегисликке перпендикуляр. Оң заряд қозғалатуғын жағдайда күштиң бағыты шеп қол қағыйдасының жәрдемінде анықланады: егер төрт бармақтың бағытын зарядтың қозғалыұ бағытында ұласа, ал алақанды магнит майданының кернеұлигиниң сызықлары перпендикуляр болатуғындай етип жайластырса, онда Δf күшиниң бағытына бас бармақтың бағыты сәйкес келеди. Терис белгиге ийе заряд қозғалғанда күш қарама-қарсы бағытланған (261-сүүрет).

Лоренц күшиниң шамасы тек тезлик пенен магнит майданының кернеұлиги H тан ғәрезли болып ғана қоймай, олардың арасындағы мүйештиң синусы $\sin \alpha$ дан да, яғный олардың салыстырмалы бағытларынан да ғәрезли болады. Заряд магнит майданының кернеұлиги H тың бағытына перпендикуляр бағытта қозғалса күштиң шамасы максималлық мәнісине жетеди, ал заряд майданның кернеұлигиниң сызықларының бойы

менен қозғалса, онда күш нөлге тең.

Хеш қандай пропорционаллық коэффициенті киргизилмеген (3)-формулада оған киретуғын барлық шамалардың *CGSM*-бирликлеринде өлшенген болуы керек. Әдетте аралас бирликлер системасынан да пайдаланады: *e* ни *CGSE*-бирликлеринде, ал майданның кернеулигин - эрстедлерде өлшейди, бундай жағдайда (3)-формуладағы пропорционаллық коэффициентин киргизиў керек:

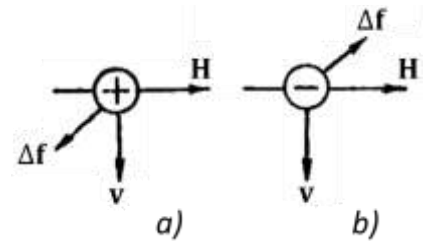
$$\Delta f = \frac{1}{c} e v H \sin \alpha. \quad (3a)$$

Бул формулада

$$\frac{1}{c} \cong \frac{1}{3 \cdot 10^{10}} \frac{\text{сек}}{\text{см}}.$$

261-сүүрет.

Кернеулиги **H** болған магнит майданында **v** тезлиги менен қозғалатуғын зарядқа тәсир ететуғын Лоренц күши **Δf** тиң бағыты.



Δf күшиниң бағыты **[v × H]** векторлық көбеймесиниң бағытына сәйкес келетуғынлығын аңғарып, (3a) формуланы векторлық түрде жазыўға болады. Буннан:

$$\Delta f = \frac{e}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{H}]. \quad (36)$$

Егер магнит майданы менен бир қатарда кернеулиги **E** болған электр майданы да бар болса, онда **v** тезлиги менен қозғалатуғын *e* зарядына тәсир ететуғын толық күш электрлик **eE** күшинен хәм (36) Лоренц күшинен тұрады:

$$\Delta f = e \left\{ \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{H}] \right\}. \quad (3b)$$

Лоренц күши тек қозғалатуғын элементар зарядқа ғана емес (электрон ямаса ион), ал магнит майданында қозғалатуғын қәлеген макроскопиялық зарядқа да тәсир етеди. Мысалы, егер шарикти зарядласақ хәм оны магнит майданында қозғалта басласақ, онда оған қозғалыс бағыты менен магнит майданының бағытына перпендикуляр бағытта күш тәсир ете баслайды хәм бул күштиң шамасы (3)- ямаса (3a) формуланың жәрдемінде аңғартылады. Бирақ, биз бере алатуғын зарядларда хәм тезликлерде бул күштиң мәнисиниң киши болатуғынлығын аңсат көриўге болады. Мысалы, егер радиусы 1 см болған шарикти 3000 V потенциалға шекем зарядласақ, онда оның заряды $e = VC = \frac{3000}{300} \cdot 1 \text{ CGSE} = 10 \text{ CGSE}$ шамасына тең болады. Бул шарик кернеулиги $H = 1000$ эрстед болған майданға перпендикуляр бағытта $v = 10^5 \text{ см/сек}$ тезлиги менен (оқтың тезлиги!) қозғалса, онда

$$\Delta f = \frac{1}{3 \cdot 10^{10}} \cdot 10 \cdot 10^5 \cdot 1000 \text{ дин} = \frac{1}{30} \text{ дин}$$

шамасындағы, яғный көринип тұрғанындай, шамасы кишкене болған күш пайда болады. Бирақ, бул нәтийже әдеттегидей жағдайға қайшы келетуғындай болып көринеди: тоқ өтип тұрған өткизгишлерге (сымларға) магнит майданында әдеўир үлкен күшлер тәсир етеди. Бундай жағдайда әдеттегидей күшлердеги тоқларда алып өтилетуғын зарядлардың жүдә үлкен екенлигин нәзерде тутыў керек. 1 а болған тоқ күши орын алғанда өткизгиштиң кесе-кесими арқалы бир секундтың ишинде 1 кулон, яғный $3 \cdot 10^9 \text{ CGSE}$ -бирлик электр заряды өтеди.

Қозғалмайтуғын оң зарядтың дөгертегинде радиусы *r* болған дөңгелек орбита бойынша ω мүйешлик тезлиги менен қозғалатуғын электронға магнит майданының тәсирин де қараймыз. Электронның қозғалысы $f = \frac{eE}{r^2}$ Кулон күшиниң тәсиринде жүреді, *e* - электронның заряды, ал *E* - оң зарядтың шамасы. w_n арқалы электронның орайға ұмтылыўшы тезлениўин қараймыз. Бундай

жағдайда Ньютонның екінші нызамы бойынша мынадай теңликти жаза аламыз:

$$mw_n = \frac{eE}{r^2}. \quad (4)$$

Енди электронның орбитасының тегислигине перпендикуляр болған **H** магнит майданы бар деп болжаймыз. Бундай жағдайда кулонлық f күшине Лоренц күши қосылады:

$$\Delta f = \frac{e}{c} vH.$$

Электронның мүйешлик тезлиги ω ны киргизип $v = \omega r$ теңлигине ийе боламыз, нәтижеде Лоренц күши ушын аңлатпа мынадай түрге ийе болады:

$$\Delta f = \frac{e}{c} r\omega H.$$

Лоренц күши радиустың бағытында бағдарланған хәм, демек, магнит майданы бар болған жағдайда қозғалыс теңлемеси болған (4)-теңлеме

$$mw_n = \frac{eE}{r^2} + \frac{e}{c} r\omega H$$

түріндегі теңлеме менен алмастырылады.

Буннан кейін, электронның орбитасы тегислигине перпендикуляр болған көшердің дөгерегінде тұрақлы $\Delta\omega$ мүйешлик тезлиги менен қозғалатуғын координаталар системасын киргиземіз. Егер теңлемени ұсы айланыўшы системаға салыстырғанда жазатуғын болсақ, онда тәсир ететұғын $f + \Delta f$ күшине және орайдан қашыўшы инерция күши болған $mr\Delta\omega^2$ күшин хәм Кориолис күши болған $2mr\omega\Delta\omega$ күшин киргизиўимиз керек (I томдағы 24-параграфқа қараңыз).

Солай етип, айланыўшы системаға қарата қозғалыс теңлемеси мынадай түрге енеди:

$$mw_n = \frac{eE}{r^2} + \frac{e}{c} r\omega H + 2mr\omega\Delta\omega + mr\Delta\omega^2.$$

Егер $\Delta\omega$ шамасын киши деп есапласақ, онда киши болған $mr\Delta\omega^2$ көбеймесин есапқа алмаўға болады. Бундай жағдайда

$$mw_n = \frac{eE}{r^2} + \frac{e}{c} r\omega H + 2mr\omega\Delta\omega.$$

Егер $\Delta\omega$ шамасын

$$\frac{e}{c} r\omega H + 2mr\omega\Delta\omega = 0 \quad (5)$$

теңлиги орынланатуғындай етип сайлап алатуғын болсақ, онда айланыўшы системаға қарата қозғалыс теңлемеси мынадай түрге ийе болады:

$$mw_n = \frac{eE}{r^2}.$$

Бұл аңлатпаны (4)-аңлатпа менен салыстырып мынаған ийе боламыз: (5)-шәрт орынланатуғын айланыўшы координата системасында қозғалыс теңлемесиниң бұрынғы түри, ал соған сәйкес, электронның траекториясының бұрынғы түри сақланады. Буннан, магнит майданындағы қозғалмайтуғын координаталар системасында электронның радиусы r ге тең болған дөңгелек бойынша, бирақ өзгериўши $\omega + \Delta\omega$ мүйешлик тезлик пенен қозғалатуғынлығы келип шығады.

$\Delta\omega$ ушын (5)-шәрттен мынадай аңлатпаны табамыз:

$$\Delta\omega = -\frac{eH}{2mc}. \quad (6)$$

H майданының бағыты орбитаның тегислиги менен ықтыярлы мүйешти жасайтуғын улыўма жағдайда, электрон **H** векторына салыстырғанда $\Delta\omega$ мүйешлик тезлиги менен айланатуғын координаталар системасындағы траекториясының дәслепки түрин сақлайды. Орбитаның ұсындай болған өзгериске ұшыраўын *прецессия*, ал $\Delta\omega$ шамасын *прецессияның мүйешлик тезлиги* деп атайды.

Бұл жуўмақ Лоренц күшиниң шамасы Кулон күши f тен киши болғанда, яғный $mr\Delta\omega^2$ ағзасын есапқа алмаўға болатуғын жағдайда дұрыс.

Электронның зарядының терис екенлигине байланысly $H > 0$ теңсизлиги орынланған жағдайда (6)-формула бойынша прецессияның тезлиги $\Delta\omega > 0$. Екинши тәрептен дөңгелек орбита бойынша қозғалатуғын электронның магнит моменти $\omega < 0$ болған жағдайда оң болғанлықтан (201-параграфқа қараңыз) биз мынадай жуўмаққа келемиз: егер орбитаның магнит моменти майданның бағыты менен бағытлас болса, онда сыртқы магнит майданы электронның орбита бойынша қозғалысының тезлигиниң сан мәнисиниң кемеийўине алып келеди. Нәтижеде

айланыушы электронның дәслепки магнит моменти де киширейеди. Солай етип, атомлар менен молекулалардың ишинде айланатуғын электронлар бар деп есаплаған жағдайда диамагнитлик эффектти түсиндириуге болады екен.

§ 215. Қозғалатуғын зарядтың магнит майданы. Егер сыртқы магнит майданы қозғалатуғын зарядқа тәсир ететугын болса, онда, өз гезегинде, қозғалыушы заряд қоршаған орталықта магнит майданын пайда етеди. Бұл электр тоғының қозғалатуғын зарядлардың жыйнағы хәм қоршаған орталықта магнит майданын пайда ететугынлығынан келип шығады. Қозғалыушы заряд тәрөпинен пайда етилетуғын майданның шамасын Био-Савар-Лаплас формуласынан келип шыққан халда анықлауға болады (193-параграфқа қараңыз), бұл формула бойынша ұзынлығы Δl ге тең болған тоқтың элементи оннан r қашықтықта жайласқан ноқаттағы магнит майданының кернеулиги

$$\Delta H = \frac{I \Delta l}{r^2} \sin \alpha$$

шамасына тең болады. Бұл аңлатпада α - тоқтың бағыты менен r радиус-векторының арасындағы мүйеш.

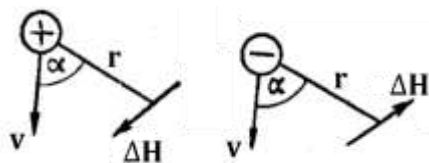
Бұл теңликке I тоқ күшиниң орнына оның қозғалыушы e бойынша мәнисин, олардың көлем бирлигиндеги саны n_0 ди хәм олардың тезлиги v ны қойсақ, яғный $I = en_0 v S$ теңлиги орынланады деп болжап, мынаны аламыз:

$$\Delta H = \frac{en_0 v S \Delta l}{r^2} \sin \alpha.$$

Бұл теңликте S - өткизгиштиң кесе-кесиминиң майданы. Өткизгиштиң биз қарап атырған элементинде $n' = n_0 S \Delta l$ дана зарядланған бөлекше қозғалатуғын болғанлықтан, олардың хәр бири кернеулиги

$$\Delta H = \frac{ev}{r^2} \sin \alpha \quad (1)$$

шамасына тең магнит майданын пайда етеди деп есаплауға болады. Бұл формулада зарядтың тезлиги v хәкқында гәп етилгенде ΔH шамасы өлшенетуғын координаталар системасындағы тезлик нәзерде тұтылады.



262-сүүрет.

v тезлиги менен қозғалатуғын заряд тәрөпинен пайда етилетуғын ΔH магнит майданының бағыты.

Қозғалатуғын заряд тәрөпинен пайда етилетуғын магнит майданының ΔH кернеулик сызықлары бөлекшениң тезлигиниң векторы v хәм r радиус-векторы жатқан тегисликке перпендикуляр. Оң зарядқа ийе бөлекше қозғалғанда кернеулик ΔH тиң бағыты бұрғы қағыйдасы бойынша анықланады: егер v ның бағыты бұрғының илгерилемели қозғалысының бағытына сәйкес келетуғын болса, онда оның тұтқасының айланыу бағыты ΔH тың бағытын береді, ал терис белгиге ийе заряд қозғалатуғын болса, онда ΔH тың бағыты қарама-қарсы болады (262-сүүрет). Усы параграфта келтирилген (1)-формула оған киретуғын барлық шамалардың бирдей болған бирликлер системасында өлшенген жағдай ушын дурыс (яғный шамалардың $CGSM$ - ямаса $CGSE$ -системаларында өлшенгенлигинен ғәрезсиз).

Бұл жағдайдың орын алыу себеби мыналардан ибарат: хеш қандай санлы коэффициентке ийе болмаған Био-Савар-Лаплас формуласы $CGSM$ -системасында да, $CGSE$ -системасында да дурыс. Ал Ампер формуласы болса тек $CGSM$ -системасында санлы коэффициентке ийе емес (195-параграфқа қараңыз), сонлықтан Лоренц формуласы (214-параграф) тек $CGSM$ -системасында ғана дурыс; ал $CGSE$ -системасында болса формуланың

оң тәрепинде $1/c^2$ көбейтiшисинiң турғыы керек.

Егер аралас системадан пайдаланатуғын хәм e зарядты $CGSE$ -бирликлерде, ΔH те эрстедлерде, v ны $см/сек$ лерде хәм r ди сантиметрлерде өлшесек, онда (1)-формуланың оң бөлиминен $1/c$ коэффициентин киргизиў керек болады:

$$\Delta H = \frac{1}{c} \frac{ev}{r^2} \sin \alpha. \quad (1a)$$

(1a) формула қозғалышы зарядтан r қашықтығында тұрған ноқаттағы майданның кернеўлигин анықлайды. Бирақ, (1a) бойынша алынған ΔH тың мәниси r диң жүдә үлкен болмаған хәм v тезлигиниң жүдә үлкен болмаған мәнислери ушын ғана дурыс. Ал басқа жағдайларда электромагнит майданының тарқалыў тезлигиниң шеки екенлигин дыққатқа алыў керек.

Лоренц формуласы сыяқлы (1a) формуланы да, векторлық формада жазыўға болады. 262-сүўретте көрсетилгендей, $\Delta \mathbf{H}$ магнит майданының бағыты $[\mathbf{v} \times \mathbf{r}]$ векторлық көбеймениң бағытындай. Буннан:

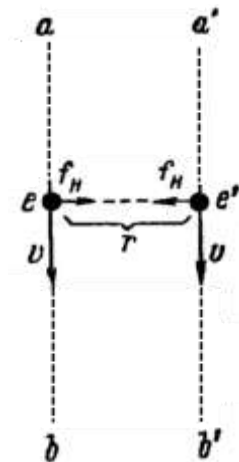
$$\Delta \mathbf{H} = \frac{e}{c} \frac{[\mathbf{v} \times \mathbf{r}]}{r^3} \quad (2)$$

формуласы келип шығады.

Еки заряд бир ўақытта қозғалатуғын жағдайда, олардың арасындағы электрлик өз-ара тәсирлесийден басқа магнитлик өз-ара тәсирлесий күши де пайда болады. Себеби зарядлардың хәр қайсысы өзин қоршаған орталықта магнит майданын пайда етеди, ал екинши заряд болса сол магнит майданында қозғалады. Бул күшлердиң шамаларын салыстырамыз. Оның ушын бир биринен r қашықтығында жайласқан, белгилери бирдей болған еки e хәм e' зарядларын қараймыз. Олар бир бири менен Кулон нызамы бойынша

$$f_e = \frac{ee'}{r^2} \quad (3)$$

күши менен тәсир етиседи. Усындай түрде Кулон нызамы бирден өзгеше болған пропорционаллық коэффициентине ийе емес, яғный нызам e хәм e' зарядлары $CGSE$ -системада берилген деген болжамның тийкарында жазылған.



263-сүўрет.

Қозғалышы зарядлардың арасындағы өз-ара тәсирлесий күшин есаплайға.

Зарядлардың екеўи де ab хәм $a'b'$ тўрысы бойлап, бирдей v тезлиги менен қозғалады деп болжайық (263-сүўрет). Бундай жағдайда (1a) формуласы бойынша e заряды екинши заряд жайласқан орында кернеўлиги $CGSE$ -системада

$$H = \frac{1}{c} \cdot \frac{ev}{r^2}$$

түринде жазылатуғын магнит майданын пайда етеди. Бул майдан $\mathbf{v}$ хәм $\mathbf{r}$ векторлары жататуғын тегисликке перпендикуляр бағытланған.

Лоренц формуласы бойынша [214-формуладағы (3a) формула], бул майдан e'

зарядына

$$f_H = \frac{1}{c} e' v H = \frac{e e'}{r^2} \left(\frac{v}{c} \right)^2 \quad (4)$$

күші менен тәсир етеди, қала берсе, бұл күш e зарядына қарай бағытланған. Шамасы бойынша тап ұсындай күш пенен e' заряды e зарядына тәсир етеди. Солай етип, тұрақты тезлик пенен бир бирине параллель бағытта қозғалатуғын еки заряд бир бири менен Кулон күші менен бир қатарда қосымша магнитлик күш пенен де тәсир етиседи.

(4)- хәм (3)- магнит хәм кулонлық күшлерди бир бири менен салыстырып, мынаны аламыз:

$$\frac{f_H}{f_e} = \left(\frac{v}{c} \right)^2. \quad (5)$$

Еки күштің қатнасы f_H/f_e өлшем бирлигине ийе болмағанлықтан, (5)-формуладан электродинамикалық тұрақты болған c шамасының тезликтің бирлигине тең екенлиги айрықша көргизбелі түрде келип шығады.

Жоқарыда көрсеткенимиздей (195-параграфқа қараңыз), c электродинамикалық тұрақтысының сан мәнісіннің бослықтағы жақтылықтың тезлигине тең. Бұл жағдайда нәзерде тұтып, (4)- хәм (5)-формулардан зарядлардың магнитлик өз-ара тәсирлесіу күшінің шамасының олардың тезлиги v ның электромагнит толқынларының тезлиги c ға қатнасының квадраты бойынша анықланатуғынлығы келип шығады. Көпшилик жағдайлар үшін $v \ll c$ теңсізлиги орынланатуғын болғанлықтан, зарядлардың арасындағы магнитлик тәсирлесіудің шамасы кулонлық күштің шамасына салыстырғанда киши.

(4)-формула бойынша анықланатуғын зарядлардың арасындағы магнитлик күш пенен өз-ара тәсирлесіудің бар болыуының нәтижесінде бир бағытта тоқ өтип тұрған өткізгішлер бир бирине тартысады.

§ 216. Қозғалатуғын зарядлардың магнит майданын эксперименталлық үйрениу. Тәжірийбелерде қозғалыушы зарядлардың магнит майданының табылыуы тарийхый жақтан үлкен әһмийетке ийе болды. Бұл өткізгішлердеги электр тоғының зарядлардың ағып өтилиуі деген көз-қарасты тастыйықлады. Усының менен бирге, қозғалыушы зарядлардың магнит майданын үйрениудің нәтижелери электромагнит майданның теориясының, соның ишінде эфир теориясының рауажланыуына алып келди.

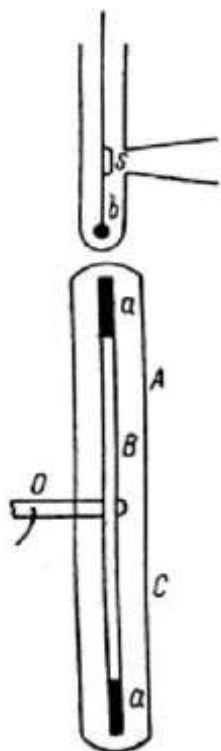
Қандай да бир макроскопиялық зарядланған дененің қозғалыуы менен байланыслы болған электр тоғын *конвекциялық тоқ* деп атайды.

Конвекциялық тоқтың магнит майданын ең терең изертлеу XX әсирдің басында Москва университетинің профессоры А.А.Эйхенвальд тәрәпинен әмелге асырылды.

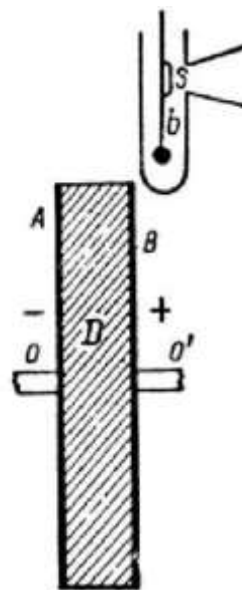
Эйхенвальд тәжірийбесинің схемасы төмендегилерден ибарат. Изоляцияциялаушы материалдан соғылған дөңгелек B пластинкасы сақыйна тәризи a станиол астардың бетине желімленген. Пластика айланатуғын хәм сырғанаушы контактқа ийе O көшерине бекитилген, соның жәрдемінде a астары батареядан белгили болған тұрақты потенциалға шекем зарядланады. a астары конденсатордың пластинкаларының бири болып хызмет етеди; конденсатордың екінши пластинкасы болып қозғалмайтуғын, соның менен бирге электростатикалық қорғаудың да орнын ийелейтуғын AC металл қуты хызмет етеди. B диски a сақыйна менен бирге тез айланыуға алып келинеди.

Солай етип, a сақыйнасында топланған электр заряды қозғалыста болады хәм қоршаған орталықта магнит майданын қоздырады. Бұл майданның кернеулиги H ұзын хәм жиңишке сабаққа илдирилген b магнит стрелкасының жәрдемінде өлшенеди. Стрелканың бурылыуы сол сабаққа бекитилген кишкене s айнада шағылысқан жақтылық нурының бурылыуы менен өлшенеди. Электр майданының тәсирінде пайда болатуғын тәсирлерди жоқ етиу үшін магнит стрелкасы металл қаптың ишінде жайластырылады. Усындай жоллар менен өлшенген магнит майданының кернеулигинің шамасы 215-параграфтағы

(1)-формула менен есапланған мәніске толық сәйкес келген.



264-сүрөт. Эйхенвальд тәжірийбесиниң схемасы.



265-сүрөт. Қозғалатуғын диэлектриктиң магнит майданын анықлау бойынша Эйхенвальдтың тәжірийбесиниң схемасы.

Диэлектрик поляризацияланғанда оның бетінде пайда болатуғын бетлик зарядлардың қозғалуының салдарынан пайда болатуғын магнит майданы да проф. А.А.Эйхенвальд тәрепинен эксперименталлық изертленди. Өзиниң тәжірийбесиниң вариантларының биринде Эйхенвальд A хәм B дөңгелек пластинкаларынан туратуғын хәм олардың ортасында D диэлектрик болған конденсаторды OO' көшериниң дөгерегинде айланысқа келтирди (265-сүрөт). Конденсатордың барлық бөлими диэлектрик пенен бирге пүтини менен айланды. Мейли, b магнит стрелкасы астарлардың бирине жүдә жақын жайласқан болсын хәм бул жағдайда бул стрелка тек бир астардың хәм диэлектриктиң оған жақын жайласқан бети тәрепинен пайда етилетуғын магнит майданын ғана өлшейтуғын болсын. Конденсатор $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасына шекем зарядланған болсын. Бундай жағдайда оның астарларында бетлик тығызлығы

$$\sigma = C(V_1 - V_2)\varepsilon \quad (1)$$

шамасына тең болған зарядлар пайда болады. Бул теңликте ε - астарлардың арасындағы орталықтың диэлектриклик тұрақлысы, ал C - конденсатордың тек өлшемлери менен геометриялық формасынан ғарезли болған тұрақлы. Пластикаға тийип тұрған диэлектриктиң бетінде кери белгиге ийе бетлик зарядлар пайда болады. 139-параграфта айтылғанлар бойынша, бул зарядлардың тығызлығы σ' мынаған тең болады:

$$\sigma' = \frac{4\pi\chi\sigma}{\varepsilon}.$$

Бул теңликте χ - поляризация коэффициенти. Поляризация коэффициенти χ диэлектриктик тұрақлы ε менен $\varepsilon = 1 + 4\pi\chi$ қатнасы бойынша байланысқан болғанлықтан, соңғы аңлатпаны былайынша көширип жазыуға болады:

$$\sigma' = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \sigma.$$

Егер, σ ның орнына (1)-формула бойынша оның мәнісін қойсақ мынадай теңлікке ие боламыз:

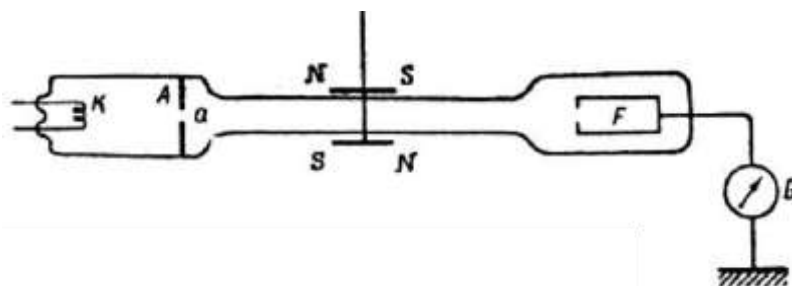
$$\sigma = C(V_1 - V_2)(\varepsilon - 1). \quad (2)$$

Зарядлардың тығызлығы σ менен σ' лер қарама-қарсы белгілерге ие болады. Сондықтан, пластинкалар қозғалғанда олар бір бирине қарама-қарсы бағытланған магнит майданларын пайда етеді. Магнит майданының қосынды кернеулігі H зарядлардың тығызлықтарының айырмасы $\sigma - \sigma'$ бойынша анықланады.

(1)- хәм (2)-теңдіклер бойынша

$$\sigma - \sigma' = C(V_1 - V_2).$$

Көриніп тұрғанындай, тығызлықтардың айырмасы $\sigma - \sigma'$ диэлектриклик тұрақлы болған ε шамасынан ғәрезли емес. Солай етип, берілген өлшемлерге хәм формаға ие болған берілген потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ де диэлектриктің поляризациясына байланысly магнит майданын пайда ететұғын қосынды зарядтың мұғдары диэлектриктің тәбиятынан ғәрезли емес екен. Хәқыйқатында да, Эйхенвальд базы бир $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасына шекем зарядланған зарядланған A хәм B дисклерин айландырғанда олар пайда еткен магнит майданы олардың арасында қандай D диэлектриктің жайласқанлығынан ғәрезсиз екенлигин анықлады. Буннан, поляризацияланған диэлектриктің байланысқан зарядларының қозғалысының салдарынан қоршаған орталықта магнит майданын пайда болатұғынлығы дәлилленди.



266-сүүрет. Электронлық дәстениң магнит майданын анықлаў бойынша Иоффениң тажирийбесиниң схемасы.

Ең ақырында, еркин қозғалатұғын электронлардың магнит майданы академик А.Ф. Иоффе тәрәпинен өлшенди. Қыздырылған K катоды (266-сүүрет) электронлардың дереги болып хызмет етти, олар K катоды менен A анодының арасында тезлетилген. Буннан кейин электронлардың айырымлары a тесиги арқалы өткеннен кейин тең өлшеўли қозғалады. Жолының ақырында олар Фарадей цилиндри F тиң ишине келип түседи хәм оған өзиниң зарядын береди; бұл электронлар пайда еткен тоқ G гальванометри тәрәпинен өлшенген. Трубканың орайлық бөлиминиң қасында магнитлердиң астатикалық системасы қойылған. Электронлар дәстеси тәрәпинен қоздырылған магнит майданы бұл магнитлердиң бурылыўына алып келди.

Электронлардың дәстесин электр тоғы өтип тұрған сым менен де алмастырыўға болады. Стрелкалардың тап сондай бурылыўын алыў ушын электронлар дәстеси болған жағдайда сым арқалы G гальванометриниң жәрдеминде өлшенгендей тоқты өткерий керек. Солай етип, магнит майданын қоздырыўы бойынша электронлық дәсте менен әдеттеги өткизгишлик тоғының арасындағы эквивалентлик дәлилленди.

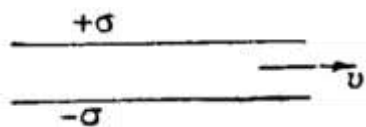
215-параграфтағы формулаларда зарядтың тезлиги болған v шамасы хәққында айтқанда f күши өлшенип атырған координаталар системасындағы тезликтің нәзерде тутылатұғынлығын атап өтиў әхмийетли. XIX әсирдиң ақырында электромагнитлик процесслердиң алып жүриўшилери сыпатында барлық кеңисликти тутас орталық сыпатында

толтырып туратуғын эфир қабыл етилген еді. Бұндай көз-қарасларға байланыссыз магнит майданы зарядлардың эфирге салыстырғандағы қозғалысының салдарынан жүзеге келіуі керек. Сондықтан, зарядлардың магнит майданын бақылау эфирге салыстырғандағы тезлікті анықлауға мүмкіншілік береді деп есепланды. Эфир бизің бақылауларымыздың өткеріліуі мүмкін болған барлық кеңістікті толтырып туратуғын орталық деп есепланғандықтан, оған (эфирге) салыстырғандағы қозғалыстың абсолют қозғалыс болып есепланыуы керек. Механикалық салыстырмалық принципі бойынша (I том, 19-параграф) механикалық процестердің жәрдеминде абсолют илгерилемелі қозғалысты табыу мүмкін емес.

215-параграфта биз бірдей v тезлігі менен параллель траектория бойынша екі e хәм e' зарядларының қозғалысын қарадық. Бұндай зарядлар Кулон күші менен бір қатарда

$$f_H = \frac{ee'}{r^2} \left(\frac{v}{c}\right)^2 \quad (3)$$

магнит күші менен де тәсірлеседі. Бұндай жағдайда мынадай альтернатива айрықша түсініксіз - магнит майданының пайда болыуы: 1) зарядтың f күші өлшеніп атырған координаталар системасындағы салыстырмалы қозғалысы менен ямаса 2) эфирге салыстырғандағы қозғалысы менен байланыссыз. Жақыйқатында да, егер зарядлардың екеуі де өзлери менен бірге қозғалатуғын координаталар системасында магнит күшлерін пайда етпеуі керек. Екінші жағдайда тууы сызықты хәм тең өлшеулі қозғалатуғын координаталар системасына салыстырғанда тынышлықта тұрған зарядлар болған жағдайда да магнит күшлерінің бар болыуы керек. Мейли, Жер шарындағы лабораторияда оған салыстырғанда қозғалмайтуғын зарядлар бар болсын. Жер шары суткалық хәм жыллық қозғалыстарға қатнасады хәм Қуяш системасы менен біргелікте басқа жұлдызларға салыстырғанда да қозғалады. Усы жағдайға байланыссыз мынадай сорау тууылады: Кулон күшінен басқа зарядлардың арасындағы басқа да қосымша өз-ара тәсірлесиу күшлери бола ма? Бирінші болжау бойынша бұндай тәсірлесиудің болыуы мүмкін емес, ал екінші болжау бойынша қосымша күштің болыуы керек. Бұл күшті тикелей анықлаудың мүмкіншілігі жоқ: (3)-формуладан көрініп тұрғанындай, оның шамасы Кулон күшінен $\left(\frac{v}{c}\right)^2$ көбейтуіменен айрылады. Бұл көбейтуішідің v - зарядлардың тезлігі, ал c - электромагнит толқынлардың (солардың ишінде жақтылықтың) бослықтағы тарқалуы тезлігіне тең электродинамикалық тұрақты. Жақтылықтың тезлігі жүдә үлкен болғандықтан ($3 \cdot 10^{10}$ см/сек), бұл қатнастың жүдә киші болатуғынлығын биз атап өттік. Бірақ, ұсындай жағдайларға қарамастан, тәжірибениң қосымша күшлер табылатуғындай вариантын ойлап табыуға болады. Бұл тәжірибе 1904-жылы Трутон хәм Нобль тәрепінен ұсынылды хәм әмелге асырылды.



267-сүрөт.

Трутон менен Нобльдің тәжірибесінің схемасы.

v тезлігі менен астарларына параллель бағытта қозғалатуғын тегіс конденсаторды қараймыз (267-сүрөт). Егер конденсатор зарядланған болса, онда оның пластинкаларының хәр бири қоршаған орталықта магнит майданын пайда етеді. 215-параграфтағы (1а) формуласы бойынша конденсатордың пластинкаларының арасындағы магнит майданының кернеулігі H тың мәнісі (конденсаторлардың астарларының зарядларының беттік тығыздықтары $+\sigma$ хәм $-\sigma'$ шамаларына тең хәм олардың арасындағы орталықтың магнит сиңиргішлігі $\mu = 1$ болған жағдайда)

$$H = \frac{4\pi}{c} \sigma v$$

шамасына тең.

Усының менен бірге, конденсатордың пластинкаларының арасында кернеулігі

$$E = 4\pi\sigma$$

шамасына тең электр майданы да бар (пластинкалардың арасындағы орталықтың диэлектриклік тұрақтысы $\epsilon = 1$ шамасына тең).

Конденсатордан сыртта екі майданның кернеуліклери нөлге тең. 138-параграфта

электростатикалық майданның көлемлік тығызлығы $ED/8\pi$ шамасына тең энергияға ийе болатуғынлығын көрдік.

Бұнан барлық конденсатордың электр энергиясының мынаған тең екенлигин аламыз:

$$W_e = 2\pi\sigma^2 V.$$

Бұл теңдікте V арқалы конденсатордың пластиналарының арасындағы кеңістіктің көлемі белгіленген.

227-параграфта магнит майданының көлемлік тығызлығы $HB/8\pi$ шамасына тең энергияға ийе болатуғынлығын көреміз. Бұнан конденсатордың магниттік энергиясы мынаған тең болады:

$$W_m = 2\pi\sigma^2 \left(\frac{v}{c}\right)^2 V.$$

Демек, конденсатордың толық энергиясы

$$W = W_e = W_m = 2\pi\sigma^2 V + 2\pi\sigma^2 \left(\frac{v}{c}\right)^2 V$$

шамасына ямаса

$$W = W_e \left[1 + \left(\frac{v}{c}\right)^2 \right]. \quad (4)$$

шамасына тең.

Егер v тезлиги менен конденсатордың астарларының арасындағы мүйеш α ге тең болса, онда тезліктің астарларға параллель болған проекциясын алыу керек. Нәтижеде (4)-формула мынадай түрге енеді:

$$W = W_e \left[1 + \left(\frac{v}{c}\right)^2 \cos^2 \alpha \right]. \quad (4a)$$

Солай етип, конденсатордың энергиясы α мүйешінен ғарезли болады хәм $\alpha = \frac{\pi}{2}$ теңлиги орынланғанда, яғный конденсатор қозғалыстың бағытына перпендикуляр жайласқанда минимумға ийе болады. Энергияның минимумына ең орнықты хал сәйкес келеді, сонлықтан конденсатор $\alpha = \frac{\pi}{2}$ теңлиги орынланатуғындай халға қайтып келиуге тырысады. Оны буратуғын күшлердің жубының моменти кери белги менен алынған энергияның α мүйеши бойынша алынған туыындысына тең:

$$M = -\frac{\partial W}{\partial \alpha} = W_e \left(\frac{v}{c}\right)^2 \sin 2\alpha.$$

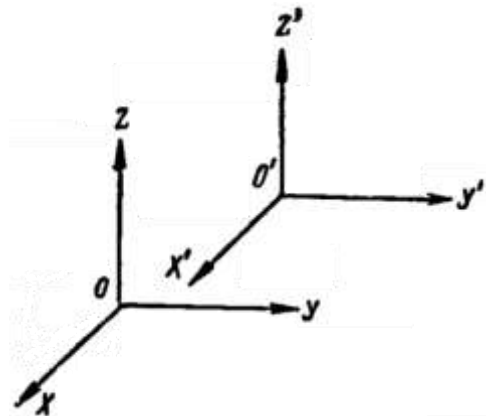
Трутон хәм Нобль ұсындай моменттің бар екенлигин былайынша анықлауға тырысты: Үлкен болмаған конденсатор ұзын хәм жиңишке сабаққа илдирип қойылды. Конденсатор потенциаллар айырмасы 3000 в ке шекем зарядланды. Конденсаторға жабыстырылған айнада шағылысқан жақтылық дәстесинің жәрдемінде олар оның айланбалы тербеліслерін бақлаған. Бұнан олар конденсатордың тең салмақтық ауқалын анықлаған. Бұл тең салмақтық халы сабақтың серпимли қәсийети менен хәм M моментинің бар болыуы менен байланысly. Жердің эфирге салыстырғандағы қозғалысының тезлиги менен бағыты белгили емес. Бирақ, қандай болғанда да, Жердің өзинің көшеринің дөгерегінде суткалық айланыуының нәтижесінде α мүйешинің мәніси өзгереді хәм, соған сәйкес, конденсатордың тең салмақтық халы өзгереді. Бақлаулар сутканың ишінде хеш қандай системалық ауысыулардың бақланбайтуғынлығын көрсетті. Суткалық ауысыулар шамасы жағынан Жердің эфирге салыстырғанда 12 км/сек шамасындағы қозғалысына сәйкес келетуғын ауысыулардан үлкен емес. Хәқыйқатында, Жердің Қуаштың дөгерегіндеги орбиталық қозғалысының тезлиги 30 км/сек қа тең. Тәжирийбелер жылдың хәр қыйлы ўақытлары қайталанды, сонлықтан Жердің жылдың хәр қыйлы мәўсимлердеги тезлиги менен кеңістіктеги пүткил Қуаш системасының қозғалысларының өз-ара компенсацияланыуы мәселеси жоғалды. Кейинирек бұл тәжирийбе бир неше рет қайталанды. 1926-жылы Томашек Трутон менен Ноблдің ұсылының сезгирлигин сондай дәрежеде жоғалтты, хәтте Жердің эфирге салыстырғандағы 0,5 км/сек тезлиги менен қозғалысын табыудың мүмкиншилиги туўылды. Томашектің барлық бақлауларында M моментинің бар екенлиги табылмады.

Солай етип, өткерилген бақлаулар зарядлардың магнит майданының ұсы майдан өлшенетуғын системаға салыстырғанда пайда болатуғынлығын көрсетті. Электромагнит қубылыслары менен өткерилген тәжирийбелер таза механикалық тәжирийбелер сыяқты системаның кеңістіктеги абсолют тең өлшеули қозғалысын табыуға мүмкиншилик бермейді. Эфир есаплау системасы

хызметин атқара алмайды (152-параграфта айтылғанлар менен салыстырыңыз). Кейинирек биз (III том) жақтылық құбылыстарын бақылаудың да абсолют тең өлшеуі қозғалысты табыуға мүмкіншілік бермейтуғынлығын көреміз. Бұл фактлердің барлығы да Эйнштейннің салыстырмалы қозғалыстың тұтқан орнын толық ашып берген салыстырмалы теориясында ұлыұмаластырылды.

Салыстырмалық теориясының мазмұнын биз толығырақ III томда қараймыз. Бұл жерде биз тек физикалық процесслердің есептеу системаларының салыстырмалы тезлигінен ғарезлиги бизің барлық билимлеримизди салыстырмалы деп есептеуің жалған философиялық релятивизм менен хеш қандай байланысқа ийе емес. Салыстырмалық теориясы ақырғы есепте физикалық нызамлардың қандай есептеу системасына қарата ғарезли емес екенлигін ашып көрсетеді (бир бирине салыстырғанда түүры сызықты хәм тең өлшеуі қозғалатуғын бир есептеу системасынан екіншісине өткендеги инвариант ямаса "ковариант" деп аталатуғын нызамлардың түрін анықлауға мүмкіншілік береді).

268-сүүрет.
Еки координаталар системасы.



Еки есептеу системасын көз алдымызға елеслетейик: XYZ хәм $X'Y'Z'$ (268-сүүрет). Мейли $X'Y'Z'$ системасы XYZ системасына салыстырғанда тұрақты $\mathbf{v}$ тезлиги менен қозғалатуғын болсын. XYZ системасында өлшенген электр хәм магнит майданының кернеуліклерин $\mathbf{E}$ хәм $\mathbf{H}$ арқалы, ал $X'Y'Z'$ системасында өлшенген кернеуліклерди $\mathbf{E}'$ хәм $\mathbf{H}'$ арқалы белгилейик. Мейли, $X'Y'Z'$ системасында ұсы есептеу системасындағы электр хәм магнит майданларындағы кернеуліклері $\mathbf{E}'$ хәм $\mathbf{H}'$ болған электр хәм магнит майданларының дереклери бар болсын. Бұндай жағдайда $X'Y'Z'$ системасындағы XYZ системасына салыстырғанда қозғалмайтуғын e зарядына тәсир ететуғын күштиң шамасы Лоренц формуласы бойынша мынаған тең:

$$\mathbf{f}' = \mathbf{H}'e + \frac{1}{c}e[\mathbf{H}' \times \mathbf{v}] \quad (5)$$

214-параграфтағы (3в) формуласына салыстырғанда бұл аңлатпада векторлық көбеймедеги көбейтүүшілердің тәртіби өзгерген, себеби e зарядының $X'Y'Z'$ системасына салыстырғандағы тезлиги $-\mathbf{v}$ ға тең.

Егер v тезлиги жақтылықтың тезлиги c ға салыстырғанда киши болса, онда $\mathbf{f}'$ күши XYZ системасында өлшенетуғын $\mathbf{f}$ күшине тең. Солай етип, XYZ координаталар системасында ұсы системаға салыстырғанда қозғалмайтуғын e зарядына мынадай күш тәсир етеді:

$$\mathbf{f} = \mathbf{E}'e + \frac{1}{c}e[\mathbf{H}' \times \mathbf{v}]. \quad (5a)$$

Электростатикада электр майданының кернеулиги зарядқа тәсир ететуғын f күшинің зарядтың шамасына қатнасына тең: f/e . Сонлықтан, (5a) формуласы тәрөпинен берилетуғын f күшинің бар болыуы XYZ системасында кернеулиги

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}' + \frac{1}{c}[\mathbf{H}' \times \mathbf{v}] \quad (6)$$

шамасына тең электр майданының бар болыуына эквивалент.

Тап сол XYZ координаталар системасында майданның $\mathbf{H}'$ кернеулигінен басқа $X'Y'Z'$

системасына салыстырғанда қозғалмайтуғын e' зарядының XYZ системасына салыстырғанда $\mathbf{v}$ тезлиги менен қозғалатуғынлығына байланысly қосымша магнит майданы болады. Бул қосымша магнит майданының кернеулиги мынаған тең:

$$\mathbf{H}_1 = \frac{e'}{c} \frac{[\mathbf{v} \times \mathbf{r}]}{r^3} = \frac{1}{c} \left[\mathbf{v} + \frac{e' \mathbf{r}}{r^3} \right].$$

Бирақ, $e' \mathbf{r} / r^3$ шамасы $X'Y'Z'$ системасында e' зарядынан r қашықтығында тұрған ноқатта өлшенген электр майданының кернеулиги $\mathbf{E}'$ болып табылады.

Солай етип:

$$\mathbf{H}_1 = \frac{1}{c} [\mathbf{v} + \mathbf{E}']$$

хәм, демек, XYZ системасындағы магнит майданының толық кернеулиги $\mathbf{H}$ мынаған тең:

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}' + \frac{1}{c} [\mathbf{v} + \mathbf{E}']. \quad (7)$$

(6)- хәм (7)-формулар бир бирине салыстырғанда қозғалатуғын еки системада өлшенген электр хәм магнит майданларының кернеуликлериниң арасында байланыстың бар екенлигин көрсетеди. Олар салыстырмалы қозғалыстың қәлеген жағдайын таллаўға мүмкиншилик береді.

Мысалы, $X'Y'Z'$ системасында усы системаға салыстырғанда қозғалмайтуғын тек бир e' заряды болсын. Бул системада зарядтан r қашықтығындағы базы бир B ноқатындағы электр майданының кернеулиги $\mathbf{E}' = \frac{e' \mathbf{r}}{r^3}$ шамасына тең болады. $X'Y'Z'$ системасында ҳеш қандай магнит майданы болмайды ($\mathbf{H}' = 0$). Демек, егер сол B ноқатына $X'Y'Z'$ системасына салыстырғанда қозғалмайтуғын басқа e зарядын жайластырсақ, онда зарядлардың арасында Кулонлық күштен басқа күш тәсир етпейди ($X'Y'Z'$ системасы XYZ системасына салыстырғанда $\mathbf{v}$ тезлиги менен қозғалатуғын болса да). Бул Трутон менен Ноблдиң тәжирийбесиниң шәртинен хәм оның күтилген нәтийжени бермеўине сәйкес келеди.

XYZ системасында болса, (7)-формула бойынша электрлик күш пенен бир қатарда кернеулиги

$$\mathbf{H} = \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{E}'] = \frac{1}{c} \left[\mathbf{v} + \frac{e' \mathbf{r}}{r^3} \right] \quad (8)$$

аңлатпасының жәрдемінде анықланатуғын магнит майданы да бар болады.

Бул майданды B ноқатына магнит стрелкасын қойыў жолы менен табыўға болады. Бундай схема Эйхенвальд тәжирийбесине сәйкес келеди: координаталар системасына салыстырғанда қозғалатуғын заряд усы системада магнит майданын пайда етеди.

Ең ақырында, B ноқатына магнит стрелкасының e зарядын қойыўға болады. Егер бул заряд XYZ системасына салыстырғанда тынышлықта тұрған болса, онда оған (6)-аңлатпа бойынша тек кернеулиги $\mathbf{E} = \mathbf{E}'$ болған электр майданы тәсир етеди. Бул қозғалмайтуғын электр зарядларының магнит майданын пайда етпейтуғынлығын фактына сәйкес келеди. Егер e зарядын XYZ системасына салыстырғанда $\mathbf{v}_1$ тезлиги менен қозғалыўға мәжбүрлесек, онда Лоренц формуласы бойынша бул зарядқа және

$$\mathbf{f} = \frac{e}{c} [\mathbf{v}_1 \times \mathbf{H}] \quad (9)$$

күши де тәсир етеди.

Егер $\mathbf{v}_1$ тезлик векторын $\mathbf{v}$ векторына теңлестирсек, онда e заряды e' зарядына салыстырғанда тынышлықта тұрады, бирақ олардың екеўи де XYZ системасында параллель тўўрылар бойынша бирдей тезликлер менен қозғалады. Егер, әпиўайылық ушын, $\mathbf{v}$ тезлигин $\mathbf{r}$ ге перпендикуляр деп болжасақ, онда (8)-формула мынадай түрге

$$H = \frac{1}{c} \frac{e' v}{r^3},$$

ал, (9)-формула мынадай түрге енеди:

$$f = \frac{ee'}{r^2} \left(\frac{v}{c} \right)^2.$$

Бул формула (3)-формула менен бирдей хәм бирдей бағытта тоқ өтип тұрған өткізгішлердиң бир бирине тартысыўына сәйкес келеди.

Майданларды түрлендириў формулалары болған, (6)- хәм (7)-формулар зарядлардың қозғалыс тезлиги v жақтылықтың тезлиги c дан киши болған жағдайларда ғана дұрыс.

Салыстырмалық теориясы болса қалеген тезликлер ушын дұрыс болған бир есаплау системасынан екіншисине өтиудің ұлыұмалық формулаларын береді.

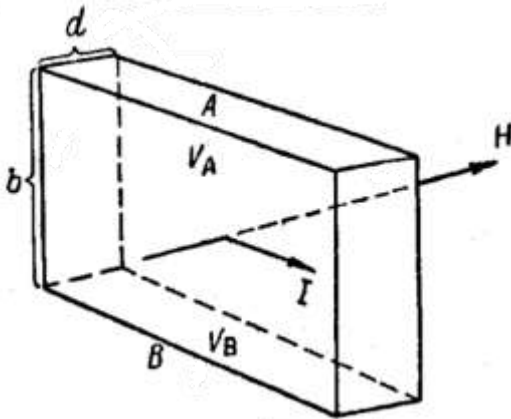
§ 217. Холл эффекти. Магнит майданында қозғалатуғын электр зарядына тәсир ететуғын күштиң болыуы мынадай қубылысты түсіндире алады: сыртқы H майданына перпендикуляр қойылған өткізгіш пластинка арқалы I тоғы өткенде (269-сүүрет) пластинканың A хәм B шетлериниң арасында $V_A - V_B$ потенциаллар айырмасы пайда болады. Бул қубылысты Холл эффекти деп атайды.

Пайда болған $V_A - V_B$ потенциаллар айырмасы тоқтың күши менен магнит майданының кернеулигиниң көбеймеси IH қа хәм пластинканың қалыңлығы d ға кери пропорционал:

$$V_A - V_B = K \frac{IH}{d}. \quad (1)$$

Бут формулада K тұрақлы шама болып табылады.

Егер тоқ e зарядларының қозғалысы менен байланысly болса, онда H магнит майданында оларға тоқтың бағытына перпендикуляр бағытта Лоренц күши тәсир етеди. Усының нәтийжесинде, бул зарядлар пайда болған электр майданы магнит күшин теңлестиргенше пластинканың A шетине жыйналады.



269-сүүрет.
Магнит майданында $V_A - V_B$
потенциаллар айырмасының пайда
болыуы.

Биз қарап атырған жағдайда $\left(\alpha = \frac{\pi}{2}\right)$ Лоренц формуласы бойынша [214-параграфтағы (3)-формула] зарядқа тәсир ететуғын күш мынаған тең:

$$f_H = e\bar{v}H.$$

Бул теңликте $\bar{v}$ - тоқтың тарқалыу бағытындағы зарядлардың қозғалысының орташа тезлиги.

$V_A - V_B$ потенциаллар айырмасының пайда болыуы менен байланысly пайда болған электр майданының кернеулиги

$$E = \frac{V_A - V_B}{b}$$

формуласының жәрдемінде анықланады. Бул формулада b - пластинканың кеңлиги.

Демек, зарядқа тәсир ететуғын электр күши мынаған тең болады:

$$f_e = e \frac{V_A - V_B}{b}.$$

Стационар хал күшлер теңлескен жағдайда, яғнай $f_H = f_e$ теңлиги орын алған жағдайда жүзеге келеди. Буннан мынадай қатнасты аламыз:

$$e \frac{V_A - V_B}{b} = e\bar{v}H. \quad (2)$$

Өткізгіштеги зарядлардың қозғалысының орташа тезлиги $\bar{v}$ ны тоқтың күши I ,

өткізгіштің көлемінің бір бірлігіндегі зарядтардың саны n хәм олардың қозғалыс тезліктерінің арасындағы қатнас бойынша табамыз (214-параграфқа қараңыз):

$$I = b d n e \bar{v}.$$

Буннан

$$\bar{v} = \frac{I}{b d n e}$$

қатнасына ийе боламыз. $\bar{v}$ ның ұсы мәнісін (2)-аңлатпаға қойып, мынадай теңлікке ийе боламыз:

$$V_A - V_B = \frac{1}{n e} \cdot \frac{I H}{d}. \quad (3)$$

Солай етип, (1)-эмперикалық формулаға сәйкес, $V_A - V_B$ шамасы $I H$ көбеймесіне пропорционал хәм пластинканың қалыңлығы d ға кері пропорционал екен. K тұрақтысы мынаған тең болады екен:

$$K = \frac{1}{n e}. \quad (4)$$

Буннан, K тұрақтысының белгісінің e зарядының белгісінен ғәрезлі екенлігі келип шығады. K тұрақтысының оң белгісі A нокатының потенциалының (269-сүрөт) B нокатының потенциалының жоқары екенлігін аңғартады.

161-параграфта айтылғанлардан металлардың электр өткізгішлігінің еркін электронлардың бар болыуы менен байланысly екенлігі келип шығады. Қала берсе, металдың хәр бир атомына шама менен бир еркін электрон сәйкес келеді. Сонлықтан, металлар үшін K тұрақтысының мәнісі теріс болыуы хәм оның сан мәнісі электронның заряды e хәм металдың көлемінің бир бірлігіндегі еркін электронлардың саны n бойынша анықланыуы керек.

K тұрақтысы үшін (4)-аңлатпаның келип шығарылуы дәл емес. Ғақыйқатында да, магнит майданында қозғалатуғын зарядқа тәсир ететуғын f_H күшінің шамасын орташа $\bar{v}$ тезлігі арқалы анықлауға болмайды. Егер, электронның еркін жүріу жолында оның тезлігі тоқтың тарқалуы бағытында тең өлшеулі өседі, сонлықтан K үшін жазылған аңлатпаға және $2/3$ санлы көбейтуішісі де киреді. Сонлықтан мынадай аңлатпаны аламыз:

$$K = \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{n e}. \quad (4a)$$

Металдың көлемінің бир бірлігіндегі атомлардың санын n_0 арқалы белгілейміз хәм $n = z n_0$ теңлігі орынланады деп болжаймыз; бундай жағдайда z бир атомға сәйкес келетуғын еркін электронлардың санын көрсетеді. Көлемнің бир бірлігіндегі атомлардың саны n_0 ди Авагадро саны менен аңсат байланыстыруға болады. Ғақыйқатында да, бир тәрептен бир атомның массасы A/N шамасына тең (A - атомлық салмақ), ал, екінші тәрептен ρ/n_0 ге тең (ρ - тығызлық). Буннан

$$\frac{\rho}{n_0} = \frac{A}{N}$$

ямаса

$$n_0 = \frac{N \rho}{A}$$

қатнасына ийе боламыз хәм буннан

$$n = \frac{N \rho}{A} \cdot z.$$

формуласын аламыз. n ниң бул мәнісін (4a) ға қойып, мынадай теңлікті келтиріп шығарамыз:

$$K = \frac{2}{3} \frac{A}{N e \rho z}.$$

Бирақ, егер F арқалы Фарадей санын белгилесек, онда $Ne = -F$ теңдiгiне ийе боламыз; онда металлар ушын K тұрақлысы ушын

$$K = -\frac{2}{3} \frac{A}{F\rho z} \quad (5)$$

формуласына ийе боламыз.

Ғақықатында да, көп санлы металлар ушын K ның мәнісi теріс. Тәжірийбелерде табылған K тұрақлысының мәнісi бойынша z шамасын анықлауға болады; бир қатар бир валентли металлар ушын z тиң мәнісi бирге жақын болып шығады: мысалы натрий ушын $z = 0,65$, гүмис ушын $z = 0,75$; алтын ушын $z = 0,9$. Үлкенірек валентликке ийе болған металлар ушын z тиң мәнісi үлкен (мысалы, алюминий ушын $z = 0,2$). Бирақ сондай материаллар да бар (Zn, Cd, Pb, Fe хәм басқалар), олар ушын K оң мәніске ийе болып шығады.

Жоқарыда келтирилген элементар теорияның көз-қарасы бойынша бұл факт түсиниксиз хәм оны тек квантлық механиканың тийкарында ғана түсиндирийге болады.

Холл эффекти тек электронлық өткізгішлікке ийе болған өткізгіштерде бақланады⁵³. Ионлық өткізгішлік орын алатуғын электролиттерде болса сезилерликтей эффект бақланбайды. Бұл аўыр ионлардың электронларға салыстырғанда әдеўир киши тезлик пенен қозғалатуғынлығы менен байланысly.

Ярым өткізгіштерде K тұрақлысы температураның төменлеўи менен күшли үлкейеди. Бұл жағдай температураның төменлеўи менен көлемнің бир бирлигиндеги электронлардың санының тез кемейіуи менен байланысly. Ярым өткізгіштердеги Холл эффектiнiң белгисi ярым өткізгіштің өткізгішлігiнiң электронлық характерге ямаса "тесиклик" характерге ийе екенлігiн анықлауға мүмкіншилик береді (171-параграф). "Аралас" өткізгішлікке ийе ярым өткізгіштер ушын қубылыс әдеўир қурамалы характерге ийе болады.

§ 218. Электронлардың салыстырмалы зарядын анықлау. Лоренц күши ушын жазылған аңлатпа қозғалыўшы бөлекшениң заряды e ниң оның массасы m ге қатнасын анықлауға мүмкіншилик береді. Бұл e/m қатнасын *салыстырмалы заряд* деп атайды.

Вакуумда сыртқы магнит майданының кернеўлиги H қа перпендикуляр тегисликте қозғалатуғын зарядланған бөлекшелердің ағысын көз-алдымызға елеслетейик (270-сўйретте майданның кернеўлиги H сызылма тегислігiне перпендикуляр). Бундай жағдайда бөлекшениң тезлиги v ның бағыты менен H тың арасындағы мүйеш $\pi/2$ ге тең хәм 214-параграфтағы (3а) формуласы бойынша бөлекшеге

$$\Delta f = \frac{1}{c} evH \quad (1)$$

күши тәсир етеді.

Бұл күш қозғалыўдың барысында бөлекшениң тезлігiнiң v векторына перпендикуляр. Шәрт бойынша бундай жағдайда бөлекшеге басқа хеш қандай күшлер тәсир етпейтуғын болғанлықтан, оның тезлиги v сан шамасы бойынша тұрақлы хәм, демек, бөлекшениң траекториясы дөңгелектің доғасы болып табылады. Егер, бұл дөңгелектің радиусы R болса, онда бөлекшениң орайға ұмтылыўшы тезленіуи v^2/R шамасына тең болады хәм Ньютонның екінші нызамы бойынша тезленіу менен f күшинiң арасындағы қатнас

$$\Delta f = \frac{mv^2}{R}$$

аңлатпасы менен бериледи.

⁵³ 1879-жылы Эдвин Холл тәрепинен ашылған бұл эффекттің өткізгіштеги тоқты тасыўшылардың тәбияты менен байланысly екенлігiн атап өтемиз (Аўдарыўшылар).

Бұл аңлатпадағы Δf күшинің орнына оның (1)-аңлатпа бойынша мәнісін қойсақ, мынадай теңлікті аламыз:

$$\frac{1}{c} evH = \frac{mv^2}{R}.$$

Буннан бөлекшениң салыстырмалы заряды ушын төмендегидей қатнасты табамыз:

$$\frac{e}{m} = \frac{cv}{RH}. \quad (2)$$

Бөлекшениң траекториясының иймеклик радиусы R ди хәм магнит майданының кернеулиги H ты тиккелей өлшеуге болады. Солай етип, e/m қатнасын анықлау ушын тек бөлекшениң тезлиги v ны табыу керек болады. Бөлекшениң тезлиги v ны хәр қыйлы ұсыллардың жәрдемінде анықлауға болады. Оны, мысалы, тезлетиуши $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасының жәрдемінде анықлау мүмкин. Бөлекшелер вакуумда қозғалғанда электрлик күшлердің барлық $e(V_1 - V_2)$ жұмысы олардың $mv^2/2$ кинетикалық энергиясының өсими ушын жұмсалады. Буннан

$$\frac{mv^2}{2} = e(V_1 - V_2)$$

хәм, ұсыған байланыслы,

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m} \cdot \sqrt{V_1 - V_2}}$$

теңліклерине ийе боламыз. v ның бұл мәнісін (2)-аңлатпаға қойып хәм алынған теңліктің оң хәм шеп тәреплерин квадратқа көтерип және түрлендирип, мынадай теңлікке ийе боламыз:

$$\frac{e}{m} = \frac{2c^2}{R^2 H^2} (V_1 - V_2). \quad (3)$$

v тезлигин e/m салыстырмалы зарядтың аңлатпасынан жоқ етиу ушын Томсон басқа ұсылды пайдаланды. Оның ушын ол бөлекшелердің дәстесін магнит хәм оған көлденең болған электр майданларында қозғалыуға мәжбүрледі. Электронның салыстырмалы зарядын анықлау ушын Томсон пайдаланған ұсыл 271-сүүретте келтирилген; K - электронлардың дереги хызметін атқаратуғын катод; A - электронлар дәстесін айырып алыу ушын қолланылатуғын диафрагма. K менен A ның арасына электронларға v тезлигин беретуғын потенциаллар айырмасы түсірилген. Диафрагма арқалы өткен электронлар кеңіслікте ұсы v тезлиги менен қозғалады. Пунктир дөңгелек пенен сызылма тегісliğине перпендикуляр хәм кернеулиги H қа тең магнит майданы қоздырылатуғын область көрсетілген. Бұл майдан полюсларының арасында трубка жайласатуғын электромагнит тәрепинен алынады. B_1 хәм B_2 арқалы арасында электр майданы қоздырылатуғын еки параллель пластинкалар белгіленген. C - флуоресценция бақланатуғын экран, бұл экранда жақтылық шығарып туратуғын дақ катод нұры түсетуғын орынды анықлайды. Мейли, магнит майданының бағыты электронлардың төменге қарай аұысыуына сәйкес келетуғын болсын. Тек магнит майданы бар болған жағдайда электронлар майдан областында дөңгелектің доғасы бойынша қозғалады (пунктир сызық) хәм флуоресценцияланатуғын экрандағы жақтылық шығарып тұрған дақ төменге қарай жылысады. Бұл жылжыудың шамасы бойынша иймеклик радиусы R есапланады. Буннан кейін B_1 менен B_2 пластинкаларының арасында магнит майданы менен бирге электростатикалық майданы да қоздырылады. Бұл электростатикалық майдан тәрепинен электронға тәсир ететуғын eE күши магнит күши Δf тиң бағытына қарама-қарсы бағытланған (биз қарап атырған жағдайда электр күши жоқарыға қарай бағытланған болыуы керек). Электр майданының шамасы электронлар дәстесінің хеш қандай аұысыуға ұшырамайтуғындай, яғнай электрлик күш пенен магнитлик күштиң бир бирине тең болатуғындай етип сайлап алынады. Бундай жағдайда мынадай теңлік орынлы болады:

$$eE = \frac{1}{c} evH.$$

Буннан тезлик үшін

$$v = \frac{cE}{H}$$

теңлигине ийе боламыз. v ның бұл мәнісін (2)-теңликке қойып e/m үшін мынадай аңлатпаны аламыз:

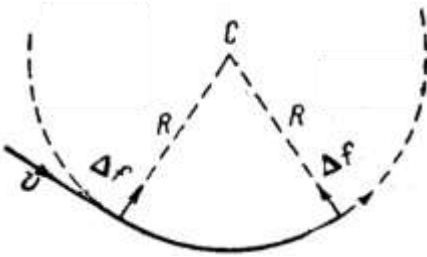
$$\frac{e}{m} = \frac{c^2 E}{RH^2}.$$

Солай етип, майданлардың кернеуліктері E менен H тың хәм иймеклик радиусы R диң мәніслери бойынша электронның салыстырмалы заряды e/m анықланады екен.

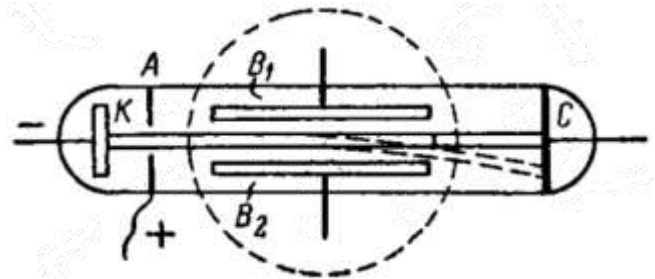
Томсон ұсылының бир қатар өзгертилген түрлери де бар (майда шрифт пенен жазылған текстке қараңыз). Олардың өлшеулердің дәллігін жоқарылатыу мақсетінде ислеп шығылған. Жоқарыда көрсетилгендей, электронлардың тезліктери киши болған жағдайларда мынадай шама алынады:

$$\frac{e}{m} = 5,273 \cdot 10^{17} \frac{\text{зарядтың CGSE} - \text{бирлиги}}{\text{г}}.$$

Буннан электронның белгили болған e заряды бойынша электронның массасы m есапланады⁵⁴.



270-сүүрет. Магнит майданының бағытына перпендикуляр қозғалатуғын зарядқа тәсир ететүғын Δf күши.



271-сүүрет. Электронның салыстырмалы зарядын анықлау үшін Томсон өткерген тәжірийбениң схемасы.

Электронлардың үлкен тезліклерінде салыстырмалық принципине сәйкес массаның тезликтен ғәрезлиги сезиле баслайды⁵⁵. Усының нәтижесінде тезликтің өсиіуі менен e/m қатнасы киширейеди. Электронлардың тезлігін жүдә үлкен етиўге болғанлықтан, e/m қатнасының кемейіуі сезилерликтей болады хәм массаның тезликтен ғәрезлигинің эксперименталлық тастыйықланыуы болып табылады. Электронлар үшін e/m қатнасының тезликтен ғәрезлігін мұқиятлы түрде өткерилген эксперименталлық изертлеулердің нәтижелери теориялық изертлеулердің нәтижелери менен жүдә жақсы сәйкес келеди.

272-сүүретте ҳәр қыйлы тезликлер үшін электронның массасының өлшенген мәніслери көрсетилген; тутас сызық болса

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

⁵⁴ Электронның салыстырмалы зарядының $-1.758 \cdot 10^{-11}$ Кл/кг шамасына тең екенлигин атап өтемиз (Аўдарыўшылар).

⁵⁵ Және бир рет массаның тезликтен емес, ал энергияның тезликтен

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

түріндеги ғәрезликтің бар екенлигин атап өтемиз. Бұл параграфта келтирилген

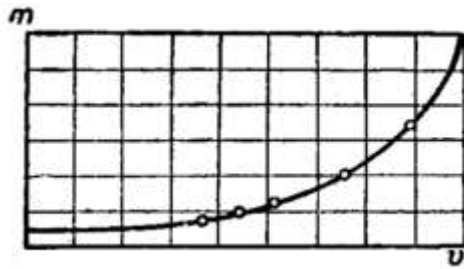
$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

формуласы тек ғана есаплауларды әпиўайыластырыу үшін ғана хызмет ете алады (Аўдарыўшылар).

формуласының тийкарында есапланған массаның v тезликтен ғәрезлигине сәйкес келеди; m_0 - шексиз киши тезликтеги масса ("тынышлықтағы масса") хәм $\beta = \frac{v}{c}$, бул қатнаста c - бослықтағы жақтылықтың тезлиги. Жоқарыда айтылып өтилгендей, электронның "тынышлықтағы массасы" мынаған тең:

$$m_0 = 9,109 \cdot 10^{-28} \text{ з.}$$

Енди e/m қатнасын электронлар дәстесин бойлық магнит майданындағы фокуслау жолы менен анықлауды қараймыз. Мейли, электрон тұрақлы v тезлиги менен магнит майданы H тың бағыты менен α мүйешин жасайтуғын бағытта қозғалатұғын болсын. Егер биз электронның қозғалысын бирейи магнит майданы бағытындағы, ал екіншиси оған перпендикуляр бағыттағы еки құраушыға жиклесек бул жағдайдағы электронның траекториясының түрин аңсат анықлай аламыз. Магнит майданының бойындағы құраушы $v_{\parallel} = v \cos \alpha$, ал магнит майданының бағытына перпендикуляр болған құраушы $v_{\perp} = v \sin \alpha$.



272-сүррет.
Электронның массасының тезликтен ғәрезлиги.

H қа перпендикуляр болған тегисликтеги электронның жолының проекциясы шеңбер болып табылады хәм оның радиусы (2)-қатнастың жәрдемінде анықланады:

$$R = \frac{c v_{\perp} m}{e H}. \quad (4)$$

H қа параллель болған бағыттағы электронның қозғалысының проекциясы $v_{\perp}$ тезлиги менен тең өлшеули қозғалыс болып табылады. Себеби, магнит майданында майданның бағытында зарядқа тәсир ететұғын құраушы жоқ. Солай етип, электронның траекториясының өзи винтлик сызық болып табылады.

Бул винтлик сызықтың бойы менен электронның бир рет айланып шығыуы үшін кеткен ўақыт t мынаған тең:

$$t = \frac{2\pi R}{v_{\perp}}.$$

Бул теңликке R диң орнына оның (4)-аңлатпа бойынша алынған мәнисин қойып, мынадай теңликке ийе боламыз:

$$t = \frac{2\pi c}{\frac{e}{m} H}. \quad (5)$$

Солай етип, t ўақыты электронның тезлиги v ның шамасына да, бағытына да ғәрезли емес, ал магнит майданының кернеўлиги H хәм электронның салыстырмалы қарсылығы e/m бойынша анықланады екен. e/m шамасын анықлау ұсылы ұсы қатнасқа тийкарланған. Оның мәниси төмендегилерден ибарат:

Ҳаўасы сорап алынған трубканың ишинде жайласқан қызған K катоды тәрәпинен шығарылатұғын электронлар (272-сүррет) K диафрагмасындағы тесик арқалы өтеди.

K катоды менен A диафрагмасының арасында потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ шамасына тең тезлетіуши майдан пайда етиледі. Солай етип, тезлиги

$$\frac{1}{2} m v^2 = e(V_1 - V_2) \quad (6)$$

қатнасының жәрдемінде анықланатұғын электронлардың дәстеси пайда етиледі.

Буннан кейин электронлар дәстеси C конденсаторының пластиналарының арасынан өтеди, ал бул пластинкалардың арасында кернеўлиги E ге тең болған өзгермели электр майданы қоздырылады. Ұсы өзгермели майданның тәсирінде электронлар ўақыттың хәр қыйлы

моментлерінде әсбаптың көшерине салыстырғанда хәр қыйлы болған α мүйешлерине аўысады. C конденсаторы менен B флуоресцентли экранның аралығында ишине труба салынған соленоидтың жәрдемінде өзгермели магнит майданы қоздырылады. Жоқарыда айтылғанлар бойынша, бұл жағдайда электронлар винтлик сызықлар бойынша қозғалады. Винтлик сызық бойынша бир рет айланып шығыу үшін кететуғын t ўақыты ишінде электронлар

$$l = v_{\parallel} t$$

кесиндисиниң узынлығындай жолды өтеди. Бұл теңликке (5)-аңлатпадағы ўақыт t ның мәнисин қойып, мынаған ийе боламыз:

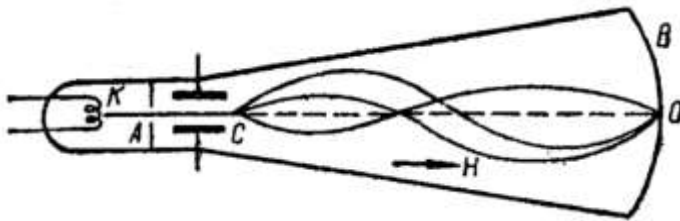
$$l = \frac{2\pi c v \cdot \cos \alpha}{\frac{e}{m} \cdot H}.$$

Егер α мүйешиниң шамасы киши болса, онда $\cos \alpha \cong 1$ хәм

$$l \cong \frac{2\pi c v}{\frac{e}{m} H} \quad (7)$$

теңлигин аламыз.

Солай етип, l кесиндиси жўўықлаўдың жеткиликли дәрежесинде электронлардың C конденсаторында қандай α мүйешине аўысқанлығынан ғәрезсиз болып шығады.



273-сўўрет.
Магнитлик фокусировка (Буш ұсылы)
ұсылы бойынша электронның
салыстырмалы зарядын анықлаў.

Тап сол t ўақытының ишінде электронлар винтлик сызық бойынша бир рет айланып шығатуғын болғанлықтан, демек, олардың барлығы C конденсаторынан бирдей l қашықлығында әсбаптың көшерин кесип өтеди екен. 273-сўўретте электронлардың бир неше траекториялары көрсетилген. Олардың барлығының бир O нокатында кесилесетуғынлығы көринип тұр. Бұл нокат, оптикалық нурлардың кесилисў нокаты сыяқлы *электронлардың фокусы* деп аталады. Бойлық магнит майданының кернеўлиги H өзгергенде фокустың тұрған орны өзгереді. H кернеўлигиниң мәнисин фокустың флуоресценциялаўшы B экранына сәйкес келетуғындай етип сайлап алыўға, ал бұл жағдайда экрандағы дәстениниң изиниң кескин түрде көриниўи бойынша анықлаўға болады. Бундай жағдайда l кесиндисиниң шамасы C конденсаторы менен B экранының арасындағы қашықлыққа тең хәм сонлықтан оны өлшеўге болады. Ал l диң мәнисин билгеннен кейин электронның салыстырмалы заряды e/m ди анықлаўға болады. Ҳақыйкатында да, (7)-аңлатпадан мынаған ийе боламыз:

$$\frac{e}{m} = \frac{2\pi c v}{l H}.$$

Бұл теңликке (6)-теңлик бойынша v ның мәнисин қойып

$$\frac{e}{m} = \frac{8\pi^2 c^2 (V_1 - V_2)}{l^2 H^2}$$

формуласына ийе боламыз.

Бұл формуланың оң тәрәпинде өлшеўге болатуғын шамалар тұр. Нәтийжеде e/m қатнасы анықланады.

Электронның салыстырмалы заряды e/m ниң мәнисин дәл анықлайтуғын басқа ұсылды *тезликлерди фильтрлеў ұсылы* деп атайды. Ҳаўасы сорып алынған трубада (274-сўўрет) қызған K катодының хәм A_1 диафрагмасының жәрдемінде электронлар дәстеси алынады. Буннан кейин дәсте еки C_1 хәм C_2 конденсаторлары арқалы өтеди. Кондансаторлардың арасында екинши A_2 диафрагмасы болып, ол C_1 конденсаторында бурылмаған электронларды ғана өткереді. Конденсаторлардың екеўиниң де пластинкаларына ўақытқа байланысly дәўири T ға тең синусоидаллық ңызам бойынша өзгеретуғын синхронлы түрде өзгермели потенциаллар айырмасы түсириледі. Бундай жағдайда пластинкаларының арасындағы потенциаллар айырмасы нолге тең

болған жағдайда C_1 конденсаторы арқалы өткен электронлар ғана диафрагма арқалы өте алады. Егер электронлар екінші конденсаторға жетіп келемен дегенше кеткен ұақыт t ның ишінде конденсаторларға түсетуғын потенциаллардың айырмасы өзгеріп үлгеретуғын болса, онда электронлар дәстесинің бағыты бұрылады. Егер ұақыт t ның шамасы $T/2$ ден пүтин сан еселенген болса ғана аұысыұ (бұрылыұ) орын алмайды. Бундай жағдайда электронлар дәстеси өзинің изин B флуоресценцияланатуғын экранның орайында береді.

Солай етип, дәстениң еки конденсатор тәрепинен аұыстырылмаұы ұшын мынадай шәрттің орынланыұы керек:

$$t = n \frac{T}{2}. \quad (8)$$

Бул теңликте n арқалы пүтин сан белгиленген.

Екінші тәрептен t ұақыты былайынша анықланады: мейли, l конденсаторлардың арасындағы қашықлық болсын. Бундай жағдайда $t = \frac{l}{v}$ теңлиги орынлы болады, бул теңликте v - электронлардың тезлиги. Бул тезликтің мәнисин K катод пенен A_1 диафрагманың арасына түсирилген $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасының мәнисин бойынша төмендегидей қатнастың жәрдемінде анықлаұға болады:

$$\frac{1}{2}mv^2 = e(V_1 - V_2).$$

Буннан

$$t^2 = \frac{l^2}{v^2} = \frac{l^2 m}{2e(V_1 - V_2)}.$$

аңлатпасына ийе боламыз. Усы t^2 шамасы менен (8)-формуланы пайдаланып, салыстырмалы заряд ұшын мынаған ийе боламыз:

$$\frac{e}{m} = \frac{2l^2}{n^2 T^2 (V_1 - V_2)}. \quad (9)$$

Өлшеұлерди орынлаұ ұшын электронлар дәстесинің B экранына түсетуғындай етип T дәұири киширейтиледі. Бул $n = 1$ теңлигине сәйкес келеді. Буннан l хәм $(V_1 - V_2)$ шамаларының белгили болған мәнислеринің тийкарында (9)-формула бойынша салыстырмалы заряд e/m анықланады.

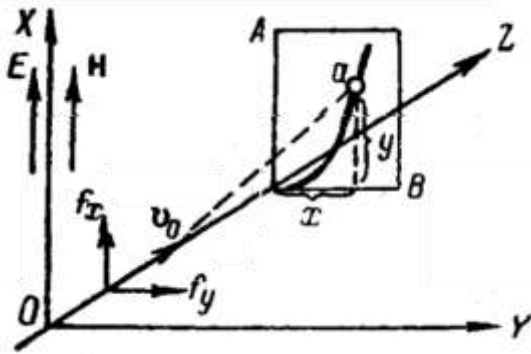
§ 219. Оң зарядланған ионлардың салыстырмалы зарядын анықлаұ. Бөлекшелердиң электр хәм магнит майданларындағы аұысыұына тийкарланған жоқарыда көрсетилген ұсыллар принципінде тек электронлардың салыстырмалы заряды e/m ғана емес, ал қәлеген ионлардың салыстырмалы зарядын анықлаұ ұшын жарамлы. Бирақ, атомлық ямаса молекулалық ионлар ұшын e/m салыстырмалы зарядты анықлаұдағы қыйыншылық мынадай ибарат: ионлардың дереги сыпатында қандай да бир қатты электрод хызмет ете алмайды, ал оның орнына разряд орын алатуғын газ хызмет етеді. Усының менен бирге ионлар потенциаллары хәр қыйлы болған хәр қыйлы орынларда пайда болатуғын болғанлықтан, олар хәм қыйлы тезликлерге ийе болады. Сонлықтан, хәр қыйлы тезликлерге ийе болған ионлар бирдей майданларда хәр қыйлы аұысыұларға ұшырайды хәм бул жағдай өлшеұлерди өткеріұге мүмкиншилик бермейді. Тезликтің тәсирин жоқ етиұ ұшын Томсон *параболалар ұсылы* деп аталатуғын ұсылды қолланды. Бул ұсыл бир тәрепке қарай бағытланған электр хәм магнит майданларын пайдаланыұға тийкарланған. OZ көшеринің бағытында басланғыш v_0 тезлиги менен ұшатуғын бөлекшени көз алдымызға келтирейик (275-сұұрет). Мейли, электр майданының кернеұлиги E менен магнит майданының кернеұлиги H бир тәрепке қарай OX көшерине параллель бағытланған хәм бөлекшелерге олардың жолындағы бирдей болған z участкасында тәсир ететуғын болсын. Электр майданы тәрепинен заряды e ге тең болған бөлекшеге OX көшеринің бағытындағы мынадай күш тәсир етеді:

$$f_x = eE. \quad (1)$$

Тап сол бөлекшеге магнит майданы тәрепинен шеп қол қағыйдасы бойынша OY көшеринің бағытындағы Лоренц күши тәсир етеді:

$$f_y = \frac{1}{c} e v_0 H. \quad (2)$$

Солай етип, электр хәм магнит майданлары бөлекшени өз-ара перпендикуляр бағытта бурады екен хәм бөлекше XOY тегислигине параллель болған AB тегислигин координаталары x хәм y болған базы бир a ноқатында кесип өтеди.



275-сүрөт.
Параболалар ұсылының схемасы.

Мейли, бөлекшениң массасы m ге тең болсын, бундай жағдайда оның тезлениўиниң w_x қураўшысы (1)-теңлик бойынша мынаған тең:

$$w_x = \frac{f_x}{m} = \left(\frac{e}{m}\right) E.$$

Тезлениўдин ұсы қураўшысының мәниси тұрақлы болғанлықтан, бөлекшениң OX бағытындағы аўысыўы тең өлшеўли тезлениўши характерге ийе болады хәм бөлекшениң z кесиндиси арқалы өтиў ўақыты Δt ның ишинде мынадай шамаға аўысады:

$$x = \frac{1}{2} w_x \cdot \Delta t^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{e}{m}\right) \cdot E \Delta t^2;$$

Бирақ, $\Delta t = \frac{z}{v_0}$, буннан:

$$x = \frac{1}{2} \left(\frac{e}{m}\right) \cdot E z^2 \frac{1}{v_0^2}.$$

Тәжирийбениң берилген шараятларында тұрақлы болған $\frac{1}{2} E z^2$ шамасын C_1 арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда:

$$x = C_1 \left(\frac{e}{m}\right) \cdot \frac{1}{v_0^2}. \quad (3)$$

Тап ұсындай жоллар менен (2)-теңлик бойынша тезлениўдин w_y қураўшысының

$$w_y = \frac{f_y}{m} = \frac{1}{c} \left(\frac{e}{m}\right) v_0 H$$

шамасына тең екенлигин табамыз. w_y шамасы да тұрақлы болғанлықтан, бөлекшениң OY көшериниң бағытындағы аўысыўы мынаған тең болады:

$$y = \frac{1}{2} w_y \Delta t^2 = \frac{1}{2c} \left(\frac{e}{m}\right) v_0 H \Delta t^2.$$

Егер ұсы теңликтеги Δt ның орнына оның z/v_0 мәнисин қойып

$$y = \frac{1}{2c} \left(\frac{e}{m}\right) H z^2 \frac{1}{v_0}$$

теңлигин табамыз. Тәжирийбениң берилген шараятында тұрақлы болған $\frac{1}{2c} H z^2$ шамасын C_2 арқалы белгилеп,

$$y = C_2 \left(\frac{e}{m}\right) \frac{1}{v_0} \quad (4)$$

теңлигине ийе боламыз.

(3)- хәм (4)-формулар бөлекшениң электр хәм магнит майданларындағы аўысыўын

анықлайды. Көринип тұрғанындай, тәжірийбениң берилген шараятларында аўысыўлар еки фактордың тийкарында анықланады екен: бөлекшениң салыстырмалы заряды e/m хәм оның тезлиги v_0 . Бирдей болған e/m салыстырмалы зарядқа, бирақ хәр қыйлы болған v_0 тезликлерине ийе бөлекшелер AB тегислигиниң хәр қыйлы ноқатларында кесилиседи. Бул ноқатлардың барлығы белгили болған бир иймекликтиниң бойынша жайласады. Бул иймекликтиниң теңлемесин (3)- хәм (4)-аңлатпалардағы v_0 шамасын қысқартыў арқалы аламыз:

$$y^2 = \frac{C_2^2}{C_1} \left(\frac{e}{m} \right) x. \quad (5)$$

Көринип тұрғанындай, бул параболаның теңлемеси болып табылады. Томсон бөлекшелердиң жолына фотопластинканы қойған хәм оның бетинде бөлекшелердиң параболалық иймеклик түриндеги излери алынған. Хәр бир парабола e/m ниң бир мәнисине, бирақ хәр қыйлы тезликлерге сәйкес келеди. Хәр қыйлы параболалар хәр қыйлы e/m қатнасларына ийе болған бөлекшелерге сәйкес келеди. Бақланған $y^2 = px$ параболадан оның параметри болған $p = \frac{C_2^2}{C_1} \left(\frac{e}{m} \right)$ шамасын таўып хәм C_1 менен C_2 шамаларын билип, ионлардың зарядларының олардың массаларына қатнасын табыўға болады.

Томсонның тәжірийбелеринде тек бир зарядлы ионлар ғана емес, ал көп зарядлы ионлар да бақланған. Егер бул ионлар бирдей тәбиятқа ийе болса (мысалы, O^+ хәм O^{++}), онда e_1/m хәм e_2/m салыстырмалы зарядларының қатнасы пүтин санлардың қатнасындай болады. Себеби e_1 хәм e_2 зарядларының шамасы электронның заряды e ден пүтин сан еселенгендей шамаға үлкен бола алады.

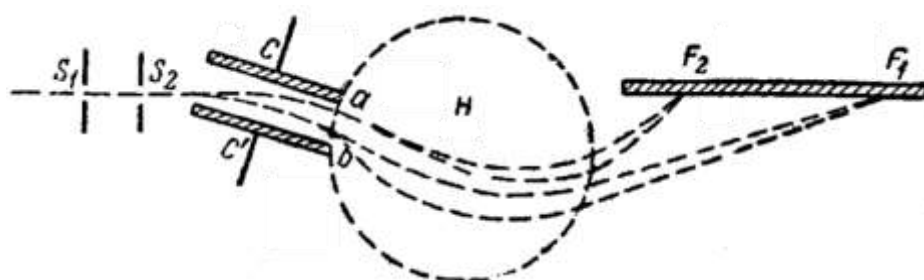
Егер зарядлары бирдей, бирақ тәбияты хәр қыйлы болған ионлар (мысалы, H^+ хәм O^+) хаққында гәп етсек, онда олардың e/m_1 хәм e/m_2 салыстырмалы зарядлары берилген бөлекшелердиң массалары болған m_2 хәм m_1 шамаларының қатнасындай болады. Солай етип, параболалар ұсылы атомлар менен молекулалардың массаларын бир бири менен салыстырыўға мүмкиншилик береді. Неонға тийисли болған параболаларды бақлап, Томсон неонның 20 ға тең атомлық салмағына жуўап беретүғын интенсивли параболалар менен бир қатарда интенсивлиги әдеўир әззи болған және e/m шамасының басқа мәнисине сәйкес келетүғын әззи параболаны да тапқан. Өлшеўлер бул қатнастың атомлық салмағы 22 ге тең болған атомларға сәйкес келетүғынлығын көрсеткен. Солай етип, бирдей зарядқа, бирақ хәр қыйлы массаларға ийе болатүғын неонның атомларының еки түрли сорты болады екен.

Хәзирги ўақытлары элементлердиң үлкен бөлиминиң еки ямаса оннан да көп санлы изотоплардың, яғный физикалық хәм химиялық қәсийетлери бойынша бир бирине жүдә уқсас, бирақ хәр қыйлы атомлық салмақларға ийе затлардың араласпаларынан туратүғынлығы белгили.

Ионлардың электр хәм магнит майданларындағы аўысыўы бойынша массаларын салыстырыў ұсылы Астон тәрепинен жетилистирилди. Астон ұсылында ионлар қарама-қарсы бағытларда аўыстыратүғын электр хәм магнит майданларының тәсир ететүғын областлары арқалы избе-из өтеди.

Астон әсбабының схемасы 276-сүўретте көрсетилген. S_1 хәм S_2 диафрагмалары ионлардың жиңишке дәстесин бөледі хәм олар буннан кейин бир бирине параллель болған C хәм C' пластинкаларының арасынан өтеди. C хәм C' пластинкаларына белгили шамадағы потенциаллар айырмасы түсириледі. Сонлықтан олардың арасында кернеўлиги E болған электр майданы пайда болады. Ойымызда бөлекшелердиң ағысында бирдей e/m салыстырмалы зарядқа ийе болған бөлекшелерди айырып аламыз; бул бөлекшелер хәр қыйлы тезликлерге ийе болады, сонлықтан олар хәр қыйлы шамаларға аўысады хәм

нәтиьжеде дәсте кеңейеди. Оның b шетине ең киши тезлик пенен қозғалатұғын, ал a шетине ең үлкен тезлик пенен қозғалатұғын бөлекшелер келип түседи. Пунктир дөңгелек пенен көрсетилген областта бөлекшелер сызылма тегислигине перпендикуляр магнит майданына келип түседи. Бұл орында бөлекшелер электр майданындағы аұысыұға салыстырғанда қарама-қарсы бағыттағы аұысыұға ушырайды. Хәр қыйлы тезликлерге ийе болған бөлекшелер хәр қыйлы аұысыұларға ушырайды: тезлиги киши болған бөлекшелер b - күшлирек, ал ең үлкен тезликке ийе болған бөлекшелер a - киширек шамаға аұысады. Усының салдарынан хәр қыйлы тезликлерге ийе болған бөлекшелердің траекториялары бир F_1 ноқатында кесилиседи. Тап сол сыяқлы, басқа салыстырмалы заряд e/m ге хәм хәр қыйлы тезликлерге ийе болған бөлекшелер базы бир F_2 ноқатында кесилиседи. Басқа e/m қатнасына ийе болған бөлекшелердің траекторияларының кесилисүй орынлары шама менен F_1F_2 туйрының бойында жайласады. Солай етип, егер F_1F_2 туйрысының бойында фотопластинканы қоятуғын болсақ, онда саңлақлардың кескин түрдеги "сүйретлери" пайда болады. Бұл сызықлардың хәр қайсысы салыстырмалы заряд e/m ниң белгили болған мәнислерине сәйкес келеди. Бирдей зарядларға ийе ионлар болған жағдайда сызықлардың тұрған орны олардың тек m массаларынаң қатнасы бойынша ғана анықланады. Усындай сызықлардың салыстырмалы орынларын өлшеүй арқалы m массаларының арасындағы қатнасты анықлаүй мүмкин.



276-сүйрет.

Масс-спектрограф.

Алынатуғын фотограмманың түри (277-сүйрет) оптикалық спектрографтың жәрдеминде алынатуғын сызықлы спектрдің түрин еске түсиреди. Сонлықтан Астон өзиниң әсбабын масс-спектрограф деп атады.

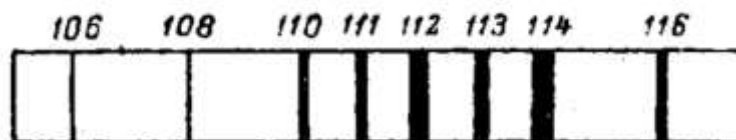
Масс-спектрографтың жәрдеминде хәр қыйлы изотоплардың массаларының қатнастарын жүдә жоқары дәлликте анықлаүйға болады.

Изотоплардың массаларын өлшеүйлердің барысында алынған базы бир мағлыұматлар XIX кестеде берилген.

Атомлардың қурылысының теориясы ушын үлкен әхмийетке ийе болатуғын изотоплардың үстинен исленген тәжирийбелердің нәтиьжелери III томда талланады.

277-сүйрет.

Масс-спектрограмма.



Ионлардың салыстырмалы зарядын анықлаүй ұсылларының ишинде белгили болған тезликке ийе болған бөлекшелерди көлденең магнит майданындағы фокуслаүйға тийкарланған ұсылды көрсетемиз. 278-сүйретте әсбаптың схемасы көрсетилген (әпиұайылық ушын схемада ишинде әсбаптың барлық бөлимлери жайласатуғын хәм хәұасы сорып алынатуғын металл қуты көрсетилмеген). Қыздырылатуғын D сымы анодтың хызметин атқарады. Бұл сымның бетине қурамында изертленетуғын элемент бар болған дуздың жуқа қатламы пайда етиледи; бундай шараятларда сым оң зарядланған ионлардың дереги болып хызмет етеди. Ионлар D сымы менен

S_1 саңлағының арасына түсірілген $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасына сәйкес келетуғын электр майданының тәсирінде тезлетиледи. Усы саңлақ арқалы ушып өтетүғын ионлар сызылма тегислигине перпендикуляр, кернеулиги H болған бир текли магнит майданы тәсир ететүғын кеңисликке келип жетеди. Бул майданның тәсирінде олар радиусы 218-параграфтағы (2)-формуланың жәрдемінде анықланатуғын r ге тең болған шеңбер бойынша қозғалады:

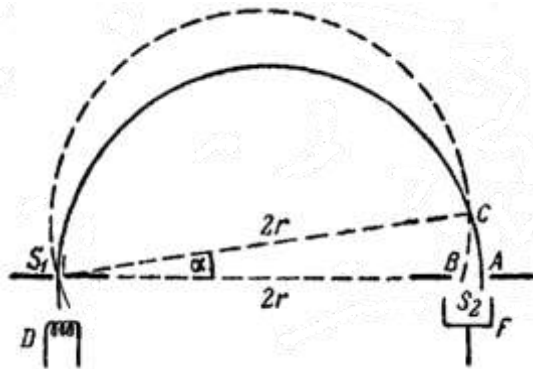
$$r = \frac{cv}{H} \cdot \frac{m}{e}. \quad (6)$$

Бул теңликте m - ионлардың массасы, e - олардың заряды, v - тезлик.

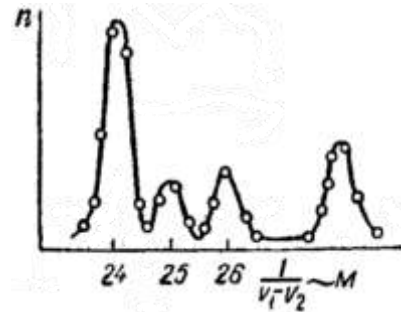
XIX кесте

Изотоплардың массалары

Атом	Химиялық атомлық салмақ	O^{16} ға салыстырғандағы изотоплардың массалары
H	1,00756	$\begin{cases} 1,00812 \\ 2,01471 \end{cases}$
He	4,00128	4,00391
Li	6.940	$\begin{cases} 6,0167 \\ 7,0180 \end{cases}$
O	16,00 (анықламасы бойынша)	$\begin{cases} 16,0000 \\ 17,0046 \\ 18,0057 \end{cases}$
Cl	35,457	$\begin{cases} 34,9800 \\ 36,9775 \end{cases}$



278-сұйрет. Бөлекшелердің көлденең магнит майданында ауысуының схемасы.



279-сұйрет. Магнийдің изотоплары үшін алынған ийкемлик.

S_1 саңлағы арқалы D сымының өлшемлеринің шекли болыуына байланысly тезликлери хәр қыйлы болған ионлар ушып өтеди. D менен S_1 тиң орталығындағы кеңислигінде S_1 саңлағының тегислигине перпендикуляр бағытта қозғалатуғын ионлардың траекториясы тутас сызық пенен көрсетилген. Бул ионлар S_1 саңлағы жайласқан тегисликти екінши рет A ноқатында S_1 ден $2r$ қашықтығында кесип өтеди. D менен S_1 лардың арасында биз қараған траекторияны α мүйеши менен кесип өтетүғын ионлар S_1 саңлағы жайласқан тегисликти B ноқатында кесип өтеди. α мүйешин киши деп болжасақ (278-сұйретке қараңыз)

$$AB = AS_1 - BS_1 = 2r - S_1C \cos \alpha$$

ямаса $S_1C = 2r$ теңлиги орынлы болғанлықтан

$$AB = 2r(1 - \cos \alpha) = 4r \sin^2 \frac{\alpha}{2}$$

теңлигине ийе боламыз. α мүйеши киши болғанлықтан, жууық түрде мынадай теңликти аламыз:

$$AB = r\alpha^2.$$

α мүйеши киши болғанда $r\alpha^2$ шамасы r ге салыстырғанда дым киши. Демек, ионлардың барлық траекториялары S_1A тегислигин киши AB кесиндисинің шеклерінде кесип өтеди. Бул орында S_2 саңлағы, ал оннан кейин F Фарадей цилиндри жайластырылады.

Бул цилиндр электрометр менен тутастырылады хәм сонлықтан оған келип түсетүғын ионларды регистрациялайды. Ионлардың тезлиги v потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ менен

$$\frac{1}{2}mv^2 = e(V_1 - V_2) \quad (7)$$

аңдатпасы бойынша байланысқан.

(6)- хәм (7)- аңдатпалар бойынша v тезлиги үшін мынадай аңдатпаны аламыз:

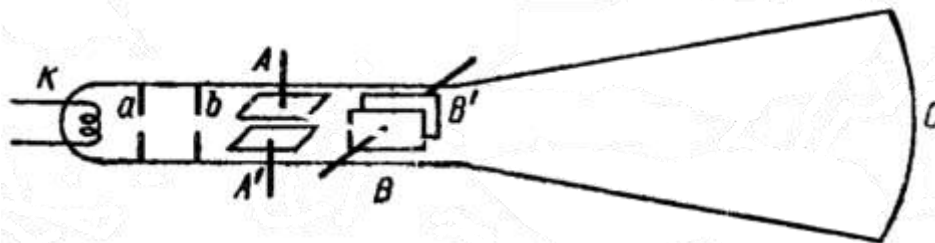
$$\frac{m}{e} = \frac{1}{2} \left(\frac{rH}{c} \right)^2 \cdot \frac{1}{V_1 - V_2}.$$

Солай етип, берилген $2r$ қашықтығында S_1 хәм S_2 саңлақларының арасында хәм магнит майданының берилген H мәнисінде Фарадей цилиндрине шамасы тезлетиўши $V_1 - V_2$ потенциалға кери болған пропорционал m/e қатнасына ийе болған ионлар келип түседі. $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасын өзгертиў арқалы хәр қыйлы ионларды регистрициялаўға болады.

279-сүўретте D анодының бетине магнийдің дузы себилген жағдайда алынған иймеклик көсетилген. Абсцисса көшерине тезлетиўши $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасына кери болған шамалар, ал ордината көшерине электрометрдің аўысыўларының саны n қойылған. Иймекликте төрт пик бар. Олардың бириншиси молекулалық салмағы 28 болған азоттың молекулалық ионларына (N_2^+) сәйкес келеді. Қалған үш пик атомлық салмақлары 24, 25 хәм 26 ға тең болған магнийдің изотопларының бир зарядлы ионларына жүўап береді.

Соңғы ўақытлары изотоплардың массаларын анықлаўдың усуллары және де жетилистирилди. Мысалы, электр хәм магнит майданларының жәрдемінде қос фокуслаўға ийе болған масс-спектрограф пайдаланылады. Бул әсбаптың ажырата алыўшылық күши соншама үлкен, оның жәрдемінде атомлық салмағы 2,01471 шамасына тең болған водородтың аўыр изотопының изи менен молекулалық салмағы 2,01624 шамасына тең водородтың жеңил изотопының молекулалық ионының излерин ажыратып көриўге болады.

§ 220. Электронлық дәстениң техникалық қолланылыўы. Хәзирги ўақытлары электронлық нур хәр қыйлы техникалық мақсетлерде пайдаланылады. Ең дәслеппе ўақыт бойынша тез өзгеретуғын электрлик процесслерди үйрениў үшін хызмет ететуғын катодлы осциллографтың дүзилисин тәрийиплеймиз. Катодлық осциллографтың дүзилиси схема түринде 280-сүўретте көрсетилген. Ишинен ҳаўасы сорып алынған шийше ыдыстың ишинде электронлардың дереги хызметин атқаратуғын қыздырылатуғын K катоды жайластырылған. Электронлар тұрақлы майданның жәрдемінде тезлетиледи. a хәм b диафрагмаларының жәрдемінде олардан жиңишке дәсте кесип алынады. Бул дәсте ыдыстың барлығы бойынша ушып өтеди хәм флуоресценциаланыўшы зат пенен қапланған C дийўалында жақтылық шығарып туратуғын дақты пайда етеди. Ушыў жолында электронлар дәстеси бир бирине перпендикуляр тегисликте жайласқан AA' хәм BB' , пластинкалардың арасы арқалы өтеди. AA' пластинкасына ўақыттан ғәрезлигин үйрениў мақсетке муўапық келетуғын $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасы түсиндириледі. Әдетте ўақытқа байланыслы дәўирли түрде өзгеретуғын потенциаллар айырмасы менен ис алып барылады.



280-сүўрет.
Катодлы
осциллограф.

AA' пластинкаларының арасындағы $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасы қандай дәўир менен өзгеретуғын болса E кернеўлиги де тап сондай дәўир менен өзгеретуғын электр майданы пайда болады. Бул майданның тәсирінде электронлық дәсте аўысады, соның менен бирге электронлардың массасы жүдә киши болғанлықтан әмелий жақтан дәстениң

ауысыуы майданның өзгериуі менен дәл бирдей болады. Электронлық дәсте тәрәпинен C экранында пайда етилетуғын жақты дақ дәстениң ауысыуына байланысly тербеле баслайды. Көпшилик жағдайда орын алатуғын жеткиликлі дәрежедеги жоқары жийиликлерде бұл тербеліслерди көз бенен тиккелей бақлаудың мүмкиншилиги жоқ - жақтылы дәсте тутас жолаққа созылады. Тербеліслерди бақлау мүмкиншилигине ийе болыу үшін пластинкалардың екінші жұбы болған BB' лардың арасына ўақыт пенен белгили байланысқа ийе өзгермели E_0 майданы пайда етиўге болады. Мысалы, BB' пластинкаларының жұбының арасында гармоникалық тербеліслердиң ызамаы бойынша өзгеретуғын цикллық жийилиги ω_0 болған майданды пайда етиўге болады; бундай жағдайда:

$$E_0 = A_0 \cos \omega_0 t.$$

Егер үйренилетуғын потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ да ўақытқа байланысly гармоникалық ызам бойынша өзгеретуғын болса, онда

$$V_1 - V_2 = A \cos(\omega t + \delta),$$

теңлигине ийе боламыз хәм бундай жағдайда электронлық дәсте бир бири менен перпендикуляр болған еки гармоникалық тербелмели қозғалысқа қатнасады (I томға қараңыз) хәм C экранындағы жақтылық шығарып тұрған дақ Лиссажу фигураларының бирин пайда етеди. Бұл фигураның түрин билип хәм E_0 диң ўақыт бойынша өзгерисиниң жийилиги менен амплитудасын билиу жолы менен үйренилетуғын $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасының өзгериуіниң характерин де анықлаўға болады. Егер ω хәм ω_0 жийиликлери бирдей болса, онда флуоресцияланатуғын экранда эллипс пайда болады хәм оның белгили болған жағдайда дөңгелекке ямаса түүры сызыққа айланыуы мүмкин. C экранында пайда болған фигуралардың сүүретин түсириўге болады хәм бундай жағдайда *осциллограммалар* деп аталатуғын сүүретлер алынады.

Соңғы ўақытлары өзгермели майданның тәсиринде AA' пластинкаларының арасында пайда болатуғын электронлық дәстениң тербеліслериниң қолайлырақ болған "ўақытлық сканнерлеу" пайдаланыла баслады. Оның үшін BB' пластинкаларының арасында ўақытқа байланысly сызықлы өзгеретуғын кернеўлиги E_0 ге тең майдан пайда етиледі:

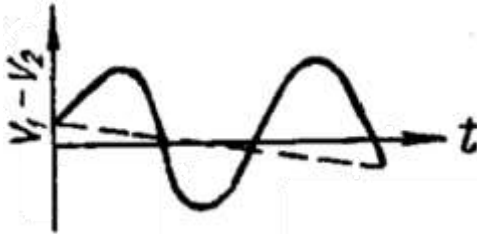
$$E_0 = At.$$

Оны әмелге асырыу үшін BB' пластинкаларына параллель түрде конденсаторды тутастырады хәм бұл конденсатор ўақыттың өтиуі менен үзликсиз зарядланады. Бундай жағдайда C экранындағы жақтылық шығарып тұрған дақ иймекликти тиккелей түрде сызады. Бундай иймекликти биз ордината көшерине ўақыттың базы бир $f(t)$ функциясы болған $V_1 - V_2$ диң мәнислерин, ал абсцисса көшерине ўақыт t ны қойыу менен алған болар едик (281-сүүрет). E_0 майданының үзликсиз үлкейиуі дәстени C экранының шеклеринен сыртқа шығарған болар еди, сонлықтан базы бир $t = \tau$ ўақыттан кейин E_0 шамасының мәнисин нолге шекем тез киширейиўге мәжбүрлейди хәм буннан кейин ол қайтадан ўақытқа байланысly сызықлы түрде өседі. E_0 кернеўлигиниң ұсындай болып тосыннан нолге шекем кемейиуі, мысалы, конденсатордың қысқышларына разрядлы трубканы жалғау жолы менен әмелге асырыўға болады; конденсатордың пластинкаларындағы потенциаллар айырмасы тутандырыу⁵⁶ потенциалынан киши болған жағдайда трубканың қарсылығы еле үлкен болады хәм сонлықтан трубканың бар болыуы конденсатордың зарядланыуына тәсирин тийгизбейди.

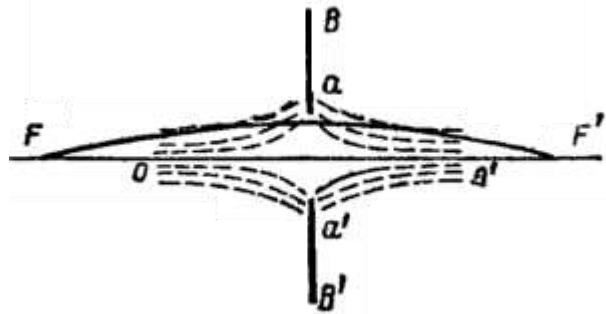
Потенциаллар айырмасының шамасы тутандырыу потенциалының мәнисине жеткен ўақытта, трубка жақтылық шығарады хәм конденсатор ұсы трубка арқалы зарядсызланады. Конденсатордың зарядсызланыуы процессине жақтылық шығарып тұрған ноқаттың орнына тез қайтып келиуі сәйкес келеди (281-сүүреттеги пунктир түүры). Буннан кейин

⁵⁶ "Потенциал зажигания" сөзи "тутандырыу потенциалы" сөзи менен алмастырылған.

жақтылық шығарып тұрған нүкте қайтадан иймектикі сызға бастайды. Үйренилип атырған потенциаллар айырмасының уақыт бойынша өзгерісі таза гармоникалық характерге ийе болған жағдайда таза иймектіктің бұрынғы иймектіктің үстіне түсіуін жүзеге келтіруге болады.



281-сүрет. Осциллограмма.



282-сүрет. Электростатикалық электронлық линза.

Хәзирги уақытлардағы осциллографлар жиілиги 10^7 сек^{-1} шамасына тең жиіліктерді үйрениуге мүмкіншілік береді және жақтылық шығарып тұрған дақтың 1 ө кернеуде 1 мм шамасындағы ауысуыды бере алады.

Осциллографтары өзгермелі тоқтарды үйрениуде кең түрде қолланылып атыр (232-параграфқа қараңыз).

Электронлық дәстениң басқа қолланылуы оның электр және магнит майданларындағы ауысуы болып табылады. Бұндай жағдайда электронлық дәстени фокуслаудың мүмкіншілігі пайда болады. Бұндай фокуслауында электронлық дәстелердің ауысуы менен линзалардағы жақтылық нұрының сынуының арасындағы аналогия табылады. Усыған байланысты электронлық дәстелердің бір теклі болмаған майданлардағы тарқалуы *электронлық оптика* атамасына ийе болды.

"Электронлық линза" үшін ең әпидайы мысал ретінде тең өлшеулі теріс зарядланған BB' пластинкасындағы дөңгелек aa' тесигінің қасында пайда болатуғын бір теклі емес электр майданын көрсетуіге болады (282-сүрет). Бұндай тесіктің қасындағы кернеулік сызықтары пунктир менен сүрөтленген. Тесіктің көшери OO' тың бағытында қозғалатуғын электронлар симметрияның орын алуына байланысты хеш қандай ауысуыға ұшырамайды. OO' көшериң базы бір F нүкатында кесіп өлетуғын қалеген электрон өзі ұшып өлетуғын aa' тесігине жақынласқан сайын көбірек ауысады.

Солай етип, пластинкадан кейін электрон қайтадан OO' көшериң базы бір F' нүкатында кесіп өтеді.

Егер F нүкаты арқалы үлкен болмаған денелик мүйештің ишіндегі траекториялардың ағысы өлетуғын болса, онда олардың барлығы да бір F' нүкатында кесіліседі және сонлықтан ұсы F' нүкаты F нүкатының "сүрөті" болып табылады. Ал кеңірек дәстелерде траекториялардың барлығы F' нүкатында кесіліспейді, яғни оптикадағы сфералық абберрацияға сәйкес келетуғын қубылыс бақланады.

Электронлық оптиканың ұсыллары электронлық дәстелердің бір теклі болмаған электростатикалық майдандағы тарқалуы ызымдары менен жақтылық нұрларының сынуы көрсеткіші өзгермелі болған мөлдір орталықлардағы тарқалуы ызымдарының арасындағы формал түрдегі ұқсаслыққа тийкарланған. Бұл аналогияны әпидайы мысалда түсіндіреміз. Мейлі электронлар потенциал тұрақты V_1 мәніске ийе болған A кеңістігінің обласында тұрақты v_1 тезлігі менен түүрі сызықты қозғалатуғын болсын (283-сүрет). Бұнан кейін ол потенциалы тұрақты, бірақ басқа V_2 шамасына тең C обласына өлетуғын болсын. Бұл обласста электрон және де түүрі сызықты траектория бойынша қозғалады. Шегаралық B обласында

потенциал V_1 мәнісінен V_2 мәнісіне шекем өзгереді, ұсының нәтижесінде бұл областта нолге тең болмаған майданның кернеулігі E болады хәм, демек, бұл орында хәр бир электронға областларды айырып тұрған шегараға перпендикуляр болған күш тәсир етеді. Бұл күштің тәсирінде электронның тезлігінің нормаль құраушысы v_n өзгеріске ұшырайды, ал тезліктің тангенциаллық құраушысы v_t өзгеріссіз қалады. i_1 менен i_2 арқалы шегараға түсірілген нормаль менен электронлардың ab хәм cd траекторияларының арасындағы мүйешлерди белгилесек, онда мынадай қатнастарды аламыз:

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

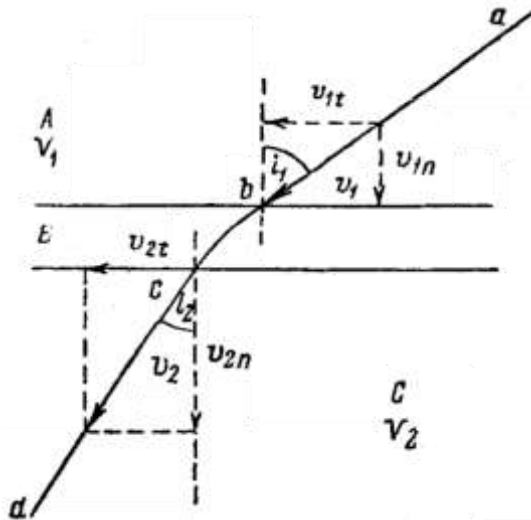
$v_{1t} = v_{2t}$ теңлігі орынлы болғанлықтан

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{v_2}{v_1}$$

қатнасына ийе болады. Бұл қатнас

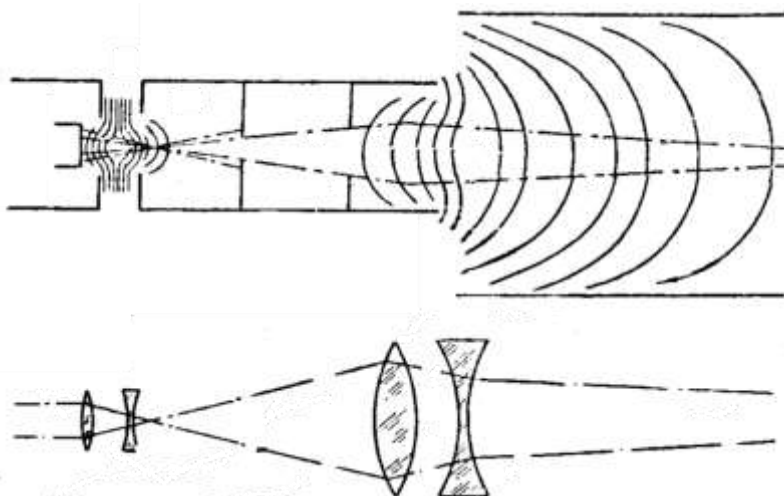
$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{n_2}{n_1}$$

түрінде жазылатұғын оптикалық сыныұ нызамына ұқсас. Бұл қатнаста n_1 менен n_2 арқалы еки мөлдір заттың сыныұ көрсеткішлери белгиленген.



283-сүўрет.
Электронлық дәстениң сыныұы.

Электростатикалық фокусировка ұсылы хәзирги заман техникасында кеңнен қолланылмақта. 284-сүўретте бир қатар цилиндрлер менен дөңгелек тесиклери бар диафрагмалардан туратуғын хәзирги заман осциллографының фокуслаўшы системасы көрсетилген. Сүўреттиң төменги бөлиминде оған ұқсас болған оптикалық линзалардың системасы келтирилген.

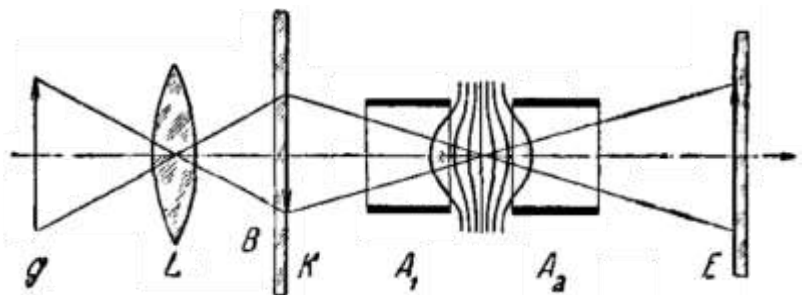


284-сүўрет.
Осциллографтың
фокуслаўшы системасы.

285-сүўретте соңғы ўақытлары кең түрде қолланыла баслаған электронлық-оптикалық түрлендиргиш атамасына ийе әсбаптың схемасы көрсетилген. Бұл сүўретте g арқалы хәқыйқый

сүүрети L оптикалық линзаның жәрдеминде мөлдір болған B пластинкасына алып берилетуғын белгиленген. B пластинкасының бетіне K катодының хызметін атқаратуғын металдың жуқа қатламы отырғызылған. g объекті шығаратуғын жақтылық нұрларының тәсірінде бұл катодтан электронлар ұшып шығады (III томдағы фотоэффект құбылысы); электронлардың бұл ағысы электростатикалық A_1 хәм A_2 линзаларының жәрдеминде флуоресценцияланатуғын E экранына фокусланады. Солай етип, E экранында g объектінің көзге көринетуғын сүүрети қайтадан алынады. Бундай түрлендириудің мақсөті мынадан ибарат: g объекті көзге көринбейтуғын ультрафиолет ямаса инфрақызыл нұрларды шығара алады; электронлық-оптикалық түрлендиргш болса объекттің флуоресценцияланыушы E экраны тәрөпинен шығарылатуғын көзге көринетуғын нұрлардағы сүүретін пайда етиуге мүмкіншилик бөреді. Усының менен бирге, электронлық-оптикалық түрлендиргш "күшейткиштиң" хызметін атқара алады: объект тәрөпинен берилетуғын нұрланыудың интенсивлигинің жүдә киши болыуы мүмкін, ал флуоресценцияланыушы экранның интенсивлиги болса электронлардың тезлетіуші электростатикалық майданда алған энергиясының есабынан әдеуір жақтылы болады.

285-сүүрет.
Электронлық-оптикалық
түрлендиргш.

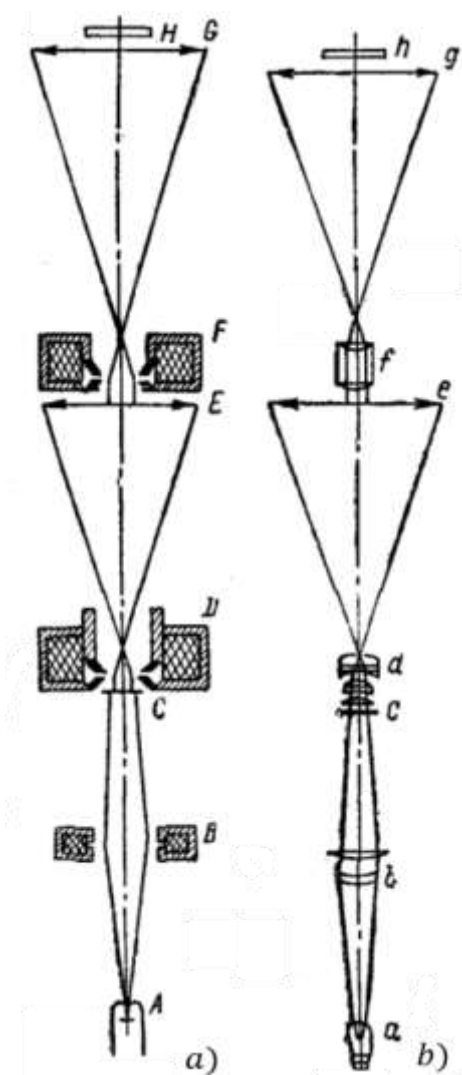


Магнит майданының фокуслаушы тәсіри электронның салыстырмалы зарядын анықлау ұсылын тәрийиплегенде көрсетілген еди (218-параграф). Бир текли магнит майданына келип түсетуғын хәм басланғыш тезлиги майданның бағыты менен сүйір α мүйешін жасайтуғын электрон винтлик сызықтың бойы менен қозғалады. Киши α мүйешлерінде винтлик сызықтың адымы α ның мәнисинен әмелий жақтан ғәрезли емес. Усының нәтижесінде, траекториялары ашылу мүйеши⁵⁷ үлкен болмаған конустың шөклерінде жайласқан электронлар дәстөси магнит майданының тәсірінде конустың көшөри бағытындағы ноқатлық фокуста жайналады. Солай етип, магнит майданы оптикадағы әпиуайы жыйнаушы линзадай болып хызмет етеди екен. Ушлары арнаулы түрде исленген формаға ийе болған катушкалардың қасында пайда болатуғын бир текли емес магнит майданы да фокуслаушы тәсірге ийе болады.

Электронлық дәстөлерди фокуслау мүмкіншилиги *электронлық микроскоп*ларды қурыуға мүмкіншилик бөреді. Катод тәрөпинен шығарылатуғын электронлар хәр қыйлы бөлимлери электронларды азы-көпли иркетуғын изертлеу объекті арқалы өтеди. Электронлық линзалардың системасының жәрдеминде бұл объекттің үлкейтилген "саялық" сүүрети алынады. Сүүрет флуоресцентли экранның, ямаса тез ұшатуғын электронлардың келип урылыуының салдарынан қарауыту қәсийетине ийе болған фотопластинканың жәрдеминде алынады. 286-сүүретте магнит линзаларына ийе болған электронлық микроскоптың схемасы менен фотокамерасы бар оптикалық микроскоптың схемасы салыстырылған. Микроскоплардың бирдей болған бөлимлери бирдей хәриплер менен белгиленген: электронлық микроскоп ұшын үлкен A, B, C ... хәм оптикалық микроскоп ұшын киши a, b, c , ... хәриплер пайдаланылған. Электронлық микроскопта A - электронлардың дереги; B - кондөсордың хызметін атқаратуғын хәм электронлардың дәстөсин C объектке қарай бағдарлайтуғын магнитлик линза, D - магнитли объектив; E -

⁵⁷ Геометрияда кеңнен қолланылатуғын "угол раствора" сөзи "ашылу мүйеши" түрінде аударылды (Аударушылар).

аралықлық сүүрет; F - проекциялаушы линза хәм G - фотопластинка H қа келип түсетуғын ең ақырында пайда болатуғын сүүрет. Электронлық микроскоптың барлық бөлімлері герметик түрде жабылатуғын колоннаның ишінде жайластырылады. Насослардың жәрдеминде хаўа электронлардың еркин жүриў жолының ұзынлығы деректен фотопластинканың арасына шекемги қашықлықтан үлкен болатуғындай басымға шекем сорып алынады. Оптикалық микроскопта: a - жақтылықтың дереги, b - конденсор, c - объект, d - объектив, e - аралықлық сүүрет, f - проекциялаушы линза, g - ең ақырында пайда болған сүүрет, h - фотопластинка. Хәзирги ўақытлардағы электронлық микроскоплар 40 000 есе хәм оннан да жоқары үлкейтиўшиликке ийе⁵⁸. Бундай үлкейтиўлер оптикалық микроскоплар беретуғын үлкейтиўлерге салыстырғанда жүдә жоқары (шама менен 2000 есе). Солай етип, электронлық микроскоплар әдеттеги оптикалық микроскоплардың жәрдеминде үйрениўге болмайтуғын объектлерди үйрениўге мүмкиншилик береді. Электронлық микроскоплардың жәрдеминде оптикалық микроскоплардың үлкейтиўинен жоқары болған үлкейтиўлердин алыныў себеби III томда айтылады.



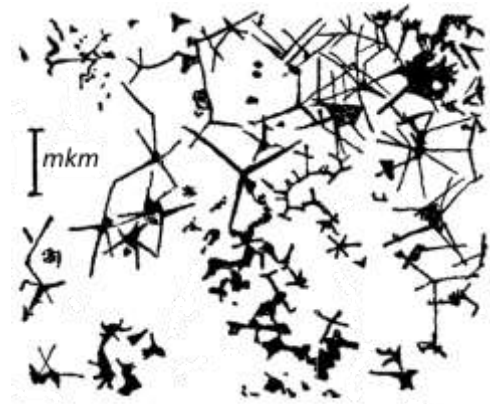
286-сүүрет.
Электронлық (a) хәм оптикалық (b)
микроскоплардың схемалары.

287-сүүретте электронлық микроскоптың жәрдеминде алынған ZnO ның шаңында ұслап тұрылған бөлекшелердин фото сүүретлери келтирилген. Бөлекшелер жүдә майда

⁵⁸ Хәзирги ўақытлардағы электронлық микроскоплардың үлкейтиўшилик қәбилетлиги 1 миллионнан да жоқары. Оларда пайдаланылатуғын жоқары кернеўлерде доғаның пайда болмаўы ушын хаўаның басымы 10^{-7} ден 10^{-9} Па шамасына шекем төменлетиледи (Аўдарыўшылар).

ийне тәризли кристаллар болып табылады. Фото сүӱреттиң шеп тәрeпинде 1 мкм ұзынлыққа сәйкес келетуғын масштаб көрсетилген. Советлер Союзында ллектронлық микроскоптың оригиналлық конструкциясы академик А.А.Лебедев хәм В.Н.Верцнер тәрeпинен ислеп шығылды.

287-сүӱрет.
Электронлық микроскоптың жәрдеминде
алынған ZnO бөлекшелериниң фото
сүӱрети.



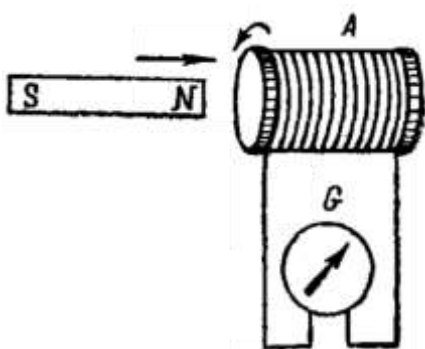
XX БАП

ЭЛЕКТРОМАГНИТЛИК ИНДУКЦИЯ

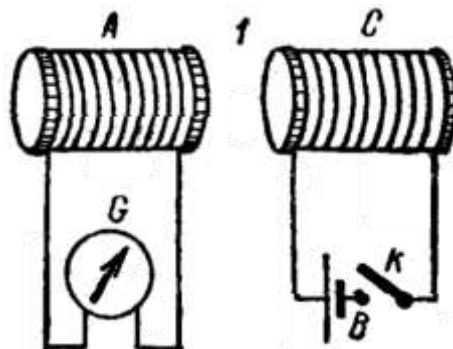
§ 221. Электромагнитлик индукция қубылысы. Электромагнитлик индукция қубылысы 1831-жылы Фарадей тәрепинен ашылды. Бұл қубылыс мыналардан ибарат: қалеген өткизгш туйық контурда усы контур тәрепинен шекленген майдан арқалы өтетугын магнит индукциясының ағысы өзгергенде электр тоғы пайда болады. Бундай тоқты индукциялық тоқ деп атайды.

Электромагнитлик индукция қубылысын төмендегидей тәжирийбелерде бақлаўға болады.

1. Гальванометр арқалы туйықланған *A* соленоидын аламыз (288-сүўрет) ҳәм оның ушларының бирине тұрақлы магнитти жақынлатамыз. Бундай жағдайда соленоидта *G* гальванометриниң стрелкасының аўысыўы бойынша табылатугын электр тоғы пайда болады. Магниттиң қозғалысы тоқтағанда бұл тоқ та тоқтайды. Егер бизлер магнитти қашықлата басласақ, онда соленоидта қайтадан тоқ пайда болады. Бирақ бұл тоқтың бағыты соленоидты жақынлатқанда пайда болған тоқтың бағытына қарама-қарсы. Тап усындай қубылысты магнитти қозғалыссыз қалдырып, соленоидты қозғаған жағдайда да бақлаўға болады. Соңында, тұрақлы тоқ өтип тұрған екнши соленоидты алыўға да болады. Оны орнынан қозғағанда екнши соленоидта тоқ пайда болады.



288-сүўрет. Магнитти қозғаў жолы менен соленоидта индукциялық тоқты қоздырыў.



289-сүўрет. Қоңсы соленоидтағы тоқты қосыў ҳәм ажыратыў жолы менен соленоидтағы индукциялық тоқты қоздырыў.

2. Қозғалмайтуғын еки *A* ҳәм *C* соленоидларын аламыз (289-сүўрет). Мейли, бұл жағдайда да *A* соленоиды *G* гальванометри менен туйықланған ҳәм *C* соленоиды *B* гальваникалық элементи ҳәм *k* гилти бар шынжырға тутастырылған болсын. *k* гилтиниң жәрдемннде *C* соленоидтында тоқты қосқанда *A* соленоидында *G* гилтиниң аўысыўы менен табылатугын қысқа мүддетли тоқ пайда болады. *C* соленоиды бойынша тоқтың буннан былай өтип турыўының барысында *A* соленоидта ҳеш қандай тоқ бақланбайды. *C* соленоидында тоқты ажыратқанда қайтадан, бирақ бағыты дәслепки тоқтың бағытына қарама-қарсы болған қысқа мүддетли тоқ пайда болады.

Тәрийипленген тәжирийбелерди соленоидтың орнына сымның бир орамын алып өткерийге де болады. Бирақ, бундай жағдайда қубылыс әззирек болады.

Бұл тәжирийбелердиң нәтийжелерин таллаймыз. Бұл тәжирийбелердиң бириншилери *A* соленоидтағы тоқтың магнит жақынлағанда ямаса узақласқанда ғана, яғный соленоидтың қасында магнит майданы өзгеретуғын ямаса соленоидтың өзи магниттиң бир текли болмаған магнит майданында қозғалған жағдайда пайда болатуғынлығын көремиз. Магниттиң соленоидқа салыстырғанда қозғалысы тоқтаўдан (ямаса магнитке

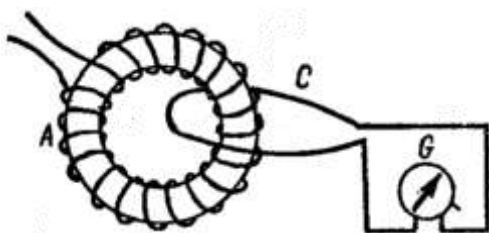
салыстырғанда соленоидтың қозғалысы) соленоидтың қасындағы магнит майданы тұрақлы болады хәм соленоидтағы тоқтың өтиўи тоқтайды. Екинши тәжирийбедеги қубылыс биринши тәжирийбедеги қубылысқа жүдә ұсайды. Бул жағдайда магнит майданы C соленоидындағы пайда болатуғын ямаса жоқ болатуғын тоқ тәрәпинен пайда етиледі. Еки жағдайда да өткізгиш контурдың қасында магнит майданының шамасы, ұсыған сәйкес, контур тәрәпинен өзиниң ишине қамтып алынатуғын магнит ағысының шамасы өзгереді. Еки жағдайда да өткізгиш контурдың қасында магнит майданының шамасы, демек, контур тәрәпинен қамтып алынатуғын бет арқалы *магнит индукциясының ағысы өзгереді*. Мәселениң магнит индукциясының ағысы менен байланысly екенлиги мыналардан келип шығады: егер *өткізгиш туйық контурды бир текли магнит майданында бурғанда да индукциялық тоқ пайда болады*. Бул жағдайда өткізгиштиң қасындағы магнит майданының индукциясының шамасы тұрақлы болып қалады, ал тек оның контурдың бети арқалы ағысы ғана өзгереді. Егер туйық контурды *бир текли магнит майданында илгерилемели қозғалтсақ, онда ол арқалы индукция ағысының шамасы тұрақлы болып қалады хәм индукциялық тоқ пайда болмайды*. Солай етип, ұсы параграфтың алдында келтирилген анықламаның дұрыс екенлиги дәлилленеді: туйық өткізгиш контур арқалы индукцияның ағысы өзгергенде индукциялық тоқ пайда болады.

Бирақ, мынадай жағдайды аңғарыў керек болады: жоқарыда тәрийипленген тәжирийбелерден индукциялық тоқтың магнит индукциясы B ның ямаса кернеўлик H тың ағысы бойынша анықланатуғынлығы көринип тұрған жоқ. Магнетиклер болмаған жағдайда бул жағдайдың әхмийети жоқ, себеби магнит индукциясы B менен магнит майданының кернеўлиги H бир бирине тең, бирақ магнетик болған жағдайда B пенен H тың арасындағы айырманың көриниўи керек. Өткізгиш контур жайласқан барлық кеңисликти магнит сиңиргишлиги μ үлкен болған магнит пенен толтырыў әмелий жақтан қыйын, себеби ұсындай магнетиклер (темир, никель х.т.б.) қатты денелер болып табылады. Бирақ, тәжирийбени былайынша әмелге асырыўға болады: магнетик кеңисликтиң тек бир бөлимин толтырып туратуғын болса да, магнит майданының барлығын ұсы магнетиктиң ишинде топланған етиўге болады. Оның ұшын өткізгиш C контуры менен қамтып алынған A тороидын аламыз. Бундай жағдайда шынжырдың еки қоңсылас бұйынлары бир бирин қамтыйды (290-сүўрет). Мейли, A тороиды арқалы тоқ өтетуғын болсын; бул тоқ пайда еткен магнит майданы тек тороидтың ишинде жыйналған хәм, демек, бул майданның барлық ағысы C контуры арқалы өтеди. Егер биз A тороидындағы тоқты ажыратсақ, онда ағыстың өзгериси орын алады (ағыс жоғалады) хәм контурда индукциялық тоқ пайда болады. Енди A тороидының ишки бөлимин темир менен толтырамыз. Бұрынғыдай, магнит майданы тек тороидтың ишинде ғана болады. Бундай жағдайда майнанның кернеўлиги H бұрынғыдай болып қала береді, себеби тоқтың магнит майданының кернеўлиги магнетиктиң бар ямаса жоқ екенлигинен ғәрезли емес (егер магнетик майдан нолге тең болмаған кеңисликти толығы менен толтырып туратуғын болса). Бирақ, магнит индукциясы $B = \mu H$ болса μ есе үлкейеді. A тороидындағы тоқты және ажыратып (тоқтың дәслепки мәнисин бұрынғыдай деп есаплаймыз), биз C контурындағы индукциялық тоқтың әдеўир үлкейгенлигин табамыз. Бул индукциялық тоқтың пайда болыўының индукцияның ағысының өзгериси менен байланысly екенлигин дәлиллейди.

Енди индукциялық тоқтың бағытын анықлаймыз. 1833-жылы Петербург университетиниң профессоры Э.Х Ленц тәжирийбелердиң нәтийжелерин улыўмаластырып мынадай қағыйданы берди: *туйық контурда пайда болған тоқ контур тәрәпинен шекленген бет арқалы ұсы тоқты пайда еткен магнит индукциясының ағысының өзгерисин компенсациялайтуғындай өзиниң меншикли магнит индукциясының ағысын пайда етеди*.

Ленц қағыйдасының көз-қарасында тұрып, жоқарыда тәрийипленген тәжирийбелерди

таллаймыз. Биринші тәжірибеге магниттің арқа полюсы соленоидқа жақынлағанда, соленоидта егер оған алып келінетұғын магнит тәрепинен қарағанда саат стрелкасының қозғалыс бағытына қарама-қарсы бағытта тоқ пайда болады (288-сүрет). Бұл жағдайда магнит тәрепинен пайда етилген индукцияның ағысы соленоидтың ишине қарай бағытланған хәм магнит жақынлағанда үлкейеди. Соленоидтағы индукциялық тоқтың магнит майданы соленоидтан сыртқа қарай бағытланған хәм, сонлықтан, магниттің майданының үлкейіуін компенсациялайды. Егер соленоидқа және де магнит тәрепинен қарасақ, онда магниттің арқа полюсын алыслатқанда соленоидта саат стрелкасының қозғалыс бағытындағы тоқ пайда болады. Магнит тәрепинен пайда етилген индукцияның ағысы бұрынғыдай соленоидтың ишине қарай бағытланған, бірақ бұл жағдайда ағыс киширейеди. Соленоидтағы индукциялық тоқтың магнит майданы бұл рет соленоидтың ишине қарай бағытланған хәм, демек, магниттің майданының кемейіуін компенсациялайды. Солай етип, жағдайлардың екеуі де Ленц қағыйдасына сәйкес келеди екен.



290-сүрет.

Тороидты сырттан қоршап алатұғын құрықтағы (илмектегі) индукциялық тоқтың қозыұы.

Бұл екі тәжірибегің нәтижелерін таллап, басқа жүймаққа да келиўге болады: магниттің арқа полюсын соленоидқа жақынластырғанда пайда болған индукциялық тоқтың бағыты соленоидтың магнитке жақын ұшы магнит сызықларының дерегине айланатұғындай болып бағытланған, сонлықтан магнит пенен соленоид бир бири менен ийтериседи, яғный индукциялық тоқтың пайда болыўына алып келеди. Магнитти алыслатқанда магнит пенен соленоид тартысады, яғный олардың арасында магниттің қозғалысына қарсылық жасайтуғын күш қайтадан пайда болады.

Усы параграфтың басында қарап өтилген екінші жағдайдың да Ленц қағыйдасына сәйкес келетұғынлығына исенемиз. *C* соленоидындағы тоқты қосқанда *A* соленоидында кери бағыттағы тоқ пайда болады. *C* соленоидындағы тоқты ажыратқанда *A* соленоидында тап сондай бағыттағы тоқ пайда болады. Бұл нәтижелер Ленц қағыйдасына сәйкес келеди: майли, *C* соленоидында ажыратқанда оның 1 ұшына қарағанда саат стрелкасының қозғалыў бағытына қара-қарсы бағыттағы тоқ пайда болған болсын (289-сүрет). Бұндай жағдайда бұл тоқ пайда еткен магнит индукциясының ағысы *A* соленоидының ишине киреди хәм тоқты ажыратқанда күшейеди. *A* соленоидында индукциялық тоқ пайда еткен магнит индукциясының ағысы оннан шығады хәм, демек, соленоидтың ағысының өсиўін компенсациялайды. Тап ұсындай жоллар менен *C* соленоидындағы тоқты ажыратқанда *A* соленоидындағы индукциялық тоқтың магнит майданының *C* соленоидының ағысын компенсациялайтуғынлығына исеніўге болады.

§ 222. Индукцияның электр қозғаўшы күшін анықлаў. Туйық контурда индукциялық тоқтың пайда болыўы магнит индукциясының өзгермели ағысының тәсиринде электр қозғаўшы күштиң пайда болыўы менен байланыслы. Бұл э.қ.күшинің шамасы биринші рет Фарадей тәрепинен магнит индукциясының ағысының өзгерисинің тезлиги менен байланыстырылды. Фарадей тәрепинен берилген бұл қатнас энергияның сақланыў ызыамынан келип шығады.

Қозғалмалы *AC* бөлиминен ийе контурды пайдаланып, дара жағдай ұшын энергиялық есаплаўлар өткеремиз (291-сүрет). Бұндай контурды биз тоғы бар контурды магнит

майданында қозғағанда ісленген жұмысты есаплаўда пайдаланған едик (210-параграф).

Мейли, контурға э.қ.күши $\mathcal{E}$ болған B гальваникалық элементи тутастырылған болсын. Усы э.қ.күши тәрәпинен Δt ўақыты ишинде ісленген жұмыс $\mathcal{E}I\Delta t$ ге тең, бул көбеймеде I арқалы контурдағы тоқтың күши белгиленген. Егер контур магнит майданынан сыртта жайласқан болса, онда барлық жұмыс $I^2R\Delta t$ ленц-джоуллық жыллылығының бөлинип шығыўы ушын жумсалады. Бундай жағдайда Ом нызамына сәйкес тоқтың күши мынаған тең:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R}. \quad (1)$$

Енди контур барлық ўақытта турақлы болып қалатуғын магнит майданында жайласқан деп болжайық. Әпиўайылық ушын бул майданды бир текли хәм контурдың тегислигине перпендикуляр, сызылманың арғы тәрәпине қарай бағытланған деп есаплаймыз. Бундай жағдайда қозғалатуғын AC бөлиминен усы AC ға перпендикуляр оң тәрәпке қарай бағытланған f күши тәсир етеди. Бул күштиң тәсиринде контурдың қозғалатуғын AC бөлими қозғала баслайды. Мейли, Δt ўақыты ишинде ол сызылмада пунктир менен көрсетилген $A'C'$ аўхалына жылжытуғын болсын. 210-параграфта айтылғанлар бойынша, бундай жағдайда

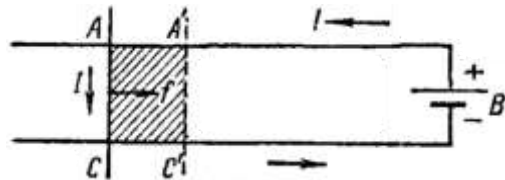
$$\Delta A = I \cdot \Delta \Phi$$

механикалық жұмысы ісленеди. Бул аңлатпада $\Delta \Phi$ арқалы $ACA'C'$ контуры арқалы өткен магнит индукциясының ағысы, ал I арқалы биз қараған қозғалыс ўақытында контур арқалы өткен тоқтың күши белгиленген. Бул жұмыс B элементиниң э.қ.күшиниң есабынан ісленеди. Солай етип, енди элементтиң э.қ.күшиниң толық жұмысы $\mathcal{E}I\Delta t$ тек ленц-джоуллық жыллылықтың бөлип шығарылыўы ушын ғана емес, ал контурдың AC участкасының орын алмастырылыўы ушын да ісленеди:

$$\mathcal{E}I\Delta t = I^2R\Delta t + I\Delta \Phi.$$

291-сўүрет.

Индукцияның электр қозғаўшы күшине арналған аңлатпаны келтирип шығарыўға.



Улыўма айтқанда, Δt ўақытының ишинде тоқтың күши I диң турақлы болып қалмаўы мүмкин; сонлықтан тоқтың күши I диң сезилерликтей өзгериске ушырамаўы ушын жүдә киши болған dt ўақыт аралығын алыўымыз керек. Бундай жағдайда мынадай теңлик орынлы болады:

$$\mathcal{E}Idt = I^2Rdt + Id\Phi. \quad (2)$$

Бул аңлатпада $d\Phi$ арқалы контурдың штрихланған $ACA'C'$ бөлими арқалы өтетуғын индукцияның ағысы белгиленген. Биз қарап атырған жағдайда контурдың бул бөлими шексиз енсиз жолақ формасына ийе болады. (2)-теңликти тоқтың күши I ге қарата шешип, мынаған ийе боламыз:

$$I = \frac{\mathcal{E} - \frac{d\Phi}{dt}}{R}.$$

Бул теңликти тўйық шынжыр ушын Ом нызамы (1) менен салыстырып, биз бул жағдайда э.қ.күшиниң орнын (еки шама болған) гальваникалық элементтиң э.қ.күши $\mathcal{E}$ менен $-\frac{d\Phi}{dt}$ шамасының ийелейтуғынлығын көремиз. Бул ағза контур менен шекленген бет арқалы индукцияның ағысы Φ тиң өзгериўиниң салдарынан пайда болған қосымша э.қ.күшин береді. Оны $\mathcal{E}_i$ арқалы белгилеп, мынадай аңлатпаны аламыз:

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (3)$$

(3)-қатнас *Фарадей нызамы* деп аталады.

Индукцияның э.қ.күші үшін Фарадей нызамын биз контурдың өзінің формасының өзгеріуінің салдарынан контур арқалы өтетұғын индукцияның ағысы өзгеретұғын жағдай үшін алдық. Бирақ, бұл қатнастың контур арқалы ағыстың өзгерісіннің нениң салдарынан жүзеге келетұғынлығынан ғәрезсіз екенлігін көрсетіуіге болады: контурдың формасының өзгеріуі, оның бурылыуы, бир текли емес майдандағы орын алмастырыуы, соның менен бирге майданның өзінің магнит индукциясының ўақытқа байланысly өзгеріуі мүмкін.

(3)-теңликтің оң тәрәпинде индукция ағысы Φ тиң ўақыт бойынша алынған туўындысы түр. Бұл индукция э.қ.күші ε_i диң индукция ағысының ўақытқа байланысly өзгеріуі тезлигине пропорционал екенлігін көринип түр. Енди тек (3)-теңликтің оң тәрәпиндеги бөлімнің алдындағы белгинің (минус) мәнісін анықлаў қалды. Оның үшін контурды айланып шығыўдың ықтыярлы бағытын оң бағыт деп қабыл етемиз. Егер тоқтың бағыты контурды айланып шығыўдың оң бағыты менен сәйкес келсе, онда бундай бағытта оң деп есаплаймыз. Усының менен бирге шынжырда потенциалдың түсіўін оң айланып шығыў бағытына сәйкес келсе, онда э.қ.күшін де оң деп есаплаймыз. Контурдың тегислигине нормаль жүргиземиз ҳәм оның оң бағытын 210-параграфта көрсетилген контурды айланып шығыўдың қағыйдасы менен байланыстырамыз. Контурдың майданы арқалы өтетұғын индукцияның оң ағысы арқалы нормаль менен параллель ямаса оның менен сүйир мүйеш жасайтуғын индукция сызықларын пайда етеди.

Контурдың майданы арқалы өтетұғын индукцияның терис ағысы нормалға кери бағыттағы ямаса оның менен доғал мүйеш жасайтуғын индукцияның сызықларын пайда етеди. Бундай жағдайда (3)-теңликтің оң тәрәпиндеги минус белгиси индукцияның ағысының үлкейіуінің $\left(\frac{d\Phi}{dt} > 0\right)$ контурды терис бағытта айланып шығыў бағытында тәсир ететұғын э.қ.күшін пайда ететұғынлығын аңғартады. Индукцияның ағысының киширейіуі $\left(\frac{d\Phi}{dt} < 0\right)$ контурды оң бағытта айланып шығыў бағытында тәсир ететұғын индукция э.қ.күшін пайда етеди. Солай етип, (3)-аңлатпа бир ўақытта индукция э.қ.күшінің шамасын да, бағытын да береді екен. Бұл бағыттың Ленц қағыйдасына сәйкес келетұғынлығын аңсат тексерип көріуіге болады.

Енди индукция э.қ.күші өлшенетұғын бирликлер ҳаққында гәп етиў қалды. Егер индукцияның ағысы максвеллерде, яғный *CGSM*-бирликлерінде, ал ўақыт *t* секундларда өлшенетұғын болса, онда қандай да бир пропорционаллық коэффициентине ийе болмаған (2)-формула э.қ.күштің *CGSM*-бирлігін анықлайды. Э.қ.күштің бұл бирлігін *мкс/сек* арқалы аңлатылады ҳәм сан мәнісін жағынан туйық контурда усы контурдың майданы арқалы магнит индукциясының ағысы 1 сек ўақыттың ишінде 1 мкс шамасына өзгергендегі туйық контурда пайда болатұғын э.қ.күшине тең.

Э.қ.күштің *CGSM*-бирлігі *мкс/сек* пенен *CGSE*-бирлігі арасындағы байланысты мынадай пикирлеўдің тийкарында аламыз: *I* $\mathcal{E}$ шамасы қуўат болып табылады ҳәм, егер тоқтың күші *I* менен э.қ.күш $\mathcal{E}$ ниң екеўін де *CGSE*- ямаса екеўін де *CGSM*-бирликлерде өлшесек, онда қуўатлық еки жағдайда да *эрг/сек* ларда алынады. Солай етип, мынадай қатнастың орынланыуы керек:

$$I_{CGSE} \cdot \mathcal{E}_{CGSE} = I_{CGSM} \cdot \mathcal{E}_{CGSM}.$$

Бұл теңликтегі *CGSE* ҳәм *CGSM* индексleri сәйкес *I* ҳәм $\mathcal{E}$ шамаларының қандай бирликлерде өлшенгенлігін көрсетеди. Буннан мынадай қатнасқа ийе боламыз:

$$\frac{\mathcal{E}_{CGSE}}{\mathcal{E}_{CGSM}} = \frac{I_{CGSM}}{I_{CGSE}}. \quad (4)$$

Бирақ, 195-параграфта айтылған бойынша тоқ күшінің *CGSM*-бирлігі *CGSE*-

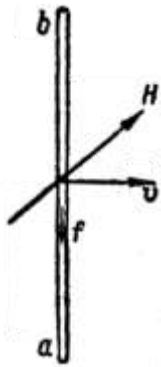
бирлигіннен c есе үлкен (c арқалы дерлік дәл $3 \cdot 10^{10}$ см/сек шамасына тең жақтылықтың тезлиги белгиленген). Демек, (4)-қатнастан мынаны аламыз:

$$\text{э. қ. күштің } CGSM - \text{бирлиги} = \text{э. қ. күштің } \frac{1}{3 \cdot 10^{10}} CGSE - \text{бирлиги}.$$

Электронлық көз-қараслар бойынша индукция нызамын таллаймыз. Мейли, өткізгіштің ab участкасы бағыты сызылма тегислигинің арғы тәрепине қарай бағытланған, кернеулігі H қа тең магнит майданына жайластырылған болсын (292-сүррет). Магнит майданында тәртіпсіз жылжылық қозғалыстарына қатнасуға еркін электронларға Лоренц күші тәсір етеді. Бирақ, орташа бұл күш хеш қандай тоқты бермейді. Себеби хәр қыйлы электронларға тәсір ететугын күшлердің бағыттары тәртіпсіз тарқалған. Егер, енді өткізгіштің ab участкасын жылжыта басласақ (мысалы, оң тәрепке қарай v тезлиги менен жылжытсақ), онда металдың барлық электронлары v шамасына тең қосымша тезликке ийе болады. Демек, барлық электронлар үшін бірдей болып бағытланған хәм

$$f_L = evH.$$

шамасына тең Лоренц күші тәсір ете баслайды.



292-сүррет.

Өткізгішті сыртқы H магнит майданында қозғағанда зарядқа тәсір ететугын Лоренц күшінің бағыты.

Егер майдан сызылманың арғы тәрепине қарай бағытланған хәм ab участкасы оң тәрепке қарай қозғалатуға болса, онда электронға тәсір ететугын күш (терис заряд) төмен қарай бағытланған. Усы күштің тәсірінде электронлар төменге қарай қозғалады, яғнай жоқары қарай бағытланған тоқ пайда болады. Электронлардың тап ұсындай қозғалысын пайда ететугын эквивалент электрлік күш $f = eE$

$$f = eE = evH.$$

қатнасының жәрдемінде анықланады. Демек, электр майданының эквивалент болған кернеулігі E

$$E = evH$$

шамасына тең болады хәм жоқары қарай бағытланған.

Участкада пайда болатуға электр қозғаушы күш эквивалент электр күшлери участканың ұшларында пайда ететугын потенциаллар айырмасы менен өлшенеді. Кернеулік участканың ұшларындағы потенциаллар айырмасын участканың ұзынлығына бөліу арқалы анықланатуға болғанлықтан, э.қ.күші эквивалент электр майданы E ден участканың ұзынлығы l бойынша алынған туғынды менен өлшенеді, яғнай:

$$\mathcal{E}_i = lE = vHl. \quad (5)$$

Бирақ vHl көбеймеси участканың қозғалысы ұақытында ұақыт бирлигиндеги басып өтилген майданға тең болғанлықтан, (5)-теңликтің барлық оң бөлими өткізгіштің участкасы тәрепинен ұақыт бирлигинде кесип өтилген кернеулік H тың ағысы болып табылады. Магнетиклер болмаған жағдайда кернеулік ағысы индукцияның ағысына сәйкес келетугын болғанлықтан $vHl = \frac{d\Phi}{dt}$ теңлиги орынлы. Буннан индукцияның э.қ.күшінің сан мәніси үшін (3)-формула менен бірдей болған

$$|\mathcal{E}_i| = \frac{d\Phi}{dt}$$

аңлатпасын аламыз.

Э.қ.күші оң зарядлардың қозғалыс бағытына, яғни 292-сұйретте көрсетілген жағдайда жоқарыға қарай бағытланған. Бұл бағытта оң қол қағыйдасының жәрдемінде аңсат табыўға болады: егер оң қолда бас бармақты ашып қойсақ хәм магнит индукциясының сызықлары қолға киретуғындай етип, ал бас бармақ өткизгистің қозғалыс бағытын көрсететуғын болса, онда қалған бармақлардың бағыты индукция э.қ.күшінің бағытын көрсетеди. Туйық контур ушын бұл Ленц қағыйдасына сәйкес толық э.қ.күстің бағытын береді.

Солай етип, өткизгисті сыртқы магнит майданында қозғағанда индукциялық тоқтың пайда болыўы өткизгистеги электронларға Лоренц күшінің тәсир етиўи менен түсиндириледі екен. Бирақ, биз индукциялық тоқтың өткизгисті контур қозғалмаған, ал оның қасындағы магнит индукциясының шамасы өзгерген жағдайда да пайда болатуғынлығын көрдик. Бұл жағдай ушын жоқарыда келтирилген түсиндириўди тарқатыўға болмайды. Усы жағдайда да индукциялық тоқтың пайда болыўын түсиндириў ушын кеңисликтің хәр бир ноқатында магнит индукциясының шамасы ўақыттың өтиўи менен өзгергенде электрлік күшлер пайда болады деп есаплаў керек болады. Бундай жағдай төменде талланатуғын Максвелл теориясының тийкарында жатады (243-244 параграфлар).

§ 223. Индукциялық тоқ тәрәпинен жылыстырылған электр зарядларының муғдары. Халық аралық системадағы магнитлик шамалардың бирликлери. Контурда индукциялық тоқ өткенде зарядлардың орын алмастырыўы орын алады. Егер $\mathcal{E}_i$ арқалы индукцияның э.қ.күші, ал R арқалы биз қарап атырған контурдың толық қарсылығы белгиленген болса, онда сол контурдағы пайда болған тоқтың шамасы мынаған тең болады:

$$I = \frac{|\mathcal{E}_i|}{R}.$$

222-параграфта айтылғанындай, индукцияның электр қозғаўшы күші сан мәніси бойынша

$$|\mathcal{E}_i| = \frac{d\Phi}{dt}$$

шамасына тең. Буннан

$$I = \frac{d\Phi/dt}{R} \quad (1)$$

формуласына ийе боламыз. Өткизгистің кесе-кесими арқалы dt ўақыттың ишинде өткен зарядтың муғдары болған dq шамасы Idt ге тең, буннан (1)-қатнасты есапқа алған жағдайда

$$dq = \frac{1}{R} d\Phi \quad (2)$$

теңлигине ийе боламыз. Бұл теңликте $d\Phi$ арқалы магнит индукциясының ағысының dt ўақытының ишиндеги өзгеріси белгиленген.

Мейли, ўақыттың базы бир шекли шамасының басындағы биз қарап атырған контурдағы магнит индукциясының ағысын Φ_1 арқалы, ал усы ўақыттың ақырындағы ағысын Φ_2 арқалы белгилейик. Бундай жағдайда, индукциялық тоқтың пайда болыўының себебинен өткизгистің кесе-кесими арқалы өткен электр зарядының толық муғдары q ды (2)-формуладағы индукция ағысының шексиз киши өзгеріси $d\Phi$ ты оның толық өзгеріси $\Phi_2 - \Phi_1$ менен алмастырыў арқалы аламыз:

$$q = \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{R}. \quad (2a)$$

(2a) формула контурдың майданы арқалы магнит индукциясының ағысының өзгеріўи бойынша усы контурдың кесе-кесими арқалы өткен электр зарядының муғдарын анықлаўға мүмкиншилик береді. Соның менен бирге керисинше, усы электр зарядының муғдары q бойынша контурдың майданы арқалы магнит ағысының өзгеріси $\Phi_2 - \Phi_1$ ты анықлаў мүмкин.

(2a) формула халық аралық бирликлер системасында магнит майданының бирлигин

табыу үшін пайдаланылады. Магнит ағысы Φ тиң бирлиги сыпатында қарсылығы 1 ом болған контур арқалы нолге шекем кемейгенде контурда индукция э.қ.күшинің тәсирінде мұғдары 1 к ға тең электр заряды өтетұғын ағысқа айтады. Ағыстың бул бирлиги *вебер* деп аталады. $1 \text{ вб} = 10^8 \text{ мкс}$ теңлигинің орынлы екенлигин аңсат көриўге болады. Халық аралық системада магнит индукциясы B ның бирлигин

$$B_n = \frac{\Phi}{S}$$

қатнасының жәрдемінде табады. Буннан магнит индукциясының бирлиги сыпатында $\text{вб}/\text{м}^2$ қабыл етиледі. Бул бирликке 1960-жылы өткерилген Өлшемлер менен салмақлар бойынша 11-бас Конференция *тесла* атамасын берди. Магнит индукциясы менен гаусстың арасында мынадай қатнас бар:

$$1 \text{ тесла} = 10^4 \text{ гс}.$$

Егер 222-параграфтағы (3)-аңлатпа менен берилген Фарадей нызамында магнит индукциясының ағысы Φ ти веберлерде хәм ўақыт t ны секундларда өлшесек, онда индукцияның электр қозғаўшы күши $\mathcal{E}_i$ вольтлерде алынады. Солай етип, бирликлердің халық аралық системасында:

$$\mathcal{E}_i(\text{в}) = -\frac{d\Phi}{dt} \left(\frac{\text{вб}}{\text{сек}} \right). \quad (3)$$

Егер индукцияның э.қ.күши болған $\mathcal{E}_i$ шамасын вольтлерде, ал индукцияның ағысының өзгериси $\frac{d\Phi}{dt}$ ти мкс/сек ларда өлшесек, онда (3)-теңлик мынадай түрге енеди:

$$\mathcal{E}_i(\text{в}) = -10^{-8} \frac{d\Phi}{dt} \left(\frac{\text{мкс}}{\text{сек}} \right). \quad (3a)$$

Санлы мысалды қараймыз: омлық қарсылығы $R = 0,5$ ом, майданы $S = 100 \text{ см}^2$ шамасына тең болған контуры дәслеп Жердің магнит майданының индукциясының сызықларына параллель жайласқан болсын; буннан кейин рамка магнит индукциясының сызықларына перпендикуляр бағытта туратуғындай болып бұрылсын. Егер Жердің магнит майданының магнит индукциясы $B = 0,5 \text{ гс}$ шамасына тең болса, рамкада қандай мұғдардағы электр заряды индукцияланады?

Шешими. Бул жағдайда рамканың бетинің майданы арқалы өтетұғын индукция ағысының өзгериси екінши аўхалында тұрған рамка арқалы өтетұғын индукцияның ағысына тең:

$$\Phi_2 - \Phi_1 = BS.$$

Бул теңликке B ны гауссларда, ал S ти см^2 ларда қойсақ, онда биз ағысты CGSM-бирликлерде аламыз. Оны халық аралық бирликлер системасына өткеріу үшін бул шаманы 10^{-8} ге көбейтіу керек болады:

$$\Phi_2 - \Phi_1 = 10^{-8} \cdot 0,5 \cdot 10^8 \text{ вб}$$

Буннан (2a) формула бойынша кулонлардағы индукцияланған электр зарядлардың мұғдары мынаған тең болады:

$$q = \frac{10^{-8} \cdot 0,5 \cdot 10^8}{0,5} \text{ к} = 10^{-5} \text{ к}.$$

Магнит индукциясының ағысының қысқа ўақыттың ишинде өзгериўинің салдарынан пайда болған электр зарядларының мұғдары q ды балластикалық гальванометр деп аталатуғын әсбаптың жәрдемінде өлшеўге болады. Принципинде, балластикалық гальванометрдің дүзилиси әдеттеги гальванометрдің дүзилисине сәйкес келеди. Оның қозғалыўшы бөлими тұрақлы магниттің полюсларының арасына жайластырылған рамкадан тұрады. Рамкаға стрелка бекитилген; рамка базы бир аўхалда кишкене пружинаның жәрдемінде ұслап тұрылады. Рамка арқалы индукциялық I тоғы өткенде оған

$$M = HSI n$$

шамасындағы күшлердің моменти тәсир етеди. Бул теңликте H - магниттің майданының кернейлиги, n - рамкадағы орамлардың саны, S - оның бетинің майданы. Берилген әсбап

ушын S , n хәм H шамалары тұрақлы болғанлықтан, онда

$$M = cI$$

теңлиги орынлы болады (c арқалы гальванометрдің *динамикалық тұрақлысы деп аталатуғын* тұрақлы шама белгиленген).

Күшлердің моментинің импульси болған Mdt шамасының тәсирінде рамка айлана баслайды хәм оның қозғалыс мұғдарының мометни $Jd\omega$ шамасына өзгереді, бұл көбеймеде J - барлық қозғалыушы системаның инерция моментни, ал $d\omega$ - рамканың мүйешлик тезлигинің өзгериси. Қозғалыс мұғдарының моментинің өзгериси күшлердің моментинің импульсине тең болғанлықтан (I томға қараңыз), мынадай теңликлер орынлы болады:

$$Jd\omega = Mdt = cI dt. \quad (4)$$

Егер I тоғы өтетуғын ўақыт t гальванометрдің илдирип қойылған системасының меншикли тербелислеринің дәуиринен киши болса, онда илдирип қойылған системаға күшлердің моментинің тәсири соққы характерине ийе болады. Усының нәтижесінде система ω_0 мүйешлик тезлигине ийе болады. Сонлықтан, (4)-аңлатпаны нолден t ға шекем интеграллап,

$$\int_0^{\omega_0} Jd\omega = \int_0^t cI dt \text{ ямаса } J\omega_0 = cq$$

аңлатпаларына ийе боламыз. Бұл аңлатпаларда q арқалы t ўақыты ишинде өткен электр зарядының мұғдары. Буннан мынаған ийе боламыз:

$$\omega_0 = \frac{c}{J} q.$$

Алынған мүйешлик тезлик ω_0 ның тәсирінде қозғалыушы система бурыла баслайды, ұсы система бурылатуғын ең ақырғы мүйеш φ_0 диң шамасын ("ылақтырыў мүйеши") басланғыш тезликке пропорционал деп есаплаўға болады:

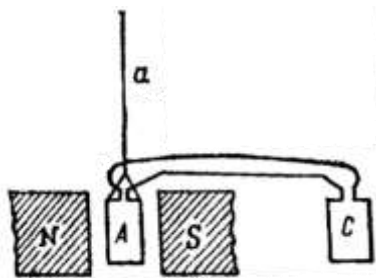
$$\varphi_0 = k\omega_0 = \frac{kc}{J} q.$$

Солай етип, гальванометрдің стрелкасының "ылақтырыў мүйеши" гальванометр арқалы өткен электр зарядының мұғдарына пропорционал болады екен. Буннан, керисинше, ылақтырыў мүйеши φ_0 диң мәниси бойынша q ды анықлаўға болады. Ылақтылыў мүйешинің шамасының q ға пропорционал болыўы ушын гальванометрдің илдирип қойылған системасының параметрлери оның меншикли тербелис жийилигинің жеткиликли дәрежеде үлкен болатуғындай етип сайлап алынады. Гальванометрдің тұрақлысы kc/J ди әдетте ұсы гальванометр арқалы белгили мұғдардағы электр заряды q ды өткерип (мысалы, сыймлығы белгили болған конденсаторды разрядлаў арқалы) градуировкалаў жолы менен анықлайды.

(2а) теңлиги бойынша индукциялық тоқтың пайда болыўының салдарынан өткен электр зарядының мұғдары болған q шамасы магнит индукциясының ағысы Φ тиң өзгериўине пропорционал болғанлықтан, балластикалық гальванометр магнит ағысыларын өлшеў ушын хызмет ете алады. Магнит индукциясының ағысын өлшеў ушын бейимлестирілген балластикалық гальванометрди *флюксометр* деп атайды. Флюксометрдің улыўмалық түринің дүзилисинің схемасы хәзир ғана тәрийипленген баллистикалық гальванометрдің дүзилисинің схемасынан айрылады. 293-сүўретте N хәм S - тұрақлы магниттің полюслары, A - олардың арасында жайласқан рамка. Бұл рамка бурылғанда пайда болатуғын бурыў моментни жүдә киши болатуғындай дәрежеде ұзын хәм жұмсақ a жибине илдирилген; рамканың N менен S полюсларының арасында қәлеген позицияда тең салмақлық халда қала алыўы керек. Рамканың өткизгишлеринің ушлары A басқа C рамкасына тутастырылған. Бұл C рамкасы магнит индукциясының шамасы

өлшениуі керек болған кеңістікке алып келинеді. Егер C рамкасы дәлсіз магнит майданынан тыста жайласқан болса, онда магнит индукциясының ағысының өзгерісі ақырғы $\Phi_2 n_2$ ағысының шамасына тең. Бұл аңдатпада Φ_2 - рамканың бетінің майданы арқалы өтетұғын ағыс, ал n_2 ондағы орамлардың саны. C рамкасының бетінің майданы арқалы өтетұғын магнит индукциясының ағысының өзгерісінің нәтижесінде, онда I_2 индукциялық тоғы пайда болады. Бұл тоқ A рамкасы арқалы да өтеді хәм оның NS магнитінің магнит майданында бұрылыуын жүзеге келтіреді. Өз гезегінде бұл бұрылыу рамка арқалы өтетұғын магнит индукциясының ағысының өзгерісін болдырады хәм, демек, I_1 индукциялық тоғының пайда болуына алып келеді. Ленц қағыйдасы бойынша I_1 индукциялық тоғының бағыты магнит күшлери A рамкасын тормозлайтұғындай болады. Нәтижеде A рамкасы тоқтайды. Рамкаға тәсір ететұғын күшлердің моменти M мынаған тең:

$$M = HS_1 n_1 (I_1 + I_2).$$



293-сүрөт.

Флюксметрдің схемасы.

Бұл теңлікте H арқалы N хәм S полюстерінің арасындағы магнит майданының кернеулігі n_1 арқалы A рамкасындағы орамлар саны, S_1 арқалы оның бетінің майданы белгіленген. Ең дәлсіз хәм ең ақырында рамка тынышлықта тұратұғын болғанлықтан, онда күш моментінің толық импульсінің нөлге тең болуы керек:

$$\int_0^t M dt = \int_0^t HS_1 n_1 (I_1 + I_2) dt = 0.$$

Буннан

$$\int_0^t I_2 dt = - \int_0^t I_1 dt$$

ямаса

$$|q_2| = |q_1|$$

теңліклеріне ийе боламыз, яғнай индукциялық I_2 хәм I_1 тоқлары тәрәпинен алып өтилген электр зарядларының мұғдарлары бир биріне тең екен. Бирақ, (2а) формула бойынша:

$$q_2 = \frac{\Phi_2 n_2}{R}, q_1 = \frac{\Delta \Phi_1 n_1}{R}$$

теңліклері орынлы болады. Бұл теңлікте $\Delta \Phi_1$ арқалы A рамка арқалы өтетұғын магнит индукциясының ағысының өзгерісі белгіленген, ал R болса барлық шынжырдың толық қарсылығы. Буннан мынадай теңлікті аламыз:

$$|\Phi_2| n_2 = |\Phi_1| n_1.$$

A рамкасының үлкен болмаған бұрылыу мүйеши α да ағыстың өзгерісі $\Delta \Phi_1$ дің шамасы α ға пропорционал, буннан $|\Phi_2|$ ағысының да α ға пропорционал екенлігі келип шығады:

$$|\Phi_2| = k\alpha.$$

Бұл теңліктегі k шамасы берілген әсбап үшін тұрақлы. Солай етип, A рамкасының бұрылыу мүйеши бойынша C рамкасы арқалы өтетұғын ағысты анықлауға болады екен.

Әлбетте, буннан S рамкасы алып келинетұғын орындағы магнит индукциясының мәнісін де анықлауға болады (егер ұсы рамканы майданның индукциясы сызықтарына нормаль бағытта жайластырса). Бундай жағдайда $\Phi_2 = BS_2$ теңлиги орынланады.

§ 224. Индукцияның электр қозғаушы күшін дара жағдайлар ұшын анықлау. Контурлардағы э.қ.күшін анықлау ұсылынан пайдаланып, бир қатар дара жағдайларды қараймыз.

1. Бир текли магнит майданында айланатуғын рамкадағы индукциялық тоқтың пайда болыуын қараймыз. Басланғыш моментте рамка индукция сызықтарына перпендикуляр жайласқан деп болжаймыз. Рамканың аұхалын ұсы рамканың бетине түсірилген N нормалдың жәрдемінде анықлаймыз деп келісип алайық хәм рамканың дәслепки орналасыуында индукция сызықтарына параллель етип бағытлаймыз (294а сүүрет); рамканы айландырғанда нормаль өзинің бағытын өзгертеди. Рамканың ең дәслепки жайласыуында рамка тәрөпинен шөкленген S майданы арқалы өтетұғын магнит индукциясының ағысы мынаған тең:

$$\Phi_0 = BS.$$

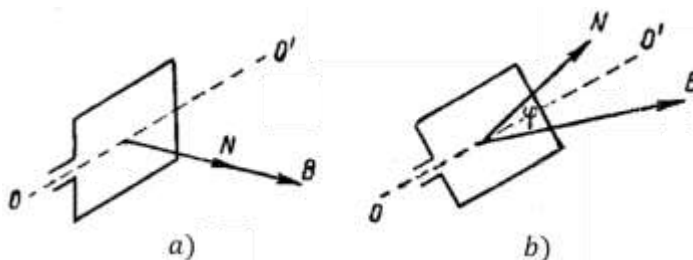
Мейли, рамка OO' көшеринің дөгерөгинде ω мүйешлик тезлиги менен айланатуғын болсын. Бундай жағдайда рамканың N нормаль өзинің дәслепки бағыты менен $\varphi = \omega t$ мүйешин жасайтуғын жағдайындағы индукцияның ағысы мынаған тең болады:

$$\Phi = BS \cos \omega t = \Phi_0 \cos \omega t.$$

Индукцияның электр қозғаушы күши 222-параграфтағы (3)-қатнастың жәрдемінде анықланады:

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt} = \omega \Phi_0 \sin \omega t. \quad (1)$$

Биз бул аңлатпадан ең үлкен э.қ.күштиң ағыс нолге тең болған жағдайда алынатұғынлығын көремиз [$\varphi = (2k + 1)\frac{\pi}{2}$, бул теңликте k - пүтин сан].



294-сүүрет. Сыртқы магнит майданында айланатуғын рамка.

Бул жағдайларда ағыстың өзгеріу тезлиги ең үлкен мәніске ийе. Ағыс ең үлкен болған жағдайларда ($\varphi = k\pi$), э.қ.күш нолге тең. Рамканың ұсындай аұхалларында ағыстың өзгеріу тезлиги нолге тең. Егер φ мүйешинің мәніси

$$0 < \varphi < \pi$$

шөклерінде болса, онда электр қозғаушы күштиң мәніси оң. Бул айланыудың биринши ярымында рамкадағы тоқтың N нормалына параллель болған магнит майданын пайда ететұғынлығын аңғартады. Егер φ диң мәніси

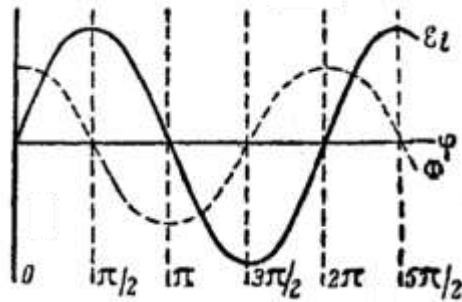
$$\pi < \varphi < 2\pi$$

шөклерінде болса, онда э.қ.күшинің мәніси терис. Бул жағдай индукциялық тоқтың N нормалының бағытына кери бағыттағы тоқты пайда ететұғынлығын аңғартады. Демек, бир айланыудың даұамында э.қ.күш өзинің бағытын еки рет өзгертеди екен.

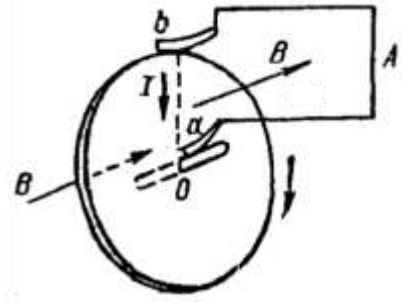
295-сүүретте бурылыу мүйеши φ ге байланыслы индукция ағысының (пунктир сызық) хәм э.қ.күштиң (тутас сызық) өзгерисинің графиги берилген.

Орамды магнит майданында айландырғанда э.қ.күштиң алыныуы динамомашинаның

дүзилисинің тийкарында жатады (235-параграфқа қараңыз).



295-сұйрет. Айланатуғын рамкадағы индукция ағысы Φ тиң хәм индукцияның электр қозғаушы күшинің өзгеріуінің графиги.



296-сұйрет. Айланатуғын дисктеги индукциялық тоқтың пайда болыуы.

2. Сырғанайтуғын контактка ийе болған айланатуғын дисктеги э.қ.күштиң пайда болыуын қараймыз. Мейли, магнит майданының индукция сызықларына нормаль жайласқан диск оның орайы арқалы өтетүғын O көшеринің дөгерегінде айлана алатуғын болсын (296-сұйрет). Сырғанайтуғын a хәм b контактарының жәрдемінде $AbaA$ түйық шынжыры пайда етилген болсын. Егер дискти айланысқа келтирсе, онда бұл шынжырда үзликсиз тоқ пайда болады. Индукциялық тоқтың бағыты Ленц қағыйдасы бойынша анықланады: егер магнит индукциясының сызықлары оқыушыға қарай бағытланған хәм диск саат стрелкасының қозғалыс бағытында айланатуғын болса, онда индукциялық тоқ b контактынан a контактына қарай өтеди.

Бұл тәжірийбе тоқ өтип тұрған дискти магнит майданында айландырыу менен өткерилген тәжірийбенің тиккелей кериси болып табылады (210-параграфқа қараңыз). Сол жағдайда да, бұл жағдайда да $AbaA$ тоқ контуры арқалы өтетүғын индукцияның ағысы тұрақлы болып қалады. Индукция нызамын формаллық жақтын қолланатуғын болсақ, онда индукциялық тоқтың болмауы керек. Хақыйқатында, хәр бир моменттеги дисктиң шынжырды a хәм b ноқатларының арасында түйықлайтуғын радиустың орын алмастыратуғынлығына дыққат аударыу керек. Дискти шексиз киши $d\varphi$ мүйешине бұрғанда радиус $d\varphi$ мүйешине бұрылады хәм $dS = \frac{1}{2}R^2 d\varphi$ майданын басып өтеди. Бұл теңликтеги R - дисктиң радиусы. Усы майдан арқалы өтетүғын индукцияның ағысы $d\Phi = BdS$ шамасына тең, ал оның өзгеріуі тезлиги болса

$$\frac{d\Phi}{dt} = B \frac{dS}{dt} = B \frac{1}{2} R^2 \frac{d\varphi}{dt}$$

теңликлеринің жәрдемінде анықланады. $d\varphi/dt$ шамасының дисктиң айланыуының мүйешлик тезлиги екенлигин аңғарып,

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{1}{2} R^2 \omega B$$

теңлигине ийе боламыз. $d\Phi/dt$ ның бұл мәнісин 222-параграфтағы (3)-аңлатпаға қойып индукцияның э.қ.күшинің сан мәнісин табамыз:

$$|\mathcal{E}_i| = \frac{1}{2} \omega R^2 B. \quad (2)$$

Биз таллаған дүзилис ең әпиуайы болған динамомашинаның схемасы болып табылады.

Және де бир неше мысалларды қараймыз.

1-мысал. Сымлы тороидтағы (өзексиз) 1 см деги орамлардың саны $n = 25$; тороидтың кесесиминің майданы $S = 20 \text{ см}^2$. Тороид сымның бир орамынан туратуғын илмекти қамтыйды (290-

сұйреттегидей). Реостаттың жәрдемінде тороидтағы тоқтың күші I ды 1 сек ұақыттың ишінде 20 а ге төменлеуі әмелге асырылады. Илмекте пайда болған э.қ.күшинің шамасы неге тең?

Шешими. Тороидтың ишіндеги майданның магнитлик индукциясы мынаған тең:

$$B = 4\pi\mu In.$$

Бул теңликте μ - тороидтың ишіндеги орталықтың магнитлик сиңиргишлиги. Майдан тек тороидтың ишінде болғанлықтан, индукцияның ағысы

$$\Phi = 4\pi\mu InS$$

шамасына тең, ал оның ұақыттың өтиуі менен өзгериси мынаған тең:

$$\frac{d\Phi}{dt} = 4\pi\mu nS \frac{dI}{dt}.$$

Тоқтың күші I ди CGSM-бирликлерде, S ти см² ларда n ди см⁻¹ де өлшеп, ағыстың өзгерисин мкс/сек ларда аламыз. Вольтлердеги э.қ.күши $\mathcal{E}_i$ диң мәнисин мына формуланың жәрдемінде аламыз [222 параграфтағы (3а) формула]:

$$|\mathcal{E}_i| = 10^{-8} \cdot 4\pi\mu nS \frac{dI}{dt}.$$

Бул теңликке $\frac{dI}{dt} = 20$ а/сек = 2 CGSM/сек, $S = 20$ см², $n = 25$ см⁻¹, $\mu = 1$ мәнислерин қойып, мынаны аламыз:

$$|\mathcal{E}_i| = 10^{-8} \cdot 12,56 \cdot 25 \cdot 2 \cdot 20 \text{ в} \cong 1,3 \cdot 10^{-4} \text{ в}.$$

2-мысал. Кесе-кесиминің майданы $S = 100$ см³, орамларының саны $n = 50$ болған рамка индукциясы $B = 1000$ гс болған бир текли магнит майданында 50 айланыс/сек тезлиги менен қозғалады. Рамканың айланыу көшери индукция сызықларына перпендикуляр. Рамкадағы э.қ.күштиң максималлық мәнисин табыңыз.

Шешими. (1)-формула бойынша рамкадағы сымның бир айланыуындағы максималлық э.қ.күши мынаған тең:

$$\mathcal{E}_{i \max} = \omega BS.$$

Бул теңликте ω - рамканың айланыуының мүйешлик тезлиги. n дана орамға ийе рамка үшін:

$$\mathcal{E}_{i \max} = \omega BSn.$$

Бул теңликке $B = 10^3$ гс, $S = 100$ см³, $\omega = 2\pi \cdot 50$ сек⁻¹ = 3,14 · 100 сек⁻¹ мәнислерин қойып, мынаны аламыз:

$$\mathcal{E}_{i \max} = 10^{-8} \cdot 3,14 \cdot 100 \cdot 10^3 \cdot 100 \cdot 50 \cong 15,7 \text{ в}.$$

3-мысал. Жердің магнит майданының индукция сызықларына перпендикуляр жайласқан мыс диск 50 айл./сек тезлик пенен айланады. Дисктің радиусы $R = 50$ см. Дисктің орайы менен шетинің арасындағы потенциаллар айырмасын анықлаңыз. Жердің магнит майданының индукциясы $B = 0,5$ гс.

Шешими. Дисктің орайы менен шетинің арасында (2)-формуланың жәрдемінде анықланатуғын э.қ.күши $\mathcal{E}_i$ ге тең болған потенциаллар айырмасы пайда болады:

$$V_1 - V_2 = \frac{1}{2} R^2 \omega R.$$

Бул теңликке $R = 50$ см, $\omega = 2\pi \cdot 50$ сек⁻¹ = 3,14 · 10² сек⁻¹, $B = 0,5$ гс мәнислерин қойып, потенциаллар айырмасы үшін мынадай шамаға ийе боламыз:

$$V_1 - V_2 = 10^{-8} \cdot \frac{1}{2} \cdot 50^2 \cdot 3,14 \cdot 10^2 \cdot 0,5 \text{ в} \cong 2 \cdot 10^{-3} \text{ в}.$$

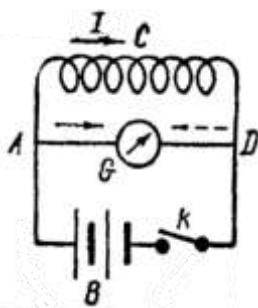
§ 225. Өзлик индукция қубылысы. Электромагнитлик индукция қубылысы өткізгіш тәрөпинен шөкленген майдан арқалы индукцияның ағысы өзгергенде барлық жағдайларда бақланады. Бундай жағдайда нениң ағысты өзгөртетуғынлығын пүткіллей әхмийетке ийе емес. Егер базы бир туйық контурда тұрақлы емес тоқ өтсе, онда усы тоқ тәрөпинен пайда етилетуғын магнит майданы да тұрақлы емес. Демек, усы тоқтың өзін шөклеп тұрған контурдың бетинің майданы арқалы өтетуғын магнит индукциясының ағысы да өзгөреді. Магнит индукциясының ағысының өзгериси контурдағы э.қ.күшинің пайда болыуына алып келеді. Солай етип, контурдағы тоқтың өзгериси усы контурдағы

индукцияның э.қ.күшинің пайда болыуына алып келеді. Бұл құбылысты *өзлик индукция* деп атайды.

Өзлик индукция үшін өзіне тән болған мысал тұтастырыу хәм ажыратыу экстратоқлары болып табылады. Бизлер контурды туйықлайық деп есаплайық. Усының нәтижесінде контурда тоқ пайда болады. Бундай жағдайда тоқтың магнит майданы өседі, демек, контур тәрәпинен шекленген беттің майданы арқалы өтетұғын магнит индукциясының ағысы да өзгереді. Ленц қағыйдасы бойынша, пайда болған индукциялық тоқ индукцияның ағысын пайда етеді хәм бұл ағыс дәслепки магнит ағысының өсиуін компенсациялайды. Демек, магнит майданының бағыты дәслепки тоқтың магнит майданының бағытына қарама-қарсы болған тоқ пайда болады. Буннан индукциялық тоқтың контур туйықланғанда пайда болатұғын тоқтың бағытына қарама-қарсы екенлиги келип шығады. Бұл кери бағыттағы индукцияланатұғын тоқ *туйықланыудың экстратоғы* деп аталады. Туйықланыу экстратоғы контурда өтетұғын тоқты киширейтеді.

Тап сондай құбылысты биз шынжырды ажыратқанда да бақлаймыз. Егер контурдағы тоқтың шамасы киширейсе, онда контур тәрәпинен шекленген беттің майданы арқалы өтетұғын магнит индукциясының ағысы да киширейеді. Контурда Ленц қағыйдасына сәйкес киширейетұғын ағысты үлкейтетұғын тоқ индукцияланады, яғный тийкарғы тоқ жүрген бағыттағы жүретұғын тоқ индукцияланады. Индукцияланған бұл тоқты *ажыратыу экстратоғы* деп атайды. Ажыратыу экстратоғының бағыты тийкарғы тоқтың бағыты менен бағытлас.

Туйықланыу экстратоғының болыуының салдарынан шынжырдағы тоқтың үлкейіуі экстратоқ болмаған жағдайдағыға салыстырғанда әстерек жүреді. Егер, мысалы, электр лампасын әдеуір өзлик индукцияға ийе контурға жалғағанда лампа сезилерликтей өзлик индукция құбылысы болмайтуғын контурға жалғаған жағдайға салыстырғанда әстелик пенен жақтылық шығара баслайды.



297-сүүрет.

Ажыратыу экстратоғын табыу.

Ажыратыу экстратоғын 297-сүүретте келтирилген схеманың жәрдемінде бақлауға болады. B батареясынан шығатуғын тоқ A ноқатында екиге тармақланады. Олардың бири ACD өзлик индукцияның әдеуір үлкен тоғын беріу қасийети менен тәрийипленеді. Екинши AGD тармағына G гальванометри тұтастырылған. Мейли, тоқ ACD хәм AGD участкаларында тутас стрелкалар менен көрсетилген бағытта шептен оңға қарай жүретұғын болсын. Егер k гилтин ажыратсақ, онда ACD участкасында бағыты дәслепки тоқтың бағытындай ажыратыу экстратоғы пайда болады. Ол толығы менен шынжырдың DGA участкасы арқалы туйықланады, себеби шынжырдың басқа бөлими ажыратылған. Әлбетте, DGA участкасындағы бұл тоқ оңнан шепке қарай жүреді (пунктир стрелка). Бұл жағдайды гальванометрдің стрелкасының дәслепки бурылған бағытынан қарама-қарсы бағытқа бурылыуы бойынша табыуға болады.

Бұл тәжірийбеде ажыратыу экстратоғы тийкарынан ACD участкасында пайда болады. Бұл участка ийилген бир неше орамнан тұратұғын өткізгіш болып табылады; түүры сызықлы AGD участкасында пайда болатұғын экстратоқ сезилерликтей орынды

ийелемейди. Бул жағдай хәр қыйлы формаға ийе болған өткізгіштерде хәр қыйлы өзлік индукцияның жүзеге келетуғынлығын көрсетеді. Контурдың әдейі көп болған ямаса әззі өзлік индукцияға ийе болыу қасиеті *өзлік индукция коэффициенті* деп аталатуғын физикалық шама менен тәрийипленеді. Бул шаманың мәнісін анықлаймыз.

Күші I ге тең тоқ өтіп тұрған ықтыярлы контурды аламыз. Био-Савар-Лаплас нызамы бойынша бул тоқ тәрәпинен хәр бир нокатта пайда етилген магнит майданының кернеулиги, демек индукция векторы, тоқтың күшине пропорционал. Буннан тоқ контуры тәрәпинен шекленген майдан арқалы өтіп атырған индукция Φ тиң ағысы тоқтың күші I ге пропорционал:

$$\Phi = LI. \quad (1)$$

Пропорционаллық коэффициенті болған L шамасы *контурдың өзлік индукция коэффициенті* деп аталады. (1)-теңліктегі тоқтың күші I ди бирге тең деп болжап, *өзлік индукция коэффициентінің өтіп тұрған тоқтың шамасы бир бирликке тең болған контур тәрәпинен шекленген майдан арқалы өтетуғын магнит индукциясының ағысының шамасына тең болатуғынлығын көреміз.*

Өзлік индукцияның электр қозғаушы күші болған $\mathcal{E}_{si}$ шамасын биз 222-параграфтағы (3)-формула бойынша аңғартылатуғын индукцияның улыұмалық нызамы бойынша аламыз:

$$\mathcal{E}_{si} = -\frac{d\Phi}{dt}.$$

Бул аңлатпада Φ ұсы контурдың өзі бойынша өтетуғын тоқ пайда еткен биз қарап атырған контур арқалы өтетуғын магнит индукциясының ағысы. Бул аңлатпаға Φ ағысының орнына оның өзлік индукция коэффициенті L хәм контурдағы тоқ I бойынша (1)-теңліктегі мәнісін қойып, тұрақлы өзлік индукция болған жағдай ұшын мынаны аламыз:

$$\mathcal{E}_{si} = -L \frac{dI}{dt}. \quad (2)$$

Бул қатнас өзлік индукция коэффициенті ұшын және бир (динамикалық) анықламаны беріуге мүмкіншилик береді: *контурдың өзлік индукция коэффициенті сан мәнісін бойынша контурдағы тоқтың шамасы ұақыт бирлигинде бир бирликке өзгерген жағдайдағы сол контурда пайда болған э.к.күшине тең.*

Өзлік индукция коэффициенті контурдың тек геометриялық формасы менен ұсы контур жайласқан орталықтан ғәрезли.

(1)- ямаса (2)-қатнас өзлік индукция коэффициентінің өлшем бирлигин анықлауға мүмкіншилик береді. Әдетте, өзлік индукция коэффициентінің еки түрли бирлиги қолланылады: абсолют электромагнитлик $CGSM$ -системасы хәм халық аралық бирликлер системасы. Контурдың өзлік индукция коэффициентінің $CGSM$ -бирлиги сыпатында (1)-қатнас бойынша контур арқалы бир электромагнитлик бирликке тең тоқ өтіп атырғанда ұсы контур арқалы өтіп атырған магнит индукцияның ағысы бир максвелге тең болатуғын контурдың өзлік индукциясы алынады. Халық аралық системадағы өзлік индукция коэффициентінің бирлиги *генри* деп аталады. Оның шамасы тоқтың шамасы 1 а болған жағдайда индукцияның ағысы $1\text{ вб} = 10^8\text{ мкс}$ болатуғын контурдың өзлік индукция коэффициентіне тең.

1 гн шамасының өзлік индукцияның $CGSM$ -бирлигинен қанша есе үлкен болатуғынлығын аңсат табыуға болады. Оның ұшын (1)-қатнастан пайдаланамыз. Бул қатнас бойынша

$$1\text{ гн} \times 1\text{ а} = 10^8\text{ мкс}. \quad (3)$$

Өзлік индукцияның $1CGSM$ -бирлиги $\times$ тоқ күшінің $1CGSM$ -бирлиги $= 1\text{ мкс}$.

Тоқ күшінің $1CGSM$ -бирлиги $= 10\text{ а}$ екенлигин есапқа алып, соңғы аңлатпаны былайынша қайтадан жазамыз:

өзлик индукцияның 1 CGSM-бирлиги $\times 10^{-9} \text{ а} = 1 \text{ мкс}$. (4)

(3)- хәм (4)-теңликлерди салыстырып, мынаны аламыз:

$$1 \text{ гн} = 10^9 \text{ CGSM}.$$

(2)-қатнасты пайдаланып, генриге және мынадай анықламаны бериўге болады: *егер 1 секундтың ишинде тоқтың күши 1 амперге өзгеретуғын жағдайда өзлик индукцияның э.қ.күши 1 вольтке тең болатуғын жағдайдағы өзлик индукция коэффициентиниң шамасы 1 генриге тең.*

Өзлик индукция коэффициентиниң анықламасынан пайдаланып, соленоид ұшын оның аңлатпасын келтирип шығарамыз.

Орамларының улыўма салы N ге, орамның кесими S , ұзынлығы l ге тең болған соленоидты аламыз; мейли, соленоидтың ишиндеги қуўыслық магнит сиңиргишлиги μ ге тең болған орталық пенен толтырылған болсын. Соленоидты 194-параграфтағы (4)-формуланы жеткилики дәрежедеги дәлликте пайдаланыўға болатуғындай ұзын деп есаплаймыз. Бундай жағдайда сол (4)-формула бойынша соленоидтың ишиндеги майданның кернеўлиги H мынаған тең:

$$H = 4\pi \frac{N}{l} I. \quad (5)$$

Бул теңликте I - соленоид бойынша өтетуғын тоқтың күши.

Соленоидтағы индукцияны B арқалы белгилеп, соленоидтың кесе-кесиминдеги индукцияның ағысының

$$\Phi' = BS = \mu HS$$

шамасына тең болатуғынлығын аламыз. Соленоидтың барлық N орамы арқалы ағыс мынаған тең болады:

$$\Phi = N \cdot \Phi' = \mu HSN.$$

Бул теңликке H тың орнына оның (5)-аңлатпа бойынша мәнисин қойып, төмендегидей теңликке ийе боламыз:

$$\Phi = 4\pi\mu \frac{N^2}{l} SI.$$

Бул теңликке соленоидтың ұзынлығының бир бирлигиндеги орамлар саны $n = \frac{N}{l}$ ди хәм соленоидтың көлеми $V = lS$ ти киргиземиз. Бундай жағдайда

$$\Phi = 4\pi\mu n^2 VI$$

теңлиги орынлы болады. Буннан, (1)-қатнасты пайдаланып, соленоидтың өзлик индукция коэффициентиниң

$$L = \frac{\Phi}{I} = 4\pi\mu n^2 V \quad (6)$$

шамасына тең болатуғынлығын табамыз.

Солай етип, соленоидтың өзлик индукция коэффициентини ұзынлық бирлигиндеги орамлардың санына хәм соленоидтың көлемине пропорционал. Анықламасы бойынша, өзлик индукция коэффициентини орамдағы тоқтың күшинен ғәрезли емес; бирақ, егер соленоидтың өзегин ферромагнитлик заттан соғылған болса, онда магнит сиңиргишлик μ магнит майданының кернеўлигинен хәм, демек, тоқтың күшинен ғәрезли; бундай жағдайда ғәрезликтин жүдә күшли болыўы да мүмкин (203-параграфқа қараңыз). Өзеклерге ийе болған соленоидлардың өзлик индукция коэффициентлерин есаплағанда бул жағдайды есапқа алыў керек болады.

Мынадай сан мәнислерде соленоидтың өзлик индукция коэффициентиниң қандай болатуғынлығын есаплаймыз: соленоидтың ұзынлығы $l = 50 \text{ см}$, кесе-кесиминиң майданы $S = 10 \text{ см}^2$, $\mu = 1$, орамлардың толық саны $N = 3000$.

(6)-формула бойынша мынаған ийе боламыз:

$$L = 4\pi \left(\frac{3000}{50} \right)^3 \cdot 10 \cdot 50 \cong 2,3 \cdot 10^7 \text{ CGSM}.$$

Егер бұл шаманы генриге өткерсек

$$L \cong 0,023 \text{ гн}$$

шамасына ийе боламыз. Бірақ, бұл шама ұсындай ұзынлықтағы хәм ұсындай орамлар саны бар соленоидтың хақыйқый өзлик индукция коэффицентинен әдеүйр үлкен. Оның себеби, бириншиден, бұл жағдайда соленоидтың шекли екенлиги есапқа алынған жоқ. Усының менен бирге соленоидтың орамлары әдетте бир бириниң үстине оралған қатламлардан тұрады, ұсының себебинен индукцияның ағысы толығы менен хәр бир орамның кесе-кесими арқалы өтпейди.

Жоқарыда айтылғанлардан биз қарап атырған шынжырдың өзлик индукция коэффиценти қаншама үлкен болса, тутасыў экстратоғының да соншама күшли болатуғынлығы көринип тұр. Соленоид түрінде оралған өткизгішлер ұшын, оның үстине олардың ортасы ферромагнит зат пенен толтырылған болса, өзлик индукция коэффицентиниң мәниси үлкен болады.

Ажыратыў экстратоғын бақлаў ұшын биз 297-сүўретте көрсетілген тармақланған шынжырдан пайдаландық. Бірақ ажыратыў экстратоғының бар екенлиги тармақланбаған шынжырда да көринеди. Бундай шынжырда рубильникти қосқанда дәслеппи тоқтың шамасы кескин түрде киширейеди, ал бұл қубылыс, өз гезегінде, үлкен шамадағы ажыратыў э.қ.күшиниң пайда болыўына алып келеди. Бұл э.қ.күшиниң шамасы соншама үлкен болып, ажыратқыштың полюсларының арасындағы хаўаның тесилиўи орын алады хәм олардың арасында электр доғасы пайда болады.

Ажыратыў экстратоғының себебинен ажыратқыштың полюсларының арасында күшли ұшқынлардың пайда болыўы ажыратқыштың истен шығыўына алып келиўи мүмкин хәм сонлықтан электротехникада оны жоқ қылыўға хәрекет етилетуғын қәўипти пайда ете алады.

§ 226. Қосыў хәм ажыратыў экстратоқлары. Қосыў хәм ажыратыў экстратоқлардың характерин толығырақ таллаймыз.

Ажыратыў экстратоғының характерин анықлаў ұшын базы бир контурда I_0 тоғын ұслап тұрыў ұшын ең дәслеппи $\mathcal{E}_0$ э.қ.күши бар еди деп болжаймыз. Буннан кейин ўақыттың бир моментинде (бұл момент ұшын $t = 0$ теңлиги орынланады деп болжаймыз) бұл э.қ.күши өшириледи, бірақ контур туйық болып қалады. Оның толық қарсылығы R ге тең болсын. Бундай жағдайда контурдағы тоқ бирден жоқ болмайды, ал еле де бир қанша ўақыт өзлик индукцияның э.қ.күшиниң есабынан өтип тұрады.

225-параграфтағы (2)-формула бойынша өзлик индукцияның бұл э.қ.күши мынаған тең:

$$\mathcal{E}_{si} = -L \frac{dI}{dt}.$$

Бұл теңликте L арқалы биз қарап атырған контурдың өзлик индукция коэффиценти белгиленген. Өзлик индукция тоғының күши I Ом ызамаы бойынша анықланады:

$$I = \frac{\mathcal{E}_{si}}{R} = -\frac{L}{R} \cdot \frac{dI}{dt}.$$

Бұл теңликти

$$\frac{dI}{I} = -\frac{R}{L} dt \quad (1)$$

түрінде қайтадан жазыўға болады. Ал алынған теңлик өзлик индукция тоғы I дың ўақыт t дан ғәрезлигин анықлайтуғын дифференциаллық теңлеме болып табылады. (1)-теңлемениң оң хәм шеп тәреплерин интеграллап, мынаны аламыз:

$$\ln I = -\frac{R}{L} t + \ln C. \quad (2)$$

Бұл теңликте C - ықтыярлы тұрақлы. Бұл ықтыярлы тұрақлының мәнисин $t = 0$ моментте $I = I_0$ шәртиниң тийкарында аламыз. Буннан, (2) бойынша:

$$\ln I_0 = \ln C.$$

Солай етип, (2)-аңлатпа

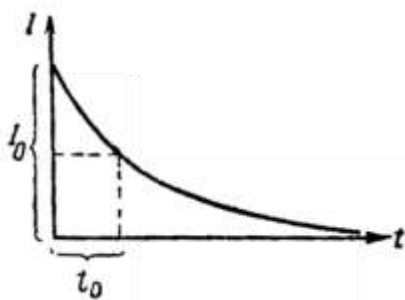
$$\ln \frac{I}{I_0} = -\frac{R}{L} t \quad (3)$$

түрине ямаса

$$I = I_0 e^{-\frac{R}{L} t} \quad (3a)$$

түрине енеди.

Бұл қатнас э.қ.күшін өширгендегі *тоқтың күшинің көрсеткішли (экспоненциаллық) нызам бойынша киширейтетуғынлығын* көрсетеді. Соның менен бирге өзлик индукция коэффициенті L қаншама үлкен хәм қарсылық R киши болса әстелик пенен киширейеди. Ажыратыў экстратоғының ўақыттан ғәрезлиги графикте 298-сүўретте келтирилген.



298-сүўрет.

Ажыратыў экстратоғының күшинің ўақыттан ғәрезлиги.

Ажыратыў экстратоғының шамасының өзинің дәслепки шамасының ярымына шекем кемейетуғын t_0 ўақытының шамасы $\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2}$ қатнасы орын алады деп есапланғанда (3a) қатнасының жәрдемінде анықланады. Буннан:

$$t_0 = \ln 2 \cdot \frac{L}{R}. \quad (4)$$

$\ln 2 \cong 0,7$ теңлигинің орынлы екенлигин есапқа алсақ, онда жуўық түрдеги

$$t_0 \cong 0,7 \frac{L}{R} \quad (4a)$$

теңлигине ийе боламыз. Мысалы, өзлик индукциясы $L = 0,1$ гн хәм қарсылығы $R = 0,7$ ом болған контурдағы тоқтың күшинің еки есе киширейиіи ұшын кеткен ўақыт (4a) формуласы бойынша мынаған тең:

$$t_0 \cong 0,7 \cdot \frac{0,1}{0,7} \text{ сек} = 0,1 \text{ сек.}$$

Енди тутастырыў экстратоғын қарайға өтеміз. Берилген R қарсылығына ийе болған контурға сырттан $\mathcal{E}_0$ э.қ.күши тутастырылды деп есаплаймыз. Бундай жағдайда, өзлик индукция құбылысына байланысly контурдағы толық э.қ.күши мынаған тең болады:

$$\mathcal{E}_0 + \mathcal{E}_{si} = \mathcal{E}_0 - L \frac{dI}{dt}.$$

Буннан, контурдағы тоқтың күши I мынаған тең болады:

$$I = \frac{\mathcal{E}_0 - \frac{dI}{dt}}{R}.$$

$\mathcal{E}_0/R$ шамасының контурда өзлик индукция болмаған жағдайдағы тоқтың күши I_0 ге тең екенлигин аңғарып, соңғы аңлатпаны

$$I_0 - I = \frac{L}{R} \frac{dI}{dt}$$

түрінде жаза аламыз. I_0 шамасы тұрақлы болғанлықтан, dI шамасын $-d(I_0 - I)$ шамасы менен алмастыра аламыз. Бундай жағдайда

$$\frac{d(I_0 - I)}{(I_0 - I)} = -\frac{R}{L} dt$$

теңлемесине ийе боламыз. Бұл теңлемениң еки бөлимин де интеграллап

$$\ln(I_0 - I) = -\frac{R}{L}t + \ln C_1 \quad (5)$$

теңлемесін аламыз. Ықтыярлы $\ln C_1$ тұрақтысын $t = 0$ уақыт моментінде $I = 0$ теңлигінің орынланатынынлығы шәрті бойынша анықтаймыз. Бұнан $\ln C_1 = \ln I_0$ хәм (5)-аңлатпа мынадай түрге енеди:

$$\ln \frac{I_0 - I}{I_0} = -\frac{R}{L}t.$$

Бұнан

$$I_0 - I = I_0 e^{-\frac{R}{L}t}$$

теңлигіне ямаса ең ақырында

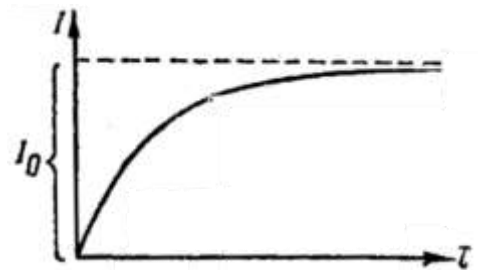
$$I = I_0 \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t}\right). \quad (6)$$

формуласына ийе боламыз.

Бұл аңлатпа э.қ.күшін қосқанда шынжырдағы тоқтың дәрхәл I_0 шамасына жетпейтуғынлығын хәм өзлик индукция коэффициенті L қанша үлкен болса хәм контурдың қарсылығы R қанша киши болса әстелик пенен үзликсиз түрде жететуғынлығын көрсетеди. Э.қ.күшін қосқанда тоқтың күшинің уақыттан ғәрезлиги графикалық түрде 298-сүүрете көрсетилген. Теориялық жақтан тоқ өзинің ақырғы I_0 мәнисине шексиз үлкен уақыттың ишинде жетиуі керек. Ал, ҳақыйқатында, өзлик индукция коэффициенті L диң әдеттегидей мәнислеринде тоқ өзинің шеклик мәнисине тез жетеди.

299-сүүрет.

Өзлик индукцияға ийе шынжырды
туйықлағанда тоқтың күшинің уақыттан
ғәрезлиги.



Санлы мысалды таллаймыз: мейли, контурдың өзлик индукция коэффициенті $L = 0,1$ гн хәм оның қарсылығы $R = 1$ ом болсын. Контурға э.қ.күшін қосқаннан 0,01 сек хәм 1 сек уақыттан кейин тоқтың ақырғы мәнисі I_0 диң қандай мәнислерине ийе болатуғынлығын анықтаймыз.

(6)-формула бойынша мынаған ийе боламыз:

$$I = I_0 \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t}\right) = I_0(1 - e^{-10t}).$$

Бұнан $t = 0,01$ сек ушын

$$I = I_0(1 - e^{-0,1}) \cong 0,1I_0$$

хәм $t = 1$ сек ушын

$$I = I_0(1 - e^{-10}) \cong 0,99995I_0.$$

мәнислерге ийе боламыз.

Солай етип, $t = 0,01$ сек уақыттан кейин тоқтың күшинің ең ақырғы мәнисинің 0,1 бөлимин, ал 1 сек уақыттан кейин тоқтың мәнисинің ақырғы мәнисинен тек 0,005 % ке ғана айырмаға ийе, яғный әмелий жақтан ақырғы мәниске тең болатуғынлығын көремиз.

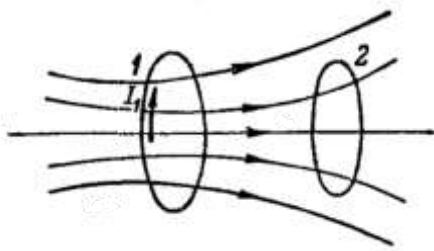
Ажыратыу экстратоқларының бар болыуы аса өткизгишлик құбылысының ашылуына алып келди (154-параграфқа қараңыз). Аса өткизгишлик ҳалында $R = 0$ хәм (3а) формуласы бойынша э.қ.күші өширилгеннен кейин контурдағы тоқтың хәлсиремей, қәлегенше көп уақыт дауам ете беретуғынлығы көринип тұр. Аса өткизгишликтің болатуғынлығына алып келген Каммерлинг-Оннестің тәжірийбелери былайынша өткерилди: ушлары бир бири менен тутастырылған соленоид электромагниттің полюсларының арасына жайластырылды. Бұнан кейин соленоид суйық гелийде соленоидтың сымларының материалы аса өткизгиш ҳалына келгенде салқынлатылды. Бұнан кейин электромагниттің магнит майданы өширилген. Нәтийжеде соленоидта индукциялық тоқ пайда болған. Әдеттегидей шараятларда бұл тоқ жүдә киши уақыттың ишинде тоқтаған болар еди, ал аса өткизгишлик хал орын алғанда соленоид бойынша тоқтың өтиуі

көп саатлардан кейін де, хеш қандай хәлсиремей дауам еткен.

§ 227. Өз-ара индукция. Өз-ара индукция қубылысын қарауға өтеміз. Электромагниттік индукция қубылысы бойынша тәжірибелерді қарағанымызда біз бұл қубылысты ұлыма түрде қараған едік. Бұл қубылыстың мәнісі мынадан ибарат: қандай да бір контурдағы электр тоғының өзгерісі өзгермелі магнит майданын пайда етеді, ал бұл өзгермелі магнит майданы қоңсылас контурларда э.қ.күштерін индукциялайды. 1 хәм 2 контурларын аламыз (300-сүүрет). Биринши контурдағы тоқтың күшін I_1 ге тең деп болжайық. Бұл тоқ пайда еткен магнит индукциясының ағысы Φ тоқтың күші I_1 ге пропорционал. Усы Φ ағысының 2 контуры арқалы өтетұғын бөлімін Φ_{21} арқалы белгилейміз. Бундай жағдайда биз

$$\Phi_{21} = L_{21} \cdot I_1 \quad (1)$$

теңлиги орын алады деп болжай аламыз.



300-сүүрет.

Еки контур арқалы өтетұғын индукцияның ағысы.

300-сүүретте Φ_{21} ағысы еки контур арқалы өтетұғын магнит индукциясының сызықтары менен көрсетілген (1 хәм 2). Биринши контурдағы I_1 тоқ күші өзгергенде Φ_{21} ағысы да өзгереді хәм екінши контурда индукцияның э.қ.күші $\mathcal{E}_2$ пайда болады. Оның шамасы 222-параграфтағы (3)-қатнас бойынша анықланады:

$$\mathcal{E}_2 = - \frac{d\Phi_{21}}{dt}.$$

Егер контурлардың өлшемлери менен тұрған орынлары өзгеріссіз қалатұғын болса, онда (1)-формуладағы L_{21} коэффициенті тұрақлы хәм

$$\frac{d\Phi_{21}}{dt} = L_{21} \frac{dI_1}{dt}$$

теңлиги орынлы болады. Буннан мынадай формулаға ийе боламыз.

$$\mathcal{E}_2 = -L_{21} \frac{dI_1}{dt}. \quad (2)$$

Бұл формуладағы L_{21} коэффициенті 2 хәм 1 контурларының өз-ара индукция коэффициенті деп аталады.

Әлбетте, жоқарыда айтылғанлардың барлығын 2 контурандағы тоқ өзгертұғын, ал 1 контурында тоқ индукцияланатұғын жағдай үшін да қайталауға болады. Бундай жағдайда екінши контурдағы тоқтың күшін I_2 арқалы, ал биринши контурда пайда болатұғын э.қ.күші $\mathcal{E}_1$ арқалы белгилеп, мынаны аламыз:

$$\mathcal{E}_1 = -L_{12} \frac{dI_2}{dt}. \quad (2a)$$

L_{12} коэффициенті 1 контуры менен 2 контурының арасындағы өз-ара индукция коэффициенті L_{12} деп аталады.

Төменде барлық ұақытта да

$$L_{21} = L_{12} \quad (3)$$

теңлигинің орынлы болатұғынлығы көрсетиледи.

Солай етип, еки контурдың өз-ара индукциясы коэффициенті хәкқында гәп етиуге болады.

(1)-қатнасты пайдаланып, биз мынадай анықламаны келтирип шығарыуымыз мүмкін: *еки контурдың өз-ара индукция коэффициенті L_{12} диң сан мәніси бойынша контурлардың биреуіндеги бир бирлик тоқтың екінши контур арқалы өтетугын магнит индукциясының ағысына тең.* (2)-қатнастан екінши (динамикалық) анықламаны аламыз: *еки контурдың өз-ара индукция коэффициенті L_{12} бир контур арқалы өтип атырған тоқтың сан шамасы ўақыт бирлиги ишинде бир бирликке өзгерген жағдайда екінши контурда пайда болған э.қ.күшиниң шамасына тең.*

Өз-ара индукция коэффициентиниң шамасы контурлардың геометриялық формасы менен өлшемлеринен хәм олардың бир бирине салыстырғандағы жайласыуларынан ғарезли. Тек ферромагнит затлар бар болған жағдайда ғана өз ара индукция коэффициенті тоқлардың күшинен де ғарезли болады (μ диң магнит майданының кернеулиги H тан ғарезли болыуына байланысly).

Өзлик индукция коэффициенті қандай атамаға ийе болса, өз ара индукция коэффициентиниң атамасы да сондай. Өз-ара индукция коэффициентиниң абсолют электромагнитлик бирлиги болып бир контур арқалы өтетугын тоқ күши бир электромагнитлик бирликке тең болғанда ол екінши контур арқалы бир максвеллге тең ағысты пайда болатугын жағдайдағы өз-ара индукция хызмет етеди. Өз-ара индукция коэффициентиниң әмелий бирлиги болып генри хызмет етеди. Ол өз-ара индукция коэффициентиниң 10^9 абсолют электромагнитлик бирлигине тең. Өз-ара индукция коэффициентиниң динамикалық анықламасынан мынадай жағдай келип шығады: генри контурлардың биринде 1 секунд ўақыт ишинде тоқтың күши 1 амперге өзгеретугын жағдайда екінши контурда 1 в шамасындағы э.қ.күши пайда болатугындай өз-ара индукция коэффициентине тең.

§ 228. Тоқлардың магнит майданының энергиясы. Өткізгеш сымлар арқалы тұрақлы тоқ өткенде э.қ.күшиниң дереги тәрәпинен берилетугын барлық қуўат ленц-джоуль жыллылығының бөлинип шығыуы ушын жумсалады. Шамасы өсетугын ямаса кемейетугын тоқларда жағдай басқаша болады. Жоқарыда көргенимиздей, тоқтың шамасы үлкейгенде контурда э.қ.күши пайда болады хәм оның бағыты тоқты қоздырған э.қ.күштиң бағытына қарама-қарсы. Нәтийжеде, тоқтың күши киши болады хәм сыртқы э.қ.күшиниң жұмысының тек бир бөлими ғана ленц-джоуль жыллылығының бөлинип шығыуы ушын жумсалады. Керисинше, тоқтың күши киширейгенде контурда өзлик индукцияның э.қ.күши пайда болып, оның бағыты сыртқы э.қ.күштиң бағытына сәйкес келеди. Нәтийжеде тоқ күшлирек болады хәм берилген сыртқы э.қ.күшиниң тәсиринде бөлинип шыққан ленц-джоуль жыллылығына салыстырғанда көбирек жыллылық бөлинип шығады. Әлбетте, тоқтың үлкейиуінде жумсалған артықмаш жұмыстың энергияның қандай да бир түрине айланыуының орын алыуы керек хәм бұл энергия, керисинше, тоқтың күши кемейгенде шынжырда бөлинип шығыуы керек. Тоқтың күшейиуі менен ұсы тоқ пайда еткен магнит майданы да күшейеде, сонлықтан бұл бөлинип шығатугын энергия магнит майданының энергиясы болып табылады.

Магнит майданының энергиясын есаплау ушын өзлик индукциясы L болған контурды қараймыз. Бұл контурдағы тоқтың шамасы нолден базы бир шекли I мәнісине шекем өзгеретугын болсын. Контурдағы тоқ өскенде контурда өзлик индукцияның э.қ.күши $\mathcal{E}_s$ пайда болады. Бұл э.қ.күшине қарсы исленген жұмыс магнит майданының энергиясының пайда болыуына алып келеди. Егер, берилген моментте шынжырдағы тоқтың күши I ге тең болса, онда өзлик индукцияның э.қ.күши беретугын қуўат $I\mathcal{E}_s$ шамасына тең. Демек, киши dt ўақыт аралығында исленген жұмыстың шамасы мынаған тең:

$$dA = I\mathcal{E}_s dt.$$

225-параграфта айтылғанлар бойынша, өзлик индукцияның э.қ.күши $d\Phi/dt$ шамасына тең, бұл қатнаста Φ - биз қарап атырған контур арқалы өтетугын индукцияның ағысы.

Буннан, dt ўақыты ишинде исленген элементар жумыс сан мәниси бойынша мынаған тең:

$$dA = I \frac{\Phi}{dt} \cdot dt = Id\Phi.$$

Өзлик индукцияның тұрақлы коэффициентинде $d\Phi = LdI$ хәм элементар жумыс dA ушын жазылған аңлатпаны мына түрде қайтадан жазыўға болады:

$$dA = IL dI. \quad (1)$$

Тоқтың шамасы нолден базы бир I мәнисине шекем өскендеги исленген жумыстың шамасына тең магнит энергиясы W_m ниң мәнисин есаплаў ушын барлық элементар жумысларды суммалаў, яғный (1)-аңлатпаны 0 ден I ге шекемги шекте интеграллаў керек; бундай жағдайда мынаны аламыз:

$$W_m = \int_0^I ILdI.$$

Егер интеграллаўды орынласақ, онда мынадай теңликке ийе боламыз:

$$W_m = \frac{1}{2} LI^2. \quad (2)$$

Бул жерде магнитлик энергия тоғы бар контурды тәрийиплейтуғын параметрлер болған тоқтың күши I хәм өзлик индукция коэффициентин L арқалы аңлатылған. Биз төменде усы W_m энергиясын майданның өзін тәрийиплейтуғын параметрлер арқалы аңғартыўға болатуғынлығын көремиз. Магнит майданының кернеўлиги H , магнит индукциясы B хәм майдан ийелеп тұрған кеңисликтин көлеми майданды тәрийиплейтуғын параметрлер болып табылады. Бизлер электростатикалық зарядлардың энергиясын электростатикалық майдан бар болған кеңисликте қандай етип локализациялаған болсақ, тап сол сыяқлы магнитлик энергияны кеңисликтин магнит майданы бар бөлиминде локализациялай аламыз.

Бул мәселени I_1 хәм I_2 тоқлары өтип тұрған еки контурды алыў жолы менен шеше аламыз. Бундай системаның энергиясы тек өзлик индукция коэффициентлеринен ғана емес, ал өз-ара индукция коэффициентинен де ғарезли болады.

Бул жағдайды көрсетиў ушын тоқлардың пайда болыў жумысын есаплаймыз. Мейли, дәслеп еки контур да туйықланбаған болсын. Буннан кейин биринши контурды туйықлаймыз хәм усы контурға тутастырылған э.қ.күши ленц-джоуль жыллылығының пайда болыўы хәм өзлик индукцияның э.қ.күшин жеңиў ушын исленеди. Тоқтың магнит майданының энергиясын анықлайтуғын жумыстың бул соңғы бөлиминиң

$$A_1 = \frac{1}{2} L_1 \cdot I_1^2$$

шамасына тең болатуғынлығын кейинирек көрсетемиз. Бул теңликте L_1 - биринши контурдың өзлик индукция коэффициентин. Биринши контурда тоқты пайда еткеннен кейин екинши контурды туйықлаймыз. Бундай жағдайда қосылған э.қ.күши екинши контурда ленц-джоуль жыллылығының бөлинип шығыўы хәм екинши контурдың өзлик индукциясын жеңиў ушын жумыс ислеиди; жоқарыда көрсетилгендей, өзлик индукцияның э.қ.күшин жеңиў ушын исленген жумыс мынаған тең:

$$A_2 = \frac{1}{2} L_2 \cdot I_2^2.$$

Бул теңликте L_2 - екинши контурдың өзлик индукциясы коэффициентин. Бирақ жумыстың ислениўи усының менен тамам болмайды. Себеби екинши контурда тоқ пайда болғанда биринши контурда өз-ара индукция э.қ.күши пайда болады. Оның сан мәниси мынаған тең:

$$|\mathcal{E}_i| = \frac{d\Phi_{12}}{dt}. \quad (3)$$

Бул теңликте Φ_{12} арқалы екинши контурдағы I_2 тоғы тәрәпинен пайда етилетуғын хәм

бірінші контур арқалы өтетұғын магнит индукциясының ағысы.

I_1 тұрақты етип ұстап тұрыу үшін бірінші контурға тұтастырылған э.қ.күші өз-ара индукцияның э.қ.күшін жеңіу үшін қосымша жұмысты іслеуі керек. Бұл A_{12} жұмысының былайынша есепланыуы мүмкін. Жүде киші болған dt ұақытының ишінде орынланған элементар dA_{12} жұмысы мынаған тең:

$$dA_{12} = |\mathcal{E}_i| I_1 dt.$$

Егер $|\mathcal{E}_i|$ шамасының орнына оның (3)-аңлатпа бойынша мәнісін қойсақ мынадай теңдіктерді аламыз:

$$dA_{12} = I_1 \frac{d\Phi_{12}}{dt} dt = I_1 d\Phi_{12}.$$

I_1 тоқ күші тұрақты ұстап тұрылатұғын болғанлықтан, өз-ара индукцияны жеңіу үшін ісленетұғын толық жұмыс мынаған тең:

$$A_{12} = I_1 \int_0^{d\Phi_{12}} d\Phi_{12} = I_1 \Phi_{12}.$$

Бұл аңлатпада Φ_{12} - индукция ағысының ақырғы мәнісі.

$\Phi_{12} = L_{12} I_2$ теңлігінің орынлы екенлігін аңғарып (L_{12} арқалы бірінші хәм екінші контурлардың өз ара индукция коэффициенті белгіленген), мынаған ийе боламыз:

$$A_{12} = L_{12} I_1 I_2.$$

Егер биз A_1, A_2 хәм A_{12} жұмыстарын қоссақ екі тоқтан тұратұғын системаның магнит майданының энергиясын аламыз:

$$W_m = A_1 + A_2 + A_{12} = \frac{1}{2} L_1 I_1^2 + \frac{1}{2} L_2 I_2^2 + L_{12} I_1 I_2. \quad (4)$$

Әлбетте, тап ұсындай болған тоқлардың системасын биз басқа ізбе-излікте де алған болар едік: дәслеп тоқты екінші контурда, ал оннан кейін тоқты бірінші контурда пайда етіу арқалы. Жоқарыда өткерілген таллауларды қайталап, биз бұл жағдайда системаның энергиясы ұшын мынадай аңлатпаны алған болар едік:

$$W_m = \frac{1}{2} L_1 I_1^2 + \frac{1}{2} L_2 I_2^2 + L_{21} I_1 I_2. \quad (4a)$$

Тоқлардың системасының энергиясының оларды белгілеудің ізбе-излігінен ғәрезлі болмауы хәм сонлықтан (4)- хәм (4a) аңлатпалар бір бири менен теппе-тең болыуы шәрт. Буннан мынадай теңдікті аламыз:

$$L_{21} = L_{12}.$$

Бұл теңдікті биз 227-параграфта [(3)-теңлік] алған едік.

(2)-формула тоқтың күші I менен өзлік индукция коэффициенті L дің функциясы сыпатында тоқтың магнит майданының энергиясын береді. Бирақ биз бұл формулаға энергияның қоршаған орталықтағы магнит майданының тәрийіплейтұғын шамалардың функциясы сыпатындағы түрді беріуіміз керек. Бундай түрлендіріуді дара жағдай болған ұзын соленоидтың ишіндегі бір теклі магнит майданы ұшын орынлаймыз.

(2)-формула бойынша, соленоид бойынша өтетұғын тоқтың магнит энергиясы мынаған тең:

$$W_m = \frac{1}{2} L I^2.$$

225-параграфтағы (6)-формула бойынша өзлік индукция коэффициенті мынаған тең:

$$L = 4\pi\mu n^2 V.$$

Бұл теңдікте V - соленоидтың көлемі, n - ұзынлықтың бір бірлігіне сәйкес келетұғын орамлар саны, μ - соленоидтың ишки бөлімін толтырып тұрған орталықтың магнит сиңіргішлігі.

Усының менен бір қатарда, соленоидтың ишіндегі тоқтың күші I менен магнит майданының кернеулігі

$$I = \frac{H}{4\pi n}$$

қатнасы бойынша байланысқан. L менен I диң мәнісін (2) ге қойып

$$W_m = \frac{1}{8\pi} \mu H^2 V \quad (5)$$

теңлігін ямаса, μH шамасының магнит индукциясы B ға тең екенлігін аңғарып, (5)-аңлатпаны былайынша көшіріп жазамыз:

$$W_m = \frac{1}{8\pi} HB V. \quad (6)$$

Магнит майданын тек соленоидтың ишінде, яғнай V көлемінде топланған деп есаплап, магнит энергиясының тығызлығы үшін мынадай аңлатпаны жаза аламыз:

$$w_m = \frac{W_m}{V} = \frac{1}{8\pi} HB. \quad (7)$$

Солай етип, магнит энергиясының тығызлығы майданның кернеулігі H пенен магнит индукциясы B ның көбеймесіне тең екен. Егер (7)-формулада еки шама да $CGSM$ -системасында, яғнай сәйкес эрстедлер менен гаусстарда өлшенген болса, онда w_m шамасы $эрг/см^3$ бірліклерінде алынады.

Кеңісликтегі магнит майданы бир текли болмаған жағдайда кеңісликти шеклерінде H хәм B шамаларын тұрақлы деп есаплауға болатуғындай жүдә кишкене болған участкаларға бөліу керек. Бундай жағдайда (7)-формула ұсындай участканың шеклеріндегі магнит энергиясының тығызлығын береді. Көлеми dV шамасына тең болған участкағы сәйкес келетуғын энергия мынаған тең болады:

$$dW_m = w_m dV = \frac{1}{8\pi} HB dV. \quad (7a)$$

Шекли V көлемінің ишіндегі энергия

$$W_m = \frac{1}{8\pi} \int_V HB dV \quad (8)$$

аңлатпасының жәрдемінде бериледи. Бұл жағдайда интеграллау барлық V көлеми бойынша алып барылады.

§ 229. Қайтадан магнитлеу жұмысы. Магнетикти магнитлеу магнитлеуші майданның кернеулігінің бир мәнісли функциясы болып табылмайды. 203-параграфта биз гистерезис қубылысын қарадық. Бұл қубылыс H тиң берілген мәнісіндегі магнитленіудің кернеуліктің ұсы H мәнісінің қалайынша алынғанлығынан ғәрезли.

301-сүүретте келтирилген гистерезис илмегиндегі a ноқаты менен тәрийипленетуғын магнетиктің халын қараймыз. Усы a халынан шығып магнетикти гистерезис илмегин $abkfel a$ жолы менен жүріуге сәйкес келетуғындай етип қайтадан магнитлейик деп болжаймыз. Бундай қайтадан магнитлеу процессінің жұмыс іслеу менен байланыслы екенлігін көрсетеміз. Оның ұшын буннан бұрынғы параграфта келтиріп шығарылған қатнастан пайдаланамыз. Бұл қатнас бойынша контур бойынша магнит индукциясының ағысы $d\Phi$ шамасына үлкейгенде (тоқтың күшінің үлкейіуінің есабынан) контурдың магнит майданының энергиясының пайда болыуы ұшын жұмсалатуғын элементар dA жұмысы мынаған тең:

$$dA = Id\Phi. \quad (1)$$

Бұл теңлікте I - контурдағы тоқтың күші⁵⁹.

⁵⁹ Биз қарап атырған ферромагнетик денелер болатуғын жағдай ұшын буннан алдыңғы параграфтағы (1)-формуланы пайдалану дұрыс болмаған болар еді. Себеби олар ұшын өзлік индукция коэффициенті L тұрақлы шама емес хәм $d\Phi \neq LdI$.

Биз қарап атырған магнетик ұзын соленоидтың өзегі болып хызмет етеді деп болжайық. Мейли, соленоид N дана орамға ийе хәм орамлардың (өзектің де) кесе кесиминің майданы S болсын. Бундай жағдайда соленоидтың N орамы арқалы ағыс мынаған тең болады:

$$\Phi = NBS.$$

Бұл теңдикте B - соленоидтың өзегіндегі магнит майданының индукциясы.

Соленоидтың орамындағы тоқтың күші менен оның тәсирінде пайда болған магнит майданының кернеулиги былайынша байланысқан (194-параграф):

$$I = \frac{H}{4\pi N/L}.$$

Бұл теңдикте l - соленоидтың ұзынлығы. Демек, (1)-аңлатпа бойынша индукция ағысының өзгериси менен байланысly болған, элементар жұмыс мынаған тең:

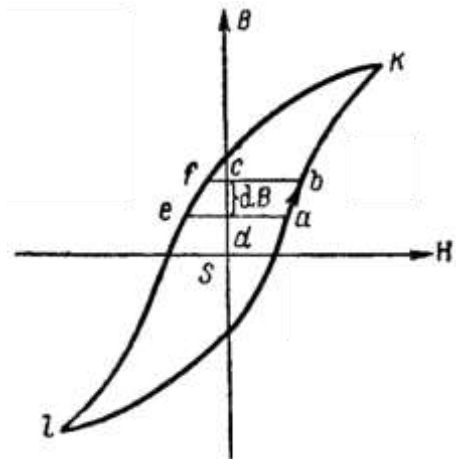
$$dA = \frac{H}{4\pi N/l} d(NBS) = \frac{Sl}{4\pi} HdB.$$

Sl шамасы магнетиктің көлеми болғанлықтан, онда өзектің көлеминің бир бирлигине сәйкес келетуғын жұмыс dA'

$$dA' = \frac{1}{4\pi} HdB$$

шамасына тең, яғный индукция векторының өсими dB ға пропорционал.

301-сүүрет.
Қайтадан магнитлениў жұмысын
есаплаўға.



301-сүүретке итибар берип, биз гистерезис илмегинің базы бир ab участкасы ушын $H \cdot dB$ көбеймесинің $abcd$ жолағының майданы менен аңғартылатуғынлығын көреміз, себеби бұл учатсқаға индукция векторының $dB = dc$ өсими сәйкес келеді. Тап сондай болған $dB = cd$ мәніси гистерезис иймеклигинің fe участкасына да сәйкес келеді, бірақ бұл участкада dB ның мәніси терис, себеби бұл орында индукция киширейеди (f ноқатынан e ноқатына өтиў). fe участкасындағы H векторы да терис; демек, $H \cdot dB$ көбеймеси оң хәм $cdef$ жолағының майданы менен аңғартылады. Солай етип, магнитлегенде биз қарап атырған dB ның мәнісине $abcd$ жолағының майданына пропорционал, ал магнитсизлендиргенде $cdfe$ жолағының майданына пропорционал жұмыс сәйкес келеді. Еки жұмысты да бирге есапқа алып, гистерезис иймеклигинің ab хәм ef участкаларына $\frac{1}{4\pi} \times (abfe)$ жолағының майданы шамасына тең жұмыс сәйкес келеді.

Қайтадан магнитлениўдің толық циклинің усындай участкалардың суммасы түрінде көрсетилиўи мүмкин; демек, өзектің көлеминің бир бирлигин қайтадан магнитлегенде

исленген толық жұмыс $abfe$ жолағының майданы сыяқлы барлық жолақтардың майданларының қосындысына пропорционал, яғни гистерезис илмегиинің майданы S_1 ге пропорционал:

$$A' = \frac{1}{4\pi} S_1.$$

Қайтадан магнитлениуде жұмсалатуғын жұмыс соленоидтың магнит майданының энергиясына ямаса жыллылыққа айланыуы керек. Өзинің басланғыш ноқатына қайтып келгенде оның энергиясы да өзгерген жоқ ямаса өзгере алмады. Буннан гистерезис бар болған жағдайдағы қайтадан магнитлениудің өзектің қызыуына алып келетуғынлығы белгили болады хәм бұл жағдай тәжирийбеде бақланады. Жұмысты есаплау ушын берилген магнит материал ушын гистерезис илмегиинің формасын билиу керек.

Ферромагнитлерден соғылған өзеклерди қайтадан магнитлегенде энергияның жоғалыуын хәр қыйлы техникалық мәселелерде есапқа алыу керек болады. Бундай жағдайда жұмысты анықлау ушын көплеген магнит материаллар ушын жеткилики дәрежеде дурыс нәтийже беретуғын төмендегидей эмперикалық формуладан пайдаланыу керек:

$$A' = \eta B_{max}^{1,6}.$$

Бұл теңликте B_{max} - қайтадан магнитлениудің берилген циклында жетиу мүмкин болған магнит индукциясының максималлық мәніси. η коэффиценти берилген материалдың қасиетлеринен ғарезли; мысалы, трансформаторлық темир ушын

$$\eta = 0,0008 \text{ гp/cm}^3 \cdot (\text{гс})^{1,6};$$

қатты полат ушын

$$\eta = 0,008 \text{ гp/cm}^3 \cdot (\text{гс})^{1,6};$$

§ 230. Кабелдің өзлик индукция коэффиценти. 227-параграфта келтирип шығарылған қатнастарды пайдаланыуға мысал сыпатында шексиз узын цилиндр тәризли кабелдің өзлик индукция коэффицентиін есаплаймыз. Кабель дегенимизде еки коаксиаллық цилиндр тәризли өткизгишти нәзерде тутамыз, ишки цилиндр арқалы өтетуғын тоқ сыртқы цилиндр арқалы өтетуғын тоққа шамасы жағынан тең, бағытлары бойынша қарама-қарсы (302-сүүрет).

Ишки хәм сыртқы цилиндрлердің радиусларын сәйкес R_1 хәм R_2 арқалы белгилеймиз. Кабелдің узынлығы l ге тең участкасын айырып аламыз. Бұл участка арқалы өтетуғын тоқтың магнит энергиясын еки ұсыл менен көрсетиуге болады: бириншиден, кабелдің берилген участкасының өзлик индукция коэффиценти L диң жәрдеминде 227-параграфтағы (2)-формула бойынша:

$$W_m = \frac{1}{2} LI^2 \quad (1)$$

хәм, екіншиден, 227-параграфтағы (8)-формула бойынша тоқлардың магнит майданын тәрийиплейтиугын шамалар бойынша:

$$W_m = \frac{1}{8\pi} \int_V \mu H^2 dV. \quad (2)$$

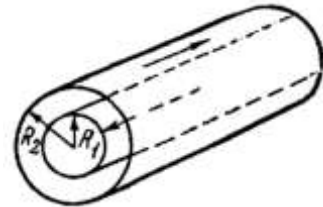
Бұл аңлатпада интеграл кабелдің айырып алынған узынлығы l болған участкасындағы магнит майданы нолге тең болмаған көлемге тарқатылады. Бұл еки аңлатпаны салыстыруы бизге өзлик индукция коэффицентиінің мәнісин анықлауға мүмкиншилик береді. Дәслеп W_m энергиясын (2)-формула бойынша есаплаймыз. Оның ушын иши қууыс цилиндр тәризли өткизгиш арқалы тоқ өткенде цилиндрдің ишиндеги магнит майданының нолге тең екенлигин еске түсиремиз (199-параграфқа қараңыз). Демек, радиусы R_1 ге тең болған цилиндрдің ишинде магнит майданының кернеулиги нолге тең хәм бұл область интеграллау областынан шығып қалады. Цилиндрлик бетлердің арасындағы кернеулик тек ишки цилиндр арқалы өтип атырған тоқ бойынша анықланады, себеби сыртқы цилиндрдің бұл областта пайда еткен кернеулиги де нолге тең. 199-параграфта айтылғанлар бойынша, цилиндр тәризли өткизгиш бойынша өтетуғын тоқтың магнит майданы цилиндрден тыста ұсы цилиндрдің көшери бойынша өтетуғын сызықлы тоқтың магнит майданындай болады. Демек, цилиндрлердің арасындағы областтағы магнит майданының кернеулиги H мынаған тең:

$$H = \frac{2I}{r}.$$

Бұл теңлікте r арқалы цилиндрдің көшерінен шекемгі қашықтық белгіленген. Екі цилиндрдің сыртында жайласқан барлық нокатларда майданның кернеулігі нолге тең, Себеби оның мәнісі ұлыұмалық көшерге иіе цилиндр тәрізлі өткізгішлер бойынша шамасы бойынша бірдей, бірақ бағытлары бойынша қарама-қарсы болған тоқлардың пайда еткен магнит майданларының пайда еткен бір бирине қарама-қарсы бағытланған кернеуліклеринің қосындысына тең. Демек, (2)-формуладағы интеграллауды цилиндрлердің арасында жайласқан ұзынлығы l ге тең цилиндрлік қатламның участкасына ғана тарқатыу керек.

302-сүүрет.

Екі коаксиаллық цилиндрден туратуғын кабель.



Есаплау ұшын барлық көлемді көлеми $dV = 2\pi r \cdot dr \cdot l$ шамасына тең жуқа қатламларға бөлеміз; бұндай қатламның шеклерінде магнит майданының кернеулігі H ты тұрақлы деп есаплауға болады. Усы қатламға тийісли болған энергия мынаған тең:

$$w_n \cdot dV = \frac{1}{8\pi} \mu H^2 dV = \mu l^2 l \frac{dr}{r}.$$

Бұл аңлатпаны r бойынша R_1 ден R_2 ге шекем интеграллау жолы менен толық энергия W_m ны аламыз:

$$W_m = \mu l^2 l \int_{R_1}^{R_2} \frac{dr}{r} = \mu l^2 l \ln \frac{R_2}{R_1}.$$

Энергия W_m ұшын жазылған бұл аңлатпаны ұсы энергияны өзлік индукция коэффициенті L арқалы анықлайтуғын (1)-аңлатпа менен салыстырып, кабелдің ұзынлығы l ге тең болған участкасының өзлік индукция коэффициентинің

$$L = 2\mu l \cdot \ln \frac{R_2}{R_1}$$

шамасына тең екенлігін табамыз.

Цилиндрлік өткізгішлердің арасындағы орталықтың магнит сиңиргішлігі μ барлық ұақытта бірге жақын болғанлықтан, жууық түрдегі

$$L = 2l \cdot \ln \frac{R_2}{R_1}$$

аңлатпасына иіе боламыз.

§ 231. Фуко тоқлары. Бетлік эффект. Индукциялық тоқлар сызықты контур деп қарауға болмайтуғын тұтас өткізгішлерде де пайда болады. Бұндай жағдайда оларды тоқларды изертлеуші Фуконың аты менен атайды. Өзгермели магнит майданында тұрған металдың тұтас бөлегі киші қарсылыққа иіе болған өткізгіш болып табылады; ұсының нәтижесінде индукциялық тоқлардың күші жүдә үлкен шамаларға шекем жетеді.

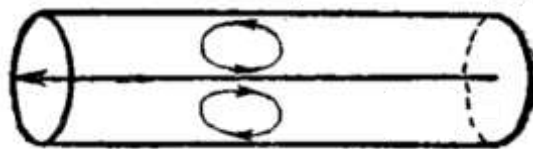
Индукция э.қ.күшинің шамасы магнит индукциясының ағысының өзгеріу тезлігіне пропорционал болғанлықтан, берілген өткізгішке киргизілген магнит майданы қаншама тез өзгеретуғын болса, Фуко тоқларының шамасы да соншама үлкен болады. Сонлықтан Фуко тоқларының пайда болыуын орамлары арқалы тез өзгеретуғын тоқ өткерилетуғын, сонлықтан пайда болған магнит майданы да тез өзгеретуғын соленоидтың ишіндегі қуыслыққа өткізгішти жайластыруу жолы менен бақлауға болады. Бұндай жағдайда үлкен массаға иіе болған жақсы өткеретуғын өткізгішлердегі Фуко тоқларының мәнісі сондай үлкен болады, бұндай жағдайда бөлініп шығатуғын жыллылықтың шамасы сол

өткізгішті балқытыу үшін жеткилики болады. Бул усыл вакуумлық техникада ҳаўасы сорып алынған әсбаптың ишиндеги металлық бөлимлерди газлерден тазалау үшін кеңнен пайдаланылады. Тап усы усыл вакуумда металларды балқытыу үшін да қолланылады.

Бирақ, көп жағдайларда Фуко тоқларының тәсиринде қызыу зыянлы болып табылады. Бундай жағдайларға трансформаторлардың ямаса өзгермели тоқ өтип тұрған қәлеген орамлардың өзеклериниң қызыуы киреди (236-параграфқа қараңыз). Усындай қызыулардың болмауы үшін орамларды қатламлар түрінде соғады хәм оларды Фуко тоқларының бағытына перпендикуляр қойылған изоляцияның жуқа қатламлары менен бир биринен ажыратады.

Фуко тоқларының пайда болыуын мынадай дүзилистин жәрдемінде бақлауға болады. Металдан соғылған хәм электромагниттиң полюсларының арасында жип пенен илдирип қойылған маятник электромагнитте тоқ болмаған жағдайда тең салмақлық халынан ауыстырылады хәм сонлықтан әззи сөнетуғын тербелиске келеди. Тоқ тутастырылғанда тербелис дәрхәл сөнеди хәм бул жағдайдағы маятниктиң тоқтайман дегенше қозғалысы жабысқақ орталықтағы қозғалысты еске түсиреди. Бул жағдай аңсат түсиндириледі: магнит майданында қозғалғанда маятникте пайда болатуғын Фуко тоқларының магнит майданының бағыты сыртқы магнит майданының бағытына қарсы бағытланған хәм сонлықтан маятниктиң қозғалысына қарсылық көрсетеди.

303-сүүрет.
Бетлик эффекттиң пайда болыуы.



Фуко тоқлары өзгермели тоқ өтип тұрған өткізгіштин өзінде де пайда бола алады. Бундай тоқлардың пайда болыуы айрықша *бетлик эффектке* алып келеди (инглиз тери мәнисин беретуғын *skin* сөзинен *скин-эффект* деп аталатуғын). Егер өзгермели тоқ цилиндр тәризли өткізгіш бойынша өтетуғын болса, онда тоқтың үлкейиуиниң моментлеринде Фуконың индукциялық тоқлары 303-сүүретте көрсетилгендей бағытта болады. Өткізгіштин бетинде бул тоқлардың бағыты дәслепки электр тоғының бағытындай, ал өткізгіштин көшеринде - тоққа қарама-қарсы бағытланған. Усының нәтийжесинде өткізгіштин ишинде тоқ хәлсирейди, ал бетинде күшейеди. Солай етип, Фуконың индукциялық тоқларының пайда болыуының нәтийжесинде тоқ өткізгіштин бети бойынша тең өлшеули тарқалмайды. Тез өзгеретуғын тоқларда өткізгіштин көшериниң қасындағы тоқтың тығызлығы әмелий жақтан нолге тең болады хәм тоқтың барлығы өткізгіштин бети бойынша өтеди. Усының нәтийжесинде өткізгіштин ишиндеги магнит майданы нолге тең болады. Бул қубылыс өткізгіштин қарсылығының үлкейиуине алып келеди, себеби оның ишки бөлимлери арқалы тоқ өтпейди. Өткізгіштин ишки бөлимлери пайдасыз болғанлықтан, металды экономлау мақсетинде тез өзгеретуғын тоқлардың өткізгішлериниң ишин қууыс етип ислеиди. Фуко тоқлары өткізгіштин өзлик индукция коэффицентиниң мәнисиниң киширейиуине де алып келеди. Бул жағдайда цилиндр тәризли өткізгіш мысалында түсиндириуге болады. 227-параграфтағы (2)-формула бойынша өзлик индукция коэффиценти L тоқтың магнит энергиясы менен мынадай қатнас бойынша байланысқан:

$$W_m = \frac{1}{2} LI^2. \quad (1)$$

Магнит майданының энергиясы W_m магнит майданының кернеулигинен ғәрезли. Скин-эффектте өткізгіштин ишиндеги магнит майданын нолге тең етип алады, ал өткізгіштен сырттағы майдан болса өткізгіштин кесими арқалы тоқтың шамасы турақлы болған

жағдайдағыдай мәніске ийе. Нәтижесінде майданның энергиясы киши болады, буннан (1)-формулаға сәйкес өзлик индукция коэффиценти L киширейеди.

Тутас өткізгіштерде скин-эффекттиң нәтижесінде жыллылықтың бир текли болмаған бөлинип шығыуы орын алады: жыллылық тийкарынан өткізгіштиң бетинен бөлинип шығады. Бул эффект В.П.Вологдин тәрепинен полатты бетлик шынықтырыу усылын ислеп шығыу ушын қолланылды.

§ 232. Өзгермели тоқ. Тұйық контурда өзгермели э.қ.күшиниң тәсиринде өзгермели тоқ пайда болады. Тармақланбағын өткізгіштиң хәр қыйлы кесимлериндеги ұсындай өзгермели тоқлардың күшлериниң шамалары тұрақлы болмайды. Тұрақлы тоқ қанаатландыратуғын тийкаргы талаптың бундай болып орынланбауы электромагнит майданларының тарқалыуының тезлигиниң шекли екенлиги менен байланысly. Егер тоқтың күши менен зарядлардың тарқалыуының шамасы өзгеретуғын t ўақыты биз қарап атырған электрлик системаның бир бирине салыстырғанда ең қашық ноқатларының арасындағы электромагнит ұйытқыўдың барып жететуғын ўақытынан әдеўир үлкен болған жағдайда ондай тұрақлы тоқ қанаатландыратуғын тийкаргы талаптың орынланбауын есапқа алмаўға болады. Усындай шәртти қанаатландыратуғын тоқларды *квазистационар тоқлар* деп атайды. 232 - 234 параграфларда бизлер тек сондай тоқларды қараймыз. Квазистационар тоқлар ушын хәр бир моментте Кирхгоф ызамлары орынланады.

Бир текли магнит майданда контурды айландырғанда (224-параграфқа қараңыз) конур тәрепинен шекленген бет арқалы магнит индукциясының ағысының дәўирли түрде өзгеретуғынлығын көрдик. Усының салдарынан контурда дәўирли түрде өзгеретуғын тоқ индукцияланады. Бул процесстиң характерин толығырақ қараймыз.

224-параграфта көрсетилип өтилгендей, рамканы магнит майданында ω мүйешлик тезлиги менен айландырғанда рамканың контуры шеклеп тұрған бет арқалы өтетуғын индукцияның ағысы Φ ўақыт t ға байланысly

$$\Phi = \Phi_0 \cos \omega t \quad (1)$$

ызамы бойынша өзгереди. Бул теңликте Φ_0 контурдың майданы арқалы өтетуғын ағыстың ең үлкен ағысын билдиреди. Усының салдарынан шынжырда пайда болатуғын электр қозғаўшы күш мынаған тең болады:

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt} = \omega \Phi_0 \sin \omega t = \mathcal{E}_0 \sin \omega t. \quad (2)$$

Бул ўақытқа байланысly синусоидаллық ызам бойынша өзгеретуғын өзгермели э.қ.күшине ең әпиўайы мысал болып табылады. $\mathcal{E}_0 = \omega \Phi_0$ шамасы э.қ.күшиниң *амплитудасы* деп аталады хәм оның ең үлкен мәнисин береди.

Тоқтың күши өзгермели болғанлықтан, сыртқы э.қ.күши $\mathcal{E}$ ден басқа, контурда өзлик индукцияның э.қ.күши де бар болады. Мейли, L арқалы биз қарап атырған шынжырдың өзлик индукция коэффиценти белгиленген болсын. Өзлик индукцияның э.қ.күшиниң мынаған тең екенлиги белгили:

$$\mathcal{E}_{si} = -L \frac{dI}{dt}. \quad (3)$$

Кирхгоф ызамы болыйнша э.қ.күшлердиң $\mathcal{E} + \mathcal{E}_{si}$ қосындысы контурдың қарсылығы менен олар арқалы өтип тұрған тоқтың көбеймесине тең:

$$IR = \mathcal{E} + \mathcal{E}_{si}. \quad (4)$$

(4)-формулаға $\mathcal{E}$ хәм $\mathcal{E}_{si}$ шамаларының (2)- хәм (3)-аңлатпалар бойынша мәнислерин қойсақ, онда

$$RI + L \frac{dI}{dt} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t \quad (5)$$

теңлемесин аламыз. Бул қатнас берилген э.қ.күши $\mathcal{E} + \mathcal{E}_0 \sin \omega t$, өзлик индукция коэффиценти L хәм R қарсылығына ийе болған контурдағы тоқтың күши I ди

анықлайтуғын дифференциаллық теңлеме болып табылады. Бұл теңлемениң тоқтың күші I үшін дара шешимін тоқты ыақыттың дәйирлік функциясы, ал дәйирдің шамасы э.қ.күшінің өзгеріуі дәйирине тең деп, яғнай I үшін шешимді

$$I = I_0 \sin(\omega t - \varphi) \quad (6)$$

түрінде излеймиз. Бұл теңлікте I_0 хәм φ шамалары тұрақлы шамалар болып табылады хәм олардың мәнислерін анықлау керек. Бұл аңлатпаны (5)-теңлемеге қойып хәм дифференциаллауды орынлап,

$$RI_0 \sin(\omega t - \varphi) + LI_0 \omega \cos(\omega t - \varphi) = \mathcal{E}_0 \sin \omega t \quad (5a)$$

ямаса

$$RI_0(\sin \omega t \cos \varphi - \cos \omega t \sin \varphi) + LI_0 \omega (\cos \omega t \cos \varphi + \sin \omega t \sin \varphi) - \mathcal{E}_0 \sin \omega t = 0$$

аңлатпаларын аламыз. Бұл теңліктің ыақыттың қалеген моментінде орынланыуы үшін $\sin \omega t$ хәм $\cos \omega t$ шамаларының алдында тұрған коэффициентлердің бир ыақытта нолге тең болыуы керек; бұл шәрт мынадай еки теңлемени береді:

$$\left. \begin{aligned} LI_0 \omega \cos \varphi - RI_0 \sin \varphi &= 0, \\ LI_0 \omega \sin \varphi + RI_0 \cos \varphi - \mathcal{E}_0 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Бұл теңлемелердің кейингисін былайынша көшірип жазамыз:

$$LI_0 \omega \sin \varphi + RI_0 \cos \varphi = \mathcal{E}_0. \quad (8)$$

(7) деги теңліклердің бириншисіндеги еки ағзаны да $RI_0 \cos \varphi$ шамасына бөлгеннен кейін мынаны береді:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{L\omega}{R}. \quad (9)$$

(7)-теңліклердің бириншисін хәм (8)-теңлікті квадратқа көтеріп, буннан кейін оларды қосып, мынадай аңлатпаны аламыз:

$$I_0^2 (L^2 \omega^2 + R^2) = \mathcal{E}_0^2.$$

Буннан мынадай теңлеме келип шығады:

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{L^2 \omega^2 + R^2}}. \quad (10)$$

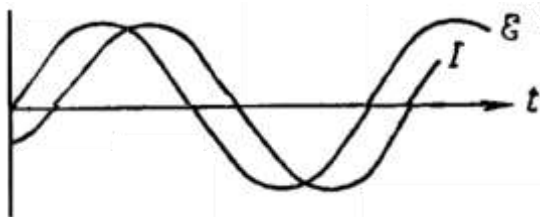
(9)- хәм (10)-аңлатпалар белгисіз болған I_0 хәм φ тұрақлыларын анықлайды. I_0 хәм φ шамаларының усы мәнислерін пайдаланып, (6)-қатнастың тийкарында биз қарап атырған шынжырдағы тоқтың күші I үшін аңлатпаны аламыз:

$$I = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{L^2 \omega^2 + R^2}} \sin \left(\omega t - \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{L\omega}{R} \right). \quad (11)$$

Бұл формуланы индукцияның э.қ.күші үшін жазылған (2)-аңлатпа менен салыстырып, биз тоқ I дің де, э.қ.күш $\mathcal{E}$ нің де синусоида екенлігін, бирақ фазасы бойынша бир бирине салыстырғанда φ шамасына жылысқан екенлігін көреміз. Тоқ пенен э.қ.күші ең үлкен мәнислери арқалы бир ыақытта өтпейді хәм ноль мәнисине бир ыақытта жетпейді. 304-сүретте фазалардың айырмасының базы бир φ мәнісі үшін э.қ.күші $\mathcal{E}$ менен тоқ күші I дің өзгеріулері график түрінде көрсетілген. (9)-қатнас берілген ω жийилигіндеги э.қ.күш пенен тоқтың күші арасындағы фазалардың жылысыуының L/R қатнасы бойынша анықланатуғынлығын көрсетеді. L/R қатнасы қаншама үлкен болса, $\operatorname{tg} \omega$ ның да мәнісинің, яғнай фаза бойынша жылысуы φ дің мәнісинің үлкен болады. $L \neq 0$ хәм шынжырдың қарсылығын нолге тең деп есеплағанда ω ең үлкен мәнісін қабыл етеді. Буннан

$$\varphi = \frac{\pi}{2}$$

теңлігине ийе боламыз, яғнай тоқ э.қ.күштен шерек дәйирге кейін қалады.



304-сұйрет.

Өзлік индукция бар шынжырда өзгермели тоқ болған жағдайдағы э.қ.күші $\mathcal{E}$ менен тоқтың күші I диң ўақыттан ғәрезлиги.

Тоқ күшиниң амплитудасы I_0 диң э.қ.күшиниң амплитудасы $\mathcal{E}_0$ ден ғәрезлигин анықлайтуғын (10)-формула Ом нызамын еске түсиреди. Бундай жағдайда қарсылықтың орнын *толық қарсылық* деп аталатуғын (ямаса *көринетуғын қарсылық* ямаса *шынжырдың импедансы* деп аталатуғын)

$$z = \sqrt{R^2 + L^2 \omega^2} \quad (12)$$

шамасы ийелейди. $L\omega$ шамасы *индуктивлик қарсылық* деп аталады. Индуктивлик қарсылықты R_ω арқалы белгилеп, мынаған ийе боламыз:

$$R_\omega = L\omega. \quad (13)$$

Көринип тұрғанындай, тоқ күшиниң амплитудасы толық қарсылық z тен ғәрезли. Берилген R омлық қарсылығында өзлік индукция коэффициентиниң L менен жийилик ω қанша үлкен болса толық қарсылық z тиң шамасы да үлкен болады.

Индуктивлик қарсылықтың тутқан орнын бақалай ұшын соленоид арқалы өтетуғын тоқтың күшин анықлаймыз. Соленоидтың өзлік индукция коэффициентиниң мәнисин биз 225-параграфта анықлаған едик. Мейли, бұл соленоидтың омлық қарсылығы $R = 20$ ом болсын, ал оның өзлік индукция коэффициентиниң $L = 0,023$ гн шамасына тең екенлигин биз анықладық. Соленоидтың ұшларындағы потенциаллар айырмасының амплитудалық $V_1 - V_2$ мәниси 100 в, бир секундтағы дәуірлер саны: а) 50, б) 250, с) 500 болған жағдайлардағы тоқ күшиниң амплитудасы I_0 ди анықлаймыз. (10)-формула бойынша тоқ күшиниң амплитудасы

$$I_0 = \frac{V_1 - V_2}{\sqrt{L^2 \omega^2 + R^2}}$$

формуласының жәрдемінде есапланады. Жоқарыда келтирилген үш жағдай ұшын цикллық жийилик ω мынаған тең:

- а) $\omega = 2\pi\nu = 2\pi \cdot 50 = 314 \text{ сек}^{-1}$,
- б) $\omega = 2\pi\nu = 2\pi \cdot 250 = 1570 \text{ сек}^{-1}$,
- с) $\omega = 2\pi\nu = 2\pi \cdot 500 = 3140 \text{ сек}^{-1}$.

Тоқ күшиниң амплитудалары мынаған тең:

$$\begin{aligned} \text{а) } I_0 &= \frac{100}{\sqrt{(0,023 \cdot 314)^2 + 20^2}} \cong 4,8 \text{ а}, \\ \text{б) } I_0 &= \frac{100}{\sqrt{(0,023 \cdot 1570)^2 + 20^2}} \cong 2,4 \text{ а}, \\ \text{с) } I_0 &= \frac{100}{\sqrt{(0,023 \cdot 3140)^2 + 20^2}} \cong 1,3 \text{ а}. \end{aligned}$$

Егер ұсы соленоидтың ұшларындағы потенциаллар айырмасы 100 в болғанда ол арқалы өтетуғын тұрақлы тоқтың шамасы мынадай болған болар еди:

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R} = 5 \text{ а}.$$

Алынған нәтижелерди салыстырғанда тоқтың өзгерий жийилигиниң тутқан орны көринип тұр: 1 сек ишинде 50 дәуір болғанда индуктивлик қарсылықтың тутқан орны үлкен емес, бирақ 1 сек ўақыттың ишинде 500 дәуір болғанда тоқтың күши тұрақлы тоқтың күшинен дерлик төрт есе киши болады.

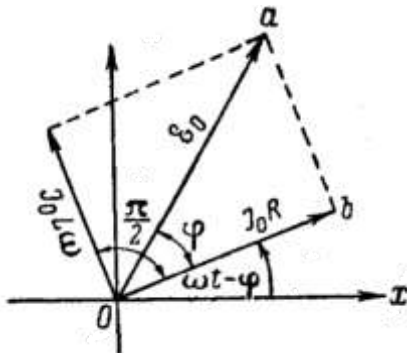
(5а) формуланы өзгермели тоқты анықлайтуғын шамалардың графикалық характеристикасы ұшын пайдаланыўға болады. Оның ұшын (5а) ны былайынша жазамыз:

$$RI_0 \sin(\omega t - \varphi) + LI_0 \omega \sin\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right) = \mathcal{E}_0 \sin \omega t. \quad (56)$$

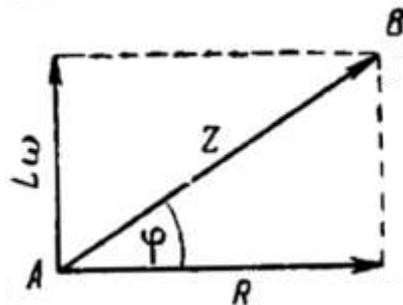
Шеп тәрәпте тұрған ағзалар бирдей дәйирге ийе, фазалар айырмасы $\pi/2$ ге тең еки граманикалық тербелестиң қосындысы болып табылады. Қосынды нәтижени алыў ушын I томның 97-параграфында баянланғандай тәртіпте амплитудаларды графикалық түрде қосыўға болады. Оның ушын (305-сүрөт) амплитуданың векторы RI_0 шамасын OX көшерине $\omega t - \varphi$ мүйеши менен хәм амплитуда векторы $LI_0 \omega$ шамасын $\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}$ мүйеши менен жайластырыў керек. Бул амплитудалардың геометриялық қосындысы (56) аңлатпасына сәйкес $\mathcal{E}_0$ э.қ.күшиниң амплитудасының векторын береді. Сызылмадан RI_0 амплитудасы менен $\mathcal{E}_0$ амплитудасының арасындағы мүйештиң

$$\frac{LI_0 \omega}{RI_0} = \frac{L \omega}{R} = \operatorname{tg} \varphi$$

теңликлериниң орынлы екенлигине байланыслы φ ге тең екенлиги көринип тұр. $\mathcal{E}_0$ амплитуда векторының OX көшерине проекциясы ўақыттың хәр бир моментиндеги э.қ.күшти береді. RI_0 хәм $L \omega I_0$ векторларының сол көшерге түсірилген проекциялары омлық қарсылық R диң хәм өзлик индукцияның бар болыўының себебинен контурдағы потенциалды түсиўин береді. Oab үш мүйешлигинен φ мүйешиниң тангенсиниң I_0 диң мәнисинен ғәрезсиз екенлиги көринип тұр; сонлықтан белгили болған омлық хәм индуктивли қарсылықлардағы фазалардың айырмасы менен толық қарсылықты графикалық жоллар менен табыў ушын катетлери R хәм $L \omega$ ге, ал AB гипотенузасы толық қарсылық $z = \sqrt{R^2 + L^2 \omega^2}$ шамасына тең болған туўры мүйешли үш мүйешликти қурыў керек (306-сүрөт). Бундай жағдайда φ мүйеши тоқ пенен э.қ.күштиң арасындағы фазалардың айырмасына сәйкес келеді.



305-сүрөт. Өзлик индукцияға ийе өзгермели тоқ шынжыры ушын векторлық диаграмма.



306-сүрөт. Өзлик индукцияға ийе өзгермели тоқ шынжырындағы толық қарсылық z ти омлық қарсылық R хәм индуктивлик қарсылық $L \omega$ арқалы анықлаў.

Усы ўақытқа шекем биз (5)-теңлемениң дара шешиминен пайдаландық. Егер (11)-дара шешимге сәйкес

$$RI + L \frac{dI}{dt} = 0$$

бир текли теңлемениң улыўмалық шешимин қоссақ, онда (5)-теңлемениң толық шешимин аламыз. Бул бир текли теңлемениң шешими мынадай түрге ийе:

$$I = A e^{-\frac{R}{L}t}.$$

Бул теңликте A - басланғыш шәртлер бойынша анықланатуғын тұрақлы. Бул ўақыттың өтиўи менен киширейетуғын тоқтың бөлимин береді хәм әдетте оны нолге тең деп есаплайды. Солай етип, орнықлы болған тоқ ушын жазылған аңлатпа ғана қызығыўды пайда етеді. Ал

бундай аңлатпа (11)-теңлемениң шешими болып табылады.

§ 233. Өзгермели тоқ шынжырында бөлинип шығатуғын қуўат. Өзгермели тоқ шынжырында бөлинип шығатуғын қуўатты қараймыз. Егер тоқтың күшиниң бир заматлық мәнисин менен э.қ.күштиң бир заматлық мәнисин көбейтсек, онда қуўаттың бир заматлық мәнисин аламыз:

$$M = I\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t \cdot I_0 \sin(\omega t - \varphi). \quad (1)$$

Ұақыттың ҳәр қыйлы моментлеринде қуўаттың бул бир заматлық мәнислери ҳәр қыйлы болады. Мысалы, I ямаса $\mathcal{E}$ шамаларының бириниң мәниси нолге тең болғанда қуўаттың мәниси де нолге тең болады. Сонлықтан, бизди қуўаттың бир заматлық мәниси емес, ал дәўирдиң ишиндеги орташа мәниси қызықтырады. Бул орташа мәнисти есаплау ушын W ушын жазылған (1)-аңлатпаны былайынша түрлендиремиз:

$$W = \mathcal{E}_0 I_0 \sin \omega t \cdot \sin(\omega t - \varphi) = \frac{\mathcal{E}_0 I_0}{2} [\cos \varphi - \cos(2\omega t - \varphi)].$$

Солай етип, бир дәўирдиң ишиндеги $\bar{W}$ орташа мәнис $\frac{\mathcal{E}_0 I_0}{2} \cos \varphi$ хәм $-\frac{\mathcal{E}_0 I_0}{2} \cos(2\omega t - \varphi)$ шамаларының орташа мәнислериниң қосындысынан турады екен. Биринши ағза ўақыттан ғәрезли емес; демек, оның орташа мәниси оның өзиниң мәнисине тең; екинши ағза болса $\cos(2\omega t - \varphi)$ шамасының ўақытқа байланыслы өзгериўи менен өзгередиди. Әлбетте бир дәўирдиң ишиндеги $\cos(2\omega t - \varphi)$ шамасының орташа мәниси нолге тең. Себеби бир дәўирдиң ишинде $\cos(2\omega t - \varphi)$ оң мәнислерге де, терис мәнислерге де ийе болады. Нәтийжеде шынжырда бөлинип шығатуғын қуўаттың бир дәўир ишиндеги орташа мәниси мынаған тең болады:

$$\bar{W} = \frac{\mathcal{E}_0 I_0}{2} \cos \varphi. \quad (2)$$

Мынадай белгилеўди киргиземиз:

$$\mathcal{E}_{\text{эф}} = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{2}}, I_{\text{эф}} = \frac{I_0}{\sqrt{2}}. \quad (3)$$

$\mathcal{E}_{\text{эф}}$ хәм $I_{\text{эф}}$ шамалары э.қ.күшиниң *эффективлик мәниси* хәм *тоқ күшиниң эффективлик мәниси* деп аталады; оларды (2)-теңликке қойып, қуўаттың бир дәўир ишиндеги орташа мәниси ушын мынадай аңлатпаға ийе боламыз:

$$\bar{W} = \mathcal{E}_{\text{эф}} I_{\text{эф}} \cdot \cos \varphi. \quad (2a)$$

Егер тоқ пенен э.қ.күшиниң арасындағы фазалардың айырмасы нолге тең болса, онда орташа қуўат тоқ күшиниң эффективлик мәниси менен э.қ.күштиң эффективлик мәнисиниң көбеймесине тең болады. Солай етип, турақлы тоқ ушын тоқ күши менен э.қ.күш қандай орынды ийелейтуғын болса, өзгермели тоқ ушын э.қ.күш пенен тоқтың эффективлик мәнислери тап сондай орынды ийелейди.

Қуўаттың орташа мәниси фазалардың айырмасынан ғәрезли. Ең үлкен мәниске ол фазалар айырмасы нолге тең болған жағдайда жетеди. Бул жағдай шынжырда өзлик индукция болмаған жағдайда орын алады. Егер фазалар айырмасы $\pi/2$ ге тең болса, онда қуўаттың орташа мәниси нолге тең болады. Демек, бул жағдайда дәўирдиң бир шерегиндеги дерек тәрәпинен жеткерилип берилетуғын энергия дәўирдиң басқа шерегинде өзлик индукцияның электромагнитлик энергиясының дерекке қайтып берилиўи орын алады. Бул жағдай шынжырдың омлық қарсылығы нолге тең болған жағдайда ғана жүзеге келеди. Бирақ шынжырдың омлық қарсылығының нолге тең болыў шәрти әмелий жақтан ҳеш ўақытта орынланбайды.

Тоқ тәрәпинен ислеп шығылған қуўат жыллылық түринде бөлинип шығады. Сонлықтан, t ўақыты ишиндеги барлық шынжырдағы бөлинип шығатуғын энергия мынаған тең:

$$Q = \mathcal{E}_{\text{эф}} \cdot I_{\text{эф}} \cos \varphi \cdot t. \quad (4)$$

(3)-формула бойынша тоқ күшиниң эффективлик мәниси $I_{\text{эф}}$ менен э.қ.күштиң

эффективлик мәнісі $\mathcal{E}_{\text{эф}}$ максималлық I_0 хәм $\mathcal{E}_0$ мәніслеринен тұрақлы көбейтйүші бойынша ғана айрылатуғын болғанлықтан, яғнай

$$I_{\text{эф}} = \frac{1}{\sqrt{2}} I_0 \cong 0,707 I_0, \mathcal{E}_{\text{эф}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \mathcal{E}_0 \cong 0,707 \mathcal{E}_0$$

теңликлери орынлы болғанлықтан, $I_{\text{эф}}$ хәм $\mathcal{E}_{\text{эф}}$ шамаларының арасында I_0 хәм $\mathcal{E}_0$ шамаларының арасындағы қатнастай қатнас орын алады [232-параграфтағы (10)-формулаға қараңыз]:

$$I_{\text{эф}} = \frac{\mathcal{E}_{\text{эф}}}{\sqrt{L^2 \omega^2 + R^2}}.$$

Бұл қатнасты пайдаланып, шынжырда бөлиніп шығатуғын жыллылық үшін жазылған (4)-аңлатпаны

$$Q = I_{\text{эф}}^2 \sqrt{L^2 \omega^2 + R^2} \cdot \cos \varphi \cdot t$$

түрінде ямаса

$$Q = I_{\text{эф}}^2 \cdot R \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{L\omega}{R}\right)^2} \cos \varphi \cdot t \quad (4a)$$

түрінде жазамыз. Фазалар айырмасы φ [232-параграфтағы (9)-формула бойынша]

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{L\omega}{R}$$

теңлигинің жәрдеминде анықланады. Бұннан мынадай теңликлерге ийе боламыз:

$$\cos \varphi = \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{L\omega}{R}\right)^2}}$$

$\cos \varphi$ шамасының бұл мәнісін (4a) ға қойып, мынадай аңлатпаны табамыз:

$$Q = I_{\text{эф}}^2 R t. \quad (5)$$

Бұннан егер тоқтың эффективлик мәнісін пайдаланатуғын болсақ, онда берілген омлық қарсылығы бар өзгермели тоқ шынжырында бөлиніп шығатуғын жыллылықтың мұғдары Ленц-Джоуль формуласы менен аңлатылатуғынлығы келип шығады (157-параграфқа қараңыз).

Демек, бөлиніп шығатуғын жыллылықтың мұғдары тек тоқтың эффективлик мәнісі $I_{\text{эф}}$ пенен омлық қарсылық R диң жәрдеминде анықланады екен. Жыллылықтың бөлиніп шығуы процессінде индуктивлик қарсылық $L\omega$ тиккелей орынды ийелемейди. Сонлықтан оны гейпара жағдайларда ваттсыз қарсылық деп те атайды. Егер шынжырдың омлық қарсылығы R жүдә киши болса, онда шынжырда бөлиніп шығатуғын жыллылық та аз болады; егер шынжырдың өзлик индукциясы үлкен болса хәм ұсы шынжыр арқалы өтетүғын өзгермели тоқтың жийилиги ω үлкен болса, онда ұлыұмалық қарсылық болған $z = \sqrt{R^2 + L^2 \omega^2}$ шамасының үлкен болуы мүмкін.

Өзгермели тоқтың күшін өлшеу үшін жыллылық амперметрин пайдаланыуға болады (158-параграф). Тұрақлы тоққа градуировкаланған жыллылық амперметри өзгермели тоқ үшін тоқтың эффективлик күшін береді. Тоқ күшинің максималлық мәнісі эффективлик күш бойынша (3)-қатнастың жәрдеминде анықланады. Бұл қатнас бойынша $I_0 = I_{\text{эф}} \cdot \sqrt{2} \cong 1,41 I_{\text{эф}}$.

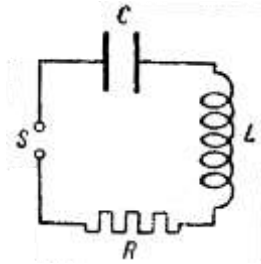
Өзгермели тоқларды өлшеудің басқа да ұсыллары қаққында 237-параграфты қараңыз.

§ 234. Өзлик индукцияға хәм сыйымлыққа ийе өзгермели тоқтың шынжыры.

Тұрақлы тоқ шынжырынан өзгермели тоқ шынжырының айырмасы избе-из жалғанған конденсатордың бар болуынан ибарат.

Егер конденсатордың астарларын тұрақлы тоқтың дерегине тутастырса, онда ұсы астарларда деректің э.қ.күшін компенсациялауғын потенциаллар айырмасы пайда

боламан дегенше шынжырда тоқ өтеді. Егер конденсатордың астарларын өзгертмели э.қ.күшинің дерегине тутастырса, онда астарлар үзлексіз түрде қайтадан зарядланады хәм шынжырды барлық ұақыт өзгертмели тоқ өтеді.



307-сұйрет.

R омлық қарсылығына, L өзлик индукцияға хәм C сыйымлығына ийе шынжыр.

Мейли, S қысқышларына (307-сұйрет) өзгертмели э.қ.күш $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t$ түсірилген болсын. Шынжыр избе-из тутасқан C сыйымлығынан, L өзлик индукциясынан хәм R омлық қарсылығынан тұрған болсын (айырым өткізгішлердің омлық қарсылығын есапқа алмаймыз). Контурдың L өзлик индукцияға ийе бөлімінде өзлик индукцияның э.қ.күші $\mathcal{E}_{si} = -L \frac{dI}{dt}$ пайда болады. Бұл теңлікте I - шынжырдағы тоқтың күші. Контурда хәрекет ететұғын толық э.қ.күш $\mathcal{E} - L \frac{dI}{dt}$ шамасына тең болады. Хәр бир моментте оның шамасы шынжыр бойлап түсетұғын потенциаллардың қосындысына тең. Бұл түсіў конденсатордың астарларындағы потенциалдың түсіўи $V = V_1 - V_2$ менен шынжырдың омлық қарсылығы R болған бөлімине түсетұғын IR шамасына тең потенциалдың қосындысынан тұрады. Демек, мынадай теңлікке ийе боламыз:

$$IR + V = \mathcal{E} - L \frac{dI}{dt}.$$

Буннан $\mathcal{E}$ ниң орнына оның $\mathcal{E}_0 \sin \omega t$ мәнісін қойып, мынаны аламыз:

$$L \frac{dI}{dt} + IR + V = \mathcal{E}_0 \sin \omega t. \quad (1)$$

Конденсатордың астарларындағы потенциаллар айырмасы V астарларда топланған Q заряды менен

$$Q = VC \quad (2)$$

қатнасы бойынша байланысқан. Бұл қатнаста C - конденсатордың сыйымлығы. dt ұақыты ишінде Q заряды $dQ = Idt$ шамаға үлкейеди. Буннан (2)-қатнас тийкарында

$$I = \frac{dQ}{dt} = C \frac{dV}{dt}$$

ямаса

$$\frac{dV}{dt} = \frac{1}{C} I. \quad (3)$$

аңлатпаларына ийе боламыз. (1)теңликти ұақыт бойынша дифференциаллап, мынаны аламыз:

$$L \frac{d^2 I}{dt^2} + R \frac{dI}{dt} + \frac{dV}{dt} = \mathcal{E}_0 \omega \cdot \cos \omega t.$$

Бұл теңлікке dV/dt шамасының орнына оның (3)-теңлик бойынша мәнісін қойып, избе-из тутастырылған сыйымлыққа, өзлик индукцияға хәм қарсылыққа ийе болған шынжырдағы тоқтың күшін қанаатландыратұғын дифференциаллық теңлемени табамыз:

$$L \frac{d^2 I}{dt^2} + R \frac{dI}{dt} + \frac{1}{C} I = \mathcal{E}_0 \omega \cdot \cos \omega t. \quad (4)$$

Бұл теңлемениң шешимін дәуири э.қ.күштің дәуириндей болған ұақыттың дәуирли функциясы түрінде ізлеймиз:

$$I = I_0 \sin(\omega t - \varphi). \quad (5)$$

Бұл аңлатпада I_0 менен φ шамалары тұрақтылар болып табылады және бұл тұрақтылардың мәнісін анықлауымыз керек. I ден уақыт бойынша бірінші және екінші тәртіпті туындывларды алып, мынадай теңліклерге ийе боламыз:

$$\frac{dI}{dt} = I_0 \omega \cos(\omega t - \varphi), \quad \frac{d^2 I}{dt^2} = -I_0 \omega^2 \sin(\omega t - \varphi).$$

dI/dt менен $d^2 I/dt^2$ лердің мәнісін және I ди (4)-теңлемеге қойып және оның оң және шеп тәрептерін ω ға қысқартып, мынадай аңлатпаны табамыз:

$$RI_0 = \cos(\omega t - \varphi) - \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) I_0 \omega^2 \sin(\omega t - \varphi) \varepsilon_0 \cos \omega t. \quad (4a)$$

$\cos(\omega t - \varphi)$ пенен $\sin(\omega t - \varphi)$ ларды ωt менен φ лердің синусы және косинусы арқалы аңлатып, мынаны аламыз:

$$RI_0 \cos \omega t \cos \varphi + RI_0 \sin \omega t \sin \varphi - \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) I_0 \sin \omega t \cos \varphi + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) I_0 \cos \omega t \sin \varphi - \varepsilon_0 \cos \omega t = 0. \quad (5a)$$

Бұл теңлік уақыттың қалеген моменти үшін орынланатуғын болғанлықтан, $\sin \omega t$ және $\cos \omega t$ функцияларының алдында тұрған көбейтйушілердің нолге тең болыуы керек. Буннан төмендегидей еки теңлемени аламыз:

$$R \sin \varphi - \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) \cos \varphi = 0, \quad (6)$$

$$R \cos \varphi + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) \sin \varphi = \frac{\varepsilon_0}{I_0}, \quad (7)$$

(6)-теңлемеден мынаны аламыз:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{L\omega - \frac{1}{C\omega}}{R}. \quad (8)$$

(6)- және (7)-теңліклерди ағзама-ағза квадратқа көтерип және оларды қосып

$$R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2 = \frac{\varepsilon_0^2}{I_0^2}$$

теңлигин аламыз және буннан

$$I_0 = \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}} \quad (9)$$

формуласына ийе боламыз.

(5)-, (8)- және (9)-теңліклер биз излеген шешимди береді: шынжырға тұтастырылған э.қ.күші қандай жийиликке ийе болатуғын болса, шынжырда тап сондай жийиликтеги I тоғы өтеді; бұл тоқтың амплитудасы I_0 (9)-аңлатпаның жәрдемінде анықланады. I тоғы фазасы бойынша э.қ.күші ε ден (8)-теңлік бойынша анықланатуғын φ мүйешине ауысқан.

$z = \sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}$ шамасы толық қарсылық характерине ийе (импеданс), оның мәнісі R, L, C шамаларынан және тоқтың жийилиги ω дан ғарезли. Соның менен бирге

$$L\omega - \frac{1}{C\omega} = 0 \quad (10)$$

теңлигин қанаатландыратуғын ω ның мәнісінде қарсылық минимумға жетеді; бундай жийиликте тоқ күшінің амплитудасы максималлық мәніске жетеді:

$$I_{0max} = \frac{\varepsilon_0}{R}.$$

Өзгермели тоқтың сыйымлыққа және өзлик индукцияға ийе болған шынжыр арқалы өтйу менен байланыслы болған барлық қубылыслар механикалық резонанс қубылысын еске түсиреді: тоқ күшінің амплитудасы жийилик ω дан ғарезли және резонанслық

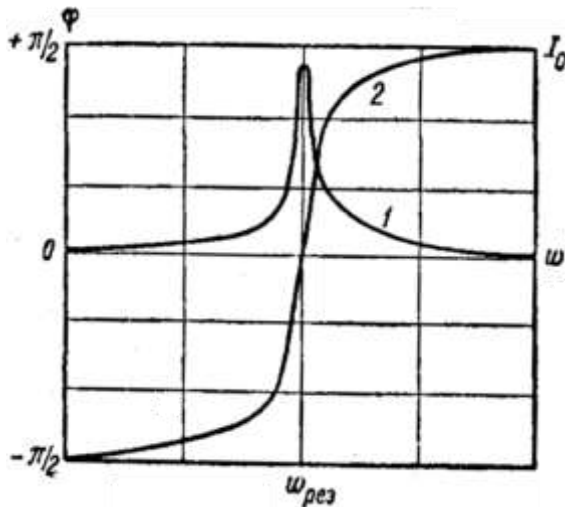
жийилик деп аталатуғын базы бир $\omega_{\text{рез}}$ мәнисинде максимумға жетеди. Оның мәниси (10)-аңлатпа бойынша мынаған тең:

$$\omega_{\text{рез}} = \sqrt{\frac{1}{LC}}. \quad (10a)$$

Омлық қарсылық R қанша киши болса, резонанслық иймеклик өткир ушқа ийе болады.

(8)-формула бойынша резонанста фазалар айырмасы $\varphi = 0$ шамасына тең.

$\omega \rightarrow 0$ шегинде фазалар айырмасы үшін $\varphi \rightarrow -\pi/2$ шамасын аламыз, яғный тоқ э.қ.күштен озады; $\omega \rightarrow \infty$ шегинде фазалар айырмасы $\varphi \rightarrow +\pi/2$; бұл жағдайда тоқ э.қ.күштен артта қалады. 308-сүўретте 1 иймеклиги берилген э.қ.күшинде хәм тұрақлы L менен C дағы тоқтың күшиниң жийиликке байланыслы өзгериси; 2 иймеклиги φ диң жийиликтен ғәрезлиги көрсетилген.



308-сүўрет.

Тоқ күшиниң (1) хәм фазалардың айырмасының (2) жийиликтен ғәрезлиги.

Егер конденсаторды өткізгіштің участкасы менен алмастырсақ, онда шынжырда қосымша $V = \frac{Q}{C}$ потенциаллар айырмасы пайда болмайды. Демек, конденсаторды өткізгіш пенен алмастырыў $C = \infty$ теңлигиниң орын алыўына алып келеди хәм бундай жағдайда (8)- хәм (9)- формулалар өзлик индукциясы менен қарсылығы бар, бирақ конденсаторсыз шынжырға тийисли болған 232-параграфтағы (9)- хам (10)-формулаларға өтеди.

ω ның өзгерийи менен тоқтың күши менен бир ўақытта өзгермели тоқ шынжырының хәр бир участкасына түсетуғын потенциалдың шамасы да өзгередиди. 307-сүўретте келтирилген шынжырда R омлық қарсылығы, L өзлик индукциясы хәм C сыймлығы избе-из тутасқан. Шынжырдың ұсы участкаларының хәр бириниң ушларындағы V_R, V_L хәм V_C арқалы белгилеп, шынжырдағы потенциалдың толық түсийин аламыз. Шынжырда хәрекет ететуғын э.қ.күске сәйкес келетуғын оның шамасын былайынша көрсетиў мүмкин:

$$\mathcal{E}_0 \sin \omega t = V_R + V_L + V_C.$$

234-параграфта айтылған бойынша

$$\left. \begin{aligned} V_R &= IR = RI_0 \sin(\omega t - \varphi), \\ V_L &= L \frac{dI}{dt} = L\omega I_0 \cos(\omega t - \varphi) \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

ямаса

$$V_L = L\omega I_0 \sin(\omega t - \varphi + \pi/2) \quad (12)$$

теңликлерине ийе боламыз.

Конденсатордың астарларындағы потенциаллар айырмасын анықлаў үшін

шынжырда омлық қарсылық пенен өзлик индукция болмайтуғын жағдайда қараймыз ($R = 0$ хәм $L = 0$). Бундай жағдайда (9)-формула мынаны береді:

$$I_0 = \frac{\varepsilon_0}{1/C\omega}.$$

Бұл қатнастан конденсатордың $1/C\omega$ шамасына тең омлық қарсылыққа эквивалент екенлиги көринеді. Бундай жағдайда (8) бойынша $\operatorname{tg} \varphi = -\infty$ хәм, демек, $\varphi = -\pi/2$, яғный тоқ э.қ.күштен $\pi/2$ шамасына алда жүреді. Буннан конденсатордың астарларында потенциаллар айырмасының амплитудалық мәнисиниң $\frac{1}{C\omega} I_0$ шамасына тең екенлиги келип шығады. Ыақыттың хәр бир моментинде потенциаллар айырмасының шамасы тоқтың күшиниң шамасынан $\pi/2$ шамасына артта қалады. Солай етип, V_C ұшын биз мынаны жаза аламыз:

$$V_C = \frac{1}{C\omega} I_0 \sin(\omega t - \varphi - \pi/2).$$

Бұл теңликти былайынша да жазыўға болады:

$$V_C = -\frac{1}{C\omega} I_0 \sin(\omega t - \varphi + \pi/2). \quad (13)$$

(11)-, (12)- хәм (13)-аңлатпаларды қосып, мынадай теңликке ийе боламыз:

$$\varepsilon_0 \sin \omega t = RI_0 \sin(\omega t - \varphi) + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega} \right) I_0 \sin(\omega t - \varphi + \pi/2). \quad (14)$$

Резонанста, яғный тоқ күшиниң амплитудасы максимумға жеткенде мынадай теңликлер орынлы болады.

$$\omega = \omega_{\text{рез}} = \sqrt{\frac{1}{LC}}, \varphi = 0.$$

Бұл шараятта (14)-формула мынаны береді:

$$\varepsilon_0 \sin \omega t = RI_{0\text{max}} \cdot \sin \omega t.$$

Демек, шынжырдағы потенциалдың түсийи омлық қарсылық R ге түскен потенциалға сәйкес келеді. Усының бир ўақытта потенциаллардың V_L хәм V_C түсийи максималлық мәнисине жетеді:

$$\varepsilon_{0L} = L\omega_{\text{рез}} \cdot I_{0\text{max}} = \frac{\varepsilon_0}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}$$

хәм

$$\varepsilon_{0C} = \frac{1}{C\omega_{\text{рез}}} \cdot I_{0\text{max}} = \frac{\varepsilon_0}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}.$$

Бирақ потенциаллардың түсийиниң екеўи де қарама-қарсы фазада өзгереді, сонлықтан олардың қосындысы нолге тең.

Биз қарап өткен қубылыс *кернеўлер резонансы* деп аталады.

Өзгөрмели тоқ шынжырындағы конденсатордың тұтқан орнын анықлаў ұшын сыйымлығы 1 мкф болған конденсатордың бир секундта 50 дәўирге ийе тоқ өткен жағдайда қанша омға эквивалент екенлигин есаплаймыз.

Жоқарыда айтылғанлардан сыйымлығы C шамасына тең конденсатор арқалы циклық жийилиги ω ға тең тоқ өткенде ұсы конденсатордың $R = \frac{1}{C\omega}$ қарсылығына эквивалент екенлиги келип шығады. Бұл жағдайда сыйымлықты фарадаға өткерип хәм циклық жийиликтің $\omega = 2\pi\nu = 314 \text{ сек}^{-1}$ шамасына тең екенлигин есапқа алып, мынаны аламыз:

$$R = \frac{1}{C\omega} = \frac{1}{314 \cdot 10^{-6}} \text{ ом} \cong 3200 \text{ ом}.$$

Өзгөрмели тоқтың үлкен жийилигинде тап сол конденсатор киши омлық қарсылыққа

эквивалент.

232-параграфта өзлик индукциясы бар шынжыр ушын пайдаланғандай, сыйымлық пенен өзлик индукция бар болған шынжырдағы құбылыстарды векторлық диаграмманың жәрдеминде көрсетіуге болады. Оның үшін (4а) теңлемени

$$RI_0 \sin\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right) - I_0 \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) \sin(\omega t - \varphi) = \mathcal{E}_0 \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)$$

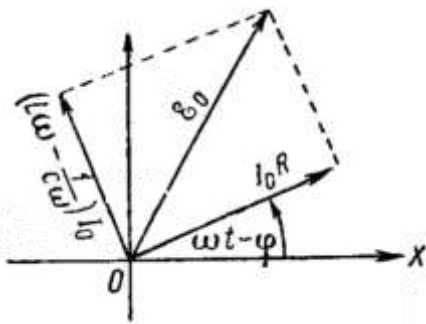
түрінде жазамыз. Әхмийетке басланғыш фазалар емес, ал фазалар айырмасы ийе болғанлықтан, бұл теңликти мынадай теңлик пенен алмастырыўға болады:

$$RI_0 \sin(\omega t - \varphi) + I_0 \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) \sin\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right) = \mathcal{E}_0 \sin \omega t. \quad (15)$$

Бұл теңликтиң шеп тәрепиндеги еки ағзаны бир бирине перпендикуляр болған хәм амплитудалары RI_0 хәм $I_0 \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)$ шамаларына тең, OX көшери менен сәйкес $\omega t - \varphi$ хәм $\omega t - \varphi + \pi/2$ мүйешлерин жасайтуғын векторлар түрінде көрсетіуге болады (309-сүүрет). Қосынды амплитуда ұзынлығы $\mathcal{E}_0$ болған вектор менен сүүретленеди хәм оның шамасы мынадай теңликтиң жәрдеминде анықланады:

$$\mathcal{E}_0^2 = R^2 I_0^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2 I_0^2.$$

Буннан (9)-формула келип шығады. $\mathcal{E}_0$ векторы менен $I_0 R$ векторының арасындағы мүйештиң φ ге тең екенлигин аңсат көриўге болады.



309-сүүрет.

Өзлик индукция хәм сыйымлық бар өзгермели тоқ шынжыры ушын векторлық диаграмма.

Егер I томдағы 105-параграфта көрсетилген гармоникалық процесслерди комплексли санлардың жәрдеминде тәрийиплеў ұсылын пайдаланатұғын болсақ, онда (4)-теңлемениң шешимин аңсат алыўға болады (4)-теңлемедегі $\cos \omega t$ функциясын комплексли дәреже көрсеткиши бар көрсеткишли функция менен аңартып мынадай теңлемени аламыз:

$$L \frac{d^2 I}{dt^2} + R \frac{dI}{dt} + \frac{1}{C} I = \mathcal{E}_0 \omega e^{i\omega t}. \quad (16)$$

Бұл теңлемениң дара шешимин

$$I = I_0 e^{i(\omega t + \alpha)} \quad (17)$$

түрінде излеймиз. Бұл аңлатпада I_0 хәм α арқалы анықланыўы керек затлық санлар белгиленген. (17)-аңлатпаны дифференциаллап, мынадай теңликлерди аламыз:

$$\frac{dI}{dt} = i I_0 \omega e^{i(\omega t + \alpha)}, \quad \frac{d^2 I}{dt^2} = -I_0 \omega^2 e^{i(\omega t + \alpha)}.$$

dI/dt хәм $d^2 I/dt^2$ шамаларын (16) ға қойсақ, мынадай алгебралық теңлемени аламыз:

$$-L I_0 \omega^2 e^{i(\omega t + \alpha)} + i R I_0 \omega e^{i(\omega t + \alpha)} + \frac{1}{C} I_0 \omega e^{i(\omega t + \alpha)} = \mathcal{E}_0 \omega e^{i\omega t}. \quad (18)$$

Бұл теңлемениң оң хәм шеп тәреплерин $I_0 \omega e^{i(\omega t + \alpha)}$ көбейтиўшисине бөлип

$$-L\omega + \frac{1}{C\omega} + iR = \frac{\mathcal{E}_0}{I_0} e^{-i\alpha}$$

түріндегі теңлемеге ийе боламыз. $e^{-i\alpha}$ ны $\cos \alpha - i \sin \alpha$ менен алмастырсақ

$$-L\omega + \frac{1}{C\omega} + iR = \frac{\varepsilon_0}{I_0} \cos \alpha - i \frac{\varepsilon_0}{I_0} \sin \alpha \quad (19)$$

түріндегі теңleme келип шығады. Егер еки комплексли санның затлық хәм жормал бөлімлері бир бирине тең болса, онда усы комплексли санлардың бир бирине тең екенлиги белгили. Сонлықтан (19) дан мынадай нәтиже келип шығады:

$$-L\omega + \frac{1}{C\omega} = \frac{\varepsilon_0}{I_0} \cos \alpha, \quad R = -\frac{\varepsilon_0}{I_0} \sin \alpha. \quad (20)$$

Түл теңликлердің екіншиси биріншисине ағзама-ағза бөлсек, мынаны аламыз:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{R}{L\omega - \frac{1}{C\omega}}. \quad (21)$$

(20)-теңликти квадратқа көтерип қоссақ

$$I_0 = \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}} \quad (22)$$

аңлатпасын табамыз.

(17)-, (21)- хәм (22)-аңлатпалар биз излеген шешімлер болып табылады. Бұл шешімлердің усы параграфтағы тийкары тексте берілген (4)-теңлемениң шешиміне сәйкес келетуғынлығын аңсат көріуге болады. Ҳақыйқатында да, (17)-аңлатпаның затлық бөлімі мынаны береді:

$$I = I_0 \cos(\omega t + \alpha)$$

ямаса

$$I = I_0 \sin\left(\omega t + \alpha + \frac{\pi}{2}\right).$$

Буннан кейін

$$\alpha + \frac{\pi}{2} = -\varphi,$$

теңлиги орынлы деп болжап, мынаған ийе боламыз:

$$I = I_0 \sin(\omega t - \varphi).$$

Бұл аңлатпа болса (5)-формулаға сәйкес цикллық жиілігі ω хәм амплитудасы I_0 болған синусоида бойынша өзгеретуғын тоқты береді. I_0 амплитудасы (9)-формула менен сәйкес келетуғын (22)-формуланың жәрдемінде анықланады. Енді еки ұсылдың жәрдемінде фазалардың айысыуы үшін да бир мәністи алатуғынлығымызды көрсетіу қалды. Ҳақыйқатында да, (21)-аңлатпа бойынша (8)-аңлатпа менен сәйкес келетуғын

$$\operatorname{tg} \varphi = -\operatorname{tg}\left(\alpha + \frac{\pi}{2}\right) = \operatorname{ctg} \alpha = \frac{L\omega - \frac{1}{C\omega}}{R}$$

теңлигіне ийе боламыз.

Өзгермели тоқ шынжырында жүзеге келетуғын процесслерді графикалық сүүретлеу үшін комплексли шамалардан затлық шамаларға өтіудің зәрүрлігі жоқ. Оның үшін комплексли ae^{ai} шамасына ұзынлығы a болған хәм берілген көшер менен α мүйешін жасайтуғын векторды сәйкес келтиріу хәм бундай жағдайда жормал бирлік i ге көбейтіудің түүры мүйешке бұрыуға сәйкес келетуғынлығын аңғарыу керек. Ҳақыйқатында да: $iae^{i\alpha} = e^{i\frac{\pi}{2}} ae^{i\alpha} = ae^{i(\alpha+\frac{\pi}{2})}$. Буннан $i^2 = -1$ шамасына көбейтіудің π мүйешіне бұрыуға сәйкес келетуғынлығын есапқа аламыз. Бұл ескертіулерді нәзерде тутып, (18)-теңликти былайынша қайтадан жазамыз:

$$\left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) I_0 e^{i(\omega t + \alpha + \pi)} + R I_0 e^{i(\omega t + \alpha + \pi/2)} = \varepsilon_0 e^{i\omega t}.$$

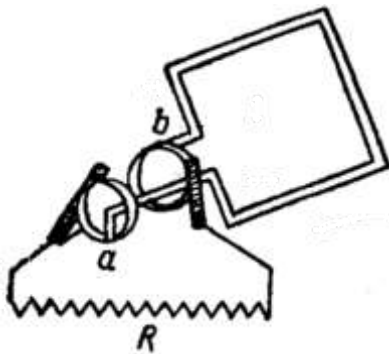
Усының менен бирге α ны $-\varphi - \frac{\pi}{2}$ арқалы алмастырып, мынаған ийе боламыз:

$$\left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) I_0 e^{i(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2})} + R I_0 e^{i(\omega t - \varphi)} = \varepsilon_0 e^{i\omega t}.$$

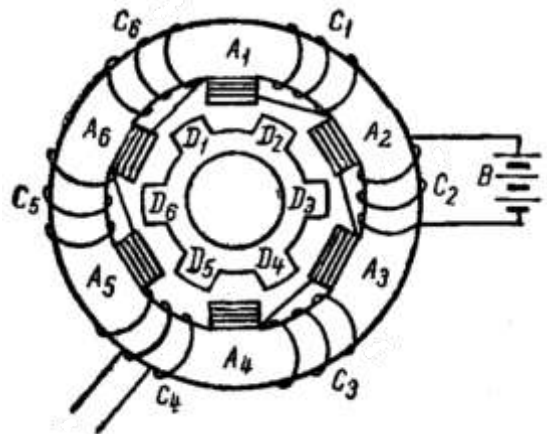
Бұл аңлатпа ұзынлықтары менен бағытлары 309-сүүретке сәйкес келетуғын үш векторды бир бири менен байланыстырады.

§ 235. Динамомашиналар менен электромоторлар. Динамомашиналар (ямаса генераторлар) электромагнит индукция құбылысын пайдаланыу жолы менен тоқларды алыу үшін хызмет

ететуғын машиналар болып табылады. Өзгертмели тоқтың ең әпийайы динамомашинасы сыпатында тұрақлы магниттің майданында айланатуғын өткізгіштің бир орамына ийе рамка хызмет ете алады. Усындай рамкадағы өзгертмели тоқтың пайда болыуы 224-параграфта талланды. 310-сүүретте еки сақыйнаны хәм a менен b щетканы пайдаланыу жолы менен тоқты айланатуғын рамкадан шынжырдың сыртқы R бөлиmine қалайынша алып бериудің мүмкиншилиги көрсетилген. Әлбетте, әмелде бир рамкадан пайдаланбайды, ал барабанға (роторға) оралған көп санлы өткізгіш сымнан пайдаланады. Техникада қозғалмайтуғын орамлар менен тұрақлы магниттің орнына электромагнитлерден де пайдаланады. Усындай машинаның схемасы 311-сүүретте көрсетилген. Тоқ индукцияланатуғын катушкалар темир өзектің шығып тұрған $A_1, A_2, A_3, \dots$ орынларына орау жолы менен алынады. Өзек сыртқы B дерегинен $C_1, C_2, C_3, \dots$ орамлары арқалы өтетуғын тоқ пенен магнитленеди. Машинаның айланатуғын бөлими (ротор) $D_1, D_2, D_3, \dots$ тислери бар сақыйна түрине ийе. Роторды айлындырғанда тислер шығып тұрған $A_1, A_2, A_3, \dots$ орынларына салыстырғанда қозғалады хәм усындай жоллар менен қоңсылас шығып тұрған орынларда магнитлик шынжырды азлы-көпли туйықлайды. Усының нәтийжесинде $A_1, A_2, A_3, \dots$ орынларына оралған катушкаларда магнит индукциясының ағысы өзгереді хәм оларды тоқ индукцияланады.



310-сүүрет. Айланатуғын рамкадан тоқты a хәм b сақыйналарының жәрдемінде алыу.



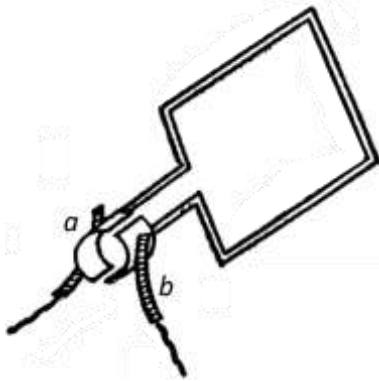
311-сүүрет. Қозғалмайтуғын орамларға ийе өзгертмели тоқ генераторының схемасы.

Жоқарыда көрсетилген өзгертмели тоқ генераторлары менен бир қатарда тұрақлы тоқ генераторларын да соғыуға болады. Егер айланатуғын рамканың ушларын бир биринен изоляцияланған еки ярым сақыйна (коллектор) менен тутастырсақ (312-сүүрет), онда a хәм b щеткалары биринши хәм екінши ярым сақыйнаға гезекпе-гезек тийеди хәм сыртқы шынжырдағы тоқ тек өзинің күшін өзгертип, барлық ўақытта бир бағытта өтеді. 313а сүүретте усындай I тоғының ўақыттан ғәрезлиги көрсетилген. Бир рамканың орнына ушлары құрамалы коллектордың айырым секцияларына тутастырылған орамлардың системасын пайдаланып күши ўақытқа байланысly азмаз пульсацияланатуғын тұрақлы тоқты алыуға болады (313-б сүүрет). Өлшемлерин әдеўир үлкен болған тұрақлы тоқтың динамомашиналарындағы магнит майданы электромагнит тәрәпинен пайда етиледі. Бундай жағдайда *өз-өзинен қозыу принципі* пайдаланылады. Бұл принцип бойынша электромагнит тоқ пенен динамомашинаның өзи тәрәпинен тәмийинленеди. Электромагнитти тоқ пенен тәмийинлеудің тийкарғы еки типі бар: 1) избе-из хәм 2) параллель.

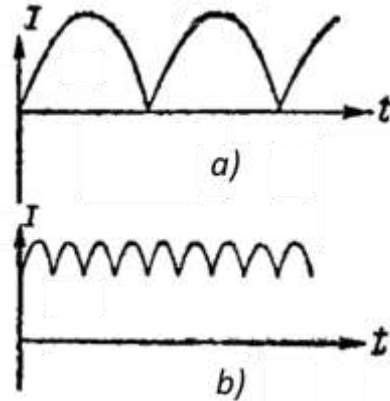
Избе-из қозыу машиналарында электромагниттің орамлары сыртқы шынжыр менен избе-из тутастырылған (314-сүүрет). Бундай машина электромагниттің өзегинің қалдық магнитленіуінің есабынан жұмыс ислей баслайды, буннан кейин онда пайда болған тоқ толығы менен M электромагнитинің орамлары арқалы өтеді хәм ишинде ротор айланатуғын магнит майданының күшейиуіне алып келеді. Сыртқы шынжырды ажыратқанда бундай машинаның э.қ.күши қалдық магнитленіу менен байланысly болған киши мәніске шекем төменлейді.

Параллель қоздырыуға ийе машиналарда (шунтлы машиналар) электромагниттің орамлары сыртқы шынжыр менен параллель тутастырылған (315-сүүрет). Орамлардағы тоқтың күши C реостатының жәрдемінде өзгертиледі. Шунтлы машиналар кең түрде тарқалған. Аралас

қоздырыуға ийе машиналар да пайдаланылады: олар еки орамға ийе, олардың бири сыртқы шынжыр менен избе-из, ал екіншиси параллель тұтастырылған.

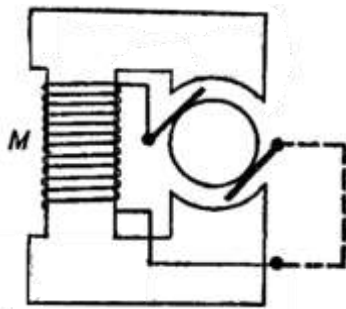


312-сүүрет. Турақлы тоқ генераторының коллекторының схемасы.

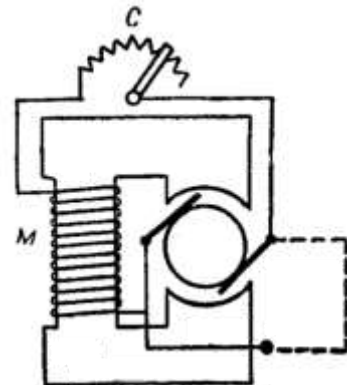


313-сүүрет. Тоқ күшинің ұақыттан ғәрезлиги. *a* - еки ярым сақыйнаға ийе генератор ушын, *b* - құрамалы коллекторы бар генератор ушын.

Турақлы тоқтың қәлеген динамомашинасын электродвигателге айландырыуға болады: оның ушын роторға щетка арқалы басқа деректен тоқты жиберіу керек. Бундай жағдайда ротордың орамлары арқалы өтетұғын тоқ пенен магнит майданының арасындағы өз-ара тәсирлесіудің салдарынан ротор айланысқа келеди.



314-сүүрет. Избе-из қозыуға ийе динамомашинаның схемасы.



315-сүүрет. Параллель қозыуға ийе динамомашинаның схемасы.

Ис жүзінде хәрекет ететұғын электромотор биринши рет Б.С.Якоби тәрепинен Россияда соғылды хәм Нева дәрьясындағы кемениң қозғалыуы ушын қолланылды.

Электромотордың роторы айланғанда оның орамларында айланыуға алып келген тоқтың бағытына кери бағытланған тоқ индукцияланады. Сонлықтан, сыртқы деректің тәсиринде ротордың орамлары арқалы өтетұғын тоқтың шамасы кемейеди. Егер сыртқы э.қ.күши электромотордың айланыуында зәрурли болған күшти ұслап тұрыуы ушын жеткиликли болса, онда басланғыш моментте электромоторды иске қосқандағы тоқтың шамасының жүдә үлкен болыуы хәм, сонлықтан, ротордың орамларының жанып кетиуі мүмкин. Усындай жағдайдан қутылыу ушын мотор менен избе-из реостат тұтастырылады. Оны *иске қосыу реостаты* деп атайды.

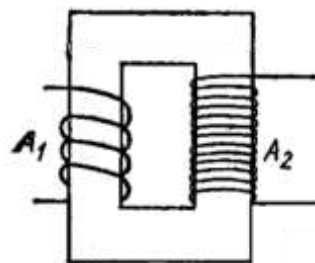
Хәзирги ұақытлардағы динамомашиналар менен электромоторлар жүдә жоқары пайдалы тәсир коэффициентине ийе машиналар болып табылады. Үлкен машиналар ушын п.т.к. ниң шамасы 95 процентке жетеди. Қашып қутылыуға болмайтуғын сүйкелiske, ленц-джоуль жыллылығы, Фуко тоқлары хәм гистерезис пенен байланыслы болған жоғалтыулардың шамасын 5 процентке шекем кемейтиу мүмкин.

§ 236. Трансформаторлар. Көп санлы техникалық хәм лабораториялық мақсетлер ушын динамомашиналар беретұғын э.қ.күшлерине салыстырғанда әдеуир жоқары болған э.қ.күшлери

керек болады. Техникада электр энергиясын бір орыннан екінші орынға ұзын сымлардың жардемінде алып бериі үшін (гейпара жағдайларда пайдаланылушының электростанциядан жүзлеген километр қашықтықта жайласқан болуы мүмкін). Бұл жағдайда мәселе соннан ибарат, шынжырда ислеп шығылған толық қууат $\mathcal{E}I$ шамасына тең. Буннан $\mathcal{E}$ қанша жоқары болса, сол қууаттығы тоқтың күші I соншама киши болады. Алып беретуғын сымлардағы энергияның жоғалуы $Q = RI^2$ шамасына тең, яғнай тоқтың күші қанша үлкен болса, жоғалуы да үлкен болады. Сонлықтан, зыянлы жоғалтуларды киширейтиі үшін үлкен $\mathcal{E}$ күші хәм киши тоқ күші менен ис алып барыі керек.

Өзгермели тоқлар болған жағдайда $\mathcal{E}$ күшін (техникада "кернеі" деп атайды) жоқарылатылушы трансформаторлардың жардемінде аңсат жоқарылатылуға болады. Трансформаторлар биринши рет рус электротехниклери П.Н.Яблочков (1876-ж.) хәм И.Ф.Усагин (1882-жыл) тәрепинен биринши рет контрукцияланды хәм ис жүзине енгизилди. Ең әпиуайы түрде трансформатор (316-сүүрет) улыұмалық туйық темир өзекке оралған еки катушкадан турады. Биринши катушка A_1 жууан сымнан турады хәм орамлардың саны аз, екінши катушка A_2 жиңишке сымнан хәм көп санлы орамлардан турады. A_1 орамы арқалы өтетуғын биринши тоқ магнит индукциясының өзгермели Φ ағысын пайда етеди. Бұл ағыс өзектиң ишинде дерлик толығы менен топланған хәм, демек, толығы менен екінши катушканың орамлары арқалы өтеди.

316-сүүрет.
Трансформатор.



Екінши катушка туйықланбаған жағдайда биринши катушка базы бир омлық хәм индуктивлик қарсылыққа ийе болған шынжырдың бөлими болып табылады. Егер омлық қарсылықты кишикене деп есапласақ, онда оның тутқан орнын есапқа алмауға болады. Буннан биринши катушкадағы $\mathcal{E}_1$ $\mathcal{E}$ күші сан мәниси бойынша онда пайда болған өзлик индукцияның $\mathcal{E}_{si}$ ге тең, ал бағыты бойынша қарама-қарсы:

$$\mathcal{E}_1 = -\mathcal{E}_{si}.$$

Биринши катушканың хәр бир орамында $-\frac{d\Phi}{dt}$ шамасына тең өзлик индукцияның $\mathcal{E}$ күші пайда болады. Буннан

$$\mathcal{E}_{si} = -N_1 \frac{d\Phi}{dt}.$$

Бұл теңликте N_1 арқалы биринши катушканың орамлар сына белгиленген. Буннан биринши катушкадағы хәрекет ететуғын $\mathcal{E}_1$ $\mathcal{E}$ күші үшін мынаны аламыз:

$$\mathcal{E}_1 = N_1 \frac{d\Phi}{dt}, \quad (1)$$

Тап сол ағыс Φ екінши катушка арқалы да өтетуғын болғанлықтан, онда оның хәр бир орамында $-\frac{d\Phi}{dt}$ шамасына тең индукцияның $\mathcal{E}$ күші пайда болады. Екінши катушкада пайда болған барлық $\mathcal{E}$ күштиң шамасы:

$$\mathcal{E}_2 = -N_2 \frac{d\Phi}{dt}. \quad (2)$$

Бұл теңликтеги N_2 - екінши катушкадағы орамлар саны. (1)- хәм (2)-аңлатпаларды салыстырып, екінши катушкадағы пайда болған $\mathcal{E}$ күшиниң мынаған тең болатуғынлығын көремиз:

$$\mathcal{E}_2 = -\frac{N_2}{N_1} \mathcal{E}_1. \quad (3)$$

Солай етип, трансформатор $\mathcal{E}$ күшти екінши катушкадағы орамлар санының биринши катушкадағы орамлардың санына қатнасы есе жоқарылатады екен. Минус белгиси биринши хәм екінши катушкалардағы $\mathcal{E}$ күшилериң фазалары бойынша қарама-қарсы екенлигин көрсетеди.

Әдетте трансформатордағы екінші катушка түйықланбаған болса, бірінші катушканың өзлик индукция коэффициенті үлкен болады. Бұл бірінші катушканың индуктивлик қарсылығының үлкен болыуына алып келеді. Усының нәтижесінде екінші катушка түйықланбаған жағдайда бірінші катушкадағы I_1 тоғы әззи. Бұл тоқтың мәнісі *бос тоқ* деп аталады. Екінші катушканы түйықлағанда онда магнит майданын пайда ететұғын тоқ индукцияланады. Ал, бұл магнит майданы, Ленц қағыйдасы бойынша, бірінші катушканың пайда еткен магнит майданын компенсациялайды. Бұл бірінші катушканың индуктивлик қарсылығының киширейіуіне хәм I_1 тоғының үлкейіуіне алып келеді. Солай етип, бірінші шынжырда пайдаланылатұғын қуұат екінші шынжырда алынатуғын қуұаттан ғәрезли екен.

Екінші шынжыр хәрекетте болған жағдайда (3)-теңлик дұрыс болыұдан қалады. Бірінші шынжырдағы тоқтың шамасы бос тоқтың шамасынан күшли айырмаға ийе болмаған жағдайда (3)-теңлик жақсы орынланады. Өзектиң гистерезисиниң тұтқан орнын есапқа алатұғын трансформатордың улыұмалық теориясы жүдә қурамалы.

Трансформатордағы зыянлы жоғалтыұлар катушкалардағы ленц-джоуль жыллылығының бөлинип шығыуы, магнит индукциясы сызықларының сыртқа шығыуы, өзектеги Фуко тоқлары хәм өзектиң гистерезисиниң болыуына байланыслы қайтадан магнитлениұ менен байланыслы.

Соңғы себептиң тұтқан орнын киширейтиұ ушын трансформаторлардың өзеклерин темирдің ең жумсақ сортларынан, соның менен бирге изоляциялық қатламлар менен изоляцияланған жуқа темирдің айырым жолақларынан соғады. Хәзирги ўақытлардағы үлкен трансформаторларда жоғалтыұларды улыұма қуұаттың 2 процентине шекем төменлетиұдың сәти түседі. Сонлықтан, олардың пайдалы тәсир коэффициенті 98 процентке жетеді.

Бундай трансформаторлардағы бірінші хәм екінші шынжырларда ислеп шығылған қуұатлар ушын мынаны аламыз:

$$\mathcal{E}_1 I_1 = \mathcal{E}_2 I_2.$$

Буннан (3)-қатнас бойынша

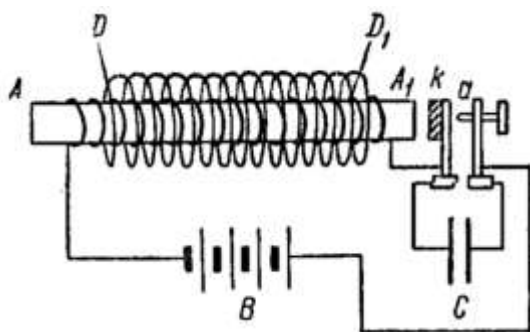
$$I_2 = \frac{N_1}{N_2} I_1 \quad (4)$$

қатнасына ийе боламыз. Солай етип, бірінші хәм екінші шынжырлардағы тоқлардың күши бірінші хәм екінші катушкалардағы орамлардың санына кери пропорционал екен.

Жоқарылатыұшы болып ислейтуғын қәлеген трансформаторды төменлетиұши трансформатор түрінде пайдаланыұға болады. Оның ушын бірінші тоқты орамлардың саны үлкен болған катушка арқалы өткеріұ керек. Бундай жағдайда екінші катушкада тоқтың күши үлкен, ал э.қ.күштиң шамасы бірінші катушкадағыға салыстырғанда киши болады. Әдетте станциядан алып берилетуғын "жоқары" кернеўге ийе тоқ пайдаланыұшыда қайтадан төменлетиұши трансформатордың жәрдемінде төменги "кернеўге" шекем төменлетиледи.

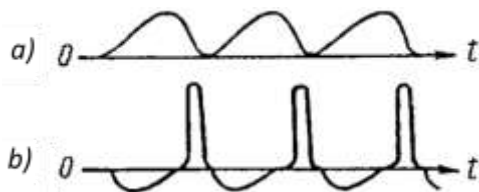
Жоқарыда көрсетилген техникалық қолланыұлары менен бир қатарда, трансформаторлар лабораториялық техникада кеңнен қолланылмақта (жоқарылататұғынлар да, төменлететұғынлар да). Қойылатұғын талапларға байланыслы лабораториялық трансформаторларға хәр қыйлы конструкциялар бериледи. Үлкен болмаған қуұатларда жоқары э.қ.күшлерин алыұ ушын индукциялық катушка деп аталатуғын дүзиліслерден пайдаланады. Ол улыұмалық түйықланбағын темир өзекке ийе еки цилиндрлик соленоидлардан турады (317-сүўрет). Бірінші катушканың хызметин ишки AA_1 соленоид атқарады. Бұл катушка жуўан сымлардан соғылады хәм орамлардың саны аз. Екінші катушка хызметин сыртқы соленоид DD_1 атқарады, оның орамларының саны көп хәм оны жүдә жиңишке сымнан соғады. Әдетте, бірінші катушканың ушларына тұрақлы тоқ дерегинен (мысалы B батареялар аккумуляторынан) э.қ.күши түсириледи. Бірінші катушканың өзгермели магнит майданын пайда етиұи ушын ондағы тоқты дәўирли түрде ажыратады хәм түйықлайды. Ажыратыұ менен түйықлаұды анаў ямаса мынаў конструкциядағы автомат ажыратқыштың жәрдемінде әмелге асырады. Ең әпиұайы ажыратқыш темир k сапқа ийе пружинаға бекитилген кишкене балғадан турады (317-сүўрет). Тоқ бірінші катушка арқалы өте баслағанда оның өзегі магнитленеди хәм өзине пружинаны тартады. Нәтийжеде шынжыр пружина k менен a штифтиң арасында ажыратылады. Контакт ажыратылғанда интенсивли ушқынның шықпаұы ушын k менен a ның арасына C конденсаторы тутастырылады. Бундай жағдайда ажыратыұда B батареясынан тоқ конденсаторды зарядлаұ ушын кетеди хәм ушқын пайда

болмайды.



317-сұйрет.
Индукциялық катушка.

Биринши катушкадағы балға ямаса басқа механикалық дүзилистің жәрдеминде ажыратылатуғын тоқ синусоидалық өзгермели тоқ болып табылмайды. Оның күшинің ұақыттан ғәрезлигинің иймеклиги 318-а сұйретте көрсетилген. Шынжырды түйықлағаннан кейин оның шамасы салыстырмалы әстелик пенен өседі, бұл өзлик индукция менен байланыслы, ал шынжырды ажыратқанда тоқтың шамасы тез кемейеді. Екинши шынжырдағы э.қ.күш биринши катушкадағы тоқтың күшинің өзгериў тезлиги болған dI/dt шамасына пропорционал болғанлықтан (226-параграфқа қараңыз), ажыратыў моментлериндеги тоқтың шамасы түйықлаў моментиндеги тоқтың шамасынан әдеўир үлкен мәниске жетеді. Шынжырдың екинши катушкасындағы э.қ.күштиң ұақыттан ғәрезлиги 318-б сұйретте көрсетилген. Э.қ.күштиң терис мәниси оның тәсиринде екинши катушкада пайда болған тоқтың биринши катушкадағы тоқтың бағытына қарама-қарсы екенлигин, ал э.қ.күштиң оң мәниси болса екинши катушкадағы тоқтың бағытының биринши катушкадағы тоқтың бағыты менен бағытлас екенлигин аңғартады.



318-сұйрет.
Индукциялық катушкадағы тоқтың
шамасының ұақыттан ғәрезлигинің
иймеклиги. *a* - биринши катушкадағы, *b* -
екинши катушкадағы.

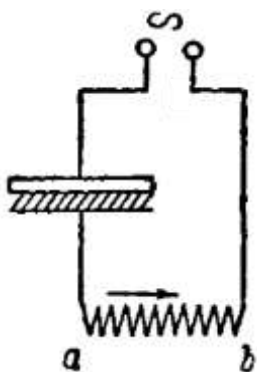
Егер екинши катушканы қысқа түйықласақ, онда ол арқалы симметриялы болмаған формадағы өзгермели тоқ өтеді. Бирақ еки бағытта алып өтилетуғын электр зарядларының муғдарлары бирдей болады. Егер екинши шынжырда әдеўир үлкен ушқынлық қашықлық қалдырылса, онда екинши шынжырда түйықлағанда пайда болатуғын э.қ.күш тесиўди пайда етиў ушын жеткиликсиз болады. Бундай жағдайда биринши шынжырды ажыратқанда ғана ушқын пайда болады хәм екинши шынжырда үзик-үзик, бирақ хәр бир рет бир бағытта тоқ жүреді.

§ 237. Өзгермели тоқларды туйрылаў хәм өлшеў. Аңсат генерацияланатуғын хәм алып берилетуғынлығына байланыслы өзгермели тоқлар техникада оғада кең қолланылады. Бирақ, көплеген жағдайларда пайдаланыў ушын тұрақлы тоқ керек. Сонлықтан хәзирги техника өзгермели тоқты туйрылаўдың хәр қыйлы ұсылларынан пайдаланады.

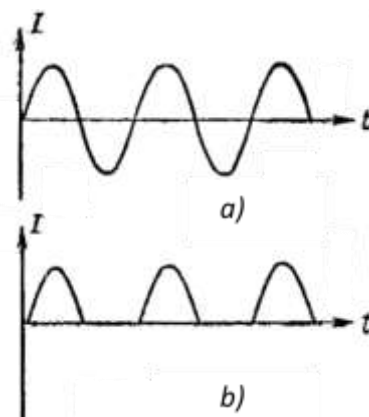
Тоқты туйрылаўдың хәр қыйлы ұсыллар менен, мысалы қатты ярым өткізгиш туйрылағышлардың ямаса электролитлик туйрылағышлардың жәрдеминде әмелге асырылыўы мүмкин (178-параграф). 171-параграфта еки ярым өткізгишлердің ямаса ярым өткізгиш пенен металдың арасындағы контакттың тоқтың бағытына байланыслы жүдә хәр қыйлы қарсылықларға ийе болатуғынлығы көрсетилди. Сонлықтан, бир бағытта тоқ контакт арқалы сезилерликтей хәлсиреўсиз өтеді, ал қарама-қарсы бағытта жүдә әззи тоқ өте алады. Хәзирги заман техникасында ярым өткізгишли туйрылағышлар кеңнен қолланыла баслады. Мысал сыпатында германий пластинкасынан туратуғын хәм оған бир тәрәптен индийден соғылған шарик дәнекерленген, ал екинши тәрәптен қалайыдан соғылған шарик дәнекерленген германий туйрылағышларын көрсетиўге болады. Индий электродының қасында "тесиклик" өткізгишлик пайда болады, ал буннан кейин туйрылағышы $p - n$ -өткели областы жүзеге келеді. Бундай туйрылағын контакттың 1 см² майданы арқалы жүз амперге шекем тоқты өткерийўге қәбилетли. Басқа ярым өткізгишли

туұрылағыш сыпатында еки металл дисктиң арасына жайластырылған селеннен тұратуғын *селенли туұрылағышты* көрсетіуге болады.

Қатты туұрылағыштардың орнына *кенотронларды* пайдаланыуға болады. Кенотронларда тоқ тек бир бағытта, атап айтқанда анодтан қыздырылған катодқа қарай өтеди. Ақырында *сынаплы туұрылағышлар* деп аталатуғын кеңнен тарқалғанлығын атап өтеміз. Олар разрядлы трубка болып табылады, бұл трубкада сұйық сынаптың бети менен графит электрод арасындағы сынаптың пұуларында разряд жүзеге келеди; бұндай жағдайда сынаптың қызған бети тийкарынан катодтың орнын ийелейди. Усының нәтийжесинде сынап катодтың, ал графит анодтың хызметин атқарғанда разряд жүзеге келеди. Ал, тоқтың кері бағытында разряд өшеди. Қатты ямаса басқа түрдеги туұрылағышты өзгермели тоқ шынжырына қосқанда (319-сұүрет) шынжырдың *ab* участкасында бир бағыттағы тоқ өтеди. Бирақ, бұл тоқтың күши, әлбетте, тұрақлы болмайды, ал ұақытқа байланысly өзгереді.



319-сұүрет. Өзгермели тоқ шынжырына қатты туұрылағышты тутастырыу.



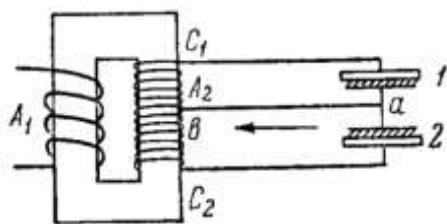
320-сұүрет. Ұақытқа байланысly *a* - өзгермели тоқтың, *b* - туұрылағыш арқалы өтетуғын тоқтың күшиниң өзгериуі.

320-*a* сұүретте синусоидаллық өзгермели тоқтың ұақытқа байланысly өзгериуі, ал 320-*b* сұүретте болса туұрылағыш арқалы өткен тоқ көрсетилген. Трансформатор менен еки туұрылағышты пайдаланып, өзгермели тоқтың "екинши ярымын" да пайдаланыуға болады.

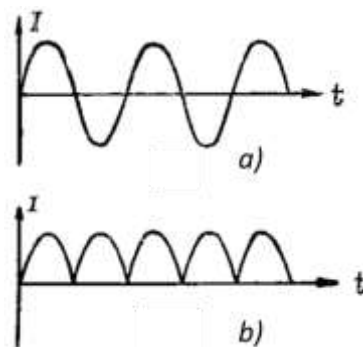
321-сұүретте A_1 өзгермели тоқтың шынжырына тутастырылған трансформатордың биринши катушкасы болып табылады, A_2 - екинши катушка. 1 хәм 2 еки туұрылағыш екинши катушканың ушларына тутастырылған. Екинши катушканың орта бөлиминен *ba* ушын шығарылған. Бұндай жағдайда дәўирдиң биринши ярымында екинши катушканың C_1b бөлими ушырылады хәм тоқ 1 туұрылағышы арқалы өтеди. Дәўирдиң екинши ярымында катушканың C_2b бөлими ислейди хәм тоқ 2 туұрылағышы арқалы өтеди. Шынжырдың *ab* бөлиминде тоқ барлық ұақытта бир бағытта өтеди. 322-*a* сұүретте қайтадан синусоидалық өзгермели тоқ, ал 322-*b* сұүретте болса тәрийипленген схема бойынша туұрыланған тоқ көрсетилген. Оның күшиндеги тербелислерди өзлик индукцияның ямаса сыйымлықтың жәрдемінде тегислениуі мүмкин.

Өзгермели тоқларды өлшеу үшін қозғалатуғын рамкаға ийе болған магнитоэлектрлик әсбаптар пайдаланылмайды. Себеби рамканың бұрылыу мүйеши тоқтың бағытының өзгериуі менен өзгереді. 233-параграфта айтылып өтилгениндей, өзгермели тоқларды жыллылық әсбапларының жәрдемінде өлшеуге болады.

Өзгермели тоқларды өлшеу үшін еки катушкаға ийе болған электродинамикалық әсбаптар хәм катушкаға темирдің бир бөлеги тартылатуғын электромагнитлик әсбаптар пайдаланылады. Бұл электромагнитлик әсбаптарда тартылатуғын кишкене стерженнің мүмкин болғанынша киши гистерезиске ийе болған темирдің сортынан ислениуі керек.



321-сүрөт. Трансформатордың орта ноқаты бар катушкасына еки түүрылағышты тутастырыу схемасы.

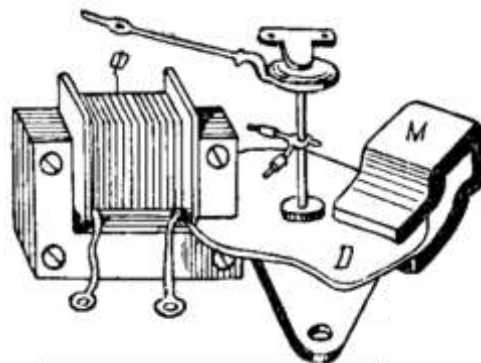


322-сүрөт. Ұақытқа байланысly a - өзгөрмели тоқтың, b - 321-сүрөтте схема бойынша түүрыланған тоқтың күшиниң өзгериуи.

Жоқарыда айтылғанлардан басқа, өзгөрмели тоқларды индукциялық (электродинамикалық) әсбаплардың жәрдемінде өлшеуіге болады. Бул әсбаплардың ислеу принципи мынадай (323-сүрөт): күши өлшенетуғын өзгөрмели тоқ электромагниттің Φ орамы арқалы өтеди хәм өзгөрмели магнит майданын қоздырады. Әсбаптың қозғалмалы бөлими D пластинка болып табылады хәм ол үсы өзгөрмели тоққа қатнасы бойынша майданды тек ярымлай экранлайды. Пластикада индукциялық Фуко тоқлары пайда болады хәм магнит майданы бул тоқларға пластинканы майданның шеклеринен шығарып таслауға бағдарланған күш пенен тәсир етеди. Нәтийжеде пластинка бұрылады хәм ол өзине тутастырылған стрелканы да бұрады. Тұрақлы M магнители пластинканың тербелисин тынышландырыу үшін хызмет етеди.

323-сүрөт.

Индукциялық амперметрдің схемасы.



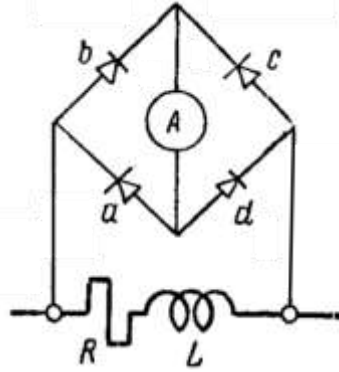
Ең ақырында, өзгөрмели тоқларды егер түүрылағышты тутастырса қозғалатуғын рамкаға ийе болған магнитоэлектрик әсбаплардың жәрдемінде де өлшеуіге болады. Усындай мақсетлерде әдетте қатты түүрылағышлар (купрокслар) пайдаланылады. 324-сүрөтте A амперметрин үсы амперметр арқалы тоқтың бир бағытта өтиуін тәмийинлейтуғын a, b, c, d төрт купроксларының жәрдемінде тутастырыудың схемасы көрсетилген. R қарсылығы хәм L өзлик индукциясы шунттың орнын ийелейди.

§ 238. Үш фазалы тоқ. Биз қарап өткен әпиұайы синусоидалық өзгөрметі тоқ пенен бир қатарда техникада *үш фазалы тоқ* деп аталатуғын тоқ кеңнен пайдаланылады. Үш өлшемлі тоқ деп фазалары бир биринен $\frac{2}{3}\pi$ шамасына (яғный градусларда 120° қа) айрылатуғын тармақланған өткізгіштерде пайда болатуғын э.к.күшке айтады. Дәслеп туйық бир бири менен тутаспаған $A_1B_1C_1D_1$, $A_2B_2C_2D_2$ хәм $A_3B_3C_3D_3$ шынжырларын қараймыз (325-сүрөт). Мейли,

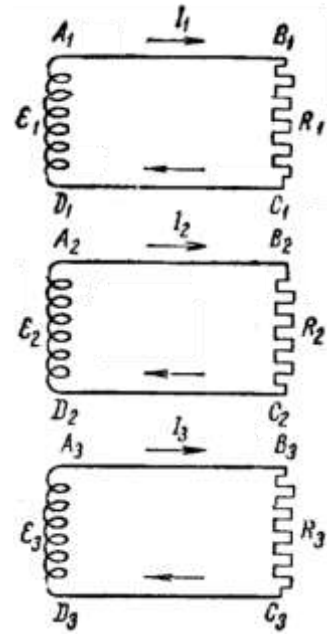
$$\begin{aligned}\varepsilon_1 &= \varepsilon_0 \sin \omega t, \\ \varepsilon_2 &= \varepsilon_0 \sin \left(\omega t + \frac{2}{3}\pi \right), \\ \varepsilon_3 &= \varepsilon_0 \sin \left(\omega t + \frac{4}{3}\pi \right)\end{aligned}$$

э.к.күшлери шынжырлардың сәйкес A_1D_1 , A_2D_2 , хәм A_3D_3 участкаларында пайда етилетуғын болсын. Биз қарап атырған шынжырларда өзлик индукция жоқ хәм олардың хәр қайсысына бир

бирине тең $R_1 = R_2 = R_3 = R$ омлық қарсылықтар тұтастырылған деп есеплейік.



324-сүрөт. Өзгөрмели тоқтың күшін өлшеу үшін түйырылағышларды тұтастыруы.



325-сүрөт. Үш фазалы тоқты қоздыруыдың схемасы.

Бундай жағдайда, 232-параграфта айтылғанларға сәйкес, бұл шынжырларда сәйкес

$$\begin{aligned} I_1 &= I_0 \sin \omega t, \\ I_2 &= I_0 \sin \left(\omega t + \frac{2}{3} \pi \right), \\ I_3 &= I_0 \sin \left(\omega t + \frac{4}{3} \pi \right), \end{aligned}$$

шамаларына тең тоқлар индукцияланады. Бұл теңліктерде $I_0 = \mathcal{E}_0/R$ арқалы тоқтардың ұлыұмалық амплитудасы белгіленген. Үш шынжырдың D_1, D_2 хәм D_3 нокатларын бир бири менен жалғаймыз. Бундай жағдайда олардың потенциаллары бирдей болады; сәйкес C_1, C_2 хәм C_3 нокатларының потенциаллары да бирдей болады хәм қарсылықлар арқалы өтетұғын I_1, I_2 хәм I_3 тоқтарын өзгертпей оларды да бир бири менен жалғау мүмкин. Бундай жалғауда $D_1 C_1, D_2 C_2$ хәм $D_3 C_3$ сымларын бир сым менен алмастыруға болады хәм бир 326-сүрөтте көрсетилгендей шынжырды аламыз. Әлбетте, F сымы бойынша $I_1 + I_2 + I_3$ тоқтарының қосындысына тең болған тоқ өтеди. Бұл қосынды тоқтың барлық ұақытта нолге тең болатұғынлығын аңсат көриуге болады.

Ғақықатында да:

$$I_1 + I_2 = I_0 \sin \omega t + I_0 \sin \left(\omega t + \frac{2}{3} \pi \right) = I_0 \sin \left(\omega t + \frac{1}{3} \pi \right).$$

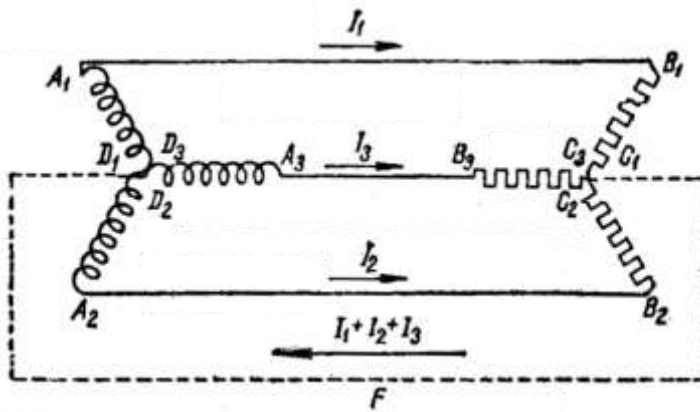
Буннан

$$I_1 + I_2 + I_3 = I_0 \sin \left(\omega t + \frac{1}{3} \pi \right) + I_0 \sin \left(\omega t + \frac{4}{3} \pi \right) = 2I_0 \sin \left(\omega t + \frac{5}{6} \pi \right) \cdot \cos \frac{\pi}{2} = 0.$$

теңлиги келип шығады.

Тап ұсындай нәтијжени үш амплитудалардың векторлары I_0 ди графикалық қосыу жолы менен де алыуға болады. Олар тең қапталлы үш мүйешлик түріндеги туйық сынық сызықты пайда етеди.

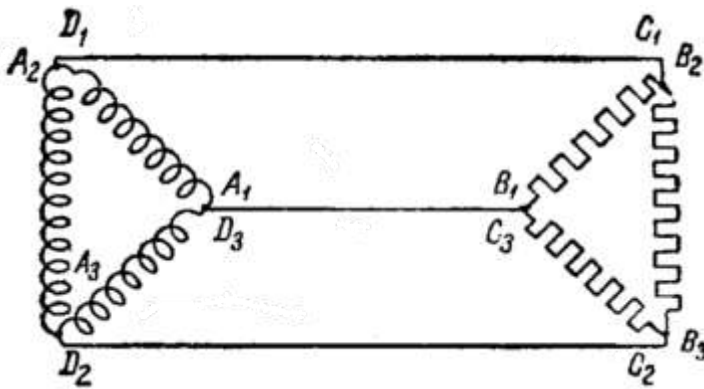
Тоқтардың қосындысы $I_1 + I_2 + I_3$ барлық ұақытта нолге тең болғанлықтан, F сымының кереги болмайды хәм оны алып таслауға болады. Усының нәтијжесинде бир биринен 120° қа жылжыған үш өзгөрмели I_1, I_2, I_3 тоқтарын генерацияланған орыннан R_1, R_2, R_3 қарсылықтарына бир бири менен байланыспаған шынжарлар болған жағдайдағы сымлардың үш жубының орнына үш сымның жәрдеминде жеткерип беріудің мүмкиншилиги туйылады. Биз қарап өткен үш фазалы тоқтың шынжырын *жұлдыз схемасы* бойынша тұтастырылған үш фазалы тоқтың шынжыры деп атайды.



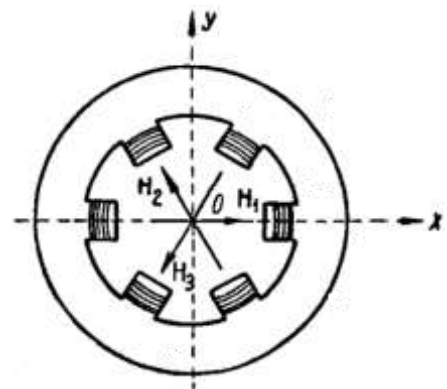
326-сүрөт.
Жұлдыз түрінде тутастырыудың
схемасы.

325-сүрөттө көрсетилген бир биринен ғарезсиз болған шынжырларды басқа үсылдың жәрдемінде де, үш мүйешлик схемасы бойынша тутастырыуға болады (327-сүрөт).

Бұл схемада бир бири менен A_1D_3, A_2D_1, A_3D_2 нокатлары хәм B_1C_3, B_2C_1, B_3C_2 нокатлары тутастырылған. Бундай схема да R_1, R_2, R_3 қарсылықлары арқалы өтетуғын тоқлардың шамаларын өзгертпей сымлардың үш жубын үш сым менен алмастырыуға мүмкиншилик береді.



237-сүрөт. Үш мүйешлик түрінде тутастырыудың
схемасы.



328-сүрөт. Сақыйна тәризли магнит
шынжыры.

Тоқлардың қосындысы $I_1 + I_2 + I_3$ дың нолге тең болыуы тек R_1, R_2, R_3 қарсылықлары бирдей болған жағдайда ғана орын алады. Егер қарсылықлар бир бирине тең болмаса, онда фазалар айырмасының шамалары өзгермей қалғанда қосынды тоқ $I_1 + I_2 + I_3$ нолге тең болмайды. Хақыйқатында, (жұлдыз схемасында) C_1, C_2, C_3 нокатлары тутастырылған болғанлықтан, олар түйинлик нокатты пайда етеди. Бундай нокат ушын Кирхгоф нызамы бойынша қалатуғын хәм кететуғын тоқлардың қосындысы нолге тең болыуы керек. Солай етип, ис жүзинде, R_1, R_2, R_3 қарсылықлары бир бирине тең болмаған жағдайда да тоқлардың қосындысы ушын $I_1 + I_2 + I_3 = 0$ теңлиги орынланады. Бұл B_1, B_2, B_3 нокатларының арасында қосымша фазалар айырмасының пайда болыуының есабынан жүзеге келеди.

Үш фазалы тоқларды пайдаланыудың қолайлы екенлиги олардың айланыушы магнит майданы деп аталатуғын магнит майданын пайда ете алатуғынлығында.

328-сүрөттө көрсетилгендей полюслық наконечниклердің үш жубы бар сақыйна тәризли магнитлик шынжырды қараймыз. Полюслық наконечниклердің хәр бир жубы өзиниң магнит майданын пайда етеди, ал олардың кернеулик векторлары H_1, H_2, H_3 лер сақыйнаның сәйкес диаметрлери бойынша бағытланған болады. Мейли, наконечниклердің хәр бир жубы үш фазалық тоқтың қураушылары менен тутастырылған катушкаларға ийе болсын. Егер сақыйнаның материалындағы гистерезисти есапқа алмайтуғын болсақ, онда магнит майданының кернеуликлери H_1, H_2 хәм H_3 лер ўақытқа байланыслы мынадай нызам бойынша өзгереді:

$$H_1 = H_0 \sin \omega t,$$

$$H_2 = H_0 \sin \left(\omega t + \frac{2}{3} \pi \right),$$

$$H_3 = H_0 \sin\left(\omega t + \frac{4}{3}\pi\right).$$

Координата көшерлерин 328-сүйретте көрсетілгендей етип өткереміз хәм олардың хәр қайсысындағы H_1, H_2, H_3 лардың проекцияларының қосындысын табамыз:

$$H_x = H_0 \sin \omega t + H_0 \sin\left(\omega t + \frac{2}{3}\pi\right) \cos \frac{2}{3}\pi + H_0 \sin\left(\omega t + \frac{4}{3}\pi\right) \cos \frac{4}{3}\pi,$$

$$H_y = H_0 \sin\left(\omega t + \frac{2}{3}\pi\right) \sin \frac{2}{3}\pi + H_0 \sin\left(\omega t + \frac{4}{3}\pi\right) \sin \frac{4}{3}\pi,$$

Сәйкес түрлендириулерден кейин

$$H_x = \frac{3}{2} H_0 \sin \omega t, H_y = \frac{3}{2} H_0 \cos \omega t$$

теңликлерин табамыз.

I томда айтылғанларға байланысly, бұл еки құраушы саат стрелкасының қозғалыс бағытында тұрақлы ω мүйешлик тезлиги менен айланатуғын **H** векторын анықлайды.

Айланатуғын магнит майданы онда жайласқан өткизгиге базы бир механикалық күш пенен тәсир етеди. Себеби өткизгиге магнит майданы тәсир ететугын индукциялық тоқлар пайда болады. Мысалы, егер айланатуғын магнит майданына көшери майданның бағытына перпендикуляр болған көшерге түйық орамға ийе рамканы жайластырсақ, онда рамка магнит майданының кернеулик векторының айланыу бағытында айлана баслайды. Бұл құбылыс үш фазалы өзгермели тоқ пенен азықланатуғын электромоторларды соғыуға мүмкиншилик түүдырады. Биринши рет энергияны үш фазалы тоқ пенен жеткерип бериу менен айланыушы магнит майданы бар электромоторды рус инженери М.О.Доливо-Добровольский 1891-жылы әмелге асырды. Хәзирги ўақытлары техникада пайдаланылатугын электромоторлардың көпшилиги айланыушы майдан принципи тийкарында ислеиди.

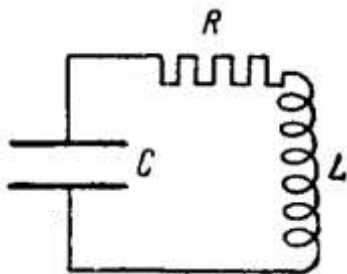
XXI БАП

ЭЛЕКТРОМАГНИТЛИК ТЕРБЕЛИСЛЕР МЕНЕН ТОЛҚЫНЛАР

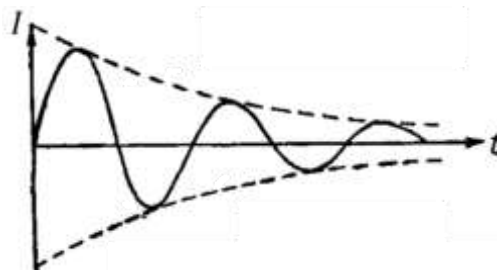
§ 239. Конденсатордың тербелмели разряды. Астарлары L өзлик индукциясы хәм R қарсылығы менен түйықланған C конденсаторын көз алдымызға елеслетейик (329-сүүрет). Мейли базы бир моментте конденсатордың астарларына V потенциаллар айырмасы түсирилген хәм буннан кейин ұсы потенциаллар айырмасының дереги ажыратылған болсын. Өзлик индукция болмаған жағдайда конденсатордың астарларыны тутастырылған сымлар арқалы тоқ өткен хәм бул тоқ астарлардың потенциаллары теңлескенше даўам еткен болар еди. Өзлик индукция болған жағдайда процесс басқаша өтеди. Астарлардың потенциаллары теңлескенде өзлик индукцияның э.қ.күши киширейетуғын тоқты қоллап-қуўатлайды хәм астарлардың кери бағыттағы қайтадан зарядланыўы орын алады. Буннан кейин кери бағыттағы тоқ пайда болады, нәтийжеде астарлардың қайтадан зарядланыўы дәўирли түрде даўам етеди хәм сыйымлық пенен өзлик индукцияға ийе шынжырда тербелис жүзеге келеди. Тоқтың энергиясының бир бөлеги R қарсылығындағы ленц-джоуль жыллылығына айланатуғын болғанлықтан, тербелис сөнеди. Тербелислердің улыўмалық характери 330-сүүретте көрсетилген. R қарсылығы қаншама киши болса, сөний де соншама киши болады хәм $R = 0$ шегинде тербелислер сөнбейтуғын тербелислерге айланады хәм

$$L > \frac{CR^2}{4} \quad (1)$$

теңсизлиги орынланғанда разряд тербелмели характерге ийе болады. Егер өзлик индукция коэффициентиниң мәниси (1)-теңсизлик бойынша анықланатуғын мәнистен киши болса, онда өзлик индукцияның э.қ.күши конденсатордың астарларын қайтадан зарядлаў ушын жеткиликсиз болады: разряд дәўирли болмайды.



329-сүүрет. C сыйымлыққа, R қарсылыққа хәм L индуктивликке ийе тербелмели контур.



330-сүүрет. Сөнийши тербелислер.

Киши R қарсылығында тербелмели разрядтың дәўири T мынадай формула бойынша анықланады (бул формула төменде келтирип шығарылады):

$$T = 2\pi\sqrt{LC}. \quad (2)$$

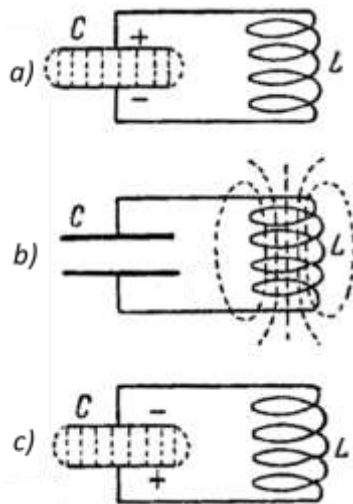
Солай етип, өзлик индукция менен сыйымлық киши болса дәўир де, яғный электр тербелислериниң жийилиги үлкен болады. Әдетте электр тербелислериниң дәўири жүдә киши болады. Егер биз еки салыстырмалы үлкен сыйымлық пенен өзлик индукцияны алатуғын болсақ, мысалы, олар $C = 1 \text{ мкф}$, $L = 1 \text{ гн}$ шамаларына тең болса, онда ($1 \text{ мкф} = 10^{-6} \text{ ф}$ теңлигиниң орынлы екенлигин нәзерде тутып), онда тербелис дәўири ушын

$$T = 2\pi\sqrt{10^{-6} \cdot 1 \text{ сек}} \cong 0,0063 \text{ сек}$$

шамасына ийе боламыз.

Биз көрген электр тербелислери механикалық тербелислерге, мысалы маятниктиң тербелислерине уқсас. Аўыстырылған маятник тең салмақлық орны арқалы өтеди хәм

қарама-қарсы тәрепке қарай ағысады хәм сүйкелістің бар болыуының салдарынан әстелик пенен сөнетуғын тербеліуін даўам етеди. Бул салыстырыўдан өзлик индукцияның инерцияның, ал омлық қарсылықтың механикалық қарсылықтың орнын ийелетуғынлығын көрсетеди. Егер энергиялық қатнастарға өтетуғын болсақ, онда аналогияның оннан да бетер тереңлесетуғынлығын көреміз. Маятниктің тербелісінде ағысытырылған маятниктің потенциаллық энергиясы қозғалыстың кинетикалық энергиясына өтеди, ал бул кинетикалық энергия болса өз гезегінде тең салмақлық орны арқалы өткеннен кейин потенциаллық энергияға өтеди хәм бундай өтиўлер даўам етеди. Конденсаторды зарядлағанда системаға электр (потенциаллық) энергияның запасы бериледи. 331-а сүүретте конденсаторды тутастыратуғын сызықлар астарлардың арасындағы электр майданын көрсетеди. Конденсатордың разрядланыўында соленоидта (өзлик индукцияда) магнит майданын қоздаратуғын электр тоғы пайда болады. Пайда болған магнит майданының энергиясы маятниктің қозғалысының кинетикалық энергиясына ұқсас. 331-б сүүретте өзлик индукцияның орамларының ишіндеги магнит майданы пунктир сызықлар менен көрсетилген. Буннан кейин конденсатордың қайтадан зарядланыўы орын алады (331-с) - тоқтың "кинетикалық" энергиясы конденсатордың электр майданының потенциаллық энергиясына өтеди х.т.б.



331-сүүрет.

Конденсатордың дәўирли разрядындағы электр хәм магнит майданларының избе-из пайда болыўы.

Конденсатордың разрядының тербелмели характерге ийе болатуғынлығын толығырақ қараймыз. Конденсатордың астарларының бирине берилген зарядты Q арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда шынжырдағы тоқтың күшинің шамасы усы зарядтың ўақыт бирлигиндеги өзгерисине тең:

$$I = \frac{dQ}{dt}. \quad (3)$$

Берилген моменттеги конденсатордың астарларындағы потенциаллар айырмасының шамасын V арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда биз қарап атырған шынжырдағы потенциалдың толық түсиўи болған $IR + V$ шамасы шынжырға түсетуғын э.қ.күшине тең. Бирақ, шынжырда өзлик индукцияның э.қ.күши $-L \frac{dI}{dt}$ хәрекет етеди. Буннан

$$IR + V = -L \frac{dI}{dt} \quad (4)$$

теңлигине ийе боламыз.

Конденсатордың астарларындағы потенциаллар айырмасын әдеттеги ұсыл менен конденсатордың сыйымлығы хәм оның астарларындағы заряд арқалы аңғартыўға болады: $V = \frac{Q}{C}$; әлбетте, Q заряды да, потенциаллар айырмасы V да өзгермели шамалар болып

табылады. V үшін жазылған бұл аңлатпаны (4)-формулаға қойып хәм (3)-қатнасты пайдаланып, мынаны аламыз:

$$L \frac{d^2 Q}{dt^2} + R \frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{C} = 0. \quad (5)$$

Бұл қатнас дифференциаллық теңдеме болып табылады. Оны шешіу арқалы Q дың ўақыттан ғәрезлигин ала аламыз. Бундай теңлемениң шешими биз I томда материаллық ноқаттың серпимли сөниўши тербелислерин қарағанда берилди. Енди

$$\frac{R}{L} = 2\beta, \quad \frac{1}{CL} = \omega_0^2 \quad (6)$$

белгилеўлерин киргизип (5)-теңлемени былайынша жазамыз:

$$\frac{d^2 Q}{dt^2} + 2\beta \frac{dQ}{dt} + \omega_0^2 Q = 0. \quad (5a)$$

(5a) теңлемесиниң шешимин жаңа

$$Q = ze^{-\beta t}. \quad (7)$$

өзгериўшисин киргизий арқалы излеймиз. Ўақыт бойынша дифференциаллаў арқалы мынаған ийе боламыз:

$$\begin{aligned} \frac{dQ}{dt} &= \frac{dz}{dt} e^{-\beta t} - \beta z e^{-\beta t}, \\ \frac{d^2 Q}{dt^2} &= \frac{d^2 z}{dt^2} e^{-\beta t} - 2\beta \frac{dz}{dt} e^{-\beta t} + \beta^2 z e^{-\beta t}. \end{aligned}$$

$Q, dQ/dt$ хәм $d^2 Q/dt^2$ шамаларын (5-а) теңлемеге қойып хәм ұлыўмалық болған $e^{-\beta t}$ көбейтиўшисине қысқартып, мынадай теңлемени аламыз:

$$\frac{d^2 z}{dt^2} + (\omega_0^2 - \beta^2)z = 0.$$

Бұл теңлемениң $\omega_0^2 - \beta^2 > 0$ шәрти орынланатуғын жағдайларда

$$z = A \cos(\omega t - \varphi)$$

түриндеги шешимге ийе болатуғынлығын аңсат тексерип көриўге болады. Бұл аңлатпада

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}; \quad (8)$$

A хәм φ шамалары басланғыш шәртлер бойынша анықланатуғын турақлы шамалар. Демек, (7)-теңлик бойынша Q үшін мынадай шешим орын алады:

$$Q = A \cdot e^{-\beta t} \cdot \cos(\omega t - \varphi). \quad (9)$$

Бұл шешим сөниўши тербелисти береді. $A \cdot e^{-\beta t}$ шамасы ўақыт бойынша экспоненциаллық нызам бойынша кемейетуғын амплитуданы аңғартады; β шамасы қаншама үлкен болса амплитуда тезирек кемейеді. (6)-теңлик бойынша $\beta = \frac{R}{2L}$ болғанлықтан омлық қарсылық R қанша үлкен, ал өзлик индукция қанша киши болса тербелислердиң сөниўи тезирек жүзеге келеді. (8)-аңлатпа бойынша тербелислердиң дәўири T мынаған тең:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}.$$

Бұл теңликке ω_0 менен β лардың (6)-аңлатпадағы мәнислерин қойсақ, мынаны аламыз:

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}}. \quad (8a)$$

Егер шынжырдың омлық қарсылығы R жүдә киши, ал өзлик индукция коэффициенти L киши болмаса, биз жүдә әстелик пенен сөнетуғын тербелислерге ийе боламыз. Бундай жағдайда (8a) формуласының бөлиминдеги $\left(\frac{R}{2L}\right)^2$ шамасын $\frac{1}{LC}$ ға салыстырғанда есапқа алмаўға болады хәм әстелик пенен сөнетуғын тербелислердиң дәўири үшін

$$T = 2\pi\sqrt{LC} \quad (86)$$

аңлатпасына ийе боламыз. Бұл ұсы параграфтың басындағы (2)-формулаға сәйкес келеді.

(8-а) хәм (8-б) формулаларын салыстырып шынжырдағы қарсылықтың болыуының тербеліс дәуири T ның үлкейетуғынлығына алып келетуғынлығын көреміз.

Егер шынжырдың қарсылығы ямаса конденсатордың сыйымлығы

$$\omega_0^2 - \beta^2 = \frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2 < 0$$

ямаса

$$L < \frac{CR^2}{4}$$

аңлатпалары орынланатуғындай дәрежеде үлкен болса, онда (9)-шешімдей шешім алынбайды хәм биз дәуирли болмаған разрядты аламыз. Бундай жағдайда шынжырда электр тербеліслери пайда болмайды; буннан былай бұл жағдайға итибар бермейміз.

Биз тербелмели процести конденсатордың астарындағы хәр бир моменттеги Q заряды менен тәрийиплеу жолы менен талладық. (9)-формулаға сәйкес, бұл зарядтың муғдары тербеледі хәм дәуирли түрде белгисин өзгертип әстелик пенен кемедей. Ең ақырында ең дәслеп конденсатордың астарларына берілген бир бирине тең хәм белгилери қарама-қарсы болған $+Q$ хәм $-Q$ зарядлары бир бирин компенсациялайды. Әлбетте, Q зарядынан басқа, системаны конденсатордың астарларындағы потенциаллардың айырмасы V менен де ямаса шынжыр арқалы өтетуғын I тоғы менен де тәрийиплеуге болады.

$V = \frac{Q}{C}$ қатнасы орын алатуғын болғанлықтан

$$V = \frac{A}{C} e^{-\beta t} \cos(\omega t - \varphi) \quad (10)$$

аңлатпасына ийе боламыз. Солай етип, потенциаллардың айырмасы да T дәуири менен сөниўши тербеліске ушырайды екен. Тоқтың күши ушын мәнисти (3) бойынша табамыз. Буннан

$$I = \frac{dQ}{dt} = -A\beta e^{-\beta t} \cos(\omega t - \varphi) - A\omega e^{-\beta t} \sin(\omega t - \varphi). \quad (11)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Сөниў болмаған жағдайда $\beta = 0$ хәм сонлықтан

$$I = -A\omega \sin(\omega t - \varphi). \quad (11a)$$

Бундай жағдайда потенциаллар айырмасы V :

$$V = \frac{A}{C} \cos(\omega t - \varphi). \quad (10a)$$

Солай етип, сөниў болмаған жағдайда тоқтың күши хәм потенциаллар айырмасы фазасы бойынша бир биринен $\pi/2$ шамасына жылысқан екен.

§ 240. Мәжбүрий электр тербеліслери. Буннан бұрынғы параграфта биз қараған конденсатордың тербелмели разряды дәслеп тең салмақлық халынан шығарылған хәм буннан кейин өзинің меншикли тербеліс дәуири менен тербелетуғын маятниктиң сөниўши тербелісине ұсайды. Бирақ, маятник, қәлеген басқа механикалық серпимли система сыяқлы сыртқы мәжбүрлейтуғын дәуирли күштиң тәсиринде мәжбүрий түрде тербеліске де келеді. Бундай тербеліслерде ұсындай жағдайлар ушын тән *резонанс* қубылысы орын алады (I том, 103-параграфқа қараңыз): мәжбүрлеуши күштиң жийилигиниң базы бир белгили болған мәнисинде мәжбүрий тербеліслердиң амплитудасы айрықша үлкен болады. Әззи сөниў орын алғанда резонанслық жийилик деп аталатуғын бұл жийилик ис жүзинде системаның меншикли тербеліслериниң жийилигине сәйкес келеді.

Тербелетуғын системаға сыртқы күш пенен тәсир етип, системаның тұрақлы амплитуда менен үзликсиз тербеліуін тәмийинлеуге, яғный сөнбейтуғын тербеліслерди алыуға

болады. Оған мысал ретінде маятникли саатлардың анкерлик механизми хызмет ете алады, ол маятникти дәйирли түрде ийтерип, маятникти сөнбейтуғын тербелиске алып келиўге мәжбүрлейди. Бундай жағдайда сүйкелис күшлерине қарсы жұмыс сыртқы деректиң энергиясының есабынан үзликсиз түрде орынланады.

Тап соған сәйкес, сыйымлықтан, қарсылықтан хәм өзлик индукциядан туратуғын контурға сырттан дәйирли түрде өзгеретуғын э.қ.күшти алып келсек, контурда мәжбүрий электр тербелислерин қоздырыўға болады. Мейли, C сыйымлыққа, L өзлик индукцияға хәм R омлық қарсылыққа ийе болған контурды базы бир орында үзсек хәм пайда болған еркин a хәм b ушларына (332-сүүрет) сыртқы деректен $\mathcal{E}$ э.қ.күши алып келинген болсын. Егер биз мәжбүрлейтуғын э.қ.күшин таза дәйирли деп болжасақ, яғный

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t \quad (1)$$

нызамы бойынша өзгеретуғын болса, онда биз 234-параграфта қаралған жағдайға келемиз. Енди нәтийжелерди бир қанша басқаша болған көз-қарастан қараймыз. Бизиң шынжырымызда [234-параграфтағы (5)-формула] мәжбүрлейүши э.қ.күши $\mathcal{E}$ ның өзгерий жийилигиндей жийилик пенен I тоғы циркуляцияланады:

$$I = I_0 \sin(\omega t - \varphi). \quad (2)$$

(2)-шешим биз қарап атырған жағдайдағы тоқтың күши I қанаатландыратуғын дифференциаллық теңлемениң дара шешими болып табылады. Толық шешим және $I_0 e^{-\beta t} \sin \omega t$ түриндеги аңлатпаға ийе болады, бирақ бул ағза сөнийүши тербелис болып табылады хәм ол тез арада тоқтайды. Бундай жағдайда тоқтың күшиниң ўақыттан ғәрезлиги толығы менен (2)-формула менен бериледи. Үзликсиз түрде тәсир ететуғын дәйирли мәжбүрлейүши (1)-күште (2)-аңлатпа бойынша I тоқ күшиниң тербелислери ўақыттың өтиўи менен даўам ете береді, яғный система ω жийилиги менен сөнбейтуғын мәжбүрий түрде тербеледи. 234-параграфтағы (9)-формула бойынша бул тоқтың амплитудасы I_0 мынаған тең:

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}} \quad (3)$$

Оның мәниси резонанслық жийиликте максимумға жетеди:

$$\omega_{\text{рез}} = \sqrt{\frac{1}{LC}}. \quad (4)$$

239-параграфтағы (8а) формула бойынша контурдың меншикли тербелислериниң дәйири

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}$$

шамасына тең. Буннан резонанстың меншикли тербелислердиң жийилигин ω_0 ден үлкен болған $\omega_{\text{рез}}$ жийилигинде жүзеге келетуғынлығын көремиз. Шексиз киши омлық қарсылықта резонанслық жийилик меншикли тербелислердиң жийилигине сәйкес келеди.

Резонанслық жийиликте тоқтың күшиниң амплитудасы I_0 мынадай мәниске ийе болады: $I_{0\text{max}} = \mathcal{E}_0/R$; омлық қарсылық қаншама киши болса, оның шамасы соншама үлкен болады.

333-сүүретте омлық қарсылық R диң хәр қыйлы мәнислерине сәйкес келетуғын бир неше резонанслық иймекликлер келтирилген. R қарсылығының мәниси қанша киши болса, иймекликтің максимумы өткир болады. Солай етип, киши сөнийүге ийе болған контур өткир резонансты береді. Мәжбүрлейүши э.қ.күши қурамалы характерге ийе болған жағдайда ұсындай контурды э.қ.күштиң айырым гармоникалық қураўшыларына "сәйкеслендирийүге" мүмкиншилик береді.

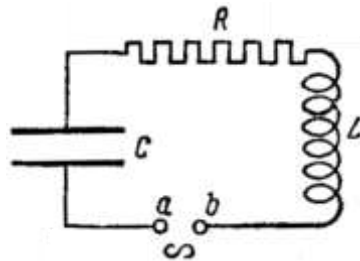
Ғақықатында да, мейли мәжбүрлеуши э.қ.күшин мынадай синусоидалардың суммасы түрінде көрсетіуіге болады:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_{01} \sin(\omega_1 t - \varphi_1) + \mathcal{E}_{02} \sin(\omega_2 t - \varphi_2) + \mathcal{E}_{03} \sin(\omega_3 t - \varphi_3) + \dots$$

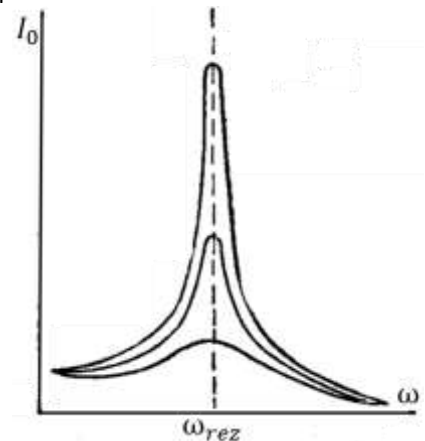
Контур үшін сыйымлық C менен өзлик индукция L ди

$$\frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_1$$

теңлиги орынланатуғындай етип сайлап алсақ, онда резонанс шәрти $\mathcal{E}_{01} \sin(\omega_1 t - \varphi_1)$ қураушысы үшін орынланады; усы қураушының тәсиринде қозған мәжбүрий тербеліслер ең үлкен амплитудаға ийе болады. $\omega_2, \omega_3, \dots$ жиіліктери менен мәжбүрий тербеліслердің амплитудалары киши болады, себеби олар үшін резонанс шәрти орынланбайды. Контурдың сыйымлығы менен өзлик индукциясын өзгертіу жолы менен барлық $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \dots$ жиіліктерге "жууап" беріуіге болады. Солай етип, қурамалы тербеліслердің гармоникалық таллауын өткеріуіге болады.

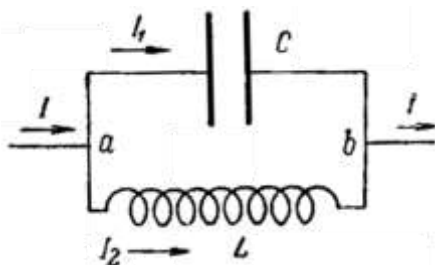


332-сүүрет. C сыйымлығы, R қарсылығы, L өзлик индукциясынан туратуғын шынжырдағы мәжбүрий тербеліслердің қозыуы.



333-сүүрет. I тоқ күшинің резонанслық иймекліктери.

Сөнбейтуғын электр тербеліслерин алыу үшін 332-сүүретте келтирилген схемадан басқа 334-сүүретте келтирилген схеманы да пайдаланыуға болады. Биз бул жағдайда да C сыйымлығы менен L өзлик индукциясынан туратуғын шынжырға ийе боламыз. Әпиуайылық үшін барлық шынжырдың омлық қарсылығы R ди нолге тең деп болжаймыз. Сыртқы э.қ.күши $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t$ контурдың a хәм b ноқатларына тұтастырылған. Солай етип, бул жағдайда a хәм b ноқатларының арасында шынжыр тармақланады: шынжыр еки параллель тұтастырылған участкалардан тұрады. Участкалардың бири C сыйымлығына, ал екиниси L өзлик индукциясына ийе. Усы участкалардың хәр бириндеги тоқтың күшин 234-параграфта келтирип шығарылған формулалардың жәрдеминде сәйкес $C = 0$ ямаса $L = 0$ теңлиги орынланады деп есаплау арқалы анықлаймыз.



334-сүүрет.

Параллель тұтастырылған C сыйымлығы хәм L өзлик индукциясына ийе шынжыр.

234-параграфтағы (5)-формула бойынша aCb тармағында мынадай тоқ өтеди:

$$I_1 = I_{01} \sin(\omega t - \varphi_1). \quad (5)$$

234-параграфтағы (9)-формулаға $L = 0$ хәм $R = 0$ теңликлерин қойып, бул тоқтың амплитудасы I_{01} ди аламыз:

$$I_{01} = \varepsilon_0 C \omega. \quad (6)$$

234-параграфтағы (8)-формула бойынша бул тоқтың басланғыш фазасы φ_1 ди

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = -\infty$$

теңлигиниң жәрдемінде анықлаймыз. Буннан

$$\varphi = (2k + \frac{3}{2})\pi$$

теңлигине ийе боламыз. Бул теңликте $k = 1, 2, 3 \dots$ aLb тармағы бойынша

$$I_2 = I_{02} \sin(\omega t - \varphi_2). \quad (7)$$

тоғы өтеди. Оның амплитудасын 234-параграфтағы (9)-формула бойынша $C = \infty$ хәм $R = 0$ теңликлери орынлы деп аламыз. Буннан мынадай нәтийже алынады:

$$I_{02} = \frac{\varepsilon_0}{L\omega}. \quad (8)$$

φ_2 басланғыш фазасы

$$\operatorname{tg} \varphi_2 = +\infty$$

теңлигиниң жәрдемінде анықланады. Буннан φ_2 ушын

$$\varphi_2 = (2k + \frac{1}{2})\pi$$

мәнисине ийе боламыз.

Демек, aCb хәм aLb тармақларындағы фазалар айырмасы $\varphi_1 - \varphi_2 = \pi$ шамасына тең, яғный бул тоқлардың фазалары қарама-қарсы хәм a хәм b ноқатларына келетуғын сымлар арқалы амплитудасы

$$I_0 = I_{01} - I_{02}$$

шамасына тең тоқ өтеди. I_{01} хәм I_{02} шамаларының орнына олардың (6)- хәм (8)-аңлатпалар бойынша мәнислерин қойып, мынаны аламыз:

$$I_0 = \varepsilon_0 \left(C\omega - \frac{1}{L\omega} \right). \quad (9)$$

Солай етип, алып келетуғын тоқтың мәниси контурдың айырым тармақларындағы тоқтың шамасынан киширек болады. Мынадай теңлик орынланғанда

$$C\omega - \frac{1}{L\omega} = 0$$

ямаса мәжбүрий э.қ.күш

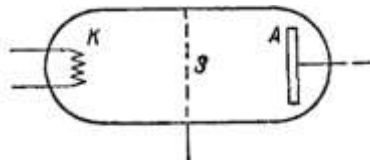
$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC}}$$

шамасына тең болғанда, яғный резонанс шәрти орынланғанда тоқтың шамасы нолге тең болады. Бул тоқтың нолге тең болыуы контурдың қарсылығын нолге тең деп есаплаудың салдарынан алынады. Бундай жағдайда контурдағы тербелислерди ұслап тұрыу ушын сырттан хеш қандай энергияны алып келиу талап етилмейди. Омлық қарсылық R бар болған жағдайда $\varphi_1 - \varphi_2$ фазалар айырмасы π ге тең болмайды; ұсыған сәйкес резонанс шараятында да тоқтың амплитудасы I_0 нолге тең болмайды. Контурға алып келинетуғын энергия ондағы сөнбейтуғын тербелислерди қоллап-қууатлау ушын жумсалады. R қарсылығы қанша киши болса, бул энергияның шамасы да киши болады.

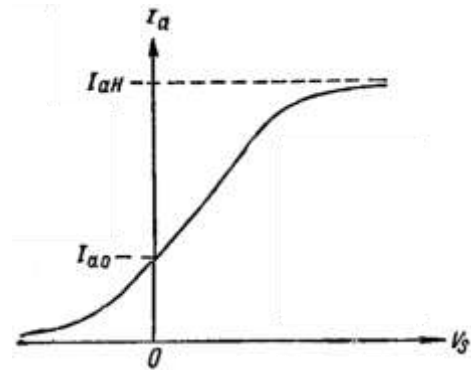
Өткир резонанста алып келиуши сымлардағы тоқтың шамасы контурдың өзінде циркуляцияланатуғын тоқтан эззирек болады. Сонлықтан биз қарап өткен қубылысты *тоқлардың резонансы* деп атайды.

§ 241. Катод лампасының жәрдемінде сөнбейтуғын тербелислерди қоздырыу. Контурдағы сөнбейтуғын тербелислерди ұслап тұратуғын өзгермели э.қ.күшин дөретиу ушын хәзирги ўақытлары катодлық лампалар кеңнен қолланылады. 172-параграфта көргенимиздей, катодлық лампа еки электрод киргизилген ишинен хәўасы сорып алынған

ыдыстан тұрады. Сол екі электродтың бири қыздырылатуғын катод K хәм A аноды болып табылады. K катоды электронларды шығарады, олар тезлететуғын майданның тәсиринде электронлық тоқты пайда етип, анодқа қарай қозғалады. Бундай лампаны *еки электродлы* лампа ямаса диод деп атайды. Сөнбейтуғын тербелислерди генерациялау үшін әдетте *үш электродлы лампалар* ямаса триодлар пайдаланылады. Бундай лампа K катодтан, A анодтан хәм олардың арасына киргизилген S торынан тұрады (335-сүүрет). Катодтан ушып шыққан электронлар тордың арасындағы тесиклер арқалы ушып өтип анодқа жете алады.



335-сүүрет. Үш электродлы лампа (триод).



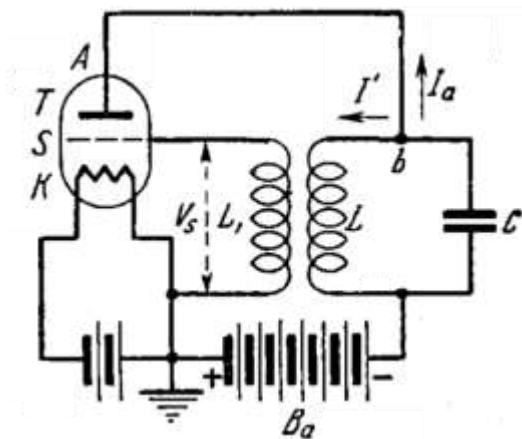
336-сүүрет. Анод тоғы I_a ның торлық кернеу V_g дан ғәрезлиги.

Егер катод K менен анод A ның ортасындағы берилген потенциаллар айырмасында катодтан ушып шығатуғын электронларды иркетуғын потенциалды түсиретуғын болсақ, онда анодқа жетип баратуғын тоқтың ("анодлық тоқ") шамасы киширейеди. Керисинше, егер электронларды тезлететуғын потенциал түсирилсе, онда анодлық тоқ күшейеди. Солай етип, анодлық тоқтың шамасы тордың потенциалынан ғәрезли екен. 336-сүүретте анодлық тоқтың V_g "торлық кернеуден" ғәрезлиги, яғный катод K менен S торының арасындағы потенциаллар айырмасынан ғәрезлиги көрсетилген. Бундай жағдайда анодлық кернеу V_a ны (K катоды менен A анодының арасындағы потенциаллар айырмасы) тұрақлы деп болжаймыз. Ноллик торлық кернеуде берилген анодлық кернеу V_a ға байланыслы базы бир I_{a0} анодлық тоғы болады. Усы анодлық тоқты нолге шекем төменлетиу үшін белгили шамадағы иркиуши торлық кернеуді түсириу керек. Тезлетиуши торлық кернеуде анодлық тоқ күшейеди хәм ең арқырында оның шамасы тойынуу тоғы I_{at} шамасына шекем көтериледи. Орта бөлимде анодлық тоқтың характеристикасы сызықлы түрге ийе болады. Триодта торлық кернеудің киши өзгерислеринде анодлық тоқ күшли өзгереді. Бул жағдай былайынша түсиндириледи: тордың катодқа жақын жайласуының салдарынан торлық кернеу катодтың қасында жеткиликли дәрежеде үлкен кернеуликти пайда етеди. Анодта басланатуғын кернеулик сызықларының үлкен бөлими торда тамам болып, катодқа шекем жетип келмейди. Сонлықтан триодтағы анодлық кернеу анодлық тоқтың шамасына аз тәсир етеди. Катодтан шығатуғын электронлардың бир бөлими торға келип түседі хәм усындай жоллар менен торлық тоқты пайда етеди. Бирақ, егер тордағы тесиклердің майданы усы тор соғылған сымлар жабатуғын майданнан үлкен болған жағдайда торлық тоқтың шамасы анодлық тоқтың шамасынан киши болады. Үш электродлы лампа сөнбейтуғын тербелислерди қоздыруу (генерациялау) үшін да, тербелислерди күшейтиу үшін да пайдаланылады.

Үш электродлы лампаның жәрдемінде сөнбейтуғын тербелислерди қоздыруу схемасы 337-сүүретте келтирилген. Бул схеманың жұмыс ислеуиниң принципи механикалық автотербелиуши системалардың, мысалы сааттың маятнигиниң жұмыс ислеуиниң принципине усайды. Сааттың маятнигиниң механикалық автотербелислери

храп механизминің тәсирінде ұслап тұрылады. Сырттан энергия алып келинбесе контурдағы тербелісler энергияның әсте-ақырын нурланыуының және контурдағы омлық қарсылықтың бар болыуының себебинен энергияның ленц-джоуль жыллылығына айланыуының салдарынан сөнeдi. 337-сұрeттe энергия B_a анодлық батapеядан үш электродлы T лампаның жәрдемiнде LC контурына бериледi.

Лампаның S торы L_1 катушкасы менен тутастырылған. Катушка болса LS тербелмели контурының L катушкасы менен индуктивли түрде байланысқан. Бундай байланыс *кери байланыс* атамасына ийе хәм ол сөнбейтуғын тербелісlerдің пайда болыуын тәмийинлейдi. Шынында да, тербелмели контурдағы тоқтың күши I' тың өзгериси L_1 катушкасында э.қ.күшти пайда етедi, ал ол торлық кернеу V_S тиң өзгерисине алып келедi. Торлық кернеудің өзгерисинің салдарынан B_a батapеясынан T триоды арқалы өтетуғын анодлық ток LC контурындағы тербелісlerдің жийилигiндей жийилик пенен өзгередi. Торлық кернеудің фазасын сәйкес түрде сайлап алғанда анодлық тоқтың бұл өзгерислери LC тербелмели контурындағы тербелісlerдi қоллап-қууатлайды. Усындай жол менен B_a батapеясынан алынған энергияның есабынан тербелісler сөнбейтуғын тербелісlerге айланады. Триод тербелісler характеристикасының ортаңғы түүры сызықлы участкада ислеген жағдайда тербелмели контурда қозған тербелісler синусоидалық характерге ийе болады.



337-сұрeт.
Кери байланыс схемасы бойынша
сөнбейтуғын тербелісlerдi қоздырy.

337-сұрeттe көрсетилген схема үшін тербелісler теңлемесин дүземиз. C конденсаторы зарядсызланғанда шынжырда пайда болған I тоғы b ноқатында екиге тармақланады: анод тоғы I_a хәм катушка арқалы өтетуғын I' тоғы. Тоқларды квазистационар деп есаппа (232-параграфқа қараңыз), b ноқаты үшін Кирхгофтың биринши нызамы бойынша мынаны аламыз:

$$I = I' + I_a. \quad (1)$$

C конденсатордың астарларындағы потенциаллар айырмасын V арқалы хәм R арқалы L катушкасының омлық қарсылығын белгилеймиз; тутастырыушы сымлардың қарсылықларын есаппа алмаймыз. Кирхгофтың екiнши нызамы бойынша, $RI' + V$ шамасына тең болған LC контурына потенциалдың түсiулеринің қосындысы ұсы контурда хәрeкет ететуғын э.қ.күшлердің қосындысына тең болыуы керек. LC контурында тек өзлик индукцияның $-L \frac{dI'}{dt}$ э.қ.күши тәсир етедi. Буннан

$$RI' + V = -L \frac{dI'}{dt} \quad (2)$$

теңлемесине ийе боламыз.

Конденсатордың астарларындағы потенциаллар айырмасы V хәр бир моментте астарлардың бирiндегi Q заряды менен $V = \frac{Q}{C}$ қатнасы бойынша байланысқан. Бұл қатнаста C арқалы конденсатордың сыйымлығы белгиленген. Усы жағдайдың тийкарында (2)-теңлемени мына түрде жазыуға болады:

$$L \frac{dI'}{dt} + RI' + \frac{Q}{C} = 0.$$

Бұл теңлемениң шеп тәрепин t бойынша дифференциаллап, мынаны аламыз:

$$L \frac{d^2 I'}{dt^2} + R \frac{dI'}{dt} + \frac{1}{C} \frac{dQ}{dt} = 0.$$

$\frac{dQ}{dt} = I$ теңлигиниң орынлы екенлигин нәзерде тұтып хәм (1)-теңликтен пайдаланып

$$L \frac{d^2 I'}{dt^2} + R \frac{dI'}{dt} + \frac{1}{C} (I' + I_a) = 0 \quad (3)$$

теңлигиниң орынлы екенлигин табамыз. Жоқарыда айтылып өтилгениндей, I_a анод тоғының күши V_S торлық кернеуден ғәрезли. Бұл ғәрезлик 336-сүўретте көрсетилген иймеклик пенен көрсетиледи. Графиктиң туўры сызықлы бөлиминде бұл ғәрезлик сызықлы. I_{a0} шамасын есапқа алмай, биз оны әпиўайы етип $I_a = kV_S$ түринде жаза аламыз. Бұл теңликте k - тұрақлы шама. L хәм L_1 катушкаларының арасындағы өз-ара индукция коэффициентин L_{12} арқалы белгилеп, мынаны аламыз:

$$V_S = -L_{12} \frac{dI'}{dt}.$$

Буннан I_a ушын

$$I_a = kV_S = -kL_{12} \frac{dI'}{dt}$$

аңлатпасы келип шығады. Бұл I_a шамасын (3)-теңлемеге қойып, мынаны аламыз:

$$L \frac{d^2 I'}{dt^2} + \left(R - \frac{kL_{12}}{dt} \right) \frac{dI'}{dt} + \frac{1}{C} I' = 0. \quad (4)$$

dI'/dt шамасының алдындағы көбейтiуши kL_{12}/C шамасына киширейтилген омлық қарсылық R болып табылады. Егер L_{12} коэффициентин өзгертиу арқалы бұл шаманы

$$R - \frac{kL_{12}}{dt} = 0$$

теңлиги орынланатуғындай етип сайлап алсақ, онда (4)-теңлеме мынадай түрге енеди:

$$L \frac{d^2 I'}{dt^2} + \frac{1}{C} I' = 0. \quad (5)$$

Бұл теңлемениң шешиминиң

$$I' = A \cos \omega t$$

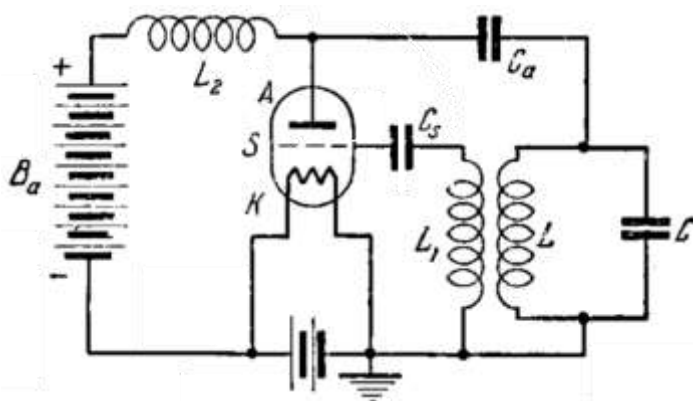
аңлатпасының болатуғынлығын аңсат тексерип көриўге болады. Бұл теңликте $\omega = \sqrt{\frac{1}{LC}}$.

Солай етип, LC контурында A амплитудасына хәм ω цикллық жийилигине ийе болған сөнбейтуғын тербелислердиң пайда болатуғынлығын аламыз. Бундай сөнбейтуғын тербелислерди триодтың характеристикасының сызықлы бөлиминде алыу мүмкин. Себеби, тек усындай жағдайда ғана (3)-теңлеме сөнбейтуғын тербелислердиң (5)-теңлемесине өтеди.

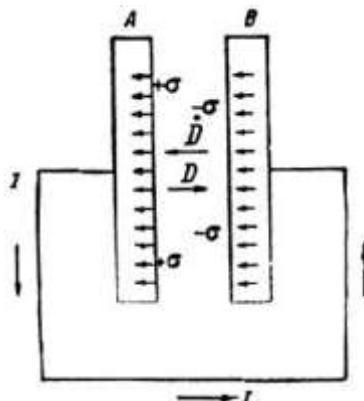
Хәзирги ўақытлардағы радиотехникада лампалық генераторлардың хәр қыйлы типлери пайдаланылады. Олар бир биринен тийкарынан кери байланысты дүзиўди жүзеге келтириўдиң ұсыллары менен айрылады. Бұл байланыстың интүктивлик (337-сүўреттегидей), сыйымлықлық ямаса автотрансформаторлық болыўы мүмкин. Усының менен бирге, избе-из анодлық азықландырылатуғын генераторлардың болыўы мүмкин. Бундай жағдайда анод пенен тербелмели контур анодлық батарея менен избе-из тутасады. Соның менен бирге параллель азықландырылатуғын генераторлардың болыўы да мүмкин. Бундай жағдайда анод пенен тербелмели контур анодлық батарея менен параллель тутасатырылады. Ақырында, схемалар бир ямаса еки лампаның қолланылыўы менен бир биринен айрылыўы мүмкин. 338-сүўретте индуктивли кери байланысқа хәм параллель анодлық азықландырыўға ийе схема көрсетилген. C_a конденсаторы анодлық батареяның L катушкасы арқалы тутасыўын болдырмау ушын қосылған; ол соның менен бир ўақытта LC тербелмели контурына жоқары жийиликли тоқты өткереди. Ал L_2 индуктивлигиниң тұтқан орны анодлық батарея B_a ға жоқары жийиликли тербелислерди жибермеўден

ибарат.

§ 242. Аўысыў тоғы. Конденсатор бар шынжыр арқалы өзгермели тоқ өткенде жүзеге келетуғын процесслерди толығырақ қараймыз. Жоқарыда көргенимиздей, тұрақлы тоқ болғанда тоқ сызықлары барлық ўақытта туйық (156-параграф). Өзгермели тоқ болғанда ис басқаша болады. Конденсатордың пластинкаларының арасындағы диэлектрикте зарядлар орын алмастыра алмайды, ұсының салдарынан конденсатордың пластинкасына жеткенде тоқ сызықлары бетте үзиледи. Конденсатордың астарларын тутастыратуғын өткізгіш сымлар арқалы өтетуғын өткізгішлик тоғы туйықланбаған болады.



338-сўўрет. Параллель анодлық азықландырыў схемасы бойынша сөнбейтуғын тербелислерди қоздырыў.



339-сўўрет. Конденсатордың астарларының арасында аўысыў тоғының пайда болыўы.

Мейли, қандай да бир моментте A конденсаторының шеп тәрпегеги астары (339-сўўрет) оның бетинде $+\sigma$ тығызлығы менен тарқалған оң зарядқа, ал оң тәрпегеги астар $-\sigma$ тығызлығына ийе терис зарядқа ийе болсын. Астарларды сым арқалы тутастырып разрядлағанда шеп тәрпегеги астардан оң тәрпегеги астарға қарай тоқ өтеди. Бул i тоғының сан мәниси зарядтың тығызлығынан ўақыт бойынша туўынды алып табамыз (155-параграфқа қараңыз):

$$i = \frac{d\sigma}{dt}. \quad (1)$$

Усындай тығызлыққа ийе тоқ A ның шеп тәрпегеги астарынан ағады.

Енди конденсатордың астарларының арасындағы кеңисликте қандай қубылыстың жүзеге келетуғынлығын қараймыз. Егер бизлер жүдә жоқары жийиликке ийе болмаған өзгермели тоқлар менен шекленсек, онда астарлардың арасындағы электр майданының өзгерисин анықлай аламыз. Ҳақыйқатында да, бул жағдайда конденсатордың ишиндеги майданның бир заматлық мәнисин зарядлардың тығызлығының бир заматлық мәниси бойынша есаплаўға болады. 144-параграфтан конденсатордың астарларының арасындағы электр индукциясы векторы $\mathbf{D}$ сан мәниси бойынша мынаған тең:

$$D = 4\pi\sigma.$$

Бул теңликтиң оң ҳәм шеп тәрпинен ўақыт бойынша туўынды алсақ, онда

$$\frac{1}{4\pi} \frac{dD}{dt} = \frac{d\sigma}{dt}$$

теңлигине ямаса электр индукциясынан ўақыт бойынша алынған туўындыны $\dot{D}$ арқалы белгилесек

$$\frac{1}{4\pi} \dot{D} = \frac{d\sigma}{dt} \quad (2)$$

теңлигине ийе боламыз.

Биз қарап атырған жағдайда $\mathbf{D}$ векторы B астарынан A астарына қарай бағытланған.

Хақыйқатында да, конденсатордың разрядланыуында оның астарларының арасындағы майдан хэлсирейди, буннан ўақыт бойынша алынған dD/dt тўйындысының мәнисиниң терис болатуғынлығы келип шығады, яғный $\dot{\mathbf{D}}$ векторы $\mathbf{D}$ векторына қарама-қарсы бағытланған. Электр индукциясы $\mathbf{D}$ векторы болса астарлардың арасында шептен оңға қарай бағытланған. Буннан мынадай жуўмаққа келемиз: А пластинкасының ишинде өткизгишлик тоғының тығызлығының векторы $\mathbf{i}$ шепке қарай бағытланған, ал астарлардың арасындағы кеңисликте болса тап сол бағытта $\dot{\mathbf{D}}$ векторының сызықлары жүреді. (1)- хәм (2)-теңликлер бойынша $\mathbf{i}$ хәм $\frac{1}{4\pi}\dot{\mathbf{D}}$ векторларының сан мәнислери бир бирине тең. Солай етип, тоқтың тығызлығы векторы $\mathbf{i}$ дың сызықлары хәм 4π ге бөлінген $\dot{\mathbf{D}}$ векторының сызықлары бир бирин алмастырады.

Мынадай белгилейди киргиземиз:

$$\frac{1}{4\pi}\dot{\mathbf{D}} = \mathbf{i}_{a\ddot{y}}. \quad (3)$$

Бундай жағдайда мынадай жағдай орынлы болады: *өткизгиш пластинканың ишиндеги өткизгишлик тоғының тығызлығы $\mathbf{i}$ дың сызықлары пластинкалардың арасындағы $\mathbf{i}_{a\ddot{y}}$ векторының сызықларына үзликсиз түрде өтеді.* $\mathbf{i}_{a\ddot{y}}$ шамасын биринши рет қараў ушын киргизген Максвелл оны *аўысыў тоғының тығызлығы* деп атады. "Аўысыў тоғы" атамасы хәзирги ўақытлары аҳмийетин пүткиллей жоғалтқан электростатикалық күшлердің пайда болыуы серпимли орталық болған эфирдің механикалық деформациялары менен байланысly көз-қарасы менен байланысly.

Демек, егер өткизгишлердеги өткизгишлик тоғының тығызлығы болған $\mathbf{i}$ шамасын ўақытқа байланысly өзгеретуғын электр майданы тәрепинен анықланатуғын аўысыў тоғының тығызлығы $\mathbf{i}_{a\ddot{y}}$ ға сәйкес келеди деп есапласақ, онда тоқ сызықларының үзликсизлик формаллық жақтан қайтадан тикленеди. Бирақ, ис шынында өткизгишлик тоғы менен аўысыў тоғы арасындағы формаллық аналогия менен шекленип қоймайды. Электромагнитлик құбылыслар хәққындағы тәлиматтың буннан былай раўажланыуы аўысыў тоғының электромагнит майданының базы бир хәқыйқый қәсийетлерин тәрийиплейтуғынлығын көрсетти. Максвелл тәрепинен айтылған гипотеза *бойынша өткизгишлик тоғы кеңисликте қандай магнит майданын пайда ететуғын болса, аўысыў тоғы да кеңисликте тап сондай магнит майданын пайда етеди.* Хәзирги ўақытлары бұл гипотезаның дурыс екенлиги оның нәтийжесинде келип шығатуғын нәтийжелерди тексерип көриў бойынша өткерилген көп санлы тәжирийбелерде тастыйықланды.

Бундай жағдайда мынаны нәзерде тутыў керек: аўысыў тоғы өткизгишлик тоғына тек магнит майданын пайда етиўи бойынша ғана эквивалент. Барлық басқа жағдайларда аўысыў тоғы өткизгишлик тоғына ұсамайды: мысалы, аўысыў тоғы өткенде ленц-джоуль жыллылығы бөлинип шықпайды.

Өткизгишлик тоғы хәм аўысыў тоғы менен бир қатарда Максвелл өткизгишлик тоғы менен аўысыў тоғының геометриялық қосындысынан туратуғын $\mathbf{u}$ *толық тоқ* түсинигин киргизди:

$$\mathbf{u} = \mathbf{i} + \mathbf{i}_{a\ddot{y}}. \quad (4)$$

Толық тоқтың барлық ўақытта туйық болатуғынлығын көрсетиўге болады. Биз қарап өткен мысалда тербелислердің жийилиги жүдә үлкен емес деп болжанды. Бундай жағдайда толық тоқтың туйық екенлиги мынадай әпиўайы таллаўлардан келип шығады: астарларды тутастыратуғын сымларда толық тоқты өткизгишлик тоғына тең деп есаплаўға болады; астарлардың арасында толық тоқ аўысыў тоғына тең; астарлардың бетиниң қасында (1)- хәм (2)-теңликлер бойынша аўысыў тоғының тығызлығы хәм өткизгишлик тоғының тығызлығы бирдей хәм бирдей бағытта болғанлықтан, бетлердің қасында толық тоқ үзилiske түспейди.

Қатаң түрде айтқанда аўысыў тоғы өткізгіштің ишінде де нолге тең емес. Оның шамасы былайынша баҳалаўға болады:

$$i_{a\ddot{y}} = \frac{\dot{\mathbf{D}}}{4\pi} = \frac{\varepsilon \dot{\mathbf{E}}}{4\pi}.$$

Дәўирли разряд ушын электр кернеўлиги ўақыттың дәўирли функциясы болады: $E = E_0 \sin \omega t$, оның ўақыт бойынша тўўындысы мынаған тең: $\dot{E} = E_0 \cos \omega t$. Буннан аўысыў тоғы $i_{a\ddot{y}}$ мынаған тең:

$$i_{a\ddot{y}} = \frac{1}{4\pi} \varepsilon \omega E_0 \cos \omega t.$$

Өткізгішлик тоғының тығызлығы кернеўлик E арқалы Ом нызамы бойынша аңғартылады:

$$i = \sigma E = \sigma E_0 \sin \omega t.$$

Бұл теңдикте σ - өткізгіштің өткізгішлиги.

Аўысыў тоғы менен өткізгішлик тоғының тығызлықтарының амплитудаларының қатнасы мынаған тең:

$$\frac{i_{a\ddot{y}}}{i} = \frac{\omega \varepsilon}{4\pi \sigma}.$$

Металл өткізгішлерде σ ның шамасы $10^{17} CGSE$ ге тең; жанапай өлшеўлердің тийкарында металлдардың диэлектриклик тұрақлысының мәніси 10 нан үлкен емес. Буннан $\omega \cong 10^{-7} \text{ сек}^{-1}$ ушын $\frac{\omega \varepsilon}{\sigma} = -10^{-9}$. Буннан металл өткізгішлер ушын өткізгішлик тоғының қасында аўысыў тоғын есапқа алмаўға болады.

§ 243. Электромагнит майданы. Өткен параграфта келтирилген Максвеллдің гипотезасы бойынша аўысыў тоғы да өткізгішлик тоғы сыяқлы магнит майданын пайда етеди. Бирақ, тығызлығы

$$i_{a\ddot{y}} = \frac{1}{4\pi} \dot{\mathbf{D}}$$

шамасына тең аўысыў тоғы электр индукциясы векторы $\mathbf{D}$ ның тўўындысы нолге тең болмаған жағдайда, яғный ўақытқа байланыслы өзгеретуғын электр майданы бар болған жағдайда ғана пайда болады. Солай етип, биз мынадай нәтийжеге келемиз: қәлеген ўақыт бойынша өзгеретуғын электр майданы магнит майданының бар болыўы менен байланыслы.

Электростатикалық майдан, яғный бир бирине салыстырғанда хәм шамасы жағынан өзгермейтуғын электр зарядларының майданы тек электр зарядларына тәсир етеди; хеш қандай магнит тәсирине ушырамайды. Бирақ, егер зарядлар бир бирине салыстырғанда қозғалғанда ямаса олардың шамалары өзгеретуғын болса, онда олар пайда еткен электр майданы да өзгереді, бундай жағдайда электр тәсири менен бир қатарда магнитлик тәсир де жүзеге келеди.

Дара жағдайда тең өлшеўли үлкейетуғын (ямаса кемеіетуғын) электр майданын көз алдыға елеслетиўге болады. Бундай жағдайда аўысыў тоғы тұрақлы болған хәм ол тұрақлы магнит майданын пайда еткен болар еди. Бирақ, ис жүзинде өзгермели электр майданы барлық ўақытта ўақыт бойынша алынған тўўындыға ийе болады, яғный өзгермели аўысыў тоғын пайда етеди. Буннан пайда болған магнит майданының ўақыт бойынша өзгермели екенлиги келип шығады. Солай етип, улыўма айтқанда, өзгермели электр майданы менен толтырылған кеңіслик бир ўақытта өзгермели магнит майданы менен де толған.

Буннан кейинги таллаўлар өзгермели магнит майданының өз гезегинде электр майданының пайда болыўына алып келетуғынлығын көрсетеди.

Мейли, ўақыт бойынша өзгермели магнит майданы индукция векторы $\mathbf{B}$ хәм оның тўўындысы $d\mathbf{B}/dt$ менен тәрийипленетуғын болсын. Бұл вектордың ўақыт бойынша тўўындысын $\dot{\mathbf{B}}$ арқалы белгилеймиз. Усы майданда қозғалмайтуғын өткізиўши контур

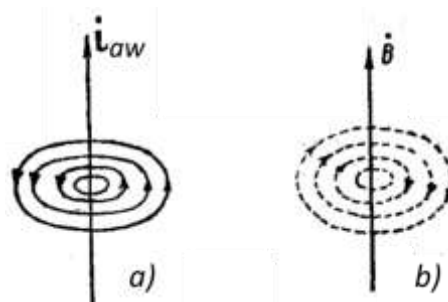
жайласқан деп болжайық. Бундай жағдайда магнит индукциясы векторы $\mathbf{B}$ ның өзгермели болыуына байланысly ұсы контур менен шекленген майдан арқалы өтетұғын магнит индукциясының ағысы Φ өзгериске ұшырайды хәм контурда индукцияның $\mathcal{E}_i$ э.қ.күши пайда болады. Фарадей нызамы бойынша бұл э.қ.күши $\mathcal{E}_i$ диң шамасы ағыстан ұақыт бойынша алынған тұуынды болған $d\Phi/dt$ шамасына тең, яғный биз қарап атырған жағдайда (контур қозғалмайды) индукция векторынан ұақыт бойынша алынған тұуынды $\dot{\mathbf{B}}$ менен анықланады. Өткизгиштеги э.қ.күшиниң пайда болыуы онда электр күшиниң пайда болғанлығын аңғартады. Бұл күш еркин зарядларды белгили бағытта қозғалыуға мәжбүрлейди. Демек, биз мынадай жуўмаққа келемиз: ұақытқа байланысly өзгеретуғын магнит майданының болыуы өткизгиш жайласқан областта электр күшиниң пайда болыуына алып келеди. Бұл нәтийжени ұлыўмаластырып, Максвелл кеңисликтиң барлық ноқатларында бұл орынларда өткизгиштиң бары ямаса жоғынан ғарезсиз ұақытқа байланысly өзгеретуғын магнит майданының электр майданын пайда етеди деген жағдайды айтты. Максвелдиң көз-қараслары бойынша, э.қ.күши пайда болатуғын өткизгиш электр күшлери өзин көрсететуғын объект болып хызмет етеди.

Солай етип, биз мынадай жуўмақты шығарамыз: *ұақыт бойынша өзгеретуғын қалеген магнит майданы электр майданының бар болыуы менен байланысly.*

Турақлы магнит майданы, яғный бир бирине салыстырғанда қозғалмайтуғын өткизгишлер арқалы өтетұғын турақлы тоқлардың майданы ямаса бир бирине салыстырғанда қозғалмайтуғын магнитлердиң майданы тек тоқларға ямаса магнитлерге ғана тәсир етеди; қозғалмайтуғын электр зарядларына олар хеш қандай тәсир етпейди. Бирақ, егер магнит майданы ұақыт бойынша өзгеретуғын болса, онда магнит тәсир менен бир қатарда электрлик тәсир де пайда болады.

340-сүүрет.

i_{aw} аўысыў тоғының дөгерегинде магнит кернеўлигиниң хәм $\dot{\mathbf{B}}$ векторының дөгерегинде электр кернеўлигиниң концентрлик дөңгелек сызықларының пайда болыуы.



Ис жузинде бизлер барлық ұақытта тек магнит индукциясы векторы $\mathbf{B}$ өзгеретуғын магнит майданына ғана ийе болмай, оннан ұақыт бойынша тұуынды $\dot{\mathbf{B}}$ де өзгеретуғын магнит майданына ийе боламыз. Бирақ, бундай жағдайда өзгермели электр майданы да пайда болады. Буннан, ұлыўма айтқанда, өзгермели магнит майданы менен толған кеңисликтиң өзгермели электр майданы менен де толған екенлиги келип шығады.

Өзгермели болған майданлардың екеуи де - электр хәм магнит майданлары бир биринен байланысқан хәм *электромагнит майданын* пайда етеди.

Электромагнит майданы қуйынлық характерге ийе. Егер қандай да бир $\mathbf{A}$ векторының қасында оған шексиз жақын еки ноқат бар болса хәм ұсы еки ноқаттағы $\mathbf{A}$ векторы қарама-қарсы бағытқа ийе болатуғын болса, онда сол $\mathbf{A}$ векторының майданын қуйынлық деп айтады. Мысалы, сұйықлықта ямаса газде қуйын пайда болғанда қуйынның көшериниң қасында көшердиң еки қарама-қарсы тәрeпинде қозғалыс қарама-қарсы бағытларда жүзеге келеди.

Дәслеп магнит майданының қуйынлық характерин қараймыз. Аўысыў тоғы тәрeпинен пайда етилетуғын магнит майданы өткизгишлик тоғының магнит майданын есаплағандай формуланың жәрдемінде есапланады (193-параграф). Бундай жағдайда өткизгишлик

тоғының тығызлығы аўысыў тоғының тығызлығы менен алмастырылады. Аўысыў тоқларының магнит майданында магнит кернеўлигиниң сызықлары тап сондай болған өткізгішлік тоқларының магнит майданының кернеўлигиниң сызықларындай болады, яғный олар барлық ўақытта туйық хәм тоқ сызықларын өзиниң ишине алады. Мейли, базы бир ноқатта аўысыў тоғының тығызлығы векторы $\mathbf{i}_{a\dot{y}}$ стрелкасы менен көрсетилетуғын болсын (340-сүүрет). $\mathbf{i}_{a\dot{y}}$ векторының қасындағы кернеўликтің магнит сызықлары концентрлік шеңберлерди пайда етеди, $\mathbf{i}_{a\dot{y}}$ векторына жақынласқан сайын олардың радиустары киши болады. Егер шекте биз $\mathbf{i}_{a\dot{y}}$ векторына шексиз жақын жайласқан ноқатларға өтсек, онда магнит кернеўлигиниң сызықларының қыйсықлығы шексиз үлкен болады хәм, сонлықтан, магнит майданының кернеўлиги қарама-қарсы бағытланған бир бирине шексиз жақын жайласқан еки ноқатты барлық ўақытта табыўға болады.

Өзгермели магнит майданы тәрәпинен пайда етилетуғын электр майданы да қуйынлық характерге ийе болады. Мейли, базы бир ноқаттағы магнит индукциясы векторының ўақыт бойынша өзгериўи $\mathbf{B}$ стрелкасы менен белгиленген болсын (340-b сүүрет). Егер биз $\mathbf{B}$ ны тегислиги ұсы векторға перпендикуляр болған өткізгіш контур менен қоршасақ, онда бул контурда пайда болған э.қ.күши Ленц қағыйдасы бойынша, 340-сүүретте көрсетилгендей, пунктир сызықлар бойынша бағытланған. Хәр бир ноқатты э.қ.күши берилген ноқаттан $\mathbf{B}$ векторының бағытына түсирилген нормалға перпендикуляр. Айталғанлар бойынша, индукцияның э.қ.күши электр майданының бар болыўының салдарынан жүзеге келеди. Бул электр майданының кернеўлиги $\mathbf{E}$ хәр бир ноқатта э.қ.күшіндей болып бағытланған. Демек, $\mathbf{E}$ электр кернеўлиги сызықлары $\mathbf{B}$ векторының әтирапында концентрлік шеңберлерди пайда етеди. $\mathbf{B}$ векторына шексиз жақын болған ноқатлар ушын шеңберлердің қыйсықлығы шексиз үлкен хәм, демек, электр кернеўликтери бир бирине қарама-қарсы болған қоңсылас ноқатлардың жуплары бар болады. Солай етип, өзгермели магнит майданы тәрәпинен пайда етилген электр майданы қуйынлық характерге ийе. Оның кернеўлик сызықлары барлық ўақытта туйық. Усындай өзгешелиги менен ол қозғалмайтуғын электр зарядларының кернеўлик сызықлары туйық болмаған электростатикалық майданынан үлкен айырмаға ийе: ол сызықлар бир зарядларда басланады хәм екинши зарядларда тамам болады. Солай етип, электр майданы потенциаллық (электростатикалық майдан) болыўы да, қуйынлық болыўы да (электромагнит майданы) мүмкин. Магнит майданы барлық ўақытта қуйынлық характерге ийе.

129-параграфта биз электростатикалық майданның потенциаллық характериниң математикалық аңлатпасы сыпатында

$$\oint E_l dl = 0 \quad (1)$$

қатнасының хызмет ететуғынлығын көрдик. Бул интеграл туйық контур бойынша тарқалған.

Магнит майданының қуйынлық характери 198-параграфтағы

$$\oint H_l dl = 4\pi I \quad (2)$$

қатнасы менен бериледи.

Бул қатнасқа басқа түрди беріўге болады. I шамасы контур тәрәпинен өзиниң ишине алынатуғын S бети арқалы өтетуғын тоқты береді. $\oint H_l dl$ интегралы ұсы контур бойлап алынады. Егер биз i_n арқалы S бетиниң майданына нормаль болған тоқтың құрайшысын белгилесек, онда, әлбетте, I ды былайынша көрсетиўге болады:

$$I = \int_S i_n dS.$$

Бул аңлатпада интеграл барлық S майданына тарқатылған. Буннан (2)-аңлатпа мынадай түрге

енеди:

$$\oint H_l dl = 4\pi \int_S i_n dS. \quad (2a)$$

Максвеллдің гипотезасы бойынша ұлыұма жағдайда (2a) қатнасының оң бөлімінде тоқтың толық тығызлығының тұрыуы керек, ал ол (толық тығызлық) өткізгішлік тоғының тығызлығы $\mathbf{i}$ менен ағысыу тоғының тығызлығы $\frac{1}{4} \dot{\mathbf{D}}$ ның қосындысынан тұрады. Буннан ең ақырында мынадай аңлатпаны аламыз:

$$\oint H_l dl = \int_S (4\pi i_n + \dot{\mathbf{D}}_n) dS. \quad (3)$$

Егер $\oint H_l dl$ интеграл бетті өзінің ишине алатуғын контур бойынша алынатуғын болса (бұл бет бойынша өтетұғын толық тоқ нолге тең емес), онда (3)-қатнастың оң тәрепинде тұрған интеграл нолге тең емес хәм, демек,

$$\oint H_l dl \neq 0.$$

Бұл магнит майданының қуйынлық характерге ийе екенлигин тастыйықлау менен теңдей күшке ийе (егер кеңісликтің базы бир бөлімінде толық тоқ нолге тең болмаса, онда кеңісликтің бұл бөлімінде магнит майданын потенциал менен тәрийиплеуге болады). Тап ұсындай қатнастың қуйынлық электр майданы ұшын да орынлы екенлигин көрсетеміз. Шынында да, өзгермели магнит майданы областында туйық өткізгіш контур жайласқан деп болжайық. Бұндай жағдайда Фарадейдің индукция нызамы бойынша бұл контурда индукцияның э.қ.күши пайда болады:

$$\mathcal{E}_i = - \frac{d\Phi}{dt}.$$

Бұл аңлатпада Φ контур менен шекленген S майданы арқалы өтетұғын магнит индукциясының ағысы. B_n арқалы магнит индукциясы векторының S бетине нормаль құраушысын белгилеп, мынаған ийе боламыз:

$$\Phi = \int_S B_n dS.$$

Буннан

$$\mathcal{E}_i = - \frac{d}{dt} \int_S B_n dS = - \int_S \dot{B}_n dS \quad (4)$$

аңлатпасына ийе боламыз. Бұл аңлатпада $\dot{B}_n$ шамасы B_n құраушысынан ұақыт бойынша алынған тұйындыны аңғартады, ал интеграллау барлық S майданына тарқатылады.

Жоқарыда айтылғанлар бойынша, э.қ.күштиң кернеуліктің циркуляциясы сыпатында көрсетилиуі мүмкін, яғнай $\mathcal{E}_i$ э.қ.күши мынаған тең:

$$\mathcal{E}_i = \oint E_l dl.$$

Бұл аңлатпадағы интеграл қарап атырылған барлық контурға тарқатылады.

Демек, (4)-аңлатпа мынадай түрге ийе болады екен:

$$\oint E_l dS = - \int_S \dot{B}_n dS. \quad (5)$$

Бұл параграфтың тийкарғы текстінде баянланған Максвелл гипотезасы бойынша, биз қарап атырған өзгермели магнит майданында өткізгіш контурдың бар болыуы ямаса жоқ болыуынан ғарезсиз (5)-қатнас орын алады; ұсындай контур болмаған жағдайда (5)-қатнастың шеп тәрепиндеги интеграл ойда алынған қалеген туйық контур бойынша алынады.

(5)-қатнас (3)-қатнасқа ұқсас болып, өзгермели магнит майданының бар болыуының нәтийжесинде пайда болған электр майданының қуйынлық характерге ийе екенлигин аңғартады. Магнит майданы болмағанда ямаса магнит майданы тұрақлы болған жағдайда (яғнай $\dot{B}_n = 0$ теңлиги орынланса) (5)-аңлатпа (1)-аңлатпаға өтеди; бұндай жағдайда $\mathbf{E}$ электр майданы

қозғалмайтуғын хәм шамасы бойынша өзгермейтуғын электр зарядларының бар болыуының нәтижесінде пайда болады хәм бул майдан потенциаллық болып табылады.

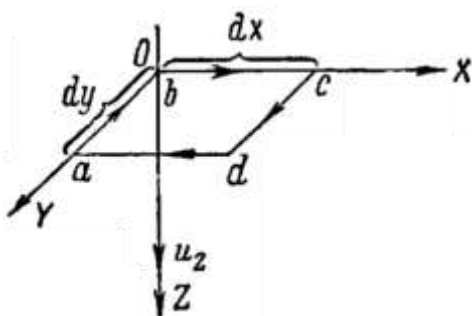
§ 244. Максвелл теңлемелери. Электромагнит майданларын дәл есаплау Максвелл тәрәпинен ұсынылған хәм электромагнит құбылыстардың тәбияты хаққындағы жоқарыда келтирилген идеяларды есапқа алыуға тийкарланған теңлемелердің жәрдеминде әмелге асырылады. Максвелл теңлемелери электромагнит майданын тәрийиплейтуғын шамалардың координаталар хәм ўақыт бойынша туўындыларын байланыстыратуғын дифференциаллық теңлемелер болып табылады. Биз Максвелл теңлемелерине алып келетуғын әпиўайыластырылған есаплауларды қараймыз.

Максвелл теңлемелери еки системаға бөлинеди. Биринши система магнит кернеўлиги векторының проекцияларының туўындыларын аўысыў хәм өткизгишлик тоқларының тығызлықтарының проекциялары менен байланыстырады. Максвелл теңлемелериниң екинши системасы электр кернеўлиги векторының проекцияларының туўындыларын магнит индукциясы векторының проекцияларының ўақыт бойынша алынған туўындылары менен байланыстырады.

Дәслеп Максвеллдің теңлемелериниң биринши системасын аламыз. Мейли, ўақыттың базы бир моментинде кеңисликтиң базы бир киши областындағы толық тоқтың тығызлығы $\mathbf{u}$ векторының жәрдеминде сүўретленетуғын болсын. Бул тығызлық өткизгишлик тоғының тығызлығы $\mathbf{i}$ менен аўысыў тоғының тығызлығы болған $\frac{1}{4\pi} \mathbf{D}$ шамасының қосындысынан турады. Буннан

$$\mathbf{u} = \mathbf{i} + \frac{1}{4\pi} \mathbf{D} \quad (1)$$

теңлигине ийе боламыз.



341-сүўрет.
Максвелл теңлемелериниң биринши системасын анықлаўға.

Максвелл гипотезасы бойынша еки тоқ та, өткизгишлик тоғы да, аўысыў тоғы да магнит майданының пайда болыуында бирдей орынды ийелейди. Усы тоқлардың пайда еткен магнит майданын анықлау үшін дәслеп $\mathbf{u}$ векторының OZ көшерине түсирилген проекциясын қараймыз (341-сүўрет). Тоқ тәрәпинен пайда етилген магнит майданының кернеўлиги барлық ўақытта тоқтың бағытына перпендикуляр болғанлықтан (192-параграфқа қараңыз), тоқтың тығызлығының u_z проекциясы магнит майданының кернеўлигиниң H_x хәм H_y проекциялары менен ғана байланысly.

OXY тегислигинде жататуғын тәрәплери dx хәм dy болған туўры мүйешли $abcd$ киши контурын аламыз. $\mathbf{H}$ тың усы контурдағы циркуляциясын есаплаймыз. ab участкасында мынаған ийе боламыз:

$$A_{ab} = -H_y dy.$$

Бул теңликте H_y шамасы ab участкасы жайласқан орын үшін анықланған магнит майданы $\mathbf{H}$ тың проекциясы; минус белгиси орын алмасыўдың OY көшерине кери бағытта жүзеге келетуғынлығын көрсетеди.

bc участкасында

$$A_{bc} = H_x dx$$

теңлігіне ийе боламыз. Бұл теңдікте H_x - be участкасы жайласқан орын үшін H_x проекциясының мәнісі.

Бир текли емес магнит майданы болған жағдайда cd участкасы жайласқан участкадағы H кернеулігі ab участкасындағы кернеуліктен өзгеше болады хәм оны H' арқалы белгилеймиз; бундай жағдайда cd участкасында

$$A_{cd} = -H'_y dy$$

теңлігіне ийе боламыз. Әлбетте, H_y проекциясының ab хәм cd кесиндилеринің арасындағы қашықтықтағы өсимін $\frac{\partial H_y}{\partial x} \cdot dx$ түрінде көрсетіуге болады. Буннан $H'_y = H_y + \frac{\partial H_y}{\partial x} dx$ хәм, демек,

$$A_{cd} = \left(H_y + \frac{\partial H_y}{\partial x} dx \right) dy$$

теңлігіне ийе боламыз. Тап сондай жоллар менен da үшін

$$A_{da} = - \left(H_x + \frac{\partial H_x}{\partial y} dy \right) dx$$

теңлігіне ийе боламыз. Тұйық $abcd$ контуры бойынша толық циркуляция мына суммаға тең:

$$A = -H_y dy H_x dx + \left(H_y + \frac{\partial H_y}{\partial x} dx \right) dx - \left(H_x + \frac{\partial H_x}{\partial y} dy \right) dx.$$

Қауырмаларды ашып хәм ұқсас ағзаларды қысқартып, мынаны аламыз:

$$A = \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) dx dy. \quad (2)$$

Екинши тәрәптен циркуляцияның шамасы сан мәнісі бойынша $abcd$ майданы арқалы OZ көшеринің бағытында өткен тоқты 4π ге көбейткенге тең (198-параграфқа қараңыз), яғный

$$A = 4\pi I_z.$$

$abcd$ майданының шеклерінде тоқтың тығызлығының проекциясы u_z ти тұрақлы деп есаппа, мынаны аламыз:

$$I_z = u_z dx dy.$$

Буннан мынадай аңлатпа алынады:

$$A = 4\pi u_z dx dy.$$

(1)-теңлік бойынша биз u_z ти өткізгішлік хәм ауысыу тоқларының тығызлықтарының қосындысы $i_z + \frac{1}{4\pi} \dot{D}_z$ арқалы алмастыра аламыз. Буннан A үшін мынадай теңліктің орынлы екенлігін табамыз:

$$A = (4\pi i_z + \dot{D}_z) dx dy. \quad (3)$$

(2)- хәм (3)-аңлатпаларды салыстырып,

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = 4\pi i_z + \dot{D}_z$$

аңлатпасына ийе боламыз. Тап ұсындай теңлемелерди биз толық тоқтың тығызлығының басқа u_x хәм u_z құраушылары үшін да ала аламыз. Буннан Максвелл теңлемелеринің биринши системасының төмендегидей түрге ийе болатуғынлығын көреміз:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} &= 4\pi i_x + \dot{D}_x, \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= 4\pi i_y + \dot{D}_y, \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= 4\pi i_z + \dot{D}_z. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Демек, Максвелл теңлемелеринің биринши системасы өткізгішлік тоғының тығызлығы $\mathbf{i}$ ды, электр майданының индукциясы $\mathbf{D}$ ның ұақыт бойынша түүындысын хәм тоқтың тәсирінде пайда болған магнит майданы $\mathbf{H}$ тың кеңісліклик түүындыларын байланыстырады екен.

Егер киретуғын барлық шамалар қандай да бир бирліклер системасында, мысалы барлығы электромагнитлик системада өлшенетуғын болса, онда (4)-теңлемелер системасы дұрыс болады. Егер магнит майданының кернеулігі $\mathbf{H}$ ты CGSM-бирліклерінде, ал $\mathbf{i}$ менен $\mathbf{D}$ ны CGSE-

бирліклерінде өлшесе, онда дәлсеп электростатикалық бірліклерден электромагниттік бірліктерге өтiуiге сәйкес келетуғын $1/c$ көбеймесін қиргизіу керек болады. Бундай жағдайда Максвелл теңлемелері мынадай түрге енеді:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} &= \frac{4\pi}{c} i_x + \frac{1}{c} \dot{D}_x, \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= \frac{4\pi}{c} i_y + \frac{1}{c} \dot{D}_y, \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= \frac{4\pi}{c} i_z + \frac{1}{c} \dot{D}_z. \end{aligned} \right\} \quad (4a)$$

Максвелл теңлемелерінің биринші системасына электр индукциясы векторы **D** ны еркин электр зарядларының тығызлығының тарқалыуы ρ менен байланыстыратуғын теңлемени қосыу керек. 144-параграфта айтылғанларға байланысly, бундай теңleme

$$\frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} = 4\pi\rho \quad (5)$$

түріне ийе.

Электр индукциясы векторы **D** ның электр майданының кернеулігі векторы менен **D** = $\epsilon\mathbf{E}$ қатнасы бойынша байланысқан екенлігін аңғарамыз. Орталықтың магнит сиңиргішлігі μ Максвелл теңлемелерінің биринші системасына қирмейді. Себебі тоқлар пайда еткен магнит майданының кернеулігі (майдан нолге тең болмаған кеңістікті толығы менен толтырып тұратуғын бир теклі магнетиклер үшін) орталықтың магниттік сиңиргішлігінен фәрезлі емес (202-параграфта айтылғанларға қараңыз).

Векторлық есаптан Максвеллдің (4)- ямаса (4a) теңлемелерінің шеп тәрепінде тұрған аңлатпалар **H** векторының "қуынының" құраушылары болып табылады; солай етип, Максвелл теңлемелерінің биринші системасы векторлық түрде мынадай түрге ийе болады:

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{i} + \frac{1}{c} \dot{\mathbf{D}}. \quad (46)$$

Бұл системаға векторлық түрдегі (5)-аңлатпа да қиреді:

$$\text{div } \mathbf{D} = 4\pi\rho. \quad (5a)$$

Максвелл теңлемелерінің екінші системасын Максвеллдің өзі тәрепінен Фарадейдің индукция нызамына берілген ұлыұмаластырудың тийкарында аламыз. 243-параграфта келтиріп өтилгеніндей, Максвеллдің ұлыұмаластыруы бойынша электр күшлері өткізгіштен соғылған контурдың бар ямаса жоқ екенлігінен фәрезсіз магнит индукциясы векторы **B** өзгергенде пайда болады. Тұйық контур бойынша **E** векторының циркуляциясы сан мәнісі бойынша контур тәрепінен өз ишине алынатұғын майдан арқалы магнит индукциясының ұақыт бойынша өзгерісіне тең [243-параграфтағы (5)-формула]. Максвелл теңлемелерінің биринші системасын анықлағанда қарағанымыздай етип киші тұұры мүйешлі контур үшін ұсы циркуляцияны есаплаймыз.

Мейлі ұақыттың базы бир моментінде кеңістіктің базы бир киші областындағы магнит майданының өзгеріуі **B** векторы менен тәрийіпленетұғын болсын. Усы өзгеріуші магнит майданы тәрепінен пайда етилген электр майданын анықлау үшін дәлсеп **B** векторының *OZ* көшеріне түсірілген проекциясын қараймыз (342-сүұрет).

Индукцияланған э.қ.күштің шамасы ұсы контурдың майданына перпендикуляр болған магнит индукциясы векторының құраушысы тәрепінен анықланатұғын болғанлықтан, $\dot{B}_z$ проекциясы электр майданының кернеулігінің E_x хәм E_y проекциялары менен ғана байланысly болады.

OXY тегіслігінде жатырған, тәреплері dx хәм dy болған тұұры мүйешлі *abcd* контурын аламыз. **E** нің ұсы контур бойынша циркуляциясын есаплаймыз:

$$A_{ab} = -E_y dy.$$

Бұл теңдікте E_y - электр майданының кернеулігі **E** нің *ab* участкасы тұрған орын үшін анықланған мәнісі; минус белгісі орын алмасыұдың *OY* көшеріне қирі бағытта жүзеге келетұғынлығын аңғартады.

Тап соған ұқсас *bc* участкасы үшін мынаны табамыз

$$A_{bc} = E_x dx.$$

Максвелл теңлемелерінің биринші системасын анықлағанда магнит кернеулігінің

циркуляциясын есаплағанда таллағанымыздай етип таллау жолы менен cd хәм da участкалары ушын сәйкес

$$A_{cd} = \left(E_y + \frac{\partial E_y}{\partial x} dx \right) dy, \quad A_{da} = - \left(E_x + \frac{\partial E_x}{\partial y} dy \right) dx$$

аңлатпаларын аламыз. Буннан $abcd$ түйік контуры бойынша толық циркуляцияның мынаған тең екенлигин көреміз:

$$A = \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) dxdy. \quad (6)$$

Екинши тәрептен, циркуляция $abcd$ контуры арқалы өтетұғын магнит индукциясының ағысынан ұақыт бойынша алынған түйіндыға тең:

$$A = - \frac{\partial \Phi}{\partial t}.$$

Бирақ, $abcd$ контуры арқалы өтетұғын Φ ағысы $B_z dxdy$ шамасына тең болғанлықтан,

$$- \frac{\partial \Phi}{\partial t} = - \dot{B}_z dxdy. \quad (7)$$

теңлиги орынлы болады. (6)- хәм (7)-аңлатпаларды салыстырыу арқалы мынадай теңликти аламыз:

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = - \dot{B}_z.$$

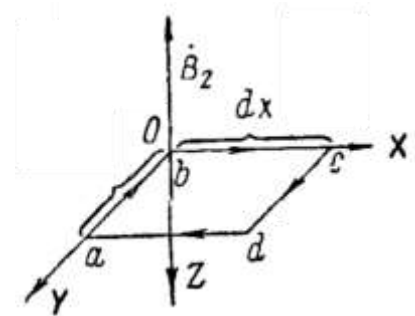
Тап ұсындай жоллар менен индукция векторының басқа $\dot{B}_x$ хәм $\dot{B}_y$ құраушылары болған теңлемелерди аламыз. Ең ақырында Максвелл теңлемелериниң екнши системасына ийе боламыз:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= - \dot{B}_x, \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= - \dot{B}_y, \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= - \dot{B}_z. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Солай етип, Максвелдиң теңлемелериниң екнши системасы магнит индукциясы векторы $\mathbf{B}$ ның құраушыларынан ұақыт бойынша алынған түйіндылар менен магнит майданының өзгериуиниң салдарынан пайда болған электр майданының кернеулиги $\mathbf{E}$ ның құраушыларынан кеңисликлик координаталар бойынша алынған түйіндыларды байланыстырады екен.

342-сүррет.

Максвелдиң теңлемелериниң екнши системасын алыуға.



(8)-теңлемелер системасы ұсы системаға киретуғын барлық шамалар CGSM-системасында өлшенген жағдайда дұрыс болады. Егер электр майданының кернеулиги E ни CGSE-бирликлеринде, ал магнит индукциясы B ны CGSM-бирликлеринде өлшесек, онда оң тәрепте $1/c$ көбейтүшисин киргизиу керек болады:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= - \frac{1}{c} \dot{B}_x, \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= - \frac{1}{c} \dot{B}_y, \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= - \frac{1}{c} \dot{B}_z. \end{aligned} \right\} \quad (8a)$$

Максвеллдің теңдемелерінің екінші системасына индукция векторының сызықтарының барлық ұақытта тыйық екенлігіне сәйкес келетұғын теңлемени қосыу керек. 200-параграфта айтылғандай, бұл теңleme мынадай түрге ийе болады:

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0 \quad (9)$$

Векторлық түрде Максвелл теңдемелерінің екінші системасы (8a) хәм (9)-қатнас мынадай түрге енеді:

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \dot{\mathbf{B}}, \quad (86)$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0. \quad (9a)$$

Максвелл теңдемелерінің биринші хәм екінші системаларының биргелікте шешилиуі керек. Теңдемелердің биринші системасы тоқлардың берілген $\mathbf{i}$ тығызлықтары хәм электр зарядларының берілген көлемлік тығызлықтары ρ бойынша олар пайда еткен магнит майданын анықлауға мүмкиншілік береді; екінші система болса ұақыт бойынша өзгеретұғын магнит майданы тәрепинен пайда етилетуғын қуйын тәризили электр майданын анықлауға мүмкиншілік береді. Бұндай жағдайда $\mathbf{H}$ хәм $\mathbf{B}$ векторларының арасындағы байланыстың

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$$

қатнасының жәрдемінде берилетуғынлығын аңғарыу керек. Бұл теңлікте μ - орталықтың магнит сиңиргишлигі. $\mathbf{E}$ хәм $\mathbf{D}$ векторларының арасындағы байланыс

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}$$

қатнасы бойынша анықланады. Бұл теңлікте ε - диэлектриклик тұрақлы.

Орталық бир текли болмаған жағдайда 144-параграфта $\mathbf{D}$ ұшын, ал 206-параграфта $\mathbf{B}$ ұшын орталықтың айырым участкалары ұшын алынған шегаралық шәртлердің орынланыуы керек:

$$D_{1n} = D_{2n}, \quad \frac{D_{1t}}{\varepsilon_1} = \frac{D_{2t}}{\varepsilon_2}, \quad B_{1n} = B_{2n}, \quad \frac{B_{1t}}{\mu_1} = \frac{B_{2t}}{\mu_2}.$$

Бұл аңлатпаларда n хәм t индекслери сәйкес вектордың нормаль хәм тангенциаллық құраушыларының алынуатуғынлығын көрсетеди.

Ең ақырында, егер орталық өткизгишликке ийе болатуғын болса, онда тоқтың тығызлығы $\mathbf{i}$ Ом нызамын қанаатландыратұғынын атап өтеміз:

$$\mathbf{i} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{E}').$$

Бұл теңлікте σ - орталықтың өткизгишлигі, ал $\mathbf{E}$ - тәреплик дереклер тәрепинен пайда етилген майданның кернеулігі.

§ 245 Максвелл-Лоренц теңдемелери. Максвелл теориясында заттың қасиетлери үш константаның жәрдемінде тәрийипленеди: диэлектриклик тұрақлы ε , магнитлик сиңиргишлик μ хәм өткизгишлик σ . Өткизгишликтің магнитлик аналогы жоқ, себеби хеш қандай магнит зарядлары жоқ. Электр зарядлары болса олардың тарқалыуының тығызлығы менен бериледи.

Электромагнит майданы ұсы зарядлардың болыуының хәм олардың қозғалысының себебинен пайда болады. Демек, Максвелл теориясы заттың атомлық құрылысын қарауға кирмейди хәм оның электромагнит майданға тәсирин ε, μ хәм σ константаларының жәрдемінде формаллық түрде қарайды. Заттың структурасын есапқа алыу Лоренцтің электронлық теориясында берілген. Лоренц теориясының көз-қарасы бойынша зат тәрепинен ийеленген кеңислик бос кеңисликтен ұсы кеңисликте оң хәм терис зарядлардың бар болыуы менен айрылады. Элементар терис зарядлар электронлар, ал элементар оң зарядлар атомлардың ядролары болып табылады. Электронлар ядролар менен бирге нейтраль атомларды ямаса ионларды пайда етеди. Атомлар менен ионлардың молекулалардың құрамына кириуі мүмкин. Электронлар атомлардың ишинде тыйық орбиталар бойынша қозғалады, олар атомлар менен молекулалардың ишинде аұысып, олардың поляризациясын жүзеге келтиреді. Өткизгишлерде электронлардың бир бөлими еркин халда болады хәм олар орын алмастырып, өткизгишлик тоғын пайда етеди. Электр хәм магнит майданлары ұсы зарядлар хәм олардың қозғалысы тәрепинен пайда етиледі.

Зарядлардың микроскопиялық өлшемлерине байланыслы майданлар атомлық өлшемлер менен салыстырғандай қашықлықларда ноқаттан ноқатқа өткенде өзгереді. Мысалы, айырым электрон ямаса ионның қасында электр майданы жүдә үлкен, ал қоңсылас еки электронның арасында майданның нолге тең болыуы мүмкин. Солай етип, Лоренц теориясында қаралатуғын электр хәм магнит майданлары микроскопиялық характерге ийе болады. Бұл майданлардың

кернеуліктерін Максвелл теориясында қатнастатуғын макроскопиялық, орташаластырылған шамалардан айырыу үшін $\mathbf{e}$ хәм $\mathbf{h}$ арқалы белгилеймиз. Бұл майданлар айырым зарядлардың арасындағы кеңісліктерде пайда болады, яғни Лоренц теориясы шын мәнісінде бослықтағы майданларды қарайды. Сонлықтан Лоренц теориясында Максвеллдің теңдемелеріне киретуғын векторлардың еки жұбы болған $\mathbf{E}$, $\mathbf{B}$, $\mathbf{H}$ хәм $\mathbf{D}$ векторларының орнына векторлардың тек бир жұбы ғана қаралады: электр майданының кернеулігі $\mathbf{e}$ хәм магнит майданының кернеулігі $\mathbf{h}$.

Лоренцтің электронлық теориясының көз-қарасы бойынша қалеген электр тоғы элементар зарядларының қозғалыстарының салдарынан пайда болған конвекциялық тоқ болып табылады. Бұл тоқтың тығызлығы $\sum \rho \mathbf{v}$ шамасына тең, бұл аңлатпада $\rho \mathbf{v}$ - бир элементар заряд пайда еткен тоқ болып табылады, ал сумма барлық элементар зарядларға тарқалады (ρ бир зарядтың тығызлығы болып табылады, зарядтан тыста оның мәніси нолге тең, ал $\mathbf{v}$ - оның тезлігінің векторы).

Солай етип, зарядлардың арасындағы бос кеңіслік үшін Максвелл теңдемелері мынадай түрге енеди:

$$\text{rot } \mathbf{h} = \frac{4\pi}{c} \sum \rho \mathbf{v} + \frac{1}{c} \dot{\mathbf{e}} \quad (1)$$

$$\text{div } \mathbf{e} = 4\pi \sum \rho, \quad (2)$$

$$\text{rot } \mathbf{e} = -\frac{1}{c} \dot{\mathbf{h}} \quad (3)$$

$$\text{div } \mathbf{h} = 0 \quad (4)$$

Усындай түрде жазылған теңдемелерди *Максвелл-Лоренц теңдемелері* деп атайды. Бұл теңдемелерге киретуғын $\mathbf{e}$ хәм $\mathbf{h}$ шамаларын тиккелей өлшеуге болмайды, себеби биз атомлардың арасындағы хәм атомлардың ишіндегі кернеуліктерди өлшей алмаймыз. Сонлықтан, өлшенетуғын шамаларға өтиу үшін (1)-(4) теңдемелерге киретуғын шамалардың орташа мәніслерін табыу керек. $\mathbf{e}$ хәм $\mathbf{h}$ кернеуліктерін, зарядлардың тығызлығы болған $\sum \rho$ шамасын хәм $\sum \rho \mathbf{v}$ тоғын орташалауды айырым атомлардың көлемлеріне салыстырғанда үлкен болған, бирақ орташалаудың шеклерінде барлық макроскопиялық шамалар сезилерліктей өзгерістерге ұшырамайтуғындай дәрежеде киши кеңіслікте өткеріу керек; бундай орташалауды атомлардың ишіндегі қозғалыстардың дәуіріне салыстырғанда үлкен ұақыт аралықтары үшін ісленеди (ұақыттың усундай аралығында макроскопиялық шамалардың өзгеріп үлгермеуі үшін).

Усындай жоллар менен орташаланған шамаларды $\bar{\mathbf{e}}$, $\bar{\mathbf{h}}$, $\overline{\sum \rho}$ хәм $\overline{\sum \rho \mathbf{v}}$ арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда Максвелл-Лоренц теңдемелері мынадай түрге енеди:

$$\text{rot } \bar{\mathbf{h}} = \frac{4\pi}{c} \overline{\sum \rho \mathbf{v}} + \frac{1}{c} \dot{\bar{\mathbf{e}}} \quad (1a)$$

$$\text{div } \bar{\mathbf{e}} = 4\pi \overline{\sum \rho}, \quad (2a)$$

$$\text{rot } \bar{\mathbf{e}} = -\frac{1}{c} \dot{\bar{\mathbf{h}}} \quad (3a)$$

$$\text{div } \bar{\mathbf{h}} = 0 \quad (4a)$$

Бұл теңдемелер Максвелл теңдемелеріне сәйкес келиуі керек.

Егер

$$\mathbf{E} = \bar{\mathbf{e}}, \mathbf{B} = \bar{\mathbf{h}}$$

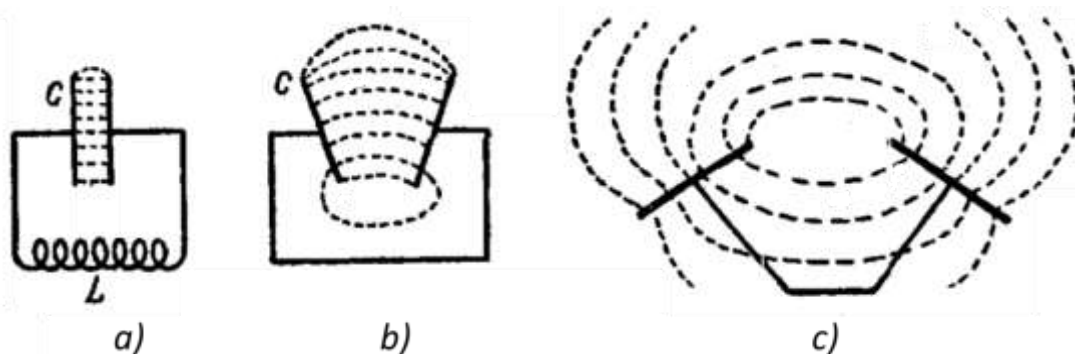
теңдіктері орынлы болса, онда (3a) хәм (4a) теңдемелерінің Максвелл теңдемелерінің екінші системасына сәйкес келетуғынлығын аңсат көріуге болады [244-параграфтағы (8b) хәм (9a) теңдемелер].

Буннан 145- хәм 208-параграфларда айтылғанларға сәйкес мынаны аламыз: электр майданының макроскопиялық кернеулігі $\mathbf{E}$ электр майданының микроскопиялық кернеулігі $\bar{\mathbf{e}}$ нің орташаланған мәніси, ал магнит индукциясы $\mathbf{B}$ болса магнит майданының микроскопиялық кернеулігі $\bar{\mathbf{h}}$ тың орташаларған мәніси болып табылады. Бұл бурынырақ атап өтилген жағдайға сәйкес келеди: диэлектрик бар болған жағдайда электр майданының кернеулігі $\mathbf{E}$ диэлектрик орталыққа киргизілген "сыртқы" зарядлар тәрепинен де, орталықтың өзінің поляризациясы тәрепинен де анықланады; магнетик болған жағдайда магнит индукциясы $\mathbf{B}$ тоқ тәрепинен де, орталықтың "магнитленгенлігі" тәрепинен де анықланады. Буннан электр майданының

кернеулігі E менен магнит индукциясы B ның арасындағы аналогия және бир рет көринеди.

Бирақ, $\vec{E}$ хәм $\vec{H}$ векторларын E хәм B векторлары менен жоқарыда келтирилгендей салыстырыўда (1а) хәм (2а) теңлемелериниң Максвеллдиң теңлемелериниң биринши системасына сәйкес келмейтуғындай болып көринеди. Бирақ тереңирек қарасақ, онда сәйкес келиўдиң орын алатуғынлығын көриўге болады. Оның ушын, бириншиден, $\sum \rho \vec{v}$ векторының өткізгилік тоғының тығызлығы $\vec{i}$ дың пайда болыўына сәйкес келетуғын еркин зарядлардың қозғалысын ғана емес, ал зарядлардың атомлардың ишиндеги қозғалысын да, атомлар менен молекулалардың ўақыттың өзгеріўи менен поляризациясының өзгерисин де өзиниң ишине алатуғынлығын есапқа алыў керек. Екиншиден, еркин зарядлардың макроскопиялық тығызлығы ρ элементар зарядлардың орташа тығызлығы болған $\sum \rho$ шамасына сәйкес келмейди. Себеби оған диэлектриктиң поляризациясына алып келинетуғын $\sum \rho$ шамасының бөлими кирмейди.

§ 246. Электромагнит толқынлар. Биз ўақыт бойынша өзгеретуғын электр хәм магнит майданларының пайда болыўының қуйын тәризли электр хәм қуйын тәризли магнит майданларының пайда болыўына алып келетуғынлығын көрдик. Егер ұсындай электромагнит майданы кеңісликтің базы бир шекленген областында пайда болса, онда тәжірийбелер бул майданның кеңісликтің қалған бөлиmine шекли тезлик пенен тарқалатуғынлығын көрсетеди. Бул тезлик жүдә үлкен хәм бослықта жақтылықтың тезлигине сәйкес келеди ($3 \cdot 10^{10}$ см/сек). Пайда етилетуғын электромагнит майданы дәйирли характерге ийе болса, онда бул майданның тарқалыўы толқынлық характерге ийе болады. Электромагнитлик майданның тарқалыўының толқынлық характери Максвеллдиң электромагнит қубылыслардың улыўмалық теориясынан келип шығады хәм ол 1863-жылы берилди. Электромагнит толқынлары биринши рет Герц тәрепинен 1888-жылы экспериментлерде үйренилди.



343-сүүрет. Ашылыўдың ҳәр қыйлы дәрежесине ийе тербелмели контурлар.

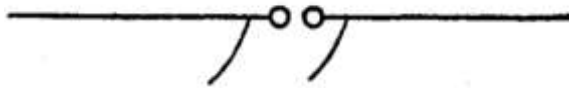
Дәслеп әпиўайы теориялық схема мысалында электромагнит толқынлардың пайда болыў процессин қараймыз. Буннан кейин оларды жүзеге келтириўдиң техникалық ұсыллары менен танысамыз. Бизиң қолымызда қандай да бир ұсылдың жәрдемінде электр тербелислери қоздырылатуғын контур бар деп болжайық. Мейли, бул контур C сыйымлығы және өзлик индукция коэффиценти L менен тәрийипленетуғын болсын. Егер бул контурдағы тербелислердиң дәўири меншикли тербелислердиң дәўири T ға тең болса, онда бул дәўирдиң шамасы 239-параграфтағы (2)-формуланың жәрдемінде анықланады:

$$T = 2\pi\sqrt{LC}.$$

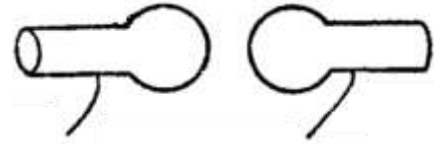
Бул тербелислердиң нәтийжесинде контурдың областында өзгермели электр хәм магнит майданлары пайда болады. Мысалы, егер биз конденсатордың астарларының арасындағы кеңісликти қарайтуғын болсақ, онда бул кеңісликте T дәўири менен электр майданының кернеулігі хәм аўысыў тоғының шамасы өзгереді, ұсының нәтийжесинде қуйын тәризли магнит майданы пайда болады. Электромагнит толқынының тарқалыўының сезилерликтей

болыуы үшін ямаса системаның сезилерліктей нұрланыуы үшін аұысыу тоғы пайда болыуы хәм $\vec{B}$ векторы нолге тең болмаған область мүмкин болғанынша қоршаған орталықтан аз бөлінген болыуы керек. Егер астарларының арасындағы қашықтық киши болған тегис конденсаторды хәм орамлары бир бирине тығыз жайласқан соленоид түріндеги өзлик индукцияны алса (343а сұұрет), онда майдан ис жүзинде дерлик толығы менен астарлардың арасында хәм соленоидтың ишинде болады. Нұрланыудың үлкейиуі үшін конденсатордың астарларының арасындағы қашықтықты үлкейтиу хәм шынжырдың өзлик индукцияға ийе областын катушка түрінде емес, ал ашығырақ контур түрінде ислеу керек болады. Астарлардың арасындағы қашықтықты үлкейтип хәм соленоидты сызықты өткізгіш пенен алмастырып, бизлер 343-б хәм 343-с сұұретлерде көрсетілген контурлардың типлерин аламыз. Әлбетте, контурларды ұсындай етип өзгерткенде сыйымлық пенен өзлик индукция дәслепки схемаға салыстырғанда әдеуір киши болады хәм ұсыған сәйкес дәслепки схемаға салыстырғанда системаның меншикли тербелислериниң дәуири де киши болады. Бундай контурлардағы тербелислер қандай да бир өзгермели э.қ.күшинен конденсатордың астарларына энергияны алып келиудің есабынан жүзеге келеди. Астарлар зарядланатуғын потенциаллар айырмасының шамасын үлкейтиу үшін астарларды тутастыратуғын өткізгіште *ұшқынлық аралық* деп аталатуғын ашық орынды пайда етиу керек. Ұшқынлық аралықтың болыуының себебинен шынжырдың еки бөлиминдеги потенциаллар айырмасы ұшқынлық аралықтан тесетуғын шамасына жеткенше шынжыр ажыратылған халда тұрады. Тесиу орын алғанда еки бөлимди де бир өткізгіш контурға тутастыратуғын ұшқынлық аралықта ұшқын пайда болады, ал бул контурда электр тербелислери жүзеге келеди. Конденсатордың астарларын пүткіллей жоқ етиуге хәм тербелмели системаны бир биринен ұшқынлық аралық пенен айырылған еки металл стерженнен тұратуғын етип ислеуге болады (344-сұұрет). Бундай тербелмели системаны *диполь* деп аталады. Астарларды жоқ етиу сыйымлықтың жүдә киширейейиуіне алып келеди; сыйымлықты үлкейтиу үшін тербелмели системаны пайда ететуғын стерженлерди ұшқынлық аралықтың шегараларының қасында сфералық жууаныуға ийе етип соғады. Тап ұсындай тербелмели контурды Герц өзиниң тәжирийбелеринде пайдаланды. 345-сұұретте Герцтиң вибраторы деп аталатуғын Герцтиң тербелмели контуры көрсетілген. Герцтиң вибраторындағы тербелислер оның екинши орамына индукциялық катушканы тутастырудың салдарынан қозады. Бундай жағдайда тербелмели процесс мынадай характерге ийе болады: Потенциаллар айырмасының шамасы әдеуір үлкен болғанда хәм ұшқынлық аралықта ұшқын пайда болғанда вибраторда сөниуши тербелислер пайда болады. Тербелислердиң дәуири вибратордың сыйымлығы хәм өзлик индукциясы бойынша анықланады. Вибратордың ярымының екеуин де көп қайтара зарядлағаннан кейин тербелис сөнеди, себеби зарядлағанда вибратор алатуғын энергия нұрланыу хәм ленц-джеруль жыллылығына жумсалады. Буннан кейин индуктор вибраторды қайтадан зарядлайды хәм процесс қайталанады. Индуктордан вибраторды зарядлау дәуири индуктордың ажыратқышының жұмыс ислеуиниң дәуири бойынша анықланады; бул дәуир вибратордың тербелислериниң дәуиринен әдеуір үлкен. Диполдиң өзінде тербелислерде жоқары жийиликли тоқ өтеди (Герцтиң тәжирийбелеринде жийиликтиң шамасы шама менен 10^8 гц ке тең болған), бул тоқ диполдиң ұшларында шағылысады хәм бағытын қарама-қарсы бағытқа өзгертеди: диполда бир бағытта тарқалатуғын толқын менен шағылысқан толқынның интерференциясы жүзеге келеди, нәтийжеде онда тұрғын толқынлар қәлиплеседи. Бул диполдиң хәр қыйлы нокатларында тоқтың амплитудасының хәр қыйлы мәнислерге ийе болатуғынлығын көрсетеди, бундай жағдайда диполдиң ұшларында тоқтың күши түйинге, ал ортасында шоғырға ийе болады. Солай етип, тербеліуши диполда ўақыттаң бир моментинде тоқтың күши хәр қыйлы мәнислерге ийе болады. Бул процесстиң

"квазистационар емес" екенлигинің мысалы болып табылады. Максвелдің терриясына сәйкес толық тоқ, яғный өткізгішлік тоғы менен ағысыу тоғының қосындысы, диполдің барлық кесімлерінде бірдей болыуы керек. Бұннан, өткізгішлік тоғы нолге тең болатуғын орынларда ағысыу тоғының максималлық мәніске ийе болатуғынлығы келип шығады. Дәуірлі процессте электр кернеулігінің амплитудасының мәнісі ең үлкен болған орынларда ағысыу тоғының амплитудасы да ең үлкен мәнісіне тең болады.



344-сүррет. Ушқынлық аралық пенен ажыратылған еки стержень түріндеги тербелмели контур.



345-сүррет. Герцтиң вибраторы.

Солай етип, өткізгішлік тоғының амплитудасы нолге тең орынларда кернеуліктің амплитудасының мәнісі максималлық болады екен. Электр кернеулігінің шоғырлары диполдің ушларында, ал түйін ортасында жайласады.

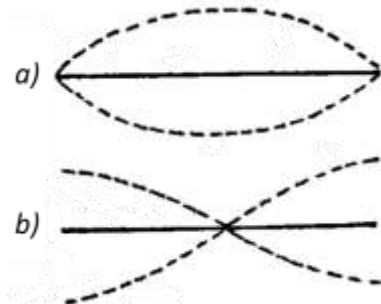
Диполдің бойындағы тоқтың күшінің амплитудасы менен электр кернеулігінің амплитудасының тарқалыуы 346-сүретте көрсетілген.

Диполди қоршап тұрған кеңістікте пайда болған электромагнит майданының характерин қараймыз.

Диполди схема түрінде бир биринен l қашықтығы дәуірлі өзгеретуғын бир бирине тең хәм белгилери хәр қыйлы болған $+q$ хәм $-q$ заряды түрінде көз алдыға елеслетиуіге болады. Жоқарыда көргенимиздей (125-параграф), өзгермейтуғын диполдің электр майданы бир зарядта басланатуғын хәм екинши зарядта тамам болатуғын кернеулік сызықтары менен тәрийипленеди.

346-сүррет.

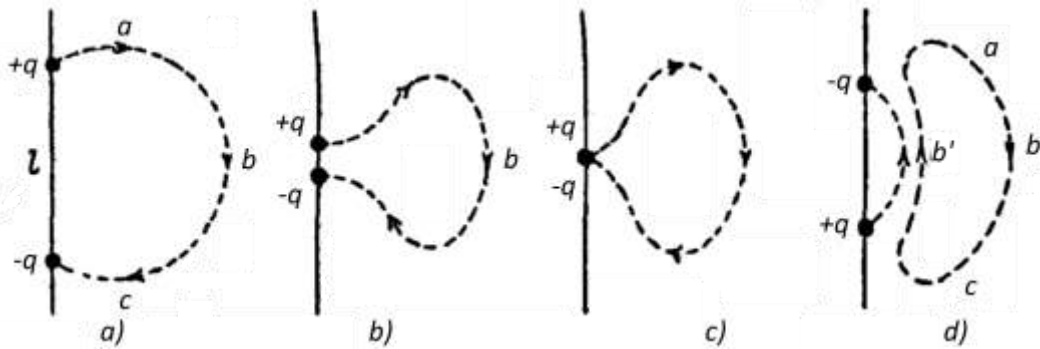
Тоқ күшінің амплитудасының (a) хәм электр кернеулігінің (b) диполдің бойында тарқалыуы.



Улыўма айтқанда, егер диполди пайда ететуғын зарядлар қозғалатуғын болса, аўхал басқаша болады. Бұндай аўхалдың жүзеге келиуі майданның кеңістіктеги шекли тезлик пенен тарқалыуына байланысly. Демек, диполдан қашықлатылған қандай да бир ноқаттағы кернеулік E ниң мәнісі диполдағы бөлекшелердің тап ұсы моменттеги жайласыуынан емес, ал бұннан бир қанша бұрынғы жайласыуына сәйкес келеди.

Бұл жағдайда графикалық жоллар менен түсіндіремиз. Диполди пайда ететуғын $+q$ хәм $-q$ зарядлары бир биринен базы бир l қашықтықта жайласқан халдан баслаймыз (347a сүррет) хәм қандай да бир кернеулік сызығын, мысалы abc сызығын қараймыз. Зарядлар бир бирине жақынласқанда кернеулік сызықтары формасын өзгертеди, мысалы, b ноқатындағы кернеулік E ниң мәнісі зарядлардың берілген жайласыуына сәйкес келмейди, ал ўақыттың бұннан бұрынырақтағы моментине сәйкес келеди. Сызық 347b сүретте келтирилгендей түрге ийе. Зарядлардың екеуі де жылысқанда кернеулік сызықтары илмектің формасына ийе болады (347-с сүррет). Зарядлардың бұннан былай

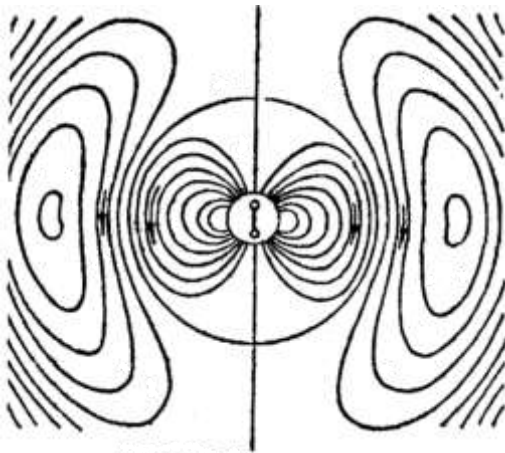
қозғалысында кернеуліктің $abcb'$ түйік сызығы пайда болады (347-d сүрет). Солай етіп, пайда болған электр майданы қуыынлық характерге ийе болады.



347-сүрет. Хәр қыйлы ўақыт моментлериндеги диполдің қасындағы кернеулік сызықлары.

Максвеллдің гипотезасы бойынша өзгермели электр майданының түйік сызықлары өзгермели магнит майданының түйік сызықларының пайда болыуына алып келеди. Ал пайда болған магнит майданының түйік сызықлары болса электр кернеулігинің түйік сызықларын пайда етеди х.т.б. Тербелетуғын диполдің дөгерегинде электромагнит майданы пайда болады.

348-сүретте ўақыттың барыз бир моментиндеги Герц диполинің әтирапындағы электр кернеулігинің тарқалыуы көрсетилген.



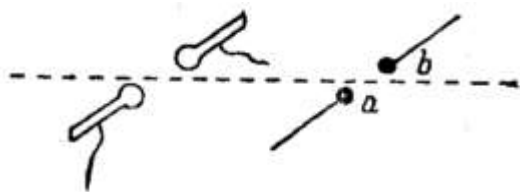
348-сүрет.
Диполдің қасындағы кернеулік
сызықлары.

Диполдің қасында пайда болған толқындағы электр хәм магнит майданларының бағытын хәм салыстырмалы шамасын есаплаўға да хәм экспериментте де анықлаўға да болады.

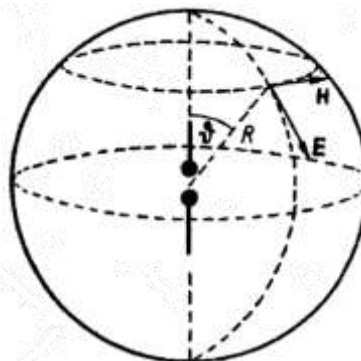
Электр майданын электр кернеулігине реакция бере алатуғын "электр резонаторын" майданның хәр қыйлы ноқатларына қойыў жолы менен изертлеўге болады. Бундай резонатор болып ab ушқынлық аралығына ийе туўры муйешли сым хызмет ете алады (349-сүрет). Бул сүретте резонатордың шеп тәрепинде нурландыратуғын вибратор көрсетилген. Егер бундай диполь электр майданының кернеулік сызықларына перпендикуляр болмаса, онда оның ушларының арасында потенциаллар айырмасы пайда болады. Усының нәтийжесинде ушқынлық аралықта ушқын пайда болады. Бул ушқын электр майданының бар екенлигинің индикаторы болады. Қабыл ететуғын диполдің ушқынлық аралығының киши болыуы керек, себеби оның ушларындағы потенциаллар айырмасының шамасы үлкен емес.

Магнит майданын оның индукциялық тәсири бойынша үйрениўге болады. Оның ушын майданның ҳәр қыйлы орынларына контур орналастырылады ҳәм ондағы тоқ өлшенеди. Индукциялық тоқтың шамасы контурдың тұрған орнынан ҳәм оның бағытынан ғәрезли болады. Магнит индукциясының векторы контурдың тегислигине нормаль бағытланған болса, онда өзгермели майданның индукциялық тәсири үлкен болады. Себеби, усындай аўхалда контур тәрепинен шекленген тегислик арқалы өтетүғын магнит ағысының шамасы тезирек өзгереді. Ҳәр қыйлы орынлардағы кернеўлик векторының салыстырмалы шамасы контур магнит майданының кернеўлигине нормаль бағытта тұрған жағдайдағы индукциялық тоқтың шамасына пропорционал.

Усындай типтеги тәжирийбелер диполди қоршап тұрған электромагнит майданының характерин анықлаўға мүмкиншилик береді. Диполдің тиккелей қасында майданның характери құрамалы. Бирақ толқын зонасы деп аталатүғын усы диполдің өлшемлерине салыстырғанда үлкен қашықлықлардағы областларда майдан салыстырмалы әпиўайы түрге ийе.



349-сүүрет. *ab* резонаторы.



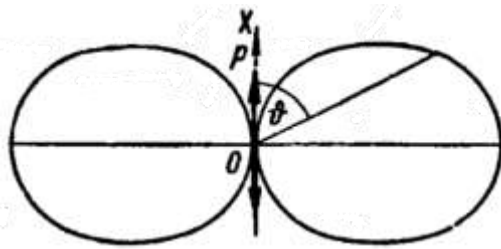
350-сүүрет. Диполдің толқын зонасындағы *E* ҳәм *H* векторларының бағыты.

Диполдің бағыты сыпатында сфералық беттиң көшериң қабыл етемиз (350-сүүрет) ҳәм усы көшерге байланысly параллеллер менен меридианларды өткеремиз. Бундай жағдайда электр майданының кернеўлиги *E* қәлеген ноқатта меридианға урынба, ал магнит майданының кернеўлиги *H* параллелге урынба бағытта бағытланған. Магнит ҳәм электр майданларының кернеўликлериниң шамасы экватордан полюслерге өткенде киширейеди: диполдің көшериңиң даўамында жайласқан ноқатлар ушын еки кернеўлик те нолге тең; экваторлық областта жататүғын ноқатлар ушын кернеўликлер ең үлкен мәниске ийе болады. Усыған сәйкес нурландырылатүғын энергияның ағысының тығызлығы нұрланыўдың бағыты менен диполдің көшериңиң арасындағы ϑ мүйешинен ғәрезли. Бул ғәрезлик 351-сүүретте векторлық диаграмма түринде көрсетилген. Дополға шекемги қашықлықтың үлкейиўи менен (яғный сфераның радиусының үлкейиўи менен) кернеўликлер киширейеди. Берилген ноқаттағы *электр майданының кернеўлиги E* ниң бағыты оның менен байланысly болған магнит майданының кернеўлиги *H* тың бағытына перпендикуляр ҳәм *E* менен *H* векторларының екеўи де сфераның радиусына, яғный толқынның тарқалыў бағытына перпендикуляр. Егер диполдағы э.қ.күши $\mathcal{E}$

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t$$

нызамы бойынша өзгертүғын болса (бул теңликте ω - тербелислердиң циклық жийилиги), онда майданның кернеўлиги *E* де ҳәр бир ноқатта сол ω жийилиги менен дәўирли түрде, бирақ фазасы бойынша кешиккен ҳалда өзгереді. Егер биз қарап атырған ноқат диполдан қанша алыста жайласқан болса фаза бойынша кейин қалыўдың шамасы да үлкен болады. Бул кейин қалыўдың себеби электромагнит толқынлардың шекли v тезлиги менен тарқалыўының себебинен жүзеге келеді. Солай етип, диполдың этирапында

сфералық электромагнит толқын пайда болады.



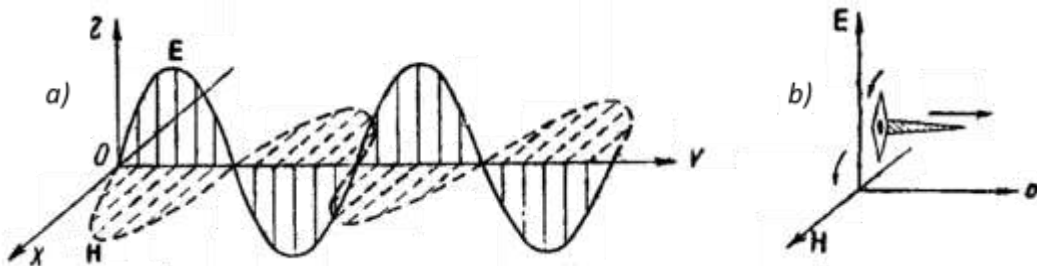
351-сүрет.
Нурланыу интенсивлигинің мүйешлер бойынша тарқалыуы.

Егер r арқалы диполден берілген нокатқа шекемгі қашықтықты белгилесек, онда $\mathbf{E}$ векторының тербеліслері мынадай аңлатпаның жәрдеминде беріледі:

$$E = \frac{E_0 \sin \vartheta}{r} \sin \omega \left(t - \frac{r}{v} \right) = \frac{E_0 \sin \vartheta}{r} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda} \right).$$

Бұл аңлатпада T - дәйір, λ - толқын ұзындығы, ал ϑ - поляр мүйеш (350-сүрет).

Тарқалыу бағытында электромагнит толқынды бір бирине перпендикуляр тегіслікте жатқан екі синусоиданың жәрдеминде көрсетіуге болады. Олардың бири электр кернеулігі векторы $\mathbf{E}$ нің, ал екіншиси магнит кернеулігі $\mathbf{H}$ тың тербеліслерін көрсетеді. Бослықта екі вектордың тербеліслерінің амплитудалары сан мәнісі бойынша бір бирине тең (егер $\mathbf{E}$ электростатикалық, ал $\mathbf{H}$ - электромагниттік системада өлшенген болса); екі вектор да бірдей фазада тербеледі (352-а сүрет). Толқынның тарқалыу бағытын бұрғы қағыдасы бойынша анықлау мүмкін: егер бұрғының тұтқасын $\mathbf{E}$ векторынан $\mathbf{H}$ векторына қарай бұрасақ, онда оның илгерилемелі қозғалысының бағыты толқынның тарқалыу бағытын анықлайды (352-б сүрет).



352-сүрет. Электромагнит толқын.

Өзінің тәжірибелерінде Герц ұзындығы шама менен 60 см болған электромагнит толқынларын алды. Ол толқынлардың металл айналардағы шығылысыуын, парафиннен соғылған призмадағы сыныуын, соның менен бирге интерференция құбылысын бақылады. Бұл тәжірибелердің барлығы электромагнит майданның шеклі тезлікке ийе толқынлар түрінде тарқала алатуғынлығын айқын көрсетті.

§ 247. Электромагнит толқынларының тарқалыу тезлигі. Электромагнит толқынлардың тезлигінің үлкен болыуына байланысты оның шамасын тәжірибеде тиккелей анықлау қыйыншылықты пайда етеді.

Герц вибратордың сыйымлығы менен өзлік индукциясы бойынша электромагнит толқынның ұзындығы λ ны, тербеліслердің дәуірі T ны анықлады хәм ұсы шамаларды пайдаланып

$$v = \frac{\lambda}{T} \quad (1)$$

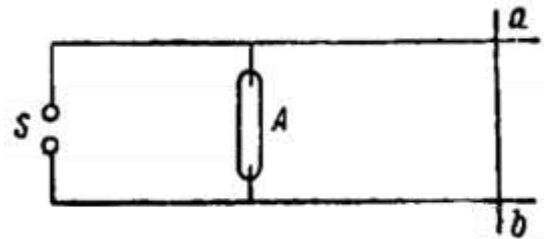
қатнасының тийкарында тезлік v ны есаплады. Толқын ұзындығын өлшеу үшін Герц бир бирине қарама-қарсы тарқалатуғын толқынлардың интерференциясында пайда болатуғын тұрғын толқынларды пайдаланды. Герц жуырыушы толқынның металл айнада

шағылысыўын пайдаланып, бир бирине қарама-қарсы тарқалатуғын толқынларды ала алды.

Тұрғын толқынның интенсивлигиниң сезилерликтей болыўы үшін тәжірийбени белгили болған бағытта тарқалатуғын электромагнит толқыны менен өткерий керек. Электромагнит толқынның ұсындай "бағытланғанлығын" алыў 353-сүўретте көрсетилген схеманың жәрдемінде аңсат алыўға болады. Диполдиң ушқынлық аралығы сүўретте көрсетилгендей, ушларында бир бири менен қосылатуғын еки параллель сым болып табылады.

353-сүўрет.

Тұрғын электромагнит толқынларын алыў.



Электромагнит майданы тийкарынан сымлардың ортасында топланған, ал сымлар арқалы өткизгишлик тоғы пайда болады. Сымның ab участкасы өзине жетип келген толқынды шағылыстыратуғын айнаның хызметин атқарады. Нәтийжеде сымлар менен шекленген областта тұрғын толқынлар пайда болады хәм бул толқынның түйинлери менен шоғырлары тәжірийбеде анықланады. Өткизгишлердиң арасына A разрядлық трубканы қозғалыўшы контактларда сымлардың бойы менен жылыстырыў оның үзик-үзик жақтылық шығарыўын бақлаўға болады. Ең күшли жақтылық шығарыў электр кернеўлигиниң шоғырларында орын алады; электр кернеўлигиниң түйинлеринде жақтылық шығарыў бақланбайды. Қоңсылас түйинлер ямаса шоғырлардың арасындағы қашықлық толқын ұзынлығының ярымын береді. Магнит кернеўлигиниң түйинлери менен шоғырларын гальванометрге туйықланған рамканы сымлардың бойы менен жылжытып, жоқарыда көрсетилгендей өзгермели магнит майданының индукциялық тәсирин бақлаў арқалы табыўға болады. Бул бақлаўлар магнит кернеўлигиниң шоғырларының электр кернеўиниң түйинлери менен сәйкес келетуғынлығын көрсетеді. Шағылысыў орын алатуғын ab орнында электр кернеўлигиниң түйини хәм магнит кернеўлигиниң шоғыры орын алады. Буннан металл беттен шағылысқанда электр кернеўлигиниң тербелисиниң ярым толқынды жоғалтатуғынлығы келип шығады. Бундай жағдайда магнит кернеўлиги векторының тербелислери шағылысыўында ярым толқынның жоғалыўы орын алмайды.

Түйинлердиң арасындағы қашықлық бойынша толқын ұзынлығы λ ны анықлап хәм тербелис дәўири T ны билип, (1)-формула бойынша электромагнит толқынлардың тарқалыў тезлиги v ны анықлаўға болады. Тербелис дәўири T ны, жоқарыда көрсетилгендей, 239-параграфтағы (2)-формула бойынша есаплаўға болады. Бирақ, тербелис дәўирин эмперикалық жоллар менен де анықлаўға болады. Оның үшін айланатуғын айнаның жәрдемінде тербелмели контурдың ушқын аралығындағы ушқынды бақлайды. Айнаны жүдә тез айландырғанда хәр бир тербелистин дәўириниң ишинде ушқынның шығыўы хәм тоқтаўына сәйкес ушқынның сүўрети үзик-үзик түрінде алынады. Ұсындай жоллар менен электромагнит толқынларының бослықтағы тарқалыў тезлиги үшін $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек шамасы алынды. Тұрғын толқынлардың толқын ұзынлығын хәзирги ўақытлары өткерилген дәлирек өлшеўлер, соның менен бирге жақтылықтың тезлигин өлшеўлер (жақтылық толқын ұзынлығы жүдә киши болған электромагнит толқын болып табылады) мынадай мәнисти береді⁶⁰:

⁶⁰ Жақтылықтың вакуумдағы тезлиги 299 792 458 00 см/с (Аўдарыўшылар).

$$c = 2,998 \cdot 10^{10} \text{ см/сек.}$$

Бұл шама тоқ күшінің электромагниттік және электростатикалық бірліктерінің қатнасы бойынша анықланатынын электромагниттік тұрақты c ның шамасына жүде жақын. Бұндай сәйкеслік тосыннан жүзеге келген емес: Максвелл теориясы (қараңыз: майда шрифт) бослықта электромагнит толқындарының электродинамикалық тұрақты c ға тең тезлікпен тарқалатынын көрсетеді.

Егер бойы арқалы электромагнит толқындары тарқалатынын сымларды диэлектрикке түсірсек, онда тұрғын толқындардың түйіндері арасындағы қашықтық кишірейеді; бұл толқындардың тарқалыу тезлігінің кишірейетуғынлығын көрсетеді. Максвелл теориясы бойынша толқынның тарқалыу тезлігі v мынаған тең:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}. \quad (2)$$

Бұл теңлікте ε менен μ арқалы заттың диэлектрик тұрақтысы менен магниттік сиңиргішлігі белгіленген.

Максвелл теңдемелерін таллап, белгілі болған шараяттарда олардың шешімдерінің толқындық характерге ие болатынын көрсетеді. Максвелл теңдемелерін шешудің ұсылларын көрсетіуге мүмкіншілік жоқ болғандықтан, біз толқындық шешімнің Максвелл теңдемелерін қанааттардыратуғынлығын көрсетеміз және толқынның характері менен оның тарқалыу тезлігі жақында жуымақты келтіріп шығарамыз.

Электромагнит тербеліс белгілі $T = \frac{2\pi}{\omega}$ дәуірге ие болады және белгілі бағытта, мысалы OY көшесінің бағытында тарқалады деп болжаймыз (352-сүрет). Әпидайыластыру үшін толқынды тербелістердің тарқалыу бағытына перпендикуляр тегіс және ұақыттың бір моментінде $\mathbf{E}$ және $\mathbf{H}$ векторларының екеуі де берілген мәніске ие болады деп болжаймыз. Бұл болжау $\mathbf{E}$ және $\mathbf{H}$ векторлары үшін "толқын теңдемесін" былайынша жазыуға мүмкіншілік береді:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos \omega \left(t - \frac{y}{v} \right), \mathbf{H} = \mathbf{H}_0 \cos \omega \left(t - \frac{y}{v} \right); \quad (3)$$

бұл аңлатпаларда $\mathbf{E}_0$ және $\mathbf{H}_0$ арқалы электр және магнит кернеуліктері векторларының сәйкес амплитудаларын аңғартады, v - электромагнит толқынының тарқалыу тезлігі. Толқынның тезлігі v толқынның дәуірі және толқын ұзындығы менен байлаынша байланысқан:

$$v = \frac{\lambda}{T}.$$

Бізлер толқынды тегіс деп болжағаннан кейін $\mathbf{E}$ және $\mathbf{H}$ векторларының проекцияларының x және z координаталары бойынша алынған дара түйінділері нөлге тең болады, себебі берілген момент E және H шамалары тек толқынның тарқалыу бағытында, яғни тек OY көшесінің бағытында ғана өзгереді. Солай етіп, Максвелл теңдемелерінен x және z координаталары бойынша алынған түйінділер шығып қалады. Бұл жағдай бізге мынадай түрдегі Максвелл теңдемелерінің системасын береді (244-параграф):

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial H_z}{\partial y} &= \frac{\varepsilon}{c} \dot{E}_x, \\ 0 &= \frac{\varepsilon}{c} \dot{E}_y, \\ -\frac{\partial H_x}{\partial y} &= \frac{\varepsilon}{c} \dot{E}_z \end{aligned} \right\} \quad (4) \quad \left. \begin{aligned} \frac{\partial E_z}{\partial y} &= -\frac{\mu}{c} \dot{H}_x, \\ 0 &= \frac{\mu}{c} \dot{H}_y, \\ \frac{\partial E_x}{\partial y} &= \frac{\mu}{c} \dot{H}_z \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Максвелл теңдемелерінің екі системасының екінші теңдемелерінің орынланыуы үшін $\mathbf{E}$ және $\mathbf{H}$ векторларының OY көшесіне түсірілген проекцияларының нөлге тең болуы керек.

(3)-аңлатпадан $\mathbf{E}$ немесе $\mathbf{H}$ векторларының қандай да бір проекциясынан ұақыт бойынша алынған түйінді барлық ұақытта нөлге тең болса, онда ұсы проекцияның өзінің нөлге тең болатынын келип шығады. Бұнан мынадай теңдіктердің орынланатынын көреміз:

$$E_y = H_y = 0. \quad (6)$$

Бұл бізге жүде әхмийетті нәтижесін береді: *тегіс электромагнит толқында $\mathbf{E}$ және $\mathbf{H}$ векторлары тербелістердің тарқалыу бағытына перпендикуляр жайласқан, электромагнит*

толқын көлденең.

Анықтық үшін $\mathbf{E}$ векторы өзінің бағытын өзгертпей тербеледі деп болжаймыз; мейли, бұл бағыт OZ бағытына сәйкес келсин. Вектор өзінің бағытын сақлайтуғын ұсындай толқынды *тегис поляризацияланған толқын* деп атаймыз. Бизің болжауымыз $\mathbf{E}$ векторының OX көшерінің бағытындағы нолге тең деп жуымақ шығарыуға мәжбүрлейді, яғни $E_x = 0$. Бұнан

$$E_z = E \quad (7)$$

теңлигине ийе боламыз. Бұндай шартта Максвеллдің екінші теңлемелер системасының үшінші теңлемесі мынаны береді:

$$\dot{H}_z = 0.$$

Демек

$$H_z = 0$$

теңлигі орынлы болады екен. Усының менен бірге (4)-системаның бірінші теңлемесі де орынланады. Солай етип, магнит кернеулігі векторы OX көшеріне параллель тербеледі екен. Бұнан

$$H_x = H$$

теңлигине ийе боламыз. Бұнан биз электр кернеулігі векторы (OZ көшерінің бағытындағы) менен магнит кернеулігі векторының (OX көшерінің бағытындағы) өз-ара перпендикуляр екенлігін көреміз.

Бірінші система (4) тің үшінші теңлемесін хәм екінші система (5) тің бірінші теңлемесін пайдаланамыз. Енді олар мынадай түрге енеді:

$$-\frac{\partial H}{\partial y} = \frac{\varepsilon}{c} \dot{E}, \quad \frac{\partial E}{\partial y} = -\frac{\mu}{c} \dot{H}.$$

Бұл теңлемелерден белгисізлердің біреуін жоқ етіу үшін (мысалы H ты) бірінші теңлемеден ұақыт бойынша түйінды аламыз:

$$-\frac{\partial \dot{H}}{\partial y} = \frac{\varepsilon}{c} \ddot{E};$$

Бұл теңлемедегі $\dot{H}$ тың орнына оның екінші теңлемедегі мәнісін қойып, мынаны аламыз:

$$\frac{c}{\mu} \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} = \frac{\varepsilon}{c} \ddot{E} \text{ ямаса } \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} = \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}. \quad (8)$$

Әлбетте, E ни жоқ етип биз H үшін (8)-теңлемеге ұсаған теңлемени аламыз. (8)-теңлеме толқын теңлемесі болып табылады (I томдағы 111-параграфтағы теңлеме менен салыстырыңыз). Бұндай теңлемени

$$E = E_0 \cos \omega \left(t - \frac{y}{v} \right)$$

түріндегі шешімнің қанаатландыратуғынына көз жеткереміз. Оның үшін E ден ұақыт t хәм координата бойынша екінші тәртіпті түйіндыларын аламыз:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} &= -\omega^2 E_0 \cos \omega \left(t - \frac{y}{v} \right) = -\omega^2 E; \\ \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} &= -\frac{\omega^2}{v^2} E_0 \cos \omega \left(t - \frac{y}{v} \right) = -\frac{\omega^2}{v^2} E. \end{aligned}$$

Бұл $\frac{\partial^2 E}{\partial t^2}$ хәм $\frac{\partial^2 E}{\partial y^2}$ шамаларын (6)-теңлікке қойып

$$\frac{1}{v^2} = \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \quad (9)$$

барлық ұақытта қанаатландырыу мүмкін болған қатнасына ийе боламыз. Солай етип, (8)-теңлемениң шешімі жийілігі ω болған хәм v тезлігі менен тарқалатуғын тегис толқын болып табылады екен. (9)-аңлатпа бойынша v мынаған тең:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \quad (10)$$

Бослық үшін $\varepsilon = 1$ хәм $\mu = 1$, бұнан бослықтағы электромагнит толқындарының тарқалыу тезлігінің сан мәнісі бойынша c ға тең екенлігі келип шығады. Ал, c болса тоқ күшінің электромагнит ($CGSM$) бірлігінің электростатикалық бірлігіне ($CGSE$) қатнасына тең.

§ 248. Умов-Пойнтинг векторы. Электромагнит толқынының тарқалыуы ұсы

электромагнит толқынын тәрийиплейтуғын энергияның алып берилиүйи менен жүреді. Жоқарыда электр хәм магнит майданының энергиясының кеңіслікте $\varepsilon E^2/8\pi$ хәм $\mu H^2/8\pi$ тығызлықтары менен тарқалатуғынлығын көрдик. *Электромагнит майданының* тығызлығы w шамасына тең қосынды энергия менен тәрийипленетуғынлығын көрсетіуге болады:

$$w = \frac{\varepsilon E^2 + \mu H^2}{8\pi}.$$

(Бұл формула бирліклердің электростатикалық системасында да, электромагнитлік системасында да дұрыс). Энергия майданның кернеуліклеринің функциясы болғанлықтан, ол кеңіслікте майданның тарқалыуының тезлиги v менен тарқалады. Электромагнит энергиясының ағысының тығызлығы векторын киргизіу арқалы энергияның тарқалыуын тәрийиплеуге болады. Улыұмалық түрде серпимли толқынларға қолланылатуғын энергияның ағысының тығызлығы векторы биринши рет Москва университетинің профессоры Н.А.Умов тәрәпинен киргизилди (I томдағы 112-параграфты қараңыз), ал электромагнит майданына арналған дара жағдай Пойнтинг тәрәпинен пайдаланылды.

Егер Умов-Пойнтинг векторының сан мәнисин S арқалы белгилесек, онда dt ўақытының ишінде толқынның тарқалыу бағытына перпендикуляр беттің бир бирлиги арқалы өтетуғын энергияның шамасы

$$Sdt = w \cdot v \cdot dt \quad (1)$$

формуласының жәрдеминде анықланады. Бұл формулада v - толқынның тарқалыу тезлиги.

Егер $\mathbf{E}$ хәм $\mathbf{H}$ векторлары бир бирине перпендикуляр болса (бослықтағы электромагнит толқынларында ұсы векторлар бир бирине перпендикуляр), онда изотроп орталықларда Умов-Пойнтинг векторының мәнисі

$$S = \frac{c}{4\pi} EH \quad (2)$$

теңлигинің жәрдеминде анықланады. Бұл теңлік бирліклердің аралас системасында (гаусслық) орынлы.

Шамасы хәм бағыты бойынша Умов-Пойнтинг векторы $\mathbf{S}$ тиң шамасы $\mathbf{E}$ хәм $\mathbf{H}$ векторларының векторлық көбеймесинің жәрдеминде анықланады:

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}). \quad (3)$$

(2)- хәм (3)-теңліклер бойынша анықланған Умов-Пойнтинг векторының (1)-теңлемени қанаатландыратуғынын, яғнай ҳақықатында энергияның ағысының тығызлығының векторы болып табылатуғынлығын көрсетеміз. Жоқарыдағыдай, OY көшеринің бағытында тарқалатуғын толқынның электр хәм магнит векторлары сәйкес OZ хәм OX көшерлеринің бағытына параллель деп болжаймыз (352-сүўрет). Бундай жағдайда $E = E_z$ хәм $H = H_x$ хәм $\mathbf{S}$ векторы OY көшеринің бағытында бағытланған, яғнай толқынның тарқалыу бағыты менен бағытлас болады.

247-параграфтағы (5)-системасының биринши теңлемесинен сол параграфтағы (3)-формулану итибарға алып, мынаған ийе боламыз:

$$\frac{\omega}{v} E = \frac{\mu\omega}{c} H;$$

бұл теңлікке $v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$ теңлигин қойып, мынаны аламыз:

$$\sqrt{\varepsilon} E = \sqrt{\mu} H.$$

(E ниң электростатикалық, ал H тың электромагнитлік бирліклерде жазылған екенлигин аңғармаз). Демек электромагнит энергиясының тығызлығын былайынша жаза алады екенбиз:

$$w = \frac{\varepsilon E^2 + \mu H^2}{8\pi} = \frac{\varepsilon E^2}{4\pi} = \frac{\mu H^2}{4\pi}. \quad (4)$$

Умов-Пойнтинг векторының сан мәнисинің ўақыт элементи dt ға көбеймесин аламыз:

$$Sdt = \frac{c}{4\pi} E \cdot H \cdot dt = \frac{c\sqrt{\varepsilon}E^2}{4\pi\sqrt{\mu}} dt = \frac{c\varepsilon E^2}{\sqrt{\varepsilon\mu} \cdot 4\pi} dt.$$

Егер, бұл теңдікке (4) бойынша w ны қойып хәм $c/\sqrt{\varepsilon\mu}$ шамасын v арқалы аңғартып, (1)-теңдікке сәйкес келетуғын

$$Sdt = w \cdot v \cdot dt$$

теңлігін аламыз. Улыўма жағдайда базы бир көлемге dt ўақыты ишинде киретуғын (ямаса шығатуғын) электромагнит энергияның өлшеми $\int_S S_n dt ds$ шамасына тең болады. Бұл интеграл биз қарап атырған көлемди шеклейтуғын S бети бойынша алынады. Солай етип, биз қарап өткен жағдайлардан S векторының электромагнит энергияның ағысының тығызлығының векторы екенлігін көреміз.

§ 249. Радиотехника. Электромагнит толқынларды қоздырыўдың хәм регистрациялаўдың ҳазирги заман усыллары. Герц тәрепинен 345-сүүретте көрсетилген вибратордың тербелислериниң жәрдеминде электромагнит толқынларды алыўдың ең биринши усылы толқын ұзынлығы шама менен 1 м болған толқынларды алыўға мүмкиншилик берди. Герцтиң тәжирийбелери электромагнит толқынлардың әхмийетли болған қәсийетлерин экспериментлерде үйрениўге мүмкиншилик берди: шағылысыў, сыныў ҳ.т.б. Бұл тәжирийбелер жақтылықтың электромагнитлик тәбиятының туўрыдан-туўры тастыйықланыўы болып табылады. Кейинирек киширек толқын ұзынлығына ийе толқынларды алыўға көп санлы тырысыўлар болды. 1906-жылы П. Н. Лебедев жүдә киши болған миниатюралық вибраторларды пайдаланып ұзынлығы шама менен 3 мм болған электромагнит толқынларды алды. Кейинирек (1924-жылы) М. А. Левитская ұзынлығы 0.2 мм болған толқынды алды. Москва университетиниң профессорлары В. К. Аркадьев пенен А. А. Глаголева-Аркадьевалар қысқа электромагнит толқынларды майдың ишинде жүзип жүрген унталған металдың кишикене түйиртпеклериниң арасында пайда болатуғын ушқынлардың жәрдеминде алыўдың оригиналлық усылын ислеп шықты. Оларға ұзынлығы 0,1 мм болған толқынларды алыўдың сәти түсти. Бұл толқынлар ең узын инфрақызыл толқынлардың толқын ұзынлығынан әдеўир киши (III томға қараңыз). Усының менен бир ўақытта әдеўир узын болған толқынларды алыўдың усыллары ислеп шығылды.

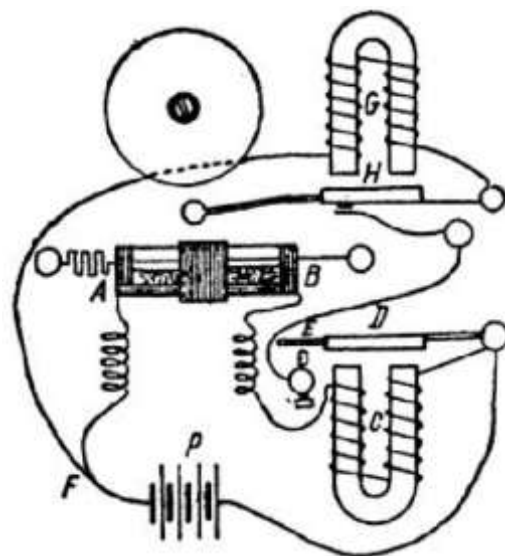
Электромагнит толқынлар менен өткерилген тәжирийбелер белгили рус физиги А. С. Поповтың сымсыз телеграфияны ашыўына алып келди. 1895-жылы А. С. Попов, металл порошоктың бир бирине жабысыў қәсийетин пайдаланып хәм усындай жоллар менен жоқары жийиликли электр тербелислериниң тәсиринде өзиниң электр өткизгишлигин жоқарылататуғынын пайдаланып, электромагнит толқынлардың биринши сезгир қабыллағышын конструкциялады.

354-сүүретте А. С. Поповтың қабллағышының схемасы келтирилген. Оның тийкарғы бөлими болып AB арқалы белгиленген *когерер* деп аталатуғын дүзилис хызмет етеди. Ол металдың унтағы бар металл трубадан турады. Когерер гальваникалық батарея P дан хәм CDE релесинен туратуғын шынжырға тутастырылған. Электромагнит толқынлары әсбапқа жетип келгенде унтақ металдың өткизгишлиги артады хәм шынжырда тоқ пайда болады хәм усы тоқтың тәсиринде D релесиниң якори электромагнит тәрепинен тартылады хәм E контактын туйықлайды. Усының салдарынан усы P баратеясынан азықланатуғын HG қоңыраўы тутасқан екнши шынжыр да туйықланған болады.

Қоңыраўдың балғасы қарама-қарсы бағыттағы қозғалысында когерердин трубкасына урылады, сол соққының тәсиринде металдың унтағының қарсылығы қайтадан тикленеди. Солай етип, электромагнит толқыны келип жетпеген жағдайда қабыллағыш автомат түрде ҳәрекет етиўин тоқтатады.

Бир жыл өткеннен кейин, 1896-жылы А. С. Попов Физика-химиялық жәмийеттиң мәжилисинде дүньядағы биринши радиограмманы алып бериўди демонстрациялады.

Радиограмма мәжилис болып өткен Петербург университетинің территориясына оннан 250 м қашықтықта жайласқан Химиялық институттың бинасынан алып берилди. А. С. Попов тәрәпинен сымсыз телегрфтың ашылыұы техникадағы ұллы революциялық өзгериске алып келди.



354-сүүрет.

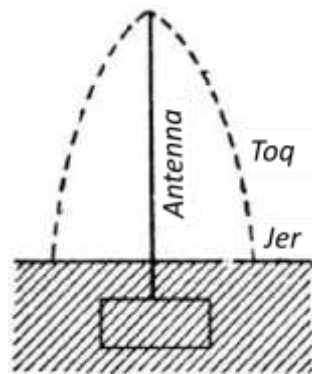
А.С.Поповтың қабыллағышының схемасы.

Радиотехниканың буннан былай раўажланыұы тек сөнийши тербелислерди беретұғын ушқынлы генераторларды сөнбейтұғын тербелислерди беретұғын генераторлар менен алмастырыұға бағытланған болды. Сөнбейтұғын тербелислерди пайдаланыұ сигналларды алып берийден адамлардың даўысларын, музыканы, сүүретлерди алып берийге өтийге мүмкиншилик берди. Сонлықтан, XX әсирдің жигирмаланшы жыллары радиотехника электронлық лампалардың жәрдемінде генерацияға өтти.

Генератордың ұсындай түринің схемасы 241-параграфта тәрийипленди. Радиоеситтирий мақсетлерінде контур антенна менен индуктивлик түрде байланысады. Шын мәнисінде әпиұайы түрде антенна төменги ұшы Жер менен тутастырылған түүры вертикал бағыттағы сым болып табылады. Сымның ұзынлығы былайынша сайлап алынады: сымда тұрғын толқынның пайда болыұы хәм тоқ күшинің шоғыры оның төменги ұшында, ал тоқ күшинің түйини жоқарғы ұшта болыұы керек. Бундай антенна Герцтиң вибраторының ярымымына ұсайды хәм оның әтирапында электромагнит толқынлары түриндеги тербелислердің нұрланыұын тәмийинлейди (355-сүүрет).

Электромагнит толқынлардың бар екенлигин табыұ қабыл ететұғын антенна менен күшейтетұғын системаның жәрдемінде әмелге асырылады. Бундай системаның тербелмели контуры LC (356-сүүрет) антенна менен индуктивлик арқалы байланысқан (сүүретте антенна көрсетилмеген). Контурда электромагнит толқынның тәсирінде мәжбүрий тербелислер қозады. Резонанс шәрти орынланғанда олардың амплитудасы үлкен болады, бирақ пайда болған тоқларды тиккелей өлшеұ ұшын амплитуданың мәниси дым киши. Оларды өлшеұдің мүмкин болыұы ұшын арнаұлы күшейтетұғын системаның жәрдемінде оларды күшейтеди. 356-сүүретте көрсетилген әпиұайы түрде бул схема үш электродлы лампадан турады. Тербелмели контур S лампаның торы менен индуктивли түрде байланысқан. LC контурында электр тербелислери пайда болғанда "торлық кернеұ" өзгереди (241-параграфқа қараңыз), хәм, демек, B_1 батареясынан лампа арқалы өтетұғын тоқ та өзгереди. Лампаның жұмыс ислеұ шәртин оны характеристикалық түүры сызықлы областында ислеитұғындай етип алады (357-сүүрет). Егер бул түүры сызықлы бөлим жеткиликли дәрежеде тик болса, онда ΔV_s торлық кернеұдің үлкен емес өзгерисине ΔI_a анод тоғының әдеұир үлкен болған өзгериси сәйкес келеди. Солай етип,

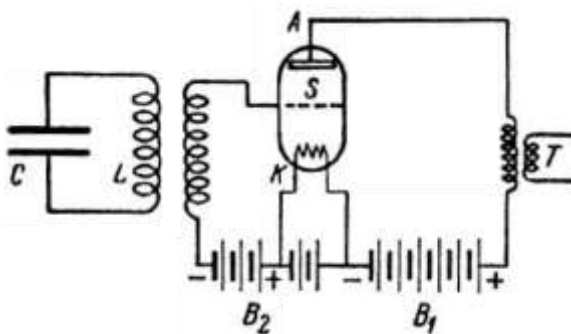
резонанцияланатуғын LC контурындағы әззи тербеліслер лампаның шынжырындағы анод тоғының үлкен тербеліслеріне алып келеді. Биз қарағын күшейтетуғын схемада лампаның шынжырындағы күшейтiушi B_1 батареясы хызмет етеді. Түсетуғын электромагнит толқыны тәрeпiнен пайда етилген LC контурының тербеліслері тек лампаға тәсир етеді B_1 батареясынан өтетуғын тоқтың күшінің өзгеріуін болдырады. Анод тоғының тербеліслері T трансформаторының жәрдеминде регистрациялайтуғын аппаратқа ямаса оларды буннан былай күшейтiу үшін екiншi лампаның торына беріліуі мүмкін.



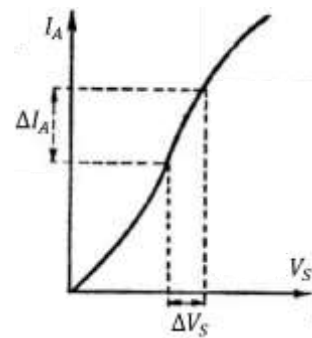
355-сүрeт.

Ең әпiуайы вертикал бағыттағы антеннаның еркін тербеліслері.

Сеслерді алып беріу үшін электромагнит тербеліслер *модуллестіріледі*, яғнй олардың амплитудасы сес тербеліслері менен бірдей такте өзгереді. Бундай жағдайда жоқары жийиликли электромагнитлик тербеліслердің графигинің үстiнен жүргізілген иймеклик сес жийилигиндегі тербеліслер болып табылады (358-сүрeт). Амплитуданың усындай өзгеріслері қабыллаушы станцияда сес шығарғышлардың жәрдеминде қайтадан сесті алыуға мүмкіншілік береді⁶¹.



356-сүрeт. Электромагнит тербеліслерін күшейтiудің схемасы.

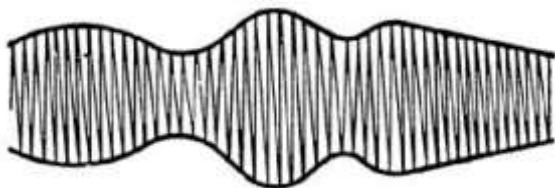


357-сүрeт. Үш электродлы лампаның характеристикасы.

Модуллестіріудің әпiуайы схемасы 359-сүрeтте көрсетілген. Онда 338-сүрeтке сәйкес келетуғын генерациялайтуғын схеманың бір бөлімі хәм оң тәрeпте A антеннасы көрсетілген. Генерациялайтуғын схема антенна менен индуктивлі түрде байланысқан. Сүрeттің жоқарғы бөлімінде M микрофонды аңғартады. Микрофонның ишінде пайда болатуғын кернеудің тербеліслері, T трансформаторында күшейеді хәм C_S торлық конденсатордың пластинкаларына беріледі. L_1 катушкасында пайда болатуғын жоқары жийиликли тербеліслер C_S конденсаторы арқалы аңсат өтеді хәм S лампының торына беріледі. Усының менен бирге, T трансформаторының орамларының үлкен

⁶¹ Рус тилиндегі "громкоговоритель" сөзінің орнына "сес шығарғыш" сөзі қолланылды. (Аударыушылар).

индуктивликке ийе болууының себебинен олар микрофонның шынжырана тармақланбайды. Солай етип, генерациялауың система оған микрофон тутастырылмаған жағдайдағыдай болып ислеі береді. Микрофонда пайда болатуың тербеліслер сес жийиликлеріне, яғный лампалық генератор тәрепинен қоздырылатуың жийиликке салыстырғанда әдеуір төмен жийиликке ийе болады. Сонлықтан C_S конденсаторы T трансформаторынан өтетуың тоққа генератордан өтетуың тоққа салыстырғанда үлкен қарсылық көрсетеді. Нәтийжеде, C_S конденсаторының пластинкаларында тек қосымша потенциаллар айырмасы ғана пайда болады. Ал бул потенциаллар айырмасы торлық V_S кернеуің өзгертеді хәм ұсындай жоллар менен тербеліслердің модуляциясы жүзеге келеді.



358-сүүрет.

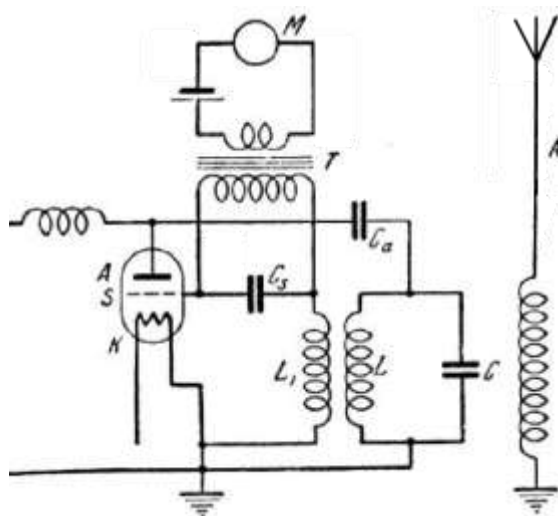
Жоқары жийиликли тербеліслердің үстинен жүргизілген иймеклик.

Алып бериуши хәм қабыл өтетуың радиостанциялардың улыұмалық схемасы 360-сүүретте берілген. Алып беретуың станцияда жоқары жийиликли тербеліслердің G генераторы белгили болған ω жийилигиндегі сәнбейтуың гармоникалық тербеліслерде береді. Бул тербеліслер MF микрофонынан келетуың сес тербеліслеріне сәйкес M модулятордың жәрдемінде модуляцияланады. Буннан кейин тербеліслер күшейтиуши U_1 лампалық системасының жәрдемінде күшейтиледі хәм индуктивлик байланыстың жәрдемінде электромагнит толқынларын нурландыратуың A_1 антеннасына бериледі. Қабыллаушы станцияның A_2 антеннасына жетип келген толқын онда мәжбүрлеуши тербеліслерді қоздырады. A_2 антеннасы RK резонанслық контур менен индуктивли түрде байланысқан. Резонанслық контурда пайда болған мәжбүрий тербеліслер U_2 лампалық күшейтиуши схема тәрепинен күшейтиледі. Күшейтилген тербеліслер D түүрылаушының (детектордың) жәрдемінде түүрыланады; өзинің ўақытқа ғәрезлиги бойынша алып беретуың станциядағы микрофондағы тоқты қайтадан тиклейтуың түүрыланған I_0 тоғы (схемада көрсетилмеген) төменгі жийиликли күшейткиштен кейин T сес шығарғышына бериледі.

Радиотолқынлардың тарқалыуы еркин кеңісликте емес, ал жақсы өткізгіш болып табылатуың Жердің бети бойлап әмелге асады. Сонлықтан жиберетуың станцияның антеннасының әтирапында 246-параграфта қаралған толқынлардай, сфералық толқын пайда болмайды. Антенна тәрепинен нурландырылатуың толқынлар Жердің бетинің бағытлаушы тәсиріне ұшырайды хәм, соның салдарынан Жер шарын айланып өтеді. Жердің бети бойынша толқынлардың тарқалыу мәселесі академик В. А. Фок тәрепинен толық шешилді. Қысқа электромагнит толқынларының тарқалыуында тийкарынан ионлардан туратуың атмосфераның бийик қатламлары үлкен әхмийетке ийе (атмосфераның жоқарғы қатламларындағы ионлар Қуяштың ультрaфиолет нурларының тәсирінде пайда болады). Атмосфераның бул бөлими ионосфера деп аталады. Қысқа электромагнит толқынлар ионосферада шығылысады. Бул жағдай олардың Жер шарының бети бойынша тарқалыуына күшли тәсир етеді.

Хәзиргі ўақытлары, радиотелеграф, радиотелефонлар хәм телевидение менен бир қатарда электромагнит толқынларының басқа да қолланылулары кең түрде ислеп шығылмақта. Радиотехниканың раўажланыуындағы әдеуір әхмийетли қәдем қысқа электромагнит толқынларға өтиу болып табылады (метрлик хәм сантиметрлик). Олар арнаулы формаға ийе болған антенналардың жәрдемінде бағытланған радиосигналларды

алыуға мүмкіншілік береді.



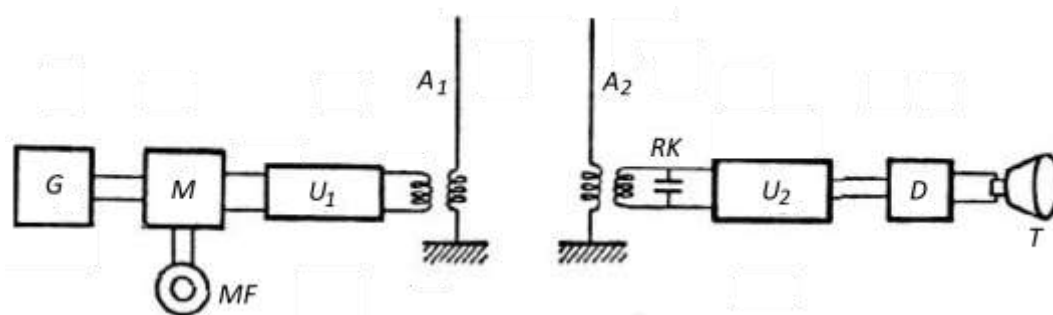
359-сүрет.
Жоқары жийиликли тербелістерди
модуллестіріу схемасы.

Электромагнит толқынлар өзінің жолында хәр қыйлы тосқынлықларға ұшырап, бұл тосқынлықтарда толқынлардың бір бөлімінің иркиліуі, бір бөлімінің шағылысыуы, және бір бөлімінің шашырауы мүмкін. А.С.Попов 1897-жылдың өзінде теңиздеги радиотелеграфлау бойынша өткерілген тәжірибелерде кораблдің экранлаушы тәсіринің бар екенлігін, кораблдің артында "радиосаяның" пайда болатуғынлығын тапты. Предметлерди үлкен қашықлақларда тұрып табыу хәм олардың орнын анықлау радиотолқынлардың металл денелерден шағылысыу құбылысына тийкарланған. *Радиолокация* деп аталатуғын бұл ұсыл СССР да биринши рет Д.Н.Рожанский хәм Ю.Б.Кобзарев тәрәпинен іслеп шығылды. Бұл ұсылдың мәніси мынаған алып келинеди: с генератордың хәм арнаулы системаның жәрдеминде радиотолқынлардың бағытланған дәстеси алынады; объекте шағылысқаннан кейин (корабль, самолет) толқынлар қабыллаушы дүзиліске жетип келеди хәм регистрацияланады. Жиберілген сигналлардың қабыл етилетуғын сигналларға кесент бермеуі үшін сигналларды үзик-үзик етип жебереди. Хәр бир сигнал секундтың миллионлардан бир үлесиндей ўақыт даўам етеди, сигналлардың арасындағы үзіліс ўақытының шамасы оннан онлаған, жүзлеген есе үлкен. Шығылысқан толқынларды регистрациялау сигналлардың арасындағы ўақыттың ишинде әмелге асырылады. Сигналды жиберіу хәм қабыл етиу арасындағы ўақыт бойынша бақланып атырған объектке шекемги қашықлық анықланады. Усындай жоллар менен объектлердің тұрған орынларын анықлайтуғын дүзиліслер *радарлар* атамасына ийе болды.

Л.И.Мандельштам хәм Н.Д.Папалексилер тәрәпинен шағылысқан нурлардың фазаларының арасындағы ауысыудың тийкарында қашықлықларды жүдә үлкен дәлликте анықлау ұсылы іслеп шығылды.

Хәзирги ўақытлары радиотехникалық ұсыллардың қолланылыу областы жүдә үлкен тезликлер менен раўажланбақта.

Қысқа толқынларда тек Жердің жасалма жолдаслары менен ғана емес, ал бир неше миллион километр қашықлықлардағы космослық ракеталар менен де байланыслар орнатылмақта.



360-сүүрет. Алып беретугын хэм қабыл ететугын радиостанциялардың схемасы.

ҚОСЫМША

ЭЛЕКТРЛИК ХӘМ МАГНИТЛИК ШАМАЛАРДЫҢ
БИРЛИКЛЕР СИСТЕМАЛАРЫ

Биз күрстың хәр қыйлы бөлімлерінде электр хәм магнит шамаларын өлшеуі үшін хәр қыйлы бірліклерди пайдаландық.

Физикада CGS-системасы қабыл етилген хәм ол былайынша орнатылады (I томдағы 3-параграф). Тийкары бірліклер сыпатында ұзынлықтың бирлиги - сантиметр, массаның бирлиги - грамм хәм ўақыттың бирлиги секунда сайлап алынады; басқа барлық физикалық шамалардың бирліктери ұзынлық, масса хәм ўақыттың арасындағы ызыамлықлардың тийкарында табылады. Усының менен бирге сәйкес формулаларда пропорционаллық коэффициенти бирге тең деп қабыл етиледі. Бирақ, бул усыл бир мәнисли емес. Бизлер, мысалы, күштиң бирлигин еки усылдың жәрдемінде табыўға болатуғынлығын атап өтип едик (I том, 32-параграф): 1) Ньютонның $f = mw$ ызыамының тийкарында, бундай жағдайда пропорционаллық коэффициентин бирге тең деп алады; 2) пүткил дүньялық тартылыс ызыамы $f = \frac{m_1 m_2}{r^2}$ ның тийкарында, бул жағдайда да пропорционаллық коэффициентин бирге тең деп алыў усынылады. Биринши жағдайда пүткил дүньялық тартылыс ызыамын биз былайынша жазамыз:

$$f = k \frac{m_1 m_2}{r^2}.$$

Бул жағдайда "гравитациялық тұрақлы" $k = 6,685 \cdot 10^{-8}$ см³/г·сек². Екинши жағдайда Ньютонның екинши ызыамын былайынша жазыўымыз керек:

$$f = k' mw.$$

Бул жағдайда "динамикалық тұрақлы" $k' = 1,496 \cdot 10^7$ г·сек²/см³.

Солай етип, механикалық шамаларды өлшеудің еки CGS-системасын қурыў мүмкин екен: 1) "динамикалық" хәм 2) "гравитациялық". Әдетте тек динамикалық системаның пайдаланылатуғынлығы белгили.

Тап сол сыяқлы электромагнит қубылыслары ҳаққындағы тәлиматта зарядлардың электростатикалық өз-ара тәсирлесіуінің ызыамларына тийкарланып (CGSE-система) ямаса тоқлардың магнитлик өз-ара тәсирлесіуіне тийкарланып (CGSM-система) еки CGS-системасын қурамыз.

1. Абсолют электростатикалық система (CGSE) Бул системада электр зарядының мұғдары q бослық үшін жазылған Кулон ызыамының тийкарында анықланады хәм бул ызыамдағы пропорционаллық коэффициентин бирге тең деп болжайды:

$$f = \frac{q_1 q_2}{r^2}. \quad (1)$$

(1)-формуладағы f күши диналарда, қашықлық r сантиметрлерде (толығынақ 123-параграфты қараңыз). Диэлектриклер үшін

$$f = \frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (2)$$

формуласы орынлы. Бул формулада ε - диэлектриклик тұрақлы, оны *дерексиз сан* деп атайды [бослық үшін (1)-теңлик бойынша $\varepsilon = 1$, басқа орталықлар үшін $\varepsilon > 1$].

Электр зарядының мұғдарының CGSE-бирлигинен майданның кернеулигинің, потенциаллар айырмасының, қарсылықтың, басқа да шамалардың CGSE-бирліктери табылады.

Бул системадағы магнит майданының кернеулигинің бирлигин табыў үшін мынадай қатнасты пайдаланамыз: шексиз ұзын тўўры тоқтың r қашықлығындағы магнит майданының кернеулиги H (193-параграф):

$$H = \frac{2I}{r}$$

шамасына тең деп болжанады (I арқалы тоқтың күші белгиленген).

I ди CGSE-бирліклерінде өлшеп, магнит майданының кернеулігінің CGSE-бирлігін табамыз.

Кернеулігі H болған магнит майданындағы бетинің майданы S_1 болған хәм I_1 тоғы өтип тұрған тегис контурға тәсир ететұғын күшлердің моменти M , 191-параграфта айтылып өтилгендей, HI_1S_1 көбеймесине пропорционал:

$$M \sim HI_1S_1.$$

CGS-системада M ны дина × сантиметрлерде, S_1 шамасын сантиметрдің квадратында өлшейди. H пенен I_1 ушын биз CGSE-бирліклерін сайлап алдық. Демек, биз төрт M , H , I_1 хәм S_1 шамалары ушын өлшем бірліклерін сайлап алдық. Бұннан M пенен HI_1S_1 көбеймесинің арасындағы теңлікке өткенде биз пропорционаллық коэффициентинің мәнісін 1 ге тең деп ала алмаймыз, ал шамасы $1/c^2$ қа тең деп болжанған базы бир коэффициентти киргизиўимиз шәрт:

$$M = \frac{1}{c^2} HI_1S_1.$$

c коэффициентинің сан мәнісін тәжірийбелерден анықлаўға болады. Өлшеўлер $c = 2,998 \cdot 10^{10}$ см/сек теңлігінің орынланатуғынлығын көрсетеди; ол *электродинамикалық турақлы* атамасына ийе. Бизің көріп тұрғанымыздай, c өзинің сан мәніси бойынша электромагнит толқынларының бослықтағы тарқалыў тезлігіне сәйкес келеди.

CGSE-системасында B магнит индукциясы ушын өлшем бірлікті тоқ өтип тұрған контурға тәсир ететұғын M моментин анықлап,

$$M = BI_1S_1 \quad (5)$$

қатнасының жәрдемінде анықлайды. (4)- хәм (5)-аңлатпаларды салыстырып, бослық ушын

$$B = \frac{1}{c^2} H \quad (6)$$

формуласына, ал затлар ушын

$$B = \mu H \quad (6a)$$

қатнастарына ийе боламыз. μ шамасы $L^{-2}T^2$ өлшемине ийе хәм оның сан мәніси магнит сиңиргишликтің әдеттегі мәніслеринен c^2 есе киши. (6)- хәм (6a)-формулалардан CGSE-системасында B хәм H векторларының хәр қыйлы өлшемлерге ийе болатуғынлығы көринип тұр.

(6a) аңлатпаны бослық ушын да сақлаўға болады. Оның ушын мынадай аңлатпаны жазыў керек:

$$B = \mu_0 H. \quad (6b)$$

(6)-теңлеме менен салыстырыў бундай жағдайда $\mu_0 = \frac{1}{c^2}$ теңлігінің орынланыўының керек екенлігін көрсетеди. μ_0 шамасын гейде "бослықтың магнит сиңиргишлигі" деп те атайды. Бирақ бундай атама хеш қандай физикалық мәніске ийе емес. Биз жоқарыда (201-параграф) заттың магнит сиңиргишлигі μ дың оның магнитлениў қәбилетлігі менен байланыслы екенлігін көрдик, ал магнитлениў болса, өз гезегінде, атомлар менен молекулалардың магнит моментлери менен байланыслы (турақлы ямаса индукцияланған). "Бос" сөзін пайдаланғанымызда материяның атомлар менен молекулаларадан тұрмайтуғын айрықша түрі болған тек электромагнит майданы бар кеңісликтің бөлімі ушын пайдаландық (152-параграфта айтылғанлар менен салыстырыңыз). Электромагнит майданы белгили болған физикалық қасиетлерге ийе болады. Усы қасиетлердің ишине электромагнитлик ұйытқыўды c тезлігіне тең тезлик жеткеріў қасиети де киреди. Солай етип, электродинамикалық турақлы болған c шамасы атомлар менен молекулалардан

туратуғын затлардың қасиетін емес, ал электромагнит майданының белгилі болған объектив қасиеті аңғартады. Сонлықтан $\mu_0 = \frac{1}{c^2}$ шамасы заттың магнит сиңиргишлигі μ менен хеш қандай ұқсаслыққа ийе емес.

Магнитлік шамаларды өлшеудің *CGSE*-бирліктері сыйрек пайдаланылады.

2. Абсолют электромагнит система (*CGSM*). Бул системада тоқтың күші I дың өлшем бірлігі бослықтағы тоқ өтіп тұрған екі түйре хәм шексіз ұзын параллель өткізгіштің арасындағы күш үшін жазылған аңлатпаның тийкарында анықланады (196-параграфқа қараңыз):

$$f = \frac{2I_1 I_2}{r} l. \quad (7)$$

Бул аңлатпада f арқалы тоқлардың биринің ұзынлығы l ге тең болған участкасына тәсір ететугын күш, r арқалы тоқлардың арасындағы қашықтық белгіленген. Магнит майданының кернеулігі H тың бірлігі (3)-қатнастың тийкарында тоқтың күшінің *CGSM*-бірлігінің тийкарында анықланады. Магнит майданының кернеулігінің бул бірлігі *эрстед* атамасына ийе.

Магнит индукциясы B ның бірлігі

$$B = \mu H$$

қатнасы бойынша анықланады. Бул қатнастағы өлшем бірлігіне ийе емес шама болған магнитлік сиңиргишлик μ тоқ өтіп тұрған өткізгішті берілген заттың ишине салғанда тоқлардың арасындағы өз-ара тәсір етисіудің неше есе үлкейетугынлығын көрсетеді. Магнит индукциясының *CGSM*-бірлігі *гаусс* деп аталады. Гаусс өзіннің шамасы хәм бірлігі бойынша *эрстедке* сәйкес келеді.

$$\Phi = B_n S$$

қатнасының жәрдемінде анықланатуғын магнит индукциясы Φ тиң *CGSM*-бірлігі *максвелл* деп аталады.

CGSM-системада электр зарядының мұғдары q дың бірлігі $q = It$ қатнасының тийкарында тоқ күші I арқалы анықланады. Солай етип, электр зарядының мұғдарының бірлігі зарядлардың электростатикалық тәсірлесіуінен ғәрезсіз сайлап алынған болып шығады. Сонлықтан (1)-Кулон ызамаына киретуғын барлық f, q хәм r шамаларының бірліктері бар болып шығады. Демек, Кулон ызамаында белгилі болған сан мәніслеріне хәм өлшем бірліклерге ийе болған коэффициенттің тұрыуы керек. Бул коэффициенттің мәнісін аңсат есаплауға болады: *CGSM*-системасында заряд q дың бірлігі *CGSE*-системадағыға салыстырғанда c есе үлкен, ал f күштің хәм r қашықтықтың бірліктері бирдей. Сонлықтан, күш f тиң мәнісінің бирдей болыуы үшін *CGSE*-системаны пайдаланғанда Кулон ызамаының оң тәрепине c^2 шамасына тең көбейтетуі керек:

$$f = c^2 \frac{q_1 q_2}{r^2}. \quad (8)$$

Диэлектриклер үшін *CGSM*-системада Кулон ызамаы

$$f = \frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (8a)$$

түрінде жазылады.

Бундай жағдайда диэлектриклік тұрақты болған ε шамасы $L^{-2}T^2$ өлшеміне ийе хәм оның сан мәнісі *CGSE*-системасындағыға ε ге салыстырғанда c^2 есе киши. (8a) аңлатпасын *CGSM*-системасында формалық жақтан сақлауға болады хәм бослық үшін

$$f = \frac{1}{\varepsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2}$$

түріне ийе. Бул формуланы (8)-аңлатпа менен салыстырыудан бундай жағдайда $\varepsilon_0 = \frac{1}{c^2}$ теңлігінің орынланыуы керек екенлігі көрінеді. Гейпара жағдайларда ε_0 шамасын

"бослықтың диэлектриклик тұрақтысы" деп те атайды. Бұл шама да $CGSE$ -системасындағы $\mu_0 = \frac{1}{c^2}$ шамасы үшін пайдаланылатынын "бослықтың магниттик сиңиргішлігі" атамасы сыяқты физикалық мәніске ийе емес.

Электр майданының кернеулігі $CGSM$ -системада

$$E = \frac{f}{q} \quad (9)$$

теңлігінің жәрдеминде анықланады. Бұнан кернеулік E нің өлшемлерінің $[E] = \frac{[f]}{[q]} = L^{1/2}M^{1/2}T^{-2}$ түрінде жазылатынын көреміз. $CGSM$ -системадағы электр кернеулігі E нің бірлігі $CGSE$ -системадағыға қарағанда c есе киші.

Электростатикалық индукция D мынадай теңліктің жәрдеминде анықланады:

$$D = \varepsilon E. \quad (10)$$

$CGSM$ -системада ε шамасының өлшем бірлігі бар болғанлықтан, $CGSM$ -системадағы электростатикалық индукция векторы D ның өлшем бірлігі электростатикалық кернеулік векторының өлшем бірлігінен өзгеше. Ұақықатында да, $[D] = [\varepsilon] \cdot [E] = L^{-3/2} \cdot M^{1/2}$.

Бослықта $CGSM$ -системасындағы электростатикалық индукция D ның сан мәнісі майданның кернеулігі E ден c^2 есе киші.

3. Абсолют гаусс системасы. Бұл системада барлық электрлік шамалар үшін бірліктер $CGSE$ -бірліктерге сәйкес келеді, ал магниттик шамалар үшін бірліктер $CGSM$ -бірліктеріне сәйкес келеді. Бұл системада диэлектриклік тұрақты ε хәм магниттик сиңиргішлік μ өлшем бірлігіне ийе емес. Ал бослық үшін мынадай теңліктер орынланады:

$$\varepsilon = 1 \text{ хәм } \mu = 1.$$

Бірліктердің гаусслық системасын пайдаланғанда бір ұақытта электрлік хәм магниттик шамаларды өзінің ишіне алатуын барлық формулаларға электродинамикалық тұрақты c арқалы аңартылатуын санлы коэффициенттер киреде. Мысалы, Био-Савар-Лаплас нызамы мынадай түрге енеді:

$$H = \frac{1}{c} \cdot \frac{I \Delta l \sin \alpha}{r^2}.$$

Магнит майданындағы тоқтың Δl элементіне тәсір ететуын күш үшін аңлатпа былайынша жазылады:

$$\Delta f = \frac{1}{c} I B \sin \alpha \cdot \Delta l.$$

Фарадейдің индукция нызамын былайынша жазамыз:

$$E = -\frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt}.$$

Гаусслық системада Максвелл теңлемелері 244-параграфтағы (4а) хәм (8а) теңлемелері түрінде бериледі.

XX кестеде $CGSE$, $CGSM$ - хәм гаусслық системалардағы тийкарғы электрлік хәм магниттик шамалардың өлшемлері келтирилген. XXI кестеде болса бұл үш системадағы бірліктердің қатнастары берілген.

Бирліклердің абсолют системаларындағы тийкарғы электрлік хәм магнитлік шамалардың өлшемлери

Шама	Системалар		
	<i>CGSE</i>	<i>CGSM</i>	Гауслық
Диэлектриклик турақлы ϵ	Өлшеми жоқ	$L^{-2} T^2$	Өлшеми жоқ
Электр заряды q	$L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}$	$L^{1/2} M^{1/2}$	$L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}$
Электр майданының кернеўлиги E	$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$	$L^{1/2} M^{1/2} T^{-2}$	$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$
Электр майданының индукциясы D	$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$	$L^{-3/2} M^{1/2}$	$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$
Потенциал V	$L^{1/2} M^{1/2} T^{-1}$	$L^{3/2} M^{1/2} T^{-2}$	$L^{1/2} M^{1/2} T^{-1}$
Тоқтың күши I	$L^{3/2} M^{1/2} T^{-2}$	$T^{1/2} M^{1/2} T^{-1}$	$L^{3/2} M^{1/2} T^{-2}$
Қарсылық R	$L^{-1} T$	LT^{-1}	$L^{-1} T$
Сыйымлық C	L	$L^{-1} T^2$	L
Магнитлик сиңиргишлик μ	$L^{-2} T^2$	Өлшеми жоқ	Өлшеми жоқ
Магнит майданының кернеўлиги H	$L^{1/2} M^{1/2} T^{-2}$	$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$	$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$
Магнит майданының индукциясы B	$L^{-3/2} M^{1/2}$	$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$	$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$
Магнит индукциясының ағысы Φ	$L^{1/2} M^{1/2}$	$L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}$	$L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}$
Өзлик индукция коэффициенті L	$L^{-1} T^2$	L	L

4. Халық аралық бирліклер системасы. Өлшемлер менен салмақлар бойынша Халық аралық конференцияда 1960-жылы қабыл етилген бирліклер системасы мынадай тийкарғы төрт бирлікке тийкарланған: метр, килограмм, секунд, ампер (I томға қараңыз). Бұл системада күштің бирлиги сыпатында $1 \text{ ньютон} = 10^5 \text{ дин}$, жұмыстың бирлиги сыпатында $1 \text{ джоуль} = 10^7 \text{ эрг}$ хәм қуўаттың бирлиги сыпатында $1 \text{ ватт} = 10^7 \text{ эрг/сек}$ қабыл етилген. Тоқ күшинің бирлиги болған ампер бир бирине параллель болған шексиз ұшын өткізгішлер арқалы тоқлардың өз-ара тәсирлесіу күши бойынша анықланады (196-параграфқа қараңыз): ампер бослықта бир биринен 1 м қашықтықта жайласқан еки параллель сымның хәр бир метринің бир бирине $1 \cdot 10^7$ ньютон күш пенен тәсир етисіуін болдыратуғын тоқтың күшине тең. Усы анықлама бойынша $1 \text{ а} = 0,1$ тоқтың *CGSM* - бирлиги. Қалған электрлік бирліклер мынадай қатнастардың тийкарында келтирип шығарылады:

$$\begin{aligned}
 1 \text{ ампер} \times 1 \text{ сек} &= 1 \text{ кулон}, \\
 1 \text{ ампер} \times 1 \text{ вольт} &= 1 \text{ ватт}, \\
 1 \text{ ампер} \times \text{ом} &= 1 \text{ вольт}, \\
 1 \text{ фарада} \times 1 \text{ вольт} &= 1 \text{ кулон}.
 \end{aligned}$$

Абсолют системалардағы бирліктердің қатнастары

$$c = 2,998 \cdot 10^{10} \cong 3 \cdot 10^{10}.$$

Шама	1 CGSE-бирлік тең CGSM-бирлікке	Гаусс бирлиги тең:	
		CGSM- бирлигине	CGSE- бирлигине
Диэлектриклик тұрақты ϵ	$1/c^2$	$1/c^2$	1
Электр заряды q	$1/c$	$1/c$	1
Электр майданының кернеулиги E	c	c	1
Электр майданының индукциясы D	$1/c$	$1/c$	1
Потенциал V	c	c	1
Тоқтың күши I	$1/c$	$1/c$	1
Қарсылық R	c^2	c^2	1
Сыйымлық C	$1/c^2$	$1/c^2$	1
Магнит сиңиргишлік μ	c^2	1	$1/c^2$
Магнит майданының кернеулиги H	$1/c$	1	c
Магнит майданының индукциясы B	c	1	$1/c$
Магнит индукциясының ағысы Φ	c	1	$1/c$
Өзлик индукция коэффициенти L	c^2	1	$1/c^2$

Магнитлик бирліктер индукция нызамының тийкарында келтирип шығарылады, атап айтқанда: магнит ағысы Φ тиң бирлиги сыпатында қарсылығы 1 ом ға тең болған түйық контур арқалы нолге шекем кемейгенде пайда болған э.қ.күшиниң тәсиринде 1 к шамасына тең электр заряды ағып өтетұғын ағыс қабыл етилген. Ағыстың бұл бирлиги *вебер* деп аталады. $1 \text{ вб} = 10^8 \text{ мкс}$ теңлигиниң орынланатұғынлығын аңсат есаппап шығарыўға болады.

Магнит индукциясы B ның бирлиги

$$B_n = \frac{\Phi}{S}$$

қатнасының тийкарында анықланады. Буннан магнит индукциясының бирлиги ретинде 1 *вб* шамасына тең бир текли магнит ағысы 1 м^2 шамасындағы майданды келип өткенде пайда болатұғын индукцияның қабыл етилетуғынлығы келип шығады. Магнит индукциясының бил бирлигин *тесла* деп атайды. Магнит индукциясының ұсы бирлиги менен гаусстың аралығында мынадай қатнас бар:

$$1 \text{ тесла} = 1 \text{ вб/м}^2 = 10^4 \text{ гс}.$$

Халық аралық бирліктер системасында формулаларды "рационаллық" жазыў деп аталатұғын система қолланылады. Ол 244-параграфтағы (4b) хәм (5a), (8b) хәм (9a) Максвелл теңдемелериниң

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{H} &= \mathbf{i} + \dot{\mathbf{D}}, \\ \text{rot } \mathbf{E} &= -\dot{\mathbf{B}}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\operatorname{div} \mathbf{D} &= \rho, \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0\end{aligned}$$

түрине ениүйіне тийкарланған. $\mathbf{D}$ хәм $\mathbf{E}$ және $\mathbf{B}$ хәм $\mathbf{H}$ векторларының арасындағы байланыс сәйкес формулалар менен бериледи:

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}, \mathbf{B} = \mu \mathbf{H}.$$

Бундай жағдайда Кулон хәм Био-Савар-Лаплас ызаамлары былайынша жазылады:

$$f = \frac{q_1 q_2}{4\pi \varepsilon r^2}, \quad (11)$$

$$\Delta H = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{I \Delta l \sin \alpha}{r^2}. \quad (12)$$

Бослық ушын (11) Кулон ызаамын былайынша көширип жазыўға болады:

$$f = \frac{q_1 q_2}{4\pi \varepsilon_0 r^2}.$$

Бул формалада ε_0 - "бослықтың диэлектриклик тұрақлысы". Халық аралық системада "бослықтың диэлектриклик тұрақлысы" ның өлшемге ийе хәм сан мәнисиниң

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{4\pi c^2 \cdot 10^{-7}}$$

шамасына тең екенлигин аңсат көриўге болады. Бул формулада c - м/сек ларда аңғартылған электромагнит толқынлардың бослықтағы тезлигине, яғный $c = 2,998 \cdot 10^8$ м/сек шамасына тең.

(12)-аңлатпа формасында жазылған Био-Савар-Лаплас ызаамынан тўўры хәм ұзын өткизгиштен r қашықлығындағы магнит майданының кернеўлиги H тың мынаған тең екенлиги келип шығады:

$$H = \frac{I}{2\pi r}.$$

Бул теңликтиң тийкарында 196-параграфта көрсетилген бир ампер тоқ өтип тұрған ұзын тўўры өткизгиштен $r = \frac{1}{2\pi}$ м қашықлықтағы магнит майданының кернеўлигиниң өлшем бирлиги болған "бир метрдеги ампер" келип шығады.

B хәм H ушын бирликлерди салыстырыўдан практикалық системада "бослықтың магнит сиңиргишлиги" ниң $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ (өлшем бирликке ийе емес сан) шамасына тең екенлиги келип шығады.

Бирликлердиң халық аралық системасы соңғы ўақытлары СССР ра қабыл етилген "практикалық система" ға сәйкес келеди. Бул система MKSA-система деп белгиленди. Тийкарғы электрлик хәм магнитлик шамалардың халық аралық системадағы өлшем бирликлери XXII кестеде келтирилген. Халық аралық системадағы шамалардың өлшемлери CGSM-системадағы өлшемлерге сәйкес келеди хәм халық аралық системаның барлық электрлик хәм магнитлик бирликлери CGSM-системаның бирликлеринен пүтин сан есе айрылады.

XXII кесте

Бирликлердиң MKSA-системасы

Шама	Атамасы	Өлшеми	1 MKSA-бирлик = CGSM-бирликке
Диэлектриклик тұрақлы ε	-	$L^{-2}T^2$	$4\pi \cdot 10^{-7} \cong 1,26 \cdot 10^{-6}$
Электр заряды q	Кулон	$L^{1/2}M^{1/2}$	10^{-1}
Электр майданының кернеўлиги E	бир метрдеги вольт	$L^{1/2}M^{1/2}T^{-2}$	10^6
Электр майданының индукциясы D	бир квадрат метрдеги кулон	$L^{-3/2}M^{1/2}$	$4\pi \cdot 10^{-1} \cong 1,26$

Потенциал V	вольт	$L^{3/2}M^{1/2}T^{-2}$	10^8
Тоқтың күші I	ампер	$L^{1/2}M^{1/2}T^{-1}$	10^{-1}
Қарсылық R	ом	LT^{-1}	10^9
Сыйымлық C	фарада	$L^{-1}T^2$	10^{-9}
Магнит сиңиргишлигі μ	-	өлшеми жоқ	$\frac{10^{-7}}{4\pi} \cong 7,96 \cdot 10^5$
Магнит майданының кернеулігі H	бир метрдегі ампер	$L^{-1/2}M^{1/2}T^{-1}$	$4\pi \cdot 10^{-3} \cong 1,26 \cdot 10^{-2}$
Магнит майданының индукциясы B	тесла	$L^{-1/2}M^{1/2}T^{-1}$	10^4
Магнит индукциясының ағысы Φ	вебер	$L^{3/2}M^{1/2}T^{-1}$	10^8
Өзлік индукция коэффициенті L	генри	L	10^9