

**Өзбекстан Республикасы жоқары хэм орта
арнаўлы билим министрлиги**

**Бердақ атындағы
Қарақалпақ мәмлекетлик университети**

Улыўма физика кафедрасы

Б.А.Абдикамалов

ЭЛЕКТР ҲӘМ МАГНЕТИЗМ

пәни бойынша лекциялар текстлери

**Мәмлекетлик университетлердиң физика қәнигелигиниң
1-курс студентлери ушын дүзилген**

Интернеттеги адреси www.abdikamalov.narod.ru

Нөкис 2008

Мазмуну

1-§. Кирисиү. Электр хэм магнетизм пәни. Пәннің мақсети. Пәннің ұазыйпасы, методикалық көрсетпелер, бахалау критерийлери. Пәннің қәнигелер таярлауда тутқан орны. Предметлер аралық байланысы. Электр хэм магнетизмге тийисли улыўмалық мағлыўматлар.	4
2-§. Электростатика. Электр зарядларының өз-ара тәсирлесіу ызамаы. Кулон ызамаы. Ноқатлық заряд ҳаққында түсиник. Зарядлардың халық аралық SI хэм SGS бирликлер системасындғы өлшем бирликлери. Электр майданы. Электр майданы кернеўлиги. Суперпозиция принципи. Зарядлардың сызықлы, бетлик хэм көлемлик тығызлықлары.	6
3-§. Электр майданын графикалық тәриплеу. Күш сызықлары. Электростатикалық майданының индукция векторы хэм оның ағысы. Электр майданын есаплау. Остроградский-Гаусс теоремасы. Остроградский-Гаусс теоремасының дифференциал көриниси. Электростатикалық майданда исленген жумыс. Электр диполи.	13
4-§. Потенциал. Потенциаллар айырмасы. Потенциаллар градиенти. Эквипотенциал бетлер. Электростатиканың улыўмалық мәселеси. Пуассон хэм Лаплас теңлемелери.	22
5-§. Электр майданындағы өткизгишлер. Электр сыйымлығы. Сыйымлық бирликлери. Конденсаторлардың сыйымлығы. Электр майданы энергиясы хэм оның тығызлығы.	28
6-§. Электр майданындағы диэлектриклер. Диэлектриклерди поляризациялау. Поляризация векторы. Орталықтың диэлектриклик синиргишлиги хэм қабыллаушылығы. Еки диэлектрик орталық шегарасындағы поляризация хэм индукция векторлары хэм электр майданы кернеўлиги векторының үзилеси. Диэлектриклик кристаллардың электрлик қәсийетлери.	36
7-§. Турақлы электр тоғы. Электр тоғының характеристикалары. Өткизгишлик электр тоғы. Қарсылық хэм оның температураға ғәрездилиги. Ом ызамаының дифференциал көриниси. Туйық шынжыр ушын Ом ызамаы. Кирхгоф қағыйдалары.	42
8-§. Электр қозғаушы күш. Турақлы электр тоғының жумысы, қуўаты хэм жыллылық тәсирлери. Джоуль-Ленц ызамаы. Гальваникалық элементлер. Тоқ дерегиниң пайдалы жумыс коэффициенти	50
9-§. Электр өткизгишлердин тәбияты. Металлардағы электр өткизгишлик. Рике, Мандельштам-Папалекси хэм Стьюарт-Толмэн тәжирийбелери. Металлардағы электр өткизгишликтиң классикалық электрон теориясы тийкарында Ом хэм Джоул-Ленц, Видеман-Франц ызамларын түсиндириу. Ярым өткизгишлер. Ярым өткизгишлердин электр өткизгишлиги. Таза хэм араласпалы электр өткизгишлик. Аса өткизгишлик хэм оның тийкаргы қәсийетлери.	55
10-§. Вакуумдағы электр тоғы. Термоэлектронлық эмиссия. Вольт-амперлик характеристикасы. Тойыныу тоғының температураға байланыслы екенлиги.	68
11-§. Суйықлықлардағы хэм газлердеги электр тоғы. Суйықлықлардағы хэм газлердеги электр тоғының тәбияты. Электролиз хэм электролитлик диссоциация. Фарадейдин электролиз ызамлары хэм элементар заряд. Гальваникалық элементлер хэм аккумулятрлар. Ионизация хэм рекомбинация. Плазма.	71
12-§. Тоқлардың магнит майданы. Тоқлардың өз-ара магнитлик тәсири. Магнит майданының индукция векторы. Тоқ элементи. Био-Савара-Лаплас ызамаы. Магнит майданының кернеўлиги. Туўры тоқ хэм айланбалы тоқлардың магнит майданларының кернеўликлерин есаплау. Соленоидтың көшери бойынша магнит	80

майданының кернеулігінің тарқалыуы. Параллель тоқтардың өз-ара магниттік тәсірлесіуі.	
13-§. Магнит ағысы. Магнит майданындағы тоқты контур. Магнит майданы кернеулігінің циркуляциясы. Магнит майданындағы ток өтіп тұрған өткізгіш. Ампер күші. Магнит майданында қозғалыушы зарядтанған бөлекшеге тәсір етіуші күш. Қозғалыстағы зарядтанған бөлекшенің магнит майданы.	89
14-§. Магнетиктер. Заттардың магниттік қасиеттері. Молекулалық тоқтар. Магнитленіу векторы. Диамагнетиктер, парамагнетиктер, ферромагнетиктер. Пара- хәм диамагнетизмді түсіндіріу.	90
15-§. Ферромагнетиктер. Ферромагнетиктерді магнитлеу процессі. Гистерезис қурығы. Қалдық магнитленіу хәм коэрцитив күш. Ферромагнетизмді түсіндіріу. Ферромагниттік домендер хақында түсінік.	98
16-§. Электромагниттік индукция қуылысы. Электромагниттік индукция. Фарадей тәжірибелері. Ленц ызамы. Электромагнит индукцияның тийкарғы ызамы. Өзлік индукция қуылысы.	101
17-§. Индуктивтік. Соленоидтың индуктивлігі. Өзлік индукция нәтижесінде шынжырдағы тоқты жоғалыуы хәм тикленіуі. Магнит майданының энергиясы. Өз-ара индукция.	104
18-§. Электр тербелістері хәм толқындар. Меншікті электр тербелістері. Сөніуші электр тербелістері. Меншікті электр тербелістерінің теңлемесі. Сөніу болмағандағы электр тербелістері. Мәжбүріі электр тербелістері.	110
19-§. Өзгермелі ток. Өзгермелі электр тоғы шынжырындағы актив қарсылық, сыйымлық хәм индуктивтік. Векторлық диаграммалар усылы. Өзгермелі тоқтар үшін Ом ызамы. Өзгермелі тоқты қуаты хәм жұмысы. Ток хәм кернеудің эффективтік мәністері. Кернеу хәм тоқтар резонансы.	121
20-§. Максвелл постулаттары. Аўысыу тоғы. Максвелл теңлемелері хәм олардың тәжірибелерден келіп шығатуғын тийкарлары. Максвелл теңлемелерінің физика илиминдегі тұтқан орны. Электромагнит толқындар. Электромагнит толқындардың қасиеттері, олардың көлденең толқын екенлігі. Толқын энергиясы. Пойнтинг векторы. Электромагнит толқындарды пайда етіу. Герц тәжірибелері.	127
Сабақтарға мөлшерленген оқыу программасы, басқа да методикалық материаллар.	136

1-§. Кирисиў

Электр хэм магнетизм пәни. Пәнниң мақсети. Пәнниң ўазыйпасы, методикалық көрсетпелер, бахалаў критерийлери. Пәнниң қәнигелер таярлаўда тутқан орны. Предметлер аралық байланысы. Электр хэм магнетизмге тийисли улыўмалық мағлыўматлар.

Ең дәслепп электр зарядларына тийисли болған базы бир элементар фактлерди еске түсиремиз.

Әййем заманлардың өзинде жүнге сүйкелген янтардың жеңил денелерди өзине тартатуғынлығы мәлим еди. Ал XVI әсирдин ақырында Англиялы шыпакер Джильберт бул кубылысты толығырақ изертледи хэм тап сондай қәсийетке басқа да көплеген денелердин ийе болатуғынлығын тапты. Янтарға усап сүйкелистен кейин басқа денелерди тарта алатуғын денелерди Гильберт электрленген деп атады, Ал грек сөзи болған электрон янтарь деген мәнини аңлатады. Биз ҳәзирги ўақытлары бизлер усындай ҳаллардағы денелерде электр зарядлары бар деп есаплаймыз, ал денелердин өзлерин зарядланған деп атаймыз.

«Сүйкелистин жәрдеміндеги электрлеў» деги сүйкелис қандай да бир принципиаллық орынды ийелемейди. Электр зарядлары ҳәр қыйлы денелерди бир бири менен тийгизгенде дерлик барлық ўақытлары пайда болады. Қатты денелерди бир бирине жақынлатқанда усы денелердин бетлеринде баркулла бар болатуғын микроскопиялық ойыс-дөңеслер олардың тығыз бетлесиўине кесент береди. Денелерди бир бирине қысыў ямаса сүйкеў арқалы биз еки бенениң бетлерин бир бирине жақсырақ жақынлатамыз. Бул денелерди бир бирине сүйкемегенимизде олардың бетлери тек айырым жағдайларда ғана бир бири менен жақсы тийискен болар еди.

Айырым денелерде электр зарядлары еркин түрде усы денедеги бир орыннан екинши орынға көшип өте алады, ал айырым денелерде болса бундай кубылыс орын алмайды. Электр зарядлары бир бөлиминен екинши бөлиmine еркин түрде өте алатуғын денелерди **өткизгишлер** деп атайды. Ал электр зарядлары бир бөлиминен екинши бөлиmine өте алмайтуғын денелерди **изоляциярлар** ямаса **диэлектриклер** деп атайды. Қатты хэм суйық ҳаллардағы барлық металлар, дузлар менен кислоталардың суўдағы еритпелери хэм басқа да көплеген затлар өткизгишлер болып табылады. Изоляторларға мысал ретинде янтарды, кварцты, эбонитти хэм әдеттеги шараятлардығы барлық газлерди көрсетиўге болады.

Денелерди өткизгишлер менен изоляторлаға әдетте шәртли түрде бөледи. Барлық затлар мәлим дәрежеде электрди өткереди. Биз берилген денени изолятор деп есаплайтуғын болсақ, онда бул жағдай усы тәжирийбениң барысында дене арқалы өткен электр зарядының усы кубылысты қарағанымызда қатнасқан зарядраға салыстырғанда жүдә аз екенлигин билдиреди.

Тәжирийбелер еки зарядланған денениң бирин бири тартатуғынлығын ямаса бирин бири ийтеретуғынлығын көрсетеди. Жүдә жеңил болған сабаққа илдирилген еки денени жипекке сүйкелген шийше таяқшаны тийдириў арқалы зарядласақ, онда бул еки дене бир бири менен ийтериседи. Усы еки денени териге сүйкелген эбонит арқалы зарядласақ та тап усындай кубылысты көремиз. Бирақ сол еки денениң бирин шийшени тийдириў арқалы, ал екиншисин эбонитти тийдириў арқалы зарядласақ, онда олар бир бири менен

тартысады. Бул жағдай шийше менен эбониттің зарядларының сапасы бойынша бир биринен айрылатуғынлығын билдиреди.

Тәбиятта затлардың түрі оғада көп болса да, электр зарядларының тек еки әулады бар. Олардың бири жипекке сүйкелген шийшедеги зарядлар, ал екіншиси териге сүйкелген эбониттеги зарядлар. Жипекке сүйкелген шийшедеги зарядларды **оң зарядлар**, ал териге сүйкелген эбониттеги зарядларды **теріс зарядлар** деп атайды. Демек бірдей аттағы зарядлар бир бири менен ийтериседи, ал хәр қыйлы аттағы зарядлар бир бири менен тартысады екен.

Магнитлик қубылыстар (магнетизм) деп аталатуғын қубылыстар да әйіем заманлардан белгили. Тәбийий (руда) хәм жасалма (полаттан соғылған) магнитлер базы бир денелерди тартады, ал базы бир денелерди ийтереди. Хәр бир магните еки түрли магнитлениўге ийе боламыз хәм олардың бирин арқа, екіншисин түслик деп атаймыз. Соның менен бирге хәр бир магните еки полюс болып, бірдей аттағы полюслер бир биринен ийтериседи, ал хәр қыйлы аттағы полюслер тартысады. Магнитлерге жақын жайластырылған көплеген денелердің өзлери магнитке айланады, яғнай еки магнит полюсына ийе болады. Магнитти бөлеклерге бөлсек, онда сол бөлеклердің барлығы да еки полюске ийе магнит болып шығады. Бир полюске ийе магнит тәбиятта жоқ.

1789-жылы Гальвани электр тоғының физиологиялық тәсирин ашты. Ол құрбақаның булшық етлеринің еки ушына зарядланған денени тутастырғанда булшық еттің қысқартуғынлығын анықлады. Сол ўақытлары бундай қысқарыўдың себебинің зарядланған денелердің усы булшық еттің тоқты өткизйўине байланыслы разрядланыўының ақыбети екенлиги белгили болған болса да электр қубылысларының бирден бир екенлиги тастыйықланған жоқ. Сонлықтан көп ўақытларға шекем «Гальваникалық электр» менен «сүйкелистен пайда болған электр» бир бири менен байланыссыз қарап келинди. Тек XIX әсирдің басында электрлик қубылыстардың оғада көп түрлери ашылды. Мысалы 1820-жылы Копенгагенли физика профессоры Эрстед ток өтип турған өткизгиштің магнит стрелкасына тәсир ететуғынлығын, усыған байланыслы электр тоғының магнит майданын пайда ететуғынлығын тапты. Солай етип электр тоғының зарядланған бөлекшелердің бағытланған қозғалысы екенлигин нәзерде тутсақ, онда бул жерде биз қозғалыстағы электр зарядларының магнит майданының дереги болатуғынлығына көз жеткеремиз. Демек магнит майданының дереги магнитлер менен электр тоғы болып табылады екен. Соның менен бирге электр тоғының пайда болыў шәртлеринің, тоқтың жыллылық хәм магнитлик тәсирлеринің, диэлектриклердің тутқан орнының хәм тағы басқалардың ашылғанлығын көрсетиўге болады. XIX әсирдің екінши ярымы электр ҳаққындағы тәлимааттың жедел түрде раўажланыўы менен тәриплениди. Фарадей менен максвелдің жұмыслары электромагнит қубылыстардың бирлигин көрсетти, электромагнит тоқынлары ашылды, жақтылықтың электромагнит теориясы дөретилди. Усыған байланыслы электр менен магнетизмнің физиканың бир биринен айрылмайтуғын бир бөлими екенлиги анық болады.

Электр ҳаққындағы тәлимааттың раўажланыўының принципиаллық әҳмийети оғада уллы: бириншиден электрлик қубылыстардың механикалық қубылыстар емес екенлиги, екіншиден электрлик қубылыстардың физиканың басқа процесслери менен терең байланысының бар екенлиги айқын болды.

Жоқарыда айтылғанларға байланыслы «Электр хәм магнетизм» физикада орайлық орынды ийелейди және электродинамика, атом хәм квант механикасы, ядролық физика, оптика, қатты денелер физикасы, диэлектриклер хәм ярым өткизгишлер физикасы сыяқлы бөлимлердің тийкарында турады.

Электр хэм магнетизм ҥаққындағы тәлилат өз ишине мәселелердиң үш түрли топарын алады. Биринши топарға электрлик хэм магнитлик кубылысларды басқаратуғын тийкарғы түсиниклер менен улыўмалық принциплер киреди. Екинши топар затлардың электрлик хэм магнитлик қәсийетлерин қамтыйды. Үшинши топар өз ишине электр хэм магнетизмнің техникалық хэм әмелий қолланылыўын алады.

Университетлердиң физика факультетлериниң студентлери ушын әдетте жоқарыда гәп етилген үш топардың бириншисине тийкарғы дыққат аўдарылады. Сонлықтан лекциялар барысында тийкарынан электрлик хэм магнитлик кубылысларды басқаратуғын тийкарғы түсиниклер менен улыўмалық принциплерге итибар бериледи.

2-§. Электростатика

Электр зарядларының өз-ара тәсирлесийў нызамы. Кулон нызамы. Ноқатлық заряд ҥаққында түсиник. Зарядлардың халық аралық SI хэм SGS бирликлер системасындғы өлшем бирликлери. Электр майданы. Электр майданы кернеўлиги. Суперпозиция принципи. Зарядлардың сызықлы, бетлик хэм көлемлик тығызлықлары.

Электр хэм магнетизм тәлиматында электр заряды хэм электр майданының кернеўлиги түсиниклери тийкарғы түсиниклер қатарына жатады. Сонлықтан биз дәслеп электр зарядларын алып жүрийўшилерге хэм олардың классификациясына итибар беремиз. Биз электр заряды деп аталатуғын денелердиң тәбиятта жоқ екенлигин, ал зарядланған бөлекшелер менен денелердиң бар екенлигин нәзерде тутамыз. Бундай бөлекшелер менен денелерди зарядларды алып жүрийўшилер деп атаймыз.

Зарядрларың микроскопиялық алып жүрийўшилери деп зарядланған бөлекшелер менен ионларға айтамыз. Олар оң ямаса терис зарядты алып жүрийўи мүмкин. Санлық мәниси бойынша зарядтың муғдары $|e| = 1,6021892(46) \cdot 10^{-19} \text{ Кл} = 4,80 \cdot 10^{-10} \text{ СГСЭ}$ шамасына ямаса усы шамадан пүтин сан еселенген мәниске тең. Усы ўақытқа шекем тәжирийбелерде $|e|$ ден киши болған электр зарядының мәниси табылмады.

Ҥәзирги ўақытлары 200 дей бөлекшелер хэм оғада көп санлы атомлар, ионлар, молекулалар белгили. Бөлекшелердиң көпшилиги пайда болғаннан кейин жүдә киши ўақыт даўамында жасайды хэм басқа бөлекшелерге ыдырап кетеди. Басқа сөз бенен айтқанда бөлекшелердиң жасаў ўақыты оғада қысқа (секундтың оғада киши бөлеги). ***Жасаў ўақыты шексиз үлкен болған аз сандағы зарядланған бөлекшелердиң түрлери бар.*** Олар электронлар, протонлар хэм олардың антибөлекшелери¹. Атомлардың ядроларының қурамына протонлар, ал атомлардың электронлық қабықларына (қатламларына) электронлар киреди. Усы бөлекшелер электр хэм магнетизм бөлиминде үйренилетуғын барлық кубылысларды болдырады. Атомлардың ядроларының қурамына протонлар менен бир қатарда нейтронлар да киреди. Бирақ нейтронлар электр зарядына ийе емес хэм олардың ядроның ишиндеги жасаў ўақытты шексиз көп. Бирақ ядроның сыртында (еркин халда) нейтрон орташа 15 минут ғана жасайды хэм протон, электрон хэм антинейтриноға ыдырап кетеди.

Ионлардың (ионлар деп зарядланған атомларды ямаса молекулаларды айтамыз) заряды атомдағы ямаса молекуладағы электронлық қабықтағы бир ямаса бир неше

¹ Ҥәзирги ўақытлары протонлардың жасаў ўақыты 10^{31} жыл деген теориялық болжаўлар бар. Бирақ бул болжаўдың дурыслығы тәжирийбеде тастыйықланбады.

электронлардың кемислигинен (бундай жағдайда ионның зәредының мәнісі оң болады) ямаса артықлығынан (артық электронлар ионлардың зарядының теріс болыуын тәміинлейді) ибарат. Сонлықтан ионлардың электр зарядларын алып жүріушілері хәкқындағы мәселе электронлар менен протонлардың зарядлары хәкқындағы мәселеге алып келинеді.

Электрон элементар теріс мәнісли зарядты алып жүріуші болып табылады. Хәзіргі уақытлары электронды ишки қурылысқа ийе емес нәқатлық бөлекше деп қабыл етеді. Сонлықтан электронның барлық заряды бир нәқатта топланған деп есаплаймыз. Бундай көз-қарас әлбетте дурыс емес. Себеби нәқатлық заряд тәрепинен пайда етилген электр майданының энергиясы хәм массасы шексіз үлкен болыуы шәрт. Ал электронның массасы болса $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} = \kappa_2 = 9,1 \cdot 10^{-28} \text{ г}$. Бирақ әпиуайылық ушын бундай қарама-қарсылықты итибарға алмаймыз.

Протон оң элементар зарядты алып жүріуші болып табылады. Оны нәқатлық бөлекше деп қарауға болмайды. Протонның ишиндегі электр зарядының тарқалыуы эксперименте изертленген.

Электр зарядларының бир бири менен тәсирлескенинде (тәсирлесіу тартысуы ямаса ийтерисіуден турады) биринши гезекте усы тартысуыдың хәм ийтерисіудің қалай жеткерип берилетуғынлығы дыққат орайында турады. Соның менен бирге мына сорау да үлкен әхмийетке ийе: механикалық күшлер (тартысуы менен ийтерисіу) тек еки заряд болғанда ғана жүзеге келеді, ал тек ғана бир заряд болғанда қоршаған орталықта қандай да бир өзгеріслер жүзеге келеме?

Бул сорауға жууап беріуде физикада бир бири менен қарама-қарсы болған еки түрлі көз-қарас орын алды. Биринши көз-қарас бойынша денелерге бир бири менен хеш қандай орталықсыз, бирден тәсир етиу тән деп есапланды. Демек тәсир бослық арқалы бир заматта алып бериледи деген сөз (узақтан тәсир етисіу теориясы). Усындай көз-қараста бир заряд орталыққа хеш қандай тәсир жасамайды.

Екинши көз-қарас бойынша хәр қандай денелер арасындағы тәсирлесіу усы денелерди қоршап турған қандай да бир орталықтар арқалы усы орталықтың хәр қыйлы бөлімлері бойынша избе-из шекли тезлик пенен алып бериледи (жақыннан тәсир етисіу теориясы). Демек тек бир зарядланған дене болса да қоршап турған орталықта қандай да бир өзгеріс болады деген сөз.

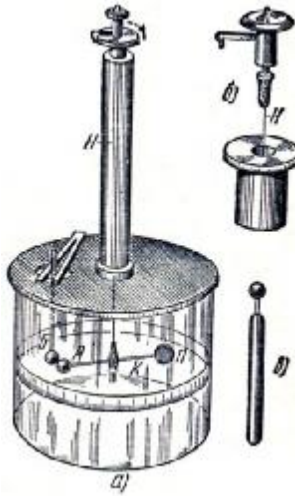
Хәзіргі заман физикасы узақтан тәсирлесіу идеясын бийкарлайды хәм тек жақыннан тәсирлесіу теориясын сақлап қалады.

Солай етип тынышлықта турған хәр қыйлы зарядланған бөлекшелер арасындағы тәсирлесіу күшлеринің пайда болыуын түсиніу ушын усы тәсирлесіуді жүзеге келтиретуғын зарядлар ортасында қандай да бир орталықтың орын алатуғынлығын нәзерде тутыуымыз керек екен. Усы орталық электр майданы болып табылады. Электр заряды бир орында пайда болса, оның этирапында электр майданы да пайда болады. Электр майданының тийкарғы қасиеті соннан ибарат, усы майданда жайласқан қәлеген зарядланған денеге күш тәсир етеді. Ал усы электр майданын санлық жақтан тәриплеу ушын электр майданының кернеулігі деп аталатуғын арнаулы физикалық шама хызмет етеді.

1-сүүрет.

Кулонның айланыушы тәрезиси.

а) эсбаптың улыўмалық көриниси, б) эсбаптың головкасы, в) А хәм В шариклерин зарядлаў ушын қолланылған өткізгіш.



Енди Кулон (Coulomb, 1736-1806) нызамы ҳаққында гәп етемиз. Кулон өзиниң 1-сүүретте көрсетилген айланыушы тәрезиниң жәрдемінде 1785-жылы зарядлардың тәсир етисиў нызамын ашты (жүдә киши күшлерди өлшейтуғын тап усындай тәрезиниң жәрдемінде Кавендиштиң гравитациялық турақлы G ны анықлағанын еске түсиремиз). Бул тәрезиде H жиңишке металл сабаққа изолятордан исленген горизонт бағытындағы K денеси бекитилген. Бул денениң бир ушына A шариги, ал екинши ушына тең селмақлықты услап турыў ушын P денеси илдирилген. Металл сабақтың жоқарғы ушы эсбаптың айланыушы головкасына бекитилген болып, ол сабақтың бурылыў мүйешин дәл анықлаўға мүмкиншилик береді. Эсбаптың ишине A шариги усаған B шаригин эсбаптың ишине киргизиў мүмкин. Сыртқы үлкен шийше цилиндр эсбаптың сезгир бөлимлерин хаўаның қозғалысынан сақлайды.

Зарядлар арасындағы тәсир етисиў күшиниң усы зарядлар арасындағы қашықлыққа ғәрезилигин анықлаў ушын A хәм B шариклерине изолятор ручкаға бекитилген үшінши шарик қолланылған (1-в сүүрет). Бирдей белгиге ийе зарядлар менен зарядланған A хәм B шариклери бир бири менен ийтериседи хәм базы бир қашықлыққа барып тоқтайды. Бул қашықлықты головканың шкаласы жәрдемінде анықлайды. Буннан кейин эсбаптың головкасын бурайды хәм усының салдарынан металл сабақты бурайды. Механикадан серпимли буралыў деформациясында буралыў мүйешиниң бураў күшиниң моментине туўры пропорционал екенлиги белгили. Бул жағдай горизонт бағытындығы K денесиниң ушындағы шарике қандай шамадағы күштиң тәсир ететуғынлығын анықлаўға мүмкиншилик береді. Усындай тәжирийбелердиң нәтийжесинде Кулон еки ноқатлық заряд арасындағы өз-ара тәсирлесіў күши усы еки ноқатты тутастырыўшы туўры бағытында хәм бул күштиң сол еки ноқат арасындағы қашықлықтың квадратына кері пропорционал екенлигин тапты. Яғнай

$$F \sim 1/r^2 \quad (1)$$

екенлиги анықланды.

Тәсирлесіў күши зарядлардың муғдарына да байланыслы. Бундай ғәрезликти мынадай тәжирийбениң жәрдемінде анықлаў мүмкин:

Егер зарядланған A ямаса B шаригине өлшемлери тап сондай, бирақ зарядланбаған шарикти тийгизсек, онда шариклердиң бирдей екенлигине байланыслы A ямаса B шаригиндеги зарядтың тең ярымы зарядланбаған шарике өтеди. Егер зарядланбаған шарик зарядланған шарике және бир реет тийгизилсе, онда дәслепки зарядтың муғдары

төрт есе кемейеди. Усының нәтижесінде тәсірлесиў күшиниң зарядлардың муғдарына туўры пропорционал өзгеретуғынлығы анықланған. Усы алынған нәтижелерден еки ноқатлық заряд арасындағы өз-ара тәсірлесиў күшиниң зарядлардың муғдарына туўры, ал сол зарядлар арасындағы қашықтықтың квадратына кері пропорционал екенлиги ашылды. Бул жағдай былайынша жазылады:

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

Бул формулада f арқалы зарядтың, қашықтықтың хәм күштиң өлшем бирликлерине байланыслы болған пропорционаллық коэффициенті белгиленген. Енди күштиң тек шамасын емес, ал бағытын да көрсететуғын формуланы былайынша жазамыз:

$$\mathbf{F}_{12} = f \frac{q_1 q_2}{r^3} \mathbf{r}_{12}. \quad (3)$$

Бул аңлатпада \mathbf{F}_{12} арқалы 2-заряд тәрәпинен 1-зарядқа тәсір ететуғын күш, ал \mathbf{r}_{12} арқалы 1-зарядтан 2-зарядқа қарай бағытланған радиус-вектор белгиленген.

Хәзирги ўақытлары өткерилген экспериментлер Кулон ызамының оғада дәл орынланатуғынлығын (хәтте 10^{-13} см қашықтықларда да) дәлилледі.

Күштиң, зарядтың хәм қашықтықтың өлшем бирликлерин сайлап алыў арқалы (2)- хәм (3)-формулардағы f пропорционаллық коэффициентин 1 ге тең етип алыў мүмкин. Усыған сәйкес келиўши зарядтың бирлиги **зарядтың абсолют электростатикалық бирлиги** деп аталады (қысқаша түрде SGSE-заряд бирлиги). Бундай шама вакуумде бир биринен 1 см қашықтықта турған хәм бир бири менен 1 дина күш пенен тәсір етисетуғын зарядтың муғдарына тең.

Оғада дәл өлшеўлер элементар зарядтың

$$e = 4,80 \cdot 10^{-10} \text{ SGSE-заряд бирлиги} \quad (4)$$

екенлигин көрсетти.

Узынлықтың, массаның, ўақыттың хәм зарядтың бирликлерин тийкарғы етип алып электрлик хәм магнитлик шамалардың бирликлериниң системасын дүзиў мүмкин. Тийкарында сантиметр, грамм, секунда хәм SGSE-заряд бирлиги жатқан системаны бирликлердин абсолют электростатикалық системасы (SGSE-система) деп атайды. Усы системасының тийкарында Кулон ызамы, яғный тынышлықта турған зарядлар арасындағы өз-ара тәсірлесиў ызамы тур. Кейинирек биз бирликлердин абсолют электромагнит системасы (SGSM-система) менен танысамыз. Бундай системаның тийкарында электр тоғы өтип турған өткизгишлер арасындағы өз-ара тәсірлесиў ызамы турады. Бирликлердин Гаусс системасы да абсолют система болып табылады. Бул системадағы электрлик шамалардың бирликлери SGSE-системаның бирликлери менен бирдей, ал магнитлик шамалардың бирликлери SGSM-системаның бирликлери менен бирдей.

SGSE-системасында Кулон ызамы былайынша жазылады:

$$F = \frac{|q_1 q_2|}{r^2} \quad (5)$$

Бул формула зарядлар вакуумде жайласқан жағдайда ғана дурыс орынланады. Егер зарядлар басқа арталықтарда жайласса, онда формулаға қосымша көбейткіштер киргизіледі.

SI системасындағы зарядтың бірлиги кулон болып табылады. Бул системада элементар зарядтың шамасы (1998-жылы қабыл етилген фундаменталлық физикалық тұрақтылардан алынған)

$$e = 1,602176462 (63) \cdot 10^{-19} \text{ Кл}. \quad (6)$$

Тәжірибелерде

$$1 \text{ Кл} = 2,998 \cdot 10^9 \text{ SGSE-заряд бірлиги} \quad (7)$$

екенлиги анықланған.

Егер электрдинамиканың көп формулаларын SGS системасында (дара жағдайда Гаусс системасында) жазатуғын болсақ, онда бул формулаларға 4π , сан мәнісі жақтылықтың вакуумдеги тезлигине тең электродинамикалық тұрақты ϵ_0 кіреді. Әмелі жәктан әхмийетли болған формулалардағы усы шамалардан кутылыў ушын Кулон нызамындағы пропорционаллық коэффициенти $\frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ ге тең етип алады. Бундай жағдайда вакуумде жайласқан зарядлар ушын аңлатпа

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{|q_1 q_2|}{r^2} \quad (8)$$

түрине ийе болады. Усыған сәйкес басқа формулалар да өзгереді. Усындай жоллар менен өзгертилген формулалардың жазылыўы **рационалластырылған жазылыў** деп аталады. Рационалластырылған формулаларды қолланыў арқалы дүзилген бирликлер системасы **рационалластырылған бирликлер системасы** деп аталады. Бундай системалар ишине SI системасы да кіреді.

ϵ_0 шамасын **электр тұрақтысы** деп атайды. Ол узынлыққа бөлінген электр сыйымлығының өлшем бірлигине ийе. Усыған сәйкес оның шамасын фарада бөлінген метр бирлигинде аңлатады. ϵ_0 шамасын анықлаў ушын (8)-формуладағы бир биринен 1 м қашықтықта жайласқан мұғдары 1 кулоннан болған еки нокатлық заряд арасындағы күшти есаплаймыз.

$$F = \frac{3 \cdot 10^9 \cdot 3 \cdot 10^9}{100^2} \text{ SGSE} = 9 \cdot 10^{14} \text{ дин} = 9 \cdot 10^9 \text{ Н} \approx 10^9 \text{ кгс}. \quad (9)$$

Күштиң усы мәнісин, $q_1 = q_2 = 1 \text{ Кл}$ хәм $r = 1 \text{ м}$ ди (8)-формулаға қойып, буннан кейин

$$9 \cdot 10^9 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1 \cdot 1}{1^2}$$

екенлигине көз жеткерип $\epsilon_0 = 0,885 \cdot 10^{-11} \text{ Ф/м}$ шамасын аламыз.

Мәселениң түсиникли болыўы ушын мысаллар келтиремиз. Водород атомының ядросы тек бир протоннан турады. Оның заряды $q_1 = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} = 4,80 \cdot 10^{-10} \text{ SGSE}$. Водород атомындағы ядро менен оның дөгерегинде айланып жүріўши электрон

арасындағы қашықтық $r = 0,5 \cdot 10^{-10} \text{ м} = 0,5 \cdot 10^{-8} \text{ см}$. *SGSE* бірліклер системасында (5-формула бойынша) $F = \frac{|q_1 q_2|}{r^2} = 9,2 \cdot 10^{-3} \text{ дина} = 9,2 \cdot 10^{-8} \text{ Н}$. Ал *SI* системасында есеплайтуғын болсақ, онда $F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{|q_1 q_2|}{r^2}$ формуласын пайдаланамыз хәм $\epsilon_0 = 0,885 \cdot 10^{-11} \text{ Ф/м}$ екенлигин есапқа аламыз. Бундай жағдайда $F = 9,2 \cdot 10^{-8} \text{ Н}$ шамасын аламыз.

Енди күш F шамасының белгисине итибар беремиз хәм бирдей белгиге ийе (атлас) зарядлардың ийтерисетуғынлығын, ал белгилери қарама-қарсы болған зарядлардың тартысатуғынлығын нәзерде тутамыз. Бирдей белгиге ийе зарядлар ушын күш F тиң белгиси оң, ал хәр қыйлы белгиге ийе зарядлар ушын күш F тиң белгиси терис. Демек оң мәнисли күш ийтерисиү күши, ал терис мәниске ийе күштиң тартысыү күши екенлигине көз жеткеремиз. Олай болатуғын болса тартысыү күши болған гравитация күшиниң де ($F = G \frac{m_1 m_2}{r^2}$) терис мәниске ийе болыуының керек екенлигин атап өтемиз.

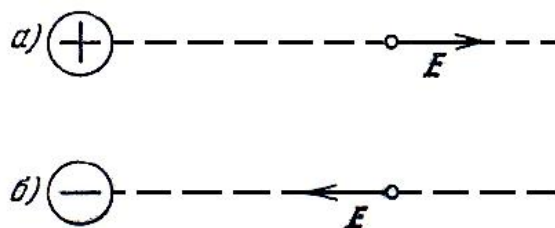
Енди электр майданының кернеулиги түсинигене қайтып келемиз. Шамасы q ға тең ноқатлық электр зарядын аламыз хәм бул заряд пайда еткен орталыққа шамасы q_1 ге тең болған сынап көрилетуғын (рус тилинде «пробный заряд») ноқатлық электр зарядын алып келемиз. Бул q_1 зарядына Кулон нызамына сәйкес усы зарядтың шамасына тууры пропорционал болған F күши тәсир етеди. Сонлықтан бул күштиң сынап көрилиуши q_1 зарядына қатнасы F/q_1 сынап көрилиуши зарядты сайлап алыуға байланыссыз хәм сынап көрилиуши бөлекше турған орынға ғәрезли болған шама болып табылады. Усы F/q_1 шамасы электр майданының кернеулиги атамасын алды.

Солай етип муғдары q болған ноқатлық зарядтың усы зарядтан r қашықтығындағы электр майданының кернеулигин E арқалы белгилеп

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \quad (10)$$

формуласын аламыз. Бул формула бойынша майданның кернеулиги қашықтықтың квадратына кері пропорционал өзгеретуғынлығын көремиз.

Электр заряды скаляр шама, ал күш болса вектор. Сонлықтан векторды скалярға бөлиу арқалы алынатуғын майданның кернеулиги вектор болып табылады. Бул вектордың бағыты майданда жайластырылған оң белгиге ийе зарядқа тәсир ететуғын күштиң бағытындай етип алынады. Демек оң заряд тәрәпинен пайда етилген электр майданының кернеулиги векторының бағыты зарядтан сыртқы кеңисликке бағытланған радиус-векторы менен бағытлас болады (сынап көрилетуғын оң зарядтың ийтерилю бағыты). Егер электр майданы терис заряд тәрәпинен пайда етилетуғын болса, онда майдан зарядтың өзине қарай бағытланған. Биз бул жерде электр майданының бағыты түсиниги менен усы майданның кернеулигиниң бағытының түсинигиниң бирдей мәниске ийе екенлигин аңғарамыз хәм буны 2-сүүретте схема түрінде көрсетемиз.



3-сүүрет.

Оң (а) хәм терис (б) зарядлар тәрәпинен пайда етилген электр майданларының кернеуликлериниң бағытлары.

Жоқарыда айтылғандардан электр майданының кернеулігі E болған нокатында тұрған заряды q ға тең бөлекшеге тәсір ететұғын күш

$$F = qE$$

ге тең.

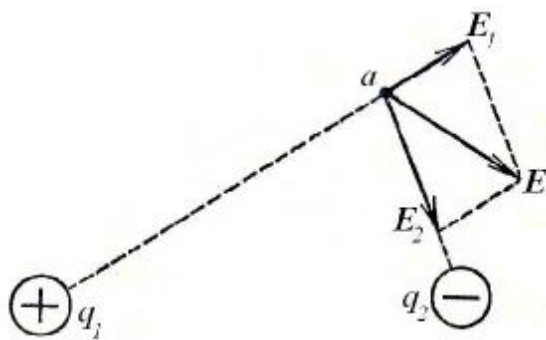
Еди мысал ретінде вакуумде жайласқан заряды $+e$ ге тең нокатлық денеден (водород атомының ядросынан) $r = 0,5 \cdot 10^{-10}$ м қашықтықта тұрған нокаттағы электр майданының кернеулігін есаплаймыз. Буның үшін мына формуладан пайдаланамыз: $E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} = 36$ ГВ/м шамасын аламыз. Егер SGSE системасынан пайдалансақ, онда

$$E = \frac{q}{r^2} = \frac{4,8 \cdot 10^{-10}}{(0,5 \cdot 10^{-8})^2} \text{ SGSE бирлиги} = 1,92 \cdot 10^7 \text{ SGSE бирлиги.}$$

Енди электр майданларын қосыу мәселесі менен шұғылланамыз. Усы мақсетте q_1 хәм q_2 нокатлық зарядларын аламыз. Мейли q_1 заряды тәрәпинен a нокатында пайда етилген майданның кернеулігі E_1 (q_2 заряды пүткиллей жоқ болған жағдайдағы), ал E_2 болса q_2 заряды тәрәпинен a нокатында пайда етилген майданның кернеулігі (q_1 заряды пүткиллей жоқ болған жағдайдағы) белгиленген болсын. Тәжірийбелер еки майданның қосылуынан пайда болған майданның кернеулігі E ниң векторларды қосыу қағыйдасы жәрдемінде анықланатуғынлығын көрсетеди (4-сүүрет). Бундай болатуғын болса $E = E_1 + E_2$ формуласы орынлы болады. Ал электр майданы көп санлы (k дана) нокатлық зарядлар тәрәпинен пайда етилетуғын болса, онда

$$E = E_1 + E_2 + E_3 + \dots = \sum_k E_k \quad (11)$$

аңлатпасы орынлы болады. (11)-аңлатпа электр майданларын қосыу принципін (суперпозиция принципін) аңлатады хәм электр майданының ең әхмийетли қәсіетлерининиң бирін сәўлелендиреди.



4-сүүрет.

Электр майданларын қосыу

Электромагнит майданларының суперпозиция принципін сәўлелендириўши (11)-формуланың дурыслығын өз-өзинен айқын деп жуўмақ шығарыўға болмайды. Бул формуланың дурыс екенлигин тек тәжірийбелер тастыйықлайды.

Биз усы ўақытларға шекем нокатлық зарядлар хақында айтып келдик. Егер зарядланған дене үлкен өлшемлерге ийе болса, онда ол денени нокатлық дене деп қараўға болмайды. Бундай жағдайда денениң ишиндеги зарядтың тарқалыўын билиў керек болады.

Зарядланған дененің ишнен $\Delta\tau$ көлемін бөліп аламыз хәм усы көлемнің ишіндегі заряд муғдарын Δq арқалы белгилейміз. $\frac{\Delta q}{\Delta\tau}$ қатнасының мәнісін шексіз киширейткеніміздегі бул катнастың шеги **электр зарядларының берілген ноқаттағы көлемлик тығызлығы** деп аталады. Бул шаманы ρ арқалы белгилесек, онда

$$\rho = \lim_{\Delta\tau \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta\tau} \quad (12)$$

формуласына ийе боламыз. Солай етип **зарядтың көлемлик тығызлығы дегеніміз көлем бирлигиндегі зарядтың муғдары** болып табылады екен. $\Delta\tau$ көлеміндегі зарядтың муғдары $\rho\Delta\tau$ ға тең.

Гейпара денелерде зарядлар дененің бетіне тийіп турған жүдә жуқа болған қатламларда жайласады. Бундай жағдайларда зарядлардың бетлик тығызлығынан пайдаланған қолайлы. Зарядлардың бетлик тығызлығы

$$\sigma = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta S} \quad (13)$$

формуласы жәрдемінде есапланады. Бул формуладағы Δq шамасы беттің ΔS участкасындағы муғдары. Басқа сөз бенен айтқанда **зарядлардың бетлик тығызлығы дегеніміз беттің бир бирлигиндегі зарядлардың муғдары болып табылады**. Беттің ΔS бөліміндегі зарядлардың муғдары $\sigma\Delta q$ көбеймесіне тең болады.

3-§. Электр майданын графикалық тәріплеу

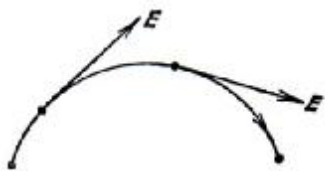
Күш сызықлары. Электростатикалық майданының индукция векторы хәм оның ағысы.

Электр майданын есаплау. Остроградский-Гаусс теоремасы. Остроградский-Гаусс теоремасының дифференциал көринісі. Электростатикалық майданда ісленген жұмыс.

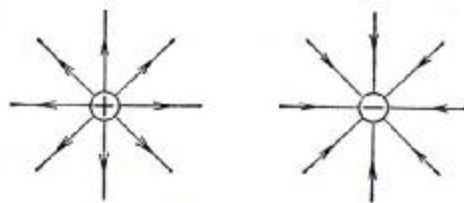
Электр диполи.

Электр майданын тәріплеу үшін майданның хәр бир ноқатындағы кернеулік векторын бериу керек. Бундай мәселени аналитикалық усыллар тийкарында формулалардың жәрдемінде майданның кернеулігінің координаталардан ғәрезлилигін есаплау жолы менен шешиу мүмкін. Бмрақ бундай ғәрезлиликти күш сызықларын пайдаланыу арқалы графикалық жоллар менен де анықлау мүмкін.

Күш сызығы ямаса **майдан кернеулігінің веторының сызығы деп электр майданында жүргизилген қалеген ноқаттағы урынбасының бағыты майдан кернеулігі векторының бағытыны сәйкес келетугын сызыққа айтамыз** (5-сүүрет). Урынба басқа да қалеген туұры сызық сыяқлы бир бирине қарама-қарсы болған еки бағытты анықлайтуғын болғанлықтан күш сызығына белгилі бир бағытты стрелка менен белгилеп қояды.



5-сүүрет. Күш сызықларын анықлау үшін арналған схема.

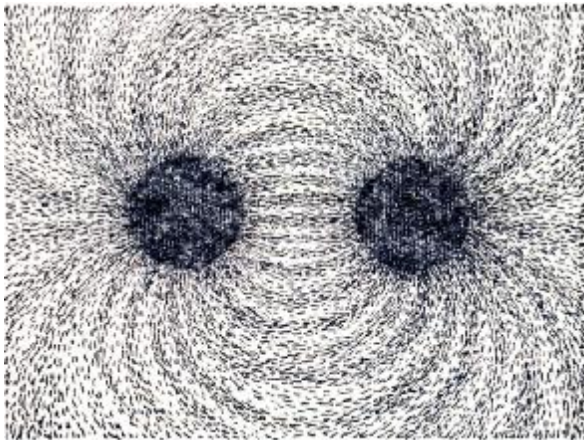


6-сүүрет. Ноқатлық зарядлардың күш сызықлары.

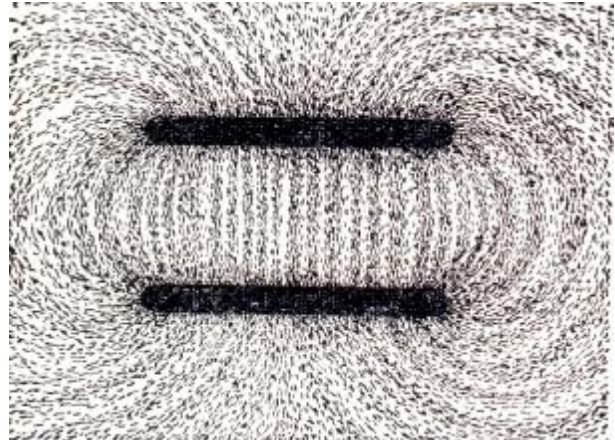
Күш сызықтарының жәрдемінде майданның кернеулігінің тек бағытын ғана емес, ал шамасын да сәулелендіріу үшін майданның графигінде күш сызықтарын хәр қыйлы жийиликте қойыу келісіліп алынған. Атап айтқанда майданға перпендикуляр етип алынған беттің бір бірлігінен өтиуші күш сызықтарының саны усы орындағы майданның кернеулігіне тең етип алынады.

Майдан күш сызықтарының сүүретін салыу арқалы биз майданның өзине тән графиклерине ямаса карталарына ийе боламыз. Олар майданның хәр қыйлы бөлімлеріндегі кернеуліктің неге тең екенлігін, майданның кеңіслікте қалай өзгеретуғынлығын анық көрсетеді. Бул усылдың үлкен көргізбелікке ийе болғанлығы себеппи электротехникада кеңнен қолланылады.

Жоқарыда айтылғанлардан күш сызықтарын майданның қалеген ноқаты арқалы өткеріуіге болатуғынлығын келип шығады. Соның менен бирге майданның хәр бір ноқатында кернеулік векторы анық мәніске ийе болатуғын болғанлықтан күш сызықтары хеш бір орында бір бири менен кесіліспейтуғынлығы келип шығады.



7-сүүрет. Хәр қыйлы зарядлар менен зарядланған еки шарик арасындағы күш сызықтары.



8-сүүрет. Тегіс конденсатордың электр майданы.

6-сүүретте мысал ретінде ноқатлық зарядтың күш сызықтары берілген. Зарядтан қандай да бір r қашықтығындағы күш сызықтарының жийилигі күш сызықтарының толық саны болған N ниң радиусы r болған сфераның бетине қатнасына, яғный $N/4\pi r^2$ шамасына тең болады. Бул шама майданның кернеулігі сыяқлы r диң квадратына кері пропорционал кемейеді.

7-сүүретте хәр қыйлы зарядлар менен зарядланған еки шарик арасындағы электр майданы, ал 8-сүүретте болса тегіс конденсатордың электр майданы көрсетілген. Тегіс конденсаторда пластиналар арасындағы қашықтық пластинкалардың өлшемлерінен әдеуір киші болғанда бір пластинкадан шыққан күш сызықтарының дерлік барлығы екінші пластинкада тамам болады. Бундай жағдайда бір пластинканы екінші пластинкада разрядласақ (яғный еки пластинканы бір биринен өткізгіш пенен тутастырсақ), онда еки пластинка да бір бирине теңдей муғдардағы индукциялық заряд пайда болады (заряды жоқ денеге басқа дене тәрәпинен берілген зарядты алып келинген ямаса индукциялық заряд деп атаймыз). Соның менен бирге тегіс конденсатордың ишіндегі майданның кернеулігі майданның барлық ноқатларында да бірдей мәніске ийе. Бундай майдан ең әпиұайы майдан болып табылады хәм оны бір текли майдан деп атайды. **Демек бір текли майдан деп кернеулігі барлық ноқатларда бірдей болатуғын майданға айтады екенбиз.** 8-сүүретте конденсатор пластикаларының

шетінде күш сызықтарының қыйсаятуғынлығы, яғни майданның бір текли емес екенлиги көринип тур.

Жоқарыда айтылғанлар менен бир қатарда күш сызықтарының металл (өткизгиш) электродлардың бетине барлық ўақытта перпендикуляр болатуғынлығын атап өтемиз. Бул жағдай өз-өзинен түсиникли. Егер күш сызықтары бетке перпендикуляр болмағанда майданның усы бетке урынба бағытланған қураўшысы бар болған болар еди. Усындай қураўшының тәсиринде металдың өткизгишлик электронлары бет бойынша қозғалысқа келген болар еди. Бундай жағдайда биз электр зарядларының тең салмақлығына ийе болмаған болар едик. Ал тәжирийбелерде бақланатуғын электр зарядларының тең салмақлығы күш сызықтарының металл бетине перпендикуляр болатуғынлығын көрсетеди.

Көп жағдайлардағы электр майданын есаплаў Острогадский-Гаусс теоремасын пайдаланыў жолы менен аңсатласады. Бул теорема М.В.Остроградский тәрепинен базы бир улыўмалық теорема сыпатында, ал Гаусс тәрепинен электр майданына қолланыў барысында келтирилип шығарылды.

Бул теореманы баянлаў ушын *электр аўысыўы* ямаса *электр индукциясы* деп аталатуғын түсиниклер менен танысамыз. Вакуум ушын анықламасы бойынша электр аўысыўы

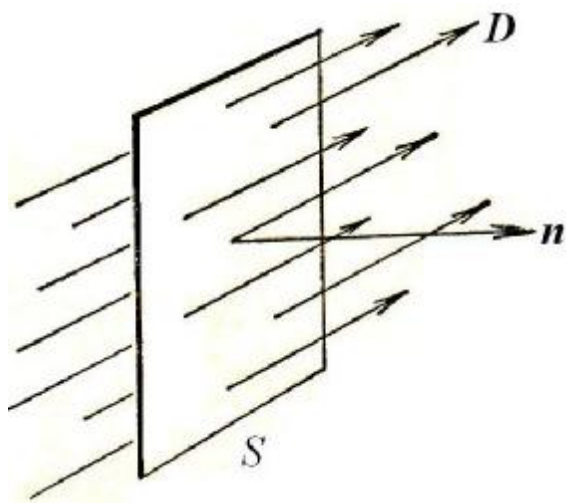
$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} \quad (14)$$

аңлатпасы менен бериледи. Егер электр майданы тек бир ноқатлық заряд тәрепинен пайда етилетуғын болса, онда усы зарядтан r кашықлығындағы электр аўысыўының шамасы

$$D = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2} \quad (15)$$

формуласы менен есапланады, ал \mathbf{D} векторының бағыты майданның бағыты \mathbf{E} менен бағытлас. Соның менен бирге SGSE системасында майданның кернеўлиги менен электр аўысыўы бир бирине тең, ал SI бирликлер системасында олар өз-ара тең емес.

Күш сызықлары сыяқлы кеңисликтеги электр аўысыўының тарқалыўын графикалық сўўретлеў ушын электр аўысыўы сызықларынан пайдаланамыз. Усы сызықлардың кеңисликтің ҳәр бир ноқатындағы бағыты электр аўысыўы векторының бағыты менен бағытлас, ал оның жийилиги электр аўысыўының шамасына тең.



9-сўўрет.

Электр аўысыўының берилген бет бойынша ағысы.

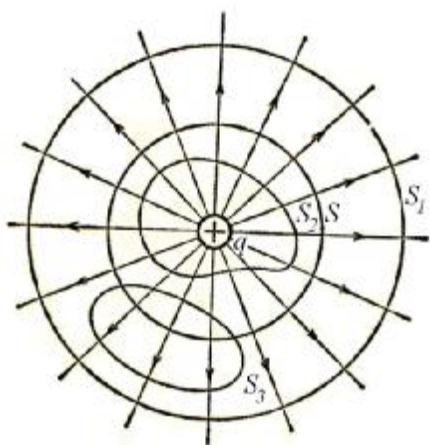
Енди электр аўысыўы векторының ағысы деген түсиник киргиземиз. Электр майданында жайластырылған тегис S бетин қараймыз хәм оған түсирилген нормал \mathbf{n} ниң бағытын сайлап аламыз (9-сүўрет). Дәслеп майданды бир текли хәм нормаль менен ықтыярлы α мүйешин жасайды деп қабыл етемиз.

$$N = SD \cos \alpha = SD_n \quad (16)$$

шамасын берилген бет арқалы электр аўысыўының ағысы деп атайды. Бул формулада D_n арқалы \mathbf{D} векторының нормал \mathbf{n} ниң бағытына түсирилген проекциясы белгиленген. Электр аўысыўының сызықларының жийилиги D ға тең болғанлықтан берилген бет арқалы электр аўысыўының ағысы усы бет арқалы өтетуғын электр аўысыўы сызықларының толық санына тең болады.

Өтиўши аўысыў сызықларының сынан анықлаўшы аўысыў ағысы скаляр шама болып табылады.

(16)-формуладан ағыстың оң мәниске де, терис мәниске де ийе бола алатуғынлығы көринип тур. Егер аўысыў сызықлары менен нормал арасындағы мүйеш сүйир болса ($\cos \alpha > 0$), онда ағыс оң мәниске ийе, ал мүйеш доғал болса ($\cos \alpha < 0$), онда ағыс терис.



10-сүўрет.

Остроградский-Гаусс теоремасын түсиндирийге арналған схема.

Енди ноқатлық оң q зарядын аламыз хәм усы заряд орайында турған туйық сфералық S бети арқалы өтетуғын электр аўысыўы ағысын қараймыз (10-сүўрет). Нормалдың оң бағыты ретинде сыртқы нормалдың бағытын қабыл етемиз. Бундай жағдайда D сфераның барлық ноқатларында бирдей хәм соның менен бирге барлық орынларда $\cos \alpha = 1$. Сонлықтан

$$N = \frac{1}{4\pi R^2} q 4\pi R^2 = q.$$

Бул нәтийжениң тек сфералық бет ушын емес, ал заряд ишинде ықтыярлы түрде жайласқан қәлеген формадағы туйық бет ушын да дурыс екенлигин аңсат көрийге болады.

Жоқарыдағы формуладан аўысыўдың сфералық бет бойынша ағысының сфераның радиусынан ғәрезли емес екенлиги көринип тур (10-сүўреттеги концентрлик сфералар). Бул жағдай S пенен S_1 сфералары арасында (усы аралықта басқа зарядлар болмаған жағдайда) аўысыў сызықларының үзликсиз екенлигин билдиреди. Электр аўысыўының сызықлары тек зарядларда басланады хәм зарядларда тамам болады.

Аўысыў ағысының үзликсизлигинен ықтыярлы түрде алынған зарядты қоршап тұрған S_2 бети арқалы өтетұғын аўысыў сызықтарының санының (яғный аўысыў ағысының) S_1 хәм S_2 сфералары ушын да бирдей екенлиги келип шығады, яғный

$$N = \oint (\mathbf{D} d\mathbf{S}) = \oint D_n dS = q. \quad (17)$$

Керисинше, егер туйық бет зарядты қаппап турмаса (зарядты өз ишине алмаса деген сөз), онда бул бет арқалы аўысыў ағысы нолге тең. Себеби усы бет арқалы киретуғын сызықлар саны бете шығатуғын сызықлар санына тең (10-сүўреттеги S_3 бети).

(17)-формула Остроградский-Гаусс теоремасын аңлатады: *туйық бет арқалы өтиўши электр аўысыўының ағысы усы беттиң ишинде жайласқан барлық зарядлардың алгебралық қосындысына тең.*

Әдетте $\mathbf{D} d\mathbf{S}$ ямаса $\oint (\mathbf{D} d\mathbf{S})$ түриндеги аңлатпалар физика менен математиканың көп сандағы хәр қыйлы мәселелеринде гезлеседи. Бул аңлатпалар \mathbf{D} векторының айкын физикалық мәнисинен ғәрезсиз мәниске ийе болады. Дәслепки $\mathbf{D} d\mathbf{S}$ аңлатпасы \mathbf{D} векторының шексиз киши болған $d\mathbf{S}$ бети арқалы ағысы, ал $\oint (\mathbf{D} d\mathbf{S})$ аңлатпасы болса \mathbf{D} векторының шекли \mathbf{S} бети арқалы ағысы деп аталады. $N = \oint (\mathbf{D} d\mathbf{S})$ интегралын электр аўысыўы \mathbf{D} векторының ағысы деп атайды (бирақ бул түсиник қандай да бир ҳақыйқый ағысты билдирмесе де).

(17)-аңлатпаны электр майданының кернеўлигин пайдаланып басқаша да жазыў мүмкин:

$$N = \oint (\mathbf{E} d\mathbf{S}) = 4\pi q. \quad (17-1)$$

(SI системасында $N = \oint (\mathbf{E} d\mathbf{S}) = \frac{1}{\epsilon_0} q$ жазыўы орын алады). Бул аңлатпа Остроградский-Гаусс теоремасының дифференциал формадағы жазылыўы болып табылады. Көлем бирлигиндеги электр зарядларының муғдарын (жоқарыда айтылып өтилгениндей) **электр зарядының көлемлик тығызлығы** деп атаймыз хәм оны ρ арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда dV көлеминдеги зарядтың муғдары $dq = \rho dV$ ға тең болады. Тығызлық ρ ны кеңисликлик координаталардың үзликсиз функциясы деп есаплаймыз (әлбетте бундай шәрт тек макроскопиялық физикада орынланады).

Кеңисликте тәреплери dx, dy, dz болған шексиз киши туўры мүйешли параллелопипед аламыз (11-сүўрет). 1-қапталда сыртқы \mathbf{n} нормалы \mathbf{X} көшериниң бағытына қарама-қарсы бағытланған. Сонлықтан қандай да бир \mathbf{E} векторының усы қаптал бет бойынша ағысы $-E_x(x)dydz$ ке тең. Ал қарама-қарсы жайласқан 2 қапталында сыртқы нормалдың бағыты \mathbf{X} көшериниң бағыты менен бағытлас хәм сонлықтан усы қаптал бет арақалы ағыс ушын $E_x(x+dx)dydz$ аңлатпасын жаза аламыз. Еки ағыстың қосындысы

$$[E_x(x+dx) - E_x(x)]dydz = \frac{\partial E_x}{\partial x} dx dy dz = \frac{\partial E_x}{\partial x} dV.$$

Бул аңлатпада $dV \equiv dx dy dz$ арқалы параллелопипедтиң көлеми белгиленген. Тап усындай жоллар менен қарған еки қаптал арқалы ағыс анықланады. Параллелопипедтиң барлық бетлери арқалы өтетұғын толық ағыс

$$dN = \left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right) dV$$

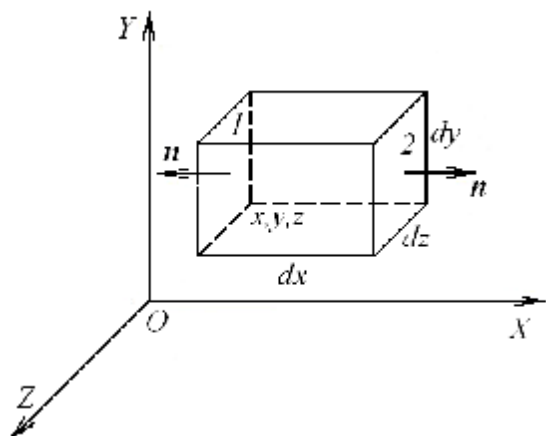
шамасына тең болады. Егер $\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = \text{div} \mathbf{E}$ деп белгилесек, онда жоқарыдағы толық ағыс үшін жазылған формула

$$dN = \text{div} \mathbf{E} dV$$

түріне енеді. Остроградский-Гаусс теоремасы бойынша $4\pi q = 4\pi \rho dV$. Бұл аңлатпаларды бір бирине теңеу арқылы мына формулаға ийе боламыз:

$$\text{div} \mathbf{E} = 4\pi \rho.$$

Бұл формула **Остроградский-Гаусс теоремасын дифференциал формада аңлатады** хәм электродинамиканың тийкарғы формулаларының бири болып табылады.



11-сүрөт.

Көлемі $dx dy dz$ болған шексиз киши тууры мүйешли параллелипедтин бетлери аркалы қалеген векторлық шаманың ағысын анықлауға арналған сүрөт.

$\text{div} \mathbf{E} = 4\pi \rho$ аңлатпасы менен анықланатуғын шама \mathbf{E} векторының айқын физикалық ямаса геометриялық мәнісінен ғарезли емес. Бұл аңлатпа \mathbf{E} векторының дивергенциясы деп аталады. Ал дивергенция менен математика менен физиканың оғада көп санлы хәр түрли бөлімлерінде ушырасыу мүмкін.

Биз жоқарыда Остроградский-Гаусс теоремасын дәлилдеуіде биз Кулон ызамын пайдаланғанымызды атап өтеміз. Себеби Остроградский-Гаусс теоремасы Кулон ызамының нәтижеси болып табылады.

Енди Остроградский-Гаусс теоремасы жәрдеминде базы бир дара жағдайлар үшін майданды есаплаймыз.

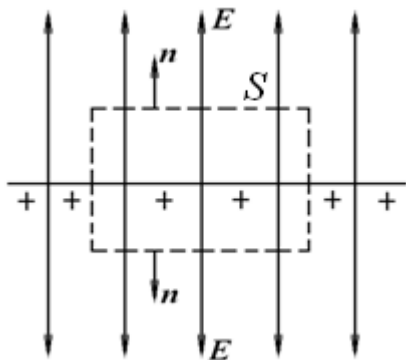
1-мысал. Тең өлшеулі зарядланған тегіслик (12-сүрөт). Мейли зарядының бетлик тығызлығы σ ға тең шексиз тегіслик берілген болсын. Симметрия көз-қарасынан ауысуы сызықтарының бетке тек перпендикуляр бағытта болатуғынлығы белгили. Бұл жағдайда Остроградский-Гаусс теоремасындағы туйық бет сыпатында зарядланған бетке перпендикуляр тууры цилиндрди сайлап алған қолайлы. Бұл цилиндр еки тегіс ултанға ийе хәм бұл ултанлардың күш сызықтарына перпендикуляр болыуы керек (12-сүрөттеги S бети). Цилиндрдің қаптал бети ауысуы сызықтарына параллель болғанлықтан ($\cos \alpha = 0$) бұл бет арақалы ауысуы ағысы нолге тең хәм сонлықтан цилиндр аркалы өлетуғын толық ағыс оның ултанлары аркалы өтиуши ағыстардың қосындысына тең: $N = 2DS$. Цилиндр ишиндеги толық заряд σS ке тең. Сонлықтан Остроградский-Гаусс теоремасын қолланып мынаған ийе боламыз:

$$2DS = \sigma S.$$

Буннан $D = \frac{1}{2} \sigma$. Бир текли зарядланған тегисликтің вакуумдегі кернеулігі

$$E = \frac{1}{2\epsilon_0} \sigma \quad (18)$$

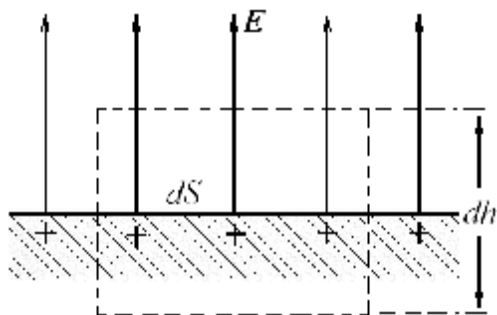
шамасына тең.



12-сүрөт.

Тең өлшеулі зарядланған тегисликтің электр майданы.

2-мысал. Зарядланған өткізгіштің бети. Мейли ықтыярлы зарядланған металл өткізгіш берілген болсын. Бундай өткізгіште зарядлар әдетте тең салмақтықта жайласады.



13-сүрөт.

Зарядланған өткізгіштің бетинің қасындағы электр майданы.

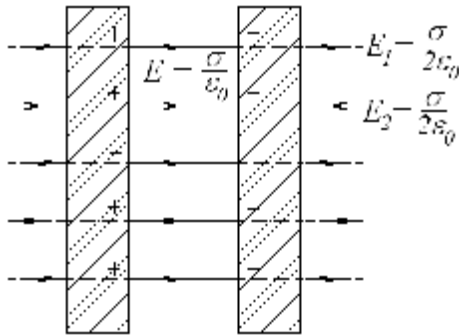
Бул мәселени шешіу үшін электр тоғы болмаған жағдайларда күш сызықтарының өткізгіштің бетине перпендикуляр болатуғынлығын есапқа аламыз. Ал өткізгіштің ишіндегі майданның кернеулігінің барқулла нолге тең болатуғынлығы өз-өзинен түсиникли (егер өткізгіштің ишінде электр майданының кернеулігі нолге тең болмағанда металдың өткізгішлік электронлары қозғалысқа келген болар еди, яғный электр тоғы пайда болған болар еди).

Өткізгіштің бетінде шексиз киши dS бет элементин аламыз (13-сүрөт) хәм зарядтың бетлик тығызлығын σ арқалы белгилеймиз. Туйық бет сыпатында бул жағдайда да ултанының майданы dS , ал бийиклиги шексиз киши dh болған туұры цилиндр аламыз. Бул жағдайда өткізгіштің бетинің шексиз киши элементин алыұымыз керек. Себеби улыұма жағдайда σ беттің бир ноқатынан екінши ноқатына өткенде өзгериске ушырайды. Цилиндрдің бийиклиги де шексиз киши болыұы шәрт. Буның себеби ықтыярлы формаға ийе өткізгіш жағдайында аұысыұ сызықлары тек тиккелей жақын орынларда ғана бетке перпендикуляр болады. Бул жағдайда аұысыұдың толық ағысы тек бир ултан арқалы өтиұши ағысқа тең хәм

$$D dS = \sigma dS.$$

Буннан $D = \sigma$ хәм $E = \sigma/\epsilon_0$ қатнастарын аламыз.

Солай етип өткізгіштің бетінің тиккелей қасында D ның мәнісі зарядтың бетлік тығызлығына, яғни өткізгіштің ишіндегі бір бірлік майданда жайласқан зарядтың мұғдарына тең. «Электр ағысы» терминінің пайда болуы да усы жағдайға байланысly. Бул нәтижедегі ең әхмийетлісі соннан ибарат, беттің биз қарап атырған ноқаты этирапындағы майданның кернеулігі хәм электр ағысы өткізгіштің формасынан, ондағы зарядлардың тарқалуынан хәм усы өткізгіштің этирапында басқа өткізгішлердің бар ямаса жоқлығынан ғәрезлі емес екен.



14-сүрөт.

Тегіс конденсатордың ишіндегі электр майданы. Бул жерде электр майданы конденсатордың зарядланған екі астары пайда еткен майданлардың қосындысына тең болады.

Ирншоу теоремасы. Ноқатлық электр зарядлары системасының ортықлы тең салмақтықта турыуы ушын системадағы хәр бир зарядқа тәсір етіуші күштің нолге тең болуы зәрүрлі хәм жеткиликлі. Бирақ «қозғалмай турған зарядлар системасында усындай шараятты дөретиуге болама?» деген сораудың қойылуы тәбийий нәрсе. Биз тәбиятта көріп жүрген зарядланған бөлекшелерден туратуғын орнықты тең салмақтық системалардың дерлік барлығы да қозғалыста болады. Мысал ретінде водород атомын көрсетіуге болады. Бул атомда протоннан туратуғын ядро менен оның этирапында айланып жүріуші электронның тең салмақта турыуын хәм усы атомның орнықтылығын ядро менен электрон арасындағы электростатикалық тартысу күші $\frac{e^2}{r^2}$ шамасының $\frac{m_e v^2}{r}$ орайға умтылуы күшіне теңлігі тәміинлейді (демек бул жердегі тең салмақтықтың, орнықтылықтың орнауы ушын $\frac{e^2}{r^2}$ электр күші менен механикалық $\frac{m_e v^2}{r}$ күші өз-ара тең болуы шәрт). Ноқатлық электр зарядлары системасының тең салмақтықта турыуы хаққындағы мәселеге **Ирншоу теоремасы** жууап береді. Бул теорема бойынша **егер системаға тек тартысу ямаса ийтериси болған Кулон күші тәсір ететугын тынышлықта турған ноқатлық электр зарядларының қалеген тең салмақтық конфигурациясы орнықты емес**. Бул теорема гравитациялық майданлар ушын да орынланады (яғни Қуяш хәм планеталардың орнықты тең салмақтық конфигурацияны пайда етіуі ушын гравитациялық күшлер менен бир қатарда орайға умтылуы күшлер де, яғни инерция күшлері де орын алуы шәрт).

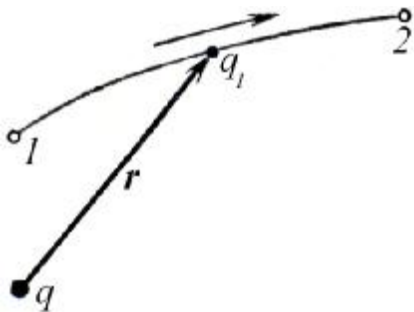
Енди электростатикалық майданда ісленген жұмыс хәм электр майданының потенциаллығы хаққында гәп етемиз. Тынышлықта турған q заряды вакуумде $\mathbf{E} = \frac{q}{r^2} \mathbf{r}$ электр майданын пайда етеді («кернеулігі $\mathbf{E} = \frac{q}{r^2} \mathbf{r}$ болған электр майданы» ямаса « $\mathbf{E} = \frac{q}{r^2} \mathbf{r}$ электр майданы» сөзлері бир мәністе қолланылады). Мейлі бул майданда басқа q_1 заряды басланғыш 1 ноқатынан ақырғы 2 ноқатына 12 ықтыярлы иймек сызықты траектория бойынша қозғалатуғын болсын (15-сүрөт). Бундай қозғалыста майдан күшлері тәрәпинен ісленген A_{12} жұмысы төмендегідей иймек сызықты интеграл менен аңлатылады:

$$A_{12} = \int_{12} q_1 (\mathbf{E} d\mathbf{r}) = q_1 q \int_{12} \frac{r dr}{r^3}$$

Бирақ $\mathbf{r} d\mathbf{r} = r dr$ (буны түсиниў ушын $r^2 = r^2$ теңлигин дифференциаллаў керек). Соның салдарынан иймек сызықлы интеграл анық интегралға айланады:

$$A_{12} = q_1 q \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = q_1 q \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right).$$

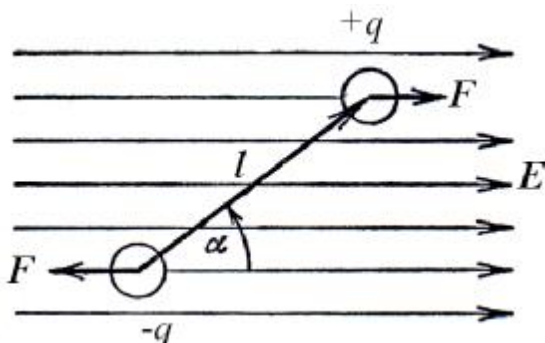
Солай етип дәслепки хәм ақырғы 1 хәм 2 нокатларын қандай етип сайлап алса да A_{12} жумысының жолдың формасынан ғәрезли емес болып шығады. Ал зарядланған бөлекшени туйық контур бойынша қозғасақ исленген жумыс нолге тең болады. Бул шәртлерди қанаатландыратуғын күш сызықлары (бул шәртлерди қанаатландыратуғын майдан) **потенциал** ямаса **консервативлик** деп аталады. Демек **нокатлық зарядтың электростатикалық майданы потенциал майдан болып табылады**.



15-сүўрет.

Кернеўлиги $\mathbf{E} = \frac{q}{r^2} \mathbf{r}$ болған электр майданында q_1 зарядының басланғыш 1 нокатынан ақырғы 2 нокатына 12 ықтыярлы иймек сызықлы траектория бойынша қозғалыўы.

Енди электр диполи ҳаққында гәп етемиз (16-сүўрет). Буның ушын бир биринен l қашықтықта бекем байланыстырылған зарядлары $+q$ хәм $-q$ болған еки нокатлық зарядты қараймыз. Еки зарядтың да аўысыўын терис зарядтан оң зарядқа карай бағытланған \mathbf{l} векторының жәрдеминде тәриплеймиз. Зарядлардың усындай жубын **қос электр полюсы** ямаса **электр диполи** деп атайды (грек тилинен di(s) – еки, еки рет хәм polos – полюс).



16-сүўрет.

Бир текли майдандағы электр диполи (бир текли майдандағы диполь)

Электр майданында дипольге тәсир ететуғын күшти табамыз. Майданды бир текли деп есаплаймыз. Дипольдің ушларына шамалары бойынша теңлей болған $F = qE$ күши тасир етеди (E арқалы майданның кернеўлиги белгиленген). Бул күшлер қарама-қарсы тәреплерге қарай бағытланған хәм күшлер жубын пайда етеди. Бул қос күшлердің моменти M мынаған тең:

$$M = qEl \sin \alpha. \quad (19)$$

Бул аңлатпада α арқалы l векторы менен майданның кернеулиги E арасындағы мүйеш белгиленген.

Биз қос күшлердің моментінің q заряды менен l дің көбеймесінен ғарезли екенлігін көреміз. Бул көбеймені **дипольдің моменти** (дипольдің электр моменти) деп атайды. Диполь моменти

$$p = ql \quad (20)$$

шамасына тең болған вектор болып табылады. Бул момент l векторы сыяқлы теріс зарядтан оң зарядқа қарай бағытланған.

(19)-аңлатпаны векторлық түрде былай да жаза аламыз:

$$M = [pE] \quad (21)$$

Бул аңлатпада M арқалы күш моменти векторы белгиленген. Бул момент дипольдің көшерін E майданның бағытында бурыуға тырысады. Дипольдің тең салмақтылығының екі аўхалы бар: диполь майданға параллель, диполь майданға антипараллель. Бирінші аўхал ортықлы, екіншісі орнықты емес. Соның менен бірге (21)-формула бір текли емес майдандағы нокатлық диполь үшін да дурыс.

SI системасындағы диполь моментінің өлшем бірлігі кулон · метр болып табылады.

4-§. Потенциал

Потенциаллар айырмасы. Потенциаллар градиенти. Эквипотенциал бетлер.
Математикалық электростатиканың улыұмалық мәселесі. Пуассон хәм Лаплас теңлемелері.

Электр майданының берілген нокатының потенциалы деп усы нокатқа бир бирлік оң зарядты шексиз қашықтықтан ықтыярлы формаға ийе жол менен алып келгенде исленген жұмысты түсінеміз. Ал еки нокаттың потенциалларының айырмасы (потенциаллар айырмасы) деп бир бирлік оң зарядланған бөлекшени бир нокаттан екінші нокатқа ықтыярлы траектория бойынша көшіргенде исленген жұмысқа тең. Бул анықтамалардағы «ықтыярлы траектория бойынша көшіргенде» деген сөзлер электр майданында исленген жұмыстың жолдың формасынан ғарезсизлігінен келип шыққан. «бир бирлік оң зарядты шексиз қашықтықтан ықтыярлы формаға ийе жол менен» деген сөзлер потенциалды анықлауда қолайсыздықларды туўдырады. Сонлықтан әдетте майданның қандай да бир ықтыярлы O нокатының потенциалы деп қәлеген шамадағы φ_0 потенциалын алыу мүмкін. Бундай жағдайда майданның барлық нокатларының потенциалы бир мәнисли анықланады. Егер O нокатының потенциалы болған φ_0 потенциалының шамасын базы бир турақты шамаға өзгертсек, онда майданның барлық нокатларындағы потенциаллары тап сол шамаға өзгереді. Солай етип **потенциал аддитив турақты шама дәллігінде анықланған** деген жуўмаққа келеміз. Бул турақтының мәнісі әхмийетке ийе емес. Себеби физикалық қубылыстар электр майданларының кернеулігінен ғарезли. Электр майданлары болса потенциалдардың абсолют мәнислері менен байланыссы емес, ал олардың кеңістіктің хәр қыйлы нокатлары арасындағы айырмасы менен ғана байланыссы. Теориялық физикада кеңістіктің шексиз қашықталылған нокатының

потенциалы нолик потенциал деп қабыл етилген (усы параграфтың басындағы берілген биринши анықлама усы жағдайға байланысly). Әмелде болса нолик потенциал ретинде Жердің потенциалын қолланады.

Майдан күшлериниң q зарядын басланғыш 1 нокатынан ақырғы 2 нокатына ықтыярлы траектория бойынша көширгендеги жұмыс

$$A_{12} = q(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (22)$$

формуласы жәрдемінде есапланады. Бул формулада φ_1 хәм φ_2 арқалы 1 хәм 2 нокатларының потенциаллары белгиленген.

Гаусс хәм SGSE системаларында потенциалдың бирлиги ретинде усы системадағы бир бирлик зарядты көширгенде 1 эрг жұмыс исленетуғын еки нокат арасындағы потенциаллар айырмасы қабыл етилген. Бул бирлик арнаўлы атамаға ийе емес. Потенциалдың әмелий бирлиги **вольт** болып табылады. Вольт дегенимиз бир кулон зарядты көширгенде бир джоуль жұмыс исленетуғын нокатлар арасындағы потенциаллар айырмасы болып табылады. Шама менен мынадай қатнастар орынлы болады:

$$1 \text{ В} = \frac{1 \text{ Дж}}{1 \text{ К}} = \frac{10^7 \text{ эрг}}{3 \cdot 10^9 \text{ SGSE заряд бирлиги}} = \frac{1}{300} \text{ SGSE потенциал бирлиги.}$$

Потенциал менен электр майданы арасындағы байланысты табамыз. Мейли 1 хәм 2 нокатлары X көшериниң бойынша жайласқан бир бирине шексиз жақын нокатлар болсын. Сонлықтан $x_2 - x_1 = dx$. Бир бирлик зарядты 1 нокатынан 2 нокатына көширгендеги исленген жұмыс $E_x dx$ қа тең. Екинши тәрәптен усы жұмыс $\varphi_1 - \varphi_2 = -d\varphi$ ге тең. Усы еки аңлатпаны бир бирине теңеу арқалы $d\varphi = -E_x dx$ аңлатпасын аламыз. Тап усындай талқылаулар Y хәм Z көшерлери ушын да орынлы болады. Усының нәтийджесинде үш аңлатпа алынады:

$$E_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad E_y = -\frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad E_z = -\frac{\partial \varphi}{\partial z}. \quad (23)$$

Бул аңлатпаларды төмендегидей векторлық формаға бириктириу мүмкин:

$$\mathbf{E} = -\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial \varphi}{\partial y} \mathbf{j} + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \mathbf{k}\right). \quad (24)$$

\mathbf{E} векторлық шама, сонлықтан қаўсырма ишинде турған шама да векторлық шама болып табылады. Бул шама φ **скалярының градиенти** деп аталады хәм $\text{grad} \varphi$ ямаса $\nabla \varphi$ арқалы белгиленеди (∇ шамасы «наблo» операторы ямаса Гамильтон² операторы деп аталады хәм $\nabla = \mathbf{i} \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial}{\partial y} + \mathbf{k} \frac{\partial}{\partial z}$). Солай етип

$$\text{grad} \varphi \equiv \nabla \varphi = \frac{\partial \varphi}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial \varphi}{\partial y} \mathbf{j} + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \mathbf{k}. \quad (25)$$

Енди (24)-формуланы қысқа түрде былайынша жазамыз:

² Гамильтон (1805-1865) Англияның белгили физиги болып табылады.

$$E = -\text{grad}\varphi = -\nabla\varphi. \quad (26)$$

Әмелде электр майданларын сантиметрдеги вольт ямаса метрдеги вольттерде аңлатады. Усыған сәйкес төмендегидей жуўық қатнастар орынлы болады:

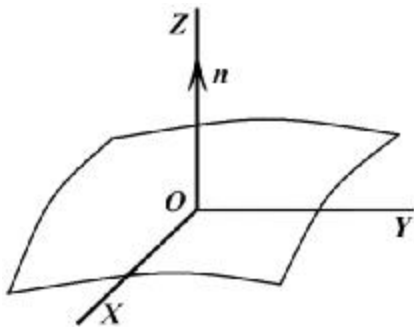
$$1 \frac{\text{В}}{\text{см}} \approx \frac{1}{300} \text{ SGSE бирликлери}, \quad 1 \frac{\text{В}}{\text{м}} \approx \frac{1}{30\,000} \text{ SGSE бирликлери}$$

Градиенттің геометриялық мәнісін анықлау үшін **эквипотенциал бетлер** ямаса **бірдей потенциаллар бетлери** түсинигін киргиземіз. Эквипотенциал бет деп барлық нокатларының потенциаллары бірдей мәніске ийе болған бетти айтамыз. Потенциалдың мәнісін бір эквипотенциал беттен екінші эквипотенциал бетке өткенде ғана өзгереді. Эквипотенциал бетте ықтыярлы түрде О нокатын аламыз хәм басы усы нокатта жайласқан координата системасын киргиземіз (17-сүўрет). Z көшерин **n** нормалы бағытына параллель хәм φ потенциалдың өсиу бағыты менен бағытлас етип аламыз. Усы бағытты **n** нормалының оң бағыты етип қабыл етемиз. Бундай жағдайда ХҮ координата тегислиги эквипотенциал бетке түсирилген урынба тегислик пенен бетлеседі. Бундай жағдайда О нокатында $\frac{\partial\varphi}{\partial x} = \frac{\partial\varphi}{\partial y} = 0$. Соның менен бирге **n** = **k**, $\frac{\partial\varphi}{\partial z} = \frac{\partial\varphi}{\partial n}$. Бундай

жағдайда (25)-формула

$$\text{grad}\varphi = \frac{\partial\varphi}{\partial n} \mathbf{n}. \quad (27)$$

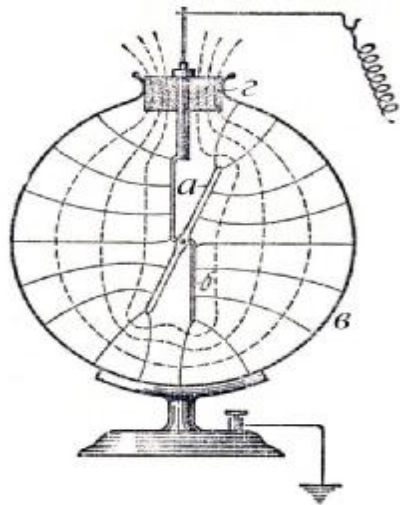
Демек φ функциясы **n** нормалының бағытында ең тез өседі екен. Сонлықтан мынадай анықлама бериуге болады: **$\varphi(x, y, z)$ функциясының градиенти бул функцияның максималлық өсиу бағытындағы вектор болып табылады, ал оның узынлығы сол $\varphi(x, y, z)$ функциясының сол бағыттағы туўындысына тең.** Бул анықламаның артықмашлығы соннан ибарат, бул анықлама **инвариантлық характерге** ийе хәм қандай да бир координаталар системасын сайлап алыудан ғәрезли емес.



17-сүўрет.

Градиенттің геометриялық мәнісін түсиндириуге арналған сүўрет.

E векторы φ потенциалының градиентине қарама-қарсы бағытланған. Солай етип электрлик күш сызықлары φ ең тез өсетуғын бағыттағы сызықлар болып табылады екен. Бул сызықлар эквипотенциал бетлерге перпендикуляр. Сонлықтан эквипотенциал бетлер майданды көргизбелі етип сүўретлеу үшін қолайлы бетлер болып табылады. Бул жағдай мысал ретінде 18-сүўретте берілген көрсетілген (хақыйқатында 18-сүўретте стрелкалы электромметр хәм электромметр ишиндегі эквипотенциал бетлер менен электр майданының күш сызықлары сәўлелендирилген).



18-сүрөт.

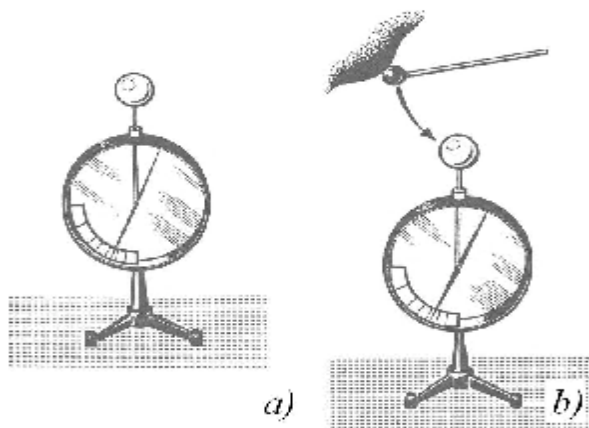
Стрелкалы электрометр.

Пунктир сызыктар жәрдеминде эквипотенциал бетлердин сызылма тегислиги менен кесилиси φ сызыктары сәулелендирилген. Ал тутас сызыктар электр майданынын күш сызыктары болып табылады.

Эквипотенциал бетлерге күш сызыктардын перпендикулярлыгы бул сүрөттө анык көрсетилген.

Электр зарядларын табыу ушын арналган ең эппиуайы эсбап жеңил өткизгич фольга ямаса стрелка бекитилген вертикаль бағыттаға металл стержень ямаса стрелка хызмет етеди (18-а сүрөт). Заряд жоқ болғанда фольга ямаса стрелка вертикаль бағытта стерженге параллель болып турады. Заряд бар болғанда бирдей зарядлар арасындағы ийтериу күшлери фольганы ямаса стрелканы базы бир мүйешке бурады. Солай етип эсбап зарядтың бар ямаса жоқ екенлигин анықлайтуғын эсбап ретинде хызмет етеди. Бундай эсбапты **электроскоп** деп атаймыз. Зарядтың муғдлары көп болса стрелканың вертикаль бағыттан аўысыу мүйеши де үлкен болады. Бул жағдай электроскоптың стрелкасының бурылыу мүйеши бойынша градуировкалау мүмкиншилигин береді. Усындай жоллар менен зарядтың муғдарын анықлау мүмкин. Электр зарядының муғдарын санлық жақтан анықлауға мүмкиншилик беретугын градуировкаланған электроскопты **электрометр** деп атайды.

Енди математикалық электростатиканың улыўмалық мәселеси менен танысыўды баслаймыз. Кеңисликтеги координаталардың функциясы сыпатында потенциал φ берилген болса, онда (26)-формула жәрдеминде электр майданының кернеўлигин есаплау мүмкин. Мәселениң түсиникли болыуы ушын биз дәслеппе диэлектриклердин поляризациясы хәм диэлектриклер ушын Остроградский-Гаусс теоремасы менен қысқаша танысамыз. Бирақ бул мәселе кейинги лекцияларда толық баянланады.



18-а сүрөт.

Электроскоп пенен электрометрдин схемасы (а) хәм өткизгичтин бетиндеги зарядтың тығызлығының беттиң иймеклигине ғарезлигин электрометрдин жәрдеминде үйрениу схемасы (b).

Биз (17-1) формуласын еске түсіреміз ($N = \oint (\mathbf{E} d\mathbf{S}) = 4\pi q$). Бул формуладағы q вакуумде жайласқан нокаттық зарядтың мұғдары еди. Егер диэлектриктерде поляризацияның салдарынан q_{pol} поляризациялық зарядлардың пайда болатуғынлығын есепке алсақ, онда (17-1) формуласын былайынша көшіріп жазамыз:

$$\oint E_n dS = 4\pi(q + q_{pol}). \quad (28)$$

Биз төменде

$$q_{pol} = -\oint P_n dS = -\oint (\mathbf{P} d\mathbf{S}) \quad (29)$$

екенлигин көреміз. Бул формулада \mathbf{P} арқалы диэлектриктің (изолятордың) поляризация векторы белгіленген. *Поляризация векторы деп поляризацияланған диэлектриктің көлем бірлігінің диполь моментине айтамыз.* (28)-формулаға (29)-формуладан q_{pol} ды қойыу арқалы

$$\oint (E_n + 4\pi P_n) dS = 4\pi q. \quad (30)$$

формуласына ийе боламыз. Егер

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P} \quad (31)$$

Аңлатпасы жәрдемінде анықланатуғын электр индукциясы (ауысыуы) векторын киригзетуғын болсақ, онда

$$\oint D_n dS = 4\pi q \quad (32)$$

аңлатпасын аламыз. Бул диэлектриктердегі электр майданы ушын жазылған Остроградский-Гаусс теоремасы болып табылады. Бул формулада туйық бет аракалы \mathbf{D} векторының ағысының *тек еркин зарядлар тәрәпинен анықланатуғынлығы* көринип тур. Бул жағдай \mathbf{D} векторының киргизилиуінің себебин түсіндиреди. Ал вакуумде болса \mathbf{D} векторы менен \mathbf{E} векторы бірдей мәніске ийе болады.

Дифференциал формада (32)-аңлатпа

$$\text{div}\mathbf{D} = 4\pi\rho \quad (33)$$

түріне ийе болады. Бул аңлатпада ρ арқалы еркин зарядлардың көлемлік тығызлығы белгіленген. (32) менен (33)-аңлатпалар тек электростатикада ғана дурыс болып қоймастан, олар барлық уақытқа ғәрезли болған майданлар ушын да қолланылады. Бул теоремалар Максвелдің фундаменталлық электродинамикалық теңлемелер системасының құрамына киреди.

Жоқарыда айтылғанлардан электростатиканың тийкарғы мәселеси электр потенциалы φ , электр майданының кернеулігі векторы \mathbf{E} менен индукция векторы \mathbf{D} арасындағы байланыстарды табыу болып табылады. Бул мәселени шешиу барысында бир қанша қыйыншылықтарға ушырасуы мүмкін. Мысалы байланысқан зарядлар, өткізгіштердің

бетіндегі еркін электр зарядларының тарқалыуы барлық уақытта белгилі бола бермейді, хәтте олардың өзлерін анықлауға тууы келеді. Сонлықтан математикалық электростатиканың улыұмалық мәселесі төмендегідей етіп дүзіледі.

Диэлектрик орталықта барлық өткізгіштердің жайласулары хәм формалары берілген. Орталықтың өткізгіштер арасындағы диэлектрик синиргишлигі ε хәм диэлектриктің барлық нокатларындағы еркін электр зарядларының көлемлік тығызлығы белгилі болуы керек. Усының менен бир қатар төмендегілердің биреуі белгилі болуы керек: а) барлық өткізгіштердің потенциаллары, б) барлық өткізгіштердің зарядлары, в) базы бир өткізгіштердің зарядлары хәм басқа өткізгіштердің потенциаллары. Усы айтылғанлар тийкарында кеңісликтің барлық нокатларындағы электр майданының кернеулігін хәм барлық өткізгіштердің бетіндегі электр зарядларының тарқалыуын анықлау керек.

Мәселені шешиу кеңісликтегі координаталар x, y, z лердің функциясы сыпатында потенциал φ ди анықлауға алып келинеді. Усы функцияны қанаатландыратуғын дифференциал теңлемени табамыз. Оның ушын (33)-теңлеме болған $\operatorname{div} \mathbf{D} = 4\pi\rho$ теңлемесін былайынша жазамыз:

$$\operatorname{div}(\varepsilon \operatorname{grad} \varphi) = -4\pi\rho \quad (34)$$

ямаса координаталық формада

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\varepsilon \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\varepsilon \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) = -4\pi\rho. \quad (35)$$

Егер диэлектрик бир текли болса (ε координаталардан ғәрезсиз), онда

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi = -\frac{4\pi\rho}{\varepsilon} \quad (36)$$

ямаса

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -\frac{4\pi\rho}{\varepsilon}. \quad (37)$$

Енди *Лаплас операторы* ямаса *лапласиан* деп аталатуғын оператор киргиземиз:

$$\Delta \equiv \nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}. \quad (38)$$

Бундай жағдайда

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \equiv \Delta \varphi \equiv \nabla^2 \varphi. \quad (39)$$

хәм (37)-аңлатпа қысқа түрде былайынша жазылады:

$$\Delta \varphi = -\frac{4\pi\rho}{\varepsilon}. \quad (40)$$

Бул теңлеме Пуассон теңлемеси деп аталады. Еркін зарядлар болмаған жағдайда ($\rho = 0$) бул теңлеме Лаплас теңлемесине айналады:

$$\Delta\varphi = 0. \quad (41)$$

Улыұмалық электростатикалық мәселени шешіу жоқарыда келтирилген барлық шәртлерди қанаатландыратуғын (34)-теңлемени шешіуге алып келинеди. Бундай мәселениң бир шешимнен көп шешимге ийе болмайтуғынлығын көрсетиуе болады.

5-§. Электр майданындағы өткизгишлер

Электр сыйымлығы. Сыйымлық бирликлери. Конденсаторлардың сыйымлығы. Электр майданы энергиясы хәм оның тығызлығы.

Биз дәслеп барлық затлардағы электр майданы хаққында улыұма түрде гәп етемиз. Кейин электр майданындағы өткизгишлерге өтемиз.

Атом ядроларының хәм электронлардың өлшемлери атомлардың өзлеринин өлшемлеринен шама менен жүз мыңдай есе киши. Дене ийелеп турған кеңисликтин оғада киши бөлегин (шама менен 10^{-15} бөлегин) зарядланған бөлекшелер ийелейди. Денениң басқа бөлимлерин вакуум ийелейди. Бул кеңисликте атом ядролары менен электронлар электромагнит майданларын қозырады (пайда етеди). Атомлар ядролары менен электронлар ортасында, соның менен усы бөлекшелер ишинде майдан кеңислик бойынша да, ўақыт бойынша да оғада курамалы хәм үлкен өзгерислерге ушырайды. Бундай майданды **микроскопиялық** майдан ямаса **микромайдан** деп атайды. Электр зарядларының тығызлығы да усындай үлкен өзгерислерге ушырайды. Тығызлықтың мәниси ядролар менен электронлардың ишинде оғада үлкен, ал олар арасындағы орталықларда нолге тең. Зарядлардың усындай тығызлығы **микроскопиялық тығызлық** ямаса **микротығызлық** деп аталады. Микроскопиялық шамалар $E_{\text{микро}}$, $\rho_{\text{микро}}$ хәм тағы басқа шамалар менен анықланады. Бул шамаларды затларға сынап көрилетуғын зарядты киргизиу арқалы өлшеу мүмкин емес. Зарядлардың ең кишиси электронның заряды болған e элементар заряды болып табылады. Ал бундай заряд пайда еткен электр майданы микромайданды хәм атомдағы электронлардың жайласыўларын күшли өзгерткен болар еди. Сонлықтан электр хәм магнетизмди үйрениуде $E_{\text{микро}}$, $\rho_{\text{микро}}$ хәм тағы басқа да микроскопиялық шамаларды пайдаланыу базы бир қыйыншылықларды пайда еткен болар еди. Хәтте сол $E_{\text{микро}}$, $\rho_{\text{микро}}$ хәм тағы басқа да микроскопиялық шамалардың жәрдеминде майданды тәриплеу мүмкиншилигинин принципиаллық жақтан мүмкин екенлиги де гүмән пайда етеди. Бирақ Г.А.Лорентц (1853-1928) өз жумысларында микромайданлар хаққындағы көз-қараслардан шығып денелердеги макроскопиялық процесслерди тәриплеуе мүмкиншилик беретуғын теңлемелерге келиуе болатуғынлығын көрсетти.

Биз ендигиден былай микроскопиялық майданларды пайдаланбаймыз. Сонлықтан дәслеп макроскопиялық майдан болған E ге дәлирек санлық анықлама беремиз. Ендигиден былай E хаққында гәп еткенимизде кеңисликтин шексиз киши көлемлери бойынша орташаланған $E_{\text{микро}}$ микромайданды нәзерде тутамыз. Кеңисликтин базы бир ноқатындағы макроскопиялық E майданды есаплағанымызды усы ноқат ишинде жайласқан шексиз киши V көлемин алыуымыз керек. Буннан кейин $E_{\text{микро}}$

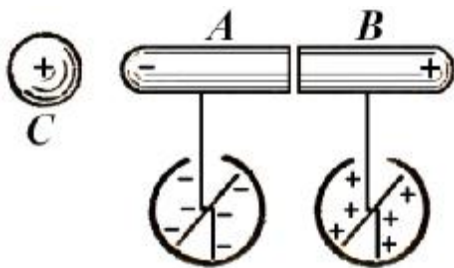
микромайданды усы кеңіслік бойынша интеграллаймыз хәм табылған шаманы V көлемине бөлеміз, яғнай

$$\mathbf{E} = \frac{1}{V} \int_V \mathbf{E}_{\text{микро}} dV \quad (42)$$

Макроскопиялық тығызлық та, басқа да макроскопиялық шамалар да тап усындай жоллар менен анықланады.

Енди электр майданыдағы өткізгішлерди қарауымызға болады.

Өткізгішлерде (электр тоғын өткізгішлерде) еркін қозғала алатуғын электронлар болып (бундай электронларды еркін электронлар деп атайды), олар усы өткізгіш ийелеп тұрған көлем шеклерінде қалған аралықларға қозғала алады. Сонлықтан электр майданы тәрепинен пайда етилген индукциялық зарядлар денениң қарама-қарсы тәрептеринде бир биринен механикалық түрде айырып алынуы мүмкін. Мысал ретинде изолятор ұсағышларға бекитілген және электроскоптар менен тутастырылған еки A хәм B цилиндрин аламыз (19-сүрөт). Усы еки цилиндрди бир бирине тийгенше жақынлатамыз. Егер C зарядланған шарын цилиндрлерге алып келип тийгизсек, онда еки электроскоптың стрелкалары ауысады. C шарын алып кеткенде стрелкалардың ауысуы жоғалады. A хәм B цилиндрлерин C шары бар жағдайда бир биринен ажыратамыз хәм буннан кейин C шарын алып кетеміз. A хәм B дағы, сондай-ақ цилиндрди ұсап тұрғышларда хәм электроскоптың стрелкаларындағы электр зарядлары сақланады. Егер C шары оң зарядланған болса, онда A цилиндрин теріс зарядланған, ал B цилиндрин оң зарядланған болып шығады. Бунның дурыслығына териге сүйкелген шийше таяқшаны алып тексерип көриуге болады (бундай таяқшаның оң заряд пенен зарядланатуғынлығын еске түсіреміз). Егер шийше таяқшаны A цилиндрине тийгизсек, онда электроскоптың стрелкасының ауысуы киширейеди. Ал шийше таяқшаны B цилиндрине тийгизсек, онда электроскоптың стрелкасы және де көбирек шамаға ауысады.



19-сүрөт.

A хәм B цилиндрлериниң оң заряд пенен зарядланған C шарының тәсиринде зарядланыуын демонстрациялауғын сүрөт.

Егер бир текли өткізгіштин ишинде макроскопиялық электр майданы бар болғанда, онда бундай майдан электронлардың қозғалысын жүзеге келтирген болар еди. Усының салдарынан өткізгіште электр тоғы пайда болған хәм зарядлардың тең салмақтығы бузылған болар еди. Тең салмақтық халдың орын алыуы ушын (бир текли) өткізгіштин ишиндеги барлық нокатларда макроскопиялық майдан \mathbf{E} ниң нолге тең болыуы шәрт. Усының салдарынан өткізгіш ишинде \mathbf{E} векторының дивергенциясы да, усыған сәйкес Остроградский-Гаусс теоремасы бойынша өткізгіш ишиндеги орташа көлемлик заряд та нолге тең болады. **Солай етип тең салмақтық халда бир текли өткізгіш ишиндеги электр зарядларының көлемлик тығызлығы нолге тең. Электр зарядлары өткізгіштин тек бетинде гана (ал ишинде емес) жайласады.**

Әлбетте электр зарядларының өткізгіштің тек бетінде ғана жайласуы себебі зарядлар арасында тартысуы немесе итерісуі күшінің тәсір етілуінің себебі болып табылады. Мейлі өткізгіштің ішінде электр зарядлары пайда болған болсын. Ирншоу теоремасына сәйкес олардың өткізгіш ішіндегі статикалық конфигурациясының хеш қайсысы да орнықты бола алмайды. Хәр қылы белгіге иіе зарядлар арасындағы тартылыс күштері олардың бір биріне жақынласуына хәм нейтрализациясына (электрлік жақтан нейтрал халға өтуіне) алып келеді. Ал зарядлар арасындағы тартылыс күштері олардың бір бирінен мүмкін болғанынша үлкен қашықтықтарға тарқалуына, усының ақыбетінде өткізгіштердің бетлерінде жайналуына алып келеді. Демек өткізгіш бетіндегі зарядлардың тығызлығы өткізгіштің ең қашықтағы өткіріленген ушларында үлкен болады деген сөз. Бул жағдайды аңсат тексеріп көріуге болады.

Солай етип өткізгіштегі электр зарядларының тең салмақтығы ушын төмендегідей шәрттердің орынлануы керек:

1. Өткізгіштің ішіндегі барлық нәқатларда электр майданының кернеулігі нолге тең болады, яғнай $E = 0$. (26)-аңлатпадағы $E = -\nabla\varphi$ теңлігіне сәйкес өткізгіш ішінде потенциал φ тұрақты мәніске иіе болады, яғнай $\varphi = const$.
2. Өткізгіштің бетінде электр майданының кернеулігі E барлық нәқатларда бетке перпендикуляр бағытланған болады, яғнай $E = E_n$. Демек зарядлардың тең салмақтық жағдайында өткізгіштің бети эквипотенциал бет болып табылады.

Электр сыйымлығы. Өткізгішке берілген электр заряды усы өткізгіштің ішінде электр майданының кернеулігі нолге тең болатуғындай болып оның бетінде тарқалады. Егер зарядланған өткізгішке және де базы бір муғдардағы электр зарядлары берилетуғын болса, онда бул заряд та өткізгіштің бетінде өткізгіштің ішіндегі барлық нәқатларында электр майданы нолге тең болатуғындай болып тарқалады. Усы жағдай тийкарында өткізгіштің потенциалы оған берілген зарядтың муғдарына тууры пропорционал деген жуумақ шығарамыз. Хакыйкатында да заряд муғдарының базы бір шамаға көбейтилиуі өткізгіштің этирапындағы нәқатлардағы электр майданының кернеулігінің де тап сондай шамаға өсиуін жүзеге келтиреді. Усыған сәйкес бирлік зарядты шексизліктен усы өткізгішке алып келгенде ісленген жұмыс – потенциал да тап сондай шамаға артады. Солай етип өткізгіш ушын (әлбетте басқа өткізгіштерден үлкен қашықтықларда жайласқан өткізгіш нәзерде тұтылмақта):

$$q = C\varphi. \quad (43)$$

Потенциал менен заряд муғдары арасындағы пропорционаллық коэффициенті C өткізгіштің электр сыйымлығы (қысқа түрде тек сыйымлығы) деп аталады. (43)-аңлатпадан

$$C = \frac{q}{\varphi} \quad (44)$$

екенлігіне иіе боламыз. Солай етип *өткізгіштің сыйымлығы деп оның потенциалын бир бирлікке арттыратуғын зарядтың муғдарын түсінеді екенбіз*. Вакуумде C коэффициентінің мәнісі өткізгіштің тек өлшемтері менен формасынан ғана ғәрезлі болады. Сонлықтан (44)-формула менен анықланған сыйымлықты *басқа денелерден айырып алынған өткізгіштің сыйымлығы* деп атаймыз. Ал бир теклі диэлектрикте жайласқан радиусы r ге тең шардың сыйымлығы $\varphi = q/\epsilon r$ шамасына тең болады, сонлықтан

$$C = \varepsilon r. \quad (45)$$

Бул аңлатпада ε аркалы диэлектриктің диэлектрлік сиңиргішлігі белгіленген.

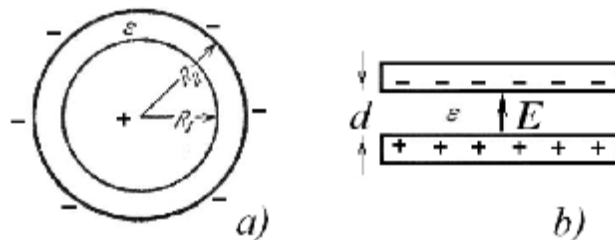
Сыйымлықтың бирлиги ретінде 1 Кл заряд берілгенде потенциалы 1 В ке өзгеретуғын өткізгіштің сыймлығы қабыл етилген. Сыйымлықтың усындай бирлиги **фарада** деп аталады.

Гаусс системасында өткізгіш шардың сыймлығы $C = \varepsilon R$ түріне ийе. Бул формуладағы ε өлшем бирлиги жоқ шама болғанлықтан сыйымлық узынлықтың бирлигиндей бирликке ийе (см). усыған байланысly сыйымлық бирлиги ретінде вакуумде жайласқан радиусы 1 см болған шардың сыйымлығы алынған. Сыйымлықтың бул бирлигин сантиметр деп атайды. (44)-формулаға сәйкес

$$1 \text{ Ф} = \frac{1 \text{ Кл}}{1 \text{ В}} = \frac{3 \cdot 10^9}{1/300} \text{ SGSE} - \text{сыйымлық бирлиги} = 9 \cdot 10^{11} \text{ см.}$$

Демек 1 Ф сыйымлыққа радиусы $9 \cdot 10^{11} \text{ см} = 9 \cdot 10^9 \text{ метр}$ болған шар ийе болған болар еди. Бул шама Жердің радиусынан 1500 есе үлкен. Демек фарада оғада үлкен шама. Сонлықтан әмелде фараданың үлеслериниң бирине тең шамалар қолланылады. Олар миллифарада ($1 \text{ мФ} = 10^{-3} \text{ Ф}$), микрофарада ($1 \text{ мкФ} = 10^{-6} \text{ Ф}$), нанофарада ($1 \text{ нФ} = 10^{-9} \text{ Ф}$) хәм пикофарада ($1 \text{ пФ} = 10^{-12} \text{ Ф}$).

Конденсаторлар. Басқа денелерден қашықлатылған өткізгішлер жүдә киши сыйымлыққа ийе. Мысалы радиусы Жердің радиусына тең болған өткізгіш 700 мкФ ға тең сыйымлыққа ийе болған болар еди (Демек Жердің потенциалын 1 В ке жоқарылатыў ушын керек болған зарядтың муғдары $q = C\varphi = 7 \cdot 10^{-6} \text{ Ф} \cdot 1 \text{ В} = 7 \cdot 10^{-6} \text{ Кл}$ электр заряды ғана керек болады. Бул шама менен $\frac{(7 \cdot 10^{-6}) \text{ Кл}}{(1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл})} = 4,4 \cdot 10^{13}$ протонның заряды. Ал усы протонлардың массасы $1,67 \cdot 10^{-24} \cdot 4,4 \cdot 10^{13} \text{ грамм} = 7,3 \cdot 10^{-11} \text{ грамм}$ ғана болар еди. Усыған байланысly басқа денелерден байланыссыз алынған жеке денинің электр сыйымлығы оғада киши болады екен, ал электр сыйымлығы үлкен болған өткізгішти алыў ушын оны басқа денелерден алысқа алып кетпеў керек екен деген жуўмақ шығарамыз. **Конденсаторлар** деп аталатуғын дүзиліслердің тийкарында өткізгішлердің басқа денелер менен жақынласқанда сыйымлығының артыў факти жатады. Әдетте **конденсатор деп бир биринен ажыратылған (изоляцияланған) еки өткізгішке айтамыз**. Сол өткізгішлердің формасына байланысly шар тәрізлі, тегис хәм басқа да конденсаторлардың болыўы мүмкин (20-сүўрет).



20-сүўрет. Шар тәрізлі хәм тегис конденсатордың сүўретлениўи.

Конденсаторды пайда етиўши өткізгішлерди конденсатордың астарлары деп атайды. Арасында бир текли электр майданын пайда етиў ушын астарларды арнаўлы формаға ийе етип соғады. 8-сүўретте тегис конденсатордың электр майданы, ал 14-сүўретте тегис

конденсатордың ишіндегі электр майданының конденсатордың зарядланған екі астары пайда еткен майданлардың қосындысына тең болатуғынлығы көрсетілген еді. Бир текли майданларды әдетте бир бирине жақын турған тегис еки пластинка, еки концентрлик сфера (орайлары бир ноқатта жайласқан еки сфера), еки коаксиаллық цилиндр (көшерлері бир болған еки цилиндр) пайда ете алады. Усыған сәйкес тегис, сфералық хәм цилиндрлик конденсаторлар болады.

Конденсатордың тийкарғы характеристикасы болып оның сыйымлығы болып табылады. **Конденсатордың сыйымлығы деп оның астарлары арасындағы потенциаллар айырмасын бир бирликке арттырыў ушын керек болған электр зарядларының муғдарына айтады.** Яғный

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2}. \quad (46)$$

Әдетте потенциаллар айырмасы $\varphi_1 - \varphi_2$ болған **шаманы сәйкес ноқатлар арасындағы кернеў деп атайды.** Биз кернеўди U хәрипи менен белгилеймиз. Демек конденсатордың сыйымлығы деп

$$C = \frac{q}{U} \quad (47)$$

шамасын да айтады екенбиз.

Тегис конденсатордың сыйымлығы:

$$C = \frac{\varepsilon S}{4\pi d} \quad (48)$$

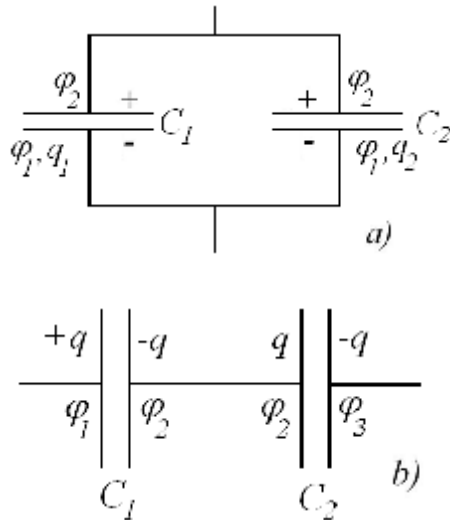
формуласы менен аңлатылады. Бул аңлатпада S арқалы конденсатор астарының майданы, d арқалы олар арасындағы қашықлық, ε арқалы астарлар арасындағы орталықтың диэлектриклик сиңиргишлиги белгиленген.

Шар тәризли конденсатордың сыйымлығы болса

$$C = \varepsilon \frac{R_1 R_2}{R_2 - R_1} \quad (49)$$

шамасына тең. Бул аңлатпада R_1 хәм R_2 лер арқалы еки концентрлик сфераның радиуслары белгиленген. Бул радиусларды шама менен өз-ара тең хәм $R_2 - R_1 = d$ деп белгилесек, онда $S \approx 4\pi R_1^2 \approx 4\pi R_2^2 \approx 4\pi R_1 R_2$. Нәтийжеде (49)- формула (48)-формулаға айланады.

Енди конденсаторларды өз-ара жалғаў мәселеси менен танысамыз. Конденсаторларды бир бири менен параллель хәм избе-из жалғаў мүмкин (21-сүўрет). Гейпара жағдайларда параллель хәм избе-из жалғаўдың комбинациялары да қолланылады.



21-сүрөт.

Конденсаторларды бир бири менен параллель (а) хэм избе-из (б) тутастырыў.

Өз ара параллель етип тутастырылғанда конденсаторлардың сыйымлықлары қосылады. Себеби бул жағдайда еки конденсатордың астарлары арасындағы потенциаллар айырмасы бирдей, ал бирдей астарлардың зарядлары қосылады: $q = q_1 + q_2$. Бул шаманы потенциаллар айырмасына бөлиў арқалы $C = C_1 + C_2$ формуласын аламыз.

Ал сыйымлықлары C_1 хэм C_2 болған конденсаторларды избе-из тутастырсық, онда ортада жайласқан бир бири менен тутастырылған астарлар тәсир арқалы зарядланады хэм сонлықтан олардың зарядлары бирдей, ал белгилери қарама-қарсы. Усының салдарынан еки конденсатордың зарядлары бирдей. Потенциаллар айырмасы қосылады $\varphi_1 - \varphi_3 = (\varphi_1 - \varphi_2) + (\varphi_2 - \varphi_3)$. Ал

$$\varphi_1 - \varphi_3 = \frac{q}{C}, \quad \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{C_1}, \quad \varphi_2 - \varphi_3 = q/C_2$$

болғанлықтан

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}$$

Формуласы алынады. Буннан $C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$ аңлатпасы алынады. Демек избе-из тутастырылғанда сыйымлық кемейеди екен. Егер $C_1 = C_2$ болса, онда $C = \frac{C_1}{2}$. Сыйымлықлары хәр қыйлы үш конденсаторды избе-из жалғасақ, онда $C = \frac{C_1 C_2 C_3}{C_1 C_2 + C_2 C_3 + C_1 C_3}$. Егер конденсаторлардың сыйымлықлары өз-ара тең болса, онда $C = \frac{C_1}{3}$.

Зарядлар системасының тәсирлесіу энергиясы. q_1 хэм q_2 нокатлық зарядлары арасындағы тәсир етиу күш Кулон нызамына сәйкес $F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2}$ шамасына тең (2-формула). Егер усы күштин шамасын r ге көбейтсек, онда еки заряд арасындағы түсирлесіу энергиясы (потенциал энергия) ушын аңлатпа аламыз, яғнай

$$E_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r} \quad (50)$$

шамасы q_1 хэм q_2 нокатлық зарядлары арасындағы потенциал энергия E_p болып табылады. Енди N дана нокатлық зарядтан туратуғын системаны қараймыз. Бундай

системадағы тәсірлесіу энергиясы жуп-жуптан алынған зарядлардың өз-ара тәсірлесіу энергияларының қосындысынан тұрады:

$$E_p = \frac{1}{2} \sum_{i \neq k} E_{pik}(r_{ik}). \quad (51)$$

(50)-формулаға сәйкес

$$E_{pik} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_i q_k}{r_{ik}}. \quad (52)$$

Бұл аңлатпаны (51) ге қойып

$$E_p = \frac{1}{2} \sum_{i \neq k} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_i q_k}{r_{ik}} \quad (53)$$

аңлатпасына ийе боламыз хәм Гаусс системасында 4π көбейтіушісіннің болмайтуғынлығын атап өтеміз.

(53)-формулада суммалау барлық i хәм k индекслери бойынша жүргизиледи. Еки индексте 1 ден баслап N ге шекемги мәніслерди қабыл етеди. Әлбетте i хәм k индекслери бирдей болатуғын қосылушылар итибарға алынбайды (бул бир зарядтың өзи менен өзи арасындағы тәсірлесіуіге сәйкес келеди). (53)-формулаға мынадай түр береміз:

$$E_p = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N q_i \sum_{\substack{k=1 \\ (k \neq i)}}^N \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_k}{r_{ik}} \quad (54)$$

Бундай жағдайда

$$\varphi_i = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{\substack{k=1 \\ (k \neq i)}}^N \frac{q_k}{r_{ik}} \quad (55)$$

шамасы q_i заряды тұрған нокаттағы усы q_i зарядының басқа барлық зарядлар пайда еткен потенциал болып табылады. Бул жағдайды итибарға алып тәсірлесіу энергиясы ушын

$$E_p = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N q_i \varphi_i \quad (56)$$

аңлатпасын аламыз. Усы аңлатпалардан пайдаланған халда **зарядланған өткізгіштің энергиясын** есаплауды баслаймыз.

Өткізгіштің бети эквипотенциал бет болып табылады. Сонлықтан Δq зарядына ийе беттің барлық нокатларының потенциаллары бирдей мәніске ийе хәм ол өткізгіштің өзінің потенциалына тең. (56)-формуладан пайдаланып зарядланған өткізгіштің энергиясы ушын

$$E_p = \frac{1}{2} \sum \varphi \Delta q = \frac{1}{2} \varphi \sum \Delta q = \frac{1}{2} \varphi q \quad (57)$$

аңлатпасын жаза аламыз. Енди (44)-формуланы есапка алсақ ($C = \frac{q}{\varphi}$), онда

$$E_p = \frac{\varphi q}{2} = \frac{q^2}{2C} = \frac{C\varphi^2}{2} \quad (58)$$

формуласы зарядланған өткізгіштің энергиясын береді.

Зарядланған конденсатордың энергиясы. Әпиұайы талқылаулар астарлары арасындағы потенциаллар айырмасы (астарлар арасындағы кернеу) $\varphi_1 - \varphi_2 = U$ болған конденсатордың энергиясының

$$E_p = \frac{1}{2} q(\varphi_1 - \varphi_2) = \frac{1}{2} qU = \frac{q^2}{2C} = \frac{CU^2}{2} \quad (59)$$

шамасына тең екенлігін көрсетеді.

Зарядланған конденсатордың энергиясын оның астарлары арасындағы электр майданын тәріптейтуғын шамалар арқалы аңлатыу мүмкін. Усы мәселе менен шуғылланамыз.

(48)-формула бойынша конденсатордың сыйымлығы $C = \frac{\varepsilon S}{4\pi d}$ аңлатпасы жәрдемінде анықланады. Екинши тәрептен $E_p = \frac{CU^2}{2}$. Усы еки аңлатпадан C ны жоғалтып

$$E_p = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S U^2}{2d} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{2} \left(\frac{U}{d}\right)^2 Sd \quad (60)$$

формуласын аламыз. $\frac{U}{d}$ қатнасы астарлар арасындағы кеңісліктегі майданның кернеулігине, ал Sd көбеймеси болса астарлар арасындағы V көлемге тең. Демек энергия ушын

$$E_p = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} V \quad (61)$$

формуласын, ал оның кеңісліктегі тығызлығы ушын

$$\omega = \frac{E_p}{V} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} \quad (62)$$

аңлатпасын аламыз.

E_p энергиясының конденсатордың астарлары арасындағы электр майданының энергиясы екенлігін, усыған байланысly электр майданының энергияға ийе болатуғынлығын, соның менен бирге электр майданының энергиясының электр майданының кернеулігіннің квадратына пропорционал екенлігін атап өтемиз.

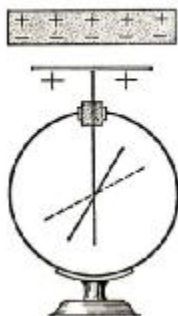
6-§. Электр майданындағы диэлектриклер

Диэлектриклерди поляризациялау. Поляризация векторы. Орталықтың диэлектриклик сиңиргишлиги хәм қабыллаушылығы. Еки диэлектрик орталық шегарасындағы поляризация хәм индукция векторлары хәм электр майданы кернеулиги векторының үзилісі. Диэлектриклик кристаллардың электрлик қасиетлери.

Әдетте электр майданына қандай да бир диэлектрик алып келингенде электр майданы өзгереді. Биз енди диэлектрик алып келингенде электр майданының қалай өзгеретуғынлығын хәм бул қубылыстың себеплери менен танысамыз.

Бул мәселени айқын қылуымыз ушын тәжірийбелерди көріп өтемиз. Электрометрди зарядлаймыз хәм оның көрсетиуін белгилеп аламыз. Электрометрге зарядланбаған қандай да бир диэлектрикти жақынлатамыз (мысалы шийше пластинканы жақынлатыу мүмкін, 22-сүүрет). Биз диэлектрикти электрометрге жақынлатқанымызда электрометрдің көрсетиуінің киширейетуғынлығын байқаймыз. Ал диэлектрикти алып кетсек электрометрдің көрсетиуі өзинің дәслепки қалпине келеді.

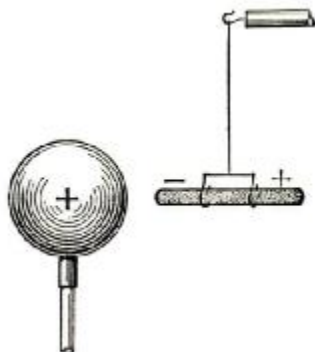
Тап усындай қубылысты зарядланған электрометрге өткізгішти алып келгенде де баклау мүмкін. Бул жағдайда өткізгіште индукцияланған зарядлардың пайда болатуғынлығын, сол зарядлардың электр майданын өзгертетуғынлығын билемиз. Усыған байланысly диэлектрик жағдайында мынадай жуумақ шығарыу мүмкін: электр майданында диэлектрикте де зарядлар пайда болады, диэлектриктің электрометрге жақын турған бөлиминде белгиси бойынша электрометрдің зарядына қарма-қарсы зарядлар, ал екінши тәрепинде белгиси электрометрдің зарядындай зарядлар пайда болады. Бул жағдай 22-сүүретте көрсетілген.



22-сүүрет.

Зарядланбаған диэлектрикти электрометрге алып келгенде электрометрдің көрсетиуі киширейеді.

Диэлектриклерде зарядлардың пайда болыуы (диэлектрик дәслеп зарядланбаған болса да) усы диэлектриклердің өзлерине тәсир ететуғын күштиң пайда болыуына алып келеді. Жиңишке сабаққа шийше ямаса парафин таяқшаны илдиремиз хәм оны зарядланған шарға жақынлатамыз (зарядланған шардың өзін жақынлатсақта болады, 23-сүүрет). Таяқша бурыла баслайды хәм өзинің көшери бойынша күш сызықларына параллель болып жайласады (яғный таяқша шардың орайына қарап бурылады). Бул тәжірийбеден де шарға жақын жайласқан таяқшаның ушында шардың зарядына қарама-қарсы зарядлар (атлас емес зарядлар), ал екінши ушында атлас зарядлар топланады деген сөз.



23-сүрөт.

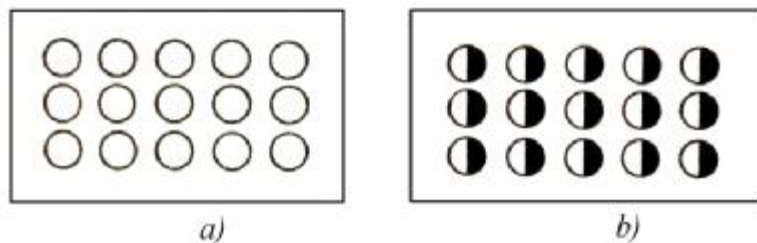
Электр майданында жайласкан диэлектрик таякшы бурылады хэм майдан сызықлары бойлап жайласады.

Бул тәжірийбе дәслеп зарядланбаған диэлектрикти электр майданына алып келгенде электр зарядларының пайда болатуғынлығын көрсетеди. Диэлектрикте электр полюсы пайда болады хэм сонлықтан бул кубылыс **диэлектриклердин поляризациясы** деген атты алған. Электр майданында диэлектриклерде пайда болатуғын электр зарядларын **поляризациялық зарядлар** деп атайды.

Диэлектриклердин поляризация кубылысы менен өткізгішлердеги индукция кубылысы базы бир ұқсаслықларға ийе. Бирақ екеуи арасында әхмийетли айырма да бар. Электр майданында өткізгішти бөлеклерге бөлиў арқалы индукциялық зарядларды да бөлиў мүмкин. Сонлықтан электр майданы жоқ болғаннан кейин де сол бөлимлер зарядланған болып қалады. Ал электр майданында диэлектриклерди бөлимлерге ажыратсақ сол бөлимлер зарядланбаған болып қала береді. Поляризациялық зарядларды бир биринен айырыў мүмкин емес.

Бундай айырманың орын алыўы былайынша түсиндириледі: металлардағы терис белгиге ийе заряд өткізгішлик электронлары болып табылады. Олар өткізгіш бойынша үлкен қашықлықларға қозғала алады. Ал диэлектриклерде болса еки белгиге ийе зарядлар да бир бири менен тығыз байланысқан хэм олар бир бирине салыстырғанда бир молекуланың шеклеринде ғана қозғала алады.

Поляризацияланбаған диэлектрикти сыртқы электр майданы болмаған жағдайда молекулалардың жыйнағы деп қараўға болады. Бул молекулалардағы оң хэм терис белгиге ийе зарядлар молекуланың барлық көлеми бойынша тең өлшеўли тарқалған (24-а сүрөт). Диэлектрикти поляризациялағанда молекуладағы хәр қыйлы белгиге ийе зарядлар қарама-қарсы тәреплерге қарай аўысады – молекуланың бир шетинде оң зарядлар, ал екінши тәрепинде терис зарядлар пайда болады (24-б сүрөт). Усының ақыбетинде хәр бир молекула электр диполине айланады.

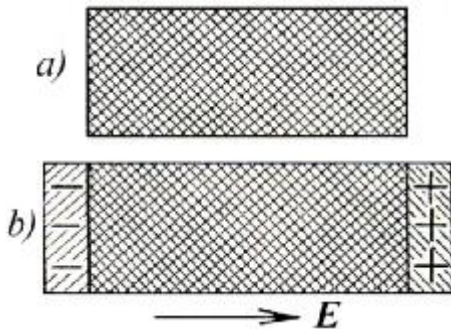


24-сүрөт.

Поляризацияланбаған (а) хэм поляризацияланған (б) диэлектриктин моделлери.

Молекулалар ишиндеги зарядлардың аўысыўы диэлектрикте базы бир зарядлардың пайда болыўы сыяқлы болып көринеди. Ҳақыйқатында да поляризацияланбаған диэлектрикти хәр қайсысы оң хэм терис заряд пенен тең өлшеўли толтырылған бир бири менен бирдей болған хэм бириниң үстинде бири орналасқан еки көлем сыпатында қараўға болады (25-а сүрөт). Диэлектриктин поляризациясын усы еки көлемниң бир бирине салыстырғандағы

киши қарама-қарсы аралыққа (молекуланың өлшеминдей аралыққа) аўысыўы деп қараў мүмкин (25-б сўрет). Усының менен бирге диэлектриктің ишинде оң зарядлардың муғдары бурынғысынша терис зарядлардың муғдарына тең болып қала береді. Бірақ диэлектриктің бір тәрепинде компенсацияланбаған оң зарядлардың жуқа қатламы, ал екінші (қарама-қарсы) тәрепинде компенсацияланбаған терис зарядлардың жуқа қатламы, яғный поляризациялық зарядлар пайда болады.



25-сўрет.

Диэлектриктің поляризациясы зарядлардың аўысыўы сыпатында.

a) поляризацияланбаған диэлектрик, b) поляризацияланған диэлектрик

Поляризация векторы. Жоқарыда айтылғанындай диэлектрик поляризацияланғанда оның хәр бир молекуласы электр диполине айналады хәм усыған сәйкес хәр бир молекула электр моментине ийе болады. Электр моменти мынаған тең

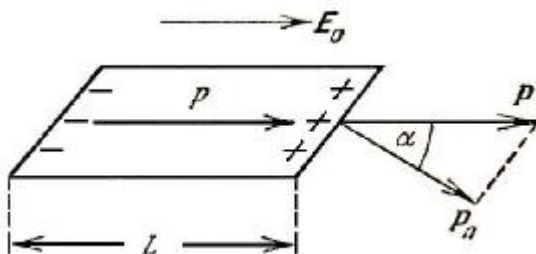
$$p = ql.$$

l аўысыў векторы терис зарядтан оң заряд тәрепке бағытланған деп есапланады.

Диэлектриктің поляризациясының санлық характеристикасы ретинде **поляризация векторы** деп аталатуғын физикалық шама хызмет етеді. **Поляризация векторы диэлектриктің көлем бирлигиндеги барлық молекулалардың электр моментлериниң векторлық қосындысына тең:**

$$P = \frac{1}{\tau} \sum p_i \quad (63)$$

Егер диэлектрик бир текли болса, онда зарядлардың аўысыўы l барлық ноқатларда да бирдей хәм усығна сәйкес P векторы диэлектрик бойынша бирдей мәниске ийе болады. **Бундай поляризацияны бир текли поляризация деп атаймыз.**



26-сўрет.

Поляризация векторы P ның бағытын анықлаўды түсиндириўге арналған сўрет.

Поляризация векторы P ның мәнисин билетуғын болсақ, онда поляризациялық зарядларды анықлаў мүмкин (керисинше поляризациялық зарядларды билиў арқалы поляризация векторын анықлаўға болады). Поляризацияны бир текли деп есаплаймыз хәм электр майданына жайластырылған диэлектрикти қараймыз. Бул диэлектрик ултаны S хәм қабырғасы P векторына параллель L узынлығына тең, ал қыя призма түрине ийе болсын (26-сўрет). Призманың ултанларының биринде бетлик тығызлығы $-\sigma'$ болған терис

заряддар, ал екінші ультанында бетлик тығызлығы $+\sigma'$ болған оң заряддар пайда болады. Усыған байланысты призма

$$p = \sigma' DL \quad (64)$$

электр моментине ийе болады. Егер α арқалы \mathbf{P} векторы менен призманың ультанына түсірілген нормал арасындағы мүйеш белгиленген болса, онда призманың көлемі τ мынаған тең:

$$\tau = SL \cos \alpha \quad (65)$$

Сонлықтан

$$p = \frac{\sigma' \tau}{\cos \alpha}.$$

Екінші тәрәптен тап усы шаманы көлем бирлигиндеги электр моменти арқалы аңлатыўға да болады:

$$p = P \tau.$$

Усы аңлатпаларды бир бири менен салыстырыў арқалы мына аңлатпаға ийе боламыз:

$$\sigma' = P \cos \alpha = P_n \quad (66)$$

Бул аңлапада P_n арқалы \mathbf{P} векторының биз қарап атырған бетке нормал бағытына түсірілген проекциясы белгиленген. 26-сүўреттеги оң қапталы ушын α мүйеши сүйир ($\cos \alpha > 0$) хәм σ' оң мәниске ийе. Ал шеп тәрәптеги қаптал ушын α доғал аүйеш ($\cos \alpha < 0$) хәм усыған сәйкес σ' терис мәниске ийе.

Алынған нәтийже поляризациялық зарядлардың бетлик тығызлығының беттиң усы ноқатындағы поляризация векторының нормал қураўшысына, ал зарядлардың аүйысуына перпендикуляр етип алынған беттиң бир бирлиги арқалы өтиўши заряд муғдарының поляризация векторының шамасына тең екенлигин көрсетеди.

Егер \mathbf{P} векторының шамасы хәр қыйлы ноқатларда хәр қыйлы мәнислерге ийе болса (бир текли емес поляризация), онда диэлектрикте көлемлик зарядлардың пайда болыўы мүмкин.

Диэлектрик ишиндеги электр майданының кернеўлиги. Биз жоқарыда вакуумдеги электр майданының кернеўлигиниң бир бирлик майданға тәсир етиўши күш екенлигин көрген едик. Диэлектриклерге өтетуғын болсақ, онда бул анықламаға базы бир дәллик енгизиўимиз шәрт.

Сынап көрилетуғын зарядтың өлшемлери диэлектриктеги молекулалар арасындағы қашықлықтан киши деп көз алдымызға елеслетейик. Бундай жағдайда диэлектрик ишиндеги электр майданы хәр қыйлы ноқатларда пүткиллей хәр қыйлы болады. Әсиресе молекулалардың зарядланған ушларында электр майданының кернеўлигиниң шамасы үлкен мәнислерге ийе болады. Бундай өзгерислер жүдә киши микроскопиялық өлшемлерде орын алып, бизлердиң бундай майданларды тәжирийбелерде тиккелей бақлаўымыз мүмкин емес. Усындай жоллар менен анықланған майданды

микроскопиялық майдан деп атаймыз (бул хақында жоқарыда гәп етилгенлигин атап өтемиз) хәм оның кернеўлигин E_m аркалы белгилеймиз.

Бирақ биз барлық тәжирийбелерде өлшемлери атомлар арасындағы қашықлықтардан (ямаса молекулалардың өлшемлеринен) әдеўир үлкен денелер менен ис алып барамыз. Бундай жағдайда бизди көлем бойынша орташаланған E_m микроскопиялық майданы қызықтырады. Бундай майданды биз **макроскопиялық майдан** деп атадық. **Электр майданының орташа мәнисин диэлектриктің ишиндеги электр майданының кернеўлиги деп атаймыз.** Усы анықлама бойынша диэлектрик ишиндеги электр майданының кернеўлиги

$$E = \bar{E}_m = \frac{1}{\tau} \int E_m d\tau \quad (67)$$

формуласы жәрдеминде анықланады. Бул формуладағы τ көлеми микроскопиялық жақтан үлкен болыўы керек, яғный бундай көлемде көп сандағы молекула жайғасыўы керек. Бирақ бул көлем усы көлемнің ишинде макроскопиялық электр майданының кернеўлигинин мәниси әмелий жақтан турақлы болып қалатуғын дәрежеде микроскопиялық жақтан киши болыўы да керек. Усындай талаптарды қанаатландыратуғын киши көлемлер физикалық жақтан шексиз киши көлем деп аталады (математикалық шексиз киши көлемнің мәнисиниң басқаша екенлигин атап өтемиз).

Жоқарыда айтылған сыяқлы диэлектриктің ишиндеги потенциал деп макроскопиялық потенциалды, яғный базы бир физикалық киши көлем бойынша орташаланған потенциалды түсинемиз. Майдан E ниң хәм потенциал φ диң макроскопиялық мәнислери вакуум ушын алынған аңлатпа аркалы байланысады. Тегис конденсатор жағдайында ийе боламыз:

$$E = \frac{\varphi}{a}. \quad (68)$$

Бул аңлатпада a аркалы астарлар арасындағы қашықлық белгиленген.

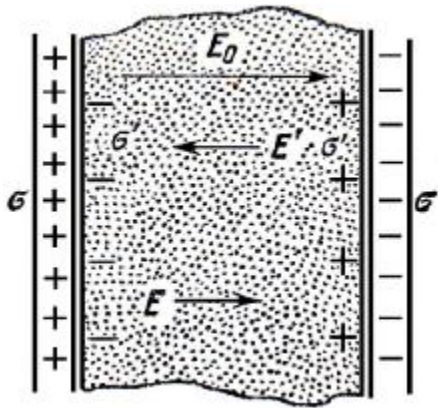
Бир текли диэлектрик пенен толтырылған тегис конденсаторды (бир текли майданды) қарап өтемиз (27-сүўрет). Диэлектриктің ишиндеги майданның кернеўлиги E_0 конденсатордың металл астарлары хәм поляризацияланған диэлектрик пайда еткен E' еки майданының қосындысынан турады. $E_0 = \sigma/\varepsilon_0$, ал σ болса метал астарлардағы зарядлардың бетлик тығызлығы. Поляризацияланған диэлектриктің тәсирин оның бетиндеги поляризацияланған зарядлар аркалы аңлатыўға болады. Сонлықтан $E' = -\sigma'/\varepsilon_0$. Бул аңлатпада σ' аркалы поляризацияланған зарядлардың бетлик тығызлығы

белгиленген. Демек

$$E = \sigma/\varepsilon_0 - \sigma'/\varepsilon_0 = \frac{\sigma - \sigma'}{\varepsilon_0}.$$

Диэлектриктің ишиндеги электр майданының кернеўлиги конденсатордың астарларындағы хәм диэлектриктеги поляризацияланған зарядлардың бетлик тығызлығының айырмасына $(\sigma - \sigma')$ тең болғанда вакуумдеги электр майданының

кернеулігіне тең болады. $\sigma - \sigma'$ айырмасын көпшилік жағдайларда **еркин заряд** деп атайды.



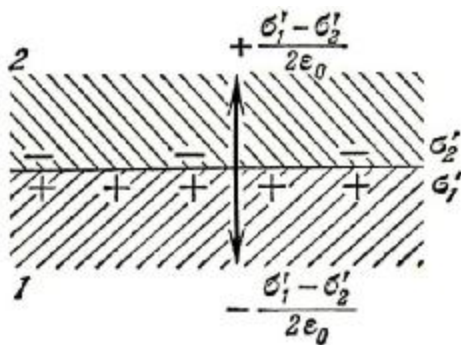
27-сүрөт.

Диэлектрик ишиндеги электр майданының кернеулігі E конденсаторлардың астарларындағы зарядлар пайда еткен электр майданының кернеулігі (E_0) менен поляризациялық зарядлар пайда еткен майданның (E') айырмасына тең.

Жоқарыда айтылғанларға байланысly диэлектриктің ишиндеги заряды q ға тең болған макроскопиялық денеге улыўма жағдайда qE күшиниң тәсир етпейтуғынлығын атап өтиў зәрүр.

Электр аўысыўы векторы. Енди бир текли поляризацияланған 1 хәм 2 бир текли диэлектриклер арасындағы шегараны қараймыз. Хәр бир диэлектриктің бир бирине тийип турған бетинде белгилери қарама-қарсы болған бетлик тығызлықлары σ'_1 хәм σ'_2 болған зарядлар пайда болады. Усының салдарынан еки диэлектрикти бир биринен ажыратып турған шегаралық бетте бетлик тығызлығы $\sigma'_1 - \sigma'_2$ болған бет хәм сәйкес кернеулігі $(\sigma'_1 - \sigma'_2)/2\epsilon_0$ болған қосымша электр майданы пайда болады. Бул майдан еки

диэлектрик арасындағы бетке перпендикуляр хәм хәр бир диэлектрикте қарама-қарсы тәреплерге карай бағдарланған (28-сүрөт).



28-сүрөт.

Еки диэлектрик шегарасындағы поляризациялық зарядлар хәм олар пайда еткен электр майданы.

Хәр бир диэлектриктеги электр майданларының кернеуліклерин E_1 хәм E_2 арқалы белгилеймиз. Усы еки майданды да еки кураўшыға жиклеймиз: бириншиси айырыў шегарасына (еки диэлектрик арасындағы шегараны усылай атаймыз) урынба бағытланған (E_{t1} хәм E_{t2}), екиншиси айырыў шегарасына перпендикуляр (E_{n1} хәм E_{n2}). Нормалды 1 диэлектриктен 2 диэлектрикке қарай бағытланған деп есаплаймыз. Айырыў тегислигиниң зарядлары пайда еткен электр майданы усы бетке перпендикуляр болғанлықтан майданның урынба кураўшысы өзгермейди хәм еки диэлектрикте де бирдей мәниске ийе болады, яғный

$$E_{t1} = E_{t2}.$$

Ал электр майданының нормал қураушылары хәр қыйлы мәнислерге ийе болып, олардың айырмасы мынаған тең

$$E_{n1} - E_{n2} = (\sigma'_1 - \sigma'_2) / \varepsilon_0 = (P_{n1} - P_{n2}) / \varepsilon_0.$$

P_{n1} хәм P_{n2} лер арқалы хәр бир диэлектриктеги поляризация векторының нормал қураушылары белгиленген. Биз жоқарыда кернеуликтің нормал қураушысының беттің бир бирлиги арқалы өтетуғын күш сызықлардың ағысы екенлигин көрген едик. Демек айырыу бетинің бир бирлиги арқалы өтиуши күш сызықларының саны 1 хәм 2 диэлектриклеринде бир бирине тең емес, яғный күш сызықларының базы бир бөлеги айырыу бетинде үзиліске түседі деген сөз.

Биз жоқарыда вакуум ушын электр аўысыуының (14)-формула бойынша анықланатуғынлығын көрдик ($\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E}$). Бул түсиникти енди ықтыярлы түрде алынған диэлектрик ушын улыўмаластырамыз хәм диэлектриктеги электр аўысыуы векторын

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (69)$$

түринде анықлаймыз. Усыған байланысly электр аўысыуының еки диэлектриктің айырылыу шегарасында үзлексіз екенлиги келип шығады, яғный

$$D_{n1} = D_{n2}.$$

Демек электр аўысыуы сызықлары еки диэлектриктің шегарасында үзиліске түспейді деген сөз. Сонлықтан бир текли емес диэлектриклердеги электр майданын тәриплеу ушын электр майданының кернеулиги \mathbf{E} векторын пайдаланыудан электр аўысыуы \mathbf{D} векторын пайдаланған қолайлырақ. Усы себеп аўысыу векторын электр хәм магнетизм илимине киргизиудің тийкарғы себеби болып табылады.

7-§. Турақлы электр тоғы

Электр тоғының характеристикалары. Өткізгішлік электр тоғы. Қарсылық хәм оның температураға ғәрезлиги. Ом нызамының дифференциал көриниси. Туйық шынжыр ушын Ом нызамы. Кирхгоф қағыйдалары.

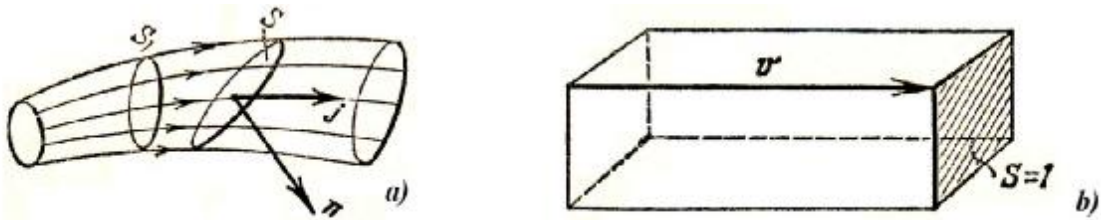
Электр зарядларының қәлеген түрдеги қозғалысын биз *электр тоғы* деп атаймыз. Бирақ көпшилик жағдайларда электр тоғы деп зарядланған бөлекшелердің бағытланған қозғалысына айтады.

Металларда тек электронлар еркин түрде қозғала алады (орынларын өзгерте алады). Сонлықтан металлардағы электр тоғы деп өткізгішлік электронлардың қозғалысына айтады. Биз төменде электр тоғын өткізиуши еритпелерде (электролитлерде) еркин электронлардың жоқ екенлигин көреміз. Бундай өткізгішлерде ионлар еркин қозғалыушы бөлекшелер болып табылады. Газлерде болса еркин халда ионлар хәм электронлар тоқты тасыуға қатнаса алады (тоқты өткізиуға қатнасатуғын зарядланған бөлекшелерди ендигиден былай тоқ тасыушылар деп те атаймыз).

Тоқтың бағыты ретинде оң зарядланған бөлекшелердің қозғалыс бағыты қабыл етилген. Сонлықтан металлардағы тоқтың бағыты электронлардың қозғалыс бағытына қарама-қарсы.

Ток тасыушы зарядланган бөлөкшелер эдетте базы бир сызыктар (траекториялар) бойынша козгалады. Бундай сызыктарды **ток сызыктары** деп атайды. Сызыктардын багыты сыпатында он зарядланган бөлөкшелердин козгалысынын багыты алынады. Ток сызыктарынын сүүретлерин салыу аркалы биз токты пайда етиуши электронлардын, ионлардын козгалысы хаакында айкын түсиник ала аламыз.

Егер ток өтип тургна өткизгиштиң ишинде каптал бети ток сызыктарынан туратуын трубканы ойымызда айырып алсак, онда зарядланган бөлөкшелер козгалысынын барысында каптал бет аркалы сырттан трубканың ишине кире алмайды, ал трубканың ишиндеги зарядланган бөлөкшелер каптал бет аркалы трубканың ишинен трубканың сыртына шыга алмайды (яғный зарядланган бөлөкшелер усындай трубканың каптал бетин кесип өте алмайды). Бундай трубканың ток трубкасы деп атаймыз (29-а сүүрет). Изолятор ишиндеги металл сымның бети ток трубкасына мысал бола алады.



29-сүүрет.

Ток трубкасы (а) хэм токтың тығызлығын аныклау ушын дүзилген схема (b).

Электр тогының санлық характеристикасы сыпатында **токтың тығызлығы** хэм **ток күши** деп аталатуын еки тийкаргы физикалық шама хызмет етеди.

Электр тогының тығызлығы деп **ток сызыктарына перпендикуляр жайласқан беттиң бир бирлигинен уақыт бирлигинде өткен электр зарядларының муғдарына тең шамага айтамыз.**(29-б сүүрет). Өткизгинштиң ишинде ток сызығына перпендикуляр, яғный зарядланган бөлөкшелердин тезлиги векторы \mathbf{v} ға перпендикуляр майданы бир бирликке тең болған бет аламыз. Усы майданда узынлығы бөлөкшелердин козгалыу тезлиги v ға тең тууры мүйешли параллелопипед дүземиз. Бундай жагдайда биз карап атырган беттен уақыт бирлигинде ағып өтетуын зарядланган бөлөкшелердин саны усы параллелопипед ишинде жайласқан бөлөкшелердин санына тең болады. Егер n аркалы зарядланган бөлөкшелердин концентрациясы белгиленген болса, онда параллелопипедтиң ишиндеги бөлөкшелердин саны nV ға, ал сол бөлөкшелер алып өткен заряд муғдары nve ге тең. Бул жерде e аркалы бир бөлөкшениң (мысалы электронның) заряды белгиленген. Сонлықтан токтың тығызлығының муғдары

$$\mathbf{j} = nev. \quad (70)$$

Бул аңлатпадағы n менен e мәниси бойынша скаляр шамалар, ал тезлик \mathbf{v} векторлық болғанлықтан

$$\mathbf{j} = nev \quad (71)$$

векторын киргизиу мүмкин. Тезлик \mathbf{v} берилген ноқаттағы зарядланган бөлөкшелердин козгалысын тәриплейтуын болғанлықтан токтың тығызлығы векторы \mathbf{j} өткизгинштиң берилген ноқатындағы токтың күшин тәриплейди.

Қандай да бир өткізгіштегі **тоқтың күши деп** *усы өткізгіштің толық кесе-кесими арқалы ұақыт бирлигинде ағып өткен электр зарядларының мұғдарына айтамыз*. Егер өткізгіштің кесе-кесими арқалы dt ұақыты ишінде ағып өткен зарядлардың мұғдары dq болса, онда тоқ күши мынаған тең:

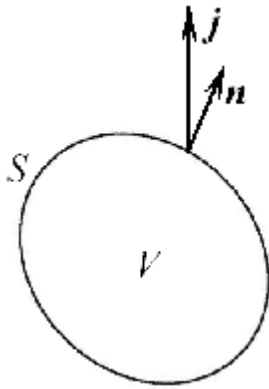
$$i = \frac{dq}{dt}. \quad (72)$$

Бул аңлатпадағы заряд мұғдары да, ұақыт та скаляр шамалар болғанлықтан тоқ күши де скаляр шама болады.

Тоқтың тығызлығы векторы ***j*** тың шамасы өткізгіштің хәр бир ноқатында белгили болса, онда тоқ күшинің шамасын да төмендеги аңлатпа тийкарында анықлау мүмкин:

$$i = \int_S j_n dS. \quad (73)$$

Бул аңлатпада интеграллау өткізгіштің барлық кесе-кесими S бойынша алынады (29-а сүүрет).



30-сүүрет.

V көлеми, оны қоршап турған S бети, усы бетке түсірилген ***n*** хәм тоқ күшинің тығызлығы ***j*** шамалары.

Үзликсизлик теңлемеси. Электр зарядларының сақланыу ызамы. Электр зарядларының сақланыу ызамы физиканың фундаменталлық ызамларының бири болып табылады. Биз бул ызамды макроскопиялық шамалар болған зарядлардың тығызлығы ρ , тоқ күшинің тығызлығы ***j*** арқалы аңлатамыз. Қандай да бир орталықта V көлемин шегаралап турған S бетин аламыз (30-сүүрет). V көлеминен хәр секундта S бети арқалы өтип атырған электр зарядларының мұғдары $\oint j_n dS$ интегралы менен бериледи. Тап усы шаманы $-\frac{\partial q}{\partial t}$ арқалы бериуге де болады. Бул жерде q арқалы V көлеминдеги заряд мұғдары белгиленген. Еки шаманы бир бирине теңеп мына аңлатпаны аламыз:

$$\frac{\partial q}{\partial t} = - \oint j_n dS. \quad (74)$$

Биз бул жерде $\frac{\partial}{\partial t}$ белгисин қолланамыз, себеби S бети өзгериссиз қалыуы керек. Әлбетте $q = \int \rho dV$. Усы жағдайды есапка аламыз хәм бет бойынша алынған интегралды $\int \text{div } \mathbf{j} dV$ көлем бойынша алынған интегралына айландырамыз. Нәтийжеде

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \rho dV = - \int \text{div } \mathbf{j} dV \quad (75)$$

аңдатпасына ийе боламыз. Бул аңдатпаның ықтыярлы V көлеми ушын орынланыуы керек. Сонлықтан

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j} = 0 \quad (76)$$

теңлемесін аламыз. (74)- хәм (76)-аңдатпалар **макроскопиялық электродинамикадағы зарядлардың сақланыу нызамы деп аталады**. (76)-аңдатпа болса және **үзликсизлік теңлемеси** деп те аталады. Бул теңлемелер Максвелдің тийкарғы теңлемелери системасына киреди.

Егер тоқлар стационар болса, яғный ўақыттан ғәрезсиз болса, онда (74)- хәм (76)-аңдатпалар төмендегидей аңдатпаларға айланады:

$$\oint j_n dS = 0, \quad (77)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = 0. \quad (78)$$

Биз төменде тийкарынан стационар тоқларды үйренемиз.

Ом нызамы. Электр тоғын пайда етиўдің ең баслы усылларының бири денелер ишинде электр майданын пайда етиў хәм усы майданды услап турыў болып табылады. Тәжирийбелер көпшилик денелерде (мысалы металларда) электр тоғының тығызлығы \mathbf{j} шамасының кең интервалларда электр майданының кернеўлиги \mathbf{E} ге пропорционал болатуғынлығын көрсетеди. Бул электроднамиканың ең әхмийетли (бирақ фундаменталлық емес) нызамларының бири болып есапланатуғын нызамды Ом нызамы деп атаймыз. Математикалық тилде Ом нызамы былайынша жазылады (дифференциал формада):

$$\mathbf{j} = \lambda \mathbf{E}. \quad (79)$$

Бул аңдатпада λ аркалы берилген зат (өткізгиш) ушын тураклы болған пропорционаллық коэффициенті белгиленген. Бул шаманы заттың **салыстырмалы өткізгишлиги** ямаса **электр өткізгишлиги** деп атайды. Ом нызамы **физикалық жақтан бир текли затлар** ушын орынланады. Электр өткізгишликке кери болған шаманы материалдың (денениң) **салыстырмалы қарсылығы** деп атайды:

$$\rho = \frac{1}{\lambda}. \quad (80)$$

Гаусс системасында (электростатикалық системада да) электр өткізгишлик λ ўақытқа кери болған өлшем бирлікке ийе (яғный кери секунд c^{-1}). Салыстырмалы қарсылық ρ секундларда өлшенеди (c). Салыстырмалы қарсылық пенен ўақыттың өлшем бирліклериниң бирдей екенлиги олардың физикалық тәбияты да бирдей деген жуўмақ келип шықпайды. Бундай сәйкеслик тек Гаусс системасында хәм SGSE системасында орын алады. Басқа бирліклер системаларында бул шамалар хәр қыйлы өлшем бирліклерге ийе.

Егер тоқ стационар болса, онда бир текли өткізгиштеги электр зарядларының көлемлик тығызлығы нолге тең. Хәқыйқатында да стационар тоқлар ушын (78)-аңдатпа ($\operatorname{div} \mathbf{j} = 0$) орын алады. Бул аңдатпаны $\operatorname{div} \lambda \mathbf{E} = 0$ ямаса $\operatorname{div}(\frac{\lambda}{\epsilon} \mathbf{D}) = 0$ түринде көширип жазамыз.

Биз орталықты бір текли деп қарап атырмыз. Сонлықтан $\lambda = const$ хәм $\varepsilon = const$ хәм биз қарап атырған теңлеме $\operatorname{div} \mathbf{D} = 0$ теңлемесине айланады. Буннан Остроградский-Гаусс теоремасы бойынша $\rho = 0$.

Солай етип **стационар тоқлар жағдайында макроскопиялық электр зарядлары тек өткізгіштің бетінде ямаса бір өткізгіштің бір текли емес участкаларында ғана жайласуы мүмкін**. Бундай көз-қарастан стационар тоқлардың электр майданлары электростатикалық электр майданындай. Усындай еки майдан арасындағы ұқсаслық және де бір қатар жуымақларға алып келеди. Егер тоқлар стационар болса, онда кеңістіктің хәр бір нокатындағы тығызлығы ұақыттың өтіуі менен өзгеріссіз қалады (ұақытқа байланыссы өзгермейді). Тәжірийбелер усундай қозғалысушы зарядлардың тап сондай тығызлыққа ийе қозғалмайтуғын зарядлар сыяқлы электр майданын пайда ететуғынлығын көрсетеди. Буннан **стационар тоқлардың электр майданының потенциал майдан екенлігін көреміз**.

Қалай деген менен стационар тоқлардың электр майданы электростатикалық майданнан үлкен айырмаға ийе. Электростатикалық майдан тынышлықта тұрған зарядлардың майданы болып табылады (бундай электр майданын әдетте Кулон майданы деп те атайды). Зарядлардың тең салмақтығы сақланғанда өткізгіштің ишінде бундай майдан нолге тең. Стационар тоқлардың электр майданы да Кулон майданы болып табылады. Бірақ бул майданды қоздыратуғын (пайда ететуғын) зарядлар қозғалыста болады. Сонлықтан стационар тоқлардың майданы өткізгіштің ишінде де болады. Егер усундай аұхал орынланбағанда өткізгіштің ишінде электр тоғы болмаған болар еди (Ом ызамаы бойынша электр майданы нолге тең болса тоқтың тығызлығы да нолге тең болады, 79-формула). Электростатикалық майданның күш сызықтары барлық ұақытта да өткізгіштің бетіне перпендикуляр. Ал стационар тоқлардың электр майданы ушын бундай перпендикулярлықтың орынланыуы шәрт емес.

(79)-формула дифференциал формада жазылған Ом ызамаы деп аталады. Әлбетте Ом өз ызамаын ашқан дәуірде (1827-жылы) бундай дифференциал формадағы жазыулар қабыл етилмеген еди. Сонлықтан биз хәзир 1827-жылы ашылған Ом ызамаын баянлауға қайтып келеміз.

Биз жиңишке өткізгіш арқалы өтіуші тоқты қараймыз. Егер тоқтың тығызлығы болған ρ шамасын өткізгіштің кесе-кесиминің майданы S ке көбейтсек өткізгіш арқалы өтип атырған толық тоқтың мәнісин (тоқ күшинің мәнісин) аламыз:

$$I = \rho S. \quad (81)$$

Ом ызамаына сәйкес **өткізгіштен өтип атырған I тоқтың шамасы өткізгіштің ушларына түскен кернеуіге (потенциаллар айырмасына) тууры пропорционал, ал өткізгіштің қарсылығына кері пропорционал**. Яғнай

$$I = \frac{U}{R} = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{R}. \quad (82)$$

Бул формулада $U = \varphi_1 - \varphi_2$ арқалы кернеу (кернеулік пенен шатастырмау керек) белгіленген (жоқарыда келтирилип өтилген «Әдетте потенциаллар айырмасы $\varphi_1 - \varphi_2$ болған **шаманы сәйкес нокатлар арасындағы кернеу деп атайды**» деген анықламаны еске түсірейік). Өткізгіштің қарсылығы R деп (электр қарсылығы) өткізгіштің узынлығына тууры пропорционал, ал оның кесе-кесиминің майданына кері пропорционал шаманы айтамыз:

$$R = \rho \frac{l}{S}. \quad (83)$$

Бұл аңдатпада ρ аркалы өткізгіштің салыстырмалы карсылығы (электр зарядларының тығызлығы менен шатастырмау керек), S аркалы кесе-кесиминің майданы белгиленген.

(82)-формула әдетте шынжыр (электр шынжыры) участкасы ушын Ом нызамы деп аталады.

(82)-формула бойынша тоқтың мәнісіннің тұрақлы түрде сақланыуы ушын кернеу тұрақлы мәніске ийе болыуы шәрт (басқа сөз бенен айтқанда өткізгіштің ушларына тұрақлы кернеудің түсіуі керек). Ал тегіс конденсатор ушын кернеу менен кернеулік арасындағы мынадай байланыстың бар екенлігін еске түсіріп өтеміз:

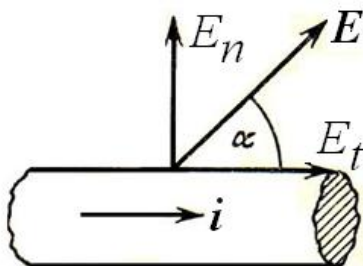
$$E = \frac{U}{d}.$$

Бұл қатнасты электр майданының кернеулігінің өлшем бірлігін анықлау ушын да қолланатуғынлығын еске түсіреміз. Кернеулік бірлігі сондай шама, ұзынлығы 1 метр болған күш сызықтарының ушларындағы кернеу 1 вольтке тең болыуы керек. Бұндай бірлікті метрдегі вольт деп атайды.

Жоқарыдағы аңдатпадан өткізгіштің бети бойынша майдан кернеулігінің қураушысы E_t бар болады деген сөз. Бұл ток өтіп тұрған өткізгіштің бетіндегі кернеулікті билдиреди. Демек бұл жағдайда күш сызықтары өткізгіштің бетіне перпендикуляр болмайды деген сөз. Хәм олар (күш сызықтары) ток бағытына қарай α мүйешіне қыяланған. Қала берсе $\operatorname{tg} \alpha = E_n / E_t$ (31-сүүрет).

Жоқарыда айтылғанларды есапқа алған халда биз төмендегідей әхмийетлі жуўмақлар шығарамыз:

1. *Электростатикалық тең салмақлық халында өткізгіштің ишінде электр майданы болмайды.*
2. *Электростатикалық тең салмақлық халында өткізгіштің ишінде көлемлік зарядлар да болмайды.*



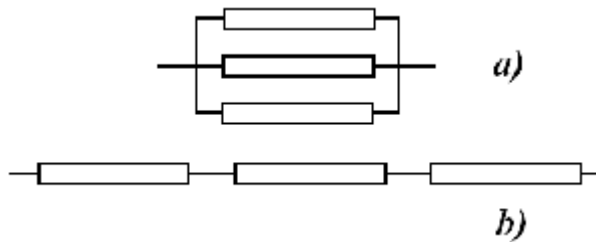
31-сүүрет.

Ток өтіп тұрған өткізгіштегі электр майданы (30-сүүрет пенен салыстырыу керек).

Ток күшінің өлшем бірлігі ретінде Ампер (А) қабыл етилген. $1 \text{ ампер} = \frac{1 \text{ Кулон}}{1 \text{ секунд}}.$

Қарсылықтың өлшем бірлігі ретінде Ом шамасы хызмет етеді. Ушларына 1 вольт кернеу түскенде 1 А ток өтетуғын өткізгіштің қарсылығы 1 Ом болып табылады, яғный $1 \text{ Ом} = 1 \frac{\text{В}}{\text{А}} = \frac{1/300}{3 \cdot 10^9} = \frac{1}{9} \cdot 10^{-11} \text{ SGSE}$ қарсылық бірлігі..

Қарсылықтарды бір бири менен хәр қандай усылда жалғау мүмкин. Солардың ишинде қарсылықтарды параллель жалғау менен избе-из жалғау көп қолланылады (32-сүўрет). Избе-из жалғанғанда қарсылықтар қосылады, яғный $R = R_1 + R_2 + R_3 + \dots$. Ал параллель жалғанғанда улыўмалық қарсылық мына тәқлетте кемейеди: $\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} + \dots$ (конденсаторларды бір бири менен жалғауды, бул жағдайда улыўмалық сыйымлықтың басқаша нызам бойынша өзгеретуғынлығын еске түсиремиз).



32-сүўрет.

Өткізгіштерди бір бири менен параллель (a) хәм избе-из жалғау (b)

Өткізгіштің салыстырмалы қарсылығының температураға ғәрезлилигин берілген заттың қарсылығының температуралық коэффициенті менен тәріплеўге болады:

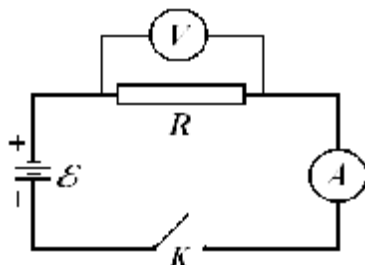
$$\alpha = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT}. \quad (84)$$

Бул шама температура бир градусқа жоқарылағандағы қарсылықтың салыстырмалы өсимине тең (мысалы мыс ушын $\alpha = 40 \cdot 10^{-4} \text{ 1/K}$ ға тең). Ал салыстырмалы қарсылықтың Цельсия шкаласындағы температураға ғәрезлилиги былайынша жазылады:

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t) \quad (85)$$

Метал өткізгіштердің қарсылығы температураның өсиўине байланысly өседи ($\alpha > 0$). Ал ярым өткізгіштер менен диэлектриктердің қарсылығы температураның жоқарылаўы менен киширейеди ($\alpha < 0$). Демек температураның жоқарылаўы менен қарсылығы артатуғын материалларды металлар (металлық қасийетке ийе өткізгіштер) деп атаймыз, ал температураның жоқарылаўы менен қарсылығы кемейетуғын денелерди ярым өткізгіштер ямаса диэлектриктер деп атаймыз.

Әпиўайы электр шынжырының схемасы 33-сүўретте келтирилген. Бул шынжыр тоқтың дерегинен, R қарсылықтан, шынжыр арқалы өтип атырған тоқтың күшин өлшеўши асбап A амперметрден, қарсылыққа түскен кернеўди өлшеўши асбап вольтметрден V турады (33-сүўрет). Электр тоғының турақлы түрде өтип турыўы ушын шынжырдың (электр шынжырының) туйық болыўы шәрт. Тоқтың өтиўин тоқтатыў ушын K гилти қолланылады. E арқалы тоқ дерегиниң **электр қозғаўшы күши** белгиленген. Шынжырдағы тутастырыўшы өткізгіш сымлардың қарсылығын әдетте есапқа алмайды (қарсылығы жүдә киши деп есапланады).



33-сүўрет.

Әпиўайы электр шынжыры.

Толық шынжыр үшін Ом нызамы былайынша жазылады:

$$I = \frac{E}{R+r}. \quad (85)$$

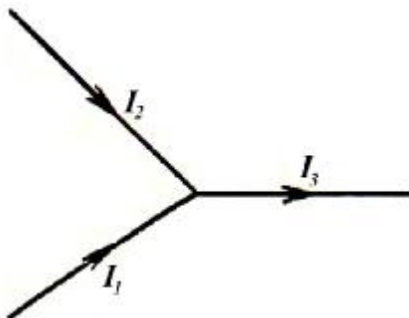
Бул аңлатпада E арқалы тоқ дерегинің электр қозғаушы күші, r арқалы тоқ дерегинің ишкі қарсылығы (тоқ дерегинің қарсылығы), R арқалы шынжырдағы қарсылық (33-сұрет) белгіленген.

Кирхгоф қағыйдалары. Өткізгішлердің ықтыярлы түрде тармақланған, оның хәр қыйлы участкаларында гальваникалық элементтер ямаса тоқтың басқа да дереклери бар қурамалы шынжырды қараймыз. Бул дереклердің электр қозғаушы күшлери турақлы хәм белгили деп болжаймыз. Бундай шынжырдың хәр қыйлы участкасындағы тоқлар менен потенциаллар айырмасын Ом нызамы (82-формула) хәм электр зарядларының сақланыу нызамы тийкарында анықлау мүмкин. Бирақ мәселени **Кирхгофтың еки қағыйдасы жәрдемінде** аңсат шешиу мүмкин. Олардың бириншиси **сызықты өткізгішлер үшін электр зарядларының сақланыу нызамының көриниси**, ал екіншиси Ом нызамының салдары болып табылады. Бул қағыйдалар менен танысамыз.

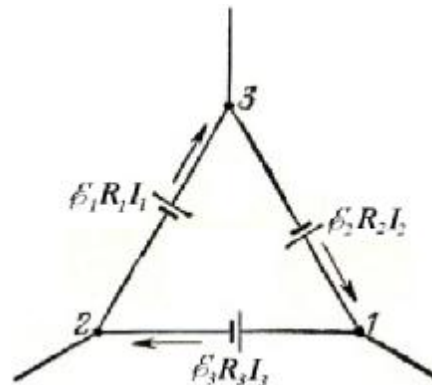
Кирхгофтың биринши қағыйдасы. Сымлар (өткізгішлер) тармақланған орындағы хәр бир ноқаттағы тоқ күшлеринің алгебралық қосындысы нолге тең (34-сұрет). Мысалы 34-сұрет үшін Кирхгофтың биринши қағыйдасы былайынша жазылады:

$$I_1 + I_2 - I_3 = 0.$$

Егер бул шәрт орынланбағанда сымлар тармақланатуғын орынларда ўақыттың өтиуі менен өзгеретуғын электр зарядлары топланып қалған болар еди. Усының салдарынан электр майданы да ўақытка байланысы өзгерген хәм тоқлар турақлы болып қала алмаған болар еди.



34-сұрет. Сымлар (өткізгішлер) тармақланған орындағы хәр бир ноқаттағы тоқ күшлеринің алгебралық қосындысы нолге тең.



35-сұрет. Үш участкадан туратуғын әпиўайы шынжыр.

Кирхгофтың екінши қағыйдасы. Тармақта сымлардан туратығын туйық контурды айырып аламыз. Бул контурдағы электр қозғаушы күшлеринің қосындысы усы контурдың айырым участкаларындағы электр қозғаушы күшлер менен усы участкалардағы қарсылықтардың көбеймесинің қосындысынан турады. Буны дәлиллеу үшін контр үш участкадан туратуғын шынжырды қарау жеткиликли (35-

сүўрет). Бул жағдай ушын толық шынжыр ушын жазылған Ом ызамын қолланамыз ($\varphi_1 - \varphi_2 + \dot{A} = IR$):

$$\begin{aligned}\varphi_2 - \varphi_3 + \dot{A}_1 &= I_1 R_1, \\ \varphi_3 - \varphi_1 + \dot{A}_2 &= I_2 R_2, \\ \varphi_1 - \varphi_2 + \dot{A}_3 &= I_3 R_3.\end{aligned}$$

Бул теңликлерди қосыў арқалы мынаны аламыз:

$$\dot{A}_1 + \dot{A}_2 + \dot{A}_3 = I_1 R_1 + I_2 R_2 + I_3 R_3.$$

Бул Кирхгофтың үшінши қәдеси болып табылады.

Кирхгоф қағыйдалары ҳәр бир айқын жағдайда белгисиз болған барлық тоқларды табыўға мүмкиншилик беретугын **сызықты теңлемелердин толық системасын** жазыўға мүмкиншилик береді. Бул теңлемелерге мәнислери белгисиз болған потенциаллар айырмалары пүткиллей кирмейди.

8-§. Электр қозғаўшы күш

Турақлы электр тоғының жумысы, куўаты ҳәм жыллылық тәсирлери. Джоуль-Ленц ызамы. Гальваникалық элементлер. Тоқ дерегиниң пайдалы жумыс коэффициенти

Джоуль-Ленц ызамы. Тоқ өтип турған өткизгиш қызады (демек өткизгиштиң ишки энергиясы артады, бул қубылысты тоқтың жыллылық тәсири деп атаймыз) ҳәм оннан белгили бир жыллылық бөлинип шығады. Өткизгиштен тоқ өткенде t ўақыты ишинде

$$Q = UIt \quad (86)$$

жыллылығы бөлинип шығады деп есаплаў қабыл етилген. Ом ызамы тийкарында жоқарыдағы аңлатпаға өткизгиштиң қарсылығы R ди киргиземиз. Бундай жағдайда

$$Q = I^2 R t \quad (87)$$

Бул ызам тәжирийбеде ўирениў жолы менен Джоуль ҳәм Петербург университетиниң профессоры Э.Х.Ленц тәрeпинен (бир биринен ғәрeзсиз бир ўақытта) ашылған ҳәм Джоуль-Ленц ызамы деп аталады.

Өткизгиштен бөлинип шыққан жыллылықтың муғдарын есаплайық. Тоқ күши I амперлерде, ал өткизгиштиң ушларындағы потенциаллар айырмасы U вольтлерде берилген болсын. Онда (86)-формула жыллылық ушын джоуллердеги мәнистеи береді (себеби 1 вольт · 1 ампер · 1 секунд = 1 джоуль). 1 джоуль 0,24 калорияға тең. Сонлықтан (87)-аңлатпаның орнына

$$Q = 0,24 I^2 R t$$

аңлатпасын да жазыўымызға болады. Бул аңлатпада тоқ амперлерде, қарсылық омларда, ўақыт секундларда өлшенетуғын болса, онда жыллылық муғдары калорияда алынады.

(86)-формуладан тоқтың қуатлығы, яғни уақыт бірлігінде іскенген жұмыс мынаған тең:

$$P = \frac{A}{t} = UI.$$

Бұл формуланы SI системасында кернеудің бірлігін анықлау үшін қолланады. Кернеудің бірлігі вольт

$$1 \text{ В} = 1 \frac{\text{Вт}}{\text{А}}$$

шамасына тең бірлік болып табылады. Демек 1 вольт дегеніміз электр шынжырындағы қуатлық 1 Вт болғанда 1 А тұрақты тоқтың пайда ететұғын кернеуі болып табылады.

Бір теклі күш майданында \mathbf{v} тезлігінде қозғалыушы электрон үстінде хәр секундта $\mathbf{vF} = (\mathbf{u} + \mathbf{v}_t)\mathbf{F}$ жұмысы іскенеди (уақыт бірлігіндегі іскенген жұмыстың қуаттылық екенлігін еске түсіремиз, бұл формулада \mathbf{v}_t арқалы электронлардың тәртіпсіз қозғалысының, ал \mathbf{u} арқалы электр тоғын пайда етіудегі дрейфлік тезліктері, ал арқалы \mathbf{F} электронған тәсір етіуші күш белгіленген.). Барлық электронлар бойынша қосынды алғанда $\mathbf{v}_t \mathbf{F}$ ағзалары нолге айланады. Сонлықтан электронлардың тек дрейфлік қозғалысында іскенген жұмыс ғана сақланып қалады. Металдың көлем бірлігіндегі электронлар үстінде іскенген бұл жұмыс $n\mathbf{uF} = \mathbf{jF}/e$ шамасына тең. Металларда бұл жұмыс ішкі (жыллылық) энергиясының өсіуі үшін іскенеди. Себебі электр тоғының өтіуі металдың ішкі қурылысының өзгерісіне алып келмейді. Солай етіп металдың (өткізгіштің) көлем бірлігіндегі жыллылықтың қуаты мына аңлатпа менен беріледі:

$$Q = \frac{1}{e} (\mathbf{jF}) = \frac{\lambda}{e^2} F^2 \quad (88)$$

ямаса

$$Q = \frac{1}{\lambda} \mathbf{j}^2 \quad (89)$$

формуласы менен беріледі. (88)-аңлатпа Джоуль-Ленц нызамының локаллық (дифференциал) формадағы жазылуы болып табылады. Бұл нызам бойынша **көлем бірлігіндегі жыллылықтың қуаты Q электр тоғының квадратына тууры пропорционал, ал орталықтың электр өткізгішлігіне кері пропорционал**. Усындай формада Джоуль-Ленц нызамы улыұмалық характерге иіе, себебі тоқты пайда етіуші күшлердің тәбиятынан ғәрезлі емес.

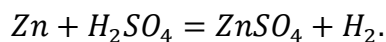
Егер \mathbf{F} күші тәбияты бойынша электр күші болып табылатұғын болса, онда $\mathbf{F} = e\mathbf{E}$ хәм

$$Q = (\mathbf{jE}) = \lambda E^2. \quad (90)$$

Жоқарыда айтылғанларға байланыслы (90)-аңлатпаға қарағанда (89)-аңлатпа улыұмалық характерге иіе болады.

Гальваникалық элементе бөлініп шығатуғын энергия. Қандай да бір гальваникалық элемент шынжырда тоқ пайда ететұғын болса, онда усы элементтің ішінде химиялық реакциялар жүреді. Көпшілік гальваникалық элементлерде тийкарғы

реакция элементтің катоды орнын ийелейтуғын цинк элементінің электролит пенен қосылуы реакциясы жүзеге келеді. Сонлықтан жұмыс іслеудің барысында металл цинк жумсалады, ал еритпеді реакцияның өнімі болған жаңа зат пайда болады. Вольтаның ең әпйұайы элементінде реакция мынадай түрге ийе:



Тәжірийбелер қәлеген химиялық реакцияның белгилі бір энергияның бөлініп шығуы ямаса жұтылуы менен жүретуғынлығын көрсетеді. Буннан былай биз химиялық реакцияны турақлы сыртқы басымда жүреді деп есаплаймыз. Бундай жағдайда

$$Q_x = pt$$

мұғдарындағы энергия бөлініп шығады. Кейінгі формулада t арқалы реакцияға кірісіуші затлардың массасы, ал p арқалы химиялық реакцияның жыллылық эффекті белгіленген (массаның бір бірлігіне тийісін бөлініп шығатуғын жыллылық мұғдары). Егер реакция жыллылықтың бөлініп шығуы менен жүретуғын болса, онда p аң шама, ал реакция барысында жыллылық жұтылатуғын болса, онда p теріс мәніске ийе. Мысалы жоқарыда формуласы жазылған химиялық реакцияда массасы 1 г цинк күкірт кислотасы менен тәсір етискенде 6900 Дж энергия бөлініп шығады. Сонлықтан реакцияның цинк бойынша жыллылық эффекті $p = 6,9 \cdot 10^6$ Дж/кг.

Гальваникалық элементтерде бөлініп шыққан энергия химиялық реакциялардың энергиясы болып табылады. Реакцияның жыллылық эффекті оның өлшемі болып табылады.

Гальваникалық элементтің электр қозғаушы күші. 36-сүүретте R қарсылығы менен туйықланған гальваникалық элемент көрсетілген. Тоқ болмағанда элементе хеш қандай химиялық реакция жүрмейді деп есаплаймыз. Бірақ бул жағдай металлдардың электролиттер менен болған барлық комбинацияларында орын алмайды. Мысалы Вольта элементінде цинк күкірт кислотасы менен ажыратылған шынжыр жағдайында да кишірек дәрежеде болса да реакцияға кірісе береді. Тоқ өтіп тұрғанда электролитке өткен электродтың массасы

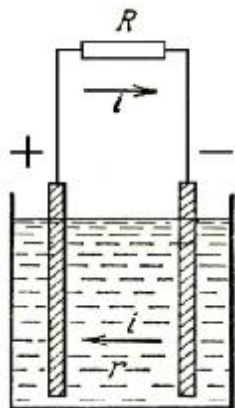
$$m = Kq$$

ға тең. Бул аңлатпада K арқалы электрод металлының электрохимиялық эквиваленті, ал q арқалы элемент арқалы өткен толық зарядтың мұғдары белгіленген. Усыған байланысly екі электродтан химиялық реакцияның салдарында бөлініп шыққан энергия үшін мына аңлатпаға ийе боламыз:

$$Q_x = (p_1 K_1 + p_2 K_2)q.$$

Туйық элемент жағдайында шынжырда жұмыс ісленип, ол жұмыс Джоуль-Ленц жыллылығына айланады. Бундай жағдайда биз электр зарядлары шынжырдың хеш жерінде де топланып қалмайды, демек тоқ тек сыртқы шынжырда ғана емес, ал элементтің ішінде де жүреді деген жууаққа келеміз. Гальваникалық элементтің өзі болса тоққа белгилі бір қарсылық көрсетеді. Бундай қарсылықты биз **гальваникалық элементтің иішкі қарсылығы (тоқ дерегінің иішкі қарсылығы)** деп атадық. Бул қарсылық электролит пенен электродлардың қарсылықтарынан турады. Гальваникалық элементтің ішіндегі температураны турақлы хәм гальваникалық элементтің барлық

ноқатларында бірдей деп есаплаймыз. Элементтің жұмыс іслеуінің усындай режимін **квазистатикалық режим** деп атаймыз.



36-сүрет.

Гальваникалық элементи бар электр шынжыры.

Біз қарап атырған туйық шынжыр үшін термодинамиканың биринши басламасын (энергияның улыўмалық сақланыў нызамын) қолланамыз. Бундай жағдайда

$$Q_x = A + Q_T.$$

Бул аңлатпада A арқалы тоқтың жұмысы белгиленген. Демек квазистатикалық режимде химиялық реакцияның барлық энергиясы жұмысқа айланбай, ал тек мына бөлеги ғана жұмысқа айланады екен:

$$A = Q_x - Q_T.$$

Квазистатикалық процесс үшін A жұмысы химиялық реакцияның **максималлық жұмысы** деп аталады. Ал берілген температурадағы максималлық жұмыс болса Q_x энергиясының белгили бил бөлими болып табылады. Бул жұмыстың муғдары да Q_x тың муғдары сыяқлы шынжыр арқалы өткен зарядтың муғдарына пропорционал. Усыған байланысly

$$A = \hat{A} q$$

деп болжаўға болады. Бул аңлатпадағы \hat{A} арқалы бир бирлик зарядқа туўры келиўши берілген химиялық реакцияның максималлық жұмысы болып табылады. Бул шама **гальваникалық элементтің электр қозғаўшы күши** деген атты алды.

A ны тоқтың іслеген толық жұмысына теңлестиріп мынаған ийе боламыз:

$$\hat{A} q = RI^2 t + rI^2 t.$$

Бул аңлатпада r арқалы гальваникалық элементтің ишки қарсылығы белгиленген. Теңликтің еки тәрәпин де $Q = It$ шамасына бөліп толық шынжыр (туйық шынжыр) үшін Ом нызамына ийе боламыз:

$$I = \frac{\hat{A}}{R + r}.$$

$R + r$ қосындысы шынжырдың толық қарсылығы деп аталады.

Демек қалеген гальваникалық элемент ушын тән болған шаманы киргизиўге болады екен. Бул шама гальваникалық элементтиң электр қозғаўшы күши болып табылады.

$I = \frac{\mathring{A}}{R+r}$ формуласынан электр қозғаўшы күштиң өлшем бирлигиниң кернеўдиң өлшем бирлигиндей болатуғынлығы көринип тур. Сонлықтан электр қозғаўшы күшти көпшилик жағдайларда вольтлерде беремиз.

Ток дерегиниң пайдалы тәсир коэффициенти. Мейли қандай да бир дерек \mathring{A} электр қозғаўшы күшине, r ишки карсылығына ийе болып, ол қарсылығы R болған шынжыр менен туйықланған болсын. Сыртқы шынжырда

$$P_a = UI = RI^2 = \mathring{A}^2 \frac{R}{(R+r)^2}$$

шамасына тең қуўатлық бөлинип шығады. Сыртқы шынжырда берилген ток дерегине сәйкес келиўши максималлық қуўатлық болған $(P_a)_{maks}$ шамасын алыў керек болсын. Бундай жағдайда әдетте қарап атырған функциядан туўынды алып, усы туўындыны нолге теңлестириў керек болады (функцияның максимумында туўынды нолге тең болады деген сөз). Тап усындай жол менен максималлық қуўатлыққа сәйкес келиўши қарсылықтың мәниси $R = R_m$ шамасын P_a дан R бойынша туўынды алып, оны нолге теңлестириў арқалы аламыз:

$$\frac{dP_a}{dR} = \mathring{A}^2 \frac{r^2 - R_m^2}{(r + R_m)^4} = 0.$$

Енди r менен R ди барлық ўақытта да оң мәниске ийе болады деп есаплап

$$R_m = r$$

екенлигине ийе боламыз. Демек ең үлкен қуўатлық сыртқы карсылық гальваникалық элементтиң ишки қарсылығына тең болған жағдайда алынады екен. Бундай жағдайда шынжырдағы токтың шамасы $\mathring{A}/2r$ ге, яғный шынжырды қысқа туйықлағандағы токтың ярымына тең (сыртқы карсылық нолге тең болған жағдай шынжырды қысқа туйықлаў деп аталады). Ал қуўатлықтың мүмкин болған ең үлкен мәниси

$$(P_a)_{maks} = \frac{\mathring{A}^2}{4r}.$$

Бирақ ток дереклерин әмелий пайдаланғанда көпшилик жағдайларда пайдалы тәсир коэффициентлерин билиў керек болады. Дерек сыртқы шынжыр ушын жумыс ислегенде ток деректиң ишинен де өтеди хәм усыған байланыслы деректиң өзинен жыллылық бөлинип шығады. Сонлықтан қуўатлықтың базы бир муғдары пайдасыз деректиң ишинде жыллылықтың бөлинип шығыўы ушын жумсалады. Бул қуўатлықтың мәниси

$$P_i = rI^2,$$

ал деректиң толық қуўаты

$$P = RI^2 + rI^2$$

шамасына тең болады. Сонлықтан ток дерегинің пайдалы тәсир коэффициенті мынаған тең:

$$\eta = \frac{P_a}{P} = \frac{U}{A}.$$

Барлық уақытта $U < A$ болғанлықтан $\eta \leq 1$.

9-§. Электр өткізгішлердің тәбияты

Металлардағы электр өткізгішлік. Рике, Мандельштам-Папалекси хәм Стьюарт-Толмэн тәжірийбелери. Металлардағы электр өткізгішліктің классикалық электрон теориясы тийкарында Ом хәм Джоул-Ленц, Видеман-Франц ызамларын түсиндириў. Ярым өткізгішлер. Ярым өткізгішлердің электр өткізгішлиги. Таза хәм араласпалы электр өткізгішлік. Аса өткізгішлік хәм оның тийкаргы қасийетлери

Жокарыда бир неше рет айтылғандай, металлардағы ток алып жүриўшилер еркин электронлар болып табылады. Бундай еркин электронлар металдың ионлары менен эззи байланысқан. Электр тоғын өткерийўге металлардағы ионлар қатнаспайды. Егер токты тасыўға ионлар қатнасуғын болғанда, онда электр тоғының металл арқалы өтиўи электролиз хәм усыған байланыслы металдың бир бөлиминен екинши бөлиmine заттың көшиўи менен бирге жүрген болар еди. Ал тәжірийбелерде бундай кубылыс бақланбайды. Физик **Рике** жыл даўамында бир бирине кийдирилген мыс, алюминий хәм және мыс цилиндрлери арқалы токтың өтиўин бақлаған. Усы цилиндр арқалы бир жыл даўамында 3,5 миллион кулон муғдарында электр заряды өткерилген (бул оғада үлкен заряд). Бирақ тәжірийбелер металлардың бир бирине сиңиўиниң (араласыўының) орын алмайтуғынлығын көрсетти.

Металлардағы токты алып жүриўшилердің тәбияты бойынша бир қатар жуўмақлар шығарыўға **инерция күшлериниң** тәсиринде электр тоғын қоздараў бойынша исленген тәжірийбелердің жуўмақлары мүмкиншилик берди. Усындай тәжірийбелердің идеясын түсиниў ушын өзиниң геометриялық көшери дөгерегинде тең өлшеўли емес қозғалатуғын жиңишке сым сақыйнаны қараймыз. Тезлениўши айланыўда еркин электронлар сақыйнаның кристаллық пәнжересинен артта қалады, ал әстелениўши қозғалыста еркин электронлар сақыйнаның кристаллық пәнжересинен озып кетеди. Усының салдарынан кристаллық пәнжереге салыстырғанда электронлардың қозғалысы, яғный токтың пайда болыў кубылысы орын алады. Усы кубылысты санлық жақтан тәриплеў ушын сақыйна менен бирге қозғалатуғын есаплаў системасына өтемиз. Бул системада хәр бир еркин электронға тәсир етиўши инерция күши F_{in} пайда болады. Оның шамасын электронның зарядына бөлип электр тоғын қоздырыўшы **тәреплик майдан** деп аталыўшы электр майданын аламыз $E^{tarep} = F_{in}/e$. Қозған ток өзгериўши болғанлықтан Ом ызамын былайынша жазамыз:

$$j + \tau_{in} \frac{dj}{dt} = \lambda(E^{tarep} + E). \quad (91)$$

Бул аңлатпада E арқалы электронлардың ионларға салыстырғандағы аўысыўының салдарынан пайда болатуғын майданның кернеўлиги белгиленген. Ал τ_{in} арқалы

металдағы электронның инерциялық ўақыты деп аталатуғын ўақыт белгиленген (усындай ўақыт ишинде электронның тезлиги e есе кемейеди)³.

Бул теңлемени интеграл формаға алып келемиз:

$$R \left(I + \tau_{in} \frac{dI}{dt} \right) = \oint (E^{ta' rep} + E) dl.$$

Бул аңлатпада R аркалы сақыйнаның қарсылығы белгиленген, ал интеграллаў сақыйнаның контуры бойынша алынады. Биринши интеграл $\oint E^{ta' rep} dl$ тәреплик майдан тәрепинен пайда етилетуғын электр қозғаўшы күш \dot{A} . Екинши интервал $\oint E dl$ болса $-L \frac{dI}{dt}$ шамасына тең. L шамасын сақыйнаның (өткизгиштин) индуктивлиги деп атаймыз ҳәм ол ҳаққында кейинирек толық түрде гәп етемиз. Солай етип

$$(L + R\tau_{in}) \frac{dI}{dt} + RI = \dot{A}. \quad (92)$$

Биз қарап атырған жағдайда \dot{A} электр қозғаўшы күши инерция күшлери тәрепинен жүзеге келтириледі. Өткиштиң көшерине перпендикуляр болған инерция күшлери I тоқтың шамасына тәсир жасамайды. Биз қарап атырған жағдайда өткизгиштиң тек көшери бағытындағы инерция күшлери ғана әҳмийетке ийе. Бул күш айланыстың тең өлшеўли емеслигиниң салдарынан пайда болады ҳәм $F_{in} = -m\dot{v}$ шамасына тең. Бул аңлатпада m аркалы масса, ал \dot{v} аркалы тезлениў (тезликтен ўақыт бойынша алынған туўынды) белгиленген. Жоқарыда айтылғанлардың барлығын есапқа алып (92)-теңлемени былайынша көширип жазамыз:

$$(L + R\tau_{in}) \frac{dI}{dt} + RI = -\frac{m}{e} l \dot{v}.$$

Бул аңлатпада l аркалы сақыйнаның узынлығы белгиленген. Бул теңлемени ўақыт бойынша $t = t_1$ ден $t = t_2$ ге шекем интегралласак, онда

$$(L + R\tau_{in})(I_2 - I_1) + Rq = -\frac{m}{e} l(v_1 - v_2).$$

Бул аңлатпада $q = \int I dt$ (ағып өткен электр зарядларының муғдары). I_1 , I_2 , v_1 , v_2 лер тоқтың ҳәм электронлардың тезликлериниң сәйкес t_1 ҳәм t_2 ўақыт моментлериндеги мәнислери. Мейли t_1 ўақыт моментинде сақыйна $v_1 = v$ тезлиги менен бир текли айланып турған болсын, ал t_2 ўақыт моментинде v нолге тең болсын. Усы ўақытқа шекем сақыйнадағы тоқтың анық бир бир мәниске келип жетиў процесси тамамланған деп есаплайық. Бундай жағдайда $I_2 = I_1$ ҳәм

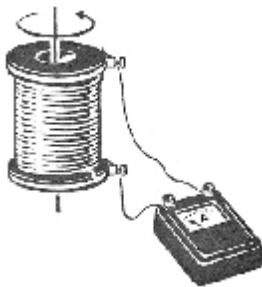
$$q = \frac{mlv}{eR}. \quad (93)$$

Балластикалық гальванометрдин жәрдемінде q ды өлшеп (93)-формуланың жәрдемінде салыстырмалы заряд $\frac{m}{e}$ ни, ал гальванометрдин стрелкасының аўысыўының бағытына қарап зарядтың белгисин анықлаў мүмкин.

³ Металдағы электронның инерциялық ўақыты ҳаққында толығырақ мына оқыў колланбасында бар:

Д.В.Сивухин. Электричество. Учебное пособие. 2-е издание, исправленное. Издательство «Наука». Москва. 1983. 688 с. (180-бет 42.2- ҳәм 42.3-формулалар).

Усындай тәжірийбелердің идеясы 1913-жылы Л.И.Мандельштам (1879-1944) хәм Н.Д.Папалекси (1880-1947) тәрәпинен усынылды хәм бул бойынша сапалық тәжірийбелер өткерди. Олар сым оралған түтени оның көшери дөгерегинде тез айланбалы қозғалысқа келтирген. Ал тоқтың пайда болғанлығын ямаса пайда болмағанлығын сезиў ушын түтениң сымларының ушына телефон жалғаған. Тоқ импульси пайда болғанда телефоннан сес шыққан. Страсбург қаласында өткерилген бул сапалық тәжірийбелер ҳақыйқатында да өзгермели тоқтың пайда болатуғынлығын көрсете алған. Жақынлап киятырған биринши Жер жүзлик урыс олардың жумысларына кесент берген. Ал санлық нәтийже беретугын тәжірийбелер Г.А.Лорентц (1853-1928), Толмән (1881-1948) хәм Стюарт тәрәпинен 1916-жылы даўам еттирилген. Бул тәжірийбелердің барлығы да металлардағы тоқты тасыўшылардың электронлар екенлигин дәлилледи.



Толмән хәм Стюарт тәжірийбеси.

Металлардағы электр тоғы оғада киши потенциаллар айырмасы түсирилгенде де пайда болады Бул жағдай металлардағы еркин электронлардың металл бойынша дерлик еркин қозғалатуғынлығынан дерек береди. Толмән хәм Стюарт тәжірийбелериниң жуўмақлары да усы жағдайды толық дәлиллейди.

Металлардағы еркин электронлардың концентрациясы $n = 10^{22} - 10^{23} \text{ см}^{-3}$ шамасында (мысалы мыс, гүмис, алтын, алюминий сыяқлы металлар жағдайында хәр бир атомға шама менен бир еркин электроннан сәйкес келеди деген сөз).

Еркин электронлар көз-қарасы тийкарында Друде (1863-1906) металлардың классикалық теориясын дөретти. Бул теория кейинирек Г.А.Лорентц тәрәпинен жетилистирилди. Друде металлардағы еркин электронларды идеал газдың молекулалары сыпатында қарады (демек еркин электронларды *электрон газы* деп атаймыз). Бир соқлығысыўдан екинши соқлығысыўға шекем олар (еркин электронлар) пүткиллей еркин қозғалады хәм базы бир λ аралығын өтеди (бул жерде мына жағдайды еске алыў керек: газда молекулалар тек бир бири менен соқлығысады, ал металдың ишинде болса еркин электронлар бир бири менен де, көбирек металдағы ионлар менен де соқлығысады). Бул соқлығысыўлар электрон газы менен кристаллық пәнжере арасындағы жыллылық тең салмақлығының орнаўына алып келеди.

Максвелл бөлистирилиўи тийкарында электронлардың тезликлериниң абсолют шамасының орташа мәнисин

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (94)$$

формуласы менен анықлаймыз. Өжире температуралары ушын (шама менен 300 K) тезликтің мынадай мәнисин аламыз:

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{3,14 \cdot 0,91 \cdot 10^{-30}}} \frac{\text{м}}{\text{сек}} \approx 10^5 \frac{\text{м}}{\text{сек}} = 10^2 \frac{\text{км}}{\text{сек}}.$$

Электр майданы түсірілгенде $\langle v \rangle$ орташа тезлиги менен болатуғын тәртіпсіз жыллылық қозғалыстарына электронлардың базы бир орташа $\langle u \rangle$ тезлиги менен тәртіплескен (дрейфлик) қозғалысы да қосылады. Сәйкес электр тоғының мәнісі

$$j = ne\langle u \rangle \quad (95)$$

формуласы менен анықланады. Мыстан соғылған сымлар үшін техникалық нормалар тийкарында рұқсат берилетуғын тоқтың тығызлығы $10^7 \frac{\text{А}}{\text{м}^2} = 10 \frac{\text{А}}{\text{мм}^2}$ шамасына тең. n үшін $10^{29} \text{ м}^3 = 10^{23} \text{ см}^3$ шамасын алсақ, онда

$$\langle u \rangle = \frac{j}{en} \approx \frac{10^7}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{29}} \approx 10^{-3} \frac{\text{м}}{\text{сек}} = 1 \frac{\text{мм}}{\text{сек}}$$

шамасына ийе боламыз. Солай етип тоқтың ең үлкен шамаларында да электронлардың тәртіплескен қозғалысының тезлиги $\langle u \rangle$ сол электронлардың жыллылық қозғалысындағы орташа тезлиги $\langle v \rangle$ дан шама менен 100 миллион есе киши болады екен. Сонлықтан жыллылық қозғалыстарындағы тезлик пенен дрейфлик қозғалысының тезликлерін қосқанымызда $|\mathbf{v} + \mathbf{u}|$ қосындысын жыллылық қозғалысындағы тезликтің модули $|\mathbf{v}|$ менен алмастырыуға болады.

Электр майданының тәсирінде электронның орташа кинетикалық энергиясының өсимін есаплаймыз. Қосынды тезликтің орташа квадраты мынаған тең

$$\langle (\mathbf{v} + \mathbf{u})^2 \rangle = \langle \mathbf{v}^2 + 2\mathbf{vu} + \mathbf{u}^2 \rangle = \langle \mathbf{v}^2 \rangle + 2\langle \mathbf{vu} \rangle + \langle \mathbf{u}^2 \rangle \quad (96)$$

Жыллылық қозғалысындағы тезликтің \mathbf{v} мәнісін, дрейфлик тезликтің мәнісін \mathbf{u} шамасына тең болыуы статистикалық жақтан бир биринен ғәрезсіз ўақыялар болып табылады. Сонлықтан итималлықтарды бир бирине көбейтиў қағыйдасы бойынша (молекулалық физика курсында өтилди) $\langle \mathbf{vu} \rangle = \langle \mathbf{v} \rangle \langle \mathbf{u} \rangle$. Бирақ $\langle \mathbf{v} \rangle$ нолге тең, сонлықтан (96) дағы екінші қосылыўшы жоғалады хәм формула мына түрге ийе болады:

$$\langle (\mathbf{v} + \mathbf{u})^2 \rangle = \langle \mathbf{v}^2 \rangle + \langle \mathbf{u}^2 \rangle$$

Буннан тәртіплескен қозғалыстың (дрейфлик қозғалыстың ямаса тоқты тасыўшы электронлардың тәртіплескен қозғалысының) салдарынан электронлардың кинетикалық энергиясы

$$\langle \Delta \varepsilon_k \rangle = \frac{m\langle \mathbf{u}^2 \rangle}{2} \quad (97)$$

шамасына артады екен (биз жоқарыда $\langle \mathbf{u}^2 \rangle$ шамасының жүдә киши шама екенлигин көрдик, сонлықтан $\langle \Delta \varepsilon_k \rangle$ шамасының мәнісі де жүдә киши болады).

Ом нызамы. Друде тоқты тасыўшы еркин электрон пәнжерениң ионы менен соқлығысқанда (97)-формула менен анықланған кинетикалық энергияның барлығы да сол ионға бериледи, ал электрон өзиниң тәртіплескен қозғалысының тезлигин толығы менен жойтады деп есаплады. Электронған тезлениў бериўши электр майданын турақлы деп

есайлаймыз. Бундай жағдайда майданның тәсирінде электрон бир соқлығысыў актинен екінши соқлығысыў актинен шекем eE/m тезлениўи менен қозғалады хәм соқлығысаман дегенше оның тезлигиниң мәниси

$$u_{max} = \frac{eE}{m} \tau \quad (98)$$

шамасына шекем өседи. Бул аңлатпада τ арқалы пәнжерениң ионы менен биринши соқлығысыўдан екінши соқлығысыўға шекемги орташа ўақыт белгиленген.

Друде электронлардың тезликлер бойынша тарқалыўын есапқа алмады хәм барлық электронларға бирдей v тезлигин берди. Бундай жақынласыўда $\tau = \lambda/v$ ($|v + u|$ шамасының $|v|$ шамасына тең екенлигин еске саламыз). τ дың бул мәнисин (98)-формулаға қойсақ, онда

$$u_{max} = \frac{eE}{mv} \lambda \quad (99)$$

аңлатпасын аламыз. Қозғалыўдың барысында u тезлиги сызықлы өзгереди. Сонлықтан бир соқлығысыўдан екінши соқлығысыўға шекем жүрип өткен жолдың шамасы жолдың максималлық мәнисиниң ярымына тең, яғный

$$\langle u \rangle = \frac{1}{2} u_{max} = \frac{eE}{2mv} \lambda.$$

Бул аңлатпаны (95)-аңлатпаға қойсақ, онда

$$j = \frac{ne^2 \lambda}{2mv} E$$

формуласына ийе боламыз. Токтың тығызлығы электр майданының кернеўлигине пропорционал болып шықты. **Бул Ом нызамы болып табылады.** Токтың тығызлығы менен электр майданының кернеўлиги арасындағы пропорционаллық коэффициенти

$$\sigma = \frac{ne^2 \lambda}{2mv}$$

өткізгішлік болып табылады.

Егер электронлар ионлар менен соқлығыспағанда электронлардың еркин жүриў жолының узынлығы шексиз үлкен болған болар еди. Бундай жағдайда өткізгішлік σ ның да мәниси шексиз үлкен болады. Солай етип классикалық көз-қараслар бойынша металлардың қарсылығы металдың кристаллық пәнжересиниң түйинлеринде жайласқан ионлар менен соқлығысыўының нәтижеси екен. Бул теорияның қандай дәрежеде дурыс ямаса қәте екенлиги кейинирек анықланады.

Джоуль-Ленц нызамы. Биз жоқарыда еркин жүриў жолының ең ақырында электронның орташа мәниси

$$\langle \Delta \varepsilon_k \rangle = \frac{m u_{max}^2}{2} = \frac{e^2 \lambda}{2mv^2} E^2 \quad (100)$$

шамасына тең болған кинетикалық энергияға ийе болатуғынлығын көрдик. Ионлар менен соқлығысыңның нәтижесінде ұсындай кинетикалық энергия ионға бериледи. Бул энергия болса металдың ишки энергиясының өсиіун тәмийинлейди. Ал ишки энергияның өсиіун металдың температурасының жоқарылауынан билемиз.

Хәр бир электрон бир секунд ишинде металдың ионы менен орташа $\frac{1}{\tau} = v/\lambda$ рет соқлығысады. Хәр бир соқлығысқанда (100)-аңлатпадағыдай энергияны кристаллық пәнжереге береди. Демек тоқ өтип турған металдың көлеминиң бир бирлигинен бир секунд ўақыт ишинде

$$Q_{sal} = n \frac{1}{\tau} \langle \Delta \varepsilon_k \rangle = \frac{ne^2 \lambda}{2mv} E^2$$

шамасындағы жыллықты бөлип шығарады (n арқалы көлем бирлигиндеги өткізгішлік электронларының саны белгиленген)⁴. Q_{sal} шамасы тоқтың салыстырмалы жыллылық қуўаты болып табылады хәм (90)-формулаға сәйкес келеди. Сонлықтан алынған барлық аңлатпаларды таллап аңсат түрде Джоуль-Ленц нызамын аңлататуғын $Q_{sal} = \rho j^2$ формуласына келемиз.

Видеман-Франц нызамы. Тәжірийбелер металлардың жоқары электр өткізгішлік пенен бир қатарда жоқары жыллылық өткізгішлікке де ийе болатуғынлығын көрсетеди. 1853-жылы Видеман хәм Франц тәжірийбеде жыллылық өткізгішлік коэффициентини κ ның электр өткізгішлік коэффициентини σ ға қатнасының барлық металлар ушын шама менен бирдей екенлигин хәм усы қатнастың абсолют температураға туўры пропорционал өсетуғынлығын көрсетти. Мысалы өжіре температураларында алюминий ушын бул қатнас $5,8 \cdot 10^{-6}$ ға, мыс ушын $64,4 \cdot 10^{-6}$ ға хәм қорғасын ушын $7 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Дж} \cdot \text{Ом}}{\text{с} \cdot \text{К}}$ ға тең болатуғынлығын көрсетти.

Өлбетте металл емес денелер де жыллылық өткізеди. Бирақ металлардың жыллылық өткізгішлік қәбилетлиги диэлектриклердің жыллылық өткізгішлік қәбилетлигинен әдеўир үлкен. Бул мағлыўматлар металлардағы жыллылық өткізгішлікке кристаллық пәнжере менен бир қатарда өткізгішлік электронларының да қатнасуғынлығын көрсетеди. Бул электронларды бир атомлы газ деп есаплап газлердің кинетикалық теориясынан жыллылық өткізгішлік коэффициентиниң формуласын пайдаланыўымызға болады:

$$\chi = \frac{1}{3} n m v \lambda c_v.$$

Бул аңлатпада газдың тығызлығы ρ ның орнына nm көбеймеси, ал орташа тезлик $\langle v \rangle$ ның орнына v алынған. Бир атомлы газдың салыстырмалы жыллылық сыйымлығы $c_v = \frac{3}{2} \frac{k}{m}$ ге тең. Бул аңлатпаны жоқарыдағы аңлатпаға қойып, мынаны аламыз:

$$\chi = \frac{1}{2} n k v \lambda.$$

⁴ «Өткізгішлік электронлары», «еркин электронлар», «тоқ тасыўшы электронлар» сөзлери бир мәнисте қолланылмақта.

Биз жоқарыда $\sigma = \frac{ne^2\lambda}{2mv}$ екенлигине ийе болған едик. Енди $\frac{mv^2}{2}$ ниң орташа мәнисиниң $\frac{3}{2}kT$ шамасына тең екенлигин есапқа аламыз. Усының нәтийжесинде

$$\frac{\chi}{\sigma} = \frac{kmv^2}{e^2} = 3 \left(\frac{k}{e}\right)^2 T \quad (101)$$

аңлатпасына ийе боламыз. Бул аңлатпа Видеман-Франц ызамын аңғартады. Егер (101)-формулаға элементар заряд пенен Больцман турақлыларының мәнисин қойсақ, онда

$$\frac{\chi}{\sigma} = 2,23 \cdot 10^{-8} T$$

формуласын аламыз. Өжире температураларында ($T = 300 K$) $\frac{\chi}{\sigma} = 6,7 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Дж} \cdot \text{Ом}}{\text{с} \cdot \text{К}}$ шамасына ийе боламыз. Бул шама тәжірийбеде алынған шамаларға сәйкес келеди. Бирак кейинирек бундай сәйкесликтің тосыннан болған сәйкеслик екенлиги дәлилленди. Лоренц электронлардың тезликлер бойынша тарқалыўын инабатқа алыў жолы менен есаплаўлар жүргизгенде $\frac{\chi}{\sigma} = 2 \left(\frac{k}{e}\right)^2 T$ болып шықты. Бул нәтийже тәжірийбелер жуўмақлары менен «жаманырақ» сәйкес келеди.

Солай етип классикалық теория Ом, Джоуль-Ленц ызамларын табыслы түрде түсіндире алды, ал Видеман-Франц ызамын тек сапалық жақтан ғана түсіндирди. Бул классикалық теорияның базы бир кемшиликлериниң бар екенлигиниң ақыбети болып табылады. Усының салдарынан классикалық теория көп мәселелерге дурыс жуўап бере алмады. Бул мәселелер хақында өз алдына гәп етиледі.

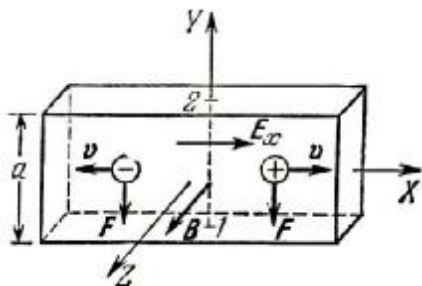
Холл эффекти. Биз жоқарыда металллардың электр өткізгішлігиниң өткізгішлік электронларының n концентрациясынан ғәрезли екенлигин көрдик. Хақықатында да тоқтың тығызлығы

$$\mathbf{j} = enb\mathbf{E}. \quad (102)$$

Бул формулада b арқалы электронлардың жылысқақлығы (подвижность) белгиленген. Егер $e > 0$ болса тоқтың тығызлығы электр майданы бағытында, ал $e < 0$ болғанда тоқтың тығызлығы менен электр майданының кернеўлиги өз-ара антипараллель. Усы жағдайға байланысly n хәм b шамаларын анықлаў ушын (102)-аңлатпаның қасына және бир теңлеме керек болады. Усы мақсетте биз Холл эффектинен пайдаланамыз.

Мейли узын хәм жуқа металл лента бойлап тығызлығы \mathbf{j} шамасына тең тоқ өтип турған болсын (37-сүўрет). Тоқтың бағытын X көшериниң бағыты сыпатында қабыл етемиз. Мейли лента тегислигине перпендикуляр, Z көшериниң бағыты менен бағытлас \mathbf{B} магнит майданы түсірилген болсын. Егер тоқты тасыўшылар оң зарядланған бөлекшелер болса, онда олар тоқ пенен бирге оң тәрепке қарай қозғалған болар еди хәм Лорентц күши $\frac{e}{c}[\mathbf{vB}]$ зарядланған бөлекшелердиң төменге қарай аўысыўын болдырған болар еди. Усының ақыбетинде лентаның төменги ушы оң зарядлар менен, ал жоқарғы ушы терис зарядлар менен зарядланады. Пайда болған E_y электр майданы магнит майданы тәрепинен зарядланған бөлекшелердиң төменге қарай аўысыўына қарсылық жасаған болар еди. Лентаның төменги хәм жоқарғы ушларындағы зарядлардың жыйналыў процесси зарядлардың лентаның кесе-кесими арқалы өтиўи тамам болғанша жүреди. Усыннан кейин лентаға көлденең бағытта бир бирине қарама-қарсы болған 1 хәм 2 ноқатлары

арасында $V_1 - V_2$ оң потенциаллар айырмасы пайда болады. Егер тоқты тасыушылар теріс зарядлар болып табылатуғын болса, онда олар тоқ пенен бирге шеп тәрепке қарай қозғалады. Лорентц күші $\mathbf{F} = \frac{e}{c} [\mathbf{vB}]$ бундай бөлекшелерди төменге қарай да ауыстырады. Сонлықтан енди лентаның төменги ушы теріс зарядланады, ал жоқарғы ушы оң зарядланады. Бул жағдайда $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасының мәнісі теріс болады. Магнит майданыдағы көлденең потенциаллар айырмасының пайда болуы тәжірийбеде 1879-жылы Холл тәрепинен ашылды, ал кубылыстың өзі Холл эффекти деп аталады.



37-сүўрет.

Холл эффектін түсіндіріўге арналған сүўрет.

Тәжірийбелер ээзи магнит майданыдағы пайда болған лентаның узынлығына көлденең потенциаллар айырмасы U дың магнит индукциясы B ға, тоқтың тығызлығы j ға және 1 хәм 2 ноқатлары арасындағы қашықлыққа пропорционал болатуғынлығын көрсетеди:

$$U = RdjB. \quad (103)$$

Биз жоқарыда лентаның төмендеги хәм жоқарыдағы ушларының зарядланыўының салдарынан лентаның узынлығына көлденең бағытта E_y электр майданының пайда болатуғынлығын еске алып өтип едик. Тең салмақлық шәрти орынланғанда $eE_y = evB$. Сонлықтан көлденең бағыттағы потенциаллар айырмасы

$$U = Ed = vBd.$$

Бул аңлатпада электронның орташа тезлиги v ны тоқтың тығызлығы j арқалы былайынша аңлатамыз:

$$j = nev.$$

Сонлықтан

$$U = \frac{1}{ne} djB.$$

Бул аңлатпа (103)-аңлатпаға сәйкес келеди. Нәтийжеде Холл турақлысының мынаған тең екенлигине ийе боламыз:

$$R = \frac{1}{ne} \quad (104)$$

Демек Холл турақлысының мәнісі тоқты тасыушылардың концентрациясынан ғәрезли екен. Тәжірийбеде R диң мәнісін анықлап концентрация n ди анықлайды. Ал пайда болған көлденең потенциаллар айырмасының белгиси бойынша тоқ тасыушы электр зарядларының белгиси де анықланады.

Ярым өткізгіштер хәм изоляторлар. Биз жоқарыда өткізгіштердегі тоқты тасыушылардың қалай пайда болатуғынлығы жөнінде хеш нәрсе айтпадық. Бул мәселени айқынластыруу ушын тоқты тасыушылардың концентрациясының температураға ғәрезилігін анықлау үлкен әхмийетке ийе болған болар еди. Бундай мәселени хәр түрлі температураларда Холл турақлысын анықлау арқалы шешиуге болады.

Тәжірийбелер металлардағы еркин электронлардың концентрациясының температурадан дерлік ғәрезсиз екенлігін көрсетеди. Хәтте жүдә киши температураларда да металларда оғада көп сандағы еркин қозғалыушы электронлар болады. Бул жағдай металлардағы өткізгішлік электронларының пайда болыуында температураның әхмийетли орынды ийелемейтуғынлығын көрсетеди.

Әдеттегі металлардың хәр бир атомы ядросы менен әззи байланысқан бир ямаса бир неше электронлардың бар екенлігі менен тәріппленеди. Металдың атомлары бир бирине жақынласқанда (яғный атомлар жыйналып металл пайда болғанда) қоңысылас атомлар арасындағы өз-ара тәсирлесіу күшлериниң тәсиринде ядролар менен әззи байланысқан бундай электронлар өз атомлары менен байланысын үзеди. Енди бундай электронлар айырым атомға тийисли емес, ал пүткіл металға тийисли болып қалады да, металл бойынша еркин қозғалады. Атомлары менен байланысты үзген усындай электронлар өткізгішлік электронларына айланады.

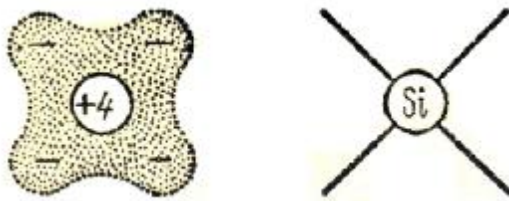
Металлар менен бир катар биз өткізгіштердің басқа да типлери менен гезлесемиз. Бул өткізгіштер металлар сыяқлы электронлық өткізгіштер болып табылады (бундай өткізгіштерді әдетте биринши класс өткізгіштер деп аталады) хәм бундай өткізгіштердегі тоқтың өтиуі хеш қандай химиялық өзгеріслерге алып келмейди. Бирақ өткізгішлік электронларының концентрациясы температураның өсиуі менен кескин түрде өседі. Бундай өткізгіштер төменгі температураларда жүдә үлкен болған салыстырмалы қарсылықларға ийе болып, оларды изолятор деп атауға болады. Бирақ температураның өсиуі менен олардың салыстырмалы қарсылығы киширейип кетеди. ***Бундай типтегі өткізгіштер ярым өткізгіштер деген атты алды.***

Көп элементлер (кремний, германий, селен хәм басқалар) мыстың закиси Cu_2O , күкіртли қорғасын PbS хәм басқа да көплеген бирикпелер ярым өткізгіштер болып табылады. Мысалы тәжірийбелердің нәтижелери өжіре температураларындағы таза кремнийде электронлардың концентрациясының 10^{17} м^{-3} шамасынан киши, ал оның салыстырмалы қарсылығының $10^3 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ ден үлкен болатуғынлығын көрсетеди. Ал температура 700°C ға жоқарылағанда ондағы электронлардың концентрациясы 10^{24} м^{-3} ке шекем көбейеди, ал салыстырмалы қарсылығы $0,001 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ ге шекем төменлейди (яғный миллионлаған есе кемейеди).

Ярым өткізгіштердегі заряд алып жүріушілердің концентрациясының температурадан күшли түрдегі ғәрезлігі өткізгішлік электронларының жыллылық қозғалысларының тәсиринде пайда болатуғынлығын көрсетеди. Ярым өткізгіштерде атомлар арасындағы өз-ара тәсирлесіулер электронлардың атомлардан ажыралып шығып өткізгішлік электронларына айланыуы ушын жеткилики емес. Ал олардың өткізгішлік электронларына айланыуы ушын ядролары менен ең әззи байланысқан электронларға жыллылықтың есабынан қосымша энергия беріу талап етиледі. Температура қаншама жоқары болса ярым өткізгіштерде тоқты тасыушы еркин электронлардың да концентрациясы соншама үлкен болады.

Енди ярым өткізгішлердегі өткізгішлік электронларының пайда болуы процессі менен танысамыз. Анықтық үшін ең көп таркалған ярым өткізгішлердің бири болған кремнийди (Si) қараймыз.

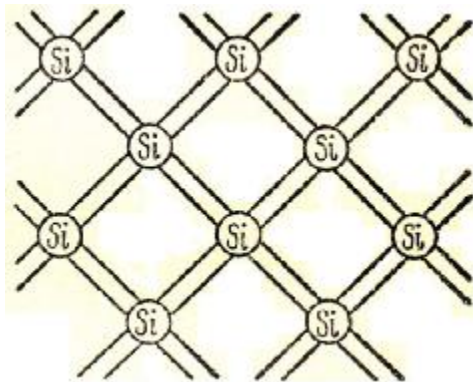
Кремний атомы Д.И.Менделеевтің дәуірлік системасында 14-орынды ийелейди (демек $Z = 14$). Сонлықтан кремний атомының ядросының заряды $+14e$ те тең. Атомның қурамына 14 электрон киреди. Олардың төртеуі ядро менен әззи байланысқан. Усы төрт электрон химиялық реакцияларға қатнасады, кремнийдің валентлигинің 4 ке тең екенлигин тәмийинлейди, сонлықтан бул электронлар валентли электронлар деп аталады (38-сүўретте көрсетилген). Қалған он электрон ядро менен бирликте атомның заряды $+14e - 10e = +4e$ болған өзгермей қалатуғын ишки бөлимин пайда етеди



38-сүўрет.

Кремний атомы хэм оның төрт валентли байланысы.

Кремний кристаллында атомлардың орналасыуы мынадай тақлетте шөлкемлестирилген: хәр бир атом төрт жақын қоңысы атомға ийе болады (кристаллографияда кремнийдің атомлық-кристаллық қурылысын сфалерит деп атайды, бундай қурылысқа германий, алмаз, ZnS , $ZnSe$ хэм басқа да көп санлы химиялық бирикпелер ийе, олардың барлығы ярым өткізгішлер болып табылады). Кремнийдегі атомлардың әпиұайыластырылған жайласыуы 39-сүўретте келтирилген. Қоңысылас еки атом арасындағы байланыс жуплық-электронлық ямаса валентлик байланыс дүзиуши еки электрон арқалы дүзиледи.

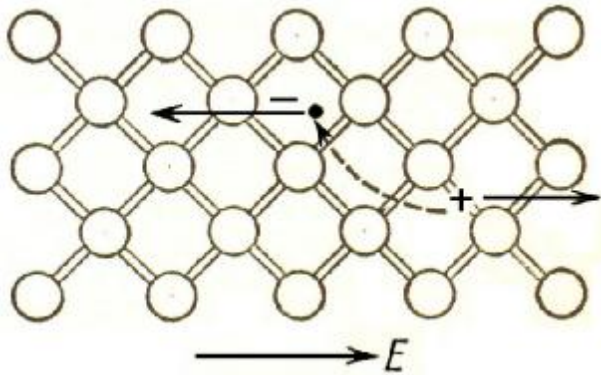


39-сүўрет.

Кремний кристаллындағы жуплық-электронлық байланыслар.

39-сүўретте көрсетилген жағдай таза кремнийге хэм жүдә төменги температураларға сәйкес келеди. Бул жағдайда барлық валентли электронлар атомлар арасындағы байланысты тәмийинлеуіге қатнасады, олар структуралық элементлер болып табылады хэм тоқты өткізиуіге қатнаспайды.

Температура жоқарылағанда жыллылық тербелислери базы бир валентли байланысларды үзеди. Усының нәтижесинде бурын валентли байланысларды дөретиуіге қатнасқан электронлардың бир қаншасы атомлардан үзиледи хэм өткізгішлік электронларына айланады. Электр майданы бар болса олар майданға қарама-қарсы бағытта қозғалады хэм электр тоғын пайда етеди.



40-сүүрет.

Кремний пәнжересинде өткизгишлик электроны менен тесикшениң пайда болыуы.

Бирақ биз қарап атырған жағдайда электр өткизгишликтің басқа да бір механизминің бар екенлиги көзге көринеди. Валентли байланыстың үзилиси байланыс жоқ вакант (бос) орынның пайда болыуына алып келеди (яғный электрон байланысты үзип еркин электронға айланып кристалл бойынша басқа орынларға кетип қалған, ал оның орны бос, вакант орынға айланған). Усындай электроны жоқ бос орынлар **тесикшелер** деген атты алған (40-сүүрет). Тесикшелер пайда болғанда ярым өткизгишлерде электр зарядларын өткізиудің жаңа мүмкиншиликлеринің пайда болатуғынлығын аңсат көриўге болады. Хақыйқатында да, егер кристалда тесикше бар болса, онда қоңысы электронлардың биреуі оның орнын ийелеуі мүмкин. Усының нәтийжесинде атомлар арасындағы әдеттегидей байланыс қайта тикленеди, бирақ тесикше басқа орында пайда болады. Бул жаңа тесикшени басқа бір электрон ийелей алады. Соның салдарынан тесикше басқа, үшінши орында пайда болады. Бундай процесс көп рет қайталанады хәм нәтийжеде тоқты тасыўға тек еркин электронлар ғана емес, ал байланысты тәмийинлеп турған (еркин емес) валентли электронлар да қатнасады. Бул электронлар электр майданының кернеўлиги векторының бағытына қарама-қарсы бағытта әстелик пенен бир вакант орыннан екінши, буннан кейин үшінши хәм басқа да орынларға қозғалады. Ал бос орынлар, тесикшелер қарама-қарсы бағытта электр майданының бағытында заряды оң белгиге ийе бөлекшедей болып қозғалады.

Жоқарыда қарап өтилген процесс **тесикшелік өткізгішлік** атын алды. Демек ярым өткізгішлерде электр өткізиўшиликтің хәр қандай болған еки процесси орын алады екен: бириншиси электронлық өткізгішлік (бул процесс өткізгішлік электронлары тәрәпинен әмелге асырылады), екінши тесикшелік өткізгішлік (тесикшелердің оң зарядлы бөлекшелердей болып қозғалыуы менен әмелге асырылады).

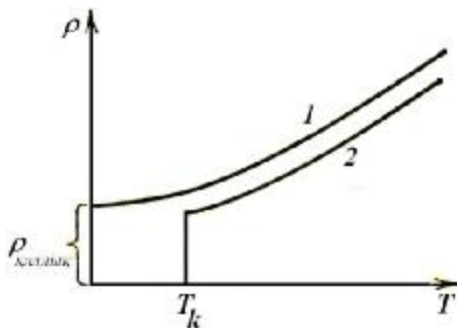
Айырым жағдайларда өткізгішлік электроны базы бир тесикше тәрәпинен тутып қалыныуы мүмкин. Усының салдарынан бир тесикше хәм бир өткізгішлік электроны жоғалады. Бул процесс **электрон менен тесикшениң рекомбинациясы** деп аталады. Бирақ температураның берилген мәнисинде рекомбинация хәм тесикше менен өткізгішлік электронының пайда болыуы (бул процессти **генерация** процесси деп атайды) процесслери арасында тең салмақлық орнайды. Нәтийжеде кристалдағы (денедеги) тесикшелер менен өткізгішлік электронларының концентрациясы турақлы болып қалады.

Жоқарыда қарап өтилген таза ярым өткізгішлердеги өткізгішлік процесси **меншикли өткізгішлік** деген атты алды.

Егер кремнийдің қурамына басқа сорттағы атомлар киргизилсе, онда еки түрли жағдайдың орын алыуы мүмкин. Бириншисинде киргизилген атомлар кремнийге қосымша өткізгішлік электронларын береді. Нәтийжеде кремний *n* типіндеги ярым өткізгішке

айланады. Мысалы төрт валентли кремнийге бес валентли мышьяк киргизилетуғын болса, онда мышьяктағы төрт валентли кремний атомлары менен байланыс дүзиуден бос қалған бесінши электрон өткізгішлік электронлары айналады. Өзинен электрон беретугын қосынды атомларды **донорлар** деп атайды. Донорлар киргизилген ярым өткізгішлерде электр өткізгішлік тийкарынан өткізгішлік электронлары тәрепинен тәмийинленеди. Екиншисинде сырттан киргизилген басқа сорттағы атом кремнийдің еркин электронларының бирин өзине қосып алады (мысалы кремнийдің курамына киргизилген үш валентли бор). Бундай атомларды **акцепторлар** деп атайды, ал курамына акцепторлар киргизилген ярым өткізгішлерди p типиндеги ярым өткізгішлер деп атайды. Акцепторлар киргизилген ярым өткізгішлердеги тийкаргы тоқ тасыушылар тесикшелер болып табылады. Сонлықтан араласпалы (таза емес) ярым өткізгішлерде электронлық хәм тесикшелік өткізгішліклердің орын алыуы мүмкин.

Аса өткізгішлік. Металлардың электр тоғына қарсылығы температураның төменлеуі менен кемейеди. Ал электр тоғына қарсылықтың пайда болыуының еки себеби бар: бириншиси металлардағы атомлардың жыллылық қозғалыслары, екиншиси металларға сырттан кирген ямаса киргизилген хәр қыйлы араласпалар (басқа сорттағы атомлар менен молекулалар) болып табылады. Жыллылық тербеліслери төменги температураларда (абсолют нолге жақынласқанда) сөнеди хәм сәйкес қарсылықтың жоғалыуы керек. Сырттан киргизилген атомлардың тәсиринде жүзеге келетуғын $\rho_{\text{қалдық}}$ қарсылықты таза металды пайдаланыу (ямаса металды жақсылап тазалау) арқалы азайтуға болады. Демек металлардың электр тоғына қарсылығын минимумға алып келиудің мүмкиншилиги бар екен. 41-сүўретте металлардың салыстырмалы қарсылығының температураға ғәрезилиги көрсетилген.



41-сүўрет.

Металлардың салыстырмалы қарсылығының абсолют температураға ғәрезилиги, 1- әдеттегидей (нормаль) металлар, ал 2 болса T_k температурада аса өткізгішлік ҳалына өтетуғын металлар ушын.

Камерлинг-Оннес (Kammerling-Onnes, 1853-1926) таза металлардың электр өткізгішлигинің температураға ғәрезилигин изертлеген ең дәслепки илимпазлардан болып табылады. 1908-жылы суйық гелийди алыуға еристи (оның қайнау температурасы 4,44 K) хәм бул жағдай оған төменги температураларда изертлеу жұмысларын жүргизиуге мүмкиншилик берди. Таза сынаптың қарсылығының температураға байланысын изертлеудің барысында (сынапты тазалау аңсатырақ хәм соған сәйкес $\rho_{\text{қалдық}}$ шамасын жүдә кемейтиу мүмкиншилиги бар) 1911-жылы температура 4,15 K шекем төменлегенде электр тоғына қарсылықтың бирден жоқ болып кететуғынлығы бақланды. Кейин өткерилген изертлеулер басқа да көплеген металлардың, қуймалардың базы бир төменги температураларда электр тоғына қарсылығының бирден жоғалатуғынлығын көрсетти. Бундай затлардың (металлардың басқа элементлер менен араласпалары, қуймалары) саны хәзирги күнде мыңнан асып кетти. Бундай кубылыс **аса өткізгішлік** деп, ал аса өткізгішлік ҳалына өткен затлар **аса өткізгішлер** деп аталады. Электр тоғына қарсылық бирден жоғалатуғын температураны T_k арқалы белгилеймиз хәм оны **аса өткізгішлік ҳалына өтиу температурасы** ямаса **критикалық температура** деп

атайды. Аса өткізгіштің критикалық температурадан жоқары температуралардағы халын нормал хал, ал төменги температуралардағы халын аса өткізгішлік халы деп атаймыз.

41-сүүреттен T_k температурада әдеттеги халдан аса өткізгішлік халға өтиў фазалық өтиў болатуғынлығы көринип тур («Молекулалық физика» курсындағы I хәм II әўлад фазалық өтиўлерин еске түсиремиз). Аса өткізгішлік халға өтиў (сыртта магнит майданы болмаған жағдайда) II әўлад фазалық өтиўи болып табылады хәм жыллылықтың жутылыўы ямаса бөлип шағарылыўы орын алмайды. Бундай фазалық өтиўде металдың халы үзликсиз түрде өзгереді, атомлық-кристаллық қурылысы өзгермейді, ал еркин электронлар арасында жаңа байланыслар пайда болады (аса өткізгішлердеги қарсылықсыз қозғалатуғын хәм аса өткізгішлік тоқларын пайда етиўши Купер жупларының пайда болыўы хаққында физиканың басқа бөлимлеринде гәп етиледі).

1986-жылы жоқары температуралы аса өткізгішлік қубылысы ашылды (жоқары температуралы аса өткізгішлік деп әдетте азоттың қайнаў температурасы болған $195,8^\circ\text{C}$ шамасына жақын температураларда аса өткізгішлік халына өтиў қубылысын айтады). Жоқары температуралы аса өткізгішлік халына металлар емес, ал тийкарынан ярым өткізгішлер өтетуғынлығын анықланды.

Аса өткізгішлердің қәсийетлери, олардың тоқты тасыўшылардың тәбияты физиканың басқа курсларында айтылады.

1914-жылы аса өткізгішлік халдың магнит майданының тәсирниде жоғалатуғынлығын анықлады. Магнит индукциясының мәниси берилген аса өткізгіш ушын анық мәниске ийе критикалық шама деп аталатуғын мәниске жеткенде аса өткізгішлік халы нормал халға өтеді. Индукцияның критикалық мәниси аса өткізгіштің материалына хәм температураға байланысly.

1933-жылы болса Мейсснер хәм Оксенфельдлер өзлеринің изертлеўлеринің барысында аса өткізгішлердің ишинде магнит майданының болмайтугынлығын өткерилген экспериментлеринде тапты (өткізгішлердің ишинде электр майданының болмайтугынлығын еске түсиремиз). Егер төменги температураларда аса өткізгішлік халына өтетуғын денени магнит майданында жайластырып салқынлатсак, онда аса өткізгішлік халына өтиў барысында (T_k температурада) денениң ишиндеги магнит майданы толығы менен аса өткізгіш денениң көлеминен толық қысып шығарылады. Бул эффекти Мейсснер эффекти деп атаймыз. Бул эффект тек аса өткізгішлерде ғана бақланады хәм бул қәсийети бойынша олардың идеал диамагнетиклердің орнын ийелейтуғынлығын көрсетеді. Бирақ аса өткізгішлердің диамагнетиклер емес екенлигин атап өтемиз. Себеби аса өткізгішлердің ишиндеги магнитленгенлик нолге тең.

Мейсснер эффекти менен электр тоғына қарсылықтың жоқлығы аса өткізгішлердің ең тийкарғы қәсийетлеринің бири болып табылады.

Өткізгіштің ишинде магнит майданының болмаўы магнит майданларының улыўмалық ызамлары тийкарында (бул ызамлар кейинирек үйрениледі) төмендегидей әхмийетли жуўмақ шығарыўға мүмкиншилик береді: аса өткізгішлер арқалы тек бетлик тоқлар ғана өтеді (бундай тоқлар аса өткізгіштің бетиндеги жүдә жуқа қатлам арқалы өтеді).

Кейинирек аса өткізгішлердің I хәм II әўладларының бар екенлиги ашылды. Аса өткізгішлік бақланатуғын таза затлардың саны көп емес. Аса өткізгішлік қәсийет қуймаларда көбирек гезлеседі. Таза затларда толық Мейсснер эффекти орын алады. Ал қуймаларда болса магнит майданының көлемнен толық қысып шығарылыўы бақланбайды

(Мейсснердің толық емес эффекти). Мейсснер эффекти толық бақланатуғын затларды биринши әулад аса өткізгіштер, ал толық емес бақланатуғын затлар екінши әулад аса өткізгіштер деп атайды.

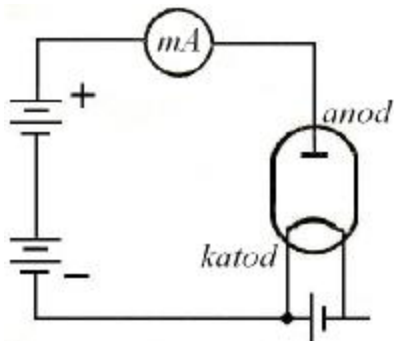
Аса өткізгішлікті толық түсіндіріу физиканың басқа бөлімлерінде әмелге асырылады.

10-§. Вакуумдегі электр тоғы

Термоэлектронлық эмиссия. Вольт-амперлік характеристикасы. Тойыныу тоғының температураға байланыслы екенлігі.

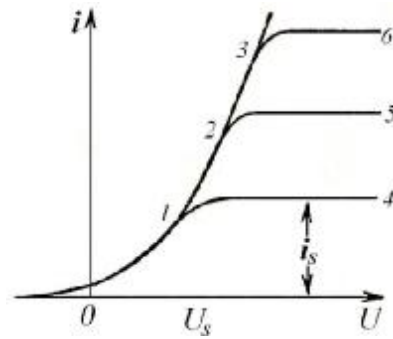
Биз жоқарыда металларда өткізгішлік электронларының бар екенлігін, олардың жыллылық қозғалыстарына қатнасуының көрдік. Еркін электронлар әдеттегі жағдайларда металларды таслап кетпейді. Бул жағдай металлардың бетлеріне жақын орындарда электронларға тәсір ететүгін күшлердің бар екенлігін хәм бул күшлердің металлардың ишине қарай бағытланғанлығын аңлатады. Бул күшлер электронлар менен металлардың оң ионлар арасындағы тартылыстың салдарынан пайда болады. Усындай тәсірлесіу металлардың бетлік қатламында электр майданының пайда болыуына алып келеді, ал сол майданның потенциалы болса сыртқы кеңістікте металдың ишине өткенде базы бир ϕ шамасына өседі. Усыған сәйкес электронның потенциал энергиясы $e\phi$ шамасына кемейеді. Басқа сөз бенен айтқанда метал менен байланыспаған, металдан сырға жайласқан электронның энергиясы металдың ишіндегі өткізгішлік электронының энергиясынан шама менен $e\phi$ шамасына үлкен болады екен. Сонлықтан металдан электронды сыртқа шығарыу үшін оған $e\phi$ шамасынан үлкенирек энергия бериуіміз керек. Әдетте өжире температураларында жыллылық тербеліслерінің энергиясы kT (жууық түрде алдындағы коэффициент 1 ге тең деп есаплаймыз) $e\phi$ дің мәнісінен әдеуір киши, яғный $e\phi > kT$. Сонлықтан бундай шараятларда металлардағы еркін электронлар металларды таслап кете алмайды. Бирақ сол электронларға хәр қыйлы усыллар менен энергия бериу мүмкін. Бундай жағдайда айырым электронлар үшін металды таслап шығыу мүмкіншилигі пайда болады. Усының салдарынан электронлардың металлардан шығыу қубылысы орын алады хәм оны **электронлық эмиссия** деп атаймыз.

Электронларға қандай усыл менен энергияның берилиуіне байланыслы электронлық эмиссияның хәр қыйлы түрлері бар. Егер электронлар энергияны дененің жыллылық энергиясының есабынан алатуғын болса, онда биз **термоэлектронлық эмиссия**, ал электрон энергияны денеге келип түскен жақтылық фотонының есабынан алатуғын болса, онда фотоэмиссия ямаса фотоэлектрлік эффект хәкқында гәп етемиз. Денени сырттан басқа электронлар ямаса ионлар менен бомбалағанда да электронлардың металларды таслап шығыуы мүмкін. Бундай қубылысты **екінши электронлық эмиссия** деп атайды. 42-сүүретте термоэлектронлық эмиссияны бақлау үшін арналған схема көрсетілген. Денелер қызғанда ушып шығатуғын электронларды **термоэлектронлар** деп те атайды.



42-сүрөт.

Термоэлектронлық эмиссияны баклау үшін арналған схема.



43-сүрөт. Катодтың температурасы ҳәр қыйлы болғанда алынған диодтың вольт-амперлик характеристикасы.

Термоэлектронлық эмиссияны баклау үшін 42-сүрөттеги электр шынжырының курамына киретуғын еки электроды бар ишинен ҳаўасы сорып алынған шыра хызмет етеди. Еки электродтың биреўи тоқ өткенде қызатуғын вольфрамнан ямаса молибденнен исленген сым тәризли катод, ал екиншиси салқын ҳәм термоэлектронларды жыйнауытуғын анод болып табылады. Бундай шыралар 1980-жылларға шекем әсиресе радиотехникада өзгермели тоқларды туўрылаўда кеңнен қолланылды ҳәм оларды вакуумлы **диод** деп атады⁵. Шыраның анодын көпшилик жағдайларда цилиндр тәризли етип соғылды. Бундай цилиндрдің ишине көшери бойлап қызатуғын катод орналастырылды.

Егер вакуум диодынан кернеў дереги ҳәм миллиамперметри бар электр шынжырын жыйнасақ (42-сүрөт), онда катод салқын болған жағдайда шынжыр арқалы тоқ өтпейтуғынлығын көремиз. Себеби диодтың ишиндеги күшли сийреклетилген газ (вакуум) зарядланған бөлекшелерге ийе емес ҳәм сонлықтан диодтың электр тоғын сезилерликтей дәрежеде өткермейди. Егер катодтың материалының температурасын қосымша тоқ дерегиниң жәрдемінде жоқары температураларға шекем көтерсек, онда шынжырдағы миллиамперметр тоқтың пайда болғанлығын көрсетеди. Соның менен бирге диодтың шынжырында егер тоқ дерегиниң терис полюсы катод пенен, ал оң полюсы анод пенен жалғанғанда ғана тоқ пайда болады. Егер потенциаллар айырмасының белгисин өзгертсек катодты жоқары температураларға шекем қыздырсақ та шынжырда тоқ бақланбайды. Бул жағдай катодтың терис зарядланған бөлекшелерди, яғный электронларды шығаратуғынлығын, ал оң зарядланған ионлардың катодтан сезилерликтей дәрежеде бөлинип шықпайтуғынлығын көрсетеди.

Диодтағы термоэлектронлық тоқтың күши катодтың потенциалына салыстырғандағы анодтың потенциалының шамасына ғәрезли. Диод арқалы өтиўши тоқтың шамасының анод кернеўине ғәрезлиги (диодтың вольт-амперлик характеристикасы) 43-сүрөтте келтирилген (014-сызық). Потенциал аз ўақытта диод арқалы өтип турған тоқтың мәниси жүдә киши (бул тоқтың қалай пайда болатуғынлығы кейинирек түсиндириледі). Анодтың оң потенциалының өсиўи менен тоқ күши 01-сызығы бойынша үлкейеди. Анод кернеўиниң буннан кейинги өсиўинде тоқ күши базы бир максималлық мәниси i_s шамасына шекем көтеріледі. Тоқтың бул мәнисин **тойынў тогы** деп атайды ҳәм буннан былай анод тоғының мәниси дерлик турақлы болып сақланады (14-сызық).

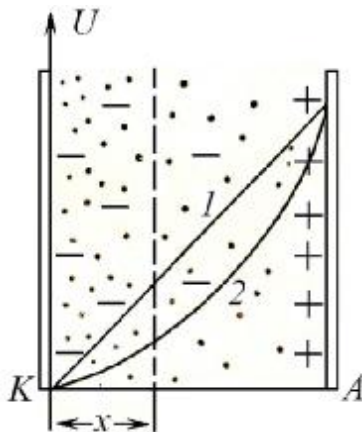
Катодтың температурасын көтерсек, онда вольт-амперлик характеристикалар 0125, 01236 ҳәм тағы басқа сызықлар түрине ийе болады. Демек ҳәр қыйлы температураларда

⁵ Еки электроды бар электронлық курылысты әдетте диод, үш электроды болса триод, төрт электроды болған жағдайда тетрод, ал бек электроды болған жағдайда пентод деп атайды.

тойыныу тоғы i_s тиң мәнислери хәр қыйлы болады екен (температураның өсиуі менен тойыныу тоғының мәниси де өседі екен). Усының менен бирге тойыныу тоғы бақланатуғын анод кернеуінің де мәниси артады.

Биз электронлық шыраның вольт-амперлик характеристикасының сызықлы емес екенлигин көреміз (яғный анод тоғы менен анод кернеуі арасында сызықлы байланыс жоқ). Демек электрон шырысы Ом нызамына бағынбайтуғын өткізгішлердің қатарына киреди деген сөз.

Диод арқалы өтиуші токтың (бул токты хәзир ғана анод тоғы деп атадық) кернеуден (бундай кернеуді анод кернеуі деп те атадық) ғәрезлигин әпиұайы түрде түсиндириу мүмкин. Тормозэлектронлық эмиссия орын алғанда қәлеген ўақыт моментінде катод пенен анод ортасындағы кеңисликте катодта анодқа қарай қозғалыушы электронлар болады. Бундай электронлар терис заряд бултын пайда етеді (**кеңисликтеги заряд**). Бул кеңисликтеги заряд диодтағы потенциалдың белистирилиуін өзгертеді. Егер катод пенен анод бир бирине параллел жайластырылған тегис материалдан соғылған болса хәм катод қыздырылмаған халда катод пенен анод арасындағы потенциалдың тарқалыуы туўры сызық пенен сәулелендириледі (44-сүүреттеги 1-сызық). Термоэлектрон ток бар болғанда (яғный катод қыздырылған болса) катод пенен анод арасында кеңисликлик заряд пайда болады хәм потенциалдың тарқалыуы өзгереді (44-сүүреттеги 2-иймеклик). Усының менен бирге қәлеген x тегислигиндеги потенциалдың шамасы кеңисликлик заряд болмаған жағдайдағыдан киширек болады. Демек кеңисликлик зарядлар бар болса электронлардың тезлиги де кемейеді екен. Анод кернеуі үлкейгенде кеңисликлик заряд бултындағы электронлардың концентрациясы киширейеді. Сонлықтан кеңисликлик зарядлардың тормозлаушы тәсири де киширейеді хәм усыған сәйкес анод тоғы үлкейеді.



44-сүүрет. Диодтағы кеңисликлик заряд хәм оның потенциалдың тарқлыуын өзгертиуі.

1 – потенциалдың кеңисликлик зарядлар болмаған жағдайдағы тарқалыаы, 2 – кеңисликлик заряд болған жағдайдағы потенциалдың тарқалыуы.

Диод арқалы өтип атырған I токтың анодтың потенциалы U дан ғәрезлиги мына түрге ийе болады:

$$I = CU^{\frac{3}{2}}. \quad (105)$$

Бул аңлатпада C арқалы электродтың формасына хәм өлшемлерине байланысly болған пропорционалық коэффициент белгиленген.

Тегис диод ушын

$$C = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \frac{s}{d^2} \sqrt{\frac{2e}{m}}. \quad (106)$$

Бул аңлатпада $\frac{e}{m}$ арқалы электронның салыстырмалы заряды, S арқалы катодтың бетинің майданы, d арқалы катод пенен анод арасындағы қашықтық, ε_0 арқалы электр тұрақтысы белгіленген.

(106)-формула 43-сұйреттегі 0123 ийемклигинің теңлемесі болып табылады. Бул формула Богусловский-Дэнгмюр теңлемесі ямаса « $\frac{3}{2}$ нызамы» деп аталады.

Анодтың потенциалы катод тәрәпинен хәр бир секундта шығарылған барлық электронлар анодқа барып жететуғындай дәрежеде үлкен болса, тоқ өзинің максималлық мәнісине (тойыныұ) жетеди хәм анод кернеүйіне ғәрезли болмай қалады. Тойыныұ тоғының тығызлығы i_s (бул шама катодтың майданының хәр бирлигине сәйкес келиұши тойыныұ тоғының мәнісі болып табылады) катодтың эмиссиялық қәбилетлигин тәриплейди. Ал катодтың эмиссиялық қәбилетлиги болса катодтың тәбияты менен температурасына байланысly.

11-§. Суйықлықлардағы хәм газлердеги электр тоғы

Суйықлықлардағы хәм газлердеги электр тоғының тәбияты. Электролиз хәм электролитлик диссоциация. Фарадейдің электролиз нызамлары хәм элементар заряд. Гальваникалық элементлер хәм аккумулятродлар. Ионизация хәм рекомбинация. Плазма.

Енди биз екінши класс өткізгішлер қатарына кириұши электролитлердеги электр тоғын үйрениұди баслаймыз. Кейинирек газлердеги электр тоғы хәкқында гәп етемиз.

Биз жоқарыда электролитлер арқалы өтиұши тоқтың барлық ўақытта электродларда электролиттің курамына кириұши айырым затлардың бөлинип шығыұы менен жүретуғынлығын атап өткен едик. Бул кубылыс Фарадей тәрәпинен толық изертленген. Усының нәтижесинде ол электролиздің тийкарғы еки нызамын ашты.

Фарадейдің биринши нызамы бойынша (электролиздің биринши нызамы бойынша) қандай да бир электродта (еки электродтың биринің) бөлинип шыққан заттың массасы m электролит арқалы өтиұши заряд муғдарына туұры пропорционал:

$$m = Kq. \quad (107)$$

Бул формулада K арқалы хәр қыйлы затлар ушын хәр қыйлы мәніске ийе болатуғын электрохимиялық эквивалент белгіленген. Оның санлық мәнісі электролит арқалы бир бирлик заряд өткенде ($q = 1$ болғанда) бөлинип шыққан заттың массасына тең.

Әдетте K шамасы кулонға сәйкес келиұши граммларда (ямаса миллиграммларда) белгілейди. Электрохимиялық эквиваленттің хәр қыйлы затлар ушын мәніслери төмендеги кестеде берилген:

Зат	Атомлық масса A	Валентлиги Z	Электрохимиялық эквивалент, г/Кл
Гүмис	107,9	1	$1,1180 \cdot 10^{-3}$
Мыс	63,57	2	$3,294 \cdot 10^{-4}$
Водород	1,008	1	$1,045 \cdot 10^{-5}$
Кислород	16,000	2	$0,8293 \cdot 10^{-4}$
Хлор	35,46	1	$3,674 \cdot 10^{-4}$

Фарадейдің екінші нызамы электрохимиялық эквиваленттің шамасын анықлауға тийіс. Фарадей хәр қыйлы затлар үшін K шамасының салыстырмалы атомлық масса A ға туұры пропорционал, ал заттың валентлиги Z ке кері пропорционал екенлигине итибар берди (кестеге қараңыз). Химияда A/Z шамасы заттың **химиялық эквиваленті** деп аталады. Екінші нызам бойынша **электрохимиялық эквивалент берілген заттың химиялық эквивалентіне пропорционал**:

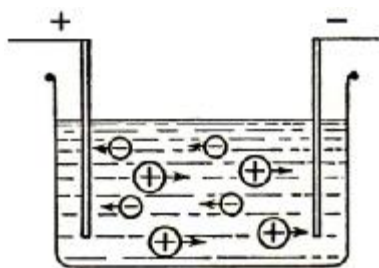
$$K = C \frac{A}{Z}. \quad (108)$$

Бул формуладағы пропорционаллық коэффициенті C барлық затлар үшін бірдей мәніске ийе.

Фарадейдің екі нызамын да бір формуланың жәрдемінде аңлатыу мүмкін. Биз дәслеп $1/C$ шамасын F шамасына тең деп алайық хәм бул шаманы Фарадей саны деп атайық. Өлшем бирлиги бойынша Фарадей саны заряд муғдарына тең. Усыны есапқа алған халда (108)-формуладағы K ның мәнісін (107)-формулаға қойсақ мына формулаға ийе боламыз:

$$m = \frac{A q}{Z F}. \quad (109)$$

Егер $q = F$ болса $m = \frac{A}{Z}$ екенлигине исенеміз. Усыннан граммлардағы массасы химиялық эквивалентке тең заттың муғдары **граммэквивалент** (г-экв) деп аталады. Басқа сөз бенен айтқанда электролит арқалы Фарадей санына тең муғдардағы заряд өткенде хәр бир электродта 1 г-экв муғдарындағы зат бөлиніп шығады.



45-сүүрет.

Ионлық өткізгішліктің схемасы.

Егер m массаны грамм-эквивалентлерде аңлатсақ, онда

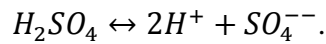
$$F = 96\,484,5 \frac{\text{Кл}}{\text{г} - \text{экв}} \approx 96\,500 \frac{\text{Кл}}{\text{г} - \text{экв}}.$$

Электролиз кубылысы электролитлердегі еріген затлардың оң хәм теріс зарядланған ионлар түрінде болатуғынлығын көрсетеді. Дузлардың, кислоталардың, силтилердің молекулалары сууда оң хәм теріс зарядланған ионларға ажыралады. Бундай кубылысты **молекулалардың диссоциациясы** деп атайды. Егер ериуде молекулалардың диссоциациясы жүрмейтуғын болса, онда еритпе электр тоғын өткізбейді. Мысалы егер сууда хлорлы натрийды (ас дузын ямаса NaCl) еритсек, онда NaCl молекулаларының төмендегідей тәртіпте ионларға ажыралады:



Бундай химиялық бирикпелердің суы ишінде ионларға ажыралып кетіуінің себебі натрий хэм хлор ионлары арасындағы тартылыс күшінің ($F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q_1q_2}{r^2}$ формуласы менен анықланатуғын Кулон күші хакқында гәп айтылып атыр) суыда $\epsilon = 81$ есе кемейіуінде болып табылады (суы ушын салыстырмалы диэлектриклик сиңиргишликтің $\epsilon = 81$ екенлиги есапқа алынды).

Басқа да мысаллар келтиремиз. H_2SO_4 күкирт кислотасы суыда былайынша диссоциацияланады:



Электролитлердеги хәр қыйлы зарядлар электр майданының тәсирінде хәр қыйлы бағытларға қарай қозғалады: оң запрядланған ионлар катодқа, ал терис запрядланған ионлар анодқа қарай қозғалады (45-сүүретте көрсетилген). Анодқа жетип барған терис ион анодқа өзинің терис зарядын береді, усының салдарынан бир ямаса бир неше (SO_4^{--} ионы еки электрон, ал Cl^- болса бир электрон береді) электроны берип, бул электронлар сыртқы шынжыр аркалы өтеді. Ал ионның өзи анодта бөлинип шығатуғын нейтрал атомға ямаса молекулаға айланады. Оң ион катодтан бир ямаса бир неше электрон алып нейтралланады хэм катодта бөлинип шығады.

Анодта бөлинип шығатуғын терис зарядлы ионларды Фарадей **анионлар**, ал катодта бөлинип шығатуғын оң запрядланған ионларды катионлар деп атады. Мысалы KBr еритпесинің электролизінде катодта калий K , анодта Br бөлинип шағады. Демек Br^- ионлары анионлар, ал K^+ ионлары катионлар болып табылады.

Элементар заряд. Мейли электродта электрлиздің нәтийжесінде n дана ион бөлинип шыққан болсын. Олардың зарядының абсолют мәніси nve ге тең болады (v аркалы сәйкес химиялық элементтің ямаса бирикпениң валентлиги белгиленген). Егер бул ионлар катодта бөлинип шыққан болса, онда олардың зарядлары катодқа сыртқы шынжыр аркалы келген электронлар тәрепинен нейтралланады. Егер ионлар анодта бөлинип шыққан болса, онда тап сондай муғдардағы электр зарядлары сымлар аркалы анодтан кетеді. Еки жағдайда да шынжыр аркалы $q = nve$ муғдарындағы электр зарядлары шынжыр аркалы өтеді. Мейли электродта бөлинип шыққан заттың массасы M , ал ионның (атомның ямаса молекуланың) массасы m болсын. Бундай жағдайда $n = M/m$ хэм усыған сәйкес $M = mq/(ve)$. Бун аңлатпаның алымын да, бөлимін де Авагадро саны N ге көбейтсек

$$M = \frac{Aq}{vF} \quad (110)$$

аңлатпасын аламыз. Бул аңлатпада $A = Nm$ атомлық салмаққа сәйкес келеді. Ал F болса жоқарыда аты аталған хэм мәніси көрсетилген Фарадей саны болып табылады. Оның (110)-формуладағы мәніси $F = eN$ шамасына тең. Демек Фарадей санының мәніси анықланған болса (биз оның $\approx 96\,500 \frac{\text{Кл}}{\text{г-экв}}$ екенлигин көрдик), онда элементар зарядтың муғдарының $e = F/N$ екенлигине ийе боламыз. Хакыйқатында да элементар зарядтың мәніси бирінши рет 1881-жылы Англияда тап усындай жоллар менен анықланды

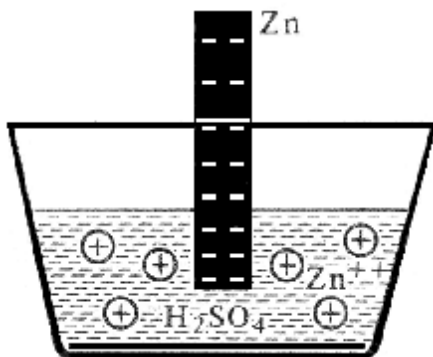
Тәреплик электр қозғаушы күшлер. Биз 9-параграфта инерция күшлери пайда ететуғын тәреплик электр майданы хакқында гәп еттик ($E^{tarep} = F_{in}/e$). Усындай майданның тәсирінде электр қозғаушы күшлери пайда болады (сол параграфта $\dot{A} = (L + R\tau_{in}) \frac{dI}{dt} + RI$ формуласы менен берилген, 92-формула). Бул электр қозғаушы күш электростатикалық

майданның тәсирінде келип шықпайды. **Электростатикалық емес себеплерге байланысты пайда болатуғын электр қозғаушы күшлерди тәреплик электр қозғаушы күшлери деп атайды⁶.**

Тәреплик электр қозғаушы күши дара жағдайда мехаикалық ямаса электр күши болыуы мүмкин, бирақ электростатикалық күштиң болыуы мүмкин емес. Мысал ретінде Фарадейдің электромагнитлик индукция нызамы бойынша пайда болатуғын электр майданында зарядқа тәсир ететуғын күшти келтириуіге болады. Тәреплик электр қозғаушы күшлерин пайда етиуіши турақлы ток дерегиниң ең көп тарқалған түри гальваникалық элементлер хәм аккумуляторлар болып табылады.

Электр тоғы 1791-жылы Л.Гальвани (1737-1798) тәрепинен ашылды. Бирақ ол өткерген тәжірийбелериниң нәтийжелерин дурыс таллай алмады. Буны 1792-жылы А.Вольта (1745-1827) дурыс түсіндірди. Ендигиден былай гәп етилейин деп атырған турақлы ток элементлери Гальванидің аты менен аталады.

Әдетте хәр қыйлы тәбиятқа ийе денелерди бир бирине тийгизгенде (еки дене контактқа келтирилгенде деген сөз) олар арасында потенциаллар айырмасы пайда болады (бир қатты денени екінши қатты дене менен, қатты денени суйықлық пенен хәм тағы басқалар). Пайда болған **бундай потенциаллар айырмасын контактлық потенциаллар айырмасы деп атаймыз.** Биз хәзир қатты денелер менен суйықлықлар арасындағы контактлық потенциаллар айырмасы хәққында гәп етемиз.



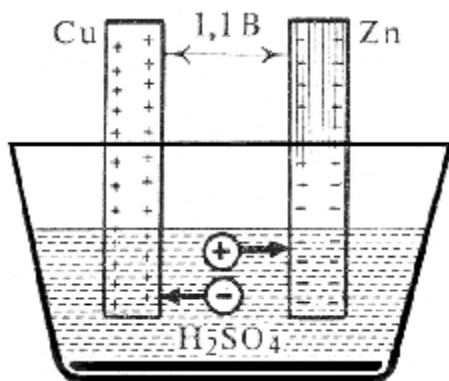
46-сүўрет.

Қатты дене (Zn) менен суйықлық (H_2SO_4 еритпеси) арасында потенциаллар айырмасының пайда болыуы.

Қатты денелерди суйықлықларға (кислоталардың, дузлардың, силтилердің еритпелерине) батырғанда химиялық реакциялардың жүриуі мүмкин. Мысалы егер цинк пластинкасын күкірт кислотасы H_2SO_4 тиң еритпесине түсирсек цинк Zn ерийди (46-сүўрет). Бирақ еритпеге цинктің нейтрал атомлары емес, ал оның еки валентли оң ионлары (Zn^{++}) кетеди. Усының нәтийжесінде еритпе оң зарядланады, ал цинк пластинкасы терис заряд пенен зарядланады. Усының салдарынан еритпе менен цинк пластинкасы арасында потенциаллар айырмасы пайда болады. Металдың еритпеге салыстырғандағы потенциалы базы бир мәiske жеткенде (потенциалдың бул мәнисин **электрохимиялық потенциал** деп атаймыз) цинктің еритпеге өтиуі тоқтайды. Электрохимиялық потенциалдың мәниси металдың, еритпениң, еритпегеги металдың концентрациясынан қәсийетинен ғәрезли. Егер еритпеге ионлардың үлкен концентрациясы орын алса, онда кери процесстиң жүриуі (оң ионлар металдың бетине барып отырады хәм соның нәтийжесінде метал оң заряд пенен зарядланады) мүмкин. **Солай етип металлардың, суйықлықлардың хәм**

⁶ Рус тилиндеги физика илиминде кеңнен қолланылатуғын «сторонние» сөзин қарақалпақ тилине аўдарыўда усы ўақытларға шекем бирден-бир шешимге келинген жоқ. Сонлықтан бул лекциялар текстлеринде «сторонние» сөзиниң орнына «тәреплик» сөзи қолланылған.

еритпедегі ионлардың концентрациясының хәр қыйлы комбинацияларында еритпелерде хәр қыйлы электрохимиялық потенциаллардың пайда болыуы мүмкін.



47-сүўрет.

Вольта элементи.

Егер хәр қыйлы болған еки металл еритпеге түсірілген болса, онда олар арасында олардың электрохимиялық потенциалларының айырмасына тең болған потенциаллар айырмасы пайда болады. **Еки металл түсірілген еритпе гальваникалық элемент, ал сол металл арасындағы потенциаллар айырмасы элементтің электр қозғаушы күши деп аталады.**

Вольта элементи. Бундай элемент күкірт кислотасына түсірілген мыс хәм цинк пластинкаларынан турады (47-сүўрет). Цинк пенен мыстың электрохимиялық потенциаллары сәйкес $-0,5$ В хәм $+0,6$ В екенлигин есапқа алсақ, онда Вольта элементінің электр қозғаушы күши $[0,6 - (-0,5)] \text{ В} = 1,1 \text{ В}$.

Аккумуляторлар. Аккумуляторлар гальваникалық элементлер болып табылады, Аккумулятордың жұмыс іслеуінің барысында усы аккумулятордың тоқ дереги сыпатында сарыпланатуғын затлары сыртқы турақлы тоқ дереги тәрепинен аккумулятор арқалы тоқ өткенде қайтадан жыйналады (орынларына келеди).

Аккумулятордың ең көп пайдаланылатуғын түри қорғасын аккумулятор болып табылады. Бундай аккумуляторда PbO бирикпесінің пастасы сиңдирилген еки қорғасын пластинка (көпшилик жағдайларда қорғасыннан исленген тор) 30 процентлик күкірт кислотасына батырылған болады (тығызлығы $1,2 \text{ г/см}^3$). Усының салдарынан $PbO + H_2SO_4 = PbSO_4 + H_2O$ реакциясы жүреді хәм пластинкаларда қыйын пенен ерийтуғын күкірт қышқыл қорғасын $PbSO_4$ дузы хәм оның тойынған еритпеси пайда болады. Аккумулятордың жұмыс іслеуі ушын оны зарядлау керек. Буның ушын аккумулятор арқалы турақлы тоқ өткериледи. **Зарядлау (зарядлану процесси)** процесси:

H^+ ионлары катодқа қарай қозғалып катодта нейтралланады хәм $PbSO_4 + 2H = Pb + H_2SO_4$ реакциясы жүреді. SO_4^{--} ионлары анодқа жетип барып нейтралланады хәм дәслеп $PbSO_4 + SO_4 = Pb(SO_4)_2$, ал буннан кейін қайтымлы болған $Pb(SO_4)_2 + 2H_2O \rightarrow 2PbO_2 + 2H_2SO_4$. Зарядлаудың барысында күкірт кислотасының концентрациясы жоқарылайды. Солай етип зарядланған аккумулятор мыналардан турады:

Биринши электрод: қорғасын перекиси PbO_2 бирикпесіне ийе бир пластинка (ямаса тор);

Екинши электрод: таза қорғансын пластинка (ямаса қорғасын тор);

Электролит: күкірт кислотасы H_2SO_4 теги күкірт қышқыл қорғасын $PbSO_4$ тиң тойынған еритпеси.

Егер сыртқы тұрақты ток дерегин ажыратсақ, онда аккумулятор аноды PbO_2 , катоды Pb болған гальваникалық элементке айналады. Егер бұндай элемент тұйықланбаған болса, онда ол зарядланған қалып көп уақыттар дауамында ұстап тұрады.

Зарядланған аккумулятордың полюстерін өткізгіш арқалы тұйықласақ, онда шынжыр арқалы ток өте бастайды. Бұл токтың бағыты аккумуляторды зарядлағанда өткен токтың бағытына қарама-қарсы. Аккумулятор зарядсызлана бастайды. Нәтижеде мынадай химиялық процестер жүреді (**жұмыс істеу процесі**):

Еритпедегі SO_4^{--} иондары еритпеден қорғасын катодқа өтеді, нейтралланады және $Pb + SO_4 = PbSO_4$ реакциясы жүреді. Анодтың қасында қайтымлы болған $PbO_2 + 2H_2SO_4 \rightarrow Pb(SO_4)_2 + 2H_2O$ реакциясы жүреді. Оң зарядланған H^+ иондары еритпеден анодқа өтеді (анодтың PbO_2 екенлігін ұмытпаймыз), нейтралланады және $Pb(SO_4)_2 + 2H = PbSO_4 + H_2SO_4$ реакциясына кіреді. Күкірт қышқылының концентрациясы төмендейді. Ақыр-аяғында аккумулятор өзінің дәлелі қалып қайтып келеді: екі пластинка да (екі тор да) $PbSO_4$ бірікпесіне айналады, ал күкірт қышқылы H_2SO_4 тің концентрациясы өзінің дәлелі мәнісіне қайтып келеді. Аккумулятордың ток беруі үшін оны қайтадан зарядлау керек.

Қорғасын аккумулятордың электр қозғаушы күшін максимал зарядлағанда 2,7 вольтке жеткізу мүмкін. Бірақ азмаз разрядлауда (зарядсызлауда) оның шамасы 2,2 вольтке шектен төмендейді және ұсы ағалда ұзық уақыт сақланады. Аккумулятордың зарядын толық қалпына келтіру үшін зәрр болған ең кіші (минималды) электр қозғаушы күшінің мәнісі 1,85 вольт деп есепланады. Бұнан да кіші электр қозғаушы күшлерге шектен зарядсызланғанда аккумулятор бұзылады.

Аккумулятордың ең ағміметті характеристикасы болып оның сыйымдылығы қызмет етеді. **Аккумулятордың сыйымдылығы деп зарядсызлануының барысында бере алатуғын толық электр зарядының мұғдарын айтамыз.** Бұл шама ампер-сааттарда өлшенеді.

Газлердегі электр тоғы. Газлер тәбіиый халда электр тоғын өткермейді. Мысалы, егер құрғақ атмосфералық хада зарядланған және жақсы изоляцияланған электрометрді, онда электрометрдің зарядының көп уақыттар дауамында өзгеріссіз қалатуғынлығын көреміз.

Бірақ газге хәр қыйлы сыртқы тәсірлер түсіруі арқалы газ арқалы токтың өтуін әмелге асыруға болады. Мысалы зарядланған электрометрдің қасына жанып тұрған затты алып барсақ (мысалы шырпыны жағатуғын болсақ), онда электрометрдің көрсетуінің тезден кішірейетуғынлығын аңлауға болады. Бұл жағдайда бір газде жоқары температура беруі жолы менен электр өткізгіштік пайда еттік. Егер біз электрометрдің қасына ультракүлгін нурлар шығарушы электр шырасын жайластырсақ та хада электр өткізгіштікті пайда ете аламыз (басқа сөз бенен айтқанда электрометрдің зарядының жоғалуы болдырамыз). Газге тап ұсындай тәсірді рентген нурлары да, радиоактив препараттардың нурлары да тийгізе алады.

Бұл жағдайлардың барлығы да жоқары температуралардың және хәр қыйлы нурланулардың тәсірінде газлерде зарядланған бөлікшелердің пайда болатуғынлығын көрсетеді. Сыртқы тәсірлердің салдарынан газдің атомдарынан бір ямаса бір неше электронлар бөлініп шығады. Ұсының салдарынан нейтрал атомның орнында оң зарядланған ион және еркін электронлар пайда болады. Ал пайда болған еркін электронлардың айырымдары басқа нейтрал атомлар тәрепіннен тугып алынуы мүмкін. Бұндай жағдайда теріс зарядланған иондар пайда болады.

Солай етип *әдеттегі жағдайларда газлер электр тогын өткізбейді екен. Газдің электр тогын өткізіуі үшін ионласу процессін әмелге асыруымыз керек (жоқары температураларға шекем қыздыру, ультрафиолет, рентген, гамма нурлары менен нурландыру және басқалар). Биз төменде электр майданының кернеулігі үлкен болғанда майданның тәсирінде де ионизацияның орын алатуғынлығын көреміз. Газлердегі электр тогы ионлар менен электронлардың тәріплескен қозғалысы болып табылады.*

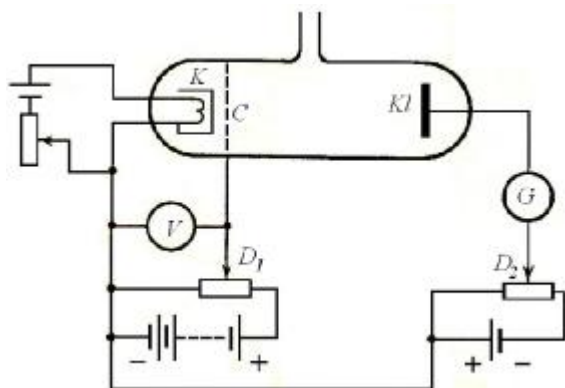
Электронды атомнан айырып алу (бул қубылысты атомның ионизациясы деп атаймыз) базы бир энергияның жумсалыуын талап етеді. Бундай энергияны **ионизация энергиясы (атомды ионға айландыру энергиясы)** деп атаймыз. Ионизация энергиясының мәнісі атомның қурылысынан ғарезлі. Сонлықтан ол ҳәр қандай атом үшін ҳәр қыйлы.

Атомларды ионларған айландырушы дүзилісті ионизатор деп атайық. Ионизатордың тәсірі жоғалғаннан кейін газдегі ионлардың саны уақыттың өтуі менен киширейеді және ақыр-аяғында ионлар пүткиллей жоғалады. Ионлардың жоғалуының себебі ионлар менен электронлардың жыллылық қозғалысларына қатнасуында, усының салдарынан олар бир бири менен соқлығысады. Оң зарядланған ион менен электрон соқлығысқанда бир бири менен қайтадан қосылады және нейтрал атом пайда болады. Оң зарядланған ион менен теріс зарядланған ион соқлығысқанда теріс зарядланған ион өзінің артық электронын оң зарядланған ионға беріп, еки ион да нейтрал атомға айналады. Ионлардың өз-ара нейтралланыуын **ионлардың рекомбинациясы** деп атайды.

Оң ион менен электронның ямаса еки ионның рекомбинациясында ионизация үшін жумсалған энергияға тең энергия, көпшилик жағдайда бундай энергия жақтылық түрінде бөлініп шығады. Сонлықтан ионлардың рекомбинациясы әдетте жақтылық шығару (орысшасы свечение) менен бирге жүреді. Егер оң және теріс зарядланған ионлардың концентрациясы жүде үлкен болса, онда ҳәр бир секундта болып өткен рекомбинация актлерінің саны да көп және усыған сәйкес рекомбинацияның жақтылық шығаруы да жүде күшли болады. Рекомбинацияның салдарынан жақтылықтың нурланыуы Газ разрядының көп санлы формаларындағы жақтылықтың нурланыуының себебі болып табылады.

Электронлардың урылыуы менен жүретуғын ионласу⁷. Газлердегі электр разряды қубылысларында атомлардың электронлардың урылыуы нәтижесіндегі ионизациясы үлкен орынды ийелейді. Жеткиликли кинетикалық энергиясы бар электрон нейтрал атомға келип урылғанда атомның бир ямаса бир неше электронын жулып шығарады. Нәтижеде нейтрал атом оң ионға айналады, ал газде жаңа электронлар пайда болады. Электронлық урылыулар тәсирінде пайда болатуғын ионизацияны үйрениу үшін арналған тәжірийбенің схемасы 48-сүуретте келтирилген. Бундай тәжірийбени биринши рет Франк және Герцлер өткерген және сонлықтан бундай тәжірийбени олардың ҳүрметине Франк және Герц тәжірийбеси деп атайды.

⁷ «Ионизация» және «ионласу» сөзлери бир мәністе қолланылады.



48-сүрөт.

Франк хэм Герц тәжірийбесиниң схемасы.

Басымы шама менен 0,1-0,01 мм сынап бағанасының басымындай болған газ шийше трубаға киргизиледи (дәслеп шийше трубаның хаўасы сорып алынған болыўы керек). Трубка қыздырылатуғын K катодына, C торына хэм индлар коллекторы Kl ға ийе болыўы керек. Торға катодқа салыстырғанда оң потенциал бериледи, бул потенциалдың мәнисин кернеўди бөлиўши D_1 менен өзгертиледи хэм V вольтметри менен өлшейди. Ионлар коллекторына катодтың потенциалына қарағанда 0,5 – 1,0 В ке үлкенирек терис потенциал бериледи. Бул үлкен емес потенциаллар айырмасы D_2 бөлиўшиси арқалы алынады. Оның оң ушы катод пенен жалғанған.

Усындай тәжірийбелерде катод әдетте катодтың ишине жайластырылған жәрдемши спираль тәрәпинен қыздырылады. Усындай жағдайда қыздырыўшы тоқ тәрәпинен пайда етилетуғын катод бойлап потенциалдың өзгериси жоқ етиледі (бундай катодларды эквипотенциал катодлар деп те атайды).

Трубалардағы катод-тор арасындағы қашықлық тор-коллектор арасындағы қашықлықтан әдеўир киши етип исленеди. Соның менен бирге газ молекулаларының еркин қозғалыўының узынлығы тор менен катод арасындағы қашықлықтан үлкен боларлықтай етип газдың басымы сайлап алынады. Сонлықтан катод тәрәпинен шығарылған электронлар катод-тор кеңислигинде хеш соқлығыспай қозғалады. Егер катод пенен тор арасындағы потенциаллар айырмасы U ға тең болса, онда хәр бир электрон

$$\frac{mv^2}{2} = eU \quad (111)$$

кинетикалық энергиясына ийе болады (e арқалы электронның заряды белгиленген). Тор тәрәпинен тезленген электронлар тор менен коллектор арасындағы кеңисликте газ атомлары менен соқлығысады.

Коллектордың потенциалы катодтың потенциалынан киши болғанлықтан ионизация болмағанда барлық электронлар тормозланады хэм коллектрға жетпейди. Сонлықтан гальванометр арқалы өтиўши тоқ нолге тең. Бирақ, егер тор менен катод арасындағы U потенциаллар айырмасын әстелик пенен көтерсек, онда электронлардың кинетикалық энергиялары да артады хэм оның мәниси ионизация энергиясының мәнисине жеткенде тор-коллектор арасындағы кеңисликте оң зарядланған ионлар пайда болады. Бул ионлар коллекторға қарай қозғалады хэм нәтийжеде гальванометр тоқтың пайда болғанлығын көрсетеди. Сонлықтан тордың ең киши потенциалы болған U ды өлшеп (U дың усундай мәнисинде коллектор тоғы пайда болады) изертленип атырған газдың ионизация энергиясының мәнисин анықлаў мүмкин.

Франк хәм Герц тәжірийбеси ионизация энергиясын анықлай алатуғын бирден бир тәжірийбе емес.

Кестеде базы бир атомлардың ионизция энергиясы берилген:

Элемент	He	Ne	Ar	Hg	Na	K	Rb
Ионизация энергиясы, эВ	24,5	21,5	13,9	10,4	5,12	4,32	4,68

Плазма. Газ разрядының хәр қыйлы формаларында, жоқары температураларда электронлардың концентрациясы шама менен ионлардың концентрациясын тең болатуғын күшли ионластырылған газ пайда болады. **Бирдей концентрацияға ийе электронлар менен ионлардан туратуғын система электронлық-ионлық плазма ямаса плазма деп аталады.**

Плазмада электронлар менен ионлардың концентрациялары шама менен бирдей болғанлықтан ондағы көлемлик заряд нолге тең (металларда усындай жағдайдың орын алатуғынлығын еске түсиремиз). Усының менен бир қатар газ әдеуір ионласқанда плазманың электр өткізгішлігі үлкен мәниске ийе болады. Сонлықтан өзинің электр өткізгішлігінің характери бойынша плазма металларға жақынласады.

Егер плазма электр майданында жайласқан болса, онда электр тоғы өтеди хәм плазма қызады. Бундай жағдайда электр майданынан энергияны дәслең қозғалғыш бөлекшелер болған электронлар алады, олар кейин соқлығысыўлардың нәтийжесинде алған энергияларын ионларға береді. Бирақ ионлардың массалары электронлардың массаларынан көп шамаларға үлкен болғанлықтан электронлар энергияларын ионларға толық бере алмайды. Киши басымларда соқлығысыўлардың саны салыстырмалы түрде жоқары болмайды. Сонлықтан электронлардың орташа кинетикалық энергиялары ионлардың орташа кинетикалық энергияларынан жоқары болады. Басқа сөзлер менен айтқанда электронлардың температурасы ионлардың температурасынан жоқары болады (бундай плазманы **изотермалық емес плазма** деп атаймыз және тумператураның анықламасы бойынша $\langle \frac{mv^2}{2} \rangle = \frac{3}{2} kT$ формуласы менен анықланатуғынлығын еске түсиремиз). Бул температураларды туўрыдан-туўры өлшеў мүмкин емес. Өткерилген басқа изертлеўлер 0,1 миллиметр сынап бағанасының басымындай басымдағы плазмада электронлардың температурасының 10^5 К, ал ионлардың температурасының бир неше жүз градус ғана екенлігін көрсетти (яғный мың есе үлкен).

Басым үлкейгенде электронлар менен ионлар арасындағы соқлығысыўлар жийиленеди. Сонлықтан олардың температуралары арасындағы айырма киширейеди. Жеткилики дәрежедеги жоқары температуралы плазмада ионлардың температурасы менен электронлардың температурасы бирдей мәниске ийе болады (**изотермалық плазма**). Изотермалық плазманы алыў ушын (мысал ретинде) жоқары температуралар керек. Жоқары температураларда алынған плазманы жоқары **температуралы плазма** ямаса **изотермалық плазма** деп атайды.

Плазма космослық денелерде көбирек ушырасады. Мысалы Қуяш толығы менен плазмадан турады. Жердің атмосферасының жоқарғы ионласқан қабаты да плазма болып табылады.

Плазма күшли ионласқан газ сыпатында әдеттеги газлер менен бир қатар ұқсаслықларға ийе. Сонлықтан плазма да базы бир газ нызамларына бағынады. Бирақ плазма менен әдеттеги газлер арасында жүдә үлкен айырмалар да бар. Бул айырма магнит майданы бар

жағдайларда анық көрінеді. Магнит майданы тәрепинен плазманың бөлекшелерине (ионларға хәм электронларға) әдеттеги газлерде орын алмайтуғын Лорентц күши деп аталатуғын күшлер тәсир етеді (бул хаққында ендиги лекцияларда толық гәп етиледі). Бөлекшелер магнит майданы бойлап қозғалғанда бундай күшлер нолге тең. Егер ионлар менен электронлар магнит майданына көлденең бағытта қозғалса Лорентц күшиниң шамасы өзиниң максимум мәнисине жетеді хәм қозғалысқа кесент жасайды. Усы еки жағдай хәм күшли ионласқан плазманың жоқары электр өткизгишлиги плазманың әдеттеги газлерден үлкен паркының бар екенлигин аңғартады. Плазманың (жоқары электр өткизгишликке ийе айрықша сұйықлық деп караўға болатуғын объекттиң) қозғалысын үйрениў плазманың магнит гидродинамикасының предметин курайды. Оның нәтийжелери көплеген астрофизикалық процесслерди түсиниўге мүмкиншилик береді.

Соның менен бирге плазманың қәсийетлерин үйрениў әмелий жақтан оғада уллы әҳмийетке ийе. Себеби плазманы пайдаланыў арқалы басқарылатуғын термоядролық реакцияларды әмелге асырыў мүмкиншилиги пайда болады.

12-§. Тоқлардың магнит майданы

Тоқлардың өз-ара магнитлик тәсири. Магнит майданының индукция векторы. Тоқ элементи. Био-Савара-Лаплас нызамы. Магнит майданының кернеўлиги. Туўры тоқ хәм айланбалы тоқлардың магнит майданларының кернеўликлерин есаплаў. Соленоидтың көшери бойынша магнит майданының кернеўлигиниң тарқалыўы. Параллель тоқлардың өз-ара магнитлик тәсирлесіўи

Магнитлик кубылыслар ең дәслеп тәбийий хәм жасалма түрде алынған магнитлерде табылды хәм үйренилди. Хәзир де бул кубылыс пенен басланғыш танысыўды магнитен баслаймыз. Бирақ магните орын алатуғын процесслерди түсиниў эпийайырақ, соның менен бирге фундаменталлық кубылысларды үйрениўди талап етеді. Сонлықтан хәзирги ўақыттағы магнетизм хаққындағы тәлиматты үйрениў ушын тарийхый жол менен жүре алмаймыз. Биз үйрениўдиң тийкарына XIX әсирде ашылған еки эксперименталлық фактти аламыз:

1. Магнит майданы қозғалыўшы зарядларға тәсир етеді (демек магнит майданы электр тоғына тәсир етеді).
2. Қозғалыўшы зарядлар магнит майданын пайда етеді (демек электр тоғы магнит майданын пайда етеді).

Жоқарыда келтирилген пунктлер тийкарында биз электр тоғы өтип турған өткизгишлер бир бири менен сол тоқлар пайда еткен магнит майданлары арқалы тәсир етиседи деп жуўмақ шығарамыз. Тәжирийбелер бир бағыттағы (өз-ара параллель) электр тоқларының өз-ара тартысатуғынлығын, ал қарма-қарсы бағыттағы тоқлардың (бундай тоқларды антипараллель тоқлар деп атаймыз) ийтерисетуғынлығы көрсетеді. Магнитлик тәсирлесіў деп аталатуғын бундай кубылыслар 1820-жыллары Ампер тәрепинен терең түрде изертленди.

Биз қозғалыўшы зарядлар хаққында гәп еткенимизде электр тоғының зарядлардың қозғалысының дара жағдайы (тәртиплескен қозғалыс) екенлигин атап өтеміз. Электростатикадағы сыяқлы биз дәслеп вакуумдеги магнит майданын, кейинирек затлардағы магнит майданын үйренеміз.

Магниттик тәсирлесіудің электрлік тәсирлесіуден үлкен парқы бар. Электр тәсирлесіуі болыуы ушын өткізгіштерде электр зарядларының болыуы шәрт хәм тәсирлесіуі зарядлардың муғдарына ғәрезли. Магнит тәсирлесіуі болса өткізгіштердеги электр зарядынан ғәрезли емес, ал бундай тәсирлесіуі тек тоқ болғанда ғана жүзеге келеди хәм тоқтың шамасынан ғәрезли.

Магниттик тәсирлесіудің жүзеге келиуі ушын **магнит майданы**ның болыуы шәрт. Электр тоғы магнит майданын пайда етеди, ал тоқ өтип турған өткізгіштер болса сол пайда еткен магнит майданлары арқалы бир бири менен тәсирлеседи.

Басқа сөз бенен айтқанда (турақлы) магнит майданы қозғалыушы зарядқа ғана тәсир етеди екен (тынышлықта турған электр зарядына турақлы магнит майданы тәсир етпейди). Демек қозғалыстағы электр заряды этирапында магнит майданын пайда етеди деген сөз хәм усы магнит майданы арқалы басқа магнит майданлары менен тәсирлеседи. Егер биз қозғалыстың салыстырмалы екенлигин есапқа алатуғын болсақ, онда бир ноқатлық зарядтың пайда еткен магнит майданы усы заряд пенен бирге қозғалыушы есаплау системасында бақланбайды, ал заряд қозғалатуғын есаплау системаларында (ямаса зарядқа салыстырғанда қозғалатуғын есаплау системаларында) бар болады. Сонлықтан бир есаплау системасындағы бақлаушы кеңисликтің биз белгилеп алған бир ноқатында магнит майданының бар деп жуўмақ шығарса, заряд пенен бирге қозғалатуғын екінши бир есаплау системасындағы бақлаушы кеңисликтің тап сол ноқатында магнит майданын жоқ деп жуўмақ шығарады. Турақлы электр майданы хәкқында бундай жуўмақларды шығарыу мүмкин емес.

Тәжірийбелер магнит майданында қозғалыушы ноқатлық q электр зарядына тәсир етиуши F_m күштиң мына формула бойынша есапланатуғынлығын көрсетеди:

$$F_m = \frac{q}{c} [\mathbf{vB}]. \quad (112)$$

Бул формуладағы \mathbf{B} векторы q зарядынан хәм оның қозғалысынан ғәрезли емес. Бул вектор сол q заряды қозғалатуғын магнит майданын тәриплейди. \mathbf{B} векторын **магнит индукциясы** векторы (дурысырағы псевдовекторы) деп атайды. \mathbf{v} арқалы ноқатлық q зарядының тезлиги белгиленген. (112)-формуладан F_m күшинің \mathbf{v} хәм \mathbf{B} векторлары жатқан тегисликке перпендикуляр, ал күштиң шамасының усы еки вектор арасындағы мүйештің синусына пропорционал екенлигин көремиз. Егер \mathbf{v} хәм \mathbf{B} векторлары өз ара коллинеар (параллель ямаса антипараллель) болса, онда күштиң шамасы нолге тең болады. (112)-формула тек турақлы магнит майданы ушын ғана емес, ал өзгермели магнит майданлары ушын да дурыс.

(112)-формуладағы c турақлысын ықтыярлы түрде сайлап алыуға болады. Бул турақлының сан шамасын хәм өлшем бирликлерин сайлап алыу арқалы **бирликлер системасы** анықланады. Сол ықтыярлы түрде сайлап алыулардың ишинде c турақлысына тезликтің бирлигин бергенде электр хәм магнит майданларының өлшемлери бирдей болып шығады. Бирликлердің **Гаусс системасында** c турақлысы ушын тап усындай бирликтеги шаманы қабыл етеди. Оның санлық мәнісин таллауды хәзірше кейінге қалдырамыз.

Биз тынышлықта турған электр зарядына магнит майданының тәсир етпейтуғынлығын және бир рет атап өтемиз. Магнит майдаанының электр майданынан бирінши тийкарғы парқы усыннан ибарат. **Электр майданының индикаторы болып тынышлықта турған**

электр заряды, ал магнит майданының индикаторы болып қозғалыстағы электр заряды хызмет етеди.

(112)-формула қозғалыушы зарядқа тәсир етиу күши бойынша \mathbf{B} магнит майданын өлшеудің принципіаллық мүмкіншилигін береді. Буннан кейін тынышлықта тұрған электр зарядының жәрдемінде электр майданының жоқ екенлигін анықлап алыу зәрүр. Буннан кейін \mathbf{F}_m векторы нолге айланатуғын тезлік \mathbf{v} ның бағытын анықлап алады (буның ушын \mathbf{v} векторы \mathbf{F}_m векторына параллель ямаса антипараллель болыуы кереклиги жоқарыда айтылды). Усындай жоллар менен \mathbf{B} магнит майданының бағыты анықлаушының белгиси дәллігінде анықланады. Ең ақырында электр заряды \mathbf{B} векторына перпендикуляр бағытта қандай да бир \mathbf{v}_\perp тезлиги менен қозғалған жағдайдағы \mathbf{F}_m күшін өлшеу керек болады. Бундай жағдайда

$$\mathbf{F}_m = \frac{q}{c} [\mathbf{v}_\perp \mathbf{B}] \quad (113)$$

екенлиги анық. Енди бул катнастың еки тәрәпин де \mathbf{v}_\perp шамасына векторлық көбейтеміз. Бундай жағдайда векторлық алгебраның $\mathbf{a} \times [\mathbf{b} \times \mathbf{c}] = \mathbf{b}(\mathbf{a} \cdot \mathbf{c}) - \mathbf{c}(\mathbf{a} \cdot \mathbf{b})$ формуласынан пайдаланамыз (бул формулада \times белгиси арқалы векторлық көбейме екенлигін белгиледик). Демек $[\mathbf{v}_\perp \mathbf{F}_m] = \frac{q}{c} [\mathbf{v}_\perp [\mathbf{v}_\perp \mathbf{B}]] = \frac{q}{c} \{ \mathbf{v}_\perp (\mathbf{v}_\perp \mathbf{B}) - \mathbf{B} (\mathbf{v}_\perp \mathbf{v}_\perp) \} = \frac{q}{c} \mathbf{B} v_\perp^2$. Енди $(\mathbf{v}_\perp \mathbf{B}) = 0$ екенлигін есапқа аламыз. Нәтижеде мынаған ийе боламыз:

$$\mathbf{B} = -\frac{c}{qv_\perp^2} [\mathbf{v}_\perp \mathbf{F}_m] = \frac{c}{qv_\perp^2} [\mathbf{F}_m \mathbf{v}_\perp]. \quad (114)$$

Бул формуланың жәрдемінде \mathbf{B} векторы шамасы бойынша да, бағыты бойынша да бир мәнисли анықланады. \mathbf{B} шамасының вектор екенлиги (дәлирегі псевдовектор екенлиги) еки поляр вектордың көбеймеси болған (114)-формуладан анық көринип тур.

\mathbf{E} электр майданында q зарядына $\mathbf{E}_e = q\mathbf{E}$ күши тәсир етеди. Егер электр хәм магнит майданлары бир биринен ғәрезсиз тәсир ететуғын болса (бундай болжаудың дурыс екенлигін тәжірийбелер көрсетеди), онда еки майдан тәрәпинен зарядқа тәсир етиуши күш $\mathbf{F} = \mathbf{F}_e + \mathbf{F}_m$, яғнай

$$\mathbf{F} = q \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \mathbf{B}] \right). \quad (115)$$

Бул күшти *Лорентц күши* деп атаймыз.

Релятивистлик емес жакынласыуларда қәлеген басқа күш сыяқлы Лорентц күши \mathbf{F} есаплау системасын (инерциал есаплау системасын) сайлап алыудан ғәрезли емес. Бирақ (115)-аңлатпадағы екінши қосылыушы болған $\frac{1}{c} [\mathbf{v} \mathbf{B}]$ шамасының мәниси бир есаплау системасынан екінши есаплау системасына өткенде өзгериске ушырайды. Сонлықтан биринши қосылыушынаң да мәнисиниң өзгеріуи керек. Солай етип толық күш \mathbf{F} ти электр хәм магнит күшине ажыратыу есаплау системасын сайлап алыудан ғәрезли. Есаплау системасы көрсетилмесе еки күшке ажыратыу мәниске ийе болмайды.

Магнит майданының қозғалыушы зарядларға тәсирин үйрениуде магнит майданының қозғалыушы айырым зарядларға емес, ал электр тоқларына (бундай жағдайларда қозғалысқа көп сандағы бөлекшелер тартылады) тәсирин үйрениу жолы менен әмелге асырыу қолайлырақ. Мейли тоқ концентрациясы n , заряды e тең бирдей бөлекшелер тәрәпинен пайда етилетуғын болсын. Бундай жағдайда $\mathbf{j} = nev$. dV көлеміндеги

бөлекшелер саны $dN = n dV$, ал магнит майданындағы денениң көлеминің dV элементіне тәсір ететұғын күш

$$dF = \frac{e}{c} [\mathbf{vB}] dN = \frac{ne}{c} [\mathbf{vB}] dV$$

ямаса

$$dF = \frac{1}{c} [\mathbf{jB}] dV. \quad (116)$$

Өлбетте бул аңлатпа тоқ алып жүріушілер хәр қыйлы зарядлар болған улыўма жағдай ушын да дурыс.

Енди дара жағдайды карайық. Мейли J тоғы кесе-кесиминің майданы S ке тең жүдә жиңишке сым арқалы өтетұғын болсын. Узынлығы dl болған сымның киши участкасын аламыз хәм усы участкаға тәсір етиўши күштиң шамасы болған dF шамасын есаплайық. Егер усы участканың көлеми $dV = S dl$ болса, онда $j dV = j S dl$ ямаса

$$j dV = J dl. \quad (117)$$

Бул аңлатпада dl векторының бағыты тоқтың бағыты менен сәйкес келеди. $j dV$ векторы тоқтың **көлемлик**, ал $J dl$ шамасы тоқтың **сызықлы элементи** деп аталады. (116)- хәм (117)-аңлатпалардан мынаны аламыз (буның ушын дәслеп $\mathbf{j} = \frac{J dl}{dV}$ екенлигин итибарға аламыз хәм оны (116)-аңлатпаға қоямыз):

$$dF = \frac{1}{c} [dl B]. \quad (118)$$

Тоқтың сызықлы элементіне магнит майданында тәсір етиўши күшти анықлайтуғын (118)-формуланы Ампер тәрепинен алынған еди хәм сонлықтан оны Ампер нызамы деп атайды. Ал шекли узынлықка ийе өткизгишке магнит майданында тәсір ететұғын күштиң шамасы (118) ди интеграллаў жолы менен алынады:

$$\mathbf{F} = \frac{1}{c} \int [dl B]. \quad (119)$$

Магнит майданындағы тоқларға тәсір етиўши күшлерди **Ампер күшлері** деп атайды.

Тең өлшеўли қозғалатуғын зарядтың магнит майданы. Енди қозғалыўшы ноқатлық q заряды пайда еткен магнит майданын анықлаўшы нызамды келтирип шығарыў менен шуғылланамыз. Киши тезликке ийе тең өлшеўли қозғалысты қараў менен шекленеміз хәм «киши тезлик» ҳаққында айтқанымызда қандай тезликлерди нәзерде тутатуғынымызды кейинирек гәп етемиз.

Биз келтирип шығарайын деп атырған нызам тәжірийбеде алынған фактлерди улыўмаластырыў жолы менен анықланған хәм мына формула менен бериледи:

$$\mathbf{B} = \frac{q}{c' r^3} [\mathbf{v} \mathbf{r}]. \quad (120)$$

Бул формулада \mathbf{r} арқалы q зарядынан бақлаў ноқатына түсірилген радиус-вектор белгиленген, ал c' болса бирликлерди сайлап алыўға байланыслы болған пропорционаллық коэффициенті.

Сол нокатлық зарядтың бақлау нокатында пайда еткен электр майданы

$$\mathbf{E} = \frac{q}{r^3} \mathbf{r}. \quad (121)$$

формуласы менен бериледи. Бул аңлатпаны пайдалансақ, онда (120)-аңлатпа $\mathbf{B} = \frac{1}{c'} [\mathbf{v} \mathbf{E}]$ түрінде жазылады. Гаусс системасында \mathbf{B} хәм \mathbf{E} векторлары бирдей өлшемге ийе. Сонлықтан c' тезликтің бирлигине ийе болыуы керек (c' пенен тезлик \mathbf{v} ның өлшем бирліклеринің қысқарып кетиуі ушын). Эпиұайылық ушын бул турақлының мәніси жоқарыдағы параграфтағы c ға тең етип алынады. Усыған байланыслы $c' = c$ шәрти тийкарында c ның да санлық мәніси анықланады. Усындай жоллар менен анықланған c **электродинамикалық турақлы** деп аталады. Өлшеулер c ның **вакуумдеги жақтылықтың тезлигине** тең екенлигин көрсетеди. Жоқарыда айтылған «киши тезлик» жақтылықтың тезлигине салыстырғанда жүдә киши болыуы керек (яғный $v \ll c$).

Солай етип

$$\mathbf{B} = \frac{q}{c r^3} [\mathbf{v} \mathbf{r}] \quad (122)$$

ямаса

$$\mathbf{B} = \frac{1}{c} [\mathbf{v} \mathbf{E}] \quad (123)$$

Жоқарыда келтирилген формулаларды еки қозғалыушы нокатлық q_1 хәм q_2 зарядлары арасындағы өз-ара тәсир етиу күшин есаплау ушын пайдаланамыз. Бул тәсирлесіу күши электрлик (Кулон нызамы бойынша) хәм магнитлик күшлердің қосындысынан турады. Эпиұайылық ушын дәслепп тек магнит тәсирлесіуін тәриплейтуғын аңлатпаны келтирип шығарамыз. Мейли \mathbf{v}_1 хәм \mathbf{v}_2 арқалы қозғалыушы зарядлардың тезликлери белгиленген болсын. q_1 заряды тәрәпинен q_2 заряды турған нокаттағы магнит майданының кернеулиги

$$\mathbf{B}_1 = \frac{q_2}{c r_{12}^3} [\mathbf{v}_1 \mathbf{r}_{12}] \quad (124)$$

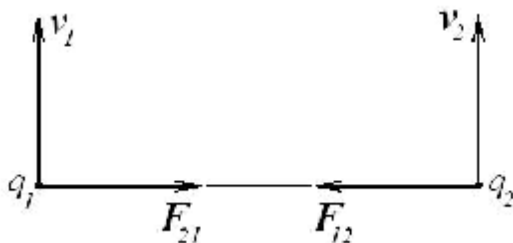
формуласы менен бериледи. Бул формулада \mathbf{r}_{12} арқалы биринши зарядтан екинши зарядқа түсірилген радиус-вектор белгиленген. q_2 зарядына магнит майданы

$$\mathbf{F}_{12} = \frac{q_1}{c} [\mathbf{v}_2 \mathbf{B}_1] = \frac{q_1 q_2}{c^2 r_{12}^3} [\mathbf{v}_2 [\mathbf{v}_1 \mathbf{r}_{12}]] \quad (125)$$

күши менен тәсир етеди. Тап усы сыяқлы q_2 заряды q_1 зарядына

$$\mathbf{F}_{21} = \frac{q_1 q_2}{c^2 r_{12}^3} [\mathbf{v}_1 [\mathbf{v}_2 \mathbf{r}_{21}]] \quad (126)$$

күши менен тәсир етеди. Бул аңлатпадағы \mathbf{r}_{21} радиус-векторы екинши зарядтан биринши зарядқа түсірилген.



49-сүрөт.

Бир багытта қозғалыушы бирдей белгиге ийе нокатлық q_1 хәм q_2 зарядлары бир бири менен тартысады.

Егер v_1 хәм v_2 тезликтери өз ара параллель хәм r_{12} векторына перпендикуляр бағытланган болса (49-сүрөт), онда атлас зарядлар (бирдей белгиге ийе зарядлар) ушын F_{12} хәм F_{21} күштери тартылыс күштери, ал зарядлардың белгилери хәр қыйлы болса F_{12} хәм F_{21} күштери ийтериу күштери болып табылады. Күштердің санлық шамалары мына аңлатпа жәрдемінде есапланады:

$$F_{12} = F_{21} = F = \frac{q_1 q_2}{r_{12}^2} \left(\frac{v_1 v_2}{c^2} \right). \quad (127)$$

Биз бул жерде жоқарыда айтылған тоқ өтип турған өткізгіштердің өз-ара тәсірлесіуіне қайтып келемиз хәм (125)- хәм (126)-формулардан параллель тоқлардың бир бири менен тартысатуғынлығын, ал антипараллель тоқлардың бир биринен ийтерисетуғынлығын және бир рет көремиз.

Зарядлардың тезликтери бирдей болған дара жағдайды қарайық. Бундай жағдайда

$$F = \frac{q_1 q_2}{r_{12}^2} \left(\frac{v}{c} \right)^2. \quad (128)$$

(127)- хәм (128)-формуларға магнит майданы кирмейди. Бирақ электр майданы арқалы тәсірлесіу күшинің $F_e = \frac{q_1 q_2}{r_{12}^2}$ екенлигин билемиз. Демек қозғалыушы бирдей белгиге ийе (атлас) зарядлар арасындағы магнит майданы арқалы тартысыу күшинің

электростатикалық ийтерисіу күшине қатнасы болған $\frac{\frac{q_1 q_2}{r_{12}^2} \left(\frac{v}{c} \right)^2}{\frac{q_1 q_2}{r_{12}^2}}$ шамасының $\left(\frac{v}{c} \right)^2$ қа

тең екенлигин көремиз. Яғный

$$\frac{\frac{q_1 q_2}{r_{12}^2} \left(\frac{v}{c} \right)^2}{\frac{q_1 q_2}{r_{12}^2}} = \left(\frac{v}{c} \right)^2.$$

Биз жоқарыда металлардағы тоқ тасыушы электронлардың тәртіплескен тезлигинің секундына бир неше сантиметрден аспайтуғынлығын, ал электролиттерде болса тезликтің буннан да киши болатуғынлығын көрген едик. Демек металлардағы хәм басқа да өткізгіштердеги тоқты өткеріуіге қатнасып атырған электронлар ушын жоқарыдағы $\left(\frac{v}{c} \right)^2$ қатнасының шамасы оғада киши хәм 10^{-20} дан аспайды.

Айырым тоқ элементинің магнит майданы. Электростатикадағы сыяқлы *суперпозиция принципін* пайдаланымыз хәм тәжірийбенің жууақларына сүйенемиз. Бул принцип бойынша хәр бир қозғалыушы зарядтың магнит майданы вектордай болып

қосылады, хәр бир заряд майданды басқа зарядлардан ғәрезсиз қозырады (басқа зарядлардың бар яки жоқлығынан ғәрезсиз).

(122)-аңлатпаны еске түсиремиз. Егер сол аңлатпаны пайдалансақ, онда тоқтың көлемлик элементи үшін суперпозиция принципі мына аңлатпаға алып келеди:

$$d\mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{[\mathbf{j} \mathbf{r}]}{r^3} dV. \quad (129)$$

Тап усы сыяқлы тоқтың сызықлы элементи үшін мына аңлатпаны аламыз:

$$d\mathbf{B} = \frac{J}{c} \frac{[d\mathbf{l} \mathbf{r}]}{r^3}. \quad (130)$$

Бул формулалар Био хәм Савара ызамларын аңғартады (Био 1774-жылы туўылып, 1862-жылы қайтыс болған, ал Савара болса 1791-жылы туўылып, 1841-жылы қайтыс болған). Толық майдан (129)- хәм (130)- аңлатпаларды барлық тоқлар бойынша интеграллаў арқалы алынады, яғный:

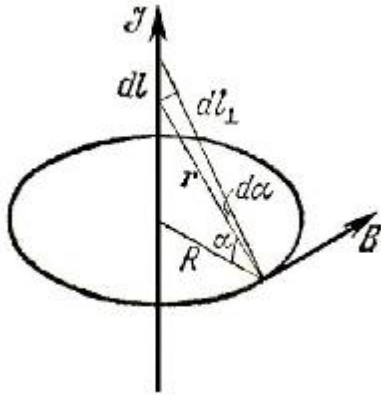
$$\mathbf{B} = \frac{1}{c} \int \frac{[\mathbf{j} \mathbf{r}]}{r^3} dV \quad (131)$$

ямаса

$$\mathbf{B} = \oint \frac{J}{c} \frac{[d\mathbf{l} \mathbf{r}]}{r^3}. \quad (132)$$

Бул аңлатпалардың екеуі де тек **турақлы тоқлар үшін** дурыс. **Ал турақлы тоқлар болса барлық ўақытта да туйықланған.** Егер (130)-аңлатпаның оң тәрәпине ықтыярлы түрдегі қосындыны қосқанда барлық бақланатуғын шамалар өзгермеген болар еди. Себеби қәлеген туйық контур бойынша алынған интеграл нолге тең болып шыға берген болар еди. Сонлықтан турақлы тоқлар ҳаққындағы тәлиматтың шеклерінде (131)- хәм (132)- түрдегі Био хәм Савараның элементар ызамын тәжирийбеде сынап көриў принципиаллық жақтан мүмкин болмаған болар еди. Себеби турақлы тоқлардың айырым элементлерин изоляциялаў (тоқ элементлерин бөлип алыў) хәм олар үстинен экспериментлер өткериў пүткиллей мүмкин емес. Усыған байланыслы турақлы тоқлардың магнит майданы ҳаққындағы тәлиматтың тийкарына биз қозғалыўшы зарядтың пайда еткен майданын анықлаўшы ызамды жатқарамыз. **Қозғалыўшы зарядтың майданын тәжирийбеде барлық ўақытта өлшеў принципиаллық жақтан мүмкин.**

Узын, туўры сызықлы өткизгиштиң магнит майданы. Дәслеп жүдә узын болған хәм I тоғы өтип турған өткизгишти қараймыз. Өткизгишти тоқ дереги менен тутастырыўшы өткизгишлер бир биринен алыста тур деп есапланады. Бундай жағдайда туўры сызықлы өткизгишти шексиз узын өткизгиш деп қараў мүмкин.



50-сүрөт.

Тууры сызыкты шексиз узун токтын магнит майданын есеплауға арналған сүрөт.

$J dl$ ток элементинин магнит майданы (50-сүрөт)

$$d\mathbf{B} = \frac{J}{cr^3} [d\mathbf{l} \mathbf{r}] = \frac{J}{cr^3} [d\mathbf{l} \wedge \mathbf{r}]$$

формуласы жәрдеминде есепланады. Бул аңлатпада $d\mathbf{l} \wedge$ аркалы $d\mathbf{l}$ дин \mathbf{r} ге перпендикуляр болған кураушысы белгиленген. Магнит күш сызықтары орайы өткизгиштин орайында жайласқан шеңберлер болып табылады. Скаляр формада жокарыдағы аңлатпаны былайынша көширип жазамыз:

$$dB = \frac{J}{cr^2} dl \wedge = \frac{J}{cr} d\alpha.$$

Бул аңлатпада $d\alpha$ аркалы баклау нокатынан $d\mathbf{l}$ векторы көринетуғын мүйеш (50-сүрөтте көрсетилген). Өткизгиске шекемги қашықтықты $R = r \cos \alpha$ аркалы белгилеп

$$dB = J \cos \alpha d\alpha / (cR)$$

аңлатпасын аламыз. Бул аңлатпаны $\alpha = -\pi/2$ ден $\alpha = +\pi/2$ ге шекем интеграллау биз излеп атырған нәтийжени береді:

$$B = \frac{2J}{cR}. \quad (133)$$

Енди бир бирине параллель болған тууры сызыкты шексиз узун еки ток арасындағы тәсирлесиу күшин есеплауға болады. Биринши ток екінши ток өтип турған орында $B_1 = \frac{2J_1}{cR}$ майданын пайда етеді. Бул майдан екінши токтын узынлығы l болған участкасына $F = J_2 l B_1 / c$ күши менен тәсир етеді. Демек биз есеплайын деп атырған

күштин мәніси

$$F = \frac{2}{Rc^2} J_1 J_2 l. \quad (134)$$

Тәжірийбеде F тиң шамасын өлшеп электродинамикалық тураклы c ның сан мәнісин есеплау мүмкин. Биринши рет баскашарак жоллар менен бундай өлшеулер хәм есеплаулар Вильгельм Вебер (1804-1891) хәм Рудольф Кольрауш (1809-1858) тәрепнен 1856-жылы әмелге асырылды хәм таң қаларлықтай нәтийжелерди алды. Олар өткерген тәжірийбелеринин дәлліги шеклеринде **c ның сан мәнісининң жақтылықтың**

вакуумдағы тезлигине тең екенлігін тапты. Буннан кейінгі өткерілген тәжірибелердің нәтижелері де c ның жақтылықтың вакуумдегі тезлигине тең екенлігін тастыйықлады. *Солай етіп электродинамикалық тұрақты менен жақтылықтың вакуумдегі тезлигі бір физикалық тұрақты болып шықты.* Максвелдің теориялық изерттеулері бұл фундаменталлық нәтиженің *жақтылықтың электромагниттік тәбиғатының аңлатылуы* екенлігін көрсетті.

Бирліклер системасы. Электродинамикалық тұрақтының мәнісін билиу электр хәм магнит майданлары хакқындағы тәліматтың бирліклер системасын дүзіуге мүмкіншілік береді. Егер $q^{(m)} = q/c$ түріндегі белгілеуді қабыл етсек, онда (112)-хәм (122)- формулалар c көбейтіншісіз жазылады:

$$\mathbf{F} = q^{(m)}[\mathbf{v}\mathbf{B}] \quad (135)$$

$$\mathbf{B} = \frac{q^{(m)}}{r^3}[\mathbf{v}\mathbf{r}] \quad (136)$$

Усындай жоллар менен зарядтың (токтың) жаңа бирліктері киргизиледи. Бұл бирліклер сәйкес электростатикалық бирліктерден c есе үлкен хәм олардан өлшем бирліктері менен ажыралады. Усындай жағдайға СГС тиң магниттік системасы тийкарланған (қысқаша СГСМ деп белгиленеді). СГСМ-заряд мұғдарының оннан бір бөлімі **кулон** деп, ал ток күші **ампер** деп аталады. Бұл **ампер менен кулонның дәл анықтамасы** болып табылады.

Енді магнит майданының кернеулігінің бирлігіне анықлама бере аламыз. Бұл бирлік **гаусс** (Гс) деп аталады. Мейлі \mathbf{v} хәм \mathbf{B} векторлары өз-ара перпендикуляр хәм $q^{(m)} = 1$ СГСМ-бирлігі болсын. $v = 1$ см/с, $B = 1$ Гс. Бундай жағдайда (135)-формула $F = 1$ дин шамасын береді. Бун мынадай анықламаға алып келеді:

Магнит майданына перпендикуляр бағытта 1 см/с тезлік пенен қозғалып баратырған 1 СГСМ-заряд бирлігі зарядқа 1 дина күш пенен тәсір ететугын магнит майданының кернеулігінің мәнісі 1 гауссқа тең болады.

Гаусс хакқында айқын көз-қарасқа ийе болыу үшін мына жағдайды ата өтеміз: Жердің магнит майданының кернеулігі экваторда 0,4 Гс, ал полюстарда 0,7 Гс.

СГСЭ системасы тек электрлік шамаларды өлшеу үшін қолланылады. Олар мына шамалар: заряд мұғдары, электр майданының кернеулігі хәм индукциясы, электр потенциалы, сыйымлық, электр қозғаушы күш, электр өткізгіштік, электр қарсылығы хәм басқалар.

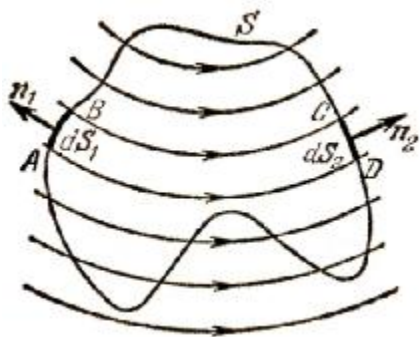
СГСМ системасы тек магниттік шамаларды өлшеу үшін ғана қолланылады. Олар мына шамалар: магнит майданының кернеулігі хәм индукциясы, магнит ағысы, өзінше хәм өзлік индукция коэффициенттері, магнит моменттері, магнитлениу векторы хәм басқалар.

Біз пайдаланып жүрген Гаусс системасы комбинацияланған система болып табылып, бұл системадағы электрлік шамалардың бирліктері СГСЭ системасының бирліктері менен, ал магниттік шамалардың бирліктері СГСМ системасының бирліктері менен бірдей.

13-§. Магнит ағысы

Магнит майданындағы тоқлы контур. Магнит майданы кернеулігінің циркуляциясы. Магнит майданындағы тоқ өтіп тұрған өткізгіш. Ампер күші. Магнит майданында қозғалыушы зарядланған бөлекшеге тәсір етіуші күш. Қозғалыстағы зарядланған бөлекшенің магнит майданы

Магнит майданлары үшін Гаусс теоремасы. Электр майданын биз үйренгенімізде қозғалмайтуғын нокатлық зарядтың электр майданының кернеулігін анықлайтуғын элементар нызам менен танысуыдан басладық. Бул элементар нызамнан еки интеграллық теорема келтирилип шығарылды: бириншиси ***E*** векторының туйық бет арқалы ағысы ҳаққында, екиншиси сол ***E*** векторының туйық контур бойынша циркуляциясы ҳаққында. Буннан кейни бул теоремалар дифференциал формаларға алып келинди. Бул жағдайлардың барлығы да майдан теориясының тийкарғы көз-қараслары менен сәйкес келетуғынлығын дәлиллеуіге болады.



51-сүўрет.

Қәлеген туйық *S* бети арқалы өтиўши магнит ағымы нолге тең (қанша күш сызықлары бетке кирсе, сонша күш сызықлары бет арқалы шығып кетеди).

Магнит майданын үйренгенде де тап усындай жоллар менен жүремиз. Магнит майданы усындай зарядлар тәрепинен қоздырылады деген болжаў тийкарында ***B*** векторының туйық бет арқалы ағысын табамыз (қыскалық мақсетинде **магнит ағысы** деп аталады). Кейин сол вектордың туйық контур бойынша циркуляциясын есаплаймыз.

Биз ықтыярлы алынған туйық *S* бети арқалы өтетуғын магнит ағысының нолге тең болатуғынлығын дәлиллеуіміз керек (51-сүўрет). Бул ушын заряд сүўрет тегислигине перпендикуляр бағытта тең өлшеули қозғалады деп есаплаймыз. 51-сүўретте сондай зарядтың қозғалысының салдарынан қозған магнит майданының күш сызықлары коаксиал шеңберлер түринде көрсетилген. Сүўретте келтирилген жағдайға итибар берип қарайтуғын болсақ, онда *S* бетине кириўши күш сызықларының усы беттен шығыўшы күш сызықларына тең екенлигин аңсат сезиўге болады. Демек усындай бет арқалы өтиўши толық (қосынды) ағыс нолге тең деген сөз (берт арқалы кирген күш сызықларының барлығы да сол беттен шығып кетеди). Демек теорема дәлилленди. Солай етип

$$\oint (\mathbf{B} d\mathbf{S}) = 0. \quad (137)$$

Бул формула дифференциал формада былайынша жазылады:

$$\text{div } \mathbf{B} = 0. \quad (138)$$

Енди биз бул аңлатпаларды электр майданын үйренгенімізде алынған аңлатпалар менен салыстырамыз. Биз

$$\oint (\mathbf{E} d\mathbf{S}) = 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho$$

аңлатпаларын алған едик.

Енди биз магнетизм тәлиматының раўажланыўының ең басланғыш басқышларындағыдай көз-қараста турып магнит майданының дереги **магнит зарядлары** деген идеяны усынамыз. Бундай жағдайда магнит зарядлары хәм олар пайда еткен магнит майданлары арқалы Кулон ызамамындағыдай тәсирлесийўиң орны алыўы керек. Бирақ бундай болжаў (137)-формулаға қайшы келеди. Бул формула **магнит зарядларының жоқ екенлигин** аңғартады. Бундай фундаменталлық нәтийжениң дурыслығы тек турақлы магнит майданлары ҳаққындағы тәлимаат пенен шекленбейди. Сонлықтан (137)-теңлеме хәм оған эквивалент болған (138)-теңлеме қәлеген магнит майданы ушын дурыс деп жуўмақ шығарамыз. Тәжирийбелерде алынған барлық жуўмақлар усы жуўмақтың дурыс екенлигин тастыйықлайды. (137)- хәм (138)-теңлемелер Максвелл теңлемелер системасына усы системаның қурамлық бөлимлери сыпатында киреди.

Дивергенциясы барлық ўақытта нолге тең болатығын күш майданлары дивергентсиз ымаса соленоидаллық майданлар деп аталады. Демек магнит майданы соленоидаллық майдан екен. Магнит майданының дереги магнит зарядлары емес, ал электр тоқлары болып табылады.

14-§. Магнетиклер

Затлардың магнитлик қәсийетлери. Молекулалық тоқлар. Магнитлениў векторы. Диамагнетиклер, парамагнетиклер, ферромагнетиклер. Пара- хәм диамагнетизмди түсиндирийў.

Өзлериниң магнитлик қәсийетлери бойынша барлық затларды эzzi магнитлик хәм күшли магнитлик затлар деп екиге бөледи. Бул түсиниклер олардың сырттан түсирилген магнит майданындағы магнитленгишлик қәсийетлерине байланыслы. Әлбетте сырттан түсирилген магнит майданы денелерге тәсир жасайды – затлар магнитленеди. Басқа сөз бенен айтқанда магнит майданы түсирилгенде затлардың өзлери қандай да бир магнитке айланады. Бул хәр бир заттың өзине тән магнитлик қәсийетлериниң бар екенлигин көрсетеди хәм бул мәселени таллаўға өтемиз.

Затлардағы магнит майданы. Затларда магнит майданы тек өткизгиш арқалы өтиўши тоқлардың тәсиринде ғана емес, ал атомлар менен молекулалардың ишиндеги зарядланған бөлекшелердиң қозғалысының нәтийжесинде де қоздырылады. Бордың ярым класслық теориясы бойынша электронлар атом ядроларының дөгерегинде туйық орбиталар бойынша қозғалады (планеталардың Қуяштың дөгерегинде айланғанлығы сыяқлы). Усының менен бир қатарда электронлар планеталар сыяқлы өз көшерлери дөгерегинде де айланады (мысалы Жердиң 24 саат ишинде өз көшери дөгерегинде бир рет айланатуғынлығы сыяқлы). Усындай ишки айланыў менен базы бир қозғалыс муғдары моменти (импульс моменти) байланысқан болып, бундай қозғалысты **электронның спини** деп атайды. Спинге тек электронлар емес, ал атом ядролары да ийе болады. Зарядланған бөлекшелердиң орбиталық хәм спинлик айланыслары тоқларға сәйкес келеди хәм магнит майданларын қоздырады. Электронлардың классикалық орбиталар бойынша хәм өзлериниң меншикли көшерлери дөгерегиндеги айланыўшы қозғалыслары кейинирек квант механикасы тәрeпинен қозғалыстың улыўмалырақ хәм абстрактлық **картинасы** менен алмастырылды. Бул **картинада** бөлекшениң траекториясы деген түсиник жоқ. «Орбиталық қозғалыс» түсиниги сақланып қалды, бирақ бул түсиник ҳаққында айтқанда

айқын орбиталық қозғалыс нәзерде тұтылмайды. Бірақ магнетизм хақындағы тәліматта қозғалыстың көргізбелілігі әхмийетке ийе емес, ал усы қозғалыс пенен байланысқан бөлекшелердің механикалық хәм магнит моментлери әхмийетке ийе. Солай етип хәзіргі ұақытлардағы көз-қараслар бойынша магнетизм төмендегидей үш себептің салдарынан пайда болады:

- 1) электронлардың ядролар дөгерегиндегі орбиталық қозғалыстарының себебинен;
- 2) электронлардың меншикли айланыстарының (спининің) себебинен;
- 3) атом ядроларының меншикли айланыстарының (спининің) себебинен.

Биз жоқарыда бөлекшелердің «меншикли айланыстар» деп айтқанымызда олардың өз көшерлери дөгерегиндегі айланыстарын (яғный спинин) нәзерде туттық.

Атом ядроларының салмағы электронлардың салмағынан мыңлағын есе үлкен. Сонлықтан салмақты атом ядролары электронларға салыстырғанда әдеуір әсте қозғалады хәм атом ядроларының магнит моментлери электронлардың спинлик магнит моментлеринен мыңлаған есе киши. Ядролық магнетизм жүдә төмен температураларда (абсолют нолге жақын температураларда) хәм электронлардың орбиталық хәм спинлик магнит моментлери бир бирин толық компенсация қылған жағдайларда ғана сезиле баслайды.

Затлардың атомларының магнит моментлеринің бағытлары сыртқы магнит майданы болмаған жағдайларда тәртіпсиз жыллылық қозғалыстардың тәсиринде пүткіллей хәр қыйлы болып бағытланған болады Олар тәрәпинен қоздырылған магнит майданлары бир бирин компенсациялайды. Сыртқы магнит майданы түсірилген жағдайларда атомлар усы майданның бағытытына қарай бурылады (толық ямаса толық емес бурылады). Усының нәтийжесинде компенсация бузылады. Усындай жағдайларда *денелерди магнитленген* деп атаймыз. Магнитлениу қәбилетлигине ийе *денелерди магнетиклер деп атайды*. Затлардың көпшилигі сырттан магнит майданы алып келингенде әззи түрде магнитленеди. Күшли магнитлик қәсийетке тек *ферромагнитлик затлар* ийе (темир, никель, кобальт, көплеген қуймалар, сийрек жер элементлери ферромагнетиклер болып табылады). Полаттан, басқа да магнитлик қуймалардан соғылған турақты магнитлер сыртқы магнит майданы болмаса да магнитленген болып табылады. Полаттан соғылған стерженди Жердің магнит майданының тәсиринде де магнитлеуге болады (әлибетте бундай магнитлениу жүдә әззи болады). Буның ушын полат стерженди меридиан бағытында услап турып шөккиш пенен әсте-ақырын урыу керек (соққы бериу керек). Стерженнің Жердің түсилик магнит полюсине қараған тәрәпинде арқа полюс, ал стерженнің қарама-қарсы ушында түслик полюс пайда болады. Егер стерженди қарама-қарсы бағытқа бурсақ (яғный стерженнің арқа полюсын Жердің арқа полюсы тәрәпке, ал стерженнің түслик полюсын Жердің түслик полюсы тәрәпке қаратсақ), буннан кейин шөккиш пенен қайтадан соққы берсек, онда стерженнің полюслары орын алмасады.

Электр майданы сыяқты магнит майданы да *микроскопиялық* хәм *макроскопиялық* болады. Микроскопиялық майдан заттың элементар зарядлары тәрәпинен пайда етилген хәқыйқый майдан болып табылады⁸. Бундай майдан атомлық масштаблардың өзінде күшли өзгереді. Макроскопиялық майдан болса микроскопиялық майданларды кеңісликтің шексиз киши көлемлери бойынша орташалаудың жәрдемінде алынады. Макроскопиялық майданның кернеулігі ***V*** хәрипи менен белгиленеди. ***V*** векторы заттағы макроскопиялық магнит майданын тәриплейтуғын тийкарғы вектор болып табылады. Электронлар менен ядролардың орбиталық хәм спинлик айланыстары заттың атомларындағы циркуляцияланыушы қандай да бир тоқларға эквивалент. Олар

⁸⁸ «Пайда етилген» деген сөздің орнына «қоздырылған» сөзі қолланылады

молекулалық тоқтар деген ұлыұмалық атаманы алды. ***B*** макроскопиялық майданын есаплау үшін микроскопиялық тоқтарды «тегислеу» хәм оларды кеңисликте үзликсиз өзгеретугын макроскопиялық тоқтар менен алмастыру керек. Усындай макроскопиялық **магнитлениу тоқтары** деп атаймыз. Буннан былай магнитлениу тоқтарын ***j_m*** арқалы белгилеймиз. Өткизгишлер арқалы өтиуши әдеттеги тоқтарды ***j*** арқалы белгилейди хәм бундай тоқтарды **өткизгишлик тоқтары** деп атайды. Солай етип ***B*** майданы **өткизгишлик тоқтары хәм магнитлениу тоқтары тәрепинен қоздырылады** екен. Орталықтың магнит майданына тәсири магнитлениу тоқтарының тәсирине алып келинеди. Егер өткизгишлик тоқтары хәм магнитлениу тоқтары белгили болса, онда заттың бар екенлигин умытыуға да болады хәм ***B*** ның шамасы вакуум үшін арналған формулалар бойынша есапланылады.

B векторы вакуумде қандай да бир тоқтар тәрепинен қоздырылған магнит майданының кернеулиги болғанлықтан оның үшін мына теңлеме орынлы:

$$\oint (\mathbf{B} d\mathbf{S}) = 0. \quad (137)$$

Бул формула дифференциал формада былайынша жазылатуғын еди:

$$\text{div } \mathbf{B} = 0. \quad (138)$$

Бул теңлемелердің екеуи де магнит зарядларының жоқ екенлигин аңғартады (жоқарыдағы праграфтың акырындағы еки аңлатпа екенлигине итибар беремиз).

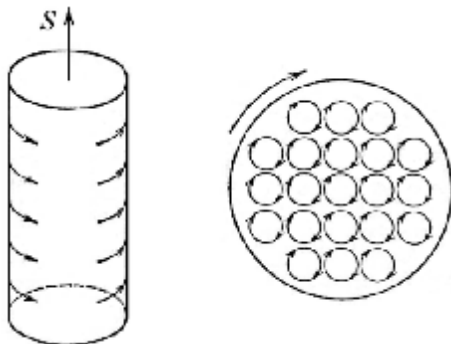
Әлбетте ***B*** векторы үшін циркуляция хәкқындағы теорема өзб күшине ийе. Хәзирги жағдайда өткизгишлик тоғы болған ***J*** шамасына магнитлениу тоғы ***J_m*** ди қосыу керек, яғный

$$\oint (\mathbf{B} d\mathbf{l}) = \frac{4\pi}{c} (J + J_m) \quad (139)$$

Ямаса дифференциал формада

$$\text{rot } \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} (\mathbf{j} + \mathbf{j}_m) \quad (140)$$

(139) формуладағы ***I*** хәм ***I_m*** арқалы туйық ***L*** контуры арғалы өтетугын толық өткизгишлик хәм магнитлениу тоқтары белгиленген.



52-сүүрет.

Цилиндр формасындағы магнитленген магнетиктеги молекулалық тоқтар. Қоңысылас молекулалардың молекулалық тоқтары бир бирине тийип турған орынларда қарама-қарсы бағытқа ийе болады хәм соның салдарынан олар бир бирин компенсациялайды. Тек цилиндрдің сыртқы қаптал бетине шығушы молекулалық тоқтар ғана компенсация етилмей қалады.

Орталықтың магнитленгенлигин магнитлениў тоқлары арқалы емес, ал магнитлениў векторы I арқалы аңлатыў қабыл етилген. **Молекулалық тоқлар тәрепинен магнетиктиң көлеминиң бир бирлигиниң орташа магнит моментин магнитлениў векторы деп атаймыз.** Соның менен бирге I векторы арқалы орталықтағы тоқлардың тығызлығын да аңғартыў мүмкин.

Мейли магнетик магнитленген цилиндр тәризли формаға ийе ҳәм магнит momenti усы цилиндрдиң көшери бойлап бағытланған болсын (52-сүўрет). Магнитленген магнетиктеги молекулалық тоқлар бир бири менен келисилген ҳалда ағады ҳәм олар тәрепинен қоздырылған магнит майданлары бир бирин күшейтеди. Егер бир молекуланың орташа магнит momenti m ге тең ҳәм көлем бирлигиндеги молекулалардың орташа саны n болса, онда

$$I = n m \quad (141)$$

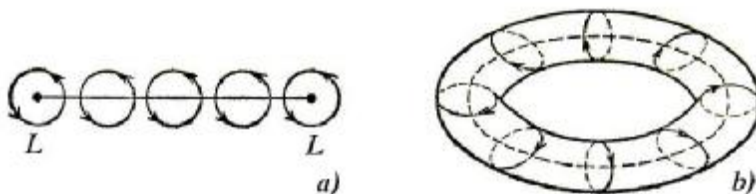
екенлиги өз-өзинен түсиникли. Цилиндрдиң толық магнит momenti VI ге тең. Бул аңлатпада $V = SL$ арқалы цилиндрдиң көлеми белгиленген (S цилиндрдиң ултанының майданы, L узынлығы). Қоңысылас молекулалардың молекулалық тоқлары бир бирине тийип турған орынларда бир бирине қарама-қарсы бағытқа ийе болады ҳәм соның салдарынан олар макроскопиялық жақтан бир бирин компенсациялайды. Тек цилиндрдиң сыртқы қаптал бетине шығыўшы молекулалық тоқлар ғана компенсация етилмей қалады. Бул тоқлар цилиндрдиң қаптал бети бойынша циркуляцияланыўшы I_m макроскопиялық бетлик тоқты пайда етеди. Сыртқы кеңисликте молекулалық тоқлар пайда еткен майдандай макроскопиялық майданды қоздырады. **Бул тоқ магнитлениў тоғы болып табылады.** Биринши тәрептен оның магнит momenti $J_m S/c$ ке тең. Екинши тәрептен сол магнит momenti $VI = SLI$ ге тең. Солай етип $\frac{J_m S}{c} = SLI$. S ҳәм I векторлары бирдей болып бағытланғанлықтан $J_m = cLI$. Демек цилиндрдиң узынлық бирлигине сәйкес келиўши магнитлениў тоғы

$$i_m = cJ \quad (142)$$

шамасына тең болады.

Затлардағы магнит майданының циркуляциясы ҳаққындағы теорема. Енди B векторының қалеген туйық контур бойынша циркуляциясын табамыз. Буның ушын усы контур арқалы өтиўши (туйық контурды тесип өтиўши) J_m магнитлениў тоғын есаплаўымыз керек. L контурын ықтыярлы S бети менен керемиз. 53-а сүўретте сүўрет тегислиги менен бул беттиң ҳәм L контурының кесилисиўинен алынған схема берилген. Бир молекулалық тоқлар S бетин еки орында кеседи: бир рет оң, екинши рет терис бағытта. Бундай тоқлар S бети арқалы болатуғын магнитлениўге ҳеш қандай тәсир тийгизбейди. Басқа молекулалық тоқлар L контуры дөгерегинде айналады. Олардың ҳәр қайсысы бетти тек бир рет кеседи. Молекуладағы қарама-қарсы бағытланған тоқ S бетиниң шеклеринен сыртқа кетеди. Усындай молекулалық тоқлар S бетин тесип өтиўши I_m молекулалық магнитлениў тоғын пайда етеди.

53-сүўрет.



B векторының қалеген туйық контур бойынша циркуляциясын табыўға арналған схема.

$\mathcal{H}I_m$ тоғын магнитлениў векторы \mathbf{I} арқалы аңлатамыз. Усы мақсетте L контурын шексиз жиңишке труба менен қоршаймыз (53- b сүўрет). (142)-формулаға сәйкес усындай трубаның бети арқалы сызықлық тығызлығы $i_m = cI_l$ формуласы менен бериледи. Бул ток S бетин тек бир рет кесип өтеди. Трубаның узынлық элементине сәйкес келиўши ток $i_m dl = cI_l dl = c(\mathbf{I} d\mathbf{l})$. S бетин тесип өтиўши толық магнитлениў тоғы бул аңлатпаны барлық туйық L контуры бойынша интеграллаў жолы менен алынады. Бул мынаны береді:

$$I_m = c \oint_L (\mathbf{I} d\mathbf{l}). \quad (143)$$

Бул формулаға (139)-формуланы алып келип қойсақ оған мынадай түр береміз:

$$\oint (\mathbf{B} - 4\pi\mathbf{I}) d\mathbf{l} = \frac{4\pi}{c} I. \quad (144)$$

Дифференциал формада мынадай формулаға ийе боламыз:

$$\text{rot } \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} (\mathbf{j} + c \text{rot } \mathbf{I}). \quad (145)$$

Бул аңлатпаны (140)-аңлатпа менен салыстырып

$$\mathbf{j}_m = c \text{rot } \mathbf{I} \quad (146)$$

аңлатпасын аламыз. Егер магнитлениў бир текли болса, яғный $\mathbf{I} = \text{const}$ болса, онда $\mathbf{j}_m = 0$. Егер магнитлениў бир текли болмаса, онда магнитлениў тоғының көлемлик тығызлығы нолге тең емес болатуғынлығын көреміз.

Енди төмендегидей қосымша вектор киргиземіз:

$$\mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi\mathbf{I}. \quad (147)$$

Бундай жағдайларда (144) пенен (145) мына түрлерге енеди:

$$\oint \mathbf{H} d\mathbf{l} = \frac{4\pi}{c} \mathcal{J}, \quad (148)$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}. \quad (149)$$

\mathbf{H} векторын киргизиў менен (148)- хәм (149)-аңлатпалардан магнитлениў тоқлары жоғалады, тек өткизгишлик тоқлары ғана қалады. Демек усы \mathbf{H} векторын киргизиўдин мәниси де усыннан ибарат болады (магнитлениў тоқларын жоқ етиў ушын киргизилген деген сөз). Егер диэлектриклердеги электр майданын карағанымызда қосымша киргизилген \mathbf{D} векторы қандай орынды ийелеген болса, магнетизм ҳаққындағы тәлиматта \mathbf{H} векторы тап сондай орынды ийелейди. **\mathbf{B} векторы тийкаргы вектор болып табылады.** Бул күшлик вектор хәм сонлықтан оны заттағы магнит майданының кернеўлиги деп атаў керек. Бирақ тарийхый раўажланыў барысында затлардағы магнит майданының кернеўлиги деп \mathbf{H} векторын қабыл еткен, ал \mathbf{B} векторына сәтсиз түрде **магнит индукциясы деген атама берген.** Тарийхый жақтан магнетизм ҳаққындағы тәлимааттың раўажланыў барысы электростатиканың раўажланыўындай жоллар менен жүргенликтен бундай рационал емес терминологияның қәлиплесиўиниң себеби болып

қалды. Дәслеп магнит майданының дереги магнит зарядлары деп есапланды. Бирак кейинирек магнит зарядларының жоқ екенлиги, ал магнит майданларының дерегинің электр тоғыны екенлиги анықланды. Усыған байланысly биз лекцияларда «магнит майданының кернеулігi» ямаса «магнит индукциясы» деген атамаларды қолланбастан, тек «***V*** вектор» ямаса «***H*** векторы» деген атамалар менен шекленемиз. Әлбетте вакуумда сол ***V*** векторы менен ***H*** векторы өз-ара тең.

(147)-аңлатпаға (бул аңлатпада $\mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi\mathbf{I}$) сәйкес ***H*** хәм ***V*** векторлары бирдей өлшемлерге ийе (егер $\mathbf{I} = 0$ болса $\mathbf{H} = \mathbf{B}$). Сонлықтан олар улыұмалық бирлікке де ийе болыуы керек. Гаусс системасындағы ***V*** векторының бирлиги *гаусс*. Тап усы бирлік ***H*** ты да өлшеуі ушын қолланылады. Бирақ ***H*** жағдайында бул бирлікті *эрстед* деп атайды. ***V*** шамасын гаусстарда, ал ***H*** шамасын эрстедлерде өлшейди. Солай етип гаусс пенен эрстедлер бир бирліктің хәр қыйлы атамалары болып табылады екен.

Әдетте ***I*** векторы менен ***H*** векторы арасындағы байланысты былайынша жазады:

$$\mathbf{I} = \kappa \mathbf{H}.$$

Енди (147)-аңлатпада $\mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi\mathbf{I}$ екенлигин еске түсирсек, онда

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$$

екенлигине исенемиз. Бул аңлатпада $\mu = 1 + 4\pi\kappa$. κ шамасы дененің *магнитлик қабыллагышлығы*, ал μ шамасы дененің *магнитлик сиңиргишлығы* деп аталады.

Диамagnetиклер, парамагнетиклер хәм ферромагнетиклер. Затлардың атомлар ямаса молекулалардан туратуғынлығын биз жақсы билемиз. Затты курайтуғын сол атомлар ямаса молекулалар сырттан магнит майданы түсірилмеген жағдайларда магнит моментине ийе болмауы да, ийе болыуы да мүмкін. Магнит моменти жоқ атомларда барлық орбиталық қозғалыстар менен спинлерге байланысly болған магнит моментлери (ендигиден былай бундай моментлерди «меншикли моментлер» деп те атаймыз) бир бирин толық компенсациялайды (моментлердің қосындысы нолге тең болады). Ал көпшилик атомларда орбиталық хәм меншикли моментлер бир бирин толық компенсацияламайды. Соның ушын атом (ямаса молекула) белгили бир муғдардағы магнит моментине ийе болады.

Магнит моменти нолге тең болған затлар диамagnetиклер болып табылады хәм бундай затларда магнит майданы түсірилгенде бақланатуғын магнитлик кубылыстарды *диамagnetизм* деп атаймыз. Диамagnetизм хәкқындағы тәлилат хәкқнда гәп еткенимизде мына жағдайға итибар беремиз:

Ядро дөгерегинде айланыушы электрон балалар ойнайтуғын зырылдауыққа усайды. Сонлықтан гироскоп ушын механика курсында айтылған жағдайлар атомлардағы электронлар ушын да сәйкес келеди. Егер атомға магнит майданы түспеген болса, онда атомдағы электронларға ядролар хәм басқа электронлар тәрeпинен күшлер тәсир етеди. Егер сырттан кернеулігi ***V*** болған магнит майданы алып келинсе, онда орбитасында \mathbf{v} тезлиги менен қозғалыушы электронға қосымша $\frac{e}{c}[\mathbf{v}\mathbf{B}]$ күши тәсир ете баслайды. Бул күштің тәсиринде Ω мүйешлик тезлиги менен жүретуғын прецессия кубылысы орын алады (зырылдауықтың көшерин вертикал бағытқа базы бир мүйеш жасап айландырған жағдайдағы айланыуды еске түсиремиз). Сол Ω мүйешлик тезлигинің мәніси

$$\Omega = \frac{e}{2mc} B \quad (150)$$

формуласы жәрдеминде есапланады. Бул жийиликти *Лармор* (1857-1942) *жййилиги* деп атаймыз. Солай етип *сыртқы турақлы магнит майданы болғанда атомдағы электронлардың ишки қозғалысы өзгермейди. Бірақ атом тутасы менен* (150)-*аңлатпадағы мүйешлик тезликке ийе қозғалысқа келеди. Бул нәтийже Лармор теоремасы деп атайды.* Бундай қозғалыстың салдарынан атом p_m магнит моментине ийе болады, ал бул өз гезегінде жаңа магнит майданын қоздырады. Бул магнит майданының күш сызықтарының бағыты сыртқы магнит майданының күш сызықтарының бағытына қарама-қарсы бағытланған болады.

Демек диамагнитлик затларда сырттан түсірилген магнит майданы атомлардың прецессиясының жүзеге келиуіне алып келеди. Ал атомлардың прецессиясы жаңа магнит майданын пайда етеді⁹. Пайда болған магнит майданы сыртқы магнит майданына қарма-қарсы бағытланғанлықтан сыртқы магнит майданының хәлсиреуі бақланады.

Демек сыртқы магнит майданы түсірилгенде диамагнетик магнитленеди екен. Усының салдарынан пайда болған магнит майданының бағыты усы майданды пайда еткен сыртқы магнит майданының бағытына қарама-қарсы. Усындай көз-қарас пенен қарағанда диамагнетиклердің магнитлениуі диэлектриклердің поляризациясын еске түсіреді. Сырттан түсірилген электр майданы диэлектрикті поляризациялайды. Ал поляризацияның салдарынан пайда болған электр майданы сол поляризацияны жүзеге келтиріуші сыртқы электр майданының бағытына қарма-қарсы бағытланған.

Биз аса өткізгішлердің магнитлик қасиетінің идеал диамагнетиктің қасиетіне сәйкес келетуғынлығын, бірақ олардың диамагнетик емес екенлігін жоқарыда атап өткен едік. Себеби аса өткізгіштің ишинде магнит майданы болмайды (магнит майданы аса өткізгіштің ишинен толық қысып шығарылады). Ал диамагнетиктің ишинде магнит майданы болады. Бул магнит майданы *бир-бирине қарама-қарсы бағытланған* сырттан түсірилген магнит майданы менен магнитленген диамагнетиктің пайда еткен магнит майданларының қосындысынан турады. Биз хәзир өтеуғын парамагнетиклердің ишиндеги магнит майданы болса *бир-бири менен параллель* сырттан түсірилген магнит майданы менен магнитленген парамагнетиктің пайда еткен магнит майданларының қосындысынан турады. Демек диамагнетик сырттан магнит майданы түсірилгенде магнитленип (магнитке айланып), өзинің магнитлениуден пайда болған магнит майданы менен сырттан түсірилген магнит майданын хәлсирететуғын болса, парамагнит магнитленип, өзинің магнитлениуден пайда болған магнит майданы менен сырттан түсірилген магнит майданын күшейтеди. Бул кубылыстардың барлығы да тәжірийбеде былайынша көринеди: диамагнетиклер сырттан түсірилген магнит майданынан қашады, ал парамагнетиклер сырттан түсірилген магнит майданы менен тартысады.

Соның менен бирге диамагнетиклер ушын $\kappa < 0$ хәм $\mu < 0$, ал парамагнетиклер ушын $\kappa > 0$ $\mu > 0$.

Парамагнитлик затлардың атомлары нолге тең емес p_m магнит моментине ийе болады. Сырттан түсірилген магнит майданы сол моментлерди B векторының бағытында бурыуға тырысады. Ал жаллылық қозғалыстары болса p_m моментлерди барлық бағытлар бойынша тең өлшеулі бағытлауға тырысады. Усының нәтийжесінде моментлердің майдан бағытындағы базы бир артықмашлыққа ийе бағыты пайда болады. Соның менен бирге B

⁹ Бул жағдай электромагнитлик индукция кубылысы үйренілгенде толық түсиникли болады.

майданы қаншама үлкен болса моментлердің майдан күш сызықтары бағытындағы ориентациясы да соншама үлкен болады.

Француз илимпазы (кристаллофизиги) Пьер Кюри эксперименттер өткеріу жолы менен парамагниттік қасиетке ийе заттардың магниттік қабылғағышлығының (рус тилиндеги «восприимчивость» сөзи қарақалпақ тилине «қабылғағышлық» деп аударылған) температураға ғәрезлигиниң мынадай нызамға бойсынатуғынлығын ашты:

$$\chi = \frac{C}{T}. \quad (151)$$

Бул аңлатпада C арқалы заттың тәбиятына ғәрезли болған **Кюри турақлысы**, ал T арқалы абсолют температура белгиленген. Парамагнетизмнің классикалық теориясы Ланжевен тәрепинен 1905-жылы дәретилди. Ол парамагнетик хәм төменги температуралар ушын ($p_m B \ll kT$) магнитленгенлик J менен магнит майдананың кернеулиги B шамаларын байланыстыратуғын мынадай аңлатпаны алды:

$$J = \frac{np_m^2}{3kT} B. \quad (152)$$

$\mu_0 = \frac{B}{H}$ деп есапласақ хәм n арқалы парамагнетиктің көлем бирлигиндеги атомлар саны белгилесек, онда

$$\chi = \frac{\mu_0 np_m^2}{3kT}. \quad (153)$$

аңлатпасын аламыз. n ди Авагадро саны N_A менен алмастырсақ, онда

$$\chi = \frac{\mu_0 N_A p_m^2}{3kT} \quad (154)$$

формуласын аламыз. Енди (151)- хәм (154)-аңлатпаларды салыстырып Кюри турақлысының мәнисин аламыз:

$$C = \frac{\mu_0 N_A p_m^2}{3k}. \quad (155)$$

Биз (154)-формуланың $p_m B \ll kT$ шәртин қанаатландыратуғын төменги температуралар ушын алынғанлығын айтып өтип едик. Күшли магнит майданларында хәм төменги температураларда J шамасы менен B шамалары арасында пропорционаллық бақланбай қалады. Себеби барлық p_m моментлери майдан бағытына толық бурылып болады хәм тойыныу басланады. Сонлықтан B ның буннан былай өсиуи J шамасының өсиуине алып келмейди.

(154)-формула менен еспаланған магнит қабылғағышлық бир қатар жағдайларда тәжірийбеде алынған нәтийжелерге жақсы сәйкес келеди.

Парамагнетизмнің квант теориясы бойынша атомның магнит моменти векторының сырттан түсірилген магнит майданның бағытына түсірилген проекциялары дискрет мәнислерге ийе болады. Көпшилик жағдайларда классикалық физика квант теориясы менен үлкен айырмаға ийе болса да (мысалы төменги температураларда) квант теориясы бойынша есапланған магнит қабылғағышлықтың формуласы (154)-формулаға сәйкес келеди.

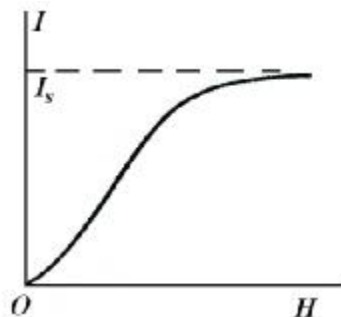
Енди илим менен техникада оғада үлкен әҳмийетке ийе болған ферромагнетизм кубылысы менен танысамыз. Ферромагнетизмнің ферромагнетик деп аталатуғын затларда бақланатуғынлығын атап өтемиз хәм келеси лекцияны ферромагнетиклердің физикалық қәсийетлерин үйрениўге бағышлаймыз.

15-§. Ферромагнетиклер

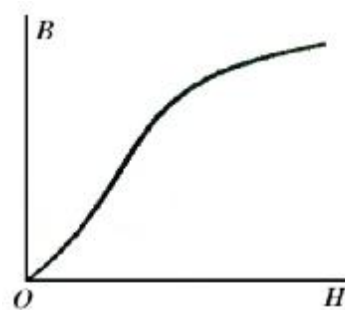
Ферромагнетиклерди магнитлеў процесси. Гистерезис қурығы. Қалдық магнитлениў хәм коэрцитив күш. Ферромагнетизмди түсиндириў. Ферромагнитлик доменлар хәкқында түсиник

Сырттан түсирилген магнит майданы болмаса да магнитленген затлар бар. Бундай магнитленгенликти әдетте спонтан магнитлениў деп атайды. Бул затлардың ең көп тарқалғаны хәм турмыста ең көп пайдаланылатуғыны темир болып табылады (латынша аты *ferrum*). Усыған байланыслы бундай материаллар (затлар) **ферромагнетиклер** деп аталады. Олардың қатарына темир, никель, кобальт, сийрек жер элементлери (гадолиний, самарий хәм басқалар), олардың қуймалары хәм химиялық бирикпелери киреди. Жоқарыда атлары аталған затлар тек кристаллық халда ғана ферромагнитлик қәсийетлерге ийе болады.

Ферромагнетиклердің магнитлениўи биринши рет А.Г.Столетов (1839-1896) тәрәпинен 1878-жылы изертленди. Ол ферромагнетиктің магнит сиңиргишлиги иймеклигин тәжірийбеде ала алды (бундай иймекликти Столетов иймеклиги деп атайды). Ферромагнитлик гистерезис 1880-жылы Варбург (1846-1931) тәрәпинен алынды.



54-сүўрет.



55-сүўрет.

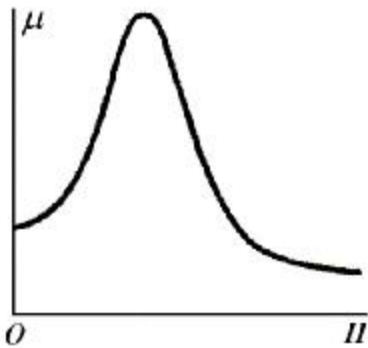
Ферромагнетиктеги **H** пенен магнитлениў векторы **I** арасындағы байланыс.

Ферромагнетиктеги **B** хәм **H** векторалары арасындағы байланыс.

Ферромагнетиклер күшли магнитленетуғын затлар болып табылады. Олардың магнитленгенлиги диа-хәм парамагнетиклердің магнитленгенлигине салыстырғанда оғада үлкен. Әдетте парамагениклер менен диамагнетиклерди әззи магнитлик затлар қатарына жатқарады¹⁰. Биз кейинирек **антиферромагнетиклер**дің де, **ферримагнетиклер**дің де күшли магнитленетуғын затлар қатарына киретуғынлығын көремиз.

¹⁰ Бирақ магнитленгенликтиң әззилигин ямаса күшлилигин парамагнетиклер менен ферромагнетиклер арасындағы өзгешелик деп қараўға болмайды. Себеби әззи ферромагнетик заттың хәм күшли парамагнетик заттың орын алыўы мүмкин. Бундай жағдайда парамагнетик пенен ферромагнетикти магнитленгенлигиниң мәниси бойынша емес, ал қалай магнитленетугынлығы бойынша айырады (мәселени толық түсиниў ушын бул параграфты толық оқып шығыў керек).

Ферромагнетиклер үшін өзіне тән өзгешелік I хәм H шамалары ямаса B хәм H шамалары арасында қурамалы сызықлы емес байланыстың бар екенлігінде. Бундай байланыс (бундай ғәрезлік) 54-сүўrette келтирилген. Дене дәслеп магнитленбеген деп есапланады. H тың өсиўи менен I магнитленгенлик дәслеп тез өседі, ал кейнінен $I = I_s$ шамасына тең халда дерлик турақлы болып қалады. Бундай қубылысты *тойыныў* деп атаймыз хәм усының салдарынан $I = I(H)$ иймеклиги горизонт бағытындағы туўры сызыққа айналады. $B = H + 4\pi I$ магнит индукциясы да майдан H тың өсиўи менен өседі, ал тойыныў халында $B = H + 4\pi I_s = H + const$, яғный $B = B(H)$ иймеклиги туўры сызыққа айналады. Бул туўры сызық H қа хәм B ға 45° лық мүйеш жасайды (егер H пенен B ны координата көшерлерине бирдей масштабта қойсақ). I хәм H , сондай-ақ B хәм H шамалары арасында сызықлы байланыстың жоқлығының себебинен ферромагнетиклер үшін белгили бир мәнислерге ийе шамалар ретінде магнит қабыллағышлық κ хәм магнит сиңиргишлик χ шамаларын киргизиў мүмкин емес. Бул жағдайда да $I = \kappa H$ хәм $B = \mu H$ деп жазыў мүмкин. Бирақ магнит қабыллағышлық κ менен магнит сиңиргишлик χ ны майданның кернеўлиги H тың функциясы деп қараў керек. Бул функциялар дәслеп H пенен бирге өседі, буннан кейін максимум арқалы өтеді, ақырында тойыныў халы орнағанда μ бирге, ал κ нолге умтылады (56-сүўрет). Ферромагнетиклердің көпшилигінде μ дың максимумдағы шамасы әдеттеги температураларда жүзлеген хәм мыңлаған бирлікке жетеді. Ал базы бир арнаўлы түрде таярланған қуймаларда μ максимумда миллионға жетеді.



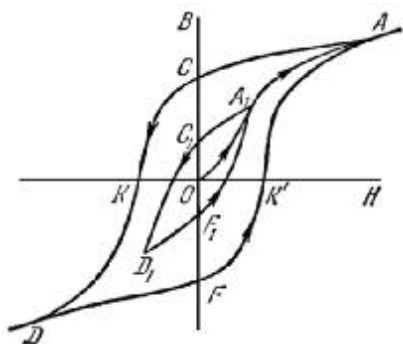
56-сүўрет.

Әдеттеги ферромагнетик үшін $\mu = \mu(H)$ функциясының графиги (Столетов иймеклиги).

Ферромагнетиклердің екінші өзгешелігі соннан ибарат, олар үшін I хәм H , сондай-ақ B хәм H шамалары арасындағы ғәрезлік бир мәнисли емес. Бул ғәрезлік ферромагнетик заттың бұрын магнитленгенлігі ямаса магнитленбегенлігіне байланысly. Бул қубылыс магнит гистерезиси деп аталады (57-сүўрет). Магнитленбеген ферромагнетик материалды аламыз хәм оны сыртқы магнит майданының тәсирінде нолден баслап H_1 мәнисине шекем магнитлей баслаймыз. $B = B(H)$ ғәрезлігі OA_1 иймеклигі түрінде сәўлеленеді. Буннан кейін H ты $+H_1$ ден $-H_1$ шамасына шекем кемейтеміз. Тәжірийбелер магнитлениў иймеклигінің A_1O иймеклигі менен жүрмей, жоқарырақтан $A_1C_1D_1$ жолы менен жүретуғынлығын көрсетеді. Егер магнит майданын $-H_1$ ден $+H_1$ ге шекем көретсек, онда магнитлениў иймеклигі төменнен өтеді хәм дәслепки A_1 ноқатына қайтып келеді. Нәтийжеде $A_1C_1D_1F_1A_1$ туйық сызығы алынады. Бул туйық сызықты гистерезис петлясы¹¹ («гистерезис қурығы» ямаса «гистерезис гүрмеги») деп айтамыз. Егер ең дәслепки A_1 ноқатын A ноқатын шекем алып келсек, онда $ACDFA$ ең үлкен ямаса *шеклик* деп аталатуғын гистерезис петлясы алынады. Бул петлядан $H = 0$ болған жағдайда индукция B ның нолге айланбайтуғынлығы, ал OC кесиндиси менен

¹¹ Рус тилиндегі «петля» сөзін карақалпақ тилине «гүрмек» ямаса «қурық» деп аударыў мүмкин. Сонлықтан «гистерезис қурығы» ямаса «гистерезис гүрмеги» деген сөзди қолланбай, оның орнына «гистерезис петлясы» сөзи қолланылған.

сүүретленетуғынлығы көринип тур. Бул аўхалға $I = \frac{B}{4\pi} = OC/(4\pi)$. Усындай калдық магнитлениў кубылысы турақлы магнитлерди соғыўдың тийкарында жатады. Материалды толық магнитсизлеў ушын магнитлениў иймеклигин K ямаса K' ноқатына шекем алып келиў керек. Бул ноқатларға $H_K = |OK|$ магнит майданы сәйкес келеди. Бул магнит майданы **услап турыўшы** ямаса **коэрцитив күш** деп аталады. Қалдық магнитленгенлик пенен коэрцитив күшлердің мәнислери хәр қыйлы ферромагнетикте хәр қыйлы. Жумсақ темир ушын гистерезис петлясы тар, ал полат хәм турақлы магнитлерди таярлаў ушын қолланылатугын барлық материалларда кең (коэрцитив күш үлкен мәниске ийе) болып келеди.



57-сүүрет.

Ферромагнетиклерде орын алатуғын гистерезис петлясы.

Вертикал бағытланған координата көшерине B ны емес, ал магнитлениў I ди қойса да 57-сүүретте келтирилген иймекликлердей ғәрезилик алынады.

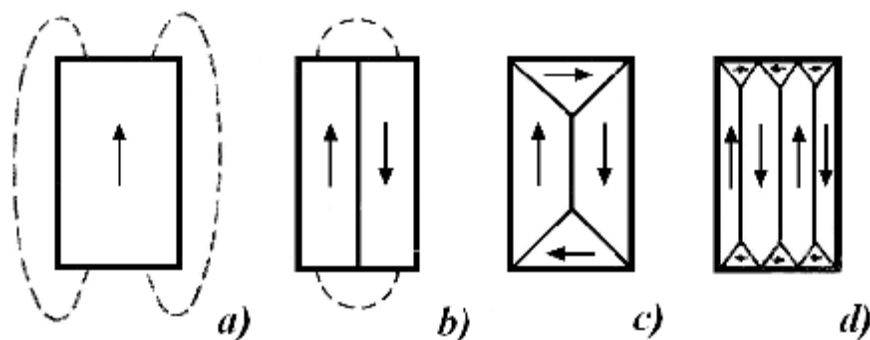
Ферромагнитлик материаллардың классификациясы. Ферромагнит материалларды еки топарға бөлийге болады.

- 1) магнитлик қәсийетлери бойынша жумсақ материаллар, үлкен магнит сиңиргишликке ийе, жеңил түрде (аңсат) магнитленеди хәм жеңил түрде (аңсат) магнитсизленеди, киши коэрцитив күшке ийе.
- 2) Магнитлик қәсийетлери бойынша қатты материаллар, салыстырмалы киши магнитлик сиңиргишликке ийе, қыйыншылық пенен магнитленеди, магнитленген материал қыйыншылық пенен магнитсизленеди, үлкен коэрцитив күшке ийе.

Биринши топарға кириўши ферромагнетиклер тийкарынан өзгермели майданлар пайдаланылатуғын электротехникада, мысалы трансформаторларды соғыў ушын пайдаланылады. Ал екінши топарға кириўши ферромагнетиклер турақлы магнитлерди соғыўда қолланылады.

Кюри-Вейсс нызамы. Хәр бир ферромагнетик қыздырғанда екінши әўлад фазалық өтиўиниң салдарынан парамагнетик ҳалға өтеди. Фазалық өтиў болатуғын температураны Кюри температурасы (Кюри ноқаты деп те) деп атайды. Парамагнитлик областта магнитлик қабыллағышлық (151)-нызам бойынша өзгередиди. Ферромагнетизмди изертлеўшилер бул нызамды Кюри-Вейсс нызамы деп атайды.

Доменлер. Ферромагнитлик гистерезис ферромагнетиклердің магнитлик доменлерден туратуғынлығының себебинен орын алады (58-сүүрет).



58-сүүрет. Монокристаллардағы ферромагниттік доменлердің идеалластырылған құрылысы.

Магниттік доменнің ишінде атомлардың магнит моменттері бір тәрепке қарай бағытланған болады. Егер ферромагнетик тек бір доменнен тұратуғын болса, онда хеш қандай гистерезис алынбаған болар еді. Егер ферромагнетик көп санлы доменлерден тұратуғын болса сырттан түсірілген магнит майданы доменлердің магнит моменттерінің бағытын өз бағытына қарай бұрып сызықты емес магниттәленіу процессі жүзеге келеді.

Магниттік доменлердің пайда болуы магнит майданының энергиясын төменлетіу менен байланысly. 58-сүүретте сол жағдай сәулендірілген:

- a)* доменлердің саны біреу, ферромагнетик тәрепінен сыртта пайда етілген магнит майданының индукциясы үлкен;
- b)* сыртқы майдан тийкарынан жоқарыдағы хәм төмендегі бетлер әтирапында жыйналған хәм *a)* жағдайындағыға қарағанда әдеуір аз энергияға ийе;
- c)* еркін полюстер жоқ хәм майдан доменлердің сыртына шықпайды;
- d)* бул ситуация *c)* пунктинде көрсетілген ситуациядай, бірақ ферромагнетик майда доменлерге бөлінген.

Ферромагнетик пайда еткен магнит майданының (ферромагнетиктің меншикли магнит майданының) энергиясын минимумға алып келіу үшін доменлердің өлшемлері максимум түрде кишірейтілген болуы керек.

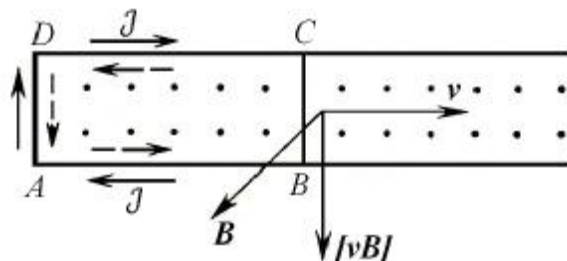
16-§. Электромагниттік индукция қубылысы

Электромагниттік индукция. Фарадей тәжірийбелері. Ленц қәдесі. Электромагнит индукцияның тийкарғы нызамы. Өзлік индукция қубылысы

Фарадей (1791-1867) тәрепінен 1831-жылы электромагнит индукциясы қубылысының ашылуы электродинамикадағы ең әхмийетлі фундаменталлық ашылулардың бири болды.

Электромагнит индукциясы қубылысын былайынша демонстрация қылу мүмкін: Тынышлықта тұрған магнитті хәм ушлары гальванометрге жалғанған сым оралған түтени (катушканы) аламыз. Егер түтени магниттің полюсларының бирине жақынлатсақ, онда жақынласу барысында гальванометрдің стрелкасы бұрылады – түтеде электр тоғы

қозады. Түтени қарама-қарсы тәрепке қарай қозғасақ гальванометрдің көрсетіуі де қарма-қарсы бағытқа бурылады, яғный бул жағдайда дәслепкиге қарама-қарсы бағытланған ток пайда болады. Тап усындай қубылысты магнитти 180° қа бурыу хәм түтени дәслепкидей етип қозғау арқалы да бақлау мүмкин. Магниттиң орнына ток өтип турған түтени ямаса электромагнитти алыу мүмкин. Солай етип түтени турақлы магнит майданында қозғағанда түте арқалы токтың өтетуғынлығын көремиз. Бул ток түте тоқтағанда жоғалады. Бул токты **индукция тогы** деп атайды, ал бақланған қубылысты **электромагнит индукция** (электромагнитлик индукция) қубылысы деп атаймыз.



59-сүүрет.

Электромагнитлик индукция қубылысын түсиндириу ушын арналған сүүрет.

Магнит майданында өткизгиш қозғалғанда электр тогының қозыуын зарядланған бөлекшелер қозғалғанда пайда болатуғын Лорентц күшиниң тәсири менен түсиндириледи. Дәслеп 59-сүүретте келтирилген эпиуайы жағдайды қарап өтемиз. Өз-ара параллель AB хәм CD өткизгишлери турақлы магнит майданында жайласқан болсын. Магнит майданы сүүрет тегислигине перпендикуляр хәм бизге қарап бағытланған болсын. Шеп тәрепте AB хәм CD өткизгишлери туйықланған, ал оң тәрепте туйықланбаған болсын. Өткизгишлер үстінде BC өткизгиш көпири еркин жылжып қозғалатуғын болсын. Көпир шеп тәрепке қарай v тезлиги менен қозғалса, онда усы көпир менен бирликте еркин электронлар да, ионлар да қозғалады. Хәр бир қозғалыушы зарядқа магнит майданында $F = \frac{e}{c} [vB]$ күши (Лорентц күши) тәсир етеди. Оң зарядқа ийе ионға бул күш төмен қарай, ал терис зарядлы электронға жоқарыға қарай тәсир етеди. Нәтийжеде көпир арқалы электронлар жоқарыға қарай қозғалады, яғный көпир арқалы төменге бағытланған ток өтеди. **Бул ток индукцияланған ток болып табылады.** Қайтадан тарқалған электр зарядлары контурдың қалған $ABCD$ участкаларында токты пайда етиуши электр майданын қоздырады. 59-сүүретте бул тоқлар тутас стрелкалар менен көрсетилген.

Биз өткерген тәжирийбеде Лорентц күши электр тоғын қоздырыушы тәреплик күштиң орнын ийелейди. Сәйкес тәреплик майданның кернеулиги $E^{tarrep} = \frac{F}{e} = \frac{1}{c} [vB]$. Бул майдан тәрепинен пайда етилген электр қозғаушы күшти **индукцияның электр қозғаушы күши** деп атайды хәм ол $\mathcal{E}^{ind} = -\frac{v}{c} Bl$ шамасына тең (l арқалы көпирдің узынлығы белгиленген). Бул аңлатпадағы минус белгиси $\frac{1}{c} [vB]$ тәреплик майданы оң бурғы қағыйдасына сәйкес B векторы менен анықланатуғын контурды айланып шығыу бағытына қарама-қарсы екенлигин белгилеу ушын қойылған. 59-сүүретте бул бағыт пунктир стрелка жәрдеминде көрсетилген.

lv шамасы $ABCD$ контурының майданының бир бирлик ўақыт ишиндеги өсими болып табылады (яғный бул майданның өсиу тезлиги). Сонлықтан lBv шамасы $\frac{d\Phi}{dx}$ шамасына, яғный $ABCD$ контурын тесип өтиуши магнит ағысының өсиминиң тезлигине тең. Солай етип

$$\mathcal{E}^{ind} = -\frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt}. \quad (156)$$

(156)-нәтиже бір текли магнит майданы $ABCD$ контуры менен қалеген мүйеш жасап бағытланған жағдай ушын да дурыс.

(156)-формула электромагнитлик индукцияның тийкарғы нызамын аңғартады. **Бул формула магнит майданында туйық өткизгиш контур қозғалғанда бул контур арқалы өтетугын магнит ағысының өсиминиң тезлигине пропорционал болған электр қозғаушы күштиң пайда болатугынлығын көрсетеди.**

(156)-формулаға энергияның сақланыў нызамы жәрдемінде де келиўге болады. Бундай жумысты биринши рет Гельмгольц (1821-1894) иследи. Электр қозғаушы күши \mathcal{E} ге тең болған гальваникалық элемент тутастырылған туйық контурды (өткизгиш оралған түтени) қарайық. Түте турақлы магнит майданында қозғалсын (майданның бир текли болыўы шәрт емес). dt ўақыты ишинде Ампер күшлери түте үстинен $\frac{J}{c} d\Phi$ жумысын ислеиди. Усының салдарынан түтеден $RJ^2 dt$ муғдарындағы жыллық бөлинип шығады. Бул шамалардың қосындысы гальваникалық элементтиң жумысы болған $\mathcal{E}Jdt$ шамасына тең болады, яғный

$$\frac{J}{c} d\Phi + RJ^2 dt = \mathcal{E}Jdt. \quad (157)$$

Буннан

$$J = \frac{\mathcal{E} - \frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt}}{R}. \quad (158)$$

Солай етип қозғалыўшы түтедеги тоқтың шамасы тек гальваникалық элементтиң электр қозғаушы күшине байланыслы болмай, бул электр қозғаушы күшке $-\frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt}$ қосындысы да қосылады екен. Бул қосылыўшы индукцияның электр қозғаушы күши болып табылады.

Индукциялық тоқлар тыныш турған өткизгишлерде де пайда болады. Бирақ бундай жағдайда магниттиң өзін қозғалтыўға туўры келеди. Солай етип

қозғалыўшы ямаса қозғалмайтуғын туйық контур арқалы өтетугын магнит ағысы өзгерсе өткизгиште индукциялық тоқ пайда болады, ал индукцияның электр қозғаушы күши барлық жағдайда да (156)-формула менен анықланады.

(156)-формула индукциялық тоқтың тек шамасын емес, ал бағытын да анықлайды. Мейли магнит ағысы Φ өсетугын болсын. Онда (156)-формулаға сәйкес \mathcal{E}^{ind} терис мәниске (терис белгиге ийе мәниске) ийе болады. Сонлықтан усындай электр қозғаушы күштиң тәсиринде қозатуғын (пайда болатуғын) индукция тоғы магнит ағысының өсиўине тосқынлық қылады. Енди магнит ағысы Φ кемейетуғын болсын. Бундай жағдайда \mathcal{E}^{ind} тиң мәниси терис белгиге ийе, пайда болған индукция тоғы магнит майданы менен магнит ағысының хәлсиреўине тосқынлық жасайды. Солай етип **барлық ўақытта да индукция тоғының бағыты усы тоқты қоздырыўшы себепти хәлсиретиўге қарай бағытланған болады.** Бул қағыйда (қәде) ең дәслеп Ленц (1804-1865) тәрәпинен ашылды хәм Ленц қәдеси деп аталады. Ал Ле Шаталье (1850-1936) хәм Браун (1850-1918) Ленц қағыйдасын улыўмаластырды хәм оны барлық фиизикалық қубылыслар ушын тарқатты.

Электромагнитлик индукция қубылысын Максвелл бойынша түсиндириў. Максвелл бойынша **қалеген өзгериўши магнит майданы этирапындағы кеңисликте электр майданын пайда етеди.** Бул өткизгиштеги индукциялық тоқтың пайда болыў

себебин түсіндіреді. Электромагниттік индукцияның төмендегідей терең формулировкасы Максвеллге тийіс:

Магнит майданының уақыт бойынша кәлеген өзгерісі әтирапындағы кеңіслікте электр майданын пайда етеді. Бул электр майданының кернеуілігі \mathbf{E} нің кәлеген қозғалмайтуғын туйық s контуры бойынша циркуляциясы

$$\oint_s (\mathbf{E} d\mathbf{s}) = -\frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt}. \quad (159)$$

аңлатпасы менен беріледі. Бул аңлатпада Φ аркалы туйық s контуры аркалы өтетуғын магнит майданы белгіленген.

Электромагниттік индукцияны Фарадей бойынша хәм Максвелл бойынша түсініулер арасында үлкен айырмалар бар. Фарадей бойынша электромагниттік индукцияда электр тоғы қоздырылады. Бундай тоқты бақлау үшін туйық өткізгіш керек. Ал Максвелл бойынша электромагниттік индукцияда электр майданы пайда болады. Сонлықтан кеңіслікте хеш қандай өткізгіш болмаса да электромагниттік индукция қубылысы орын алады. Соның менен бирге туйық өткізгіштегі индукциялық тоқтың бақланыуы магнит майданы өзгергендегі электр майданының пайда болыуының дәліллерінің бири ғана болып табылады. Бул айтылған сөзлер электромагниттік индукция қубылысын Максвелдің Фарадейге салыстырғанда әдеуір терең түсінгенлігінен дерек береді.

Электромагниттік индукцияда пайда болған электр майданының электр зарядлары пайда еткен электр майданларынан үлкен парқының бар екенлігін атап өтеміз. Электромагниттік индукцияда туйық электр майданы пайда болады. Бундай майданның күш сызықлары хеш жерде басланбайды хәм хеш жерде тамам болмайды (майдан күш сызықтары туйық деген сөз). Ал электр зарядлары пайда еткен электр майданының оң зарядта басланатуғынлығын хәм теріс зарядта тамам болатуғынлығын еске түсіреміз.

Электромагниттік индукцияны дифференциал формада былай жазады:

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{d\mathbf{B}}{dt}. \quad (160)$$

Бул теңлеме электромагнит майданы теориясының тийкарғы аңлатпаларының бири болып, Максвелл теңлемелері системасына кіреді.

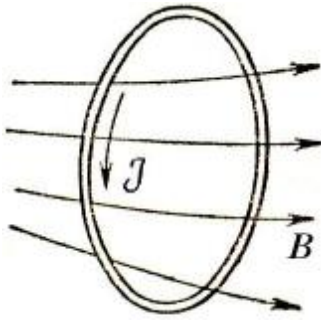
17-§. Индуктивлік

Соленоидтың индуктивлігі. Өзлік индукция нәтижесінде шынжырдағы тоқтың жоғалыуы хәм тиклениуі. Магнит майданының энергиясы. Өз-ара индукция

Мейлі J тоғы өтип турған жиңішке туйық өткізгіш берілген болсын (60-сүұрет). Усы тоқтың магнит майданы \mathbf{B} болсын. Өткізгіштің ишінде оның көшеріне параллель етип ықтыярлы түрде s математикалық контурын жүргіземіз хәм оның оң бағытын белгілейміз. Мейлі \mathbf{B} векторы тәрепинен s контуры аркалы жиберілетуғын магнит ағысы Φ болсын. Егер биз қарап атырған кеңіслікте ферромагнетиклер болмаса, онда \mathbf{B} хәм Φ шамалары тоқтың муғдарына пропорционал болады. Сонлықтан теңлік белгісіне өткенде L пропорционаллық коэффициентін қабыл етип мынадай аңлатпаларды жаза аламыз:

$$\Phi = L\mathcal{J}^{(m)} = \frac{1}{c}L\mathcal{J}. \quad (161)$$

Бул аңлатпаларда \mathcal{J} арқалы Гаусс бирліклер системасындағы тоқ күші, ал $\mathcal{J}^{(m)}$ арқалы СГСМ системасындағы сол тоқ күші белгіленген. L коэффициенті тоқтың күшинен ғарезли емес. Бул коэффициенттің мәнісі өткізгіштің конфигурациясына хәм өлшемлеріне байланысly болып бул **өткізгіштің индуктивлігі** деп аталады. Бул коэффициенті өткізгіштің **өзлік индукция коэффициенті** ямаса әпиұайы түрде **өзлік индукция** деп те атайды.



60-сүрөт.

\mathcal{J} тоғы өтип турған жиңишке туйық өткізгіш.

Мысал ретінде соленоидтың индуктивлігін есаплаймыз (соленоидтың шетлеріндегі эффектлерди есапқа алмаймыз). Мейли l арқалы соленоидтың узынлығы, N арқалы орамлар саны, ал S арқалы бир орамның майданы белгіленген болсын. Соленоидтың магнит майданының индукциясы мынаған тең:

$$B = \frac{4\pi}{c} \frac{\mathcal{J}N\mu}{l}. \quad (162)$$

Бир орам арқалы өтетұғын магнит ағысы BS ке тең, ал N орам арқалы өтиўши магнит ағысы BSN шамасына тең, яғный

$$\Phi = \frac{4\pi}{c} \frac{SN^2\mu}{l} \mathcal{J}. \quad (163)$$

Бул формуланы (161)-формула менен салыстырып мынаған ийе боламыз:

$$L = \frac{4\pi SN^2\mu}{l}. \quad (164)$$

Бирліклердің Гаусс хәм СГСМ системаларында магнит ағысының бирлігі ретінде максвелл (Мкс) қабыл етилген. **Максвелл деп бир Гаусс магнит ағысы тәрепинен усы ағысқа перпендикуляр қойылған беттің бир квадрат сантиметри арқалы өтетұғын магнит ағысына айтамыз.** Био хәм Савара ызамаынан

$$d\mathbf{B} = \frac{\mathcal{J}}{cr^3} [dl \mathbf{r}]$$

екенлігін есапқа алсақ (мысалы \mathcal{J} тоғы өтип турған узын өткізгіш ушын $B = \frac{2\mathcal{J}}{cR}$ екенлігін еске түсиремиз, бул аңлатпадағы R узынлық), онда магнит ағысы $\mathcal{J}l/c$ қатнасының өлшем бирлігіндей өлшем бирлікке ийе болады. Ҳақыйқатында да ағыс = магнит майданының кернеўлігі \times майдан ($\Phi = B \times S = \frac{2\mathcal{J}}{cR} \times R^2 =$ заряд муғдары). Ал (161)-аңлатпадан заряд муғдары = $L \times$ заряд муғдары/узынлық). Ондай болатұғын болса

(161)-формуладан Гаусс системасында хәм СГСМ де өзлик индукция коэффициентиниң өлшем бирлигиниң узынлықтың өлшем бирлигиндей болатуғынлығына ийе боламыз. Бундай системадағы узынлық бирлиги **сантиметр** болады. **Солай этип сантиметр деп бир СГСМ-бирликке тең тоқ бир максвелл ағыс пайда ететугын орамның индуктивлиги екен.**

Әмелий (практикалық) бирликлерде (вольт, ампер, ом хәм басқалар) электромагнит индукция нызамын хәм (161)-формуланы былайынша жазады:

$$\mathcal{E}'_{\text{ind}} = -\frac{d\Phi'}{dt}, \quad (165)$$

$$\Phi' = L'J'. \quad (166)$$

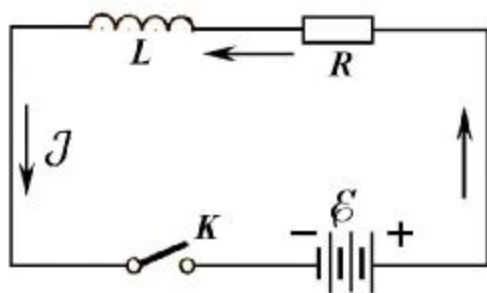
Штрихланған шамалардың барлығы да әмелий бирликлерде жазылған (сонлықтан штрихлар қойылған).

Магнит ағысы үшін **вебер** (Вб) деп аталатуғын бирлик те қолланылады. $1 \text{ Вб} = 10^8 \text{ Мкс}$.

Әмелде индуктивлик **генри** (Г) өлшем бирлигинде бериледи. Бир ампер тоқ өтип турған өткізгіш бир вебер магнит ағысын пайда ететугын өткізгіштің индуктивлиги 1 генриге тең. Олай болса

$$1 \text{ Г} = \frac{1 \text{ Вб}}{1 \text{ А}} = \frac{10^8 \text{ Мкс}}{\frac{1}{10} \text{ СГСМ тоқ бирлиги}} = 10^9 \text{ см.}$$

Енди шынжырдың индуктивлигине байланысly турақлы тоқты туйықлағанда хәм ажыратқанда бақланатуғын қубылыстарды қарап шығамыз¹².



61-сүўрет.

L индуктивлигине ийе электр шынжыры.

Мейли шынжыр E электр қозғаўшы күшине, өзлик индукция түтесине хәм омлық қарсылыққа ийе болсын (61-сүўрет). Шынжырдың толық индуктивлигин L , ал толық қарсылығын R арқалы белгилеймиз. K гилтин туйықлағанымызда тоқ дәрхәл Ом нызамы менен анықланатуғын E/R мәнисине жетпейди, ал нолден баслап көтериле баслайды. Усының менен бирге түтедени магнит ағысы да күшейеди. Усының салдарынан индукцияның электр қозғаўшы күши хәм оған сәйкес келиўши индукция тоғы пайда болады. Бул тоқ **туйықлаў экстратоғы** деп аталады. Ленц қәдеси бойынша туйықлаў экстратоғының бағыты тийкарғы тоқтың бағытына қарама-қарсы.

¹² «Турақлы тоқты туйықлаў» сөзи «шынжырды туйықлаў» сөзине сәйкес келеди. Шынжырды туйықласа шынжыр арқалы тоқ өте баслайды. «Турақлы тоқты ажыратыў» сөзи «туйық шынжырдың бир участкасын үзиў» деген мәнисти аңлатады. Бундай үзиўде шынжыр туйық емес болып қалады хәм өтип турған тоқ тоқтайды.

Пайда болған өзгермели тоқтың күшинің шынжырдың барлық участкаларында бірдей болуы шәрт емес. Себеби айырым орынларда электр зарядларының жыйналуы мүмкін. Бірақ бір уақыттың өтуі менен әсте-ақырындық пенен өзгеретуін өзгермели тоқларды қараймыз. Бундай жағдайда шынжырдың барлық участкаларындағы тоқтың бір заматлық мәніслери жоқары дәллікте бірдей болады, ал өткізгішлердің ишіндегі магнит майданлары тұрақты тоқлар жағдайындағы Био хәм Савара нызамы тийкарында есапланады. Бундай тоқларды әдетте **квазистационар тоқлар** деп атайды. Бундай тоқлар үшін жоқарыдағы (165)- хәм (166)-аңлатпалар орынлы. Ал тоқ күші

$$J = \frac{\varepsilon^{\text{ind}} + \varepsilon}{R}.$$

Әмелій бірліклерде

$$J' = \frac{\varepsilon' - \frac{d\Phi'}{dt}}{R} \quad (167)$$

Бұл квазистационар тоқлар үшін жазылған дифференциал теңдеме болып табылады. Оны былайынша көшіріп жазуы мүмкін:

$$\frac{d}{dt}(L'J') + R'J' = \varepsilon'. \quad (168)$$

Егер тоқтың өтуі барысында өткізгіш сымлар деформацияланбайтуын болса (яғный формалар өзгеріссіз қалса), онда индуктивлік L' тұрақты шама болып қалады хәм оны туынды белгісіннің алдына шығаруы мүмкін:

$$L' \frac{dJ'}{dt} + R'J' = \varepsilon'. \quad (169)$$

ε' шамасы тұрақты болса, онда (169)-теңлеменің ұлыұмалық шешімі мына түрге ийе болады:

$$J' = C e^{-\frac{R'}{L'}t} + \frac{\varepsilon'}{R'}. \quad (170)$$

Интеграллау тұрақтысы C басланғыш шәртлерден анықланады: туйықлау моментінде (яғный $t = 0$ уақыт моментінде) тоқ нөлге тең. Бұл шәртті пайдаланып

$$J = \frac{\varepsilon}{R} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right). \quad (180)$$

Бұл аңлатпадағы $\tau = \frac{L'}{R'}$ шамасы уақыттың өлшем бірлігіне ийе тұрақты шама болып табылады. Бұл шама **тоқтың қәлипесіу уақты** деп аталады¹³. (180)-формулада штрихтар жазылмаған, себеби бұл формула бірліклердің қәлеген системасы үшін дурыс болып табылады, ал тоқтың қәлипесіу уақты үшін аңлатпаның түрі өзгереді. Бірліклердің Гаусс системасында

¹³ Орысшасы «время установления тока».

$$\tau = \frac{L}{c^2 R}. \quad (181)$$

J толық тоғы еки қосылыұшыдан турады. Олардың бириншиси әдеттеги ток $\frac{\varepsilon}{R}$, екіншиси ўақытқа байланыслы өзгеретуғын $\frac{\varepsilon}{R} e^{-\frac{t}{\tau}}$ шамасына тең экстраток болып табылады. Солай етип токтың шамасы базы бир ўақыт өткеннен кейин қәлиплеседи екен. Қәлиплесиў тезлиги τ ўақты менен анықланады: τ ўақыты ишинде экстратоктың күши e есе кемейеди.

Енди J_1 хәм J_2 турақлы тоқлары өтип турған еки орам (еки түте) аламыз. Ықтыярлы түрде бул орамлардағы тоқлардың айланысының оң бағытын сайлап аламыз. Егер қоршап турған кеңисликте ферромагнетиклер¹⁴ болмаса, онда орамлар арқалы өтиўши магнит ағыслары Φ_1 хәм Φ_2 тоқларға пропорционал болады хәм төмендеги аңлатпалар жәрдемінде бериледи:

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= \frac{1}{c} L_{11} J_1 + \frac{1}{c} L_{12} J_2, \\ \Phi_2 &= \frac{1}{c} L_{21} J_1 + \frac{1}{c} L_{22} J_2. \end{aligned} \quad (182)$$

$L_{11}, L_{12}, L_{21}, L_{22}$ коэффициентлери тоқлардан ғәрезли емес, ал орамлардың формаларынан, өлшемлеринен, өз-ара жайласыўларынан ғәрезли. Бул коэффициентлер **индуктивлик коэффициентлери** деп аталады. Егер $J_2 = 0$ болса, онда $\Phi_1 = \frac{1}{c} L_{11} J_1$. Егер $J_1 = 0$ болса, онда $\Phi_2 = \frac{1}{c} L_{21} J_1$. Сонлықтан L_{11} биринши орамның индуктивлиги, ал L_{21} болса екінши орамның индуктивлиги болып табылады. Сонлықтан қалған L_{12} хәм L_{22} коэффициентлери **өз-ара индуктивликлер** ямаса **өз-ара индуктивлик коэффициентлери** деп аталады. Бул коэффициентлер де өзлик индукция коэффициентлериндей өлшем бирликлерге ийе болады.

Тоқлардың магнит энергиясы. Биз салыстырыў мақсетинде дәслеппүткиллей баска мәселени қараймыз хәм Жердің пайда еткен гравитация майданының энергиясын есаплаймыз. Жердің массасы $m = 5,977 \cdot 10^{27}$ грамм, экватордағы радиусы $r = 6,37 \cdot 10^8$ см. Олай болса механика курсы бойынша лекциялар текстлериндеги (24.27)-формулань пайдалансақ ($U_{gr} = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}$), онда $U = 2,24 \cdot 10^{39}$ эрг шамасын аламыз.

Енди радиусы Жердің радиусындай болған сфераны электр зарядлары менен зарядласақ, онда усы зарядлар пайда еткен электр майданының энергиясын есаплаймыз. Бул энергия $U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{R}$ формуласы менен есапланады (Гаусс системасында $U = \frac{q^2}{R}$). Буннан $U = 2,24 \cdot 10^{39}$ эрг энергияға ийе болыўшы зарядтың муғдары $q = 1,2 \cdot 10^{24}$ СГСЭ-заряд бирлигине тең. Бул $2,49 \cdot 10^{33}$ дана протонның заряды. Бул протонлардың массасы $M_p = 4,16 \cdot 10^9$ грамм = 416 000 тонна.

Солай етип массасы $m = 5,977 \cdot 10^{27}$ грамм болған Жер пайда еткен гравитациялық майданның энергиясындай энергияға радиусы Жердің радиусындай болған сфераның бетине бир текли етип отырғызылған массасы $4,16 \cdot 10^9$ грамм болған протонлар пайда еткен электр майданы ийе екен. Бул мағлыўматлар гравитация майданының

¹⁴ Ферромагнетиклердің магнитлик қәсийетлериниң магнит майданына ғәрезли екенлигин еске түсиремиз. Сонлықтан «ферромагнетиклер болмаса» деген сөз орталықтың магнитлик қәсийетиниң магнит майданының пайда болыўынан ғәрезсиз өзгериссиз қалады дегенди билдиреди.

энергиясының электр майданының энергиясына салыстырғанда оғада киши екенлигинен дерек береді. Енди биз магнит майданының энергиясы ҳаққында гәп еткенимизде бул шамаларды нәзерде тутыуымыз керек болады.

Электр тоғын магнит майданын пайда етеди, ал магнит майданы сәйкес энергияға ийе болады. Сонлықтан электр тоғы **магнит энергиясына** да ийе болады екен деген жуўмақ шығарамыз. Биз магнит энергиясын есаплағанымызда өткизгишлердин қарсылығын есапқа алмаймыз (яғный қарсылық нолге тең хәм энергия жыллылыққа айланбайды деп есапланады). Бул нәтийжелердин улыўмалық характерге ийе болыуына тәсир жасамайды. Себеби **магнит энергиясы тоқтың шамасы менен тарқалыуынан хәм кеңисликти ийелеп турған орталықтың магнитлик қәсийетлеринен гана гәрезли**. Өткизгишлердин қарсылығын жоқ деп биз мәселени эпийайыластырамыз хәм есаплауларда жыллылық ушын жумсалған энергияны есапқа алып отырыудың зәрүрлиги болмайды.

Дәслеп қозғалмайтуғын өткизгиштин бир орамын қараймыз. Мейли басланғыш моментте орам арқалы өтип турған тоқтың шамасы нолге тең болсын. Қандай да бир усыл менен орамда ток пайда етемиз хәм оның шамасын J ге шекем жеткеремиз. Бундай жағдайда орам арқалы өтетуғын ағыс Φ те өседі. Индукцияның электр қозғаушы күши пайда болады. Электр қозғаушы күшке қарсы сытрқы дерек ислеген элементар жумыс мынаған тең болады:

$$\delta A^{sirtqi} = -\mathcal{E}^{ind} J dt. \quad (183)$$

Егер (156)-формуланы есапқа алсақ ($\mathcal{E}^{ind} = -\frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt}$), онда

$$\delta A^{sirtqi} = \frac{1}{c} J d\Phi \quad (184)$$

формуласын аламыз. Алынған қатнас улыўмалық характерге ийе болады. Бул қатнас ферромагнитлик материаллар ушын да дурыс болады. Себеби бул аңлатпаны келтирип шығарғанда орталықтың магнитлик қәсийетлери ҳаққында ҳеш қандай болжаулар киргизилген жоқ. Егер орталық гистерезиске ийе болмаса (мысалы пара- ямаса диамагнетик болса), онда δA^{sirtqi} жумысы тек магнит энергиясы болған W_m шамасын үлкейтиу ушын ғана жумсалады:

$$dW_m = \frac{J}{c} d\Phi. \quad (185)$$

Бизлер қарап атырылған орталықта ферромагнетиклер жоқ деп есаплаймыз. Сонлықтан $\Phi = \frac{LJ}{c}$, қала берсе тынышлықта турған өткизгиш ушын өзлик индукция L турақлы болып қалады. Усы жағдайды есапқа алып хәм (185)-аңлатпаны интеграллап мынаны аламыз:

$$W_m = \frac{L}{2} \left(\frac{J}{c} \right)^2 = \frac{1}{2c} J\Phi = \frac{\Phi^2}{2L}. \quad (186)$$

(186)-аңлатпаның дурыс екенлиги ушын орамның қозғалыста болғанлығы ямаса тынышлықта турғанлығы ҳеш қандай әхмийетке ийе емес. Себеби энергия тек **системаның ҳалынан гана гәрезли**, ал усы ҳалға қалай жетип келгенликтен гәрезли емес.

18-§. Электр тербеліслері

Меншикли электр тербеліслері. Сөниўши электр тербеліслері. Меншикли электр тербеліслерінің теңлемесі. Сөниў болмағандағы электр тербеліслері. Мәжбүрий электр тербеліслері.

Электр тербеліслерін үйрениў ушын ең қолайлы болған электр шынжыры тербелмели контур болып табылады (62-сүўрет). Тербелмели контур бир бири менен избе-из жалғанған конденсатордан, өзлик индукция түтеси L ден хәм Омлық қарсылығы R ге тең өткізгіштен турады. Сыртқы электр қозғаўшы күши 1- хәм 2-полюслар арасында базы бир E кернеўин түсиреди (улыўма жағдайда бул кернеў ўақытқа ғәрезли өзгериўи де мүмкин). Контур бойынша жүрип өтиў бағытының бирин биз оң бағыт деп есаплаймыз. Бул бағыт 62-сүўретте стрелкалар менен белгиленген. Усы стрелка бағытында өтиўши тоқты оң, ал қарама-қарсы бағытта өтетуғын тоқты терис тоқ деп есаплаймыз. Конденсатордың бир астарын q заряды менен зарядлаймыз Бул астардан екінши астарға жүргизилген бағыт оң тоқтың бағыты менен сәйкес келетуғын болсын. Бул контур ушын Максвелл теңлемесин қолланамыз:

$$\int E_l dl = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (187)$$

Биз әмелий (практикалық) бирликлерди қолланамыз. Себеби бул бирликлер тербелмели контурда жүретуғын процесслерди изертлеў ушын жүдә қолайлы. Мейли квазистационарлық шәрти орынланатуғын болсын. Бундай жағдайда 13 участкасы ушын Ом нызамын қолланып

$$\int_{13} E_l dl = \int \frac{i}{\lambda} dl = J \int \frac{dl}{s\lambda} = RJ. \quad (188)$$

Бул аңлатпада R арқалы өткізгіштің омлық қарсылығы белгиленген. Егер 42 участкасындағы қарсылық жүдә аз болса, онда 32 жолы менен алынған интеграл конденсатордың астарлары арасындағы кернеў V ға тең. Квазистационар процесслер ушын $\int_{32} E_l dl = V = \frac{q}{C}$. Ал $\int_{21} E_l dl = -\int_{12} E_l dl$ интегралы болса $\int_{21} E_l dl = -E$ ге белгиси бойынша қарама-қарсы алынған 1- хәм 2-полюслар арасындағы кернеў болып табылады. Нәтийжеде (187)-аңлатпа мына түрге енеди:

$$\frac{d\Phi}{dt} + RJ + \frac{q}{C} = E. \quad (189)$$

Квазистационар тоқлар ушын $\Phi = LI$. Усының менен бирге

$$J = \frac{dq}{dt}. \quad (190)$$

Сонлықтан

$$\frac{d}{dt} \left(L \frac{dq}{dt} \right) + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = E. \quad (191)$$

Бул аңлатпа биз келтирип шығарайын деп атырған тербелмели контурдың теңлемесі болып табылады. Өзлик индукция түтеси деформацияланбайтуғын болса (L турақлы деген сөз) жоқарыдағы теңleme

$$L \frac{d^2 q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = E. \quad (192)$$

теңлемесине өтеди.

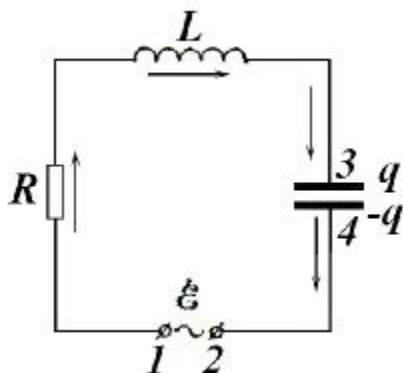
(192)-теңлемениң механикалық аналогы пружинаға илинген жүктің қозғалыс теңлемесі болып табылады (63-сүрөт). Егер Гук нызамы орынланатуғын болса, онда жүктің қозғалыс барысында тезлік \dot{x} қа пропорционал болған тормозлаушы күш $-\alpha\dot{x}$ пайда болады хәм қозғалыс теңлемесі мына түрге ийе болады:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx - \alpha\dot{x} + F$$

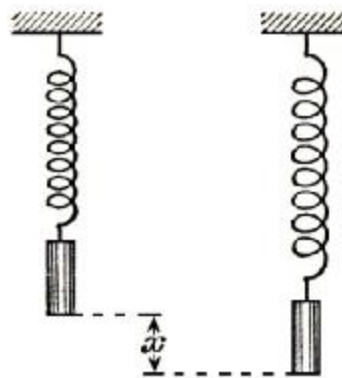
ямаса

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + \alpha\dot{x} + kx = F. \quad (193)$$

Бул аңлатпадағы x жүктің тең салмақлық халынан аўысуы (егер жүк төменге карай аўысса бул шама оң белгиге ийе болады деп есапланады), $-kx$ қайтарыушы күш (дәслепки халға қайтарыушы күш, бул күштің шамасы пружинаның керіу күші менен денениң салмағының қосындысынан турады). F болса жүкке тәсир етиуші басқа барлық күшлердің қосындысы.

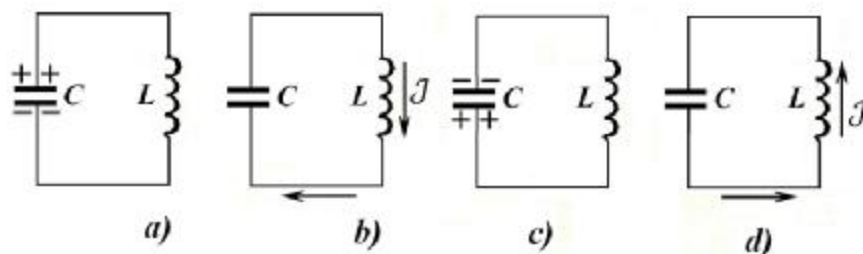


62-сүрөт. Тербелмели контур.



63-сүрөт. Тербелмели контурдың механикалық аналогы – пружинаға илдирилген жүк.

(193)-теңлеме (192)-теңлемеден тек белгилеулері бойынша хәм бул теңлемеге кириуші шамалардың мәнісі бойынша ғана айрылады. Математикалық жақтан олар бирдей. x аўысуының орнында (192) де заряд мұғдары q , масса m ниң орнында өзлик индукция L , қарсылық коэффициенті α ниң орнында электр қарсылығы R , сыртқы күшлер F тиң орнында сыртқы электр қозғаушы күш E тур. **Бирдей теңлемелер бирдей шешімге ийе болады.** (193)-теңлемеді $\alpha = 0$ хәм $F = 0$ деп есапласақ вертикал бағыттағы жүктің тербелісінің сөнбейтуғынлығына ийе боламыз. (192)- хәм (193)-теңлемелердің математикалық жақтан бирдей екенлігіне байланысly зарядланған конденсаторды өзлик индукция түтесі менен туйықласақ **электр тербеліслерінің** пайда болатуғынлығына көз жеткереміз. Бундай жағдайда жүк ұақытқа байланысly тең салмақлық халы дөгерігінде қандай нызам бойынша аўысатуғын болса, конденсатордың заряды q да ұақытқа байланысly тап сондай нызам бойынша өзгереді. Егер Омлық қасылық болмаса, онда тербелмели контурда сөнбейтуғын электр тербеліслері пайда болады. Егер R қарсылығы болса электр тербеліслері тез сөнеді.



64-сүрет. Тербелмели контурда электр тербеліслерінің пайда болыуын түсіндіріу үшін арналған сүрет.

64-сүрет тербелмели контурдағы электр тербеліслерінің пайда болыуын механиклық аналогсыз түсіндіреді. Эпидуралық үшін тербелмели контурдың электр қарсылығы нөлге тең деп есептейміз. Мейлі уақыттың бастапқы моментінде конденсатордың жоғары пластинкасы (астары) оң белгиге ие зарядпенен (қысқалық үшін оң зарядпенен), ал төменгі астары зарядланған деп есептейміз. Бул моментте тербелмели контурдың барлық энергиясы конденсаторда топланған (64-а сүрет). Сыртқы электр қозғаушы күштері болмағанда конденсатор зарядсызлана бастайды хәм усының нәтижесінде түте арқалы ток өте бастайды. Бул процесс конденсатордың астарының заряды нөлге тең болған уақытта тоқтайды, ал контурдан өтіп атырған токтың мәнісі максимумға жетеді (64-б сүрет). Усы уақыт моментінен бастап ток бағытын өзгертпей кемейе бастайды. Бирақ токтың шамасы бирден нөлге тең болып қалмайды, себебі токтың кемейіуіне индукцияның электр қозғаушы күші кесент жасайды. Нәтижеде ток конденсатордың төменгі астарын оң зарядпенен, ал жоғарыдағы астарын теріс зарядпенен зарядлайды. Токты кемейтіуіге бағынланған электр майданы пайда болады. Ақыр-аяғында ток нөлге шекем кемейеді, ал конденсатордың астарындағы зарядтың мұғдары максимумға шекем көтеріледі (64-с сүрет). Бундай жағдайда конденсатордың астарларындағы зарядлардың абсолют мұғдары 64-а сүреттегі көрсетілген, бирақ белгілері қарма-қарсы аўхалға келеді. Усы моменттен бастап конденсатор және зарядсызлана бастайды, контур арқалы 64-б сүретте көрсетілгендей, бирақ қарма-қарсы бағытланған ток өте бастайды. Токтың максимумы моментінде (64-д сүрет) конденсатор зарядсызланады хәм кейін тербелмели контур өзіннің дәслепкі 64-а сүретте келтірілген халыны қайтып келеді. Буннан кейін жоғарыда тәріпленген конденсатордың зарядланыу хәм зарядсызланыу циклі қайталанады. Егер энергияның жоғалыуы орын алмаса, онда жоғарыдағы конденсатордың зарядланыуы, зарядсызланыуы, қайтадан зарядланыуы шексіз көп уақыт даўам ете берген болар еді. Нәтижеде тербелмели контурда анық дәуірге ие сөнбейтуғын электр тербеліслері орын алған болар еді.

(292)- хәм (293)-теңлемелер екінші тәртіпті дифференциал теңлемелер болып табылады. Егер «сыртқы күшлер» болған E ямаса F болмаса, онда q ямаса x қа хәм олардан уақыт бойынша алынған туындыларға қарата теңleme **сызықты** хәм **бир теклі** теңлемелерге айланады. Бундай теңлемелер **еркін тербеліслер** деп аталатуғын тербеліслерді тәріптейді. Еркін тербеліслері сызықты теңлемелердің жәрдеминде тәріпленетуғын тербеліуші системаларды **сызықты тербеліуші системалар** деп атаймыз.

Төмендегідей белгілеулер киргиземіз:

$$\omega_0^2 = \frac{1}{LC} \text{ ямаса } \omega_0^2 = \frac{k}{m}, \quad (194)$$

$$2\gamma = \frac{R}{L} \text{ ямаса } 2\gamma = \frac{\alpha}{m}, \quad (195)$$

$$X = \frac{A}{c} \text{ ямаса } X = \frac{F}{m}. \quad (196)$$

Бундай жағдайда

$$\ddot{q} + 2\gamma\dot{q} + \omega_0^2 q = X, \quad (197)$$

$$x + 2\gamma\dot{x} + \omega_0^2 x = X. \quad (198)$$

ω_0 шамасын *тербеліуіші системаның меншикли жийилиги*, ал γ шамасын *сөңіу коэффициенті* деп атайды. Бул шамалардың физикалық мәнісін кейінірек түсіндіреміз.

Гармоникалық осциллятордың еркін тербеліслері. Омлық қарсылық болмаса тербелмелі контурдағы еркін тербеліслер

$$\ddot{q} + \omega_0^2 q = 0 \quad (199)$$

теңлемесі менен тәріпленеді. Тап ұсындай теңлеме пружинаға илдирилген жүктің еркін сөнбейтуғын тербелісін де тәріплейді. Тербелісі (199)-теңлемеге *бағынатуғын қалеген тербеліуіші системаны (механикалық, электр хәм басқа да системаларды) гармоникалық осциллятор деп атайды*. Егер тербеліуіші системада қарсылық күші $2\gamma\dot{q}$ болса, онда системаны *сөңіуге ийе гармоникалық осциллятор* деп атаймыз.

(199)-теңлемени шешиу үшін оның екі тәрепін де \dot{q} шамасына көбейтеміз. Бул жағдайда $\dot{q}\ddot{q} + \omega_0^2\dot{q}q = 0$ теңлемесін аламыз. Басқашалап жазсақ $\frac{dq}{dt} \frac{d}{dt} \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 \frac{d}{dt} qq = \frac{d}{dt} (\dot{q}^2 + \omega_0^2 q^2) = 0$. Солай етип (199)-теңлемениң орнына

$$\frac{d}{dt} (\dot{q}^2 + \omega_0^2 q^2) = 0$$

теңлемесіне ийе боламыз. Буннан $\dot{q}^2 + \omega_0^2 q^2$ шамасының ўақытқа байланыссы емес екенлігін білеміз. Соның менен бірге бул шама екі квадраттың қосындысынан тұрады, сонлықтан қаўсырманың ишіндегі шама оң мәніске ийе хәм ұсыған байланыссы оны

$$\dot{q}^2 + \omega_0^2 q^2 = \omega_0^2 q_0^2$$

түрінде жазыу мүмкін. Бул аңлатпада q_0 арқалы тұрақты шама белгіленген. Бул теңлік энергияның сақланыу ызамын аңлатады. Себебі оны мына түрде жазыу мүмкін

$$\frac{1}{2} L \dot{q}^2 + \frac{q^2}{2C} = \text{const.}$$

Екінші реткі интеграллауды әмелге асыруу үшін өзгеріушілерді ажыратамыз:

$$\frac{dq}{\sqrt{q_0^2 - q^2}} = \pm \omega_0 dt.$$

Буннан

$$\arccos \frac{q}{q_0} = \pm \omega_0 t + \text{const}$$

Ямаса

$$q = q_0(\omega_0 t + \delta). \quad (200)$$

Интеграллау турақлылары болған q_0 хәм δ шамалары басланғыш шәртлерден анықланады. Басланғыш шәртлер ретинде $t = 0$ ўақыт моментиндеги зарядтың муғдары q ды ямаса $J = \dot{q}$ тоқты алыў мүмкин.

(200)-аңлатпадай аңлатпаның жәрдемінде киши аўысыўлардағы пружинаға и жүктиң, математикалық ямаса физикалық маятниктиң, сес шығарып турған камертонның аяқларының еркин тербелиси, қалалық тоқ шынжырындағы тоқтың өзгериси тәриппленеди. Егер қандай да бир шама (200)-нызам бойынша тербелетуғын болса, онда бул шаманың тербелиси **гармоникалық тербелис** деп аталады. ω_0 шамасы гармоникалық тербелистің **цикллық жийилиги (айланыў жийилиги)** деп аталады.

$$T_0 = 2\pi/\omega_0 \quad (201)$$

шамасы тербелис дәўири деп аталады. Ўақыт бирлигиндеги тербелислер саны

$$\nu_0 = 1/T_0 \quad (202)$$

тербелислер жийилиги деп аталады. Жийиликтің бирлиги ретинде **герц** қолланылады. **Герц деп бир секунд ишиндеги тербелислер санына айтады.** q_0 шамасы **тербелислер амплитудасы**, $\omega_0 t + \delta$ шамасы **тербелислердиң фазасы**, ал δ шамасы тербелислердиң **дәслепки фазасы** деп аталады. Меншикли жийиликлер ω_0 , ν_0 тербеліўши системаның дүзилисинен ғәрезли, ал амплитуда q_0 менен дәслепки фаза δ тербеліўши системаның дүзилисине байланыссыз, ал басланғыш шәртлер жәрдемінде анықланады.

Енди (194)-формуланы еске түсиремиз ($\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$). Буннан $T_0 = 2\pi/\omega_0 = 2\pi\sqrt{LC}$. Яғный

$$T_0 = 2\pi\sqrt{LC} . \quad (203)$$

Бул формула **Вильям Томсон формуласы** деп аталады.

Егер абсцисса көшерине t ўақытын, ал ордината көшерине тербелетуғын q шамасының мәнисин қоятуғын болсақ, онда **синусоида** алынады. Бул дәўирли иймеклик болып, оның ординатасының мәниси T_0 дәўиринен кейин қайталанады. Амплитуда q_0 болса q шамасының ноллик мәнисинен ең максималлық аўысыўы.

65-сүўрет.

Ўақытқа байланысly дәўирли
өзгеретуғын иймеклик.

(200)-аңлатпаны дифференциаллау арқалы электр тербелислериндеги тоқ алынады:

$$J = \dot{q} = -\omega_0 q_0 \sin(\omega_0 t + \delta) = \omega_0 q_0 \cos\left(\omega_0 t + \delta + \frac{\pi}{2}\right).$$

Бул аңлатпадан J тоқтың тербелісіннің q зарядтың тербелісін тербеліс фазасы бойынша $\frac{\pi}{2}$ шамасына алда жүреді екен (озады екен).

Электр хәм магнит энергиялары мына аңлатпалар жәрдемінде бериледи:

$$W_e = \frac{q^2}{2C} = \frac{q_0^2}{2C} \cos^2(\omega_0 t + \delta),$$

$$W_m = \frac{1}{2} L J^2 = \frac{1}{2} L \omega_0^2 q^2 \sin^2(\omega_0 t + \delta) = \frac{q_0^2}{2C} \sin^2(\omega_0 t + \delta).$$

Бул аңлатпаларды мтөмендегидей түрде көрсетеміз:

$$W_e = \frac{q_0^2}{4C} + \frac{q_0^2}{4C} \cos(2\omega_0 t + \delta),$$

$$W_m = \frac{q_0^2}{4C} - \frac{q_0^2}{4C} \cos(2\omega_0 t + \delta).$$

Бул шамалардың орташа мәнісі бирдей хәм мынаған тең:

$$\overline{W_e} = \overline{W_m} = \frac{q_0^2}{4C} L J_0^2.$$

Усы орташа шамалар этирапында W_e хәм W_m шамалары $2\omega_0$ жийилигі менен гармоникалық тербеліс жасайды. Электр энергиясының магнит энергиясына хәм магнит энергиясының электр энергиясына өтйүі үзлексіз түрде жүреді. Электр энергиясы максимум мәнісіне көтерілгенде магнит энергиясы нөлге тең болады. Толық энергия

$$W = W_e + W_m = \frac{q_0^2}{2C} \quad (204)$$

шамасы барлық ўақытта да турақлы болып қалады (турақлы болып қалыўы энергияның сақланыўы ызамамынан келип шығады). (204)-формуладан толық энергияның **амплитуданың квадратына пропорционал екенлиги** көринип тур. Бундай жағдай механикалық гармоникалық тербеліслер ушын да орынлы болады.

Сөниўши тербеліслер. Енди тормозлаўшы күшлерди де есапқа аламыз. (197)-аңлатпадан $(\ddot{q} + 2\gamma\dot{q} + \omega_0^2 q = X$ түріндегі аңлатпа екенлигин еске түсирейик) $X = 0$ деп есаплайық. Бул теңлемени шешиў ушын

$$q = \xi e^{-\gamma t} \quad (205)$$

аңлатпасын қанаатландыратуғын ξ жаңа өзгеріўшісін қабыл етемиз. Бундай жағдайда мынадай теңлемеге ийе боламыз:

$$\ddot{\xi} + (\omega_0^2 - \gamma^2)\xi = 0. \quad (206)$$

Бул теңдеме сөнбейтуғын тербеліслердің дифференциал теңдемесі болған (199) бенен сәйкес келеді. Бірақ $\omega_0^2 - \gamma^2$ коэффициенті оң мәніске де, теріс мәніске де ийе болуы мүмкін. Усыған байланысты әдетте үш жағдай орын алады. Биз солардың біреуін, атап айтқанда $\omega_0^2 - \gamma^2 > 0$ шәрті орынланатуғын жағдайды қараймыз.

$$\omega_0^2 - \gamma^2 = \omega^2 \quad (207)$$

белгилеуін қабыл етемиз. Бундай жағдайда

$$\ddot{\xi} + \omega^2 \xi = 0. \quad (208)$$

Демек ξ өзгеріушісі ω жиілігі менен гармоникалық тербеледі екен:

$$\xi = a \cos(\omega t + \delta). \quad (209)$$

Демек

$$q = ae^{-\gamma t} \cos(\omega t + \delta). \quad (210)$$

Бул формула менен берилетуғын $q = q(t)$ функциясының графиги дәуірлі емес (бб-сүрөт). Бірақ q шамасы дәуірлі түрде нол арқалы өтеді хәм көп рет максимумға хәм минимумға жетеді. Бундай мәністе (210)-формула менен тәріпленетуғын процесслерді **сөңіуші тербеліслер** деп атаймыз. q шамасының нол арқалы екі өтіуі арасындағы ўақыт аралығы π/ω ға тең. Оның екілетілген мәнісі

$$T = 2\pi/\omega = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \gamma^2}} = \frac{T_0}{\sqrt{1 - (\gamma/\omega_0)^2}} \quad (211)$$

тербеліс дәуірі деп аталады (процесс дәуірлі емес болғанлықтан «дәуір» сөзі бул жерде орынлы емес болса да). (211)-формуладан $T > T_0$ екенлігі көрініп тур, яғный тормозлаушы күшлер тербеліс жиілігін кемейтеді хәм тербеліс дәуірін ұлкейтеді.

$$A = ae^{-\gamma t} \quad (212)$$

Көбейтіушісі **сөңіуші тербеліслердің амплитудасы** деп аталады. Амплитуда ўақыттың өтіуі менен экспонента бойынша кемейеді. Амплитуда e есе кемейетуғын ўақыт

$$\tau = 1/\gamma \quad (213)$$

сөңіу ўақыты деп аталады. τ ўақыты ишіндегі толық тербеліслер саны

$$N = \tau/T = 1/\gamma T. \quad (214)$$

Тербеліуші шаманың максимумлар менен минимумлар арасында ізбе-із өтіу моментлеріндегі амплитудалардың қатнасы $A_1/A_2 = e^{-\gamma T}$. Бул қатнастың логарифми

$$d = \ln \frac{A_1}{A_2} = \gamma T. \quad (215)$$

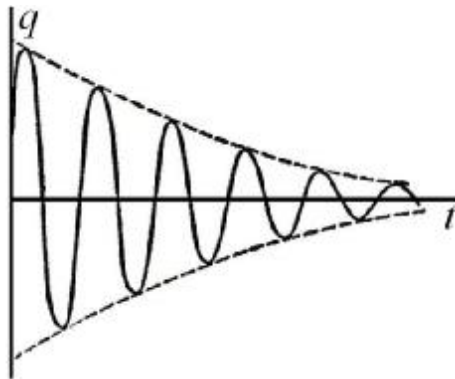
Бул шама **тербеліслердің логарифмлік декременти** деп аталады. Тербеліслердің логарифмлік декременти тербеліслер саны N менен

$$N = \frac{1}{d} \quad (216)$$

түрінде байланысқан. N (тербеліслер) саны тербеліслердің логарифмлік декрементіне кері пропорционал өзгеретуғын шама екен.

$$Q = \pi N = \frac{\pi}{d} \quad (217)$$

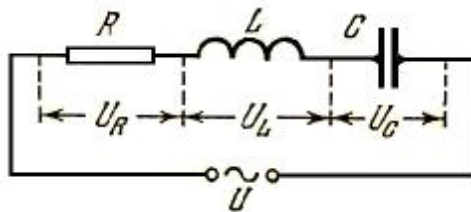
шамасы тербелмели контурдың **добротлығы** деп аталады¹⁵. Демек добротлық тербеліслер амплитудасы e есе кемеймен дегенше орын алатуғын тербеліслер санына туұры пропорционал екен (тербеліслер саны қаншама көп болса добротлық та соншама жоқары болады). Сөниұ әстелик пенен болатуғын болса $Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}$.



66-сүұрет.

$q = q(t)$ функциясының графиги

Мәжбүрий электр тербеліслери. Мәжбүрий тербеліслерди қоздырыұ ушын тербеліұши системаға сырттан дәұирли өзгеретуғын тәсир тийгизиұимиз керек. Мысалы 62-сүұретте келтирилген контурдағы электр қозғаұшы күши дереги E синус ямаса косинус нызамы менен өзгеретуғын электр қозғаұшы күшин бериұи керек. Биз бул параграфта 62-сүұретке толық сәйкес келетуғын, бирақ белгилеұлери менен айрылатуғын басқа сүұретти пайдаланамыз (67-сүұрет).



67-сүұрет.

Контурдың хәр бир элементине түскен кернеұлердің қосындысы сырттан түсирилген кернеұдің мәнисине тең, яғный $U = U_m \cos \omega t = U_R + U_C + U_L$.

Бул жағдайда контурдағы конденсатор хәм индуктивлик түтеси менен избе-из жалғанган өзгермели электр қозғаұшы күши дереги

$$U = U_m \cos \omega t \quad (218)$$

¹⁵ Орыс тилиндеги «добротность» сөзин сол түрінде «добротлық» деп қабыл етемиз.

кернеуін беретұғын болсын. Биз омлық қарсылыққа түсетұғын кернеудің $\mathcal{J}R$, конденсаторға түсетұғын кернеудің $\frac{q}{C}$, ал L индуктивлигине ийе түтеге түсетұғын кернеудің $L \frac{d\mathcal{J}}{dt}$ екенлигин есапқа алып, сол кернеулердің қосындысының мына теңликти қанаатландыратұғынлығына аңсат көз жеткериўге болады:

$$\mathcal{J}R = -\frac{q}{C} - L \frac{d\mathcal{J}}{dt} + U_m \cos \omega t. \quad (219)$$

Элементар түрлендириўлер өткериў арқалы биз мынаған ийе боламыз:

$$\ddot{q} + 2\beta \dot{q} + \omega_0^2 q = \frac{U_m}{L} \cos \omega t. \quad (220)$$

Бул аңлатпада $\beta = \frac{R}{2L}$, $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$.

(220)-аңлатпа мәжбүрий механикалық тербелислердің дифференциал теңлемесине сәйкес келеди (қараңыз: «Механика» бойынша лекциялар текстлери, 29-параграф). Бул теңлемениң дара шешими мына түрге ийе болады:

$$q = q_m \cos(\omega t - \delta). \quad (221)$$

Бул аңлатпада $q_m = \frac{U_m/L}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}$, $\tan \delta = \frac{2\beta \omega}{\omega_0^2 - \omega^2}$.

ω_0^2 пенен β ның мәнислерин қойыў арқалы мына аңлатпаларға ийе боламыз:

$$q_m = \frac{U_m}{\omega \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}, \quad (222)$$

$$\tan \delta = \frac{R}{\frac{1}{\omega C} - \omega L}. \quad (223)$$

(221)-аңлатпаны t бойынша дифференциаллап контурдағы қәлиплескен тербелислердеги тоқ түшин аламыз.

$$\mathcal{J} = -\omega q_m \sin(\omega t - \delta) = \mathcal{J}_m \cos(\omega t - \delta + \frac{\pi}{2}).$$

Бул аңлатпаны мына түрде жазамыз:

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}_m \cos(\omega t - \varphi). \quad (224)$$

Бул аңлатпада φ шамасының тоқ ушын дәслепки фаза екенлигин (ал потенциал емес екенлигин) атап өтемиз. Соның менен бирге $\varphi = \delta - \frac{\pi}{2}$ шамасы тоқ пенен түсирилген кернеу арасындағы фазалар айырмасы. (223) ке сәйкес

$$\tan \varphi = \tan \left(\delta - \frac{\pi}{2} \right) = -\frac{1}{\tan \delta} = \frac{\frac{1}{\omega C} - \omega L}{R}. \quad (225)$$

Бул формуладан мына жағдайлы көремиз:

$$\frac{1}{\omega C} > \omega L$$

$$\frac{1}{\omega C} < \omega L$$

Тоқ фазасы бойынша кернеуден артта қалады ($\varphi > 0$)

Тоқ фазасы бойынша кернеуден алда жүреді ($\varphi < 0$)

(222)-аңлатпаға сәйкес

$$J_m = \omega q_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}. \quad (226)$$

(219)-аңлатпаны

$$JR + \frac{q}{c} + L \frac{dJ}{dt} = U_m \cos \omega t. \quad (227)$$

түрінде жазамыз. JR көбеймеси актив қарсылыққа түскен U_R кернеуге, $\frac{q}{c}$ болса конденсатордағы кернеу U_C ға тең. $L \frac{dJ}{dt}$ шамасы индуктивліктегі кернеу U_L ге тең. Усыны есапқа алып былайынша жазамыз:

$$U_R + U_C + U_L = U_m \cos \omega t. \quad (228)$$

Солай етип контурдың барлық элементлеріндегі кернеудің қосындысы сырттан түсірілген кернеудің мәнісіне тең (67-сұйрет).

(224) ке сәйкес

$$U_R = R J_m \cos(\omega t - \varphi). \quad (229)$$

(221) ды сыйымлыққа бөліп, конденсатордағы кернеуді табамыз:

$$U_C = \frac{q_m}{c} \cos(\omega t - \delta) = U_{Cm} \cos\left(\omega t - \varphi - \frac{\pi}{2}\right). \quad (230)$$

Бул жерде

$$U_{Cm} = \frac{q_m}{c} = q_m = \frac{U_m}{\omega C \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} = \frac{J_m}{\omega C}. \quad (231)$$

(224)-функциясының туындысын L ге көбейтсек индуктивліктегі кернеуді аламыз:

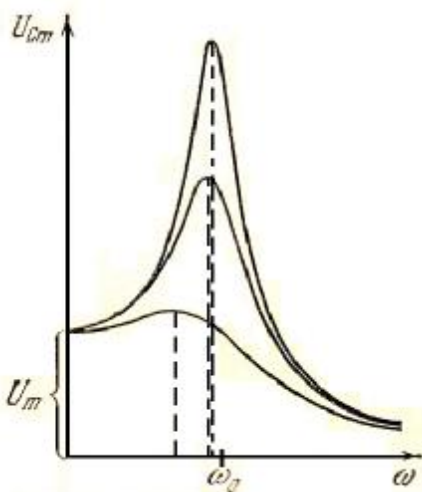
$$U_L = L \frac{dJ}{dt} = -\omega L J_m \sin(\omega t - \varphi) = U_{Lm} \cos(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}). \quad (232)$$

Бул жерде

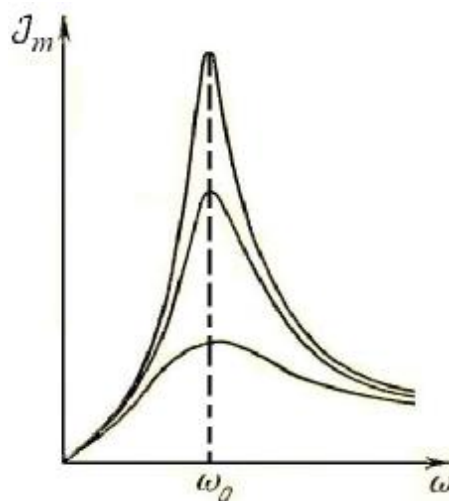
$$U_{Lm} = \omega L J_m. \quad (233)$$

Егер (224)-, (229)-, (230)- хәм (232)-аңлатпаларды бір бири менен салыстырып көрсек мынаған ийе боламыз:

- 1) конденсатордағы кернеу фазасы бойынша тоқ күшинен $\frac{\pi}{2}$ ге артта қалады.
- 2) индуктивліктегі кернеу фазасы бойынша тоқ күшинен $\frac{\pi}{2}$ ге алдыда жүреді.
- 3) актив қарсылықтағы (омлық қарсылықтағы) кернеу фазасы бойынша тоқ күшинің фазасындай болады.



68-сұррет. U_C ушын резонанслық иймекликлер. q ушын да резонанслық иймекликлер тап усындай болады.



69-сұррет. J_m тоқ күши ушын алынған резонанслық иймекликлер.

Заряд q хәм конденсатордағы кернеу U_C ушын резонанслық жийилик мынаған тең:

$$\omega_{q rez} = \omega_{U rez} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{2L^2}} \leq \omega_0. \quad (234)$$

68-сұрретте U_C ушын резонанслық иймекликлер келтирилген. q ушын да резонанслық иймекликлер тап усындай болады. $\omega \rightarrow 0$ де олар ординатасы $U_{Cm} = U_m$ болған бир ноқатта кесилеседи. Ал U_m болса конденсаторды турақлы U_m кернеу дерегине тутастырғандағы усы конденсатордың ушларындағы кернеу. $\beta = \frac{R}{2L}$ шамасы қаншама киши болса резонанстағы максимум бийигирек хәм ушлырақ болады (β ның киши болыуы ушын омлық қарсылық R киши, ал индуктивлік L үлкен болыуы керек).

69-сұрретте тоқ күши ушын алынған иймекликлер берилген. Бул иймекликлер механикалық тербеліслердегі тезліклер ушын сызылған иймекликлерге сәйкес келеди. Тоқ күшинің амплитудасы $\omega L - \frac{1}{\omega C} = 0$ болғанда максималлық мәнісине жетеди (226-аңлатпаға қарау керек). Демек тоқ күши ушын резонанслық жийилик контурдың меншикли жийилигі ω_0 ға тең болады:

$$\omega_{J rez} = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (235)$$

Резонанслық иймекликлер J_m көшерин нолде кесип өтеди. Яғный конденсатор бар шынжыр арқалы турақлы тоқ өте алмайды.

Сөниу киши болғанда ($\beta^2 \ll \omega_0^2$) кернеу ушын резонанслық жийиликти контурдың меншикли жийилигі ω_0 шамасына тең деп есаплауға болады (234-аңлатпаға қарау керек). Усыған сәйкес $\omega_{rez}L - \frac{1}{\omega_{rez}C} \approx 0$ деп есаплау мүмкин. (231)-аңлатпаға мууапық

резонанстағы конденсатордың ушларындағы кернеу амплитудасы $U_{Cm rez}$ шамасының сыртқы кернеу амплитудасы U_m ге қатнасы былайынша есапланады:

$$\frac{U_{Cm rez}}{U_m} = \frac{1}{\omega_0 CR} = \frac{\sqrt{LC}}{CR} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = Q. \quad (236)$$

[(217)-формулаға караңыз]. Бул аңлатпада Q аркалы контурдың добротлығы белгиленген. Солай етип **контурдың добротлығы конденсаторға түскен кернеудің сырттан түсірилген кернеуден қанша үлкен болатуғынлығын көрсетеди екен.**

19-§. Өзгермели ток

Өзгермели электр тоғы шынжырындағы актив қарсылық, сыйымлық хәм индуктивлик. Векторлық диаграммалар усылы. Өзгермели тоқлар ушын Ом ызамы. Өзгермели тоқтың қууаты хәм жұмысы. Ток хәм кернеудің эффективлик мәніслери. Кернеу хәм ток резонансы.

Биз 18-параграфта баянлаған мәжбүрий тербеліслерди сыйымлықтан, индуктивликтен хәм актив қарсылықтан туратуғын шынжырдағы сыртқы деректен түсіріген

$$U = U_m \cos \omega t \quad (237)$$

өзгермели кернеуінің тәсиринде пайда болған өзгермели тоқтың өтиуі деп қарау керек¹⁶. Бул ток күши

$$J = J_m \cos(\omega t - \varphi) \quad (238)$$

ызамы бойынша өзгереді. Жоқарыда ток амплитудасы J_m шамасының былайынша анықланатуғынлығын көрдик:

$$J_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}. \quad (226)$$

Ток фазасы бойынша кернеуден φ шамасына кейін қалады (мүйешине кейін қалады) хәм бул шама

$$\tan \varphi = \frac{\omega L - 1/\omega C}{R} \quad (239)$$

аңлатпасының жәрдемінде анықланады. (226)-формуланың бөлімінде турған

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \quad (240)$$

шамасы **толық электр қарсылығы** ямаса **импеданс** деп аталады.

¹⁶ «Сыйымлықтан, индуктивликтен, актив қарсылықтан» деген сөзлер «конденсатордан, индуктивлик түтесинен, актив қарсылықтан» дегенди билдиреди.

Егер шынжыр тек актив қарсылықтан тұратуғын болса, онда Ом нызамы теңлемеси мына түрге ийе болады:

$$IR = U_m \cos \omega t$$

Бул аңлатпадан тек актив қарсылық болған жағдайда тоқ пенен кернеудің өзгеріу фазасы бірдей болатуғынлығы көринип тұр, ал тоқ күшинің амплитудасы

$$I_m = \frac{U_m}{R}.$$

Бул аңлатпаны (226)-аңлатпа менен салыстырыу арқалы конденсатордың орнын туйықлаудың сыйымлықты нолге теңеу $C = 0$ менен емес, ал сыйымлықты шексиз үлкейтіу, яғный $C = \infty$ менен алмастырыуға сәйкес келетуғынлығын көрсетеди.

Қөлеген хақыйкый шынжыр шекли омлық қарсылық R ге, индуктивлік L ге хәм сыйымлық C ға ийе болады. Бирақ айырым жағдайдарда олардың айырымларын есапқа алмауға болады. Мысал ретінде үш жағдайды қарап өтейик.

1). $R = 0$ хәм $C = \infty$ деп есаплау мүмкин (демек актив қарсылық та, конденсатор да жоқ). Бундай жағдайда (226)- хәм (239)-аңлатпалардан

$$I_m = \frac{U_m}{\omega L} \quad (241)$$

аңлатпасын аламыз хәм $\tan \varphi = \infty$ екенлигине ийе боламыз (яғный $\varphi = \pi/2$). (241)-аңлатпадағы

$$X_L = \omega L \quad (242)$$

шамасын шынжырдың **реактивлік индуктивлік қарсылығы** ямаса **индуктивлік қарсылығы** деп атайды. Егер L ди генрилерде, ω ны радиан/секундларда өлшенсе X_L шамасы омларда аңлатылады. Яғный

$$1 \text{ генри} \times 1 \text{ радиан/секунд} = 1 \text{ ом}.$$

(242)-аңлатпа индуктивлік қарсылықтың цикллық жийилик ω ның артыуы менен артатуғынлығын көрсетеди. Ал турақлы тоқ ушын $\omega = 0$, сонлықтан турақлы тоққа индуктивлік қарсылық жасамайды.

Индуктивліктеги тоқ фазасы бойынша кернеуден $\varphi = \pi/2$ шамасына артта қалады. Усыған сәйкес индуктивлікке түскен кернеу фазасы бойынша тоқтан $\pi/2$ шамасына алдыда жүреді.

2). Енди $R = 0$ хәм $L = 0$ деп есаплайық. Онда (226)- хәм (239)-аңлатпаларға сәйкес

$$I_m = \frac{U_m}{1/\omega C}. \quad (243)$$

хәм $\tan \varphi = -\infty$ екенлигине ийе боламыз (яғный $\varphi = -\pi/2$). Бул аңлатпадағы

$$X_C = 1/\omega C \quad (244)$$

шамасын **реактив сыйымлық қарсылығы** ямаса **сыйымлық қарсылығы** деп атайды. Егер сыйымлық C ны фарадаларда, цикллық жиілік радиан/секундларда өлшесек, онда X_C омларда аңлатылады. Яғный

$$1 \text{ фарада} \times 1 \text{ радиан/секунд} = 1 \text{ ом}.$$

(244)-аңлатпадан жиіліктің артығы менен сыйымлық қарсылығының кемейетуғынлығы келип шығады. Турақлы ток үшін $X_C = \infty$, яғный турақлы ток конденсатор арқалы өтпейди

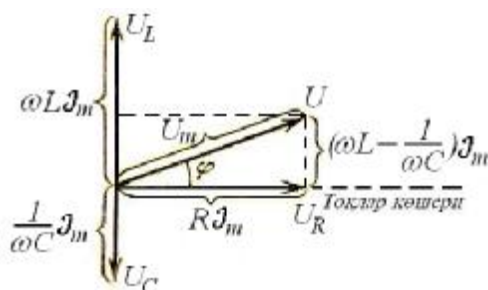
3). Енди тек $R = 0$ болсын. Бундай жағдайда (226)-формула мынаны береді:

$$J_m = \frac{U_m}{\left| \omega L - \frac{1}{\omega C} \right|}. \quad (245)$$

Бул аңлатпадағы $X = \omega L - \frac{1}{\omega C} = X_L - X_C$ шамасы **реактив қарсылық** ямаса **реактанс** деп аталады. Солай етип биз қарап атырған жағдайлар үшін (239)- хәм (240)-аңлатпалар төмендегидей түрге енеді:

$$\tan \varphi = \frac{X}{R}, \quad Z = \sqrt{R^2 + X^2}.$$

Солай етип туұры мүйешли үш мүйешликтеги катетлердің ұзынлығын R хәм X шамаларына тең етип алсақ, онда Z гипотенузаның ұзынлығына тең болады. Бул жағдай 70-сүўретте келтирилген.



70-сүўрет.

U_C , U_R , U_L кернеўлери үшін дүзилген векторлық диаграмма. Бул диаграммада туұры мүйешли үш мүйешликтің катетлери R хәм X шамаларына тең болғанда гипотенузаның ұзынлығының Z ке тең болатуғынлығы көринип тур.

Өзгермели тоқтың жумысы хәм қуўаты. Өзгермели ток шынжырындағы айрылып шығатуғын күүатлықты табамыз. Қуўатлықтың (қуўаттың) биз заматлық мәниси ток пенен кернеўдің бир заматлық мәнислериниң көбеймасыне тең, яғный

$$P(t) = U(t)J(t) = U_m \cos \omega t J_m \cos(\omega t - \varphi). \quad (246)$$

$$\cos \alpha \cos \beta = \frac{1}{2} \cos(\alpha - \beta) + \frac{1}{2} \cos(\alpha + \beta)$$

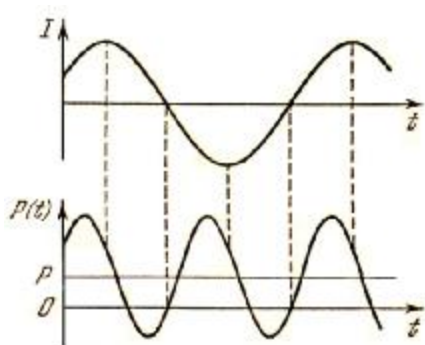
формуласынан пайдаланып (246)-аңлатпаны мына түрге келтиремиз:

$$P(t) = \frac{1}{2} U_m J_m \cos \varphi + \frac{1}{2} U_m J_m \cos(2\omega t - \varphi). \quad (247)$$

Әмелде бизди $P(t)$ қуаттың орташа мәнісі қызықтарады. Оны P арқалы белгілейміз. $\cos(2\omega t - \varphi)$ шамасының орташа мәнісі нөлге тең болғанлықтан

$$P = \frac{U_m I_m}{2} \cos \varphi. \quad (248)$$

(247)-аңлатпадан бір заматлық қуаттың орташа мәнісі әтирапында тоқтың жийилигінен екі есе артық жийилик пенен тербелетуғынлығын көреміз. Бул аўхал 71-сүўретте сәўлелендирилген.



71-сүўрет.

Өзгермели тоқтың қуаты $P(t)$ шамасының өзіннің орташа мәнісі әтирапында тоқтың жийилигінен екі есе көп жийилик пенен тербелетуғынлығын көрсететуғын диаграммалар.

(239)-формулаға сәйкес

$$\cos \varphi = \frac{R}{\sqrt{R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2}} = \frac{R}{Z}. \quad (249)$$

$\cos \varphi$ диң бул мәнісин (248)-формулаға қойсақ, онда мына аңлатпаны аламыз:

$$P = \frac{R I_m^2}{2}. \quad (250)$$

Усындай қуатқа күши

$$I = \frac{I_m}{\sqrt{2}} \quad (251)$$

шамасына тең болған тоқ ийе болады. Бул шама тоқ күшиниң **тәсир ететугын** (ямаса **эффeктив**) мәнісі деп аталады. Тап усыған сәйкес

$$U = \frac{U_m}{\sqrt{2}} \quad (252)$$

шамасы кернеўдиң **тәсир етиўши** (**эффeктив**) мәнісі деп аталады.

Демек **өзгермели тоқ күши менен өзгермели кернеўдиң эффeктив мәніслери олардың амплитудалық мәніслеринен $\sqrt{2}$ есе киши екен. Өзгермели тоқ күшиниң эффeктив мәнісі тәсири тап сондай болған турақлы тоқ күшиниң мәнісиндей болады. Тап сол сыяқлы өзгермели кернеўдиң эффeктив мәнісі тәсири усы өзгермели кернеўдиң тәсириндей болған турақлы кернеўдиң мәнісине тең.**

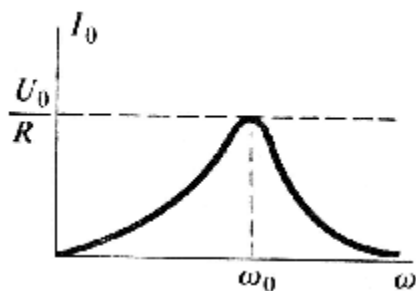
Тоқ пенен кернеўдиң тәсир етиўши мәнісі арқалы аңлатылған орташа қуат ушын аңлатпа

$$P = UI \cos \varphi \quad (253)$$

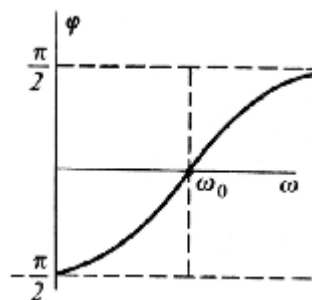
түріне ийе болады. Бул аңлатпаға кириўши $\cos \varphi$ көбейтиўшисин **қуўат коэффициенті** деп аталады. Техникада бул функцияның мәнісін мүмкін болғанынша үлкенірек етип алыўға умтылады.

Биз жоқарыда конденсаторда да, индуктивлік түтеде де $\cos \varphi = 0$, яғный $\varphi = \frac{\pi}{2}$ екенлигин көрген едик. Усыған байланысly индуктивлікте де, сыйымлықта да $P = 0$ хәм усыған сәйкес қуўат жоғалмайды (жыллылық ушын жумсалмайды) деп жуўмақ шығарамыз.

Кернеў хәм тоқ резонансы. Биз жоқарыда қараған тербелмели контур өзгермели ток контурының бир түрі болып табылады (мысал ретинде 67-сүўретти келтириўге болады).



72-сүўрет. $I_0(\omega)$ функциясының графиги.



73-сүўрет. $\varphi(\omega)$ функциясының графиги.

Енди биз белгилеўлерде бир қанша өзгерислер киргиземиз хәм тоқ күшин I арқалы емес, ал көпшилик оқыў әдебиатларында қабыл етилген I ҳарипинен пайдаланамыз (үўретлерде де тоқ күшин сәйкес I ҳарипи менен белгилеймиз). Тоқтың амплитудалық мәніси I_0 , ток пенен кернеў арасындағы фазалар айырмасы φ болсын. Бундай жағдайда тоқтың амплитудалық мәніси менен фазалар айырмасының сырттан түсирилген кернеўден ғәрезлигин анықлаймыз. (225)-(226) формулалар бойынша

$$I_0 = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \quad (254)$$

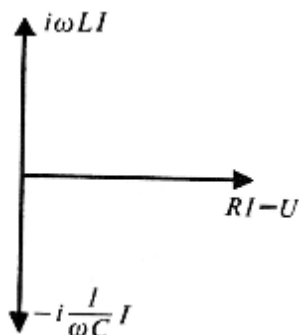
$$\tan \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}. \quad (255)$$

$I_0(\omega)$ менен $\varphi(\omega)$ байланыслары 72- хәм 73-сүўретлерде берилген. Тоқ күши I_0 жийилик

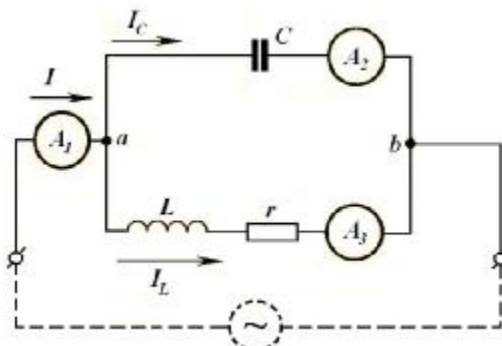
$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (256)$$

болғанда максимумға жетеди. Бул жийиликти контурдың резонанслық жийилиги деп атаған едик. Бундай жағдайда тоқ күшиниң амплитудасы $\frac{U_0}{R}$ ге, ал фазалар айырмасы $\varphi = 0$ ге тең. Бундай жағдай шынжырда сыйымлық та, индуктивлік те жоқ жағдайға сәйкес келеди. Басқа сөз бенен айтқанда биз қарап атырған жағдайда сыйымлықтағы кернеў менен индуктивліктеги кернеў бир бирин толық компенсациялайды (демек сыйымлыққа түскен кернеў менен индуктивлікке түскен кернеў бирдей мәніске ийе, ал фазалары бойынша хәмме ўақыттағыдай қарама-қарсы). Усыған байланысly бундай резонансты **кернеўлер резонансы** деп та атайды. Кернеўлер резонансының векторлық

диаграммасы 74-сүретте келтирилген. Резонанста (яғный $\omega = \omega_0$ шәрти орынланғанда) контур өзін тек актив қарсылық сыпатында көрсетеди.



74-сүрет. Кернеулер резонансындағы кернеулердің векторлық диаграммасы (вертикал бағыттағы кернеулер бір-бірін жоқ етеді).



75-сүрет. Тоқлар резонансын жүзеге келтіріу үшін арналған шынжыр.

Енді **тоқлар резонансын** қарап өтеміз. Оның үшін 75-сүретте келтирилген шынжырды пайдаланамыз. Бұндай жағдайда шынжыр арқалы өтіуші тоқтың шамасы мынаған тең:

$$I = I_L + I_C = U \left(\frac{1}{R + i\omega L} + i\omega C \right) = U \left(\frac{R - i\omega L}{R^2 + \omega^2 L^2} + i\omega C \right) = U \frac{R}{R^2 + \omega^2 L^2} - i \frac{U}{R^2 + \omega^2 L^2} [\omega L - \omega C (R^2 + \omega^2 L^2)] . \quad (257)$$

Бұл аңдатпадағы ең кейінгі (квадрат) қауысырма ишіндегі шамалар нөлге тең болғанда жормал ағза жоғалады, тоқтың шамасы $I = \frac{UR}{R^2 + \omega^2 L^2}$ аңдатпасы жәрдемінде анықланады хәм шынжыр тек омлық қарсылыққа ийе болады. Яғный

$$\omega L - \omega C (R^2 + \omega^2 L^2) = 0 . \quad (258)$$

Сыртқы кернеу менен тоқ күші арасындағы фазалар айырмасы нөлге тең. (258)-аңдатпаның екі тәрәпин де $\omega^2 LC$ ға бөліп

$$\frac{1}{\omega C} - \omega L = \frac{R^2}{\omega L} \quad (259)$$

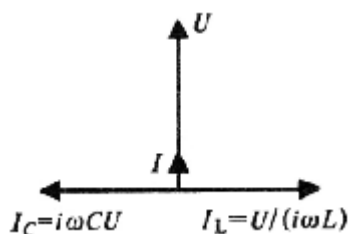
аңдатпасына ийе боламыз. Әмелдегі көпшілік әхмийетли жағдайларда (көбинесе техникада) $\omega L \gg R$ шәрти орынланатуғын контурлар қолланылады. Сонлықтан кейінгі екі теңлемениң шешими

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (260)$$

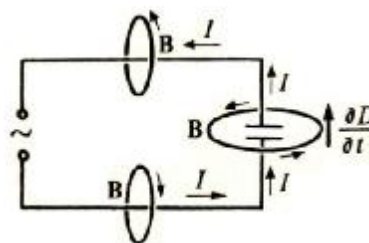
түрінде жазылады (256-аңдатпаға қайта келгенлигимизди аңғарыуымыз керек). Демек L , C хәм ω ның мәнислерин өзгерте отырып фазалар айырмасы φ ди нөлге алып келиу мүмкин екен. Бұндай жағдайда контур актив қарсылық қәсийетине ийе болады. Мәжбүрий тербеліслердің бұл дара жағдайын **тоқлар резонансы** деп атаймыз.

Тоқлар резонансын бақлау үшін 75-сүретте келтирилген схемадан пайдаланыуға болады. Бұл жағдайда A_1 амперметрі менен бірге хәр бір тармақтағы тоқ күшін өлшеу

ушын A_2 хэм A_3 амперметрлери де қолланылады. Өзгөрмели кернеу дереги ретинде өжирелердеги жақтыландырыу тармағын алыуға болады (жийилиги 50 Гц). Индуктивлик ретинде темир өзекке ийе дроссельди алыу қолайлы (өзектиң орнын эсте-ақырынлық пенен өзгертиу аркалы L ди өзгерте аламыз). Бундай жағдайда мынадай жағдайды байқай аламыз: Дәслеп I_L тоғы (A_3 амперметри менен өлшенген) A_2 амперметри менен өлшенген I_C тоғынан әдеуір киши. A_1 амперметри болса сезилерликтей күшке ийе болған I тоғының өтип турғанлығын көрсетеди. Дроссельдің индуктивлиги L диң киширейиуи менен I_L тоғы өсе баслайды (I_C тоғы өзгериссиз қалады). Ал шама менен $I_C - I_L$ айырмасына тең толық тоқ I киширейе баслайды. Индуктивликтың базы бир мәнисинде I тоғы ең киши мәниске ийе болады (резонанс). Бундай жағдайда A_2 хэм A_3 амперметрлери A_1 амперметринің көрсетиуинен әдеуір үлкен болған, шамалары дерлик бирдей мәниске ийе болған тоқлардың өтип турғанлығын көрсетеди. Бул нәтийжелер I_C менен I_L тоқларының фазалары бойынша дерлик қарама-қарсы екенлигин көрсетеди. Индуктивликти және де киширейтсек, онда I_L тоғы I_C тоғына салыстырғанда үлкейеди, ал толық тоқ I де үлкейе баслайды. 76-сүүретте тоқлар резонансындағы тоқлардың векторлық диаграммасы көрсетилген.



76-сүүрет. Тоқлар резонансындағы тоқлардың векторлық диаграммасы. I_C хэм I_L тоқларының бағыттарының (дерлик) қарама-қарсы екенлигин көринип тур.



77-сүүрет.

Аўысыу тоғы

20-§. Максвелл постулатлары

Аўысыу тоғы. Максвелл теңлемелери хэм олардың тәжірийбелерден келип шығатуғын тийкарлары. Максвелл теңлемелериниң физика илиминдеги тутқан орны.

Электромагнит толқынлар. Электромагнит толқынлардың қасиетлери, олардың көлденең толқын екенлиги. Толқын энергиясы. Пойнтинг векторы. Электромагнит толқынларды пайда етиу. Герц тәжірийбелери

Конденсатор жалғанған шынжыр аркалы турақлы тоқ өтпейди, ал өзгөрмели тоқ өтеди (мысалы 67-сүүретте келтирилген тербелмели контур аркалы турақлы тоқ өтпейди). Өткізгішлик квазистационар тоғының күши шынжырдың барлық избе-из жалғанған элементлеринде бирдей мәниске ийе болады. Конденсатор аркалы электронлардың қозғалысы менен байланысly болған өткізгішлик тоғының өтиуи мүмкин емес. Себеби оның астарлары бир биринен диэлектрик аркалы ажыратылған. Усыған байланысly биз мынадай жуўмақ шығарамыз: конденсаторда сондай бир **процесс** орны алады, сол процесс өткізгішлик тоғын туйықлайды. Басқа сөз бенен айтқанда бул процесс конденсатордың бир астарынан екінши астарына заряд алып бармайды, бирақ усыған қарамастан конденсатордың астарлары арасында заряд алмасыуды тәмийинлейди. **Бундай процесссти аўысыу тогы деп атайды.**

77-сүүретте келтирилген тегис конденсаторға ийе өзгермети тоқ шынжырын қараймыз. Конденсатордың астарлары арасында кернеулиги $E = \frac{\sigma}{\epsilon}$ болған электр майданы бар (ϵ

арқалы астарлар арасындағы диэлектрик заттың диэлектриклик сиңиргишлиги, ал σ арқалы астардағы зарядлардың тығызлығы белгиленген). Конденсатордың астарлары арасындағы электр ағысы $D = \sigma = \frac{Q}{S}$ ($Q = DS$ арқалы конденсатордың хәр бир астарындағы заряд мұғдары, ал S арқалы астардың майданы белгиленген), . Шынжырдағы ток күші $I = \frac{\partial Q}{\partial t}$ ға тең. Буннан

$$I_{awisiw} = S \frac{\partial D}{\partial t}. \quad (261)$$

Әлбетте $I_{awisiw} = I$ болыуы керек. Демек шындырдағы тоқты туйықлайтуғын процесс конденсатордың астарлары арасындағы электр ағысының өзгериси болып табылады екен. Астарлар арасындағы ағысы тоғының тығызлығы

$$j_{awisiw} = I_{awisiw}/S = \frac{\partial D}{\partial t}. \quad (262)$$

Астарлар арасындағы хәр бир ноқатта j_{awisiw} дың бағыты $\frac{\partial D}{\partial t}$ ның бағытына параллел болғанлықтан

$$j_{awisiw} = \frac{\partial D}{\partial t}. \quad (263)$$

Ағысы тоғының бар екенлиги 1864-жылы Максвелл тәрәпинен болжап айтылған еди (бундай тоқтың бар екенлиги физикаға уллы Шотландиялы Максвелл тәрәпинен постулат түрінде енгизилди деп айтамыз). Буннан кейин өткерилген экспериментлер ағысы тоғының бар екенлигин хәм оның тығызлығының ҳақыйқатында да (263)-аңлатпа менен анықланатуғынлығын тастыйықлады.

Өткизгишлик тоғы тәрәпинен магнит майданының пайда етилиуи

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{j} \quad (264)$$

теңлемеси жәрдемінде бериледи. Жоқарыда айтылғанларды есапқа алып (ағысы тоғының бар екенлигин есапқа алып) биз (264)-аңлатпаны былайынша көширип жазамыз:

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{j} + j_{awisiw}. \quad (265)$$

Бул теңлема Максвелл теңлемелериниң бири болып табылады.

Солай етип биз хәзир ғана көрген **өзгөрмели электр майданы тәрәпинен магнит майданының пайда етилиуи тәбияттың фундаменталлық қубылысларының бири болып табылады.**

Максвелл теңлемелери системасы. Жоқарыда эксперименталлық нәтийжелерди жуумақлаудың салдарынан алынған хәм Максвелл теңлемелери системасына киреди деп айтылған теңлемлердиң толық системасын қараймыз. Усы теңлемелер системасын дүзиу менен Максвелл электр хәм магнит қубылысларының бирден бир теориясын дөретти. Бул теория сол ўақытлардағы барлық эксперименталлық фактлерди түсиндире алды хәм бир қатар қубылыслардың орын алатуғынлығын болжап айтты. Бул болжаулар кейинирек экспериментте тастыйықланды. Максвелл теориясының тийкарғы нәтийжеси вакуумде жақтылық тезлиги менен тарқалатуғын электромагнит толқынларының бар екенлиги

хақындағы жуымағы болып табылады. Бундай толқынларды теориялық изертлеулер Максвеллді жақтылықтың электромагнит теориясын дөретиуге алып келді.

Максвелл теориясының тийкарын Максвелл теңлемелері құрайды. Биз оларды Гаусс системасында (рационалластырылмаған системада) былайынша жазамыз:

Интеграл формада:

$$\oint_L \mathbf{H} d\mathbf{l} = \frac{4\pi}{c} \int_S \left(\mathbf{j} + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) d\mathbf{S}, \quad (\text{M-1})$$

$$\oint_L \mathbf{E} d\mathbf{l} = -\frac{1}{c} \int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} d\mathbf{S}, \quad (\text{M-2})$$

$$\oint_L \mathbf{D} d\mathbf{S} = 4\pi \int \rho dV, \quad (\text{M-3})$$

$$\oint_L \mathbf{B} d\mathbf{S} = 0. \quad (\text{M-4})$$

Дифференциал формада:

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (\text{M-5})$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (\text{M-6})$$

$$\text{div } \mathbf{D} = 4\pi \rho. \quad (\text{M-7})$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0, \quad (\text{M-8})$$

Рационалластырылған есаплау системасында (SI системасында) жоқарыдағы теңлемелер былайынша жазылады:

Интеграл формада

$$\oint_L \mathbf{H} d\mathbf{l} = \mathcal{I} + \int_S \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} d\mathbf{S}, \quad (\text{M-1a})$$

$$\oint_L \mathbf{E} d\mathbf{l} = -\int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} d\mathbf{S}, \quad (\text{M-2b})$$

$$\oint_L \mathbf{D} d\mathbf{S} = q, \quad (\text{M-3c})$$

$$\oint_L \mathbf{B} d\mathbf{S} = 0. \quad (\text{M-4d})$$

Дифференциал формада:

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (\text{M-5a})$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (\text{M-6b})$$

$$\text{div } \mathbf{D} = \rho, \quad (\text{M-7c})$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0. \quad (\text{M-8d})$$

Майдан теңлемелері деп аталатуғын бұл теңлемелерді барлық макроскопиялық электромагнит құбылыстарын тәриплеу үшін қолланыу мүмкін. Ал айқын ситуацияларды изертлегенде материаллық орталықтардың электромагниттік қасиеттерін де есепке алыу керек болады. Көпшилік жағдайларда бұл

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad \mathbf{j} = \lambda \mathbf{E} \quad (\text{M-9})$$

формулаларын қолланыў менен әмелге асырылады. Бул формулаларды материаллық теңлемелер деп атайды. Бул теңлемелердеги ε , μ хәм λ шамалары орталықтың сәйкес **диэлектриклик** хәм **магнитлик** сиңиргишлиги хәм **электр өткізгішлігі** деп аталады.

Материаллық теңлемелер SI системасында былайынша жазылады:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H}, \quad \mathbf{j} = \lambda \mathbf{E} \quad (\text{М-9a})$$

Бул аңлатпалардағы $\varepsilon_0 \varepsilon$ хәм $\mu_0 \mu$ көбеймелерин орталықтың диэлектриклик хәм магнитлик **абсолют сиңиргішліктері** деп атайды.

(М-1), (М-5) теңлемелери магнит майданының өткізгішлік хәм тәреплик тоқлар тәрепинен пайда етилетуғынлығын аңғартады. Өткізгішлік хәм тәреплик тоқлары магнит майданының мүмкин болған дереклери болып табылады.

(М-2) менен (М-6) теңлемелери электромагнит индукцияны хәм өзгеріуши магнит майданының өзгермели электр майданын пайда ететуғынлығын аңғартады.

(М-3) пенен (М-7)-теңлемелер Кулон ызамаына сәйкес келетуғын электр заряды пайда еткен электр майданын тәріптейди.

(М-4) пенен (М-8)-теңлемелер стационар магнит майданы ушын Максвелл теңлемеси болып табылады хәм олар магнит зарядларының тәбиятта жоқ екенлігін тәріптейди. Бул теңлемеден электр зарядларының электр майданын пайда ететуғынлығы сыяқлы магнит майданын пайда ететуғын магнит зарядларының жоқ екенлігін билеміз. Соның менен бул теңлемеден кернеуілік \mathbf{V} ның күш сызықларының басының да, ақырының да жоқ екенлігінен дерек береді. Магнит майданының күш сызықлары туйық болады ямаса шексізлікке кетеді. Бундай сызықлардың басының да (басланғыш нокатының да), ақырының да (тамам болатуғын нокатының да) жоқ екенлігін анық.

(М-9) хәм (М-9a) материаллық теңлемелери материаллық орталықтың қасиетлерин есапқа алатуғын майданлар хәм тоқлар арасындағы қатнасты тәріптейди.

Майдан теңлемелери суперпозиция принципін есапқа алатуғын сызықлы теңлемелер болып табылады.

Максвелл теңлемелерін дүзіуіге алып келетуғын талқылыулардың хеш қайсысы да бул теңлемелердің дурыслығының дәлилі деп қарауға болмайды. Пүткіллей жаңа принциптер ески теория ишінде болмайды хәм сол теория тийкарында жаңа принциптерді келтиріп шығаруға да болмайды. Бундай көз-қараслар бойынша Максвелл теңлемелерін де келтиріп шығаруға болмайды. Бул теңлемелерге **тәжірибелерде алынған фактлерді улыўмаластыруў жолы менен алынған электродинамиканың тийкаргы аксиомалары** деп қарау керек. Сонлықтан бул параграфқа «Максвелл теңлемелери» деп емес, ал «Максвелл постулатлары» деп ат берилди.

Майданлар стационар болса $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0$. Бундай жағдайда максвелл теңлемелери еки топарға бөлинеді. Биринши топарды электростатиканың теңлемелери қурайды:

$$\text{rot } \mathbf{E} = 0, \quad \text{div } \mathbf{D} = 4\pi\rho.$$

Екинши топарды магнитостатика теңлемелери курайды:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad \operatorname{div} \mathbf{B} = 0.$$

Бул жағдайда электр хэм магнит майданлары бир биринен ғәрезсиз хэм усыған сәйкес электр майданының дереги электр зарядлары, ал магнит майданының дереги электр тоғы болып табылады.

Электромагнит кубылыслары барлық инерциаллық есаплау системаларында бирдей болып өтеди (яғный салыстырмалық принципін қанаатландырады). Усыған сәйкес максвелл теңлемелери бир инерциаллық есаплау системасынан екинши инерциаллық есаплау системасына өткенде егер \mathbf{H} , \mathbf{B} , \mathbf{E} , \mathbf{D} , \mathbf{j} хэм ρ шамалары Лоренц түрлендириулерине сәйкес түрлендирилетуғын болса өзиниң формасын өзгертпейди (яғный релятивистлик инвариант). Электромагнит процесслери ушын салыстырмалық принципиниң орынланыуы кеңислик пенен ўақытқа болған классикалық көз-қарасларды өзгертиуге хэм 1905-жылы Эйнштейн тәрепинен салыстырмалық теориясының дөретилиуине алып келди. Максвелл теңлемелериниң релятивистлик инвариант формасы электр хэм магнит майданларының бир пүтин физикалық кубылыс екенлигин тастыйықлайды.

Максвелл теңлемелеринен бир қатар сақланыу ызымлары келип шығады. Олардың айырымларын қарап өтеміз.

Зарядтың сақланыу ызымы ең фундаменталлық ызымлардың қатарына киреди. Бун ызымды математикалық жоллар менен мына макроскопиялық шамалар болған зарядтың тығызлығы ρ хэм электр тоғының тығызлығы \mathbf{j} арқалы аңлатамыз. Орталықта V көлемін қоршап турған ықтыярлы түрде алынған S туйық бетін аламыз (78-сүүрет). V көлеминен S туйық бети арқалы хәр бир секундта өтип атырған электр зарядларының муғдары $\oint j_n dS$ интегралына тең. Тап усы шаманы $-\frac{\partial q}{\partial t}$ арқалы да аңлатыуға болады (q арқалы V көлеміндеги заряд муғдары белгиленген). Усы еки аңлатпаны бир бирине теңлестирип, мынаны аламыз

$$\frac{\partial q}{\partial t} = - \oint j_n dS. \quad (\text{M-10})$$

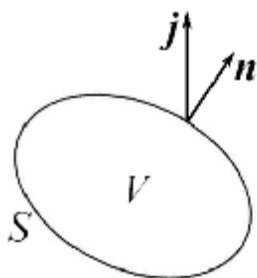
Енди q зарядының $q = \int \rho dV$ екенлигин еске аламыз хэм $\oint j_n dS$ бетлик интегралын белгили формулалар тийкарында көлемлик $\int \operatorname{div} \mathbf{j} dV$ интегралына түрлендиреміз. Нәтийжеде мына аңлатпаға ийе боламыз:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \rho dV = - \int \operatorname{div} \mathbf{j} dV. \quad (\text{M-11})$$

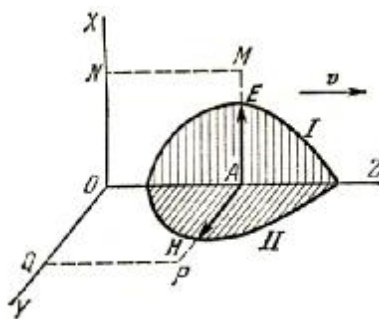
Бул аңлатпа қәлеген V көлеми ушын орынланады. Сонлықтан

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j} = 0. \quad (\text{M-12})$$

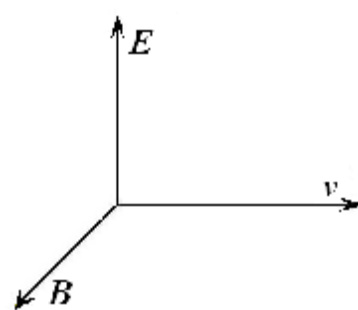
(M-10)-(M-12) аңлатпалар **макроскопиялық электродинамикадағы электр зарядының сақланыу ызымы** болып табылады. Соңғы формула **ўзликсизлик теңлемеси** деп те аталады. Әлбетте бул формула Максвелл теңлемелер системасына киреди (бирақ анық емес түрде, яғный теңлемелер системасында бул теңleme анық көринип турқан жоқ).



78-үйрет. V көлемінен S түйік беті арқылы хәр бир секундта өтіп атырған электр зарядларының муғдары $\oint j_n dS$ интегралына тең.



79-сүйрет.



80-сүйрет. E, B, v шамалары бағыилары арасындағы байланыс (олар өз-ара оң бурғы қатнасындай қатнаста болады).

Биз өзгермели электр майданының өзгермели магнит майданының, ал өзгермели магнит майданының өзгермели электр майданын пайда ететуғынлығын билемиз. Усындай жағдай электромагнит толқынларының пайда болуына алып келеди. Мейли электр майданы I иймеклик пенен, ал магнит майданы II иймеклик пенен берілген болсын (79-сүйрет). Электромагнит майданының усы картинасы қандай да бир v тезлиги менен қозғалады деп болжаймыз (бул болжаудың дурыс екенлиги азмаздан кейин мәним болады). Қозғалмайтуғын еки $OAMN$ хәм $OQPA$ контурларын аламыз хәм Максвелл теңлемелерин

$$\oint_{OAMN} \mathbf{E} d\mathbf{l} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi_m}{\partial t},$$

$$\oint_{OQPA} \mathbf{H} d\mathbf{l} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi_{el}}{\partial t}$$

түрінде жазамыз. Бул аңлатпаларда Φ_m арқалы магнит ағысы, ал Φ_{el} арқалы \mathbf{D} векторының сәйкес контур арқалы ағысы белгиленген. Эпиұайылық ушын AM тәрепин бирге тең етип алайық. Онда $OAMN$ контурында \mathbf{E} майданы тек AM тәрепинде нолге тең емес. Сонлықтан жоқарыдағы теңлемелердің бириншиси мына түрге енеди:

$$E \equiv E_x = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi_m}{\partial t}.$$

Тап сол сыяқлы екінши теңлеме мына түрге түрленеди:

$$H \equiv H_x = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi_{el}}{\partial t}.$$

Бизиң болжауларымыз бойынша dt ўақыты ишинде электромагнит майданы $v dt$ аралығына жалжыйды. $vB dt$ магнит майданы $OAMN$ контуры шеклеринен, ал электр ағысы $vD dt$ болса $OQPA$ конуры шеклеринен шығып кетеди. Усының салдарынан сол контурлар арқалы Φ_m хәм Φ_{el} ағыслары $d\Phi_m = vB dt$, $d\Phi_{el} = vD dt$ шамаларына өзгереді. Буннан

$$\frac{\partial \Phi_m}{\partial t} = vB, \quad \frac{\partial \Phi_{el}}{\partial t} = vD$$

аңлатпаларына ийе боламыз. Ал алдыңғы аңлатпалардан мына аңлатпаларды аламыз:

$$E = \frac{v}{c} B, \quad H = \frac{v}{c} D. \quad (\text{M-13})$$

Усы ўақытқа шекем $D = \varepsilon E$ хәм $B = \mu H$ материаллық теңлемелери пайдаланылған жоқ еди. Егер оларды итибарға алатуғын болсақ, онда D хәм B шамаларын жоғалтыўға болады. Бул мынаны береді:

$$E = \frac{v}{c} \mu H, \quad H = \frac{v}{c} \varepsilon E. \quad (\text{M-14})$$

буннан

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon \mu}}. \quad (\text{M-15})$$

Демек v тезлиги ушын нолге тең емес шекли аңлатпа алынды. Демек электромагнит майданының кеңислик хәм ўақыт бойынша өзгериси (возмущениеси) ҳаққындағы бизиң болжаўларымыз дурыс болып шықты деген сөз. Солай етип Максвелл теңлемелери v тезлиги менен тарқалатуғын электромагнитлик толқын түриндеги шешимге ийе болатуғынлығын көрдик.

(M-13) теңлемелерин векторлық түрде былайынша жазамыз:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{c} [\mathbf{v} \mathbf{B}], \quad \mathbf{H} = \frac{1}{c} [\mathbf{v} \mathbf{D}]. \quad (\text{M-16})$$

Бул жерде \mathbf{v} векторы электромагнит толқынының тек тарқалыў тезлигиниң сан шамасы болып қоймай, оның бағытын да береді. Бул аңлатпаларда \mathbf{E} , \mathbf{H} хәм \mathbf{v} векторлары бағытлары арасында оң бурғы қатнасының бар екенлигин билдиреди (80-сүўрет). Олар өзара перпендикуляр. Сонлықтан электромагнит толқынларының (электромагнит возмущениелердиң) көлденең толқынлар екенлигин аңғарамыз. Егер \mathbf{E} ямаса \mathbf{H} векторының бағытын қарама-қарсы бағытқа өзгертсе, онда толқынның тарқалыў бағыты да қарама-қарсы бағытка өзгереді.

\mathbf{E} ямаса \mathbf{H} векторы кеңисликтең хәр бир нокатында бир тегисликте жататуғын болса, онда электромагнит толқынын ***сызықлы поляризацияланған толқын*** деп атаймыз.

(M-14)-теңлемеден мыналарды аламыз:

$$\varepsilon E^2 = \mu H^2. \quad (\text{M-17})$$

Бул аңлатпа (жуўырыўшы) тегис электромагнит толқынында қалеген ўақыт моментиндеги электр энергиясының магнит энергиясына тең екенлигин көрсетеди. Тап усындай аўхал механикалық жуўырыўшы толқынларда да орын алады. Бул жерде де толық энергия өзара теңдей болған китеникалық хәм потенциал энергиялардан турады. Тап усындай қәсийетлерге ***суперпозиция принципине бағыныўшы*** барлық возмущениелер ийе.

Вакуумде $\varepsilon = \mu = 1$. Сонлықтан (M-15)-аңлатпадан $v = c$ келип шығады. Биз жоқарыда Вильгельм Вебер хәм Рудольф Кольрауш тәрәпинен электродинамикалық тураклы c ның сан мәнисин табыў бойынша өткерилген тәжирийбелердиң ҳақыйқатында да

электродинамикалық турақлы c ның сан мәнісіннің жақтылықтың вакуумдеги тарқалыу тезлигине тең болатуғынлығын атап өткен едик.

Энергия хәм энергия ағысы. Максвелл теңлемелерин энергияның сақланыу ызамаын аңлатыушы аңлатпа менен толықтыру керек.

Мейли электромагнит майданы қоздырылатуғын орталық қозғалмайтуғын болсын. Электромагнит майданы өзгергенде хәм көлем бирлиги арқалы ток өткенде элементар сыртқы жұмыс исленеди:

$$\delta A^{sirtqi} = \frac{1}{4\pi} (\mathbf{E} d\mathbf{D} + \mathbf{H} d\mathbf{B}) + (\mathbf{jE}) dt. \quad (\text{M-18})$$

Бул аңлатпаның айырым қолылыушылары менен электростатиканы хәм турақлы токлардың магнит майданы хаққындағы тәлиматты үйренгенимизде танысқан едик. Магнитлениу жұмысы $\frac{1}{4\pi} (\mathbf{H} d\mathbf{B})$ аңлатпасы алынғанда циркуляция хаққындағы теорема аұысыу тоғы есапқа алынбастан қолланылды. Бирақ бул жағдай (аұысыу тоғын есапқа алмау) өзгермели электромагнит майданларына өткенде әхмийетке ийе болмай қалады.

(M-18) жұмысы ишки энергияның өсими ушын жумсалады (тек жыллылық өткізгішликтің есабынан көлем бирлигинен шығып кететуғын жыллылық есапқа алынбағын). Жыллылық өткізгішти нолге тең деп есаплап жыллылықтың шығып кетиуін есапқа алмауымызға болады. Солай етип u арқалы қарап атырған орталықтың көлем бирлигиннің ишки энергиясы белгиленген болса, онда $\delta A^{sirtqi} = du$ ямаса

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{1}{4\pi} (\mathbf{E} \dot{\mathbf{D}} + \mathbf{H} \dot{\mathbf{B}}) + (\mathbf{jE}) \quad (\text{M-19})$$

Биз u ишки энергияның тығызлығы хаққында гәп еткенимизде ишки энергияның тек электромагнит бөлиминің ишки энергиясы емес, ал барлық ишки энергияның тығызлығын түсинемиз. Сонлықтан (M-19)-аңлатпа барлық орталықлар ушын, соның ишінде ферромагнит хәм ферроэлектрик орталықлар ушын да дурыс. Бул аңлатпа Джоуль жыллылығы менен бир қатарда ферромагнит хәм ферроэлектрик гистерезислеринің жыллылығын да өз ишине алады. (M-5a) хәм (M-6b) Максвелл теңлемелерин пайдаланып (M-19) дың оң тәрәпин мына түрге алып келемиз:

$$\mathbf{E} \left(\frac{1}{4\pi} \dot{\mathbf{D}} + \mathbf{j} \right) + \frac{1}{4\pi} \mathbf{H} \dot{\mathbf{B}} = \frac{c}{4\pi} (\mathbf{E} \text{ rot } \mathbf{H} - \mathbf{H} \text{ rot } \mathbf{E}). \quad (\text{M-20})$$

Математикалық физикадан мынадай векторлық теңлик орынлы екенлигин билемиз:

$$\mathbf{E} \text{ rot } \mathbf{H} - \mathbf{H} \text{ rot } \mathbf{E} = -\text{div} [\mathbf{EH}] \quad (\text{M-21})$$

Усыған байланысly

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} [\mathbf{EH}] \quad (\text{M-22})$$

белгилеуін киргиземиз (бул аңлатпа биринши рет Пойнтинг тәрәпинен енгизилди). Бундай жағдайда (M-19) дың мына түрге енгенлигин көриуге болады:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{S} = 0 \quad (\text{M-23})$$

Бұл теңлемени физикалық жақтан түсіндіріу үшін оны үзлексіздік теңлемесі менен салыстырамыз:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j} = 0. \quad (\text{M-12})$$

Бұл теңлемеді ρ шамасы заттың ямаса электр зарядларының тығызлығын, ал \mathbf{j} шамасы болса заттың ағысының тығызлығын ямаса электр тоғының тығызлығын аңғартады.

(M-23)- пенен (M-12)-аңлатпалар арасындағы ұқсаслықтан биз энергияның кеңістікте сұйықтық тәрізді болып ағатуғынлығын көреміз. Қала берсе \mathbf{S} шамасы электромагнит энергиясының ағысының тығызлығы болып табылады. Егер (M-23)-аңлатпаға көргізбелірек түр беріу үшін оны интеграл формада жазыуымыз керек:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V u \, dV = \oint S_n \, dF. \quad (\text{M-24})$$

Бұл аңлатпада V арқалы түйік F беті менен шегараланған орталықтағы ықтырлы түрде алынған көлем, \mathbf{n} болса ұсы бетке түсірілген ішкі нормал. Бұндай формада теңлемі мынаны аңлатады: ***V көлемінде F беті арқалы сырттан киіріуші электромагнит энергиясының есабынан ішкі энергияның өсімі орын алады.***

Кеңістіктегі энергия ағысы қаққындағы бірінші идея Н.А.Умов (1846-1915) тәрәпинен 1874-жылы берілді. Сонлықтан энергия ағысының тығызлығы векторын **Умов векторы** деп атаймыз (әдетте энергия ағысының физикалық тәбиятын айкынластырмай-ақ Умов векторы қаққында гәп етиледі). Бұл вектор үшін айқын аңлатпа Умов тәрәпинен серпимлі орталықтар менен жабысқақ сұйықтықтарды ізертлеу барысында алынған еді. Арадан 11 жыл өткеннен соң Умовтың бұл идеялары Пойнтинг (1852-1914) тәрәпинен электромагнит энергиясы үшін қолланылды (жоқарыда M-22-формуланың Пойнтинг тәрәпинен алынғанлығы атап өтилип еді, сонлықтан \mathbf{S} векторын Пойнтинг векторы деп атайды). ***Электродинамикадағы энергияның сақланыу нызамын аңғартатуғын*** (M-23)-хәм (M-24)-аңлапалар Умов-Пойнтинг теоремасы деп аталады.

Максвелл теңлемелері оғада көп санды қубылыстарды тәріптейді. Сонлықтан олар электротехника менен радиотехниканың тийкарында жатады. Соның менен бирге олар хәзіргі ұақыттағы физиканың мынадай әхмийетлі тарауларының рауажланыуында әхмийетлі орынды ийеледі:

плазма физикасы менен басқарылатуғын термоядролық синтез машқаласы,
магнит гидродинамикасы,
сызықты емес оптика,
зарядланған бөлекшелерді тезлеткіштерді конструкциялау,
астрофизика хәм басқалар.

«Тастыйықлайман»
Оқыу ислери бойынша проректор

М.Ибрагимов

2008-жыл 25-август

Физика-техника факультетинин физика қәнигелигинин (Тәлим бағдары:
5440100 - Физика) 1-курс студентлери ушын

«Электр ҳәм магнетизм»

пәни бойынша

САБАҚЛАРҒА МӨЛШЕРЛЕНГЕН ОҚЫҰ ПРОГРАММАСЫ

Саатлар саны 302.

Соның ишинде:

Лекциялар 40 саат.

Әмелий сабақлар 36 саат.

Лабораториялық сабақлар 76 саат.

Өз бетинше ислеудин көлеми 150 саат.

Пәннің сабақларға мөлшерленген оқыў программасы Қарақалпақ мәмлекетлик университетиниң илимий-методикалық кеңесиниң 2008-жыл 25-август күнги мәжлисинде қарап шығылды хәм мақулланды. Протокол номери 1.

Дүзиўши улыўма физика кафедрасының баслығы, физика-математика илимлериниң кандидаты, профессор Б.Абдикамалов

Сыншылар:

Б.Жоллыбеков, Әжинияз атындағы Нөкис мәмлекетлик педагогикалық институтының ректоры, физика-математика илимлериниң кандидаты, доцент.

Б.Нарымбетов, Өзбекстан Илимлер Академиясының Қарақалпақстан бөлими баслығының орынбасары, физика-математика илимлериниң кандидаты.

Пәннің сабақларға мөлшерленген оқыў программасы физика-техника факультетиниң илимий кеңесиниң 2008-жыл «_____» августындағы мәжлисинде талқыланды хәм мақулланды. Протокол саны 1.

Илимий кеңес баслығы

Қ.Исмаилов

Келисилди:

Кафедра баслығы

Б.Абдикамалов

2008-жыл 25-июнь.

2008-2009 оқыў жылы ушын «Электр хәм магнетизм» пәни бойынша сабақларға мөлшерленген оқыў программасына өзгертиўлер хәм қосымшалар киргизиў ҳаққында.

Тәлим бағдары: **5440100 – Физика** бойынша «Электр хәм магнетизм» пәни бойынша сабақларға мөлшерленген оқыў программасына төмендегидей өзгерислер хәм қосымшалар киргизилмекте:

Өзгерислер хәм қосымшалар киргизиўшилер:

(Фамилиясы, аты, лаўазымы, илимий дәрежеси хәм илимий атағы)

(қолы)

(Фамилиясы, аты, лаўазымы, илимий дәрежеси хәм илимий атағы)

(қолы)

Сабақларға мөлшерленген оқыў программасы физика-техника факультети илимий кеңесинде талқыланды хәм мақулланды. Протокол саны _____.

Илимий кеңес баслығы

Қ.Исмаилов

Электр хэм магнетизм пәни бойынша әмелий сабақлар

I. Электростатика

Зарядлардың өз-ара тәсири нызамына, электр майданы кернеулиги суперпозициясы усылы жәрдемінде есаплар шығарыў. Остроградский - Гаусс теоремасын қолланыўға байланыслы мәселелер шешиў. Потенциал хэм потенциаллар айырмасын есаплаў. Электр майданда исленген жұмыс.

Электр сыйымлығы. Конденсаторлардың сыйымлығын есаплаў. Электр майданы энергиясы.

II. Турақлы электр тоғы

Шынжыр участкасы ушын Ом нызамы. Қарсылықлар хэм олардың температураға ғәрезлиги. Туйық шынжыр ушын Ом нызамы. Тармақланған шынжырлар. Кирхгофтың I хэм II қәделерин қолланыў. Электр тоғының жұмысы хэм қуўаты, жыллылық тәсири. Джоул-Ленц нызамы. Тоқ дереклери хэм олардың пайдалы жұмыс коэффициенти.

III. Тоқлардың магнит майданы

Шеңбер тәризли тоқтың орайындағы хэм көшери бойында алынған ықтыярлы ноқаттағы магнит майданын есаплаў. Туўры тоқтың этирапында ықтыярлы түрде алынған ноқаттағы магнит майданының кернеулигин есаплаўға байланыслы мәселерди шешиў. Магнит майданы кернеулигиниң бағытларын анықлаў. Соленоид, тороидлардың магнит майданының кернеулигин есаплаў. Электр хэм магнит майданларындағы зарядланған бөлекшелердиң қозғалысы.

IV. Электромагнит индукция. Өзлик индукция қубылысы

Индуктивликлерди хәр қыйлы дара жағдайлар ушын есаплаў. Магнит майданы энергиясы.

V. Электр тербелислери

Еркин электр тербелислери. Сыйымлық, индуктивлик хэм актив қарсылықларлан ибарат тербелис контурлардың дәуири хэм жийилиги. Мәжбүрий электр тербелислери. Өзгермели тоқ шынжырындағы сыйымлық, индуктивлик хэм актив қарсылық. Өзгермели тоқ шынжыры ушын Ом нызамы. Тоқ күши менен кернеудиң эффектив мәнислерин есаплаў. Өзгермели тоқтың жұмысы хэм жыллылық тәсирлери. Комплекс қарсылықлар. Өзгермели тоқ шынжырындағы қарсылықларды есаплаў. Актив хэм реактив қарсылықлар.

Электр хэм магнетизмге тийисли лабораториялық жәумыслардың дизими

1. Турақлы тоқ көпири жәрдемінде қарсылықларды өлшеў;
2. Киши қарсылықларды өлшеў;
3. Үлкен қарсылықларды өлшеў;
4. Тангенс-Буссол жәрдемінде Жердиң магнит майданының горизонт бағытындағы қураўшысын анықлаў;
5. Мыстың электрохимиялық эквивалентин анықлаў;
6. Турақлы тоқ жәрдемінде гальванометрдиң ишки қарсылығын есаплаў;
7. Гальваникалық элементтиң электр қозғаўшы күшин компенсация усылы менен анықлаў;
8. Конденсатордың сыйымлығын көпир усылы менен өлшеў;

9. Электролиттик ванна жәрдеминде электростатикалық майданды үйрениў;
 10. Термопараларды градуировкалаў;
 11. Электролитлердің қарсылығының температуралық коэффициентин анықлаў;
 12. Мыстың қарсылығының температуралық коэффициентин анықлаў;
 13. Сым түтелердің өз-ара индукция коэффициентин амперметр хәм вольтметр усылы менен анықлаў.
 14. Өзгермели ток ушын Ом нызамын тексеріў;
 15. Соленоид көшериндеги магнит майданының кернеўлигиниң тарқалыўын (бөлистирилиўин) тексеріў.
 16. Ферромагниттеги гистерезисти баллистикалық усыл менен тексеріў.
 17. Электродинамикалық турақлыны анықлаў
 18. Конденсаторлардың зарядланыў хәм разрядланыў процесслерин үйрениў.
 19. Релаксациялық тербелис жәрдеминде үлкен қарсылық хәм сыйымлықларды өлшеў.
 20. Магнитоэлектрлик системадағы гальванометрди үйрениў.
 21. Токлар резонансын үйрениў
 22. Кернеўлер резонансын үйрениў
 23. Амперметр хәм вольтметрди градуировкалаў.
 24. Томсон усылы менен (қос көпир жәрдеминде) металл өткізгішлердің киши қарсылықларын анықлаў.
- Қосымша:** Жоқарыда атлары аталып өтилген лабораториялық жұмыслардың кеминде онының орынланыўы шәрт.

Өз бетинше жұмыслар темаларының дизими

- Лабораториялық хәм әмелий сабақларға теориялық таярлық көриў.
- Электр майданын есаплаў. Остроградский-Гаусс теоремасы жәрдеминде дара жағдайлар ушын электр майданын есаплаў.
- Потенциаллар айырмасын дара жағдайлар ушын есаплаў.
- Электр майданын тәжирийбеде үйрениў. Электролитлық ванна усылы.
- Конденсаторлардың сыйымлығын дара жағдайлар ушын есаплаў.
- Пьезоэлектриклер хәм олардың қолланылыўы. Сегнетоэлектриклер (Ферроэлектриклер).
- Электр тоғының характеристикалары. Токтың тығызлығы. Электр тоғының тәсирлери. Шунт қарсылықты таңлап алыў. Қарсылықларды өлшеў усыллары.
- Квазистационар токлар.
- Электрон шыралар хәм олардың қолланылыўы.
- Ярым өткізгішлердің халық хожалығындағы қолланылыўы.
- Электролитлердеги электр тоғы. Фарадей нызамлары.
- Газлердеги электр тоғы. Плазманың электр өткізгішлиги.
- Контакт қубылыслары.
- Термоэлектрлик қозғаўшы күш. Термопаралар.
- Био-Савара-Лаплас нызамын дара жағдайлар ушын қолланыў.
- Магнит материаллардың қолланылыўы.
- Меншикли электр тербелислери. Тербелиў дәўири хәм жийилиги.
- Комплекс шамалар. Комплекс қарсылықлар. Өзгермели ток шынжырындағы қарсылықларды дара жағдайлар ушын есаплаў.
- Электромагнит толқынларды қолланыў.

Тийкаргы әдебиятлар

1. Калашников С.Г. Умумий физика курси. Электр. Олий ўқув юртлардың физика ихтисоси бойынша дарслик. «Ўқитувчи» баспасы, Ташкент. 1979. 615 б.
2. Сивухин Д.В. Курс общей физики. Т.III. Электричество, Учебное пособие для студентов физических специальностей высших учебных заведений. Издательство «Наука». Москва. 1983. 688 с.
3. Сахаров Д.И. Физика масалалари тўплами. Олий ўқув юртлари ушун қўлланма. «Ўқитувчи» баспасы. Ташкент. 1965 365 б.
4. Волькенштейн В.С. Умумий физика курсидан масалалар тўплами. Олий техника ўқув юртлари ушун ўқув қўлланма. «Ўқитувчи» баспасы. Ташкент. 1969. 440 б.
5. Физикадан практикум. Электр ҳам оптика. В.И.Иверонова тахрири остида. Тошкент. 1968 й. (Физический практикум. Механика и молекулярная физика. Под редакцией профессора В.И.Ивероновой. Издательство «Наука». Москва. 1967. 354 с.)
6. Бурибаев И., Каримов Р. Электр ҳам магнетизмдан физпрактикум. Университет. Ташкент. 2002 йил.

Қосымша әдебиятлар

1. Тамм И.Е. Основы теории электричества. Учебник для студентов физических факультетов университетов. Издательство «Наука». Москва. 1966. 624 с.
2. Савельев И.В. Умумий физика курси. II қисм. Олий техника ўқув юртлари ушун қўлланма. «Ўқитувчи» баспасы. Ташкент. 1976, 450 б.
3. Зисман Г.А., Тодес О.М. Курс общей физики. Том II, Электричество, Учебное пособие для студентов физических специальностей высших учебных заведений. Издательство «Наука». Москва. 1972. 360 с.
4. А.Н.Матвеев Электричество и магнетизм. Издательство «Высшая школа». Москва. 1983. 464 с.
5. Е.А.Штрауф. Курс физики. Том II. Электричество и магнетизм. Учебник для высших технических учебных заведений. Ленинград. 1968.
6. И.Бурибаев. Электр ҳам магнетизм. Маърузалар матни. Университет. 2000 й.
7. И.Е.Иродов. Задачи по общей физике. Учебное пособие для ВУЗов. Издательство «Наука». Москва. 1979. 367 с.
8. Л.Г.Гурьев, А.В.Кортнев. и др. Сборник задач по общему курсу физики, Учебное пособие для ВУЗов. Москва. Издательство «Высшая школа». 1972. 432 с.
9. Сборник задач по общему курсу физики под редакцией Яковлева И.А. Учебное пособие для студентов физических специальностей ВУЗов. Москва. Издательство «Наука». 1977. 272 с.
10. Андреев И.С., Султанова К.А. Физикадан практикум. "Электр ҳам магнетизм". «Ўқитувчи» баспасы, Ташкент. 1976 й.
11. Каримов Р.К., Бурибаев И.Б., Юсупов Р., Сагатова Х., "Электр ҳам магнетизм" бўлимига оид лаборатория ишларини есаплаўда кичик ЭХМ ни қўллаш. Ташкент, Университет. 1990 й.
12. Зайдель И. Элементарные оценки ошибок измерений. Москва. 1959.
13. Каримов Р.К., Юсупов Р. А. Использование ПЭВМ в учебных лабораториях по общему курсу физики. Университет. Ташкент. 1990.
14. Б.А.Абдикамалов. «Электр ҳам магнетизм» курсы бойынша лекциялар текстлери. Нөкис. 2008 (адреси www.abdikamalov.narod.ru).
15. С.Г.Калашников. Электричество. Издательство «Наука». Москва. 1977. 592 с.
16. С.Э.Фриш, А.В.Тиморьева. Курс общей физики. Том II. Физматгиз. 1962. 514 с.

Сабақларға мөлшерленген оқыу бағдарламасы

Лекциялық сабақтар көлемі 40 саат. Әмелий сабақтар 36 саат.

	Темалар атлары	Лекциялық саатлар саны	Әмелий саатлар саны	Пайдаланылатынын әдебиеттер
1	Кирисің. Электр хәм магнетизм пәни. Пәннің мақсети. Пәннің ұазыйпасы, методикалық көрсетпелер, бахалау критерийлери. Пәннің кәнигелер таярлауда тутқан орны. Предметлер аралық байланысы. Электр хәм магнетизмге тийисли улыұмалық мағлыұматлар.	2		
2	Электростатика. Электр зарядларының өз-ара тәсирлесіу нызамы. Кулон нызамы. Нокалтық заряд хаққында түсиник. Зарядлардың халық аралық (СИ) хәм СГС бирликлер системасындғы өлшем бирликлери. Зарядлардың сызықлы, бетлик хәм көлемлик тығызлықлары. Электр майданы. Электр майданы кернеулиги. Суперпозиция принципи. Электр диполи.	2	2	
3	Электр майданын графикалық тәриплеу. Күш сызықлары. Электростатикалық майданының индукция векторы хәм оның ағысы. Электр майданын есаплау. Остроградский-Гаусс теоремасы. Остроградский-Гаусс теоремасының дифференциал көриниси. Электростатикалық майданда исленген жұмыс.	2	2	
4	Потенциал. Потенциаллар айырмасы. Потенциаллар градиенти. Эквипотенциал бетлер. Электростатиканың улыұмалық мәселеси. Пуассон хәм Лаплас теңлемелери.	2	2	
5	Электр майданындағы өткізгішлер. Электр сыйымлығы. Сыйымлық бирликлери. Конденсаторлардың сыйымлығы. Электр майданы энергиясы хәм оның тығызлығы.	2	2	
6	Электр майданындағы диэлектриклер. Диэлектриклерди поляризациялау. Поляризация векторы. Орталықтың диэлектриклик сиңиргішлиги хәм қабыллаушылығы. Еки диэлектрик орталық шегарасындағы поляризация хәм индукция векторлары хәм электр майданы кернеулиги векторының үзилиси. Диэлектриклик кристаллардың электрлик қасийетлери.	2	2	
7	Турақлы электр тоғы. Электр тоғының характеристикалары. Өткізгішлик электр тоғы. Қарсылық хәм оның температураға	2	2	

	ғәрезлилиги. Ом нызамының дифференциал көриниси. Туйық шынжыр ушын Ом нызамы.			
8	Электр қозғаушы күш. Тармақланған шынжырлар. Кирхгоф кәделери. Тармақланған шынжырларды есаплаудың өзине тән өзгешеликleri. Электр тоғының жұмысы, қуаты хәм жыллылық тәсирleri. Тоқ дерегиниң пайдалы жұмыс коэффициенти.	2	2	
9	Электр өткізгішлердің тәбияты. Металлардағы электр өткізгішлик. Рике, Мандельштам-Папалекси хәм Стьюарт-Талмэн тәжірийбелери. Металлардағы электр өткізгішликтің классикалық электрон теориясы тийкарында Ом хәм Джоул-Ленц, Видеман-Франц нызамларын түсиндириў.	2	2	
10	Вакуумдағы электр тоғы. Термоэлектронлық эмиссия. Вольт-амперлик характеристикасы. Тойыныў тоғының температураға байланысly екенлиги. Ярым өткізгішлер. Ярым өткізгішлердің электр өткізгішлиги. Таза хәм араласпалы электр өткізгішлик. Аса өткізгішлик хәм оның тийкарғы қәсийетleri.	2	2	
11	Суйықлықлардағы хәм газлердеги электр тоғы. Суйықлықлардағы хәм газлердеги электр тоғының тәбияты. Электролиз хәм электролитлик диссоциация. Фарадейдің электролиз нызамлары хәм элементар заряд. Гальваникалық элементлер хәм аккумулятroller. Ионизация хәм рекомбинация. Плазма.	2	2	
12	Тоқлардың магнит майданы. Тоқлардың өз-ара магнитлик тәсири. Магнит майданының индукция векторы. Тоқ элементи. Био-Савара-Лаплас нызамы. Магнит майданының кернеўлиги. Туўры тоқ хәм айланбалы тоқлардың магнит майданларының кернеўликlerini есаплаў. Соленоидтың көшери бойынша магнит майданының кернеўлигиниң тарқалыўы. Параллель тоқлардың өз-ара магнитлик тәсирлесийи.	2	2	
13	Магнит ағымы. Магнит майданындағы тоқлы контур. Магнит майданы кернеўлигиниң циркуляциясы. Магнит майданындағы тоқ өтип турған өткізгіш. Ампер күши. Магнит майданында қозғалыўшы зарядланған бөлекшеге тәсир етийўши күш. Лоренц күши. Холл эффекти. Қозғалыстағы зарядланған бөлекшениң магнит майданы.	2	2	
14	Магнетиклер. Затлардың магнитлик	2	2	

	қасиеттери. Молекулалық тоқтар. Магнитлену векторы. Диамагнетиктер, парамагнетиктер, ферромагнетиктер. Пара-хәм диамагнетизмди түсіндіріу.			
15	Ферромагнетиктер. Ферромагнетиктерди магнитлеу процесси. Гистерезис қурығы. Қалдық магнитлену хәм коэрцитив күш. Ферромагнетизмди түсіндіріу. Ферромагнитлик доменлар ҳақында түсиник.	2	2	
16	Электромагнитлик индукция қубылысы. Электромагнитлик индукция. Фарадей тәжірийбелери. Ленц ызамы. Электромагнит индукцияның тийкарғы ызамы. Өзлик индукция қубылысы.	2	2	
17	Индуктивлик. Соленоидтың индуктивлиги. Орталықтың магнит сиңиргишлиги. Өзлик индукция нәтийжесинде шынжырдағы тоқтың жоғалыуы хәм тиклениуи. Магнит майданының энергиясы. Өз-ара индукция.	2	2	
18	Электр тербеліслери. Меншикли электр тербеліслери. Сөниуши электр тербеліслери. Меншикли электр тербеліслериниң теңлемеси. Сөниу болмағандағы электр тербеліслери. Мәжбүрий электр тербеліслери. Өзгермели тоқ. Өзгермели тоқ генераторы.	2	2	
19	Өзгермели электр тоғы шынжырындағы актив қарсылық, сыйымлық хәм индуктивлик. Векторлық диаграммалар усылы. Өзгермели тоқтар ушын Ом ызамы. Өзгермели тоқтың қуаты хәм жұмысы. Тоқ хәм кернеудиң эффективлик мәніслери. Өзгермели тоқ шынжырындағы тармақланыу. Кернеу хәм тоқтар резонансы. Электр хәм магнит майданларының өз-ара байланыслы екенлиги. Электромагнит майдан.	2	2	
20	Максвелл постулатлары. Ауысыу тоғы. Максвелл теңлемелери хәм олардың тәжірийбелерден келип шығатуғын тийкарлары. Максвелл теңлемелериниң физика илиминдеги тутқан орны. Электромагнит толқынлар. Электромагнит толқынлардың қасиеттери, олардың көлденең толқын екенлиги. Толқын энергиясы. Пойнтинг векторы. Электромагнит толқынларды пайда етиу. Герц тәжірийбелери.	2		
ЖӘМИ		40 саат	36 саат	