



**Коммерциялық емес
акционерлік қоғамы**

**ҒҰМАРБЕК ДӘУКЕЕВ
ТЫНДАҒЫ АЛМАТЫ
ЭНЕРГЕТИКА ЖӘНЕ
БАЙЛАНЫС
УНИВЕРСИТЕТІ**

Ғарыштық инженерия
кафедрасы

ФИЗИКА 2

**В062 – Электр техникасы және энергетика білім беру бағдарламасының
студенттеріне арналған дәрістер жиынтығы**

Алматы 2021

ҚҰРАСТЫРУШЫ: Нысанбаева С.К., Кенжеғараева А.Д. Физика 2. В062 –
Электр техникасы және энергетика білім беру бағдарламасының студенттеріне
арналған дәрістер жиынтығы. - Алматы: АЭЖБУ, 2021. – 121б.

Бакалавриаттың электр техникасы және энергетика ББ тобының
студенттері үшін «Физика 2» пәні бойынша дәрістердің қысқаша мазмұны
берілген.

«Физика 2» пәні бойынша дәрістер жиынтығы оқу үдерісін әдістемелік
қамтамасыз ету жүйесінің бір элементі болып табылады және дәрістік
сабақтарда, сондай-ақ студенттердің өзіндік жұмыстарында теориялық
мәліметтермен жұмыс істеуде, машықтандыру, зертханалық сабақтарына және
емтиханға дайындық кезінде таратпа материал ретінде қолдануға болады.
Студенттер мен жас оқытушыларға ұсынылады.

Сур. - 57, әдеб. көрсеткіші - 13 атау.

Пікір беруші: к.т.н., проф. каф ЭТ

М.М.Аршидинов

«Ғұмарбек Дәукеев атындағы Алматы энергетика және байланыс
университеті» коммерциялық емес акционерлік қоғамының 2021 ж жоспары
бойынша басылады.

© «Ғұмарбек Дәукеев атындағы Алматы энергетика және байланыс
университеті» КЕАҚ, 2021 ж.

Кіріспе

«Физика 2» дәрістер конспектісінде осы пән бойынша бакалавриаттың электр техникасы және энергетика ББ тобының студенттері үшін дәрістердің қысқа мазмұны берілген.

Әр дәрісте тақырыптың негізгі сұрақтары мен олардың логикалық байланысы және құрылымдық тұтастығы математикалық дәлелдеусіз немесе мысалдар келтірмей көрсетіледі. Сондықтан оқу-әдістемелік құрал студенттің дәрістік сабақтар, аудиториядан тыс өзіндік жұмыстар сияқты оқу іс-әрекеті үшін бағыттаушы құрал болып табылады.

Әр дәрістің мақсатының нақты берілуі, оқу материалының мазмұндалу формасы оның мазмұнына сай келеді, ол «Физика 2» курсы менгеруде ЕСЖ-тарды жүйелеуге, жақсы көмек береді.

Дәрістер жиынтығы электр техникасы және энергетика ББ тобының студенттеріне арналған. Осы мамандықтар үшін «Физика» курсы жалпы мазмұнға ие. Мамандық бойынша оқу-әдістемелік қамтамасыз етудің барлық жүйесі кейбір бөлімдерді ғана тереңірек қарастырады. Бұл бөлімдер қысқа оқу-әдістемелік құралда көрсетілмейді.

Техникалық жоғары оқу орындарындағы физика болашақ маманға негізгі базалық білім береді. Студенттердің инженерлі-техникалық ойлау қабілеті мен әлемнің заманауи жаратылыс-ғылыми бейнесі жөнінде жалпы түсінігін қалыптастырады және дамытады.

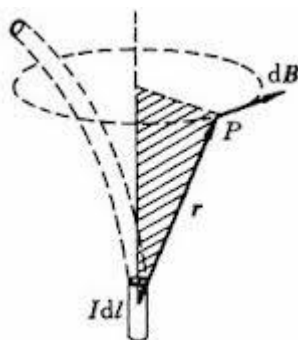
Физика табиғаттың ортақ заңдарын және оның материя түрлерінің кейбір құрылымдық деңгейлерінде қолдануын зерттейді. Дәл осы физикада өмірдің әртүрлі саласындағы түрлі құбылыстардың себептерін, байланысын, механизмін талдайтын ерекше аппараттар құрылды.

Физика – эксперименттік ғылым және жан-жақты теориялық түрде зерттелген. Нақты физикалық заңдар негізінде: кейбір негізгі физикалық заңдар мен принциптерден маманның кәсіби іс-әрекет саласында практикалық мәнге ие ақпаратты «ұйытудың» тиімді әдістері алынды.

1 дәріс №1. МАГНИТ ӨРІСІ

1.1 Био-Савар-Лаплас заңы және оны қолдану

1820 жылы дат физигі Х. Эрстед тогы бар өткізгіштердің магнит стрелкасына әсерін байқап, оны магнит өрісі деп атады. Бұл өріс оған енгізілген магнит стрелкалары мен тогы бар өткізгіштерге бағыттаушы әсер етеді. 1820 жылы француз ғалымдары Био және Савар әртүрлі пішінді токтар үшін магнит өрістерін зерттеді. Бұл ғалымдардың зерттеулері бойынша, барлық жағдайларда магнит өрісінің индукциясы \vec{B} , осы өрісті тудыратын токқа I тура пропорционал, ал индукциясы анықталатын нүктеге дейінгі арақашықтықтың квадратына кері пропорционал болады екен. Тәжірибеден алынған нәтижелерді тұжырымдап, Лаплас ұзындығы dl ток элементінен пайда болатын магнит өрісінің индукциясын анықтайтын өрнекті тапты.



1.1-сурет. $d\vec{B}$ векторының бағытын анықтау.

Өрнекті жазу түрі оны интегралдағанда тәжірибе нәтижелерімен сәйкес келетін магнит өрісінің мәні шығатындай етіп алынған:

$$d\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{I \left[d\vec{\ell} \cdot \vec{r} \right]}{r^3}, \quad (1.1)$$

мұндағы $d\vec{\ell}$ – токтың элементар бөлігімен бірдей болатын және ток жүретін бағыт бойынша алынған вектор, \vec{r} – токтың элементар бөлігінен магнит индукциясы \vec{B} анықталатын нүктеге жүргізілген радиус-вектор. (1.1) өрнегі Био-Савар-Лаплас заңының векторлық түрі болып табылады. $d\vec{B}$ векторы $d\vec{\ell}$ мен \vec{r} векторлары арқылы өтетін жазықтыққа перпендикуляр. Магнит индукциясы векторының модулі келесі өрнекпен анықталады:

$$dB = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{Id\ell}{r^2} \sin \alpha, \quad (1.2)$$

мұндағы α – $d\vec{\ell}$ мен \vec{r} арасындағы бұрыш.

(1.2) өрнегі Био-Савар-Лаплас заңының скалярлық түрі. Магнит өрісі үшін суперпозиция принципі орындалады: берілген нүктедегі бірнеше токтардың тудыратын магнит өрісінің қорытқы индукция векторы осы нүктедегі әрбір ток тудыратын өрістердің магнит индукцияларының векторлық қосындысына тең:

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^n \vec{B}_i. \quad (1.3)$$

1. Био-Савар-Лаплас заңын пайдаланып тогы бар шексіз ұзын түзу өткізгіштің төңірегіндегі магнит өрісінің индукциясын анықтауға болады. *Тогы бар шексіз ұзын түзу өткізгіштің центрінен өткізгішке перпендикуляр R қашықтықтағы нүктедегі магнит индукциясы:*

$$B = \frac{\mu\mu_0 I}{2\pi R}. \quad (1.4)$$

2. Дөңгелек токтың центріндегі магнит өрісінің индукциясы:

$$B = \mu\mu_0 \frac{I}{2R}. \quad (1.5)$$

1.2 Магнит өрісінің тогы бар өткізгіштерге әсері. Ампер заңы. Параллель токтардың әсерлесуі.

Тәжірибе, тогы бар өткізгішке магнит өрісі тарапынын күш әсер ететіндігін көрсетеді. Магнит өрісінде орналасқан $d\ell$ ток элементіне әсер етуші күш Ампер ашқан заңмен өрнектеледі. Ампер заңының математикалық өрнегі:

$$d\vec{F} = I \left[d\vec{\ell} \cdot \vec{B} \right], \quad (1.6)$$

мұндағы I – ток күші, \vec{B} – $d\vec{\ell}$ элементі орналасқан нүктедегі магнит индукциясы. Ампер күші әруақытта $d\vec{\ell}$ және \vec{B} векторлары жатқан жазықтыққа перпендикуляр болады. Ампер күшінің бағытын жалпы векторлық көбейту ережесі (бұрғы ережесі) бойынша анықтауға болады. Практикада Ампер күшінің бағытын сол қол ережесімен анықтайды. Сол қол ережесі бойынша: *сол қолымыздың алақанына \vec{B} векторы перпендикуляр кіретіндей етіп, ал тік төрт саусақтың бағытын токтың бағытына бағыттасақ, онда тік бұрышқа бұрылған бас бармақ Ампер күшінің бағытын көрсетеді.*

Ампер күшінің модулі, яғни оның скалярлық түрі мына формуламен өрнектеледі:

$$dF = I B dl \sin \alpha, \quad (1.7)$$

мұндағы α – $d\vec{\ell}$ және \vec{B} векторлары арасындағы бұрыш. Ампер заңының көмегімен екі параллель, шексіз ұзын, түзу токтардың әсерлесу күшін төмендегі өрнек арқылы анықтауға болады:

$$dF = \frac{\mu_0 2I_1 I_2}{4\pi R} dl. \quad (1.8)$$

Бұл формула Бірліктердің Халықаралық Жүйесіндегі (БХЖ) негізгі электрлік өлшем бірлігі – амперді анықтау үшін негізгі өрнек болып табылады. Ампер – екі шексіз ұзын, түзу, параллель өте кіші дөңгелек қимасы бар, вакуумда ($\mu=1$) бір-бірінен 1 метр қашықтықта орналасқан және әр метр ұзындығында $2 \cdot 10^{-7}$ Н күшімен әсерлесетін өткізгіштер арқылы ағатын, өзгермейтін ток күшіне тең шама. Магнит тұрақтысы μ_0 -дің сандық мәнін есептеп шығарайық. Екі параллель өткізгіш вакуумда ($\mu=1$) орналасатын болса, онда өткізгіштің бірлік ұзындығындағы әсерлесу күші:

$$\frac{dF}{dl} = \frac{\mu_0 2I_1 I_2}{4\pi R}. \quad (1.9)$$

Ампердің анықтамасына сәйкес, $I_1 = I_2 = 1$ А және $R = 1$ м үшін $\frac{dF}{dl} = 2 \cdot 10^{-7} \frac{H}{m}$ болады. Осыларды (1.9) формулаға қоятын болсақ:

$$2 \cdot 10^{-7} \frac{H}{m} = \frac{\mu_0 1A \cdot 1A}{2\pi 1m}.$$

Бұдан:

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{H}{A^2} = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{Гн}{м}, \quad (1.10)$$

мұндағы генри (Гн) – индуктивтіліктің өлшем бірлігі. Ампер заңы сонымен бірге, магнит индукциясының (В) өлшем бірлігін анықтауға мүмкіндік береді. Егер тогы бар өткізгіштің элементі магнит өрісінің бағытына перпендикуляр ($\alpha = \frac{\pi}{2}$) болса, онда Ампер заңы былай жазылады:

$$dF = IBdl,$$

бұдан:

$$B = \frac{dF}{Idl}. \quad (1.11)$$

Магнит индукциясының өлшем бірлігі – тесла (Тл). 1 Тл - өріс бағытына перпендикуляр орналасқан түзу сызықты өткізгіш арқылы 1 А ток ағатын болса,

сол өткізгіштің әрбір метр ұзындығына 1 Н күшпен әсер ететін біртекті магнит өрісінің индукциясы:

$$1Tл = \frac{1H}{(A \cdot м)}$$

1.3 Қозғалыстағы зарядқа магнит өрісінің әсері. Лоренц күші

Индукциясы (\vec{B}) магнит өрісінде (\vec{v}) жылдамдықпен қозғалатын зарядқа магнит өрісі тарапынан белгілі бір бағытта күш әсер етеді. Бұл әсер *Лоренц күші* деп аталады. Бұл күш заряд (q), жылдамдық (\vec{v}) және индукция векторы (\vec{B}) шамаларына тәуелді болады, оның бағыты \vec{v} және \vec{B} векторлары арқылы анықталады:

$$\vec{F}_л = q \left[\vec{v} \cdot \vec{B} \right] \quad (1.12)$$

(1.12) өрнегі Лоренц күшінің векторлық түрдегі формуласы болып табылады.

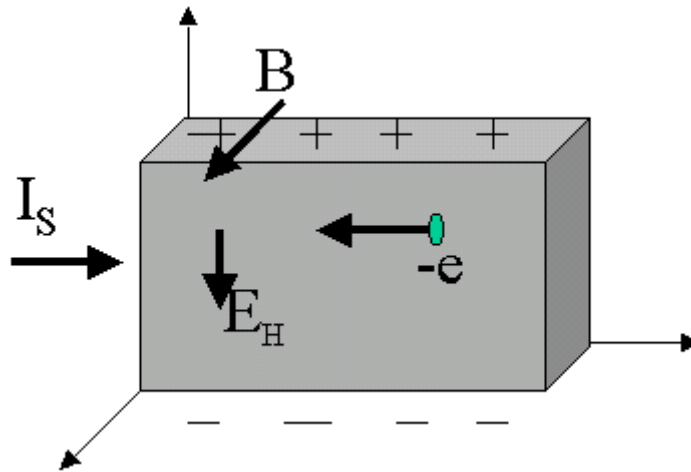
Лоренц күшінің модулі (немесе Лоренц күшінің скалярлық түрі):

$$F_л = q \vartheta B \sin(\vec{\vartheta} \cdot \vec{B}) = q v B \sin \alpha, \quad (1.13)$$

мұндағы α – \vec{v} және \vec{B} векторларының арасындағы бұрыш. Егер зарядталған бөлшек тыныштық қалыпта ($\vec{v}=0$) болса, онда оған магнит өрісі тарапынан ешқандай күш әсер етпейді. Магнит өрісі тек қана қозғалыстағы зарядтарға әсер етеді. Лоренц күші \vec{v} және \vec{B} векторлары орналасқан жазықтыққа перпендикуляр болып, оның бағыты векторлық көбейтінді арқылы анықталады. Зарядтың шамасы теріс болса, күш қарама – қарсы бағытталған болады. Лоренц күшінің бағытын сол қол ережесі бойынша да анықтауға болады (ток пен оң заряд бағыты бірдей деп есептегенде). Лоренц күші зарядталған бөлшектің қозғалыс бағытына перпендикуляр болғандықтан ешқандай жұмыс атқарылмайды. Олай болса бөлшектің жылдамдығы да, оның кинетикалық энергиясы да өзгермейді. Лоренц күші тек бөлшектің қозғалыс бағытын ғана өзгертеді. Демек, біртекті магнит өрісінде қозғалатын зарядталған бөлшек шама жағынан тұрақты нормаль үдеуге ие болады.

1.4 Холл эффектісі

Сыртқы магнит өрісінің индукция сызықтарына \vec{B} перпендикуляр орналастырылған өткізгіш пластинаның (1.2 сурет) бойымен оңға бағытталған тығыздығы \vec{j} ток жүргенде, пластинаның астыңғы және үстіңгі жақтары арасында потенциалдар айырымы, яғни \vec{B} мен \vec{j} бағыттарына перпендикуляр бағытта электр өрісі пайда болады. Бұл құбылыс *Холл эффектісі* деп аталады. Бұл эффектіні магнит өрісінде қозғалатын электр зарядтарына әсер етуші Лоренц күші арқылы түсіндіруге болады.



1.2 сурет - Холл эффектісінің сұлбасы.

Ток тығыздығының \vec{j} бағыты суреттегідей белгілі болса, оңнан солға қарай қозғалыс жасайтын электронға әсер ететін Лоренц күші төмен қарай бағытталады. Нәтижеде пластинаның төмен жағында – электрондардың молдығы, ал пластинаның жоғары жағында – электрондардың жетіспеушілігі болады. Сонымен, пластиналардың арасында жоғарыдан төмен қарай бағытталған электр өрісі пайда болады. Бұл өрістің кернеулігі Лоренц күшін теңгере алатын шамаға жеткенде, көлденең бағытта зарядтардың стационар таралып жайғасуы орнайды. Бұл жағдайда:

$$eE = \frac{e \cdot \Delta\varphi}{a} = e\nu B \quad \text{немесе} \quad \Delta\varphi = \nu Ba, \quad (1.14)$$

мұндағы $\Delta\varphi$ – Холл эффектісі нәтижесінде пайда болатын көлденең потенциалдар айырмасы; a – пластинаның қалыңдығы; ν – электрондардың реттелген қозғалысының орташа жылдамдығы. Ток күшін I , өткізгіштің бірлік көлеміндегі зарядтар санын n және олардың қозғалыс жылдамдығы арасындағы қатынасты пайдаланып, өткізгіштегі электрондардың реттелген қозғалысының орташа жылдамдығын табамыз:

$$I = adnev, \quad \text{бұдан} \quad \nu = \frac{I}{adne},$$

мұндағы d – пластина ені, n – электрондардың концентрациясы.

Жылдамдықтың v бұл мәнін (1.14) теңдеуіне қоятын болсақ:

$$\Delta\varphi = \frac{IBa}{adne} = \frac{1}{ne} \frac{IB}{d} . \quad (1.15)$$

Бұл (1.15) формулада $\frac{1}{ne} = R$ – затқа тәуелді Холл тұрақтысы.

$$\Delta\varphi = R \frac{IB}{d} . \quad (1.16)$$

Көлденең потенциалдар айырымы ток күшіне (I), магнит өрісі индукциясына (B) тура пропорционал да, пластина қалыңдығына (d) кері пропорционал. Холл тұрақтысы белгілі болса, ол арқылы өткізгіштік сипаты мен тасымалдаушылардың заряды белгілі жағдайда, өткізгіштегі ток тасымалдаушылардың концентрациясын анықтауға болады. Холл тұрақтысының таңбасы ток тасымалдаушылардың зарядының e таңбасымен бірдей болғандықтан, Холл тұрақтысы бойынша шала өткізгіштердің өткізгіштік табиғаты туралы тұжырым айтуға болады.

1.5 Вакуумдағы магнит өрісі үшін \vec{B} векторының циркуляциясы.

Толық ток заңы

Берілген тұйық контур бойымен \vec{B} векторының циркуляциясы деп мына интегралды айтады:

$$\oint \vec{B} d\vec{\ell} = \oint B_{\ell} dl \quad (1.17)$$

мұндағы $B_{\ell} = B \cos\alpha$ - контурға жанама бағытындағы \vec{B} векторының құраушысы, $d\vec{\ell}$ - контурдың элементар ұзындық векторы (контурды айналып өту бағытындағы), α - \vec{B} және $d\vec{\ell}$ векторлары арасындағы бұрыш. Бұл интеграл тогы бар түзу өткізгіштің магнит өрісі үшін оңай есептелінеді. Бұл контурдың әрбір нүктесінде \vec{B} векторы модуль бойынша бірдей, шеңберге жанама бойымен бағытталған. \vec{B} векторының циркуляциясы мынаған тең:

$$\oint B_{\ell} dl = \oint B dl = B \oint dl = B \cdot 2\pi r = \mu_0 I . \quad (1.18)$$

Егер контур токты қамтымаса, \vec{B} векторының циркуляциясы нөлге тең болады. Кез келген пішінді өткізгіш арқылы жүретін ток үшін де бұл теңдеуді пайдалануға болатынын дәлелдеуге болады. Вакуумдағы магнит өрісі үшін

толық ток заңын тұжырымдайық: кез келген тұйық контур бойынша \vec{B} векторының циркуляциясы магнит тұрақтысын μ_0 осы контурды қамтитын токтардың алгебралық қосындысына көбейткенге тең болады:

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum_{k=1}^n I_k, \quad (1.19)$$

мұндағы n – пішіні еркін алынған контурмен қамтитын тогы бар өткізгіштердің жалпы саны.

1.6 Магнит индукциясы векторының ағыны. Магнит өрісі үшін Гаусс теоремасы

dS ауданы арқылы өтетін магнит индукциясының ағыны (не магнит ағыны) деп \vec{B} магнит индукциясын ds ауданы мен ауданға түсірілген нормаль және магнит индукциясы векторының арасындағы α бұрышының косинусына көбейткенге тең скаляр физикалық шаманы айтады:

$$d\Phi = \vec{B} d\vec{S} = B_n dS = BS \cos \alpha, \quad (1.20)$$

мұндағы $B_n = B \cos \alpha$ – \vec{B} векторының dS ауданына түсірілген нормаль бағытына түсірілген проекциясы, α – \vec{n} мен \vec{B} векторларының арасындағы бұрыш, $d\vec{S} = dS \cdot \vec{n}$ – бағыты ауданға түсірілген нормальдің \vec{n} бағытымен бағыттас бірлік аудан векторы, вектордың модулі dS -ке тең.

Магнит ағыны – алгебралық шама, ол оң ($d\Phi > 0$) және теріс ($d\Phi < 0$) болуы мүмкін. Ағынның таңбасы $\cos \alpha$ -нің таңбасына тәуелді және нормальдің оң бағытын таңдап алынумен анықталады. Егер ағын ток жүретін контурмен байланысты болса, контурға түсірілген нормальдің оң бағыты ток бағытымен оң бұрғы ережесі бойынша байланысқан. Бұл кезде $\cos \alpha > 0$ және магнит ағыны $d\Phi > 0$.

Еркін алынған бет S арқылы өтетін магнит индукциясы векторының ағыны:

$$\Phi = \int_S \vec{B} d\vec{S} = \int_S B_n dS. \quad (1.21)$$

Өріс біртекті болса ($\vec{B} = \text{const}$), ал бет жазық болып және \vec{B} векторына перпендикуляр орналасса, онда $B_n = B = \text{const}$ және

$$\Phi = B \cdot S. \quad (1.22)$$

Магнит ағынының өлшем бірлігі – «Вебер» (Вб): 1 Вб – индукциясы 1 Тл біртекті магнит өрісіне перпендикуляр орналасқан ауданы 1 м^2 жазық бетті қиып

өтетін магнит ағыны $(\oint \vec{A} \cdot d\vec{l} = \int \vec{\nabla} \cdot \vec{i} \cdot dV)$.

Магнит индукциясы векторының ағыны контур ауданын қиып өтетін магнит өрісі күш сызықтарының санына тең.

Магнит өрісі \vec{B} үшін Гаусс теоремасы: кез келген тұйық бет арқылы өтетін магнит индукция векторының ағыны нөлге тең:

$$\oint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = \oint_S B_n dS = 0 \quad (1.23)$$

Бұл тұжырым табиғатта магнит зарядтарының жоқ екендігін және магнит индукция сызықтарының тұйықталғандығын көрсетеді.

1.7 Магнит өрісінде тогы бар өткізгішті орын ауыстырғанда атқарылатын жұмыс

Қозғалмайтын сымдар мен олардың үстімен жылжитын сым бөлігінен тұратын тогы бар контурды қарастырайық. Егер мұндай контур оның жазықтығына перпендикуляр болатын біртекті магнит өрісінде орналасатын болса, онда сым бөлігі Ампер күші әсерінен орын ауыстыра бастайды. Демек, магнит өрісі - тогы бар өткізгіш орын ауыстырғанда жұмыс атқарады.

Өткізгіш бөлігіне әсер ететін күш \vec{F} оңға қарай бағыттылған, ол $F = IBl$, мұндағы l – өткізгіш бөлігінің ұзындығы.

Өткізгіш бөлігі dx -қа орын ауыстырғанда, Ампер күші оң жұмыс атқарады:

$$dA = Fdx = I B l dx = I B dS = I d\Phi,$$

мұндағы $dS = l dx$ – магнит ағыны қиып өтетін аудан, $d\hat{\Phi} = \vec{B} \cdot d\vec{S}$ – dS ауданын қиып өтетін магнит индукциясы векторының ағыны.

Сонымен, магнит өрісінде тогы бар өткізгішті орын ауыстырғанда істелетін жұмыс - ток күшін қозғалатын өткізгішті қиып өтетін магнит ағынына көбейткенге тең:

$$dA = I d\Phi. \quad (1.26)$$

Бұл формуланы бағыты еркін алынған \vec{B} векторы үшін де қолдануға болады.

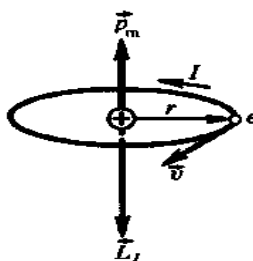
2 Дәріс №2. ЗАТТАРДАҒЫ МАГНИТ ӨРІСІ

Магнетиктер деп магниттік қасиеттері қарастырылатын кез келген денелерді айтады. Магнетиктер магнит өрісін қоздыруға не өзгертуге қабілетті. Магнетиктерді сыртқы магнит өрісіне енгізгенде магнетиктердің магниттелуі өз кезегінде осы өрісті өзгертеді. Әртүрлі магнетиктердің қасиеттерін, олардың магнит өрісінің индукциясының шамасына әсерін түсіндіру үшін, магнит өрісінің

заттардың атомдары мен молекулаларына әсерін зерттеу қажет.

2.1 Электрондар мен атомдардың магнит моменттері

Магнит өрісіне енгізілген кез келген зат ерекше күйге келеді – ол магниттелінеді. Бұл құбылысты Ампер гипотезасы негізінде түсіндіруге болады: кез келген денедегі атомдар мен молекулалардағы электрондардың қозғалысы нәтижесінде микроскопиялық токтар пайда болады. Классикалық физиканың қағидаларына байланысты атомдағы электрондар оң зарядты ядро маңында тұйық орбиталармен қозғалады (2.1 сурет). Әр электронның мұндай қозғалысы тұйық контурда ағатын токқа эквивалентті. Сондықтан, кез келген атомды не молекуланы олардың магниттік қасиеттері жөнінен магнит өрісі кеңістігіндегі электрондық микротоктардың қайсыбір жиынтығы ретінде қарауға болады.



2.1 сурет - Электронның тұйық орбита бойымен қозғалысы

Жаңа физикалық шамалар ұғымын енгізейік. Электронның *орбиталық магнит моменті* деп тұйық орбитада электрондардың қозғалысынан пайда болатын электр тогының магнит моменті \vec{p}_m айтылады. Электронның орбиталық магнит моменті мынаған тең:

$$p_m = IS = evs, \quad (2.1)$$

мұндағы S – электрон орбитасымен шектелген аудан; I – ток күші; v – электронның орбитадағы айналу жиілігі; e – электрон зарядының абсолют мәні. Ток күші (I) бірлік уақытта тасымалданатын зарядқа тең болғандықтан, орбита бойымен айналатын электрон мынадай ток күшін тасымалдайды:

$$I = ev. \quad (2.2)$$

Жиілік $\nu = \frac{v}{2\pi r}$, мұндағы v – электрон жылдамдығы; r – орбита радиусы.

Онда ток күші:

$$I = \frac{ev}{2\pi r}. \quad (2.3)$$

Электронның магнит моменті:

$$p_m = \frac{evr}{2}. \quad (2.4)$$

Бұл формула атомдағы кез келген электрон үшін дұрыс. Магнит моменті

\vec{P}_m – векторлық шама, оның бағыты тогы бар орамның магнит өрісінің индукциясы бағытымен бірдей болады. Магнит моментінің бағыты оң бұранда ережесімен анықталады. \vec{P}_m векторының ұшынан орамдағы ток сағат тілі қозғалысына қарсы бағытпен айналатын болып көрінеді. Молекуланың не атомның орбиталық магнит моментінің векторы \vec{P}_m деп осы молекулалардағы не атомдардағы барлық электрондардың орбиталық магнит моменттерінің векторлық қосындысын айтамыз:

$$\vec{P}_m = \sum_{i=1}^Z \vec{P}_{m_i}, \quad (2.5)$$

мұндағы Z – Д.И. Менделеевтің периодтық жүйесіндегі элементтердің реттік нөмірі, ол әр элементтердегі жалпы электрон санын береді. Орбитамен қозғалатын электрон механикалық импульс моменттеріне де ие, оның модулі:

$$L_e = mvr, \quad (2.6)$$

мұндағы $v = 2\pi\nu r$, ν – жылдамдық, $S = \pi r^2$ – ауданы десек, онда

$$L_e = 2m\nu S. \quad (2.7)$$

Электронның орбиталық механикалық моменті \vec{L}_e векторының бағыты оң бұранда ережесімен анықталады:

$$\frac{P_m}{L_e} = -\frac{e}{2m}, \quad (2.8)$$

(2.8) қатынас *гиромагниттік қатынас* деп аталады. Мұндағы минус таңбасы \vec{P}_m және \vec{L}_e векторларының қарама-қарсы бағытталғанын көрсетеді. Атомдағы әртүрлі орбиталар үшін электронның жылдамдығы мен орбита радиустары r бірдей емес, олай болса \vec{P}_m мен \vec{L}_e векторлары да әртүрлі болады, бірақ гиромагниттік қатынас тұрақты шамалармен анықталатындықтан кез келген орбиталар үшін бір мәнді болады.

2.2 Магниттелу. Заттағы магнит өрісі

Магнетиктердің магниттелу дәрежесі *магниттеліну* деп аталатын векторлық шамамен сипатталады. Магнетиктің бірлік көлеміндегі магнит моментін- магниттеліну деп атаймыз

$$\vec{j} = \frac{\vec{P}_m}{V} = \frac{\sum_{i=1}^n P_{m_i}}{V}, \quad (2.9)$$

мұндағы \vec{P}_m – магнетиктің магнит моменті, ол сан жағынан жеке молекулалардың магнит моменттерінің қосындысына тең. Магнетиктер токтардың магнит өрісінде магниттеледі де өзінің меншікті магнит өрісі пайда болады. Нәтижесінде өрістің магнит индукциясының векторы

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}', \quad (2.10)$$

мұндағы \vec{B}_0 – сыртқы өрістің вакуумдегі магнит индукциясы; \vec{B}' – молекулалық токтардың беретін магнит индукциясы. Вакуумдегі токтың туғызған магнит өрісінің индукция векторы макротоктардың магнит өрісін сипаттайтын кернеулікпен \vec{H} былай байланысады:

$$\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H},$$

мұндағы μ_0 – магнит тұрақтысы. Тәжірибеден кеңістікті толығымен толтырып тұрған біртекті нөлден өзгеше өрістегі магнетикте \vec{B}' - индукция \vec{B}_0 (парамагнетиктер) векторымен бағыттас немесе қарама-қарсы (диамагнетиктер) болуы мүмкін. \vec{B}' векторын \vec{j} магниттелумен байланыстырайық. Бұл байланысты қарапайым дербес жағдай үшін орындайық. Көлденең қимасы S , ұзындығы l , цилиндр тәрізді біртекті магнетикті қарастырайық, ол индукциясы B_0 біртекті магнит өрісінде орналассын. Магнетик реттелген молекулалық токтардың болуынан магниттеледі. B' пен j арасындағы байланыс:

$$B' = \mu_0 j,$$

немесе векторлық түрде

$$\vec{B}' = \mu_0 \vec{j}. \quad (2.11)$$

Қорытқы өрістің магнит индукциясын табамыз:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{j} \quad (2.12)$$

немесе

$$\frac{\vec{B}}{\mu_0} = \vec{H} + \vec{j}.$$

Әлсіз өрістерде магниттелу берілген сыртқы токтардың өрістерінің (магниттейтін өрістің) кернеулігіне тура пропорционал екені тәжірибеден белгілі:

$$\vec{j} = \chi \vec{H}, \quad (2.13)$$

мұндағы χ – заттың магнит сезімталдығы деп аталатын, қарастырылатын магнетикті сипаттайтын өлшемсіз шама. Сонымен,

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H}, \quad (2.14)$$

бұдан

$$H = \frac{\vec{B}}{\mu_0 (1 + \chi)}. \quad (2.15)$$

$(1 + \chi)$ өлшемсіз шаманы μ әрпімен белгілеу қабылданған,

$$1 + \chi = \mu, \quad (2.16)$$

оны ортаның магнит өтімділігі деп атайды. Осы айтылғандарды ескерсек:

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}. \quad (2.17)$$

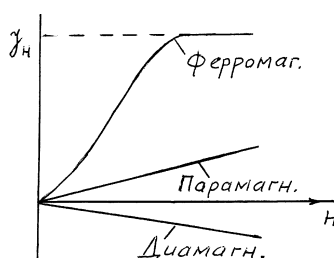
Алынған өрнектер тек біртекті магнетиктер үшін ғана орынды. Магнит сезімталдылығы χ – заттардың сыртқы магнит өрісінің әсерінен магнит моментін өзгерте алу қабілеттілігін сипаттайтын физикалық шама. Егер магнит өрісінде зат болмаса, онда $j = 0$, яғни вакуум үшін $\chi = 0$. Вакуум үшін $\mu = 1$ болғандықтан, магнит тұрақтысы μ_0 вакуумның магнит өтімділігі деп аталады. Магнит сезімталдылығы $\chi < 0$ және абсолют шамасы жағынан аз магнетиктер *диамагнетиктер* деп аталады. Диамагнетиктер үшін $\mu < 1$. Магнит сезімталдылығы $\chi > 0$ ($\mu > 1$) және шама жағынан аз болатын магнетиктер *парамагнетиктер* деп аталады. Магнетиктердің тағы бір түрі бар – олар ферромагнетиктер, олар үшін $\chi > 0$ және өте үлкен мәнге ие бола алады. Егер диамагнетиктерде және парамагнетиктерде $\chi = \text{const}$ болса, ферромагнетиктерде магниттік сезімталдылығы магнит өріс кернеулігінің функциясы болып табылады:

$\chi = f(H)$. Магниттелу векторы j парамагнетиктерде бағыты жағынан сыртқы магнит өрісінің бағытымен бағыттас болса, ал диамагнетиктерде қарсы бағытталған болып келеді.

2.3 Ферромагнетиктер

Ферромагнетиктерге сыртқы магнит өрісі жоқ болса да магниттік қасиетке ие болатын заттар жатады. Диамагнетиктер және парамагнетиктермен салыстырғанда (бұлар әлсіз магнитті заттар) ферромагнетиктер күшті магниттік заттар болып саналады. Ферромагнетиктердің негізгі өкілі темір (Fe) болып саналады, оларға сонымен бірге кобальт, никель, гадолиний және олардың қоспалары жатады (мысалы, Fe–Ni не Fe–Ni–Al). Соңғы жылдары өндірісте ферромагнитті шала өткізгіштер – ферриттер үлкен рөл атқаратын болды.

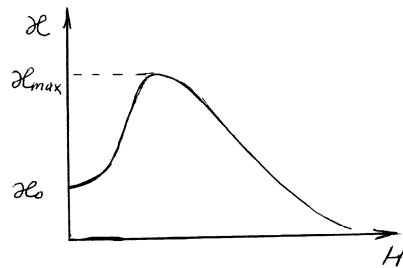
Ферромагнетиктердің магниттелінуі диа- және парамагнетиктерді магниттелуінен орасан есе (10^{10} -ға дейін) көп.



2.2 сурет - Магниттелудің магнит өрісі кернеулігіне тәуелділігі.

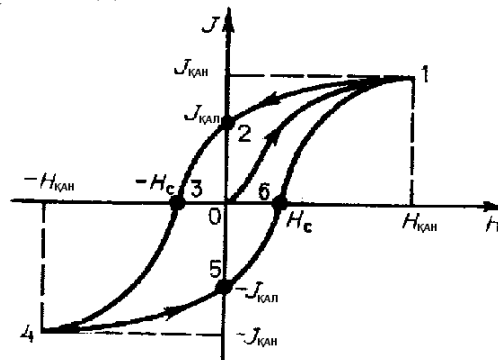
Ферромагнетиктердің магниттелінуі H -қа тәуелді (2.2 сурет). Магнит өтімділігі μ мен магнит сезімталдығы χ да H -қа тәуелді. А.Г.Столетов жұмыстары бойынша H -тың өсуімен бірге магниттеліну бастапқыда жылдам өседі де, сонан соң баяулайды, шамасы 100 А/м өрісте H -қа тәуелді болмайтын магниттік қанығуға ($j_{\text{кан}}$) жетеді. Бұл құбылысты магниттік қанығу деп атайды.

2.3-суретте Столетовтың темір үшін χ шамасы өріс кернеулігінің функциясы ретінде келтірілген. Ферромагнетиктердің ерекшелігі болып саналатын, магнит гистерезисі деп аталатын құбылыс бар.



2.3 сурет - Заттың магнит сезімталдығының магнит өрісі кернеулігіне тәуелділігі.

Енді осы құбылысты қарастырайық. Бастапқыда ферромагнетик қанығуға дейін магниттеледі (1 нүкте, 2.4 сурет), сонан кейін өріс кернеулігінің (H) азаюы нәтижесінде магнитсізденеді, 1-2 қисығы, 1-0 қисығынан жоғары орналасқан. $H=0$ ($\vec{B}=0$) болғанда, J нөлге тең болмайды, яғни магниттеліну жоғалмайды. Қалдық магниттелінуінің $j_{\text{қал}}$ бар болуы тұрақты магниттерді жасауға мүмкіндік береді. Ферромагнетикті магнитсіздендіру үшін магниттеу өрісі бағытына қарама-қарсы бағыттағы өрісті H пайдалану керек. Бұл кернеулік H_c коэрцитивтік күш деп аталады. Әрі қарай қарама-қарсы бағыттағы өрісті арттырғанда, ферромагнетик қайтадан магниттеледі (3-4 қисығы), 4 нүкте қанығуға сәйкес келеді, мұнда $H = -H_c$. Ферромагнетикті магнитсіздендіруге (4-5-6 қисығы) және қайтадан қанығуға дейін магниттеуге (6-1 қисығы) болады. Сонымен, ферромагнетикке айнымалы магнит өрісі әсер еткенде, магниттеу 1-2-3-4-5-6-1 қисығына сәйкес жүргізіледі.



2.4 сурет - Гистерезис қисығы.

Бұл қисық - *гистерезис тұзағы* деп аталады (осындай тұзақ В-Н диаграммасы бойынша да алынады).

$j_{\text{қал}}$ (не $B_{\text{қал}}$), H_c және μ_{max} шамалары ферромагнетиктің негізгі сипаттамалары болып табылады. Егер H_c үлкен шама болса, ферромагнетик қатаң деп аталады. Қатаң ферромагнетикке кең тұзақ тән. Егер H_c аз шама болса, ферромагнетик – жұмсақ (гистерезис тұзағы еңсіз) деп аталады.

Трансформаторлардың өзекшесі жұмсақ ферромагнетиктерден, ал тұрақты магниттер - қатаң ферромагнетиктерден жасалады. Әр ферромагнетик үшін магнит қасиеттерін жоғалтатын температура болады, ол *Кюри нүктесі* деп аталады. Темір үшін, мәселен, Кюри нүктесі $T_c = 768^{\circ}\text{C}$, ал никель үшін $T_c = 365^{\circ}\text{C}$.

2.4 Заттағы магнит өрісі үшін толық ток заңы

Бұл заң бойынша: еркін алынған тұйық контур бойымен \vec{B} векторының циркуляциясы магнит тұрақтысын μ_0 осы контур қамтитын макротоктар (өткізгіштік токтары) мен микротоктардың (молекулалық токтар) алгебралық қосындысына көбейткенге тең:

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 (I + I'), \quad (2.18)$$

мұндағы I – өткізгіштік токтардың алгебралық қосындысы; I' – молекулалық токтардың алгебралық қосындысы. Магнит өрісінің индукция векторы \vec{B} өткізгіштік токтары мен микроскопиялық токтар туғызатын қорытқы өрісті сипаттайды.

2.5 Электромагниттік индукция құбылысы (Фарадей заңы). Ленц ережесі

Электромагниттік индукция құбылысының ашылуы, магнит өрісінің көмегімен электр өрісін алудың мүмкіндігін дәлелдеді, яғни электр мен магниттік құбылыстардың өзара тығыз байланысты екендігі дәлелденді. Ол өз кезегінде электромагниттік өрістің теориясын жасаудың іргесін қалады.

Дат физигі Эрстед, тогы бар өткізгіштер магнит өрісін туғызатынын дәлелдеді. Ал керісінше, магнит өрісі электр тогын тудыра ала ма деген сұрақты ағылшын физигі Фарадей алдына қойып, оған 1831 жылы тәжірибелер арқылы жауап берді. Егер магнитті катушкаға жақындатсақ, онда өткізгіште магнитті міндетті түрде тебетін бағытта ток пайда болады. Магнит пен катушканы жақындату үшін оң жұмыс жасау керек. Катушка өзіне жақындап келе жатқан магнитке өзінің аттас полюсімен қарап тұрған магнит тәрізді болады. Ал аттас полюстер тебілетіні белгілі. Магниттің катушкаға тартылуы, не одан тебілуі - индукциялық токтың бағытына байланысты. Тогы бар катушканы тұйық катушкаға жақындатқанда, не алыстатқанда да тап осы заңдылық сақталады. Магнитті катушкаға жақындатқанда, катушканың орамдарын қиып өтетін магнит индукциясының күш сызықтары артады, ал алыстатқанда азаяды. Индукциялық токтың беретін магнит өрісінің векторы \vec{B}' , сыртқы магнит өрісінің \vec{B} векторына магнит жақындағанда қарама-қарсы бағытта, ал алыстатқанда, бағыттас болады. Осы тәжірибелер нәтижесінде Фарадей мынадай қорытындыларға келді:

- 1) индукциялық ток тек қана контурды қиып өтетін магнит ағыны өзгерген кезде ғана пайда болады;
- 2) индукциялық токтың мөлшері магнит индукциясы ағынын өзгерту

тәсіліне тәуелді болмайды, ол тек қана магнит ағынының өзгеру жылдамдығымен анықталады.

Индукциялық токтың пайда болуы - тұйық контурда электр қозғаушы күші әсер ететінін көрсетеді, ол *индукцияның электр қозғаушы күші* деп аталады.

Фарадей заңының математикалық өрнегі:

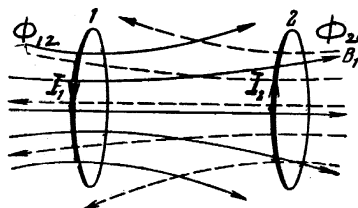
$$E_i = - \frac{d\Phi}{dt}. \quad (2.19)$$

Индукция электр қозғаушы күші магнит ағынының өзгеру жылдамдығына тең болады. $\frac{d\Phi}{dt}$ және E_i қарама-қарсы бағытта, яғни таңбалары бір-біріне теріс болады. Егер ағын өсетін ($\frac{d\Phi}{dt} > 0$) болса, онда $E_i = - \frac{d\Phi}{dt} < 0$ болады, яғни пайда болған индукциялық ток ағынға қарсы бағытталған өріс туғызады. Егер ағын азаятын ($\frac{d\Phi}{dt} < 0$) болса, онда $E_i = - \frac{d\Phi}{dt} > 0$ болып, ағын мен индукциялық ток туғызған өріс бағыттары бірдей болады. Ленц индукциялық ток бағытын анықтаудың ережесін ұсынды. *Ленц ережесі*: контурдағы индукциялық токтың бағыты әрқашан да осы токты туғызған магнит ағынының өзгеруіне кідіртуші бағытта болатын магнит өрісінің векторын тудырады. Қысқа түрде: индукциялық ток ылғи да оны тудырған себептің әсеріне қарама-қарсы болатын бағытқа бағытталған. Сонымен, Фарадей заңы индукция ЭҚК-інің шамасын, ал Ленц ережесі – бұл ЭҚК-інің бағытын анықтайды.

2.6 Өздік индукция құбылысы

Тұйық контурда ток күшінің өзгеруі - осы ток өзі тудырған магнит өрісінің индукциясын өзгертеді, олай болса индукция векторы \vec{B} жалпы жағдайда шама жағынан да, бағыты жағынан да өзгереді. Бұл өзгеру тап осы контурды қиып өтіп жатқан магнит өрісінің ағынын өзгертеді, ал магнит ағынының өзгерісі өз кезегінде осы контурда (2.5 сурет) индукциялық ЭҚК-ін тудырады. Бұл құбылыс *өздік индукция* құбылысы деп аталады. Био-Савар-Лаплас заңы бойынша магнит өрісінің индукциясы токқа пропорционал болатындықтан, контурмен ілініскен магнит ағыны да ($\Phi=BS$) контурдағы токқа пропорционал болады:

$$\Phi=LI. \quad (2.20)$$



2.5 сурет - Екі контурдың өзара магниттік әсері.

Пропорционалдық коэффициент (L) контурдың *индуктивтігі* деп аталады. Индуктивтілік контурдың пішіні мен мөлшеріне және де контур орналасқан

ортаның өтімділігіне тәуелді. Егер контур қатаң болып, оның маңында ферромагнетик болмаса, онда индуктивтік (L) тұрақты шама болады. Өздік индукция коэффициенті күші бірге тең ток жүрген контурмен шектелген аудан арқылы магнит индукциясы ағынына сан жағынан тең шама. Индуктивтілік өлшемі ретінде бірліктердің халықаралық жүйесінде генри (Гн) қабылданған: 1 Гн – ток күші 1 А болғанда, магнит ағыны 1 веберге тең контурдың индуктивтілігі. Соленоидтың ішінде индукциясы B-ға тең магнит өрісі қозады:

$$B = \mu\mu_0 \frac{NI}{\ell} = \mu\mu_0 nI. \quad (2.21)$$

Әрбір орам арқылы ағын $\Phi=BS$ болады, ал толық ағын

$$\Psi = N\hat{O} = n\ell \cdot BS = \mu\mu_0 n^2 \ell SI, \quad (2.22)$$

мұндағы $n = \frac{N}{\ell}$ – бірлік ұзындықтағы орам саны (ал $n\ell = N$ -ге тең).

n-нің өлшем бірлігі – $[1/м]=[м^{-1}]$. (2.20) және (2.22) өрнектерін салыстыру нәтижесінде ұзын соленоидтың индуктивтілігін табамыз:

$$L = \mu_0 \mu n^2 \ell S = \mu_0 \mu n^2 V, \quad (2.23)$$

мұндағы $V = \ell S$ – соленоидтың көлемі.

2.7 Магнит өрісінің энергиясы және оның көлемдік тығыздығы

Тоғы бар өткізгіш ылғи да магнит өрісінің қоршауында болады, магнит өрісі токтың пайда болу және жоғалуына байланысты. Магнит өрісі электр өрісі сияқты энергия сақтаушысы болып табылады. Магнит өрісін туғызу үшін ток энергиясының бөлігі жұмсалады, сондықтан магнит өрісінің энергиясы токтың осы өрісті тудыру үшін жұмсалған жұмысына тең деген болжам айтуға болады. Бойымен I тоғы жүретін контурды қарастырайық. Контурдың индуктивтілігі L болсын. Егер контурдағы ток dI-ге өзгерсе, онда онымен ілініскен ағын $d\Phi=LdI$ -ге өзгереді, ал мұнда істелінген жұмыс $dA=I d\Phi=LI dI$ болады. Φ ағыны пайда болуға қажетті жұмыс:

$$A = \int_0^I LI dI = LI^2 / 2 \quad (2.24)$$

болады. Контурмен байланысқан магнит өрісінің энергиясы:

$$W = A = \frac{LI^2}{2}. \quad (2.25)$$

Енді ұзын соленоидтың ішіндегі біртекті магнит өрісінің энергиясын есептейік.

$$L = \mu\mu_0 n^2 V, \quad B = \mu\mu_0 H, \quad H = nI$$

екені белгілі.

L мен I-дің мәндерін (2.25)-ке қоятын болсақ:

$$W = \frac{\mu\mu_0 H^2}{2} V = \frac{BH}{2} V = \frac{B^2}{2\mu\mu_0} V, \quad (2.26)$$

мұндағы $V = Sl$ – соленоид көлемі.

Энергия соленоид ішіне топтасқан және тұрақты көлемдік тығыздықпен $w = \frac{W}{V}$ таралған болады. Сонымен,

$$w = \frac{\mu\mu_0 H^2}{2} = \frac{BH}{2} = \frac{B^2}{2\mu\mu_0}. \quad (2.27)$$

3 Дәріс №3. Максвелдің теңдеулер жүйесі. Электромагниттік тербелістер

3.1 Максвелдің бірінші теңдеуі

Фарадей ашқан электромагниттік индукцияның негізгі заңы бойынша ЭҚК:

$$\varepsilon = -\frac{d\hat{O}_m}{dt}, \quad (3.1)$$

мұндағы Φ_m – магнит индукциясының ағыны. Ол өз кезінде төмендегідей формула бойынша анықталады:

$$\hat{O}_m = \int B_n dS, \quad (3.2)$$

мұндағы S – тұйық контурдың ауданы; B_n – магнит индукциясы векторы B -ның ауданға нормаль \vec{n} -ге проекциясы. Тұрақты ток бөлімінде келтірілген анықтама бойынша тұйық контурдағы ЭҚК:

$$\varepsilon = \oint \vec{E}_e \cdot d\vec{\ell}, \quad (3.3)$$

мұндағы E_e – электр өрісі кернеулік векторының \vec{E} контур элементі $d\vec{\ell}$ бағытына проекциясы. Келтірілген (3.1) және (3.3) теңдеулердің оң жақтарын өзара теңестіретін болсақ, онда (3.2) ескере отырып алатынымыз:

$$\oint E_e \cdot d\ell = -\frac{\partial \hat{O}_m}{\partial t} = -\int_s \frac{\partial B_n}{\partial t} dS. \quad (3.4)$$

$\frac{\partial \Phi_m}{\partial t}$ – дербес туынды магнит индукциясының ағынының тек уақытқа тәуелділігін көрсетеді.

Алынған (3.4) соңғы теңдеуден магнит өрісінің өзгерісі, айнымалы электр өрісінің пайда болуының себепшісі екені байқалады. Кернеулік векторының циркуляциясы нөлден өзгеше, демек бұл магнит өрісі қоздырған электр өрісі, потенциалды өріс емес, құйынды өріс екендігін дәлелдейді. Құйынды өрістің күш сызықтары тұйық және олардың кеңістікте өткізгіштің бар-жоғына байланыссыз-ақ пайда болатындығын көрсетеді. Аталған (3.4) теңдігінің негізінде Максвелл осындай қортындыға келді. Сондықтан (3.4) өрнегі *Максвелдің интегралдық түрдегі бірінші теңдеуі* деп аталады.

3.2 Максвелдің екінші теңдеуі

(3.4) өрнегін және де көптеген тәжірибе көрсеткіштерін талдай отырып, Максвелл кері құбылыстың болуы ықтимал деген қорытындыға келді. Яғни, оның болжауынша, айнымалы электр өрісінің күш сызықтары тұйықталған магнит өрісін туғызуға тиіс. Максвелдің бұл болжамының дұрыстығына төмендегідей тәжірибе арқылы көз жеткізуге болады. Құрамында конденсаторы бар айнымалы ток тізбегін қарастырайық. Тығыздығы j өткізгіштік ток тізбек бөліктерінде магнит өрісін туғызады. Бұл тізбекте қозғалыстағы зарядтардан пайда болған өткізгіштік ток жалғаушы сымдардан жүреді де конденсатордың астарындағы саңылауда (аралықта) ток болмайды. Бірақ, бұл уақыт мезеттерінде конденсатор зарядталып және разрядталып тұрғандықтан астарлардың арасында айнымалы электр өрісі болады. Бұл өріс әрбір уақыт мезеттерінде өткізгіштердегі ток өткендегідей, әрі оған тең ток өткендей магнит өрісін тудырады. Айнымалы электр өрісі мен одан пайда болған магнит өрісінің арасындағы өзара мөлшерлік байланысты анықтау үшін Максвелл ығысу тогы деген ұғым енгізді. Токтар сияқты кеңістікте магнит өрісін тудырғандықтан айнымалы электр өрісін Максвелл ығысу тогы деп атады. Ал өткізгіштік тогы мен ығысу тогы тең болуы керек, яғни $I_{\text{өм}} = I_{\text{ыз}}$, онда олардың тығыздықтары да өзара тең болады деп алуымыз керек $j_{\text{өм}} = j_{\text{ыз}}$.

Конденсатордың астарына жақын жердегі өткізгіштік токтың тығыздығы

$$j_{\text{өм}} = \frac{I}{S}, \quad \frac{1}{S} \frac{dq}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{q}{S} \right) = \frac{d\sigma}{dt}, \quad (3.5)$$

мұндағы σ – зарядтың беттік тығыздығы, S – конденсатор астарларының ауданы. Олай болса

$$j_{\text{өм}} = \frac{d\sigma}{dt}.$$

Электр өрісін электр ығысу \vec{D} векторымен сипаттауға болады. Электростатикадан конденсатордың астарындағы зарядтың беттік тығыздығы σ электр ығысуымен D байланысты екені белгілі:

$$D = \sigma$$

осыны ескерсек, онда ығысу тогының тығыздығы

$$j_{\text{ыз}} = \frac{\partial D}{\partial t}. \quad (3.6)$$

Дербес туынды белгісі, магнит өрісі тек электр ығысуының уақыт бойынша өзгеру жылдамдығымен анықталатынын көрсетеді. Мұндағы $\vec{j}_{\text{ыз}}$ және $\vec{j}_{\text{өм}}$

векторларының бағыттары әрқашан $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ векторымен бағыттас болатынын көрсетуге болады, сондықтан (3.6) теңдігін векторлық түрде жазуға болады:

$$\vec{j}_{\text{ыз}} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \quad (3.7)$$

Өткізгіштік және ығысу токтарын сәйкесінше былай көрсетейік

$$I_{\text{ом}} = j_{\text{ом}} dS \quad \text{және} \quad I_{\text{блэ}} = j_{\text{блэ}} dS .$$

Магнит өрістерін есептегенде толық токты алу қажет

$$I = I_{\text{ом}} + I_{\text{блэ}} = (j_{\text{ом}} + j_{\text{блэ}}) dS = (j_{\text{ом}} + \frac{\partial D}{\partial t}) dS \quad (3.8)$$

енді

$$D dS = d\Phi_{\text{блэ}}$$

екенін ескеріп, мұндағы $d\Phi_{\text{блэ}}$ – электрлік ығысу \vec{D} векторының dS бет арқылы өтетін элементар ағыны, онда:

$$I_{\text{блэ}} = \frac{d\Phi_{\text{блэ}}}{dt} . \quad (3.9)$$

Ығысу тогы және толық ток түсінігі айнымалы ток тізбегінің әрқашанда тұйық екендігін айқындайды: өткізгіштік ток өткізгіштің ұштарында үзіліп қалады, ал диэлектриктерде және вакуумда өткізгіштердің ұштарын ығысу тогы өткізгіштік тогын жалғайды. Егер толық токты мына түрде жазсақ:

$$I = I_{\text{ом}} + I_{\text{блэ}} = \int_S (j_{\text{ом}} + j_{\text{блэ}}) dS , \quad (3.10)$$

онда магнит өрісі кернеулігінің циркуляциясы туралы теореманы былай жазамыз:

$$\oint_L \vec{H}_\ell \cdot d\vec{\ell} = I_{\text{ом}} + I_{\text{блэ}} = I_{\text{ом}} + \frac{\partial \hat{O}_m}{\partial t} \quad (3.11)$$

немесе өткізгіштік тогының және ығысу тогының тығыздығы арқылы векторлық түрде төмендегідей көрсетуге болады:

$$\oint_L \vec{H}_\ell \cdot d\vec{\ell} = \int_S (\vec{j}_{\text{ом}} + \vec{j}_{\text{блэ}}) d\vec{S} . \quad (3.12)$$

Бұл Максвелдің екінші теңдеуі электр өрісінің қандай өзгерісі болмасын, ол құйынды магнит өрісін тудыратынын тағайындайды. Өткізгіштік тогы жоқ болғанда немесе бұл токты ескермеуге болатын кезде (мысалға конденсатордың астарларының арасында) толық ток заңын былай жазуға болады

$$\oint_L \vec{H}_\ell \cdot d\vec{\ell} = \int_S j_{\text{блэ}} dS = \frac{\partial \hat{O}_m}{\partial t} .$$

3.3 Максвелл теңдеулерінің толық жүйесі

Максвелл электр және магнит өрістерінің біріккен теориясын жасап сол кездегі тәжірибеден алынған құбылыстарды ғана түсіндіріп қоймай алдын ала жаңа пікірлерді де яғни, электромагниттік толқындардың бар екенін айтты. Максвелл жарықтың электромагниттік теориясын жасады. Максвелдің бірінші теңдеуі электр өрісінің көзі тек қана зарядтар ғана емес айнымалы магнит өрісі де электр өрісінің көзі бола алатынын нақтылайды. Оның математикалық өрнегінің түрі:

$$\oint E_t d\ell = - \int_s \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S} = - \frac{\partial \hat{O}_m}{\partial t} \quad (3.13)$$

Максвелдің екінші теңдеуі \vec{H} векторының циркуляциясы туралы теореманы жалпылау. Бұл теңдеу магнит өрісін электр тогы (қозғалыстағы зарядтар) не айнымалы электр өрісі (ығысу тогы) тудыратынын көрсетеді, яғни

$$\oint_L H_L d\ell = I_{\mu 0} + \frac{\partial \hat{O}_m}{\partial t} = \int_s \left(\vec{j}_{\mu 0} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) d\vec{S} \quad (3.14)$$

Максвелдің үшінші теңдеуі – Гаусс теоремасының жалпыламасы

$$\oint D_n dS = \sum_{i=1}^n q_i \quad (3.15)$$

Бұл теңдеу электрлік ығысу векторының \vec{D} сызықтары зарядтардан басталып зарядтарда аяқталатынын ерекше айқын көрсетеді. Максвелдің төртінші теңдеуі:

$$\oint B_n dS = 0 \quad (3.16)$$

Бұл теңдеу магнит индукция векторының \vec{B} күш сызықтарының тұйық екенін және магнит зарядтарының жоқ екенін нақтылайды. Электромагниттік өрістерді (санағанда) есептегенде жоғарыда айтылған теңдеулерге мына \vec{D} және \vec{E} , \vec{B} және \vec{H} шамалардың арасындағы байланыстарды пайдалану керек

$$\vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}, \quad (3.17)$$

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H} \quad (3.18)$$

және Ом заңының өткізгіштік тогының тығыздығы үшін өрнегін де пайдалану керек

$$\vec{j}_{\mu 0 \varepsilon} = \gamma \vec{E}, \quad (3.19)$$

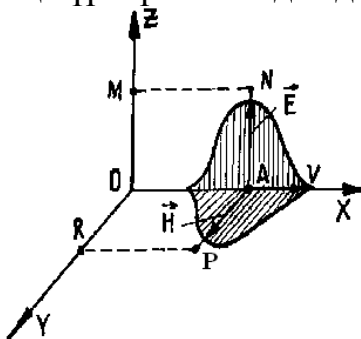
мұндағы ε_0 мен μ_0 – электр және магнит тұрақтылары, ε мен μ – диэлектрлік және магнит өтімділіктері, γ – зарядтардың меншікті электр өткізгіштігі.

3.4 Энергия ағынының тығыздығы. Умов-Пойнтинг векторы

Максвелл теориясынан мынадай тұжырым жасауға болады: уақыт бойынша айнымалы электр өрісі құйынды магнит өрісін тудырса, айнымалы магнит өрісі құйынды электр өрісін тудырады. Бұл екі өріс өзара тығыз байланысты, сондықтан бұл құбылыс электромагниттік өріс деп аталады. Электромагниттік өріс кеңістіктің белгілі бір жерінде өзгермей тұра алмайды. Кеңістіктің қандайда бір нүктесінде қоздырылған айнымалы электр өрісі айнымалы магнит өрісін тудырса, өз кезегінде айнымалы магнит өрісі айнымалы электр өрісін қоздырады. Олай болса, бұл құбылыс қайталанып отыратындықтан, кеңістікте электр және магнит өрістерінің кезектескен түрленуі, оның бір нүктесінен келесі бір нүктесіне тарайды. Бұл құбылыс кеңістікте уақыт бойынша

периодты өтеді, өрістердің кеңістікте таралуын электромагниттік толқын деп атаймыз. Электромагниттік толқынның пайда болуы және қасиеттері Максвелл теңдеулері арқылы анықталады.

Электромагниттік толқын ашық тербеліс контурында пайда болады, оның қозуы үшін кез келген электр өткізгіш арқылы айнымалы ток өтсе де жеткілікті. Координаттар осінің бас нүктесінде орналасқан өткізгіштен төмен бағытталған айнымалы ток өткенде, онда пайда болған электромагниттік ұйытқу суретте көрсетілген. Мұндағы \vec{H} магнит өрісінің кернеулігі, ал E электр өрісінің кернеулігі. Қозғалмайтын OANM және OAPR контурларын қарастырайық. Олар үшін Максвелл теңдеулерінің түрлері төмендегідей болар еді:



3.1 сурет - Электромагниттік толқынның таралуы.

$$\oint_{OANM} (\vec{E} d\vec{\ell}) = -\frac{\partial \hat{O}_m}{\partial t},$$

$$\oint_{OAPR} (\vec{H} d\vec{\ell}) = -\frac{\partial \hat{O}_e}{\partial t}. \quad (3.20)$$

Контурлар жақтарының ұзындығын $AN=AP=1$ деп алайық. Осы контур бойында E_i мен H_i нөлге тең емес болғандықтан, (3.20) теңдеулері былай түрленеді:

$$E \cdot d\ell = -\frac{\partial \hat{O}_m}{\partial t},$$

$$-H \cdot d\ell = \frac{\partial \hat{O}_e}{\partial t}. \quad (3.21)$$

Егер қарастырылып отырған электромагниттік ұйытқудың таралу жылдамдығы v болса, онда ол dt уақыт аралығында $dx=vdt$ қашықтыққа жылжиды. Онда алынған контурлар арқылы өтетін магнит және электр өрістерінің ағыны Φ_m мен Φ_e біршама кемиді:

$$d\Phi_m = -B \cdot v dt \quad \text{және} \quad d\Phi_e = -D \cdot v dt.$$

Сондықтан, $\frac{\partial \hat{O}_m}{\partial t} = -\hat{A} \ell v$ және $\frac{\partial \hat{O}_e}{\partial t} = -D \ell v$ деп алуға болады, (3.21)-теңдеуінен шығатын қортынды:

$$E = v \cdot B, \quad H = v \cdot D. \quad (3.22)$$

Жоғарыда келтірілген (3.21) және (3.22) теңдіктерін еске ала отырып, E және H үшін мынадай теңдіктер келіп шығады:

$$E = v \mu_0 H, \quad H = v \varepsilon_0 E. \quad (3.23)$$

Бұл екі теңдеуден толқын жылдамдығының

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0}} \quad (3.24)$$

болатынын анықтау қиын емес. Электрмагниттік ұйытқудың таралу жылдамдығы нақты сан мәнге ие және ол таралу ортасының қасиеттеріне байланысты. Вакуумде $\varepsilon = \mu = 1$ екені белгілі. Олай болса, электромагниттік толқынның таралу жылдамдығы $v = c$:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}, \quad (3.25)$$

мұндағы ε_0 мен μ_0 – электр және магнит тұрақтылары.

Электрмагнит толқынның вакуумде таралу жылдамдығы c -ны есептеп табу Максвелл теңдеулерінен алынған ең маңызды қортындылардың бірі болып табылады. Бұл жарықтың электромагниттік тегін көрсетеді. Жоғарыда келтірілген (3.23) өрнектегі Максвелдің бірінші және екінші теңдеулерінен алынған формуланы векторлық түрде жазсақ, онда

$$\vec{E} = -\left[\vec{v} \cdot \vec{H} \right] \mu_0 \mu, \quad \vec{H} = -\left[\vec{v} \cdot \vec{E} \right] \varepsilon_0 \varepsilon. \quad (3.26)$$

Бұл өрнектегі $\vec{E}, \vec{H}, \vec{v}$ векторлары оң бұранда жүйесін құрайды. Электрлік және магниттік кернеулік векторлары өзара перпендикуляр және олардың әрқайсысы ұйытқудың таралу жылдамдығына нормаль бағытталған, яғни $\vec{E} \perp \vec{H} \perp \vec{v}$.

Электромагниттік өріс кеңістікте тарала отырып, энергия тасымалдайды. Электр өрісі энергиясының тығыздығы

$$w_E = \frac{1}{2} \varepsilon \varepsilon_0 E^2,$$

ал магнит өрісінің энергия тығыздығы

$$w_H = \frac{1}{2} \mu \mu_0 H^2$$

формулаларымен анықталады. Онда электромагниттік өріс энергиясының тығыздығы олардың қосындысына тең:

$$w = \frac{1}{2} \varepsilon \varepsilon_0 E^2 + \frac{1}{2} \mu \mu_0 H^2. \quad (3.27)$$

Вакуумде таралған электромагниттік толқын үшін Умов-Пойнтинг векторын \vec{S} деп белгілесек, ол мынадай өрнекпен анықталады:

$$\vec{S} = \left[\vec{E} \cdot \vec{H} \right]. \quad (3.28)$$

3.5 Электромагниттік өріс үшін толқындық теңдеу

Келтірілген (3.26) теңдіктеріне тағы да бір көңіл аударалық. Олар таралу бағытына перпендикуляр орналасқан жазықтықтың кез келген нүктесіндегі электромагниттік өрістің сан мәндерінің бірдей екендігін көрсетеді. Электромагниттік ұйытқудың кеңістікте таралуын толқын деп атайтын болсақ, аталған жазықтықтың ең соңғысы *толқын шебі* (фронты) деп аталады.

Электромагниттік ұйытқуды қарастырған кезде, электр және магнит өрістерінің кернеуліктері E мен H -тың координата x мен уақытқа t тәуелділігін ескере отырып, олар үшін төмендегідей теңдеулерді жазуға болады:

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} &= v^2 \frac{\partial^2 E}{\partial x^2}, \\ \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} &= v^2 \frac{\partial^2 H}{\partial x^2}.\end{aligned}\tag{3.29}$$

Келтірілген (3.29) теңдеуі ұйытқудың бір сызық бойымен таралу кездеріне ғана қолданылады, яғни олар $E=f(x,t)$ мен $H=\varphi(x,t)$ функцияларын анықтайды. Олардың айқын түрлері осы теңдеулерді шешу кезінде аталмыш функцияларға қойылатын шектерге және бастапқы шарттарға байланысты.

Мысалы, бастапқы ток – электромагниттік толқудың көзі – гармоникалық заңдылықпен өзгереді болса ($I=I_0 \cdot \cos \omega t$), онда (3.29) теңдеуінің шешімі:

$$\begin{aligned}E &= E_0 \cos\left[\omega\left(t - \frac{x}{v}\right) + \varphi_0\right] = E_0 \cos[\omega t - kx + \varphi_0] \\ H &= H_0 \cos\left[\omega\left(t - \frac{x}{v}\right) + \varphi_0\right] = H_0 \cos[\omega t - kx + \varphi_0],\end{aligned}\tag{3.30}$$

мұндағы E_0 мен H_0 – өрістердің амплитудалық мәндері; ω – тербелістің циклдік жиілігі; v – электромагниттік толқынның жылдамдығы.

Осы теңдіктер жазық электромагниттік толқындар теңдеулері деп аталады. Олар \vec{E} және \vec{H} векторларының тербелу жиіліктері мен фазаларының бірдей болатындығын көрсетеді, яғни олардың максимал және минимал шамаларына бірдей уақытта жетіп отыратындығын айқындайды.

Осыған дейін біз, (3.26) теңдікті қарастыра отырып, \vec{E} мен \vec{H} векторларының тағы да бір ерекшелігін, олардың бір-біріне перпендикуляр және олардың әрқайсысының электромагнит толқынның таралу жылдамдығына нормаль екендігін атап өткен болатынбыз. Бұл электромагниттік толқынның көлденең толқындарға жататындығының белгісі. Сонымен қатар (3.23) формулаларын бірге қарастыра отырып, атап айтқанда олардан v -ны ығыстырып шығарсақ, онда

$$\varepsilon \varepsilon_0 E^2 = \mu \mu_0 H^2\tag{3.31}$$

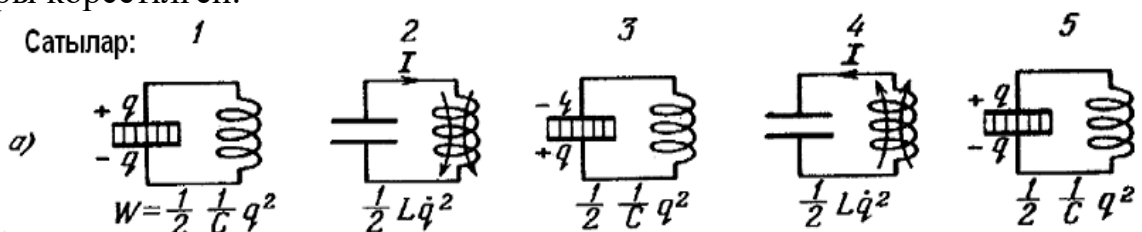
болатындығына көз жеткізу қиын емес. Бұл нені көрсетеді? Бұл - жазық кума электромагниттік толқынның электр және магнит өрістері энергияларының тығыздықтары кез келген уақытта өзара тепе-тең болатындығын айқындайды.

Максвелдің электромагниттік толқындар туралы болжамдары, олардан туындайтын салдарлардың бәрі тәжірибеде өз қолдауларын тапты. Ең алғаш рет электромагниттік толқындарды іс жүзінде алып, оларды жан-жақты зерттеген Герц болатын. Ол электромагниттік толқындардың шағылу, сыну, дифракция, интерференция және т.б. ең маңызды қасиеттерін анықтады. Ал А.С.Попов болса, Максвелл теорияларының негіздері мен Герцтің тәжірибелік қортындыларына сүйене отырып, радионы ойлап шығарды.

Электромагниттік тербелістер

3.6 Тербелмелі контур. Актив кедергісі жоқ контурдағы еркін тербеліс

Индуктивтілігі мен сыйымдылығы бар тізбекте электр тербелісі пайда бола алады. Мұндай тізбек *тербелмелі контур* деп аталады. 3.2-суретте идеалды актив кедергісіз контурдағы (тербелмелі контурдағы) тербелмелі процестің жүйелі сатылары көрсетілген.



3.2 сурет - Тербелмелі контурдағы тербеліс процесінің жүйелі сатылары.

Конденсатордың астарына бастапқыда қандай да бір заряд беріп немесе катушкада ток тудырып (мысалы катушканың орамдарын қиып өтетін сыртқы магнит өрісін қосу арқылы) контурда электр тербелісін тудыруға болады. Бірінші әдісті пайдаланайық. Катушкадан ажыраған конденсаторды ток көзіне (кернеу көзіне) қосайық. Бұл кезде конденсатордың астарлары әртатас $+q$ және $-q$ зарядтармен зарядталады (3.2 сурет). Астарлардың арасында энергиясы $q^2/2C$ электр өрісі пайда болады. Енді ток көзінен (кернеу көзінен) ажыратып катушкаға қоссақ, конденсатор разрядталады да, контурдан ток жүреді. Бұл кезде катушка арқылы өтетін токтың себебінен электр өрісінің энергиясы азайып, магнит өрісінің энергиясы арта бастайды ($LI^2/2$). Бұл жерде контурда актив кедергі болмағандықтан, электр мен магнит өрістерінен тұратын толық энергия сымдарды қыздыруға шығындалмай, тұрақты болып қалады. Конденсатордағы заряд таусылғанда, яғни конденсатор энергиясы нөл болғанда катушкадағы магнит өрісінің энергиясы мен тізбектегі ток ең үлкен мәніне жетеді (2 саты осы мезеттен бастап ток өздік электр қозғаушы күштің есебінен ағады). Енді процесс кері қарай қайталанады (4 және 5 саты), осыдан кейін жүйе бастапқы күйге келеді (5 саты) және барлық цикл қайтадан басталады. Процесс барысында конденсатор астарларындағы зарядтар, конденсаторлардағы кернеулер және индуктивтілік арқылы өтетін ток периодты түрде өзгереді (яғни тербеледі). Тербеліс электр

және магнит өрістерінің бір-біріне айналуы арқылы өтеді. Тербелмелі контурда *электр зарядтары тербеледі*. Актив кедергісі жоқ контурдағы тербеліс теңдеуінің түрі мынадай (конденсаторды оң токпен зарядтадық деп есептейік):

$$I = \frac{dq}{dt} = \dot{q} \quad (3.32)$$

Біртекті емес тізбек бөлігі үшін Ом заңының өрнегін жазайық:

$$IR = (\varphi_1 - \varphi_2) + \varepsilon_{12} \quad (3.33)$$

Берілген жағдай үшін $R=0$, $\varphi_1 - \varphi_2 = -q/C$, $\varepsilon_{12} = \varepsilon_S = -L(dI/dt)$, бұл мәндерді (3.33)-ке қойып, алатынымыз:

$$0 = -q/C - L(dI/dt), \quad (3.34)$$

ақырында $\frac{dI}{dt}$ -ны \ddot{q} деп белгілеп,

$$\ddot{q} + \frac{1}{LC} q = 0 \quad (3.35)$$

өрнегін аламыз. Егер

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (3.36)$$

деп белгілеп алсақ, онда гармониялық тербеліс теңдеуін аламыз:

$$\ddot{q} + \omega_0^2 q = 0$$

Бұл теңдеудің шешімі:

$$q = q_m \cos(\omega t + \alpha). \quad (3.37)$$

Конденсатордың астарларындағы зарядтар гармониялық заңмен өзгереді, циклдік жиілік (3.36) теңдеумен анықталады. Бұл жиілік контурдың *меншікті циклдік жиілігі* деп аталады. Тербелістің периоды Томсон формуласынан анықталады:

$$T = 2\pi\sqrt{LC} \quad (3.38)$$

(3.37) теңдеуін дифференциалдап ток күшінің өрнегін табамыз:

$$I = -\omega_0 q_m \sin(\omega t + \alpha) = I_m \cos(\omega t + \alpha + \pi/2). \quad (3.39)$$

Конденсатордағы кернеу зарядтан $1/C$ көбейткішке өзгеше

$$U = q_m/C \cdot \cos(\omega t + \alpha) = U_m \cos(\omega t + \alpha). \quad (3.40)$$

Бұл жерден байқайтынымыз - конденсатордағы ток кернеуден $\pi/2$ фазаға озып отырады. (3.37) және (3.40) өрнектерін (3.37) формуласымен салыстырсақ, көретініміз - ток ең үлкен мәнге жеткенде заряд пен кернеу нөлге тең болады және керісінше. (3.39) және (3.40) формулалардан $U_m = q_m/C$, $I_m = \omega_0 q_m$ шамаларының амплитудаларының қатынасын алып ω_0 -ді (3.26) формуламен ауыстырсақ, алатынымыз:

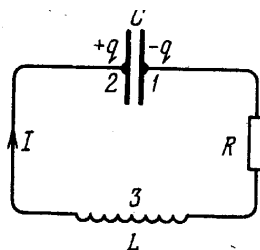
$$U_m = \sqrt{\frac{L}{C}} I_m \quad (3.41)$$

(3.40) формуласын электр өрісінің ең үлкен $\frac{1}{2} C U_m^2$ мәні магнит өрісінің ең үлкен $\frac{1}{2} L I_m^2$ мәніне тең болуы керек деп алуға болады.

3.7 Еркін өшетін тербелістер

Нақты тербелмелі контурда әрқашанда актив кедергі болады. Контурда жинақталған энергия біртіндеп осы кедергілерде шығындалады, соның есебінен еркін тербеліс өшеді.

1-3-2 тізбек үшін жазылған (3.33) өрнектің түрі (3.3 сурет):



3.3 сурет - Нақты тербелмелі контурдың сұлбасы.

$$IR = -\frac{q}{C} - L \frac{dI}{dt} \quad (3.42)$$

Бұл теңдеуді L -ге бөліп, I -ді q -мен алмастырып, $\frac{dq}{dt}$ -ны \dot{q} -мен белгілеп жазсақ,

$$\ddot{q} + \frac{R}{L} \dot{q} + \frac{1}{LC} q = 0 \quad (3.43)$$

теңдеуін аламыз. $\beta = R/2L$ белгілеу енгізсек және LC -ға кері шама контурдың меншікті циклдік жиілігінің ω_0 квадраты екенін ескеріп (3.43) өрнегін мынадай түрде жазуға болады:

$$\ddot{q} + 2\beta\dot{q} + \omega_0^2 q = 0 \quad (3.44)$$

Егер $\beta^2 < \omega_0^2$, яғни $R^2/4L^2 < 1/LC$ болса, онда (3.43) теңдеуінің шешімі:

$$q = q_m e^{-\beta t} \cos(\omega t + \alpha) \quad (3.45)$$

болады, мұндағы $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$; ω_0 мен β мәндерін қойсақ:

$$\omega = \sqrt{1/LC - R^2/4L^2} \quad (3.46)$$

өрнегін аламыз. Сонымен, өшетін тербелістің циклдік жиілігі контурдың меншікті жиілігінен кіші болады. $R=0$ болса, онда (3.46) өрнек (3.36) өрнегіне ауысады. (3.45) теңдеуін сыйымдылыққа C бөліп, конденсатордағы кернеуді

табамыз:

$$U = \frac{q_m}{C} e^{-\beta t} \cos(\omega t + \alpha) = U_m e^{-\beta t} \cos(\omega t + \alpha) \quad (3.47)$$

Ток күшін табу үшін (3.45) өрнегін уақыт бойынша дифференциалдаймыз:

$$I = \dot{q} = q_m \cdot e^{-\beta t} [-\beta \cdot \cos(\omega t + \alpha) - \omega \sin(\omega t + \alpha)]$$

Бұл формуланың оң жағын бірге тең $\omega_0 / \sqrt{\omega^2 + \beta^2}$ шамаға көбейтсек, алатынымыз:

$$I = \omega_0 q_m \cdot e^{-\beta t} \left[-\frac{\beta}{\sqrt{\omega^2 + \beta^2}} \cos(\omega t + \alpha) - \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + \beta^2}} \sin(\omega t + \alpha) \right]$$

Енді

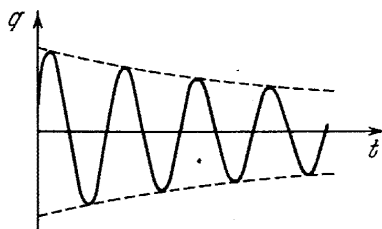
$$\cos \psi = -\frac{\beta}{\sqrt{\omega^2 + \beta^2}} = -\frac{\beta}{\omega_0};$$

$$\sin \psi = \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + \beta^2}} = \frac{\omega}{\omega_0}$$

шарттарымен анықталатын ψ бұрышын енгізіп, ток күшін

$$I = \omega_0 q_m e^{-\beta t} \cos(\omega t + \alpha + \psi) \quad (3.48)$$

түрінде жаза аламыз. Бұл жерде $\cos \psi < 0$, ал $\sin \psi > 0$ болғандықтан мәндері $\pi/2$ -ден π -ге дейін аралығында қамтылған. Сондықтан, контурда актив кедергінің болуына байланысты ток күші фаза жағынан кернеуді конденсаторда $\pi/2$ -ден үлкен шамаға озып отырады. (3.45) функцияның графигі 3.4-суретте көрсетілген.



3.4 сурет - Зарядтың уақытқа тәуелділік графигі.

Кернеу мен токтың графиктері де осыған ұқсас. Тербелістің өшуін өшудің логарифмдік декрементімен сипаттау қабылданған.

$$\lambda = \ln \frac{a(t)}{a(t+T)} = \beta T \quad (3.49)$$

мұндағы $a(t)$ қандай да бір шаманың амплитудасы (q , U , немесе I). Өшудің логарифмдік декременті амплитуда е есе азаятын уақыт ішіндегі N_e тербеліс санына кері екенін ескертеміз: $\lambda = 1/N_e$. (3.49) өрнек ($\beta = R/2L$) мәнін қойып және T -ның орнына $2\pi/\omega$ ауыстырып, λ үшін мына

$$\lambda = 2\pi R/2L \omega = \pi R/L\omega \quad (3.50)$$

өрнегін аламыз. Жиілік ω , демек λ контурдың L, C, R параметрлерімен анықталады. Сонымен, өшудің логарифмдік декременті контурдың сипаттамасы болып табылады.

3.8 Еріксіз электр тербелістері

Еріксіз тербеліс болуы үшін, сырттан жүйеге периодты түрде әсер ету керек. Ол үшін контурдың элементтеріне тізбектей айнымалы ЭҚК немесе контурды үзіп оған айнымалы

$$U = U_m \cdot \cos \omega t \quad (3.51)$$

кернеу беру керек. Бұл кернеуді өздік индукцияның ЭҚК -не қосу керек. Нәтижесінде Ом заңы мына

$$IR = -\frac{q}{C} - L \frac{dI}{dt} + U_m \cos \omega t \quad (3.52)$$

түрге келеді. Мұны түрлендіріп келесі өрнекті аламыз:

$$\ddot{q} + 2\beta\dot{q} + \omega_0^2 q = \frac{U_m}{L} \cos \omega t \quad (3.53)$$

Мұндағы ω_0^2 (3.36) өрнегімен, β өшу коэффициенті $R/2L$ өрнегімен анықталады. Бұл теңдеудің дербес шешімінің түрі

$$q = q_m \cdot \cos(\omega t - \psi) \quad (3.54)$$

болады, мұндағы

$$q_m = \frac{U_m}{\omega \sqrt{R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2}}, \quad \operatorname{tg} \psi = \frac{R}{\frac{1}{\omega C} - \omega L} \quad (3.55)$$

Егер дербес (3.54) шешімге біртекті теңдеуге сәйкес жалпы шешімді қосса, онда жалпы шешім болады. Уақыт t бойынша (3.54) өрнекті туындыласақ, контурдағы орныққан тербелістегі ток күшін табамыз:

$$I = -\omega q_m \sin(\omega t - \psi) = I_m \cos(\omega t - \psi + \frac{\pi}{2}),$$

мұндағы $I_m = \omega \cdot q_m$ деп белгіледік. Мұны мына түрде жазайық:

$$I = I_m \cos(\omega t - \varphi) \quad (3.56)$$

мұндағы $\varphi = \psi - \frac{\pi}{2}$ ток пен берілген кернеудің арасындағы фаза ығысуы. (3.55) өрнегіне сәйкес:

$$\operatorname{tg} \varphi = \operatorname{tg}(\psi - \pi/2) = -\frac{1}{\operatorname{tg} \psi} = \frac{\omega L - 1/\omega C}{R} \quad (3.57)$$

Бұл формуладан шығатыны - ток фаза жағынан кернеуден қалып отырады ($\varphi < 0$), егер $\omega L > 1/\omega C$ болса. (3.57) өрнегімен келіссек, онда:

$$I_m = \omega \cdot q_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2}} \quad (3.58)$$

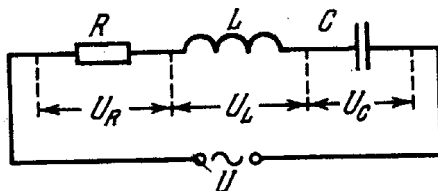
Енді (3.56) өрнегін мына түрде жазайық:

$$IR + \frac{q}{C} + L \frac{dI}{dt} = U_m \cos \omega t \quad (3.59)$$

IR көбейтіндісі актив кедергідегі кернеуге U_R тең, $\frac{q}{\tilde{N}}$ – конденсатордағы кернеу U_C , $L(dI/dt)$ индуктивтіктегі кернеуді U_L анықтайды. Осыларды ескеріп, былай жазамыз:

$$U_R + U_C + U_L = u \cos \omega t, \quad (3.60)$$

әрбір уақыт мезетіндегі контурдың элементтеріндегі кернеулердің қосындысы сырттан берілген кернеуге тең (3.5 сурет).



3.5 сурет - Айнымалы ток тізбегі.

(3.60) өрнекке сәйкес:

$$U_R = RI_m \cos(\omega t - \varphi). \quad (3.61)$$

(3.54) өрнекті сыйымдылыққа бөліп, конденсатордағы кернеуді табамыз:

$$U_C = \frac{q_m}{c} \cos(\omega t - \psi) = U_{cm} \cos(\omega t - \varphi - \pi/2) \quad (3.6250)$$

мұндағы

$$U_{cm} = \frac{q_m}{C} = \frac{U_m}{\omega \tilde{N} \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} = \frac{I_m}{\omega C} \quad (3.6351)$$

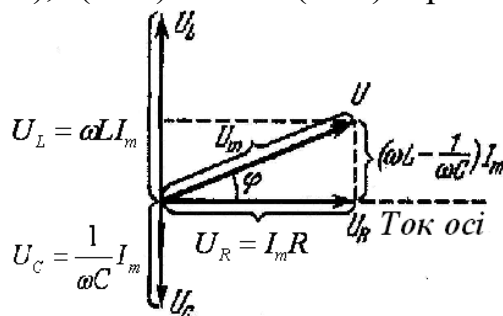
(3.56) функциясының туындысын L -ге көбейтіп, индуктивтіктегі кернеуді табамыз:

$$U_L = L \frac{dI}{dt} = -\omega LI \sin(\omega t - \varphi) = U_{Lm} \cos(\omega t - \varphi + \pi/2) \quad (3.64)$$

мұндағы

$$U_{Lm} = \omega LI_m \quad (3.65)$$

(3.60), (3.61), (3.62) және (3.64) өрнектерін салыстыра отырып,



байқайтынымыз, сыйымдылықтағы кернеу ток күшінен $\pi/2$ фазаға қалып қоятынын, ал индуктивтіліктегі кернеу токтан $\pi/2$ фазаға озып отыратынын байқаймыз. Актив кедергіде кернеу мен ток бір фазада болады. Фазалардың қатынастарын векторлық диаграммада өте көрнекті етіп көрсетуге болады. Токтар осін, бастапқы фаза есептелетін түзу ретінде алайық. Онда 3.6-суреттегі диаграмманы аламыз. (3.65) өрнекке сәйкес U_R , U_C , U_L қосындылары тізбекке берілген U кернеуді беруі керек.

3.6 сурет - Сыйымдылық, индуктив және актив кернеулерінің векторлық диаграммасы.

Сондықтан диаграммадағы U , әрбір U_R , U_C , U_L векторларының қосындысы түрінде көрсетілген.

3.9 Айнымалы электр тогы

Орныққан еріксіз тербелісті сыйымдылық, индуктивтік және актив кедергісі бар тізбектен айнымалы токтың өтуі деп қарастыруға болады, ол

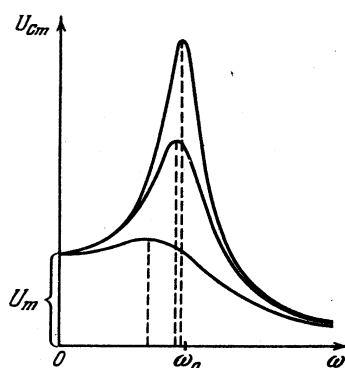
$$U = U_m \cos \omega t \quad (3.66)$$

айнымалы кернеуден пайда болды деп ескереміз. Бұл ток:

$$I = I_m \cos(\omega t - \varphi) \quad (3.67)$$

заңы бойынша өзгереді.

Ток амплитудасы I_m кернеу амплитудасымен, C , L , R , ω тізбек параметрлерімен анықталады:



3.7 сурет - Сыйымдылық кернеудің U_C резонанстық қисығы.

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2}} \quad (3.68)$$

Ток күші кернеуден фаза бойынша φ бұрышқа қалып отырады, ол тізбектің параметрлеріне және жиілікке байланысты:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - 1/\omega C}{R} \quad (3.69)$$

$\varphi > 0$ болған жағдайда ток кернеуден озып отырады. (3.69) өрнектің бөлімі $Z = \sqrt{R + (\omega L - 1/\omega C)^2}$ толық электр кедергісі немесе импеданс деп аталады. Егер тізбекте ток күші актив кедергіде ғана болса, онда Ом заңы $IR = U_m \cos \omega t$ түрін қабылдайды. Бұл жерде ток кернеумен бір фазада болады, ток күшінің амплитудасы

$$I_m = U_m / R .$$

Кез келген нақты тізбекте R,C,L болады. Кейбір жеке жағдайларда бұл параметрлердің кейбіреулерінің тоққа әсерін ескермеуге болады. Мысалы, тізбектегі R-дің мәнін нөл деп, ал C мәнін шексіздікке тең деп алуға болады. Онда (3.68), (3.69) формуладан:

$$I_m = U_m / \omega L , \quad (3.70)$$

ал $\operatorname{tg} \varphi = \infty$ екені шығады.

$$X_L = \omega L \quad (3.71)$$

шамасын *реактив индуктивтік кедергі* немесе *индуктивтік кедергі* деп атайды. Катушкада ток кернеуден $\pi/2$ -ге қалып отырады. Енді R мен L -ді нөлге тең деп алайық. Онда (3.70), (3.71) формулаларынан:

$$I_m = U_m \cdot \omega C , \quad (3.72)$$

$\operatorname{tg} \varphi = -\infty$ аламыз.

$$X_c = 1/\omega C \quad (3.73)$$

шамасы *реактив сыйымдылық кедергі* немесе *сыйымдылық кедергі* деп аталады. Тұрақты ток үшін $X_c = \infty$, одан тұрақты ток жүрмейді. $\varphi = \pi/2$ болғандықтан конденсатор арқылы жүретін ток кернеуден $\pi/2$ -ге озып отырады. Енді R=0 десек (3.68) өрнегі

$$I_m = \frac{U_m}{|\omega L - 1/\omega C|} \quad (3.74)$$

түрге енеді.

$$X = \omega L - 1/\omega C = X_L - X_C \quad (3.75)$$

шамасын *реактивті кедергі* немесе *реактанс* деп атайды. (3.74), (3.75) өрнектерін

$$\operatorname{tg} \varphi = X / R, \quad Z = \sqrt{R^2 + X^2} .$$

түрінде жазуға болады. Сонымен R және X кедергілердің мәнін үшбұрыштардың катетінің бойына салсақ, гипотенуза сан мәні жағынан Z-ті береді (3.6-сурет). Айнымалы ток тізбегіндегі бөлінетін қуатты табайық. Қуаттың лездік мәні ток пен кернеудің лездік мәндерінің көбейтіндісіне тең:

$$P(t) = U(t)I(t) = U_m \cos \omega t \cdot I_m \cdot \cos(\omega t - \varphi) .$$

(3.76)

Келесі өрнекті пайдаланып

$$\cos \alpha \cos \beta = \frac{1}{2} \cos(\alpha - \beta) + \frac{1}{2} \cos(\alpha + \beta)$$

(3.76) өрнегін мына түрде аламыз:

$$P(t) = \frac{1}{2} U_m I_m \cos \varphi + \frac{1}{2} U_m I_m \cos(2\omega t - \varphi) \quad (3.77)$$

Іс жүзінде $P(t)$ қуаттың орташа мәні ғана бар, оны P деп белгілейік. Мұндағы $(2\omega t - \varphi)$ -дің орташа мәні нөлге тең болғандықтан:

$$P = \frac{U_m I_m}{2} \cos \varphi \quad (3.78)$$

(3.78) өрнектегі қуаттың лездік мәні орташа мәнінен екі есе артық жиілікпен тербелетіндігін көреміз. (3.76) өрнегінен

$$\cos \varphi = \frac{R}{\sqrt{R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2}} = \frac{R}{Z} \quad (3.79)$$

бұл мәнді (3.78) өрнекке қойып және $U_m/Z = I_m$ екенін ескеріп келесі өрнекті алуға болады:

$$P = \frac{I_m^2 R}{2} \quad (3.80)$$

Осындай қуатты

$$I = \frac{I_m}{\sqrt{2}} \quad (3.81)$$

ток күші де береді. (3.81) өрнегі *ток күшінің әсерлік мәні* деп аталады, осыған орай

$$U = \frac{U_m}{\sqrt{2}} \quad (3.82)$$

кернеудің әсерлік мәні деп аталады. Орташа қуаттың әсерлік мәндері арқылы өрнегі:

$$P = IU \cos \varphi \quad (3.83)$$

$\cos \varphi$ – қуат коэффициенті деп аталады. Техникада $\cos \varphi$ -ді мүмкіндігінше үлкен етуге тырысады. Егер $\cos \varphi$ аз болса, онда қажетті қуатты алу үшін тізбектен үлкен ток өткізуге тура келеді, ал ол өткізгіштерден бөлінетін шығынды арттырады.

4 Дәріс №4. Жарық толқындарының қасиеттері

4.1 Жарықтың электромагниттік табиғаты

Толқындық теңбеу. Кез келген электромагниттік толқындар вакуумда тұрақты жылдамдықпен тарайды:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ м/с.}$$

Максвеллше жарықтың табиғаты электромагниттік болады және вакуумде c тұрақты жарық жылдамдығымен тарайды, ал ортадағы жарық жылдамдығы мынаған тең:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon \mu}} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon \mu}}, \quad (4.1)$$

мұндағы $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$, $\mu_0 = 12,56 \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$ – тұрақты шамалар, ал ε және μ – заттың диэлектрик және магнит өтімділігі. $n = \sqrt{\varepsilon \mu}$ – мөлдір диэлектриктің сыну көрсеткіші деп аталады, мұндай заттардың көпшілігі үшін $\mu = 1$, яғни $n = \sqrt{\varepsilon}$, онда

$$v = \frac{c}{n} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}.$$

Бұдан жарық толқынының ұзындығы вакуумнан затқа өткенде өзгереді деген қорытынды шығады. Өйткені, $v = \frac{\lambda}{T} = \lambda \nu$, онда вакуумда $c = \lambda_0 \nu$, ал

$$v = \frac{c}{n}, \text{ демек}$$

$$\lambda = \frac{v}{\nu} = \frac{c}{n \nu} = \frac{\lambda_0}{n}. \quad (4.2)$$

Вакуумдағы жарық толқынының ұзындығы

$$\lambda_0 = (0,40 \div 0,76) \text{ м}$$

аралықта жатады, сондықтан олардың жиілігі

$$\nu = (0,39 \div 0,75) 10^{15} \text{ А}.$$

Максвелл теңдеулерінен жарық толқындарының түбегейлі қасиеттері шығады: олардың көлденеңдігі, бойлық құраушысының болмауы, ортогоналдылығы ($\vec{E} \perp \vec{H}$). Электромагнитті толқындар сфералық (цилиндрлік), жазық болып бөлінеді және олардың әрқайсысы монохроматты ($\omega = \text{const}$) болуы мүмкін. Қарапайым, сонымен бірге дербес түрі ретінде гармониялық осциллятор шығаратын жазық монохроматты электромагниттік толқынды қарастырайық:

$$\begin{aligned} E &= E_0 \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right), \\ H &= H_0 \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right), \end{aligned} \quad (4.3)$$

мұндағы E_0 және H_0 – электр \vec{E} және магнит \vec{H} өрістерінің кернеулік векторларының амплитудалық мәндері; ω – тербелістің циклдік жиілігі:

$$\omega = 2\pi \nu = 2\pi \frac{v}{\lambda} = 2\pi \frac{1}{T}; \quad v - \text{OX осі бойынша оң бағытта берілген затта таралған}$$

толқынның жылдамдығы. Жарық толқынының өзімен бірге тасымалдайтын энергиясы энергия ағынының векторлық тығыздығымен (Умов-Пойнтинг векторымен) сипатталады:

$$\vec{S} = \left[\vec{E} \vec{H} \right], \quad (4.4)$$

мұндағы \vec{S} – берілген уақыт мезетіндегі кеңістіктің әрбір нүктесіндегі энергияның шамасын және таралу бағытын көрсетеді. Изотропты ортада \vec{S} бағыты толқынның (жарық сәулесінің) таралу бағытына сәйкес келеді, сондықтан $\vec{E}, \vec{H}, \vec{S}$ векторлары оң бұранда құрайды: $\vec{E} \perp \vec{H} \perp \vec{S}$ немесе $\vec{E} \perp \vec{H} \perp \vec{v}$.

Электромагниттік толқындағы \vec{E} және \vec{H} векторларының модулдерінің тәуелділігі мынадай:

$$\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0} E_0 = \sqrt{\mu\mu_0} H_0,$$

онда

$$H_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \cdot E_0 = n \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \cdot E_0, \quad (4.5)$$

мұндағы $n = \sqrt{\varepsilon}$, яғни $\mu = 1$ деп қабылданған. (4.4) және (4.5) теңдеулерінен \vec{S} векторының орташа мәні $\frac{1}{2} n \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \cdot E_0^2$ -қа тең екендігі шығады, демек $S_{\min} = 0$, ал

$$S_{\max} = n \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \cdot E_0^2.$$

S векторының мәндерінің тербелістері \vec{E} және \vec{H} тербелістерімен салыстырғанда 2ω есе жиілікпен жасалады. Энергия ағынының тығыздығы мәндерінің уақыт бойынша жарық толқыны тасымалдайтын $\left| \langle \vec{S} \rangle \right|$ орта модулін кеңістіктің берілген нүктесіндегі *жарық интенсивтігі* I деп атайды.

$$I = \left| \langle \vec{S} \rangle \right| = \left| \left\langle \left[\vec{E} \vec{H} \right] \right\rangle \right|, \quad (4.6)$$

жарық интенсивтігінің сандық мәні

$$I = \frac{1}{2} n \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \cdot E_0^2, \quad (4.7)$$

сонымен, $I \sim nE_0^2$, ал вакуумдағы жарықтың таралуы кезіндегі мәні

$$I \sim E_0^2. \quad (4.8)$$

Интенсивтік Вт/м² немесе лм/м² өлшем бірліктерімен анықталады.

Геометриялық оптика

4.2 Жарықтың шағылу және сыну заңдары

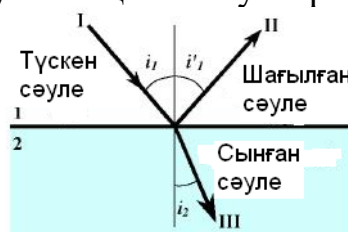
Адам баласының көзінің көру мүмкіншілігі жарықты қабылдауда бір шама шектелген болады. Мысалы, көздің бұрыштық көру мүмкіншілігі 1 минут шамасында, демек, екі нүктенің арасы адам көзіне бір минуттан кіші бұрышпен көрінсе, онда адам оларды бір нүкте ретінде көреді. Көзге түсетін жарық ағынын арттыру, көздің көру бұрышын үлкейту мәселесі өмірде кең таралған. Ол үшін әртүрлі оптикалық аспаптар қолданылады (мысалы, айналар, линзалар, призмалар, көру түтіктері және т.б.), ондағы жарық сәулелерінің таралуы белгілі геометриялық құрылымдармен анықталады. Геометриялық оптиканың төрт заңдылығы ерте заманда тәжірибеде анықталған. Сәуле изотропты біртекті ортада таралады деп есептеледі.

Жарықтың түзу сызықты таралу заңы: оптикалық біркелкі ортада жарық сәулесі түзу сызық бойымен таралады. Егер сыну көрсеткіші барлық жерде бірдей болса, ондай орта *оптикалық біртекті орта* деп аталады. Бұл заң жарық сәулелерінің таралу жолына қойылған экранда дененің геометриялық көлеңкесінің пайда болуымен дәлелденеді.

Жарық шоқтарының тәуелсіздік заңы: Бір нүктеге түскен жарық сәулелері бір-біріне тәуелсіз болады. Нүктенің жарық интенсивтілігі әрбір жарық сәулесінің интенсивтіліктерінің қосындысына тең:

$$\left(I = \sum_{k=1}^n I_k \right).$$

Екі ортаның шекарасына түскен жарықтың біраз бөлігі шағылады, ал біраз бөлігі сына отырып, екінші ортаға өтеді. Егер бет тегіс болса, онда айналық шағылу орын алады. Егер екі ортаның шекарасы кедір-бұдыр бет болса, онда шашыраған жарықтың диффузиялық шағылуы орын алады.



4.1 сурет - Жарықтың екі орта шекарасынан шағылуы және сынуы.

Жарықтың шағылу заңы: шағылу бұрышы i'_1 , түсу бұрышы i_1 -ға тең болады ($i_1 = i'_1$), түскен сәуле, шағылған сәуле және түсу нүктесіне тұрғызылған перпендикуляр бір жазықтықта жатады.

Жарықтың сыну заңы:

а) шағылған сәуле, сынған сәуле және изотропты, біртекті екі орта шекарасына тұрғызылған перпендикуляр бір жазықтықта жатады;

б) екі орта үшін түсу бұрышының i_1 синусының сыну бұрышының i_2 синусына қатынасы тұрақты шамаға тең, ол бірінші ортадағы жарық

жылдамдығының v_1 екінші ортадағы жарық жылдамдығына v_2 қатынасына тең болады:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{v_1}{v_2}. \quad (4.9)$$

Ортадағы жарық жылдамдығы мен вакуумдағы жарық жылдамдығы арасында тәуелділік $v = \frac{c}{n}$ болатындықтан, келесі теңдік орындалады:

$$v_1 = \frac{c}{n_1} \text{ және } v_2 = \frac{c}{n_2}, \quad (4.10)$$

мұндағы n_1 және n_2 – жарық таралатын орталардың абсолют сыну көрсеткіштері; v_1 және v_2 – жарық толқындарының фазалық жылдамдықтары.

Онда жарықтың сыну заңын төмендегідей түрде жазуға болады:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (4.11)$$

Жарық сәулелерінің қайтымдылық заңы: егер сәуле i_1 бұрышымен түсіп және екінші ортада i_2 бұрышымен сынса, онда екінші ортадан кейінгі бағытта i_2 түсу бұрышымен жіберілген жағдайда, бірінші ортаға i_1 бұрышымен тарайды.

Толық ішкі шағылу құбылысы. (Орталардың абсолют сыну көрсеткіштерін $n_1 < n_2$ деп қарастыралық). Егер жарық сәулесі оптикалық тығыз ортадан (n_2 -ден) оптикалық сирек ортаға (n_1 -ге) өтсе, толық ішкі шағылу құбылысы байқалады. Шағылған сәуле мен сынған сәуле арасындағы бұрыш 90° -қа тең болған жағдайда *түсу бұрышы $i_1 = i_\phi$ шекті бұрыш* деп аталады.

Жарықтың сыну заңынан:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{\sin i_\phi}{\sin 90^\circ} = \sin i_\phi; \quad \sin i_\phi = \frac{n_1}{n_2}. \quad (4.12)$$

Сонымен, толық ішкі шағылу құбылысы кезінде жарық сәулесі екінші мөлдір ортаға өтпейді, ол толығымен екі орта шекарасының бойымен кетеді.

Фотометрия

4.3 Фотометрлік шамалар және олардың өлшем бірліктері

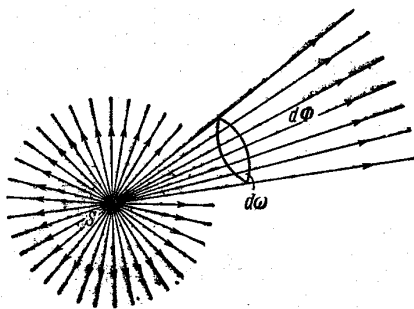
Жарықтың интенсивтігімен және жарық көзімен немесе жарық ағындарымен және олармен байланысты шамалармен айналысатын оптика бөлімін *фотометрия* деп атайды. Жарықтың интенсивтігі тасымалданатын энергиямен сипатталады. Сәулелену энергиясының ағыны деп

$$\Phi_\Phi = \frac{W}{t} \text{ (Вт)} \quad (4.13)$$

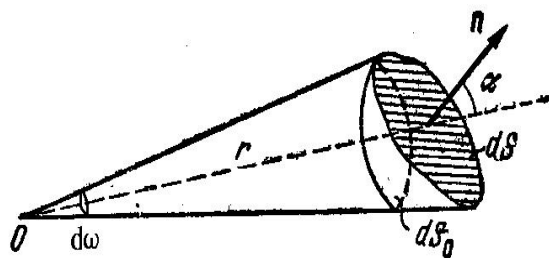
шаманы айтады. Қолданбалы есептерді шешу кезінде көзге жарық әсерінің толқын ұзындығына тәуелділігі есепке алынады. Мысалы, 350°C -қа дейін қыздырылған дене инфрақызыл сәулелерді жақсы шығаратын жарық көзі болып табылады, бірақ олар адам көзіне көрінбейді және олардың субъективті түйсігі

нөлге тең болады. Толқын ұзындығы $\lambda = 0,40$ мкм-ден кем және $0,76$ мкм-ден артық электромагнитті толқындар көзге көрінбейді.

Нүктелік жарық көзі деп байқау нүктесіне дейінгі қашықтықпен салыстырғандағы мөлшері ескермеуге болатын жарық көзін айтады. Біртекті және изотропты ортада нүктелік жарық көзі шығаратын жарық толқыны сфералық болады.



4.2 сурет - Нүктелік жарық көзі. сұлбасы.



4.3 сурет - Денелік бұрыштың $d\omega$

Жарық күші. Нүктелік жарық көзін сипаттау үшін жарық күші I деген ұғым енгізіледі. Жарық күші деп денелік бұрышқа $d\omega$ келетін жарық ағынының $d\Phi$ сол денелік бұрышқа қатынасын айтады (4.2 сурет)

$$I = \frac{d\Phi}{d\omega}. \quad (4.14)$$

Денелік бұрыш өлшемі болып, сфера бетінде конус тәрізді кесілген dS_0 аудан бөлігінің r радиус квадратына қатынасын айтады (4.3 сурет)

$$d\omega = \frac{dS_0}{r^2}.$$

Денелік бұрыштың өлшем бірлігі – «стередиан» (ср). Кез келген dS бағдарланған аудан үшін нормаль векторы \vec{n} (немесе бірлік вектор) мен радиус векторының \vec{r} арасындағы бұрыш α -ны құрайды. Онда денелік бұрыш:

$$d\omega = \frac{dS_0}{r^2} = \frac{dS \cdot \cos \alpha}{r^2}.$$

Егер нүктелік жарық көзі сәулелендіретін барлық бағыттар бойынша ағын бірдей болса, онда мұндай жарық көзі изотропты және оның жарық күші

$$I = \frac{\Phi}{\omega} = \frac{\Phi}{4\pi} \quad \text{және} \quad \Phi = 4\pi I, \quad (4.15)$$

болады, мұндағы $\omega = 4\pi$ – толық денелік бұрыш.

Жарық күшінің өлшемі – «кандела» (кд) халықаралық СИ жүйесіндегі өлшем бірлігі болып табылады. Кандела – $540 \cdot 10^{12}$ Гц жиілікте жарық көзі шығарған монохроматты жарық сәулеленуінің берілген бағытындағы жарық күші. Бұл бағыттағы жарықтың энергиялық жарық күші $1/683$ Вт/ср бөлігін құрайды. Жарық ағынының өлшем бірлігі – «люмен» (лм), яғни $1\text{лм} = 1\text{кд} \cdot 1\text{ср}$.

Жарықталыну. Жарықталыну E деп бетке түсетін $d\Phi$ жарық ағынының бұл беттің dS ауданының қатынасына тең шаманы айтады:

$$E = \frac{d\hat{O}_{\partial\%o \hat{n}}}{dS}. \quad (4.16)$$

Жарықталынудың өлшем бірлігі – «люкс» (лк). $1\text{лк} = 1 \frac{\text{лм}}{\text{м}^2}$.

Нүктелік жарық көзі жасайтын жарықталынуды жарық күшімен I , жарық көзінен жарық сәулесі түсетін бетке дейінгі қашықтықпен r және α бұрышы арқылы өрнектеуге болады:

$$E = \frac{I \cos \alpha}{r^2}, \quad (4.17)$$

мұндағы r – нүктелік жарық көзінен жарық түскен нүктеге (немесе бетке) дейінгі қашықтық, α – жарықтың түскен нүктеге тұрғызылғын нормаль (немесе перпендикуляр) мен түскен сәуле арасындағы бұрыш.

(4.17) өрнегі нүктелік жарық көзі үшін жарықталыну заңы (немесе Ламберт заңы) деп аталады.

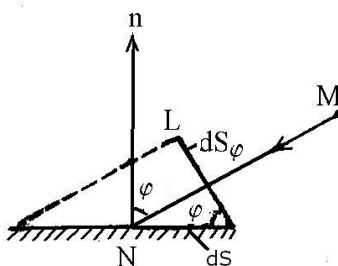
Жарқырау. Жарқырау R деп барлық бағыттар бойынша созылған жарық көзі бетінің dS' сыртқа шығаратын жарық ағынының $d\hat{O}_\phi$ осы беттің ауданына dS' қатынасына тең шаманы айтады:

$$R = \frac{d\hat{O}_\phi}{dS'}, \left[\frac{\text{лм}}{\text{м}^2} \right] \quad (4.18)$$

мұндағы dS' – жарық көзінің (немесе жарық шығаратын беттің) ауданы.

Жарықтылық. Жарықтылық B деп жарық күшінің dI жарық түсетін бет ауданының dS жарықтың таралу бағытына перпендикуляр бетке проекциясына dS_ϕ қатынасын айтады (4.4 сурет):

$$B_\phi = \frac{dI}{dS_\phi} = \frac{dI}{dS \cdot \cos \phi}. \quad (4.19)$$



4.43 сурет - Жарықталынуды анықтау сұлбасы

Әдетте, созылған жарық көзінің жарықтылығы әртүрлі бағыттарда әртүрлі болады. Бірақ, кейбір жарық көздерінің мысалы, Күн, боялған шыны үшін жарықтылық B_ϕ бақылау бағытына тәуелді болмайды

$$B_\varphi = B = \text{const},$$

$$dI_\varphi = B dS \cos \varphi = dI \cos \varphi. \quad (4.20)$$

Мұндай жарық көзінің жарық күші нормаль мен түсу бұрышының косинусына пропорционал және ол нормаль бағытта максимал болады:

$$R = \pi B. \quad (4.21)$$

5 Дәріс №5. Жарықтың интерференциясы

5.1 Жарық толқындарының интерференциясы

Экранға жарық түскен кезде, жарық интенсивтігі біркелкі таралмай, ол максимал және минимал жарықталған жолақтармен ауысып, экранда интерференциялық сурет пайда болатындығы байқалады, яғни интерференция құбылысы пайда болады, кеңістіктің кейбір нүктелерінде когерентті жарық толқындарының бір-біріне беттесуі, кеңістіктің көрші нүктелеріндегі жарық энергиясының (интенсивтігінің) ағынының қайта орналасуына әкеледі.

Айталық, кеңістіктің кейбір Р нүктесінде бір мезетте екі монохромат толқын пайда болсын (жалпы жағдайда олар монохроматты болмауы да мүмкін), олардың кернеуліктері \vec{E}_1 және \vec{E}_2 . Суперпозиция принципі бойынша өрістің қортқы кернеулігі мынаған тең болады

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2,$$

оның интенсивтігі,

$$I \sim E^2,$$

ал,

$$E^2 = (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2, \quad (5.1)$$

мұндағы $\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 = E_1 E_2 \cos \alpha$ және \vec{E}_1 және \vec{E}_2 векторларының скалярлық көбейтіндісі, ол $\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 = E_1 E_2 \cos \alpha$, мұндағы α — олардың арасындағы бұрыш. Когерентті толқындарды тек жасанды әдіспен алу мүмкін: ол үшін жеке атом шығаратын толқынды қандай да бір оптикалық құралмен екі немесе одан да көп бөліктерге жіктеу қажет, содан соң, берілген Р нүктесінде оларды қосудың нәтижелерін бақылау керек. Осы кезде бір толқынның жеке бөліктері өзара когерентті болады. Егер бұл толқындар әртүрлі жол (r_1, r_2) жүрсе (шығу нүктесінен бастап олардың қосылу нүктесіне дейінгі аралықта), онда олардың арасында фаза айырымы болады. Сонымен, біз екі тербелістің қосылуын қарастыралық

$$E_1 = E_{01} \cos(\omega t - k_1 r_1 + \alpha_1)$$

$$E_2 = E_{02} \cos(\omega t - k_2 r_2 + \alpha_2), \quad (5.2)$$

Бұл бөліктер бір ғана толқынның бөлігі, олай болса, $E_{01} = E_{02} = E_0$ және $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_0$, толқындық векторлар әртүрлі болады: $k_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1}$ және $k_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2}$, өйткені

бұл екі толқын r_1 және r_2 жол жүруі мүмкін. Олардың сыну көрсеткіштері n_1, n_2 . Онда бұл когерентті толқындардың фаза айырымы

$$\delta = \varphi_1 - \varphi_2 = k_2 r_2 - k_1 r_1 = \frac{2\pi}{\lambda_2} r_2 - \frac{2\pi}{\lambda_1} r_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_2 r_2 - n_1 r_1), \quad (5.3)$$

мұндағы λ_0 – вакуумдағы толқын ұзындығы, $n_2 r_2 - n_1 r_1 = \Delta$ – жарық толқынының оптикалық жол айырымы. Сонымен, фаза айырымы мен оптикалық жол айырымы арасындағы байланыс:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \Delta. \quad (5.4)$$

Интерференциялық максимум $\cos \delta = 1$ мәні кезінде байқалады, демек $\delta = 2\pi m$ үшін ($m=0,1,2, \dots$)

$$2\pi m = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta,$$

осыдан

$$\Delta_{\max} = m\lambda_0 = 2m \frac{\lambda_0}{2}. \quad (5.5)$$

Интерференциялық минимум $\cos \delta = -1$ мәні кезінде байқалады, демек

$$\delta = (2m+1)\pi,$$

онда

$$(2m+1)\pi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta,$$

яғни,

$$\Delta_{\min} = (2m+1) \frac{\lambda_0}{2}. \quad (5.6)$$

Қорыта айтқанда, максимум немесе минимумның болу шарты оптикалық жол айырымдарының мәні жұп немесе тақ жарты толқын ұзындығының мәніне тең болуына тәуелді болады. Жалпы тербелістер қосылғанда, олардың фазалары уақыттың функциясы $\varphi_1(t), \varphi_2(t)$ болса, онда интерференция құбылысы байқалу үшін келесі шарт орындалуы қажет:

$$\varphi_1(t) - \varphi_0(t) = const$$

Қарастырылған интерференция құбылыстары кезінде $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, яғни монохромат және \vec{E}_1 мен \vec{E}_2 өзара перпендикуляр жарық сәулелері қарастырылған болатын. Егер $\omega_2 - \omega_1 = \Delta\omega$, тіптен $\Delta\omega \ll \omega_1$ және $\Delta\omega \ll \omega_2$ болса, онда интерференциялық бейне тұрақсыз болып, соғу (биение) байқалған болар еді («Электр бөлімін қараңыз»). Екі өзара перпендикуляр $\vec{E}_1 \perp \vec{E}_2$, фаза айырымы $\delta = \varphi_1 - \varphi_2$ болатын толқындар қосылғанда, эллипстік немесе жазық үйектелген қорытқы толқын алған болар едік.

5.2 Когеренттілік. Уақыт және кеңістік бойынша когеренттілік

Толқындық процестердің бір-бірімен сәйкесті өтуін когеренттілік деп атаймыз. Жарық толқындарының когеренттілігі екі түрлі болады: уақыт және

кеңістік бойынша когеренттілік.

Тәжірибеде, уақыт бойынша когеренттілікті жарық толқынының монохроматтық дәрежесімен анықтаса, ал кеңістіктік когеренттілікті эксперименттік қондырғының белгілі бір өлшемдерімен анықтайды. Жоғарыда біз мынадай:

$$E = E_0 \cos(\omega t - kr + \varphi)$$

гармоникалық толқындардың интерференциясын қарастырған болатынбыз. Әрине, мұндай толқындар – абстракция. Нақты толқындар болса, амплитудасы E_0 , фазасы φ және жиілігі $\Delta\omega$ интервалында жататын тербелістердің жиынтығы болады. Олай болса, E қорытқы өрістің кернеулігі периоды функциямен сипатталатын айнымалы шама – квази - монохромат толқын болады.

$$E = E_0(t) \cdot \cos[\omega t - \varphi(t)]. \quad (5.7)$$

Физикалық процестер өткен кезде квази монохромат толқын үшін, оның амплитудасы $E_0(t)$ мен фазасы $\varphi(t)$ тұрақты болатын ең аз уақыт интервалын τ деп алайық. Бұл уақыт интервалы $\tau_{\text{ког}}$ толқынның уақыттық когеренттігі деп аталады, яғни бұл уақытта толқын фазасының кездейсоқ өзгерісі π радианға ауысып үлгереді (қарсы фазаға). Қарапайым жарық көздері үшін оның шамасы $10^{-9} \div 10^{-10}$ с, ал лазер сәулесі шамамен 10^{-3} с.

Уақыттық когеренттілікке когеренттік ұзындық тәуелді – толқын $\tau_{\text{ког}}$ уақытта тарап үлгеретін қашықтық.

$$\ell_{\text{ког}} = c \cdot \tau_{\text{ког}}. \quad (5.8)$$

Қарапайым жарық көздері үшін, оның шамасы $3 \div 30$ см болса, лазер көзі үшін ~ 1 км, тіптен одан да үлкен болуы мүмкін. Анық интерференциялық бейне жарық толқындарының мынадай шамасында пайда болады.

$$\Delta < \ell_{\text{ког}}$$

Қарастырып отырған тәжірибеде көрінетін жолақтардың саны шектеулі, себебі $\Delta \sim m$ және жолақ номері өскен сайын жол айырымы да өседі, сондықтан жолақ бұлыңғыр тартады. Экран ортасы үшін $m = 0$, сондықтан $\Delta = 0$. Уақыттық когеренттілік пен жиілік интервалының ені арасында мынадай тәуелділік бар:

$$\tau_{\text{ког}} = \frac{1}{\Delta\nu}, \quad (5.9)$$

бұдан жарық толқынында $\Delta\nu(\Delta\omega)$ жиілік интервалы неғұрлым үлкен болса, жарықтың уақыттық когеренттігі соғұрлым аз болатынын байқаймыз. $\nu = \frac{c}{\lambda}$

және $\Delta\nu = \left| \frac{c \cdot \Delta\lambda}{\lambda^2} \right|$ өрнектерін (5.9) өрнекке қойып түрлендірсек, онда $\tau_{\text{ког}} = \frac{\lambda^2}{c \cdot \Delta\lambda}$

аламыз. Бұдан когеренттілік ұзындығы

$$l_{\text{ког}} = c\tau_{\text{ког}} = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}. \quad (5.10)$$

шығады. Олай болса, когеренттілік ұзындығы $\Delta\omega$ шамасымен анықталады екен. Толқындық сан шамасы келесі өрнекпен анықталады:

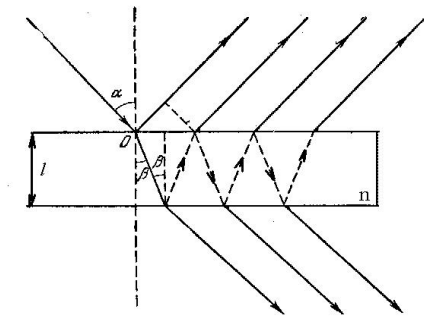
$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{n2\pi\nu}{\lambda_0 \cdot \nu} = \frac{n\omega}{c} = \frac{\omega}{v},$$

бұдан $\Delta k \sim \Delta\omega$. Яғни, уақыттық когеренттілік \vec{k} модулінің өзгерісіне тәуелді.

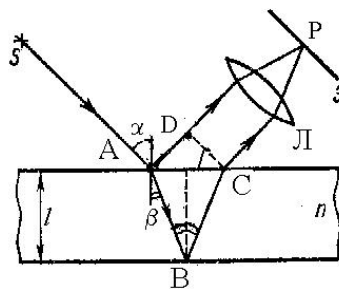
5.3 Жұқа жазық пластинкадағы жарықтың шағылу және өту кезіндегі интерференциясы

Қалыңдығы тұрақты l пластина бетіне α бұрышпен түскен жазық квазимонохроматты толқынның шағылуын және сынуын қарастырайық. Бұл толқын пластина беттерінде бірнеше рет шағылып және сынады, сөйтіп жарық ағынының біраз бөлігі пластина арқылы өтеді (5.1 сурет).

Біз пластинадан бір рет шағылған сәулені қарастырайық, ол түскен жарық ағыны А нүктесінде шағылған және сынған екі сәулеге жіктеледі (5.2 сурет)



5.1 сурет - Жарықтың жазықпараллель пластинадан бірнеше рет шағылған және сынған сәулелерінің сұлбасы.



5.2 сурет - Жарықтың жазықпараллель пластинадан шағылу және сыну сұлбасы

Екінші сынған сәуле В нүктесінде шағылып, С нүктесінде сынып пластинкадан ауаға қайта шығады, ол шағылған 1 сәулеге параллель болады. Л линза бағытында жүрген жарық шоғында СД толқын фронтын жүргіземіз. Сонда шеткі 1-2 сәулелерінің арасындағы сәуленің оптикалық жол айырымы мынаған

тең болады:

$$\Delta = (AB + BC)n - AD \pm \frac{\lambda_0}{2}, \quad (5.11)$$

мұндағы n – пластина затының сыну көрсеткіші, $\frac{\lambda_0}{2}$ – бірінші сәуле оптикалық тығыз ортадан шағылғанда өзінің фазасын қарама-қарсы бағытқа ауыстырады (π -ға тең шамаға), соған қосымша қосылғыш. Бұл екі когерентті толқындардың интерференция нәтижесін линзаның фокус жазықтығына қойылған Э экрандағы Р нүктесінде бақылаймыз. ABC және ACD үшбұрыштарын қарастыра отырып, α түсу бұрышы мен пластинканың l қалыңдығына оптикалық жол айырымының тәуелділігін табамыз:

$$AB = BC = \frac{l}{\cos \beta}, \quad \text{онда} \quad (AB + BC)n = \frac{2nl}{\cos \beta}$$

және
$$AD = AC \cdot \sin \alpha = 2l \operatorname{tg} \beta \cdot \sin \alpha = \frac{2nl \cdot \sin^2 \beta}{\cos \beta},$$

мұнда $n \sin \beta = \sin \alpha$ сыну заңын пайдаландық. Сонымен,

$$\Delta = \left(\frac{2nl}{\cos \beta} - \frac{2nl \sin^2 \beta}{\cos \beta} \right) - \frac{\lambda_0}{2} = \frac{2nl}{\cos \beta} (1 - \sin^2 \beta) - \frac{\lambda_0}{2} = 2nl \cos \beta - \frac{\lambda_0}{2}. \quad (5.12)$$

$$n \cos \beta = \sqrt{n^2 - n^2 \sin^2 \beta} = \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \text{ пайдаланып,}$$

$$\Delta = 2l \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda_0}{2} \quad (5.13)$$

екенін тапсақ, онда Р нүктесінде байқалатын максимум

$$2l \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda_0}{2} = m \lambda_0 = 2m \frac{\lambda_0}{2} \quad (5.14)$$

және минимум

$$2l \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda_0}{2} = \left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda_0 = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \quad (5.15)$$

мұндағы $m=0,1,2,\dots$ интерференция реттері.

Жарықтың оптикалық жол айырымын анықтау үшін сыну бұрышы β белгілі болған кезде (5.12) өрнегі, ал түсу бұрышы белгілі болса, онда (5.13) өрнегі қолданылады.

Интерференциялық бейне тек уақыттық және кеңістіктік когеренттік шарттарын сақтағанда ғана байқалатындығы табиғи нәрсе. Бұл жағдайда пластина қалыңдығы мына шартты қанағаттандыруы керек

$$l \approx \frac{l_{\text{сәул.}}}{2} = \frac{\lambda_0^2}{2 \cdot \Delta \lambda_0}, \quad (5.16)$$

мұндағы $\lambda_0=0,5$ мкм, $\Delta \lambda_0=0,2 \cdot 10^{-2}$ мкм – адам көзінің екі толқынды бір нәрсе ретінде қабылдау кезіндегі минимал интервал. Есептеулер l -дің мәні үшін $l \approx 0,06$ мм-ді береді, сонымен, жұқа пластинкадан шағылған жарық сәулесі кезіндегі интерференцияның байқалуы былай болады: l пластинка қалыңдығының артуына байланысты тах және тіп жақындайды, сөйтіп интерференциялық бейне жойылады. n мен λ (монохроматтық жарық) -ның

берілген мәндері кезінде, қалыңдығы l тұрақты пластинкаға α түсу бұрышының әрбір мәніне өзінің интерференциялық жолағы (яғни тах және тiп) сәйкес келеді. Бұл интерференциялық бейне *бірдей көлбеуліктегі жолақ деп аталады*. Егер пленканы ақ жарық жарықтандырса, онда әрбір толқын ұзындығына өзінің интерференциялық жолақ жүйесі сәйкес келеді, мысалы, су бетінің май (бензин) қабатындағы күнделікті бақыланатын түстерді келтіруге болады.

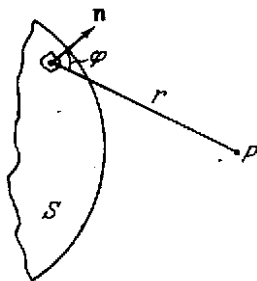
6 Дәріс №6. Жарықтың дифракциясы

6.1 Гюйгенс-Френель принципі

Жарықтың дифракциясы - деп біртекті емес ортада (мәселен, экрандағы тесіктерден және мөлдір емес шекара маңында) таралғанда байқалатын жарықтың толқындық қасиеттерінің жиынтығын айтамыз. Дифракция құбылысы кезінде жарық толқындары бөгеттерді айналып өтіп, оның геометриялық көлеңке аймағына өтуіне әкеліп соғады. Жарық толқындарының геометриялық көлеңке аймағына өтіп кетуін Гюйгенс принципінің көмегімен түсірдіруге болады. Бұл принцип бойынша толқын барып жеткен әр нүкте екінші реттік толқын центрі болып табылады. Гюйгенс принципі толқын беттерін салудың таза геометриялық тәсілі бола тұра, толқын шебінің (фронтының) таралу бағытын ғана шешіп, әр бағытта таралатын толқындардың амплитудасы мен интенсивтігін анықтауды жүзеге асыра алмайды. Френель, Гюйгенс принципін екінші реттік толқын көздері идеясымен толықтырып, физикалық мағына берді.

Екінші реттік көздерден шыққан толқындардың амплитудасы мен фазаларын есепке алу кеңістіктің кез келген нүктесіндегі қорытқы толқынның амплитудасын табуға мүмкіндік берді. Гюйгенс-Френель принципі бойынша S толқын бетінің әр элементі dS (6.1 сурет), амплитудасы элемент ауданына пропорционал болатын екінші реттік сфералық толқын көзі болып табылады. Сфералық толқынның амплитудасы толқын көзінен r арақашықтыққа кері пропорционал $\frac{1}{r}$ заңы бойынша өзгереді. Сондықтан толқын бетінің әрбір dS бөлігінен осы бетте жатқан P нүктесіне мынадай тербеліс сәйкес келеді:

$$dE = K \frac{A_0}{r} dS \cos(\omega t - kr + \alpha_0) \quad (6.1)$$



6.1 сурет - Сфералық толқын беті.

Бұл өрнектегі $(\omega t + \alpha_0)$ – толқын беті S орналасқан жердегі тербеліс фазасы,

k – толқындық сан, r – dS бет элементінен P нүктесіне дейінгі қашықтық. A_0 – dS орналасқан жердегі жарық тербелісінің амплитудасы. K – нормаль \vec{n} мен r бағыты арасындағы бұрышқа тәуелді шама. Бұл коэффициент $\varphi=0$ болса нөлге тең болады.

P нүктесіндегі қорытқы тербеліс барлық толқындық бет S бойынша алынған тербелістердің суперпозициясы

$$E = \int_S K(\varphi) \frac{A_0}{r} \cos(\omega t - kr + \alpha_0) dS. \quad (6.2)$$

Бұл формула Гюйгенс-Френель принципінің аналитикалық өрнегі болып табылады.

Гюйгенс-Френель принципі мына келесі тұжырымдарға сүйенеді:

1) Екінші реттік жарық көздері өзара когерентті, сондықтан олардан қозған толқындар тоғысқанда (қосылғанда) қосылғанда интерференцияланады.

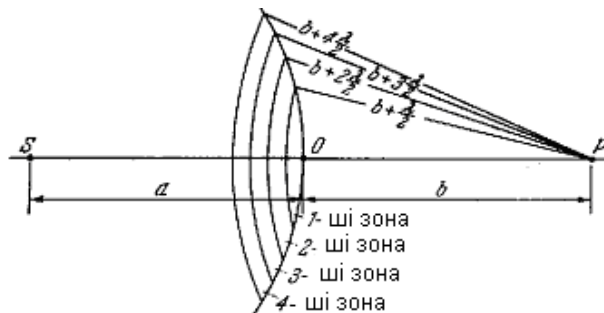
2) Аудандары бірдей бөліктердің шығарған толқындарының амплитудалары бірдей.

3) Әрбір жарық көзі толқын шебіне (фронтына) нормаль \vec{n} бағытта басым сәулеленеді. Сонымен, \vec{n} нормальмен φ бұрышын жасайтын бағыттағы екінші реттік толқындар амплитудасы неғұрлым φ бұрышы көп болса, соғұрлым аз болады және $\varphi > \frac{\pi}{2}$ жағдайда нөлге тең болады.

4) Беттің бөлігі бөгеуші экранмен жабық болған жағдайда екінші реттік толқындар тек толқын бетінің ашық бөлігінен сәулеленеді.

6.2 Френель зоналары

Изотропты біртекті ортада S нүктелік жарық көзінен таралатын сфералық толқынның P нүктесіне келіп түскен жарық тербелістерінің амплитудасын анықтайық (6.2 сурет). Мұндағы S толқын беттері P түзуімен салыстырғанда симметриялы. Толқын бетін сақиналық аудандар - Френель зоналарына бөлейік, ол үшін центрі бір осьте жатқан шеңберлер жүргізейік. Шеңберлерден P нүктесіне дейінгі қашықтықтарды бір-бірінен жарты толқын ұзындығына $\lambda/2$ -ге



артық болатындай етіп салайық.

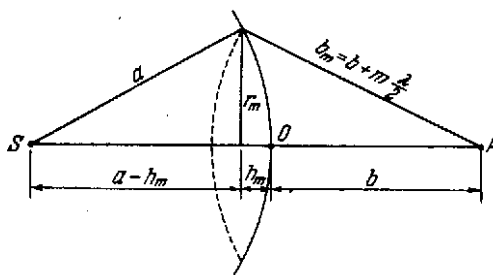
6.2 сурет - Френель зоналары.

Суретте көрсетілгендей, m -ші зонаның сыртқы шетінен P нүктесіне дейінгі қашықтық b_m мынадай:

$$b_m = b + m\lambda/2, \quad (6.3)$$

мұндағы b – толқын бетінің O төбесінен P нүктесіне дейінгі қашықтық. Екі көрші зонадан P нүктесіне келіп жететін тербелістер қарама-қарсы фазада болады. Сондықтан да әр зонадан келіп түскен толқындардың көрші зонадан түскен толқындармен фаза айырымы π -ге тең болады.

Френель зоналарының ауданын есептейік. m -ші зонаның сыртқы шекарасы толқын бетінде биіктігі h_m сфералық сегмент құрайды (6.3 сурет).



6.3 сурет - Френелдің m -ші зонасы.

Бұл сегменттің ауданын S_m деп белгілейік. Онда m -ші көршілес екі зонаның аудандарының айырымы мынадай:

$$\Delta S_m = S_m - S_{m-1},$$

мұндағы S_{m-1} – $(m-1)$ -ші зонаны айқындайтын сфералық сегментінің ауданы. 6.3-суреттен Пифагор теоремасына сәйкес:

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = \left(\vartheta + m \frac{\lambda}{2} \right)^2 - (\vartheta + h_m)^2,$$

(a – толқын бетінің радиусы, r_m – m -ші зонаның сыртқы шекарасының радиусы). Теңдеуді түрлендірсек:

$$r_m^2 = 2ah_m - h_m^2 = \vartheta m\lambda + m^2 \left(\frac{\lambda}{2} \right)^2 - 2\vartheta h_m - h_m^2, \quad (6.4)$$

Бұдан

$$h_m = \frac{\vartheta m\lambda + m^2 \left(\frac{\lambda}{2} \right)^2}{2(a + \vartheta)}. \quad (6.5)$$

Түрлендіру кезінде, m -нің бастапқы мәндері үшін λ -ның аз шама екенін ескеріп, λ^2 бар қосындыны ескермейміз. Онда (6.5) өрнек

$$h_m = \frac{bm\lambda}{2(a+b)} \quad (6.6)$$

болады. Сфералық сегмент ауданы $S = 2\pi Rh$ -қа тең (R – сфера радиусы, h – сегмент биіктігі). Олай болса(6.3-суреттен $R=a$)

$$S_m = 2\pi ah_m = \frac{\pi ab}{a+b} m\lambda, \quad (6.7)$$

мұндағы S_m – m -ші зонаның ауданы. Френель зоналарының өсімшесі (көрші зоналардың өзгерісі):

$$\Delta S_m = S_m - S_{m-1} = \frac{\pi ab}{a+b} \lambda. \quad (6.8)$$

Бұл ΔS_m m -ге тәуелді емес. Бұл онша үлкен емес m үшін Френель аумақтарының аудандары шамамен бірдей екенін көрсетеді.

(6.4) өрнегінен зонадан радиусын тапсақ, онда $r_m^2 = 2ah_m$ екенін көреміз. (6.6)-теңдеуге h_m үшін мәнін қойып, m -ші Френель зонасының сыртқы шекарасы радиусының өрнегін табамыз:

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m\lambda}. \quad (6.9)$$

Жарық көзі өте алыста орналасса, яғни $a \rightarrow \infty$, онда (6.9) етеңдеуінен келесі өрнек шығады:

$$r_m = \sqrt{bm\lambda}. \quad (6.10)$$

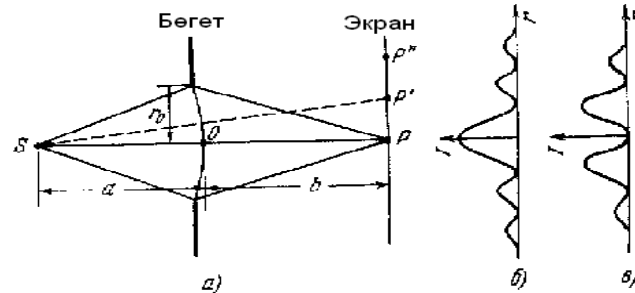
Бұл өрнек (6.10) жазық толқын үшін Френельдің m -ші зонасының радиусы. $a=b=1$ м және $\lambda=0,5$ мкм деп алатын болсақ, бірінші зонаның радиусы $r_1=0,5$ мм екенін көреміз. Сондықтан, бірінші зонадан басқа барлық зоналардан түскен толқындардың интерференциясының нәтижесі нөлге дейін әкеледі және S - тен P нүктесіне жарық ағыны SP жіңішке тар канал ішімен түзу сызықты жүретіндей болады. Сондықтан, Гюйгенс-Френельдің толқындық принципі біркелкі ортада жарықтың түзу сызықты таралуын түсіндірді. Келесі зоналардың радиусы \sqrt{m} -дей өседі. Сонымен, Френель зоналарының аудандары шамамен бірдей болады.

Қорытқы амплитуданы есептеуге арналған Френель зоналары тәсілі төмендегідей қорытындыларға әкеледі:

- 1) Толқын шебінің (фронтының) толық ашық жағдайында қорытқы толқынның интенсивтілігі осы нүктеде тек қана бірінші Френель зонасы туғызған интенсивтіктің $1/4$ бөлігіне тең болады.
- 2) Экрандағы дөңгелек тесіктің ауданы тек қана бірінші Френель зонасы сиятындай етіп алынса, бақылау нүктесінде интенсивтік толық ашық фронт интенсивтігінен салыстырғанда төрт есе көп болады.
- 3) Егер барлық жұп (не барлық тақ) Френель зоналарын жапса, онда қорытқы амплитуда $E_0=E_1+E_3+E_5+ \dots$ (не $E_0=E_2+E_4+E_6+\dots$) болады, яғни интенсивтік артады.
- 4) Егер барлық жұп (не барлық тақ) алаңшалардың фазаларын қарама-қарсы фазаға өзгертсек, онда $E_0=E_2+E_4+E_6+\dots$ болады, яғни өте үлкен интенсивтік артауы болады.

6.3 Қарапайым бөгеттерден алынған Френель дифракциясы

Дөңгелек тесіктен алынатын дифракция. Сфералық толқынның жолына радиусы r_0 дөңгелек тесік ойып алынған мөлдір емес экран қояйық.



6.4 сурет - Дөңгелек саңылаудағы жарық дифракциясы.

6.4, *a*-суретте *a* – *S* жарық көзінен бөгетке дейінгі қашықтық, *b* – бөгеттен *P* нүктесіне дейінгі қашықтық, мұнда $r_0 \ll a, b$. Егер *a* мен *b* қашықтықтары мына қатынасты қанағаттандырса

$$r_0 = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} m \lambda, \quad (6.9)$$

мұндағы *m* - бүтін сан, онда тесік *P* нүктесі үшін орнатылған *m* -ға тең алғашқы Френель зоналарын ашық қалдырады. Сондықтан, ашық Френель зоналарының саны мына өрнекпен анықталады:

$$m = \frac{r_0^2}{\lambda} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right). \quad (6.10)$$

P нүктесіндегі барлық зоналардан қозған қорытқы тербелістердің амплитудасы

$$E_0 = \frac{E_1}{2} \pm \frac{E_m}{2} \quad (6.11)$$

болады, мұндағы плюс таңбасы тақ *m*-ға және минус таңбасы жұп *m*-ға сәйкес келеді. Кіші *m*-дер үшін амплитуда E_m мәні E_1 -ден аз ғана өзгеше болады. Тақ *m*-дерде *P* нүктесіндегі амплитуда $E_0 = E_1$, ал жұп *m*-дерде $E_0 = 0$ болады. Бөгетті алып тастағанда *P* нүктесіндегі амплитуда $E_0 = E_1/2$ болады. Сонымен, аз ғана тақ санды зоналарды ашатын бөгет амплитуданы екі есеге жуық, ал интенсивтікті - төрт есеге жуық арттырады. Сондықтан, дөңгелек тесіктен алынатын дифракциялық бейне центрі *P* нүктесінде болатын кезектескен қара және жарық сақина түрінде болады (егер *m* жұп болса, центрде қара нүкте, ал *m* тақ болса ақ нүкте болады), интенсивтік максимумы бейне центрінен қашықтық бойынша азаяды (6.4 б, в сурет).

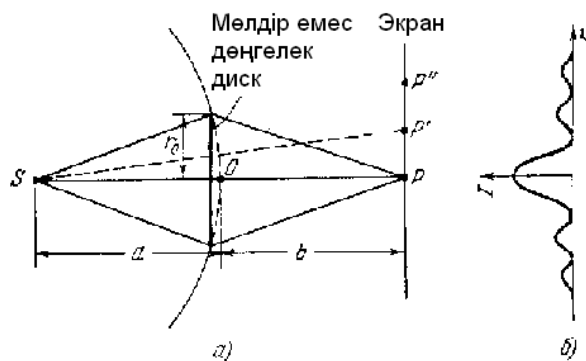
Дөңгелек дискіден алынатын дифракция. Жарық көзі *S* пен бақылау нүктесі *P* арасына радиусы r_0 (6.5 сурет) мөлдір емес дөңгелек диск қояйық. Егер диск *m* алғашқы Френель зонасын жапса, *P* нүктесіндегі амплитуда

$$E_0 = E_{m+1} - E_{m+2} + E_{m+3} - \dots = \frac{E_{m+1}}{2} + \left(\frac{E_{m+1}}{2} - E_{m+2} + \frac{E_{m+3}}{2} \right) + \dots$$

болады. Жакша ішіндегі өрнектерді нөлге тең деп алуға болады, олай болса,

$$E_0 = E_{m+1}/2. \quad (6.12)$$

(6.12) өрнегі бойынша, дөңгелек мөлдір емес дискіден алынатын дифракцияда экранның центріндегі (P нүктесіндегі) интенсивтік нөлден өзгеше



болады.

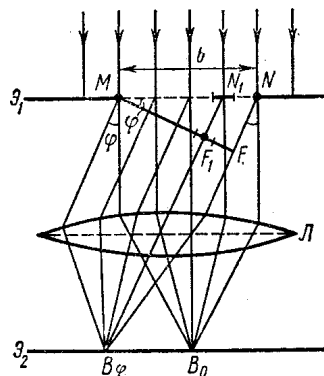
6.5 сурет - Дөңгелек дискідегі жарық дифракциясы.

Сонымен, дифракциялық бейне кезектескен жарық және қараңғы концентрлік сақиналар түрінде болады. Бейненің центрінде бірінші ашық Френель зонасының жартысына сәйкес келетін максимум болады (ақ дақ - Пуассон дағы). Максимумдер интенсивтігі бейне центріден қашықтық бойынша азаяды (6.5, б сурет). Дискінің радиусы өскен сайын бірінші ашық Френель зонасы P нүктесінен алыстайды және осы зона бетіне нормаль мен P нүктесіне бағыт арасындағы бұрыш ұлғаяды. Нәтижесінде орталық максимумның интенсивтігі диск мөлшері үлкейген сайын азаяды. Үлкен мөлшерлі дискіде оның арғы жағында көлеңке болады, оның шекарасы маңында өте нашар дифракциялық бейне орын алады. Бұл жағдайда жарық дифракциясын елемей, жарықты түзу сызықты таралады деп есептеуге болады.

6.4 Бір саңылаудан алынатын Фраунгофер дифракциясы

Жазық монохромат жарық толқынының ені b саңылаудағы дифракциясын қарастырайық. Ұзындығы λ жарық толқыны саңылау жазықтығына нормаль бағытта түссін (6.6 сурет). Параллель жарық шоғы мөлдір емес \mathcal{E}_1 экрандағы саңылаудан өтіп, сәулелердің бастапқы түсу бағытының оң және сол жағына әртүрлі бұрыштармен дифракцияға түседі. Линза L дифракцияға түскен параллель жарық шоқтарын, оның фокус жазықтығында орналасқан \mathcal{E}_2 экранда жинайды. Дифракцияланбаған сәулелер B_0 нүктесіне, ал дифракцияға түскен сәулелер φ бұрышымен B_φ нүктесіне жиналады. Саңылау жазықтығына параллель жарық шоғы нормаль түрде түскендіктен, толқын шебі (фронты) саңылау жазықтығымен бірдей болады, яғни саңылау жазықтығында толқын шебінің барлық нүктесі бірдей фазамен тербеледі. Саңылау жазықтығындағы

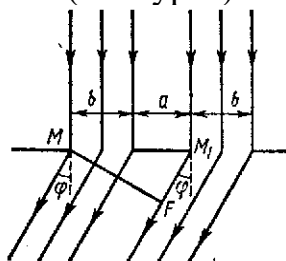
толқын шебін саңылау шеттеріне параллель бірдей ені бар жолақтарға бөлейік. Әрбір жолақ екінші реттік жарық көзі болады. Экрандағы жарық амплитудаларын екі түрлі тәсілмен – графикалық және аналитикалық тәсілдермен шешуге болады.



6.6 сурет - Бір саңылаудағы Фраунгофер дифракциясы.

6.5 Екі саңылаудан (дифракциялық тордан) алынатын жарық дифракциясы

Ендері b , бір-бірінен a қашықтығында орналасқан екі саңылауға жарықтың параллель шоғын түсірейік (6.7 сурет).



6.7 сурет - Дифракциялық тордағы жарық дифракциясы.

Саңылаулар, жарық шашпайтын бағыттарда нөлдік мәнді интенсивтігі бар минимумдар болады. Максимумдарға келетін болсақ, бір саңылауда байқалған бағыттардың барлығында бірдей олар байқалмайды. Екі саңылау тараған жарық сәулелерінің өзара интерференциясы нәтижесінде кейбір бағыттарда олар өзара жойылады. Сондықтан, бір саңылаудан алынған дифракциядан өзгеше, екі саңылау жағдайында қосымша максимумдар пайда болады. Нөлдік интенсивтігі бар қосымша максимумдар сәулелердің оптикалық жол айырымы $\lambda/2, 3\lambda/2, 5\lambda/2, \dots$ болатын нүктелерден шығатын (мысалы, саңылаулардың шеткі сол M және M_1 нүктелері) бағыттарда байқалады, яғни

$$\Delta = M_1F = M_1M \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (k=1,2,3, \dots).$$

Егер $M_1F = M_1M \sin \varphi = k\lambda$ болса, онда бір саңылау әсерінен екінші саңылау күшейтіледі. Егер $a + b = d$ болса, қосымша минимумдар мен бас максимумдар шарты былай жазылады:

$$d \sin \varphi = m\lambda \quad (\text{бас максимумдар}) \quad (m=0,1,2, \dots) \quad (6.13)$$

$$b \sin \varphi = k\lambda \quad (\text{бас минимумдар}) \quad (k=1,2,3, \dots) \quad (6.14)$$

$$d \sin \varphi = \frac{k'}{N} \lambda \quad (\text{қосымша минимумдар}) \quad (6.15)$$

$$(k' = 1, 2, 3, \dots, N - 1, N + 1, N + 2, \dots, 2N - 1, 2N + 1, \dots),$$

яғни $k' \neq 0, N, 2N, 3N, \dots$

6.6 Дифракциялық тор

Қарапайым бір өлшемді дифракциялық тор деп ендері бірдей, біріне-біріне параллель, бір жазықтықта орналасқан өте көп N бірдей саңылаудан тұратын (олар бір-бірінен ені бірдей мөлдір емес жолақтармен бөлінген) жүйені айтады. Саңылау енін b , қара жолақ енін a деп белгілейік.

$d=a+b$ мәні *дифракциялық тордың периоды* деп аталады. Бір саңылаудан алынатын Фраунгофер дифракциясы сияқты, дифракция бұрышы бойынша дифракциялық тордың интенсивтігін графикалық және аналитикалық түрде өрнектеуге болады. Дифракциялық тордың интенсивтігінің бас максимум шарты төмендегі өрнекпен анықталады

$$d \sin \varphi = m\lambda, \quad (m=0,1,2,3,\dots) \quad (6.16)$$

мұндағы m – бас максимумдар реті. Нолдік ретті максимум біреу, 1 -ші, 2 -ші және т.б. ретті максимумдар екіден болады.

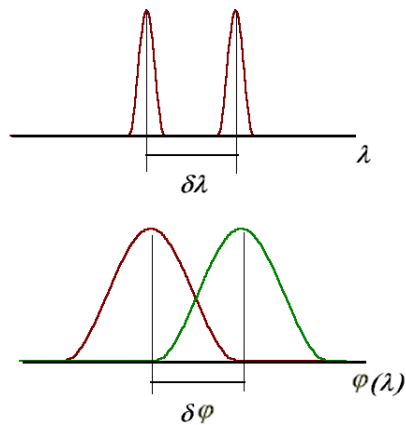
6.7 Дифракциялық тор - спектрлік аспап

Дифракциялық тор, оған түсетін жарықты максимумның бұрыштық жағдайы толқын ұзындығына тәуелді кезде, спектрге жіктейді. $\varphi=0$ болғанда барлық толқын үшін максимум болады. m -реті максимумдардың бұрыштық жағдайы $m>1$ кезде әртүрлі толқын ұзындығы үшін әртүрлі болады. Ол $d \sin \varphi = m\lambda$ максимум шартынан шығады. Мына шама *бұрыштық дисперсия* деп аталады

$$D = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda} = \frac{m}{d \cos \varphi}. \quad (6.17)$$

Бұдан m максимум ретінің өсуімен тор периодының d азаюы нәтижесінде дисперсия артады.

Үлкен санды бұрыштық дисперсия толқын ұзындығы жақын спектрлік сызықтарды ажыратуға, оларды жеке сызықтар ретінде байқау мүмкіндіктерін береді.



6.8 сурет - Жарықтың спектрлік аспаптан өткеннен кейінгі спектрлік сызықтарының ені

Спектрде толқын ұзындықтары жақын λ_1 мен λ_2 , жұп екі сызығы берілген, осы толқын ұзындықтарының айырмасы $\delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ болатын екі сызық болсын. Кез келген сызық «табиғи» ұзындыққа ие болады $\delta\lambda_1 \approx \delta\lambda_2 < \delta\lambda$. Әрбір сызық ені нөлге тең болғанда да, дифракция торынан кейін оған жолақ сәйкес келеді (6.8 сурет, төменгісі). Ол тор қасиетімен анықталып, толқын ұзындықтары жақын болатын сызықтар үшін $D\delta\lambda = \delta\varphi$ -ден аз, не оған тең болуы қажет.

Спектрлік аспаптың ажырату күші

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}. \quad (6.18)$$

Бұл өрнекте $\delta\lambda$ – спектрде жеке сызықтар ретінде байқалатын сызықтардың толқын ұзындықтарының минимал айырымы, R – спектрлік аспапты (дифракциялық торды) сипаттайтын шама.

7 Дәріс №7. Заттағы электромагниттік толқындар

7.1 Жарық дисперсиясы

Жарықтың дисперсиясы деп заттың сыну көрсеткішінің толқын ұзындығына тәуелділігін айтады. Дифракциялық және призмалық спектрлердегі ерекшеліктерге тоқталайық.

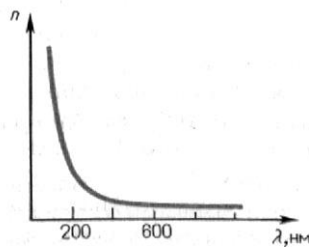
1. Дифракциялық тор түскен сәулені оның толқын ұзындықтары бойынша тікелей ажыратады, дифракциялық максимумдарға сәйкес пайда болған бағыттарының бұрыштарын өлшеп, толқын ұзындығын есептеуге болады. Призма, түскен жарық шоғын сыну коэффициенттері бойынша жіктейді. Сондықтан жарық толқынының ұзындығын анықтау үшін призма арқылы жасалған заттың $n=f(\lambda)$ тәуелділігін білу керек. $n=f(\lambda)$ графигін дисперсия қисығы деп атайды. Толқын ұзындығын бұл қисықтықтан емес, призмалық спектрографтың белгілі спектрлерін градуирлеу арқылы есептейді.

2. Спектрлердегі құраушы түстердің орналасу тәртібі призма мен дифракциялық торда әртүрлі болады. Дифракциялық тор үшін ауытқу бұрышының синусы толқын ұзындығына пропорционал болады да, ауытқу

бұрышы толқын ұзындығы өскен сайын артады. Нәтижесінде қызыл сәулелер (үлкен толқын ұзындығы бар) дифракциялық торда күлгін сәулелерге қарағанда күштірек ауытқиды. Призма сәулелерді спектрге сыну коэффициенті бойынша жіктейді. Қызыл сәулелердің сыну коэффициенті күлгін сәулелерге қарағанда аз болғандықтан, призма оларды күлгін сәулелерге қарағанда нашар ауытқытады.

Спектрлік құрамды призмалық спектрограф көмегімен анықтаудың кемшіліктеріне (градуирлеу жасау, спектр бөлігінің әр жерінде әртүрлі дисперсия) қарамастан, олар спектрлік талдау мақсатында кеңінен қолданылады. Призманы жасау дифракциялық торға қарағанда едәуір оңайырақ, соған қоса призмалық спектрографта үлкен жарық күшін алуға болады. $D = \frac{dn}{d\lambda}$ шамасы

заттың дисперсиясы деп аталады, ол толқын ұзындығы бойынша сыну көрсеткішінің өзгеру жылдамдығын көрсетеді. 7.1-суретінен – мөлдір заттар үшін сыну көрсеткіші толқын ұзындығы азайған сайын монотонды түрде өседі, сондықтан $\frac{dn}{d\lambda}$ модуль бойынша λ кеміген сайын артады. Мұндай дисперсия *нормаль дисперсия* деп аталады. Егер зат сәулелердің бөлігін жұтатын болса, онда жұту аймағы мен оның маңында дисперсия жүруі аномальді түрде болады, сондықтан ол *аномаль дисперсия* деп аталады.



7.1 сурет - Сыну көрсеткішінің толқын ұзындығына тәуелділігі.

7.2 Жарық дисперсиясының электрондық теориясы

Максвелдің макроскопиялық электромагниттік теориясы бойынша ортаның абсолют сыну көрсеткіші $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$, мұндағы ε – ортаның диэлектрлік өтімділігі, μ – ортаның магнит өтімділігі. Барлық зат үшін спектрдің оптикалық аумағында $\mu=1$, сондықтан

$$n = \sqrt{\varepsilon}. \quad (7.1)$$

Жарықтың электрондық теориясын біртекті диэлектрикке қолданайық; жарық дисперсиясы ε -нің жарық толқындарының жиілігін ω тәуелді салдары деп ойлайық. Анықтама бойынша заттың диэлектрлік өтімділігі

$$\varepsilon = 1 + \varepsilon = 1 + \frac{P}{\varepsilon_0 E},$$

мұндағы ε – ортаның диэлектрлік сезімталдығы, ε_0 – электр тұрақтысы, P – поляризацияланудың лездік мәні. Олай болса

$$n^2 = 1 + \frac{P}{\varepsilon_0 E}. \quad (7.2)$$

Бірінші жуықтауда еріксіз тербелістерді көбіне ядромен нашар байланысқан, тек сыртқы электрондар – оптикалық электрондар жасайды деп есептеуге болады. Бір оптикалық электрон тербелісін қарастырайық.

Еріксіз тербеліс жасайтын электронның дипольдік моменті $p = ex$, мұндағы e – электрон заряды, x – жарық толқынының электр өрісі әсерінен электрон ығысуы. Диэлектриктегі атомдар концентрациясы n_0 болса, онда поляризацияланудың лездік мәні

$$P = n_0 p = n_0 ex. \quad (7.3)$$

(7.2) мен (7.3)-тен

$$n^2 = 1 + \frac{n_0 ex}{\varepsilon_0 E}. \quad (7.4)$$

Электромагниттік толқындардың затқа әсері кезінде өріс кернеулігі

$$E = E_0 \cos \omega t \quad (7.5)$$

болады. Электронның еріксіз тербеліс теңдеуі (кедергі күшін елемегенде) мына түрде жазылады:

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = \frac{F_0}{m} \cos \omega t = \frac{e}{m} E_0 \cos \omega t, \quad (7.6)$$

мұндағы $F_0 = eE_0$ – толқын өрісі тарапынан электронға әсер етуші күштің амплитудалық мәні, $\omega_0 = \sqrt{k/m}$ – электрон тербелісінің меншікті жиілігі, m – электрон массасы.

(7.6)-теңдеуінің шешімін мына түрде жазуға болады

$$x = A \cos \omega t. \quad (7.7)$$

мұндағы

$$A = \frac{eE_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (7.8)$$

(7.7) және (7.8) теңдеулерін (7.4) теңдікке қойсақ:

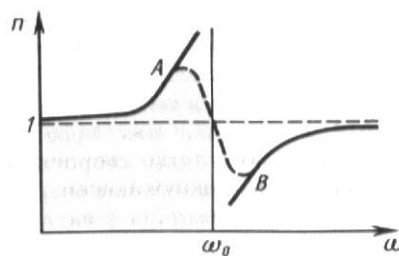
$$n^2 = 1 + \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (7.9)$$

Егер затта әртүрлі меншікті жиілікті ω_{0i} , еріксіз тербелістер жасайтын әртүрлі e_i зарядтар болса, онда

$$n^2 = 1 + \frac{n_0}{\varepsilon_0} \sum_i \frac{\varepsilon_i^2 / m_i}{\omega_{0i}^2 - \omega^2}. \quad (7.10)$$

мұндағы m_i – i -ші заряд массасы. Соңғы теңдеулерден көретініміз: сыну көрсеткіші n сыртқы өріс жиілігіне ω тәуелді, бұл жарық дисперсиясы құбылысының дәлелі болады.

7.2-суретінде n -нің ω -ға тәуелділігі көрсетілген, АВ – аномаль дисперсия аумағы (n кемиді ω -нің өсуі кезінде), n -нің ω -ге тәуелділігінің басқа бөліктері нормаль дисперсияны суреттейді (n өседі ω -ның өсуі кезінде).



7.2 сурет - Сыну көрсеткішінің жиілікке тәуелділігі.

7.3 Жарықтың жұтылуы

Жарықтың жұтылуы (адсорбциясы) деп зат арқылы өткен жарық толқынының толқын энергиясының басқа түрге түрлену салдарынан, энергия жоғалту құбылысын айтады. Нәтижесінде жарық арқылы өткенде интенсивтік азаяды.

Заттағы жарық жұтылуы Бугер заңымен бейнеленеді:

$$I = I_0 e^{-\alpha x}, \quad (7.11)$$

мұндағы I_0 мен I – жазық монохромат жарық толқынының қалыңдығы x жұту затына кірудегі және шығудағы интенсивтіктері, α – жарық толқынының ұзындығына, химиялық табиғатына және зат күйіне тәуелді жұту коэффициенті; ол жарық интенсивтігіне тәуелді емес. (7.11)-ді дифференциалдап мынаны аламыз:

$$dI = -I_0 \alpha e^{-\alpha x} dx. \quad (7.12)$$

Бұдан – интенсивтіктің dx жолындағы азаюы, осы жол ұзындығына және интенсивтік мәніне пропорционал. (7.11)-ден $x=1/\alpha$ кезінде интенсивтік I мәні I_0 -ден e есе аз болатынын көреміз. Жұту коэффициенті жарық интенсивтігі e есе азаятын қабат қалыңдығынан өткенде, оған кері шама болатынын көреміз.

Жұту коэффициенті толқын ұзындығына λ тәуелді, ол әртүрлі зат үшін әртүрлі шама. Мысалы, бір атомды газдар мен металл буларының жұту коэффициенті нольге жақын; тек қана өте тар спектрлік аумақтарда (шамамен 10^{-12} - 10^{-11} м) өткір минимумдар болады (сызықты жұту спектрі). Бұл максимумдар электрондардың атом ішіндегі тербелістерінің резонанс жиілігіне сәйкес келеді. Молекулалардағы атомдардың тербелістерімен анықталатын молекулалардың жұту спектрі жұту жолақтарымен сипатталады (10^{-10} - 10^{-7} м). Диэлектриктер үшін жұту коэффициенті аз шама (10^{-3} - 10^{-5} см⁻¹), бірақ оларда жарықты кейбір толқын ұзындығы интервалында селективті түрде жұтуы болады, α кенет өседі, жұтудың кең аумақтары байқалады, яғни диэлектриктер тұтас жұту спектріне ие болады. Жоғары қысымдағы газдар, сондай-ақ сұйық пен қатты денелер кең жұту жолақтарына ие болады.

Металдар жарық үшін мөлдір зат емес (жұту коэффициенті $\sim 10^6$ м⁻¹). Ол металдарда еркін электрондардың болуымен түсіндіріледі. Жарық толқындарының электр өрісінің әсерінен еркін электрондар қозғалысқа түседі – металдарда, джоуль жылуын бөлетін шапшаң айнымалы өзгеретін токтар пайда

болады. Жарық толқынының энергиясы металдың ішкі энергиясына өтуі нәтижесінде тез азаяды. Металдың өткізгіштігі көп болған сайын, ондағы жарықтың жұтылуы көп болады. Жұтатын денелердің түрлі-түсті болулары жұту коэффициентінің толқын ұзындығына тәуелділігімен түсіндіріледі. Шыны, мысалы, қызыл және қызғылт сары сәулелерді нашар жұтып, жасыл мен көк сәулелерді күшті жұтады, ал енді шыныға ақ жарықты түсіргенде ол қызыл түсті болып көрінеді. Егер осындай шыныға жасыл және көк жарықты түсірсек, бұл толқын ұзындығындағы жарықты күшті жұтуы себебінде қара түсті сияқты болады. Бұл құбылыс жарық фильтрлері өндірісінде қолданылады.

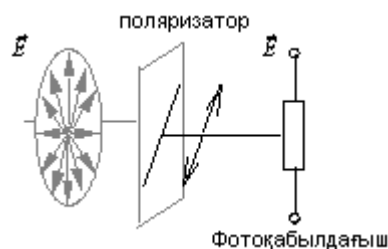
7.4 Поляризацияланған және поляризацияланбаған жарық.

Малюс заңы

Егер жарық векторының бағыттары қандай да бір тәсілмен реттелген болса, онда жарық *поляризацияланған* деп аталады,

Кәдімгі жарықта бұл бағыттар тұрақты түрде өзгереді. Мұндай жарық *поляризацияланбаған* жарық болып табылады.

Жарық поляризациясын қалай бақылауға болады? Жарықты \vec{E} векторының кейбір бағытымен ғана өткізетін құралдар болады (оларды *поляризаторлар* немесе *анализаторлар* деп атайды). Жарық поляризацияланбаған болса, анализаторды горизонталь осі маңында бұрғанда фотоқабылдағыштағы жарық интенсивтігі өзгермейді: электр векторының тербеліс амплитудасы өзгермейді. Егер поляризацияланбаған жарықты поляризатор арқылы өткізсе, онда өткен жарық *сызықты* немесе *жазық поляризацияланған* болады. (7.3 сурет)



7.3 сурет - Поляризацияланған жарықты алу сұлбасы.

Мұндай жағдай үшін *поляризация дәрежесі* деген ұғым енгізіледі.

Поляризация дәрежесі келесі өрнек арқылы анықталады:

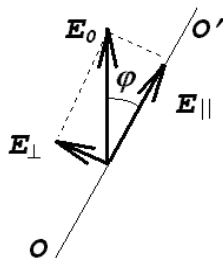
$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \quad (7.13)$$

Электр өрісі кернеулік \vec{E} векторының тербеліс амплитудалары поляризация жазықтығында үлкен мәнге ие болады. Мұндай жағдайда $I_{\min}=0$ болып, ал поляризация дәрежесі бірге тең болады, яғни $P=1$. Табиғи жарық үшін $I_{\max}=I_{\min}$ және $P=0$.

Жазық поляризацияланған жарық үшін Малюс заңы орындалады. Электр

векторының тербелістері вертикаль жазықтықта және тербеліс амплитудасы E_0 болсын. Анализатор осі поляризация бағытымен алғанда φ бұрышқа бұрылған болса, фотолқабылдағышқа мынадай амплитудалы жарық (7.4 сурет) келіп жетеді

$$E_{\parallel} = E_0 \cos \varphi. \quad (7.14)$$



7.4 сурет - Тербеліс амплитудасының E_0 анализатор осіндегі проекциясы.

Суреттен жарық векторының перпендикуляр бағытағы проекциясы нөлге тең, өйткені ол бағыттағы жарық анализатордан өтпейді.

Интенсивтілік амплитуда квадратына тура пропорционал $I \sim E^2$ болғандықтан, келесі өрнекті оңай аламыз:

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (7.15)$$

мұндағы I_0 – поляризацияланған жарық интенсивтігі, I – анализатордан өткен жарықтың интенсивтігі, φ – поляризатор мен анализатор остерінің арасындағы бұрыш.

Жоғарыдағы өрнектегі I_0 поляризацияланған жарықтың интенсивтігін I_D деп, ал I анализатордан өткен жарықтың интенсивтігін I_A деп белгілейік. Онда (7.15) өрнекті мына түрде жазамыз:

$$I_A = I_D \cos^2 \varphi. \quad (7.16)$$

(7.16) өрнегі *Малюс заңы* деп аталады.

Егер табиғи жарықты поляризация жазықтықтары φ бұрыш құрайтын екі поляроидтан өткізсек, біріншісінен жазық поляризацияланған жарық интенсивтігі $I_D = \frac{1}{2} I_{\delta\delta a}$ шықса, екіншісінен (7.16)-ке сәйкес интенсивтігі $I_A = I_D \cos^2 \varphi$ жарық шығады. Сондықтан екі поляроид арқылы өткен жарық интенсивтігі мынаған тең:

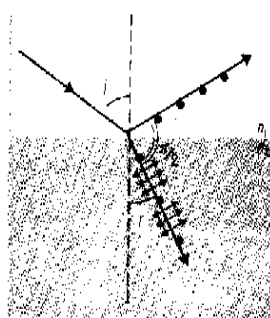
$$I = \frac{1}{2} I_{ma\bar{b}} \cos^2 \varphi. \quad (7.17)$$

Бұдан $I_{\max} = \frac{1}{2} I_{\delta\delta a}$, $\varphi=0$ (поляроидтар параллель) және $I_{\min} = 0$, $\varphi = \frac{\pi}{2}$ (поляроидтар перпендикуляр) болады.

7.5 Жарықтың шағылу мен сыну кезіндегі поляризациясы. Брюстер заңы

Жарық толқыны екі орта шекарасынан өткенде, жарық толқынының жартылай шағылуы болады. Шағылған сәуле нормальмен түсу бұрышына тең шағылу бұрышын түзіп, түсу жазықтығында жататындай бағытта болады.

Шағылған жарықтың интенсивтігі поляризация күйіне тәуелді болатындықтан, әртүрлі тәсілмен поляризацияланған жарық орта шекарасынан әртүрлі интенсивтікпен шағылады, шағылған жарық жартылай поляризацияланған болады (7.5 сурет).



7.5 сурет - Шағылу және сыну кезіндегі жарықтың поляризациялану сұлбасы.

Поляризация дәрежесі түсу бұрышына тәуелді. Мына жағдайда

$$i + r = \frac{\pi}{2} \quad (7.18)$$

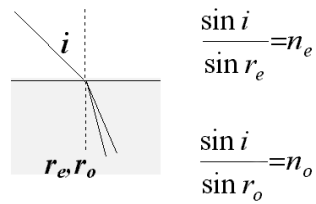
$\text{tg}(i+r)=\infty$ және $I_{\parallel}=0$, яғни шағылған жарықта тек қана түсу жазықтығына перпендикуляр тербелістер болады. Шағылған толқын толық поляризацияланған болады. $n_{21} = \frac{\sin i}{\sin r}$ және (7.18) шартынан келесі өрнекті аламыз:

$$\text{tg } i_B = n_{21}. \quad (7.19)$$

(7.19) өрнегі Брюстер заңы деп аталады. Шағылған жарықта тек қана түсу жазықтығына перпендикуляр поляризацияланған толқын болады, $i=i_B$ бұрышы толық поляризация бұрышы не Брюстер бұрышы деп аталады.

7.6 Жарықтың қосарлана сынуы

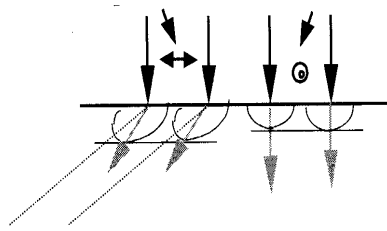
Әртүрлі сыну көрсеткіші бар екі ортада сәуленің қосарланып сынуы болады. Кристалл осі сәуленің түсу жазықтығына перпендикуляр болсын делік. Кәдімгі поляризацияланбаған жарық кристалға енгенде кәдімгі және кәдімгі емес сәулеге бөлінеді. Олардың сыну көрсеткіштері әртүрлі, сондай-ақ сыну бұрыштары да әртүрлі. Сынған сәулелер поляризацияланған болады: кәдімгі сәуленің поляризация жазықтығы сурет жазықтығымен бірдей болады, поляризация бағыты кристалл осіне перпендикуляр болады.



7.6 сурет - Жарық сәулесінің қосарлана сынуы.

Енді күрделі жағдайды қарастыралық: оптикалық ось бетке кейбір бұрышпен бағытталсын. Сурет жазықтығына перпендикуляр поляризация бағыты бар сәуле кәдімгі болады. *Кәдімгі сәулелердің* сәулелік беттерінің қималары шеңбер болады да, ол кристалдан сынбай өтеді (7.7 сурет).

Поляризация бағыттары

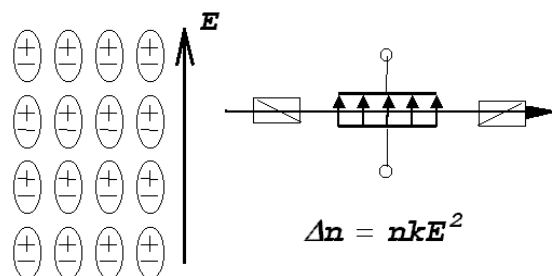


7.7 сурет - Кәдімгі және ерекше сәулелердің сәулелік беттерінің қималары.

Сол жақтағы көрсетілген сәулелер ерекше (немесе өзгеше) болып табылады. *Ерекше сәулелер* үшін, сәулелік беттерінің қималары эллипс болады. Жарықтың таралу бағыты осы эллипстер центрлерінен жанама нүктелеріне қарай өтеді. Сондықтан, кристалл бетіне нормаль түскен жағдайда да бұл сәулелер сынады.

7.7 Жарықтың жасанды қосарлана сынуы

Жасанды оптикалық анизотропия - сыртқы әсерлер нәтижесінде сәуленің қосарланып сыну құбылысын алудың жолдары көп. Үлкен тәжірибелік мәні бар анизотропия тәсілі - ол электр өрісі нәтижесінде анизотропия алу, зат молекулалары полярлы болса, олардың орналасуы өріс әсерінде кейбір жағдайда реттелген болады. Полярлы емес молекулалар өріс әсері нәтижесінде поляризацияланады. Поляризация бағыты жарықтың таралу жылдамдығының анизотропиясын анықтайтын оске айналады.



7.8 сурет - Керр ұяшығы қондырғысының сұлбасы.

Мұндай қондырғы *Керр ұяшығы* деп аталады (7.8 сурет). Жұмыс заты ретінде сұйық пайдаланылады. Оған параллель металл пластиналары батырылады; пластиналар жазық конденсатор құрайды, оның өрісі зат поляризациясын жасайды. Кәдімгі және кәдімгі емес сәулелердің көрсеткіштерінің айырымы $\Delta n = n_o - n_e$ заттың сыну көрсеткішіне n және электр өрісінің кернеулігінің квадратына E^2 пропорционал болады:

$$\Delta n = n_o - n_e = nkE^2, \quad (7.20)$$

мұндағы k – пропорционалдық коэффициенті Керр тұрақтысы деп аталады; ол заттың температурасы мен жарық толқынының ұзындығына тәуелді. Керр ұяшығын айқышталған поляризаторлар арасына қойып, оған импульсті кернеу беретін болсақ, жүйе арқылы өтетін жарықты басқаруға болады. Жарықты қайтадан қосу уақыты өте аз шама - шамамен 10^{-12} с болады.

7.8 Поляризация жазықтығының бұрылуы

Кәдімгі бұрылу. Поляризация жазықтығын бұру қабілеті бар кейбір заттар (кварц, қант, скипидар, қанттың судағы ертіндісі, шарап қышқылы) *оптикалық актив заттар* деп аталады. Олар арқылы өтетін жазық поляризацияланған жарық, поляризация жазықтығын бұруды туғызу қабілетіне ие болады. Кристалл заттар, жарық кристалдың оптикалық осі бойымен тараған кезде поляризация жазықтығын күшті бұрады. Тәжірибеден алынғандай, поляризация жазықтығын бұру бұрышы φ оптикалық актив кристалдар мен таза сұйықтар үшін былай болады:

$$\varphi = \alpha \cdot l,$$

оптикалық актив ертінділер үшін

$$\varphi = [\alpha]C \cdot l, \quad (7.21)$$

мұндағы l – жарықтың оптикалық актив заттағы жүрген жолы (ол заттың табиғатына, температурасына және вакуумдағы жарық толқынының ұзындығына тәуелді), C – актив заттың концентрациясы.

Поляризация жазықтығын бұру бағыты бойынша оптикалық актив заттар оңға- және солға-айналдырушы заттарға бөлінеді. Френель теориясы бойынша, шеңбер бойымен оңға және солға поляризацияланған сәулелер үшін оптикалық актив заттарда, жарықтың таралу жылдамдығы әртүрлі болады. Поляризация жазықтығын бұру құбылысы мен (7.21) формуласы оптикалық актив заттардың

ерітінділерінің концентрациясын дәл анықтаудың тәсілі негізінде жатыр, бұл поляриметр (сахариметр) деп аталатын тәсіл өндірісте қолданылады.

Магниттік бұрылу (Фарадей эффектісі). Оптикалық актив емес заттар магнит өрісі әсері нәтижесінде поляризация жазықтығын бұру қабілетіне ие болады. Эффект жарықтың магниттеліну бағыты бойымен таралғанда байқалады. Зерттелетін зат электромагнит полюстері арасына қойылады.

Поляризация жазықтығын бұру бұрышы φ жарықтың зат ішінде жүру жолына l және заттың магниттелінуіне J тура пропорциональ болады. $J = \alpha H$ болғандықтан

$$\varphi = V \cdot l \cdot H, \quad (7.22)$$

мұндағы V – Верде коэффициенті немесе толқын ұзындығына тәуелді меншікті магниттік бұрылу. Бұру бағыты магнит өрісі бағытымен анықталады.

Оптикалық актив заттар магнит өрісі әсері нәтижесінде кәдімгі қабілеттілікке қоса поляризация жазықтығын қосымша бұру қабілетіне де ие болады.

8 Дәріс №8. Жылулық сәуле шығару

8.1 Абсолют қара дененің (АҚД) сәуле шығару мәселелері. Кванттық гипотеза және Планк өрнегі

Едәуір жоғары температураға дейінгі қыздырылған денелердің жарық шығара бастайтындығы практикада әрбір адамға белгілі. Мысалы, металдарды қыздырған кезде олар алғашқыда қоңыр қызыл түсті, артынан әрі қыздырудың барысында ашық қызыл түске ие болады, одан әрі қыздырғанда ақ шоқ деп аталатын түске келеді. Басқаша айтқанда қатты және сұйық денелер жоғары температураға дейін қыздыру кезінде спектрдің көрінетін аймағында сәуле шығаруға ие болады. Бұл кезде температураны өсіруге байланысты сәулеленудің интенсивтігі және спектрлік құрамы өзгереді. Сәулеленуші дененің ішкі энергиясы есебінен пайда болатын және тек дененің температурасы мен химиялық қасиеттеріне байланысты электромагниттік сәуле шығару *жылулық сәуле шығару* деп аталады. Температуралық тепе-теңдікте тұрған денелердің жылулық сәуле шығаруы денеге түсетін сәуленің энергия мөлшерін жұтуымен теңестіріледі.

Дененің жылулық сәуле шығаруының спектрлік сипаттамасы үшін дененің сәуле *шығару қабілеті* деген түсінік енгізіледі, оны сонымен қатар, шығарғыштық қабілеттігі немесе энергетикалық жарқыраудың $E(\nu, T)$ *спектрлік тығыздығы* деп атайды.

Денелердің *сәуле шығару қабілеті* деп уақыт бірлігі ішінде дене бетінің аудан бірлігіне келетін жиіліктері ν -ден $\nu + d\nu$ аралығында шығарылатын электромагниттік сәуле шығарудың $dW_{c\text{ay}}$ энергиясын айтады. Сонымен,

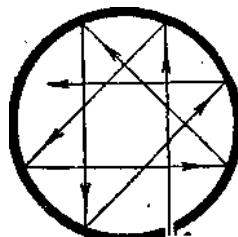
$$E(\nu, T) = dW_{c\text{ay}} / d\nu \quad (8.1)$$

ХБЖ жүйесінде сәуле шығарғыштық қабілетінің өлшем бірлігі ретінде $[Дж/м^2]$ алынған.

Электромагниттік толқындар жұтылуының спектрлік сипаттамасы үшін денелердің жұту қабілеті $A(\nu, T)$ деген ұғым енгізіледі. Жұту қабілеті, уақыт бірлігі ішінде дене бетінің аудан бірлігіне жиіліктері ν -ден $\nu+d\nu$ аралығында түсетін dW энергиясының қандай бөлігін дене жұта алатындығын көрсетеді, яғни

$$A(\nu, T) = dW_{\text{жұт}}/dW. \quad (8.2)$$

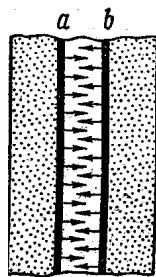
Денелердің сәуле шығару және сәуле жұту қабілеті, дененің температурасына, жиілігіне, дененің химиялық құрамына және дене бетінің күйіне байланысты болады. Егер кез келген температурада және барлық жиіліктер үшін $A(\nu, T)=1$ болса, онда дене *абсолют қара дене (АҚД) деп аталады*. Абсолют қара дененің сәуле шығару қабілетін $\epsilon(\nu, T)$ деп белгілейміз. Ол дененің сәуле шығару жиілігіне және абсолют температурасына тәуелді. Абсолют қара дене әдетте физикалық үлгі ретінде алынады, бірақ табиғатта көптеген денелер өзінің қасиеттері бойынша абсолют қара денелерге жақын келеді. Мысалы қара құрым, қара елтірі, қара бархыт. Абсолют қара дененің идеалды үлгісі ретінде мөлдір емес қуыс бетіндегі кішкене тесікті алуға болады (8.1 сурет)



8.1 сурет - Абсолют қара дененің идеалды үлгісі.

Кішкене тесік арқылы қуыс ішіне түсетін жарық сәулесі қуыс қабырғаларына көп ретті шағылуға кездеседі. Әрбір шағылу кезінде жарық толқыны энергиясының кейбір бөлігі жұтылатын болады. Сондықтан, тесіктен шығатын сәуленің интенсивтігі, оған келіп түскен сәуле энергиясына қарағанда көп шамаға азаяды. Қуыс бетінің ауданының тесік бетінің ауданына қатынасы үлкен болған сайын, тесік беті өзінің қасиеті бойынша абсолют қара денеге соншама жақын келеді. Реал денелердің сипаттамасы үшін көп жағдайда сұр дененің үлгісі пайдаланылады. Егер дененің жұту қабілеті барлық жиіліктер үшін бірдей болып, және ол тек температура мен дене бетінің күйіне тәуелді болса, яғни $A_{\text{сұр}}(\nu, T) = A(T)$, онда дене *сұр (сұр дене) деп аталады*. Денелердің сәуле шығару және жұту қабілеттері бір-бірімен байланысты. Бұл байланыстарды тағайындау үшін, екі шексіз ұзын a және b пластинкалардан құралған (8.2 сурет) жылу өткізбейтін (адиабаттық) жүйені қарастырамыз, тек пластинкалар ғана бір-бірімен жылу алмаса алады. Пластинканың a беті абсолют қара. Термодинамикалық тепе-тендік күйінде екі пластинканың температурасы да бірдей және сәуле шығару тепе-тендік күйде болады. Дененің сәуле шығару және жұту анықтамасы бойынша екі пластинка үшін былай жазуға болады:

$$\begin{aligned} dW_{\text{шығ}} &= E(\nu, T) d\nu, \\ dW_{\text{жұт}} &= A(\nu, T) dW. \end{aligned} \quad (8.3)$$



8.2 сурет - Екі пластинканың жылу алмасуы.

Термодинамикалық тепе-теңдік күйінде

$$dW = dW_{\text{шығ.}}$$

Абсолют қара a пластинкасы үшін

$$dW_{\text{шығ.}} = \varepsilon(v, T) dv, \quad (8.4)$$

a пластинкасы энергияны шағылдырмай толық жұтатындықтан, бұл пластинканың сәуле шығару энергиясы пластинкаға келіп түскен энергияға тең болады: $dW_{\text{шығ.}} = dW$. Сондықтан (8.3) өрнегінен алатынымыз:

$$dW_{\text{жұт.}} = A(v, T) \varepsilon(v, T) dv.$$

Термодинамикалық тепе-теңдік күйінде $dW_{\text{шығ.}} = dW_{\text{жұт.}}$, олай болса

$$E(v, T) dv = A(v, T) \varepsilon(v, T) dv$$

немесе

$$E(v, T) / A(v, T) = \varepsilon(v, T). \quad (8.5)$$

Сонымен, дененің сәуле шығару қабілетінің оның жұту қабілетіне қатынасы дененің химиялық құрамына тәуелді болмайды және ол абсолют қара дененің сәуле шығару қабілеті болып, ол температура мен жиіліктің $f(v, T)$ функциясы болып табылады. Бұл заңды бірінші рет Кирхгоф тағайындады, сондықтан бұл заң *Кирхгоф заңы* деп аталып, ал $\varepsilon(v, T)$ функциясы *Кирхгоф функциясы* деген атқа ие болды. Кирхгоф заңынан $A(v, T) = 1$ болса, онда $E(v, T) = \varepsilon(v, T)$, ал егер $A(v, T) = 0$ болса, онда $\varepsilon(v, T) = \infty$ болады. Сондықтан, егер дене берілген температурада берілген жиіліктер аралығында жұтпайтын болса, онда ол бұл температура да және бұл жиіліктер аралығында да сәуле шығармайды, яғни сәулеленбейді.

0-ден ∞ -ке дейінгі жиіліктегі барлық спектр бойынша толық сәуле шығару қуаты дененің энергетикалық жарқырауы немесе интегралды сәуле шығару қабілеті $E(T)$ деп аталады. Анықтама бойынша, ол мынаған тең:

$$E(T) = \int_0^{\infty} \varepsilon(v, T) dv$$

немесе Кирхгоф заңын есепке алсақ, онда

$$E(T) = \int_0^{\infty} A(\nu, T) \varepsilon(\nu, T) d\nu. \quad (8.6)$$

Абсолют қара дене үшін $A(\nu, T) = 1$, сондықтан

$$E(T) = \int_0^{\infty} \varepsilon(\nu, T) d\nu. \quad (8.7)$$

Бұдан әрі жылулық сәуле шығару теориясының негізгі мәселесі Кирхгоф функциясының ашық түрін іздеу болып табылады. 1879 жылы Д.Стефан тәжірибелік мәліметтерді талдау негізінде төмендегідей қорытындыға келді: *кез келген дененің энергетикалық жарқырауы абсолют температураның төрт дәрежесіне пропорционал болады.* Бірақ Л.Больцман 1884 жылы термодинамикалық әдіспен теориялық түрде бұл пікірдің тек абсолют қара дене үшін дұрыс болатындығын көрсетті. Сондықтан, бұл тәуелділік физика тарихында *Стефан-Больцман заңы* деп аталады:

$$\varepsilon(T) = \sigma \cdot T^4 \quad (8.8)$$

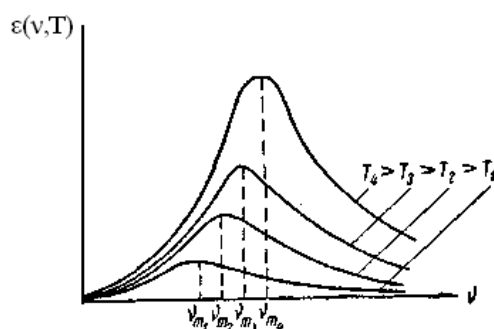
яғни, *абсолют қара дененің энергетикалық жарқырауы абсолют температураның төртінші дәрежесіне тура пропорционал.*

$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} (\text{Вт}/\text{м}^2\text{К}^4)$ – пропорционалдық коэффициенті *Стефан-Больцман тұрақтысы* деп аталады. Бірақ, олар Кирхгоф функциясының ашық түрін шешкен жоқ. Кирхгоф функциясының ашық түрін ашудағы алғашқы қадамды 1893 жылы В. Вин жасады. Ол, жылжып айналатын поршені бар және айналы қабырғалары бар цилиндрлік ыдыста абсолют қара дененің адиабатты сығу сәулеленуі туралы есепті қарастырды. Осының нәтижесінде ол Кирхгоф функциясы үшін келесі өрнекті алды:

$$\varepsilon(\nu, T) = f(\nu, T) = V^3 f(\nu, T), \quad (8.9)$$

мұндағы $f(\nu, T)$ – кейбір белгісіз ашық түрдегі функция. В.Вин $f(\nu/T)$ функциясының ашық түрін тағайындамаса да, осы В.Виннің өрнегінен (8.9) Стефан-Больцман заңы шығады.

Абсолют қара дененің сәуле шығару қабілетінің әртүрлі температурадағы жиілікке тәуелділігі 8.3-суретте көрсетілген түрде болатындығы тәжірибелерден белгілі.



8.3 сурет - Сәуле шығару қабілетінің $\varepsilon(\nu, T)$ жиілікке ν тәуелділігі.

Суреттен, температураның артуына байланысты абсолют қара дененің

сәуле шығару қабілетінің артатындығын көреміз. Сонымен бірге қара дененің сәуле шығару қабілетінің максимум мәні, температураның өсуіне байланысты жоғары жиілік аймағына қарай орын ауыстырады. В.Вин өрнегі бұл құбылыстарды Вин заңы түрінде анықтауға мүмкіндік береді. Абсолют қара дененің сәуле шығару қабілетінің максимум мәніне келетін берілген температура кезіндегі ν_{\max} сәуле шығару жиілігі Кирхгоф функциясынан алынған дербес туындыны нөлге теңестіру шарты арқылы оңай түрде анықталады:

$$\frac{\partial \varepsilon(\nu, T)}{\partial \nu} = 3\nu^2 \cdot f\left(\frac{\nu}{T}\right) + \frac{\nu^2}{T} f'\left(\frac{\nu}{T}\right) = 0. \quad (8.10)$$

Соңғы теңдіктен мынау алынады

$$3f\left(\frac{\nu_{\max}}{T}\right) = -\left(\frac{\nu_{\max}}{T}\right) \cdot f'\left(\frac{\nu_{\max}}{T}\right).$$

Қорытындысында Виннің ығысу заңын аламыз:

$$\left(\frac{\nu_{\max}}{T}\right) = b. \quad (8.11)$$

Заңның тұжырымы:

абсолют қара дененің сәуле шығару қабілетінің максимум мәніне келетін жиілік оның абсолют температурасына тура пропорционал болады. b – Виннің $f(\nu/T)$ функциясының ашық түрінен тәуелді болатын тұрақты шама. Әдетте Виннің ығысу заңын сәуле шығарудың толқын ұзындығы арқылы жазады:

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}, \quad (8.12)$$

мұндағы λ_{\max} – абсолют қара дененің сәуле шығару қабілетінің максимум мәніне келетін толқын ұзындығы, ол температураның өсуіне байланысты қысқа толқын ұзындығына қарай ығысады. b – Вин тұрақтысы ($b = 2,898 \cdot 10^{-3}$ мК) деп аталады, ол тәжірибелік жолмен анықталады.

Вин өрнегінен (8.9) және Виннің ығысу заңынан (8.11) абсолют қара дененің сәуле шығару қабілетінің максимум мәні абсолют температураның бес дәрежесіне тура пропорционал болады:

$$\varepsilon(\nu, T) = C \cdot T^5. \quad (8.13)$$

Соңғы пікір *Виннің екінші заңы* деген атты қабылдайды, мұндағы $C = 1.30 \cdot 10^{-5}$ Вт/м³ К⁵ – Виннің екінші заңының тұрақтысы. Кирхгоф функциясы үшін табылған алғашқы мәліметтері Д.Рэлей және Д.Джинс еңбектерінде берілген. Бұл еңбектер Максвелл көзқарастарына және статистикалық физиканың дәрістеріне негізделген. Максвелл теңдеулері бойынша тұйық қуыстағы қара сәуле шығару энергетикалық көзқарас тұрғысынан бір-бірімен әсерлеспейтін гармониялық осцилляторлардың шексіз үлкен сандарынан тұратын жүйеге эквивалентті болады. Осцилляторлардың меншікті тербеліс жиіліктері абсолют қара дененің сәуле шығару компоненттерінің сәйкес жиіліктеріне тең. Меншікті жиілігі ν , жүйе температурасы T кезіндегі уақыт бойынша осциллятордың орташа энергиясының мәнін $\langle \varepsilon_{\nu} \rangle$ арқылы белгілей отырып, Кирхгоф функциясын мына түрде беруге болады:

$$\varepsilon(\nu, T) = (2\pi\nu^2/c^2) \langle \varepsilon_\nu \rangle. \quad (8.14)$$

Гармониялық осциллятор энергиясының орташа мәнін табу үшін Рэлей және Джинс термодинамикалық тепе-теңдікте тұрған осцилляторлардың еркін дәрежесі бойынша энергияның тең ықтималды жайғасуы туралы классикалық заңдарды пайдаланды. Тербелмелі қозғалыстың бір еркін дәрежесіне орташа есеппен, энергиясы

$$\langle \varepsilon \rangle = kT$$

тең келетіндігі классикалық статистикалық физикадан белгілі. Осы энергияны (8.14) өрнегіне қойып, келесі түрдегі Рэлей-Джинс өрнегінен аламыз:

$$\varepsilon(\nu, T) = (2\pi\nu^2/c^2) kT. \quad (8.15)$$

Бірақ, Рэлей-Джинс өрнегі тек төменгі жиіліктегі аумақ үшін ғана дәл келеді (8.4 сурет).



8.4 сурет - Энергетикалық жарқыраудың $\langle \varepsilon_\nu \rangle$ жиілікке ν тәуелділігі.

Ал, жоғары жиіліктегі аумақ үшін (қысқа толқын ұзындықтары) Рэлей және Джинс өрнегі $\varepsilon(\nu, T)$ -функциясының тәжірибелік мәндерінен көп алшақ кетеді. Жоғары жиілік кезіндегі бұл теория мен практиканың алшақтауы «ультрақұлгін апаты» деген атаққа ие болды. Сонымен бірге, Рэлей және Джинс көзқарастарының негізінде абсолют қара дененің энергетикалық жарқырауы:

$$\varepsilon(T) = \int_0^{\infty} \varepsilon(\nu, T) d\nu = 2\pi kT/c^2 \int_0^{\infty} \nu^2 d\nu = \infty.$$

Сонымен, Рэлей-Джинс өрнегі Стефан-Больцман заңына $\varepsilon(T) = \sigma T^4$ қайшы келеді. Бірақ, Рэлей және Джинс еңбектері ешқандай нәтиже бермейді деп ойлауға болмайды.

Жылулық сәуле шығару классикалық физиканы біртіндеп қолданып тәжірибеде бақыланатын заңдылықтарды түсіндіруге мүмкіндік бермейді.

Бұл қиындықтан шығуды 1900 жылы неміс физигі М. Планк тапты. Ол Рэлей және Джинс тәуелсіз осцилляторлардың энергиясының сәулеленуі туралы идеясын теріске шығарған жоқ. Сонымен бірге, Планк былай деп ұйғарды: осциллятордың сәуле шығару энергиясы тек белгілі дискретті мәндерді қабылдауы мүмкін, ол мәндер энергияның элементар үлесінің бүтін санына тең болады, яғни ε_0 кванттарға тең. Сондықтан, осциллятор энергиясын мына түрде беруге болады $\varepsilon(\nu) = n\varepsilon_0$, мұндағы n – кез келген бүтін оң сан. Бұл шарт кезінде

Больцман таралуын пайдаланып, Планк гармониялық кванттық осциллятордың орташа энергиясын келесі түрде табуға мүмкіндік берді:

$$\langle \varepsilon(\nu) \rangle = \frac{\varepsilon_0}{e^{\frac{\varepsilon_0}{kT}} - 1}. \quad (8.16)$$

Рэлей-Джинс өрнегіне гармониялық осциллятордың энергиясының орташа мәнін қойып, мынаны аламыз:

$$\langle \varepsilon(\nu, T) \rangle = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{\varepsilon_0}{e^{\frac{\varepsilon_0}{kT}} - 1}. \quad (8.17)$$

Осы өрнекті Вин өрнегімен (8.9) салыстыра отырып, Планк, квант энергиясы $\varepsilon_0 = h\nu$ -ға тең болу керек деген тұжырым айтты, мұндағы $h = 6.63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с — Планк тұрақтысы. Соңында, Планк Кирхгоф функциясы үшін ашық түрдегі төмендегідей өрнекті алды:

$$\langle \varepsilon(\nu, T) \rangle = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (8.18)$$

Абсолют кара дененің сәуле шығару қабілеті үшін алынған (8.18) Планк өрнегі әртүрлі температуралар кезінде тәжірибемен өте жақсы сәйкес келеді. Сонымен, сәулеленудің кванттық сипаты туралы Планктың болжамына сәйкес, жарық дискретті, үзілістік құрылымды түрге ие болады, яғни жарық корпускулалық қасиеттерге ие. Планк электромагниттік сәуле шығару кванттарын, кейіннен жаңа қасиеттерге ие болатын бөлшектер деп, оны *фотондар* деп атады. Егер электромагниттік сәуле шығару жарық жылдамдығымен қозғалатын фотондардың ағыны ретінде қарастырсақ, онда фотон массасы мен импульсын табу қиынға соқпайды. Планк болжамы бойынша фотон энергиясы $\varepsilon = h\nu$ тең. Релятивистік механика көзқарасы бойынша фотон энергиясын $\varepsilon_0 = mc^2$ түрінде беруге болады. Бұл екі өрнекті салыстыра келіп, фотон массасын табамыз:

$$m_\phi = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{\lambda \cdot c}. \quad (8.19)$$

Фотон массасы тек жарық толқынының жиілігіне (фотон «түсіне») байланысты. Фотон импульсы

$$p = mc = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}. \quad (8.20)$$

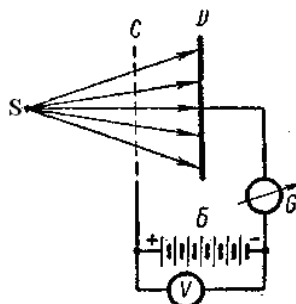
Жарықтың корпускулалық қасиеттері – жарық қысымын зерттеуде Лебедев тәжірибесінде, фотоэффект құбылысында, Комптон эффектісінде өзінің қолданымдарын тапты.

8.2 Фотоэффект құбылысы

Фотоэффект жарықтың затпен әсерлесу кезінде білінеді. Ішкі фотоэффект – жартылай өткізгіштің ішінде жарықтың әсерінен атомдармен байланысқан электрондар атомнан босап шығып, бірақ өткізгіш бетінен сыртқа шықпайды. Ол

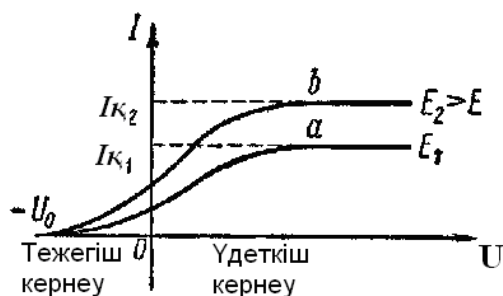
жартылай өткізгіштің электрөткізгіштігін арттырады, өйткені жартылай өткізгіш ішінде еркін электрондар саны артады.

Сыртқы фотоэффект деп қатты және сұйық заттардан жарық әсерінен электрондарды бөліп шығаруды айтады. Сыртқы фотоэффект құбылысын тәжірибеі түрінде 1890 жылы А.Г.Столетов зерттеді. Столетов тәжірибесінің сұлбасы 8.5-суретте көрсетілген.



8.5 сурет - Столетов тәжірибесінің сұлбасы.

Жарық S жарық көзінен C мыс тор арқылы өтіп, D цинкті пластинаға түседі. D пластинаны жарықпен жарықтандырғанда тізбекте фототок деп аталатын электр тогы пайда болады. Ал C пластинаны жарықтандырғанда фототок пайда болмайды. Бұдан шығатын қорытынды: жарық әсерінен металл теріс зарядты бөлшектерді – электронды жоғалтады. Фотоэлементтің вольтамперлік сипаттамасын талдау 8.6-суретте көрсетілген.



8.6 сурет - Фотоэлементтің вольт-амперлік сипаттамасы.

Бұдан C мен D пластиналардың арасында тіпті аз ғана теріс кернеулер кезінде де аздаған фототок пайда болатындығы өрінеді. Өйткені катодтан бөлініп шыққан электрондардың бастапқы кинетикалық энергиясы нөлден өзгеше. Фотоэлектрондардың алғашқы максимум жылдамдығы \mathcal{G}_{\max} тежегіш кернеумен U_0 мына қатыста байланысқан:

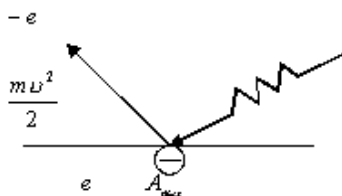
$$\frac{m\mathcal{G}_{\max}^2}{2} = eU_0. \quad (8.21)$$

Токтың максимал мәні I_K – қанығу фототогы деп аталады. Бұл ток, жарық әсерінен катодтан бөлініп шыққан барлық электрондардың анодқа толық жетуіне қажет кернеу мәндеріне сәйкес келеді. Столетов зерттеулерінің негізінде

фотоэффект заңдары тағайындалды:

1. Фотоэффект инерциалды болмайды.
2. Уақыт бірлігі ішінде катодтан ыршып шығатын фотоэлектрондардың мөлшері жарық интенсивтілігіне пропорционал болады және жиілікке тәуелсіз.
3. Фотоэлектрондардың максимал бастапқы жылдамдығы түсетін жарықтың жиілігіне тәуелді, ал интенсивтілікке тәуелсіз.
4. Әрбір зат үшін фотоэффектінің қызыл шегі деп аталатын фотоэффект құбылысы бола алатын жарықтың белгілі кішкене жиілігі болады.

Планктың кванттық гипотезасын дамыта келіп, А.Эйнштейн тендеулер түрінде фотоэффектінің келесі сұлбасын ұсынды. Энергиясы $\varepsilon = h\nu$ болатын фотон, металл бетін атқылап электронмен соқтығысады және толығымен өзінің барлық энергиясын (8.7 сурет) береді.



8.7 сурет - Фотоэффект құбылысының сұлбасы.

Бұл кезде фотон энергиясы металдан электронның шығу жұмысына және оған кинетикалық энергия беруге жұмсалады. Онда фотоэффект үшін энергияның сақталу заңы мына түрде жазылады:

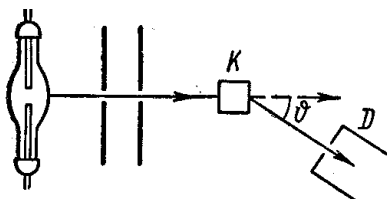
$$h\nu = A_{\text{шығ}} + \frac{mv^2}{2}. \quad (8.22)$$

Соңғы тендеу фотоэффект үшін *Эйнштейн тендеуі* деп аталады.

8.3 Комптон эффекті

Жарықтың кванттық қасиеттері 1923 жылы А. Комптон байқаған құбылыста да білінеді. *Комптон эффектісі деп рентген сәулелерінің (рентгендік кванттар) металл атомдарынан шашырауы нәтижесінде, оның толқын ұзындығының өзгеруін айтады.* Спектрдің көрінетін аймағындағы жарық толқыны үшін, фотоэлектрон энергиясынан рентгендік квант энергиясы көп артық болады. Металдағы электронның байланыс энергиясы рентгендік квант үшін аздаған кедергі болып табылады, ол электронды еркін деп есептеуге мүмкіндік береді.

Рентгендік сәулелердің ыдырауы бойынша Комптон тәжірибесінің сұлбасы 8.8-суретте көрсетілген.



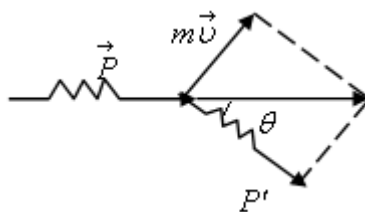
8.8 сурет - Комптон тәжірибесінің сұлбасы.

Монохроматты рентгендік сәулелердің жіңішке шоғы шашырататын К затына түседі және θ бұрышына шашыраған сәулелердің толқын ұзындығын өлшейтін Д рентгендік спектрографқа енеді. Шашыраған сәулелердің λ' толқын ұзындығы, түсетін сәулелердің толқын ұзындығынан λ едәуір үлкен болатынын, сонымен бірге $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ айырымы тек θ шашырау бұрышына тәуелді екенін комптон тәжірибелері көрсетті:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\lambda_k \cdot \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right), \quad (8.23)$$

мұндағы λ_k тұрақтысы – *Комптон толқын ұзындығы* деп аталады.

Сәулелердің кванттық теориясы, Комптон құбылысын, импульстың және энергияның сақталу заңдарын сақтай отырып, рентгендік кванттардың электрондармен өзара әсерлесу нәтижесі ретінде түсіндіруге мүмкіндік берді. Импульсы $p = h\nu/c$ тең атқылаушы фотон тыныштықтағы электронмен соқтығысады, нәтижесінде электрон $m\vec{v}$ -ға тең импульсқа ие болады, ал фотон импульсы $P' = h\nu'/c$ -ға тең болады.



8.9 сурет - Рентген сәулесінің (фотонының) электронмен соқтығысы.

8.9-суреттен косинустар теоремасын пайдалана отырып, энергияның сақталу заңын мына түрде жазуға болады:

$$(m\nu)^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 - \frac{2h^2\nu\nu'}{c^2} \cdot \cos\theta. \quad (8.24)$$

Рентгендік фотонның шашырауы үшін энергияның сақталу заңын келесі түрде беруге болады:

$$h\nu + m_0c^2 = h\nu' + mc^2, \quad (8.25)$$

мұндағы $E_0 = m_0c^2$ – электронның тыныштық энергиясы.

(8.25) теңдеуден электронның шашырағаннан кейінгі энергиясын аламыз:

$$mc^2 = (h\nu - h\nu') - m_0c^2. \quad (8.26)$$

Соңғы теңдеудің сол және оң жағын квадраттаймыз:

$$m^2c^4 = h^2\nu^2 + h^2\nu'^2 - 2h^2\nu\nu' + 2hm_0c^2(\nu - \nu') + m_0^2c^4. \quad (8.27)$$

(8.24) теңдеудің екі жағын c^2 -қа көбейтеміз:

$$m^2\nu^2c^2 = h^2\nu^2 + h^2\nu'^2 - 2h^2\nu\nu' \cdot \cos\theta. \quad (8.28)$$

(8.27) теңдеуден (8.28) теңдеуді мүшелеп аламыз:

$$m^2c^2(c^2 - \nu^2) = 2hm_0c^2(\nu - \nu') + m_0^2c^4 - 2h^2\nu\nu'(1 - \cos\theta), \quad (8.29)$$

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{\nu^2}{c^2}}} \Rightarrow m^2 = \frac{m_0^2c^2}{c^2 - \nu^2} \quad \text{екендігін ескеріп}$$

түрлендіру жүргіземіз:

$$m_0^2c^4 = 2hm_0c^2(\nu - \nu') + m_0^2c^4 - 2h^2\nu\nu'(1 - \cos\theta) \Rightarrow$$

$$\Rightarrow m_0c^2(\nu - \nu') = h\nu\nu' \cdot 2\sin^2\frac{\theta}{2}$$

жиіліктен ν толқын ұзындығына λ көше отырып, ақырында мынаны аламыз:

$$\frac{m_0c^2 \cdot c(\lambda' - \lambda)}{\lambda\lambda'} = \frac{2hc^2}{\lambda\lambda'} \sin^2\frac{\theta}{2} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\frac{h}{m_0c} \cdot \sin^2\frac{\theta}{2}. \quad (8.30)$$

Теориялық түрде алынған соңғы теңдеуді (8.23) Комптон теңдеуімен салыстыра отырып,

$$\lambda_k = \frac{h}{m_0c},$$

Планк тұрақтысының h , электрон массасының m_0 және жарық жылдамдығының c сандық мәндерін қойып, Комптон толқын ұзындығының (λ_k) мәнін табамыз: $\lambda_k = 2,43 \cdot 10^{-12} \text{ \AA}$.

9 Дәріс №9. Кванттық теорияның басты идеяларын тәжірибе жүзінде негіздеу

9.1 Атомдардың сызықтық спектрлері. Бор постулаттары. Франк және Герц тәжірибелері. Сәйкестік принципі.

Классикалық физика заңдарына құрылған планетаарлық жүйе болып табылатын және α бөлшектерінің шашырауы бойынша жүргізілген тәжірибелердің нәтижелерін талдауға негізделген Резерфордтың атомдық моделі тәжірибелік фактілермен толық қарама-қарсы қайшылықта болды. Біріншіден, классикалық теорияға сәйкес, электрон ядроның айналасында дөңгелектік орбита

бойынша қозғала отырып, үздіксіз сәуле шығаруға тиіс. Шындығында, атом тек кейбір шарттар негізінде ғана сәуле шығарады. Екіншіден, Резерфордтың атомдық моделі тұрақсыз болды, бірақ шындығында атом тұрақты жүйе болып табылады. Үшіншіден, Резерфорд моделіндегі атомның сәуле шығару спектрі үздіксіз (тұтас) болуы керек еді, ал бірақ тәжірибеде атомның сәуле шығаруы сызықтық спектр болып табылады. Бұл деген сөз, классикалық физика заңдарын атом теориясына біркелкі қолдану тәжірибелік фактілермен қарама-қарсы қайшылықта болуға әкелді.

Алдымен, атомдардың сәуле шығаруының кейбір заңдылықтарын қарастырайық. Жарқырауық газдар сәулеленудің сызықтық спектрлерін беретіндігі белгілі. 1885 жылы И. Бальмер сутегі атомы спектрінің көрінетін бөлігінің тоғыз сызығының толқындық ұзындығын

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (9.1)$$

өрнегімен анықтауға мүмкін болатынын тағайындады. Мұндағы $R = 10967758 \text{ м}^{-1} \approx 1,1 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ Ридберг тұрақтысы деп аталады, ал $n=3,4,5,\dots$

Бальмер өрнегін (9.1) сәуле шығару жиілігі үшін мына түрде жазуға болады:

$$\nu = R \cdot c \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (n=3,4,5\dots) \quad (9.2)$$

Мұнда толқын ұзындығы мен жиілік арасындағы байланысты $\nu = \frac{c}{\lambda}$ қатысты пайдалануға болады, $c=3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$ – вакуумдағы жарық жылдамдығы. Р. Ридберг сутегі атомы үшін ғана емес, сонымен бірге басқа элементтерде сызықтық спектрлер байқалатынын көрсетті, спектрлік сызықтардың жиілігі

$$\nu = T(n_2) - T(n_1), \quad (9.3)$$

қатынасын қанағаттандырады, мұндағы n_1 және n_2 – кейбір бүтін сандар. $T(n_1)$ және $T(n_2)$ функциялары *спектрлік термдер* деп аталады. (9.2) және (9.3) өрнектерін салыстыра келіп

$$T(n_1) = \frac{R \cdot c}{n_1^2}; \quad T(n_2) = \frac{R \cdot c}{n_2^2}$$

болатындығы шығады. 1908 жылы В. Ритц, кез келген атомның сәулеленуінің спектрлік сызықтарының жиілігі екі терм айырымы түрінде беруге болатындығын тағайындады; термдердің әртүрлі комбинацияларын құрай отырып, бұл атомның спектрлік сызықтарының мүмкін болатын барлық жиілігін табуға болады. Мұндай ұйғарым Ритцтің комбинациялық принципі деген атқа ие болды. Ритцтің комбинациялық принципін қолданып, сутегі атомының сәулелену сызықтарының толқын ұзындығын есептеуге мүмкін болатын сериалды өрнектерді алуға болады.

Спектрдің алыс ультракүлгін аймағында бақыланатын Лайман сериясы мынадай өрнек арқылы сипатталады:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (9.4)$$

мұндағы $n=2,3,4,\dots$

Сутегі атомы спектрінің көрінетін аймағында бақыланатын Бальмер сериясы келесі өрнекпен сипатталады:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (9.5)$$

мұндағы $n=3,4,5,\dots$

Спектрдің инфрақызыл аймағында бақыланатын Пашен сериясы мына өрнек бойынша сипатталады:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (9.6)$$

мұндағы $n=4,5,6,\dots$

Сонымен бірге, алыс инфрақызыл аймағында келесі сериялар байқалған:
Брэкет сериясы

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (9.7)$$

мұндағы $n=5,6,7,\dots$

Пфунд сериясы

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (9.8)$$

мұндағы $n=6,7,8,\dots$

Хэмфри сериясы

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (9.9)$$

мұндағы $n=7,8,9,\dots$

Атомның классикалық емес теориясын құрудың алғашқы талпынысын 1913 жылы дат физигі Н. Бор жасаған. Бірақ Бордың теориясында Резерфорд моделінің көзқарасынан алшақ кетпеушілік байқалады. Атомдағы электронның күйіне арнайы шектеулер енгізді. Атом моделі Бор тағайындаған постулаттарға құрылды.

Бордың бірінші постулаты: атом, кейбір стационар күйлерде өзінен электромагниттік толқын (жарық) энергиясын шығармайды және жұтпайды.

Бордың екінші постулаты: бір стационар күйден екінші стационар күйге көшкенде атом бір квант энергиясын шығарады немесе жұтады. Бұл постулат

жиіліктер ережесі болып табылады және оны келесі түрде өрнектеуге болады: атом бір стационар күйден екінші стационар күйге көшкенде, стационар күйлердің энергиялар айырымына тең болатын $h\nu$ квант энергиясын шығарады немесе жұтады, яғни

$$h\nu = E_{n_1} - E_{n_2} \quad (9.10)$$

Импульс моментінің квантталуы: атомның стационар күйіндегі электрон, импульс моменті Планк тұрақтысына еселік болатын дөңгелектік орбита бойынша қозғалады, яғни мына шартты қанағаттандырады:

$$mvr = n\hbar, \quad (9.20)$$

мұндағы m – электрон массасы, v – электрон жылдамдығы, r – электрон орбитасының радиусы, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, $n=1,2,3,\dots$ – сутегі атомының энергетикалық деңгейлерінің ретін анықтайтын бүтін сандар, олар *бас кванттық сандар* деп аталады.

Кейде (9.20) өрнекті Бордың үшінші постулаты деп те атайды. Дегенмен, импульс моментінің квантталуы Бордың 1-ші постулатының салдары болып табылады. $n=1$ сәйкес мәніне тең күй – *негізгі күй* деп аталады, ал $n>1$ барлық басқа күйлер *қозған күйлер* деп аталады. Бор постулаттары сутегі атомының стационар күйлерінің энергияларын және орбиталарының радиустарын анықтауға мүмкіндік береді. Енді, атомның стационар күйлерінің (n -ші орбитасының) толық энергиясын және n -ші орбитасының радиусын анықтайық. Бұл кезде Бордың есептеуі бойынша, сутегі атомындағы электрон, электронның ядроға кулондық тартылыс күш әсерінен классикалық заң бойынша дөңгелек орбита бойымен қозғалады. Сутегі атомындағы электрон үшін Ньютонның екінші заңын жазып, мынаны аламыз:

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{mv^2}{r}. \quad (9.21)$$

Соңғы өрнектен электрон орбитасының r радиусын анықтаймыз

$$r = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mv^2}. \quad (9.22)$$

Электрон орбитасының радиусы үшін (9.22) өрнегін (9.20) өрнегіне қойып, түрлендіруден кейін n -ші орбитасындағы электронның жылдамдығын табуға болады

$$v_n = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar n}. \quad (9.23)$$

(9.22) пен (9.23)-тен сутегі атомындағы электронның n -ші орбитасының радиусы:

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2 \cdot n^2}{me^2}. \quad (9.24)$$

Соңғы теңдеуден, орбита радиусы бүтін сан квадратына n^2 пропорционал түрде өсетіндігі көрінеді. Сутегі атомындағы электронның толық энергиясы оның кинетикалық және потенциалдық энергияларының қосындысынан тұрады. Электронның кинетикалық энергиясы мына өрнек бойынша анықталады:

$$E_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{me^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2n^2}. \quad (9.25)$$

Сутегі атомындағы электронның потенциалдық энергиясы мынаған тең:

$$E_{II} = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = -\frac{me^4}{16\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2n^2}. \quad (9.26)$$

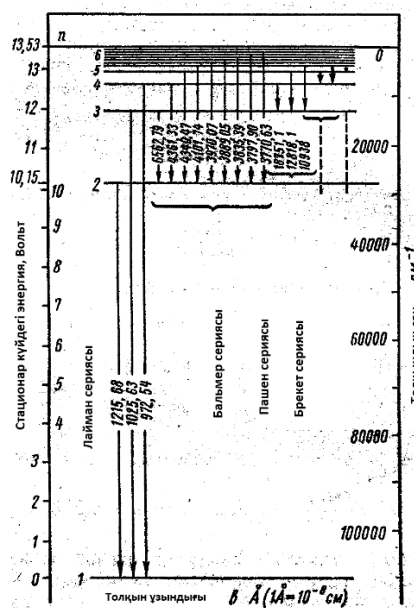
Сутегі атомындағы электронның толық энергиясы:

$$E = E_k + E_{II} = \frac{me^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2n^2} - \frac{me^4}{16\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2n^2} = -\frac{me^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2n^2}. \quad (9.27)$$

Сонымен, сутегі атомы туралы Бор көзқарасы атомның мөлшерін дәл анықтауға мүмкіндік берді. $n=1$ кезінде

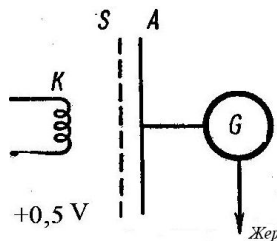
$$r_1 = a_0 = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{me^2} = 0,528 \cdot 10^{-10} \text{ м} \quad (9.28)$$

Бұл шаманы сутегі атомының *бірінші радиусы* (немесе Бор радиусы) деп атайды. Сутегі атомындағы электронның толық энергиясы теріс шама болғандықтан, ол бас кванттық санның (n) өсуіне байланысты артады және $n \rightarrow \infty$ кезінде, $E=0$ болады. Сутегі атомының спектрлік сәуле шығару сызықтарының пайда болуы 9.1 - суретте көрнекті түрде талқылануы алынған.



9.1 сурет - Сутегі атомының шығару спектрі.

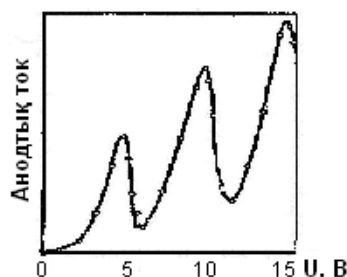
Атомдардағы стационарлық күйлердің (дискретті энергетикалық деңгейлердің) пайда болуы туралы Бор постулаттары және жиіліктердің ережесі 1913 жылы Д.Франк пен Г.Герцтің тәжірибелерінде өзінің орнын тапты. Тәжірибелік қондырғының сұлбасы 9.2-суретте көрсетілген.



9.2 сурет - Франк-Герц тәжірибесінің сұлбасы.

Өте қатты қызған спираль түріндегі К катоды электрондарды шығарады, электрондар электр өрісінің әсерінен гальванометрге жалғанған А анодқа қарай қозғалады. Катод пен анодтың арасында S тор электроды бар. Бұл барлық жүйе ішінен ауасы сорылып алынған шыны баллонына орналастырылады. Баллонда, шамамен 15 Па дейінгі қысымда сынап булары енгізілген. Катод пен тор арасында потенциалдар айырымы U_1 болатын үдеткіш электр өрісі жасалған, ал тор мен анод арасында потенциалдар айырымы U_2 болатын шамасы 0,5 В-тан аспайтын әлсіз тежеуші кернеу өрісі жасалған. Электрондар сынап атомдарымен екі жақты әсерлеседі. Соқтығысудың бірінші түрі серпімді соққылар, олар электрондардың жылдамдығын өзгерусіз қарапайым шашырауға әкеледі. Мұндай серпімді соққылар тізбектегі толық токтың болмауының себебі бола алмайды, ол үдеткіш U_1 потенциалдар айырымы артуына байланысты өседі. Соққының екінші түрі – электрондардың сынап атомдарымен серпімсіз соққысы – электрондардың энергия жоғалтуына байланысты және ол бұл энергияларды сынап атомдарына беруіне байланысты. Бірақ, Бор постулаттарына сәйкес, сынап атомы кез келген энергияны қабылдамауы мүмкін, ол тек әртүрлі энергетикалық деңгейлердегі энергиялар айырымына тең энергияның белгілі үлесін ғана қабылдайды. Сынап атомының негізгі күйіне жақын күй - қозған күй болып табылады, ол негізгі күйден 4,86 эВ энергия айырымына өзгереді.

Осымен байланысты өрістің үдететін электрондары энергия айырымы $eU_1=4,86$ эВ-қа дейін жеткенше тек серпімді соққыларға ие болады. Электрондар энергиясы 4,86 эВ жетісімен серпімсіз соққылар басталады, бұл кезде электрон толық энергияны сынап атомына береді. Сынап атомымен соқтығысу нәтижесінде өзінің энергиясын жоғалтқан электрон тор мен анод арасындағы тежеуші өрісті жеңе алмай, нәтижесінде электрон анодқа жете алмайды. Бұл анод тогының кенет тез түсуіне әкеледі (9.3 сурет).



9.3 сурет - Анодтық токтың I кернеуге U тәуелділігі.

Осындай құбылыс $eU_1=2\cdot4,86$ эВ кезінде де болады, жалпы айтқанда $eU_1=n\cdot4,86$ эВ кезінде де болатындығын Бор постулаттары дәлелдейді.

Бор теориясы атомдық физикасының дамуы барысында өте зор орын алады. Ол сутегі атомы энергиясының сәулеленуі мен жұтылуының сызықтық спектрлерін түсіндіруге, теориялық түрде сутегі типтес жүйелер үшін Ридберг тұрақтысын есептеуге, атомның тұрақтылығын, рентгендік сәулеленудің табиғатын және тағы басқа құбылыстарды түсіндіруге мүмкіндік берді. Бірақ Бор атомының моделі атомдағы электрондардың қозғалысы туралы жартылай классикалық көзқарасқа байланысты өз ішінде қайшылықтар болды. Бор теориясы ядродан басқа екі электроннан құралған гелий атомының моделін жасай алмады. Сонымен бірге, Бор теориясы спектралды сызықтардың интенсивтігіндегі әртүрлілікті түсіндіре алмады. Оларды есептеу үшін Бор тағайындаған сәйкестік принципін қолдануға тура келді. Бұл принцип бойынша кванттық механиканың нәтижелері үлкен кванттық сандар кезіндегі классикалық нәтижелерге сәйкес болуы керек. Бұл принцип, классикалық теорияның дамуы болып табылатын кез келген теория мен алғашқы классикалық теория арасында заңды байланыс болатынын, яғни жаңа теория ескі теорияға шекті жағдайларда ауысатындығын көрсетеді.

10 Дәріс №10. Жарықтың корпускулалы-толқындық екіжақтылығы. Де-Бройль болжамы

10.1 Жарықтың корпускулалы-толқындық екіжақтылығы. Де-Бройль болжамы. Электрондардың дифракциясы (Дэвиссон-Джермер тәжірибесі).

10.2 Микробөлшектердің толқындық қасиеттері және Гейзенбергтің анықталмағандық қатынасы. Толқындық функция және оның статистикалық мағынасы.

Жарықтың бір мезгілде үздіксіз шексіз таралатын толқындық және бөлшектік (фотондар) қасиетке ие болатындығын айтқан болатынбыз, яғни жарықтың дискреттік (үзік-үзік құрылымының) қасиетінің толқындық қасиетке қарама-қарсы екендігін айтқан болатынбыз. Бұл жарық толқынының

екіжақтылығын, яғни корпускулалы – толқындық қасиетінің бар екендігі жөнінде әңгіме жасауға болады. Жарықтың мұндай қарама-қарсы қасиетінің пайда болуы белгілі бір заңдылыққа бағынады, яғни толқын ұзындығы қысқарған сайын (немесе жиілігі көбейген сайын) жарықтың кванттық қасиетінің бар екендігі айқындала түседі. Осыған байланысты корпускулалы – толқындық туралы екіжақты тек жарық толқындары үшін ғана емес, кез келген толқындық процесс үшін де айту керек. Егер, фотонды толқындық қасиеті бар бөлшек деп қарау керек болса, онда бұл есептегі микроскопиялық болатын бөлшектің толқындық қасиетін жоққа шығарудың себебі жоқ болады.

1924 жылы Француз физигі Луи де-Бройль корпускулалы-толқындық табиғаты бар сипаттамаларды тек электромагниттік толқындар үшін ғана емес, кез келген дененің қозғалыстағы бөлшектерінің барлығына қолдану керек деген қорытындыға келді. Фотонның импульсі үшін жазылған $p_\phi = h/\lambda$ өрнекті де-Бройль кез келген толқындық процестерге қолдануға болатындығын дәлелдеді, егер қозғалыстағы дене бөлшегінің импульсі $p = mv$ болса, онда:

$$\lambda = \frac{h}{p}. \quad (10.1)$$

Бұл (10.1) өрнегі *де-Бройль формуласы* деп аталады және ол қазіргі заманымыздың физикасының өте қажетті формуласы болып саналады. Массасы m , қозғалу жылдамдығы $v \ll c$ бөлшектер үшін:

$$\lambda = \frac{h}{mv}. \quad (10.2)$$

Егер, бөлшектің кинетикалық энергиясы E болса, онда энергиясын және импульсын еске алып мынадай формула жазуға болады

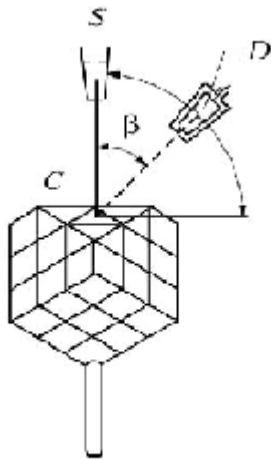
$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mE}}. \quad (10.3)$$

Айта кету керек, де-Бройль толқыны электромагниттік емес. Олардың табиғаты ерекше, себебі классикалық физикада оларды салыстыратын теңеу жоқ. Де Бройль толқыны барлық қозғалыстағы бөлшектерді сипаттайтын әмбебап болып саналады. Мысалы, массасы 0,01 кг, жылдамдығы 1000 м/с оқ үшін де-Бройль толқынының ұзындығы мынадай болады:

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{10^{-2} \cdot 10^3} \text{ (м)} = 0,662 \cdot 10^{-34} \text{ м}.$$

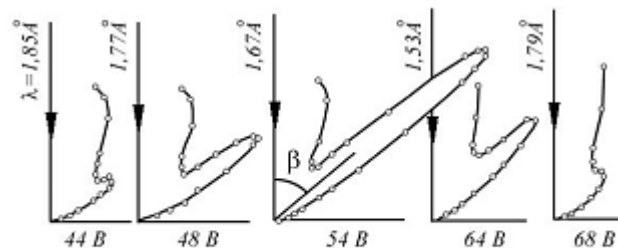
Дифракциялық тәжірибенің нәтижесі бойынша, ядроның өлшемі 10^{-15} м - дей болса, $\lambda = 10^{-34}$ м толқын ұзындығын көру мүмкін емес екендігі белгілі. Ал микроскопиялық денелерге өтетін болсақ, мәселе басқаша. Мысалы, жылдамдығы 10^6 м/с және массасы $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг электрон үшін де-Бройль толқын ұзындығы $\lambda \approx 10^{-10}$ м шамасында болады.

Де-Бройль болжамы 1927ж никель монокристалынан электрондардың шашырауын бақылаған К. Дэвиссон мен Л. Джермердің тәжірибелерінде (10.1 сурет) расталды.



10.1-сурет. Тәжірибе сұлбасы

Электрондық зеңбірек электронды белгілі бір жылдамдықпен шығарып, никель монокристалына тиіп және одан электрондар шоғы шашырайды. Шашыраған электрондарды қабылдаушы ретінде Фарадей цилиндрі қолданылды, Фарадей цилиндріне түскен электрондар саны цилиндрдің электр тізбегіндегі ток күшіне пропорционал болған. Классикалық физика тұрғысынан электрондар мүмкін болатын бұрыштармен шашырауы керек. Бірақ та электрондардың $\theta = 65^\circ$ -тан кіші бұрыштармен шашырауын бақылағанда, электр тізбегіндегі шашыраған электрондардың максимум саны (ток күшінің максимумы), энергиясы $E = 54 \text{ эВ}$ электронға (10.2 сурет) тура келді, ол $\lambda = 0,167 \text{ нм}$ де-Бройль толқын ұзындығына сәйкес келеді. Электрондардың шашырауы.



10.2-сурет. $\theta = 65^\circ$ бұрышпен шашыраған электрондар саны

Брэгга-Вульф шарты орындалған кездегі рентген сәулелерінің шашырауына ұқсас:

$$2d \cdot \sin \theta = n\lambda . \quad (10.4)$$

Сонымен, Дэвиссон мен Джермер тәжірибелері де-Бройльдың электрондарының толқындық қасиеті бар гипотезасын дәлелдеді. Кейінірек электрондардың толқындық қасиеті басқа да тәуелсіз тәжірибелермен дәлелденді. Де Бройль толқындарының кейбір қасиеттерін қарастырайық. Де Бройль толқынының фазалық жылдамдығын есептейік. Кез келген толқынның фазалық жылдамдығы мынаған тең:

$$v_{\text{фаз}} = \frac{\omega}{k} , \quad (10.5)$$

мұндағы \vec{k} – толқындық вектор, оның модулі $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ -ға тең. Түрлендіруден кейін

$$v_{\text{фаз}} = \frac{\hbar\omega}{\hbar k} = \frac{E}{P} = \frac{mc^2}{m v} = \frac{c^2}{v} , \quad (10.6)$$

$c > v$ болғандықтан, де-Бройль толқынының фазалық жылдамдығы вакуумдағы жарық жылдамдығынан артық болуы мүмкін. Де-Бройль толқынының топтық

жылдамдығын мына формула бойынша есептейміз

$$u = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d(\hbar\omega)}{d(\hbar k)} = \frac{dE}{dP}. \quad (10.7)$$

Еркін бөлшектер үшін $E = \frac{p^2}{2m}$, олай болса

$$u = \frac{d}{dp} \left(\frac{p^2}{2m} \right) = \frac{2p}{2m} = \frac{mv}{m} = v. \quad (10.8)$$

Соңғы өрнектен, де-Бройль толқынының топтық жылдамдығы бөлшектің өзінің жылдамдығына тең. Бұл де Бройль толқындары ерекше табиғатқа ие және оларды кеңістікте уақыт бойынша жайылатын толқындық пакет ретінде қарастыруға болмайтынына қажетті дәлелдеме болды. Топтық жылдамдық үшін өрнекті түрлендірейік

$$u = \frac{d\omega}{dk} = \frac{dE}{dp} = \frac{d(h\nu)}{d(mv)} = \frac{h}{m} \cdot \frac{d\nu}{dv}. \quad (10.9)$$

Де-Бройль толқынының топтық жылдамдығы бөлшектің өзінің жылдамдығына тең екенін ескерсек, онда:

$$\frac{h}{m} \frac{d\nu}{dv} = v \Rightarrow v dv = \frac{h}{m} d\nu. \quad (10.10)$$

Соңғы өрнекті интегралдап, мынаны аламыз:

$$\frac{v^2}{2} = \frac{h\nu}{m} \Rightarrow E = \frac{mv^2}{2} = h\nu. \quad (10.11)$$

Соңғы теңдеу де-Бройль толқынына сәйкес келетін жиілік пен еркін бөлшектің энергиясының байланысын өрнектейді. Кристалдардағы электрондардың шашырауы бойынша жүргізілген тәжірибелерде, жоғарыда көрсетілгендей басқа барлық бағыттарға қарағанда жеке бағыттарды электрондардың үлкен санының шашырайтындығы байқалады. Толқындық көзқарасынан қарағанда, кейбір бағыттарда электрондардың максимум санының болуы, бұл бағыттарда де-Бройль толқынының үлкен интенсивтігі бар екенін білдіреді. Толқын интенсивтігі тоқын амплитудасының квадратына Ψ^2 пропорционал болатындығын есепке ала отырып, де-Бройль толқынына өздігінше ықтималды талқылама беруге болады. Кеңістіктің берілген dV көлеміндегі де-Бройль толқынының амплитуда модулының квадраты $|\Psi|^2$, бөлшектің осы dV көлемде бар болу (немесе табылу) ықтималдығын білдіреді.

Берілген уақыт мезетінде тұрған бөлшектің ықтималдылығы орналасуын сипаттау үшін $\Psi(x, y, z, t)$ деп аталатын толқындық функция, кеңістіктің кейбір аумақтарына координат пен уақыттың функциясы енгізіледі. $\Psi(x, y, z, t)$ толқындық функциясының жеке өз бетінше физикалық мәні болмайды, тек толқындық функция модулінің квадратының мәні болады. Оны келесі түрде анықтайық: dV көлем элементінде тұрған бөлшектің ықтималдығы толқындық функция модулінің квадратына $|\Psi|^2$ және dV көлемінің элементіне

пропорционал болады, яғни

$$d\omega = |\Psi|^2 \cdot dV = |\Psi|^2 \cdot dx dy dz. \quad (10.12)$$

Ықтималдық тығыздығы

$$\rho_\omega = \frac{d\omega}{dV} = |\Psi|^2. \quad (10.13)$$

Бұл өрнек кеңістіктің берілген dV көлемде бөлшектің бар болу ықтималдылығын анықтайды. Сондықтан толқындық функция модулінің квадраты, мұндағы $\psi^* - \Psi$ толқындық функцияның комплексті түйіндес функциясы. Ол кеңістіктің берілген нүктесіндегі бөлшектің табылу ықтималдығын көрсетеді. Басқаша айтқанда $|\Psi|^2$ шамасы де-Бройль толқынының интенсивтігін анықтайды. Анықтама бойынша толқындық функция келесі шартты қанағаттандыруы керек

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\Psi|^2 dx dy dz = 1, \quad (10.14)$$

мұндағы үштік интеграл $-\infty$ тен $+\infty$ ке дейінгі барлық кеңістік бойынша есептеледі. (10.14) өрнек бөлшектің шексіз кеңістіктегі қандай да бір элементар көлемде dV табылатындығын көрсетеді және оның ықтималдығы бірге тең шама болуы керек. (10.14) өрнегін толқындық функцияның *нормалау шарты* немесе *ықтималдықты нормалау шарты* деп атайды. Бөлшектер қасиеттерінің корпускулалы-толқындық екіжақтылығы және $\Psi(x, y, z, t)$ толқындық функцияның ықтималдылық мәні кеңістіктегі бөлшектің күйін анықтау микродүниедегі классикалық физика заңдарының қолданымдылық шекарасы туралы мәселені талдауға бізді жетелейді. Оптика бойынша оқылатын дәрістерде монохромат толқындар алу мүмкіндігін қарастыра отырып, электромагнитті толқындардың атомдармен сәулелену сипаттамасын талқыладық.

Атомдардың сәулелену импульсін әртүрлі амплитудалары да, жиіліктері де және фазалары да әртүрлі гармониялық тербелістердің жиынтығы түрінде деп көрсетуге болады. Тәжірибеден белгілі болғандай импульста құралатын $\Delta\omega$ жиілік интервалының ені, атомның импульстік сәулелену ұзақтығына кері пропорционал болады, яғни

$$\Delta\omega \geq \frac{1}{\tau}. \quad (10.15)$$

Импульстік сәулелену ұзақтығының τ импульстік сызықтық мөлшерімен Δx

байланысы $\Delta x = c \cdot \tau$ қатысы арқылы беріледі, бұдан $\tau = \frac{\Delta x}{c}$. Сонымен бірге

$$\Delta\omega = \frac{2\pi\Delta\nu \cdot c}{c} = \frac{2\pi c}{\Delta\lambda} = \Delta k \cdot c$$

ескеріп (10.15)-ті түрлендіреміз

$$\frac{\Delta k \cdot c \cdot \Delta x}{c} \geq 1. \quad (10.16)$$

$p_x = \hbar k$ -ты пайдаланып Δk -ны Δp_x -ға ауыстырсақ, $\Delta k = \frac{\Delta p_x}{\hbar}$

Соңында алатынымыз:

$$\begin{aligned} \Delta p_x \cdot \Delta x &\geq \hbar, \\ \Delta p_y \cdot \Delta y &\geq \hbar, \\ \Delta p_z \cdot \Delta z &\geq \hbar. \end{aligned} \quad (10.17)$$

(10.17) қатынасы Гейзенбергтің анықталмағандық қатынастары деп аталады. Гейзенбергтің анықталмағандық қатынастары кванттық механиканың құрылуында шешуші рөл атқарады.

Гейзенбергтің анықталмағандық қатынастарының мәнін талдайық. Толқындық функция модулінің квадраты $|\Psi|^2 = 0$ Δx -тан басқа барлық жерде орындалатын болсын. Егер импульс анықтамасы барысында анықталмағандық нөлге тең болса, $\Delta p_x = 0$, яғни берілген жылдамдықтағы электрон қозғалысы дәл белгілі, онда (10.17)-тен $\Delta x = \infty$ шығады. Бұл кезде $|\Psi|^2 = const$ және ықтималдығы бөлшек кеңістіктің кез келген нүктесінде бола алады. Және керісінше, егер кеңістіктің $\Delta x = 0$ белгілі нүктесінде электрон тұрса, онда $\Delta p_x = \infty$, яғни оның жылдамдығы және импульсі 0-ден ∞ -ке дейінгі кез келген мәндерді қабылдауы мүмкін. Бөлшек массасының артуымен бөлшек күйін анықтаудағы анықталмағандық және оның импульсі артады және макробөлшектердің қозғалуы кезінде бұл анықталмағандық тіптен есепке алынбауы мүмкін. Гейзенбергтің (10.17) анықталмағандық қатынастарынан

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar. \quad (10.18)$$

шығады. Гейзенбергтің анықталмағандық қатынастары атомдағы электрон қозғалысын жаңаша қарастырады. Ол бойынша белгілі траектория бойынша қозғалатын атомдағы электрон қозғалысының дәл жылдамдығы туралы айтуға болмайды. Атомдағы электрон ядроны қоршайтын шар қабатында кейбір ықтималдықпен тұруы мүмкін, бұл кезде электрон энергиясын анықтаудағы қателік ΔE шамасына тең болады. Сонымен, макробөлшектердің қозғалысын сипаттау кезінде траектория түсінігі өзінің мәнін жоғалтады, өйткені кеңістіктегі орны белгілі ықтималдықпен анықталған макробөлшектің импульсі немесе жылдамдығы тек қандай да бір қателікпен анықталуы мүмкін.

Кіші өлшемді жүйелер физикасы – нанотехнологияның іргелі негізі.

Кез келген дененің көлемі үш өлшемді кеңістікте анықталады. Шала өткізгіштердегі электронның толқын ұзындығы шамамен 100 нм-ге тең. Сондықтан осындай масштабтарда электронның толқындық табиғаты (қасиеті) байқалады, ал бұл жағдайда электронның заряд тасымалдаушылар қозғалысын кванттық механика заңдылықтары арқылы анықтауымыз керек. Заттар ішіндегі

кеңістік масштабы 1:100 нм болғандықтан, электр зарядын тасымалдаушылардың қозғалысы шектеулі болады. Көрсетілген аралықта (диапазонда) 1:100 нм бір немесе бірнеше нысандар өлшемдерін анықтау үшін кванттық-механикалық процестер мен құбылыстар қарастырылады және олардың макроқұрылымдары мен жүйелерден ерекше айырмашылығы бар, олар өлшемдері өте кіші нанокұрылымдар класын құрайды. Соңғы 10-15 жылдар ішінде нанокұрылымдардағы физикалық құбылыстарды зерттейтін **кіші өлшемдер жүйесі физикасы** деп аталатын жаңа бағыт пайда болды. Кіші өлшемді жүйелер физикасы кванттық жіптер (нить) және кванттық нүктелер қасиеттерін зерттейді.

Егер заттағы электронның қозғалысы тек бір бағытпен шектелсе, мұндай нысан кванттық шұңқыр деп аталады, ал электр зарядын тасымалдаушы бөлшектер екі өлшемді деп есептеледі. Заряд қозғалысы екі бағытпен шектелсе, онда бірөлшемді кванттық жіп пайда болады, ал заряд қозғалысы үш бағытта шектелсе, өлшемсіз (ұзындық бойынша) кванттық нүкте құралады. Нанокұрылым нысандарына тиісті барлық табиғи және жасанды жүйелер осы аталған кванттық шұңқыр, жіп немесе нүктеге байланысты болады. Сондықтан кіші өлшемді жүйелер физикасы нанотехнология деп аталатын процестер мен құбылыстардың іргелі негізін құрайды. Ресейде нанотехнология бағытында мамандар дайындауға ерекше көңіл бөлінгенін атап өтуіміз керек. Бұл бағыттағы ғылыми кеңесті кіші өлшемді жүйелер физикасына зор үлес қосқан Нобель сыйлығының иегері академик Ж.И. Алферов басқарады.

Сонымен, «нанотехнология» атом, молекула өлшемдерінде болатын материалдарды жасау және пайдалану, нанометрлік масштабтағы құрылымдар мен жүйелерді зерттейді. Нанотехнология осындай нысандармен жұмыс істеу қабілетін, олардан (атомдардан) күрделі молекулалық заттарды жасау жолдарын қарастырады. Атом-молекулалық элементтерді пайдалану арқылы жасанды түрде өте майда жаңа құрылымдарды жасау көзделеді. Бұл құрылымдар жаңа физикалық, химиялық және биологиялық қасиеттерге ие болып, жаңа құбылыстарды зерттеуге мүмкіншілік туады. Осыған байланысты бірқатар елдерде наноғылым, нанотехнология түсініктері (терминдері) пайда болды (наноғылым өте кіші масштабтардағы наноматериалға байланысты құбылыстар мен қасиеттерді терең түрде зерттейді, нанотехнология жаңа құрылымдарды жасаумен, ал наноинженерлік оларды тиімді пайдалану жолдарымен айналысады).

Соңғы жылдардағы зерттеулер ғылым мен техниканың әртүрлі салаларында нанокұрылымдарды пайдаланудың өте зор мәні бар екендігін көрсетті (физика, химия, материалтану, биология және т.б.). Мысалы, көміртекті нанотүтіктер болатқа қарағанда 9-10 есе төзімді (қаттылығы) екендігі, нанобөлшектердің рак клеткаларына кіріп оларды жоятындығы, кейбір нанокұрылымдардың электрондық есептеу машиналарының жұмыс істеу жылдамдығын миллион есе арттыратындығы және т.б. құбылыстар анықталды. Табиғи нысандар мен тірі организмдердің құрылысы және қызметі туралы біздің біліміміздің молекулалық деңгейде тереңдеуі нәтижесінде наноөлшемді

құрылымдағы жасанды материалдарды жасау және пайдалану бағытында жалпы заңдылықтарды анықтауымыз қажет болды.

Шын мәнінде табиғаттағы барлық материалдар мен жүйелер нанонысандардан тұрады. Табиғат заттардың, құбылыстар мен процестердің негізгі сипаттамаларын молекулалық деңгейде, наноөлшемдерде «бағдарламалап» қойған болып шығады. «Нанотехнологиялық әдіс нысандар қасиетін молекулалық деңгейде белгілі-бір бағыттауға, негізгі параметрлерді анықтау және реттеуге мүмкіншілік береді.

Нанометрлік масштабта заттардың қасиеттерінің ерекшелігін және онымен байланысты жаңа физикалық құбылыстар нанонысандар өлшемдерінің жай материалдар атомдары мен молекулаларымен шамалас екендігінен келіп шығады. Осы тұрғыдан нанокұрылымдарды заттардың ерекше фазалық күйі деп те қарастыруға болады. Нанометрлік аралықтағы құрылым элементтерінен пайда болған заттар мен материалдардың қасиеттері көлемдік фазада анықталмайды. Олардың сипаттамаларының өзгеруі құрылым элементтері өлшемінің кішіреюіне ғана емес, кванттық-механикалық эффекттердің әсеріне, тасымалдау процесінің толқындық табиғатына және шекаралық беттік процесстерге де тәуелді болады. Нанокұрылымдардың өлшемдері мен пішінін басқару арқылы, кәдімгі материалдар сипаттамаларына мүлде ұқсамайтын, жаңа функционалдық сипаттамалар енгізуге болады. Бұл нанокұрылымдарға қазіргі кезде белгілі көміртекті нанотүтікшелерді, белоктарды, ДНК және үй температурасында жұмыс істейтін «бірэлектрондық» транзисторды жатқызуға болады. Егер ғалымдар нанокұрылымдардың және осындай нысандардың қасиеттерін анықтайтын заңдылықтар мен принциптерін толық игерсе ғылым мен техникада өте үлкен жаңалықтар пайда болар еді.

Нанотехнология материалдар мен жүйелерге жаңа қасиеттер мен сапа беруі нәтижесінде тіршіліктің барлық саласында (компьютерлік техника, емдеу техникалық жетістіктер және т.б.) өте үлкен жетістіктерге жетуге мүмкіншілік тудырады.

11 Дәріс №10. Шредингердің жалпы және стационар тендеулері. Бір өлшемді потенциалдық шұңқырдағы бөлшек.

11.1 Шредингердің жалпы және стационар тендеулері. Бір өлшемді потенциалдық шұңқырдағы бөлшек. Бөлшектің потенциалдық тосқауыл арқылы өтуі (Туннельдік эффект)

Кванттық механикадағы бөлшектің күйін, координат пен уақытқа тәуелді $\Psi(x,y,z,t)$ толқындық функцияның берілуі бойынша анықталатындығын өткен дәрістерде біз түсіндірген болатынбыз. Сондықтан, кванттық механикадағы толқындық функцияның түрін іздеу үшін, классикалық механикадағы Ньютонның қозғалыс тендеуі сияқты тендеуді алу керек. Мұндай тендеуді 1926 жылы Э.Шредингер тапты. Шредингер тендеуі қорытылмайды, ол белгілі тәжірибелік фактілер негізінде постулаттандырылады және оның растығы

теориялық есептер мен тәжірибелік мәліметтердің сәйкес келуімен дәлелденеді. Жалпы жағдайда Шредингер теңдеуінің түрі

$$-\frac{\hbar}{i} \cdot \frac{d\Psi}{dt} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta\Psi + U(x, y, z, t) \cdot \Psi, \quad (11.1)$$

мұндағы m – бөлшектің массасы, $\hbar = h/2\pi = 1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – 2π -ге бөлінген Планк тұрақтысы, $i = \sqrt{-1}$ – жорамал сан, $\Psi(x, y, z, t)$ – толқындық функция, $U(x, y, z, t)$ – күштік өрістегі бөлшектің потенциалдық энергиясы,

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \text{ – Лаплас операторы.}$$

(11.1) теңдеуі $v \ll c$ жылдамдықпен (c – вакуумдағы жарық жылдамдығы) қозғалатын кез-келген микробөлшек үшін орынды. Шредингер теңдеуі $\Psi(x, y, z, t)$ толқындық функциясына қосымша шарттар қояды:

1. $\Psi(x, y, z, t)$ толқындық функциясы шекті, үздіксіз және бірмәнді болуы қажет;
2. $\Psi(x, y, z, t)$ толқындық функциясы $\frac{\partial\Psi}{\partial x}, \frac{\partial\Psi}{\partial y}, \frac{\partial\Psi}{\partial z}, \frac{\partial\Psi}{\partial t}$ үздіксіз дербес туындыларға ие болуы керек;

3. $\Psi(x, y, z, t)$ функциясы интегралдануы керек, яғни $\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\Psi|^2 dx dy dz$ интегралы шекті болуы қажет.

(11.1) Шредингер теңдеуі жалпы жағдай үшін шешілмейді. Бірақ, бұл теңдеудегі потенциалдық энергия уақытқа тәуелсіз, яғни бөлшек қозғалатын күштік өріс стационарлы болатын есептер үшін қысқартуға болады. Бұл жағдайда $\Psi(x, y, z, t)$ толқындық функцияны екі толқындық функцияның көбейтіндісі ретінде жіктейміз: $\psi(x, y, z)$ – тек координатқа тәуелді және $\varphi(t)$ – тек уақытқа тәуелді:

$$\Psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) \cdot \varphi(t) \quad (11.2)$$

(11.2) өрнегін (11.1) Шредингер теңдеуіне қойып, мынаны аламыз

$$-\frac{\hbar}{i} \psi \cdot \frac{d\varphi}{dt} = -\frac{\hbar^2}{2m} \varphi \Delta\psi + U(x, y, z) \psi \cdot \varphi$$

Соңғы теңдеудің оң және сол жағын $\psi \cdot \varphi$ көбейтіндісіне бөлеміз:

$$\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{1}{\psi} \cdot \Delta\psi - U(x, y, z) = \frac{\hbar}{i} \cdot \frac{1}{\varphi} \cdot \frac{d\varphi}{dt} \quad (11.3)$$

Теңдеудің сол жақ бөлігі тек координатқа, ал оң жақ бөлігі тек уақытқа тәуелді болғандықтан, бұл теңдіктің әр жағы жеке-жеке тұрақты бір шамаға тең болған жағдайда ғана орындалады. Ол тұрақты шама энергияның өлшемін иемденуі керек және $U(x, y, z)$ потенциалдық энергиясы бар күштік өрістегі қозғалатын бөлшектің толық энергиясы болуы керек, яғни $-E$. Осыдан екі теңдеу аламыз: біріншісі тек уақытқа тәуелді

$$\frac{\hbar}{i} \cdot \frac{1}{\varphi} \cdot \frac{d\varphi}{dt} = -E, \quad (11.4)$$

екіншісі тек координатқа тәуелді (Шредингердің стационарлы теңдеуі)

$$\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{1}{\psi} \Delta\psi - U(x, y, z) = -E$$

мұны келесі түрде жазуға болады:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U)\psi = 0 \quad (11.5)$$

Шредингердің стационарлық теңдеуі (11.5) кез келген $U(x, y, z)$ үшін шешіле бермейді, бірақ кейбір дербес жағдайларда бұл теңдеудің шешімін табуға болады. Берілген $U(x, y, z)$ үшін Шредингер теңдеуін қанағаттандыратын толқындық функциялар меншікті функциялар деп, ал осы кездегі Шредингер теңдеуінің шешімі табылатын E -нің мәндері энергияның меншікті мәндері деп аталады. Айнымалы шамаларды бөле отырып (11.4) теңдеуін интегралдауға болады

$$\frac{d\varphi}{\varphi} = -\frac{i}{\hbar} E \cdot dt \quad \Rightarrow \quad \ln\varphi = -\frac{i}{\hbar} Et + \ln\varphi_0$$

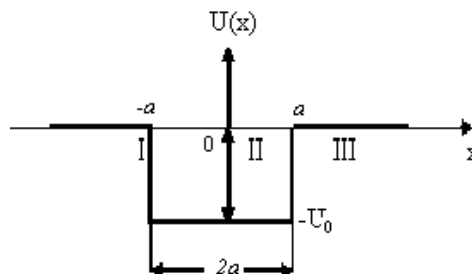
Соңғы теңдеуден (11.4) теңдеуді қанағаттандыратын толқындық функцияны аламыз

$$\varphi = \varphi_0 e^{-\frac{i}{\hbar} Et}, \quad (11.6)$$

мұндағы φ_0 – φ функциясының амплитудалық мәні.

Бір өлшемді потенциалдық шұңқырдағы электронның қозғалысы туралы есепті қарастырып көрейік. Потенциалдық шұңқыр деп 11.1-суретте көрсетілгендей түрі бар, $U(x)$ -тың x -қа тәуелділігін айтады.

Мұндай қозғалыстың, мысалы ретінде металл ішіндегі электрондардың қозғалысын қарастыруға болады. Бұл жағдайда металл сыртындағы электронның потенциалдық энергиясы нөлге тең. (11.1-суреттегі I және III аймақтар – шұңқыр сырты $|x| > a$, $U=0$), ал металл ішіндегі потенциалы теріс мәнге ие және электронның металдан шығу жұмысына тең (11.1 суреттегі II аймақ, шұңқыр іші, $|x| < a$, $U=-U_0$).



11.1 сурет - Бірөлшемді потенциалдық шұңқыр.

Потенциалдық шұңқырдың ені 2a. Электрон қозғалысы бір өлшемді болғандықтан (OX осі бойымен), толқындық функция тек x осіне тәуелді болады

және Лаплас операторының түрі $\Delta = \frac{d^2}{dx^2}$. $E < 0$ екенін ескеріп, Шредингер теңдеуін I, III аймақтар және II аймақ үшін мына түрде жазамыз:

$$\text{I және III:} \quad -\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{d^2\psi}{dx^2} = E\psi, \quad (11.7)$$

$$\text{II:} \quad -\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{d^2\psi}{dx^2} = (E - U_0)\psi. \quad (11.8)$$

(11.7) теңдеуін келесі түрде жазайық

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}|E|\psi = 0 \quad \text{және} \quad \frac{2m}{\hbar^2}|E| = \chi^2 > 0 \quad (11.9)$$

деп белгілейік. Олай болса I және III аймақтар үшін Шредингер теңдеуі мына түрге келеді

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \chi^2\psi = 0. \quad (11.10)$$

Бұл теңдеудің шешуі келесі түрдегі толқындық функция болып табылады:

$$\psi(x) = Ae^{\chi x} + Be^{-\chi x}, |x| > a. \quad (11.11)$$

$\psi(x)$ функциясы шекті функция, олай болса $x = \pm\infty$ мәндерінде $\psi(x)$ шекті болуы үшін $A=B=0$ болуы керек, яғни I- және III- аймақтар үшін $\psi(x)=0$. Олай болса $|\psi|^2=0$, ал мұның мағынасы I- және III- аймақтардағы электронды байқау ықтималдығы нөлге тең екенін білдіреді.

Енді потенциалдық шұңқыр ішіндегі (II аймақ) электрон қозғалысын қарастырайық. Ол үшін (11.8) теңдеуін мына түрде жазайық

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(|E| - U_0)\psi = 0, \quad |x| < a, \quad (11.12)$$

мұндағы

$$k^2 = \frac{2m}{\hbar^2}(|E| - U_0). \quad (11.13)$$

II аймақ үшін Шредингер теңдеуін аламыз, $|x| < a$

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + k^2\psi = 0. \quad (11.14)$$

Бұл (11.14) теңдеуінің шешімі келесі түрдегі толқындық функция болады

$$\psi(x) = C \cos kx + D \sin kx, \quad (11.15)$$

мұндағы C және D – шекаралық шарттардан анықталатын тұрақты коэффициенттер. Толқындық функция үздіксіз болуы керек, сондықтан I және II аймақтар шекарасы үшін

$\psi_I(-a) = \psi_{II}(-a)$ шарты орындалуы керек, ал II және III аймақтар шекарасы

үшін $\psi_{II}(a)=\psi_{III}(a)$ шарты орындалуы керек. Толқындық функцияның үздіксіз шарттарынан потенциалдық шұңқырдың шекарасында келесі шарттар шығады

$$\begin{aligned} C \cos ka - D \sin ka &= 0 \\ C \cos ka + D \sin ka &= 0 \end{aligned} \quad (11.16)$$

Алынған (11.16) теңдеулерін мүшелеп қосып $\cos ka=0$ аламыз, ал бұл $k_n a = \left(n + \frac{1}{2}\right)\pi$ кезінде орындалады, мұндағы $n=0,1,2,\dots$. Толқындық сан $k_n = 2\pi/\lambda_n$ деп есептеп, мына теңдеуді аламыз:

$$\lambda_n = \frac{2a}{n + \frac{1}{2}} \quad (11.17)$$

Бұл, потенциалдық шұңқырдың еніне де-Бройльдың жарты толқын ұзындығының тақ саны келетіндігін көрсетеді. Табылған k_n мәнін (11.13)-ке қойып, мынаны аламыз;

$$|E| = U_0 + \frac{\hbar^2 \left(n + \frac{1}{2}\right)^2 \pi^2}{2ma^2} \quad (11.18)$$

Соңғы өрнек, потенциалдық шұңқырдағы электрон n бүтін санына байланысты энергияның дискретті мәндерін қабылдауы мүмкін деген қортындыға келтіреді және энергияның кез келген мәндеріне ие болуы мүмкін емес. Басқаша айтқанда, потенциалдық шұңқырдағы электрон, классикалық физикадағы көз-қарастан бөлек, дискретті энергетикалық күйлерде болады.

(11.16) теңдеуді мүшелеп алып, $\sin ka=0$, яғни $k_n a = n\pi$ аламыз. Соңғы өрнектен

$$\lambda_n = \frac{2a}{n} \quad (11.19)$$

Бұл өрнектен, потенциалдық шұңқырдың еніне толқын ұзындығының бүтін саны дәл келетіндігін көрсетеді. (11.13) теңдеуін ескеріп, потенциалдық шұңқырдағы электрон энергиясы үшін мынаны табамыз:

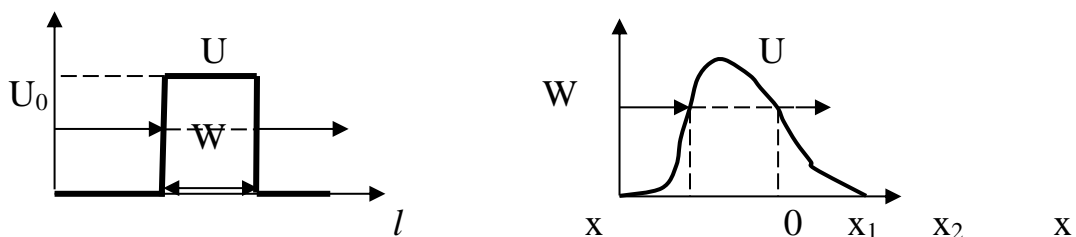
$$|E| = U_0 + \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2ma^2} \quad (11.20)$$

Бұл жағдайда да (11.18) сияқты энергия дискретті мәндерді қабылдайды. Алынған Шредингер теңдеуінің шешімі арқылы потенциалдық шұңқырдағы электрон үшін мынадай қортынды шығаруға болады: потенциалдық шұңқырдағы электронның энергиясы мен де-Бройль толқын ұзындығы кез келген мәндерді қабылдамайды, олар тек қатаң түрде дискретті мәндерді қабылдайды.

Берілген есепті қарастыру кезінде потенциалдық шұңқырдың шекарасында толқындық функция нөлге тең болады деп есептедік. Шын мәнінде, потенциалдық шұңқыр шекарасындағы электронның де-Бройль толқыны өзін әртүрлі сыну көрсеткіштері бар екі ортаның шекарасындағы электромагниттік

толқындар сияқты сезінеді. Электромагниттік толқындар екінші ортаға өту шекарасында біршама шағылатындығы және сынатындығы белгілі. Потенциалдық шұңқыр шекарасындағы де-Бройль толқыны да өзін сол сияқты сезінеді, яғни потенциалдық шұңқыр шекарасының сыртында электронды байқаудың белгілі ықтималдығы болады.

Бөлшектің потенциалдық тосқауыл арқылы өтуін қарастырайық. Кванттық механика бөлшектердің потенциалдық тосқауыл (кедергілер) арқылы өтуін қарастырғанда тіпті жаңа қортындыларға келді. 11.2 және 11.3-суреттерде көрсетілгендей, электронның потенциалдық энергиясының тәуелділігін *потенциалдық тосқауыл* деп атайды. Мұндай потенциалдық өрістегі электрон қозғалысын сипаттау үшін, потенциалдық тосқауылдың мөлдірлігі (мөлдірлік коэффициент) D деген ұғым енгізіледі, өйткені энергиясы потенциалдық тосқауылдың биіктігінен кем кейбір электрондардың потенциалдық тосқауыл арқылы өту ықтималдығы бар. Кванттық механикада потенциалдық



11.2, 11.3 сурет - Электронның потенциалдық тосқауылдардан өтудегі энергиясының U координатқа x тәуелділігі.

тосқауылдың мөлдірлігі деп потенциалдық тосқауыл арқылы де-Бройль толқынының өту ықтималдығы қарастырылады. Де-Бройль толқынының потенциалдық тосқауылдан шағылу коэффициенті R (немесе жұту коэффициенті), $R=1-D$ шағылу ықтималдығымен сипатталады. Потенциалдық тосқауылдың мөлдірлігі оның пішіні мен биіктігіне байланысты. Бір өлшемді потенциалдық тосқауыл арқылы өтетін электронның қозғалысы үшін Шредингер теңдеуін шешу жолдарын қарастырмай-ақ, оның қортындыларына тоқталайық.

Биіктігі U_0 , ені l болатын тікбұрышты потенциалдық тосқауылдың жағдайында мөлдірлік коэффициенті

$$D = D_0 e^{-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)} \cdot l}, \quad (11.21)$$

мұндағы m – электрон массасы, E – электрон энергиясы.

Тосқауылдың кез келген түрі (пішіні) үшін мөлдірлік коэффициентінің өрнегін мына формуламен есептеуге болады:

$$D = D_0 e^{-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m[U(x) - E]} dx}, \quad (11.22)$$

мұндағы x_1 және x_2 – потенциалдық тосқауылдың бастапқы және соңғы координаттары, D_0 – бірге жақын келетін тұрақты коэффициент.

Классикалық механика көзқарасы тұрғысынан бөлшектің толық энергиясы

Е потенциалдық тосқауылдың биіктігінен кем болған жағдайда бөлшек тосқауылдың екінші бетіне өте алмайды, яғни $D=0$. Ал, Шредингер теңдеуінен шығатын қорытындыға байланысты бөлшектің толық энергиясы E потенциалдық тосқауылдың биіктігінен (потенциалдық энергиясынан) кем болған жағдайдың өзінде, бөлшек тосқауылдың екінші бетіне өту ықтималдығына ие. Мұндай жағдайды, яғни бөлшектердің потенциалдық тосқауылдан өту құбылысы *туннельдік эффект* деп аталады. Тосқауылдың мөлдірлік коэффициенті аса аз болмаған жағдайлар үшін туннельдік эффектiнiң алатын орны зор. Бұл, әсіресе потенциалдық тосқауылдың өлшемі атом өлшеміне сәйкес келгенде іске асады.

Бөлшектердің потенциалдық тосқауылдан тікелей өтуі радиоактивті α -ыдырауы құбылысында және суық эмиссия құбылысында өзінің тәжірибелік дәлелдемелерін тапты.

12 Дәріс №12. Сутегі атомы. Сутегі атомы үшін Шредингер теңдеуі.

12.1 Сутегі тектес атомдар. Энергетикалық деңгейлер. Күрделі атомдардағы деңгейлер ені.

12.2 Паули принципі. Сутегі молекуласы. Екі атомды молекуланың электронды термдері.

Табиғаттағы атомдар әртүрлі энергиялық күйлерде тұрған электрондардың санымен ажыратылады. Сондықтан, кез келген атомның қасиетін бір ғана модель жәрдемімен сипаттау мүмкін емес, дегенмен атомдардың кейбір жалпы қасиеттерін байқау толығымен мүмкін. Алдымен, кванттық-механика көзқарасы тұрғысынан қарапайым сутегі атомын қарастырайық.

Кванттық-механика тұрғысынан сутегі атомын, протонның (ядроның) потенциалды өрісіндегі электронның қозғалысын қарастырылатын есепке келтіреміз. Сутегі атомындағы электронның потенциалдық энергиясы мына өрнекпен сипатталады:

$$U(r) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (12.1)$$

Бұл мәнді (11.5) өрнекке қойсақ, онда сутегі атомындағы электронның күйі үшін Шредингердің стационарлы теңдеуі мына түрде жазылады:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \psi = 0. \quad (12.2)$$

Электрон массасы ядро массасынан көп кіші болғандықтан, есепті қозғалмайтын ядроға қатысты электрон қозғалысы ретінде қарастырып және қозғалыс орталық сфералық симметриялы өрісте өтетіндіктен, сфералық координат жүйесін (r, θ, φ) пайдалану дұрыс болады:

$$\left. \begin{aligned} x &= r \cdot \sin \theta \cdot \cos \varphi \\ y &= r \cdot \sin \theta \cdot \sin \varphi \\ z &= r \cdot \cos \theta \end{aligned} \right\}$$

өрнегін пайдаланып, сфералық координаттардағы Шредингер теңдеуін жазайық

$$\Delta_{r,\theta,\varphi} \psi(r, \theta, \varphi) + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \psi(r, \theta, \varphi) = 0. \quad (12.3)$$

Бұл теңдеуді шешу жолдары жалпы физика курсына қарастырылмайды, бірақ біз сутегі атомындағы электрон қозғалысын талдау үшін теңдеуді шешу барысында алынған нәтижелерді пайдаланамыз.

(12.3) Шредингер теңдеуін шешу барысында алынған маңызды нәтижелердің алғашқысы сутегі атомындағы электронның импульс моментінің квантталуы

$$L_\ell = \hbar \sqrt{\ell(\ell + 1)}, \quad (12.4)$$

мұндағы $l=0,1,2,\dots,(n-1)$ – орбиталық кванттық сан деп аталады. (12.3) теңдеуінен шығатын келесі маңызды нәтиже электронның толық энергиясы квантталады және оның мәндері

$$E = - \frac{me^4}{32\pi^2 \hbar^2 \epsilon_0^2 (n_r + \ell + 1)^2} \quad (12.5)$$

өрнегімен анықталады, мұндағы n_r -радиалды кванттық сан.

Бор теориясынан алынған сутегі атомындағы электронның толық энергиясына арналған өрнек:

$$E = - \frac{me^4}{32\pi^2 \hbar^2 \epsilon_0^2 n^2}, \quad (12.6)$$

(мұндағы $n=1,2,3,\dots$, бас кванттық сан). Бұл өрнекті (12.5) теңдеуімен салыстырсақ, онда $n = n_r + \ell + 1$ болады.

Сутегі атомындағы электронның энергетикалық деңгейлері тек ғана бас кванттық санға (n) тәуелді болады.

(12.6) теңдеуден берілген n -ге сәйкес келетін l -дің үлкен мәніне $l_{max}=n-1$ ($n_r=0$ болғанда). Сондықтан, n -нің берілген мәні үшін орбиталық кванттық сан келесі мәндерді қабылдайды:

$$\ell = 0, 1, 2, 3, \dots, (n - 1). \quad (12.7)$$

Орбиталық кванттық санның әртүрлі мәндеріне сәйкес келетін электрон күйлерін келесі түрде белгілеу қабылданған:

$$\begin{aligned} l = 0 & - \text{S- күйі,} \\ l = 1 & - \text{p- күйі,} \\ l = 2 & - \text{d- күйі,} \end{aligned}$$

және т.б. (реті бойынша латын алфавитінің әріптерімен белгіленеді).

$n=1$ және $l=0$ (S-күйі) кезіндегі сутегі атомындағы электронның негізгі күйін қарастырайық. Сутегі атомындағы электронның бұл күйі сфералық-симметриялы, яғни толқындық функция тек r координатына ғана тәуелді. S-күйі

үшін Шредингер теңдеуі мына түрде жазылады:

$$\frac{d^2\psi}{dr^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{d\psi}{dr} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E_1 + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \psi = 0, \quad (12.8)$$

мұндағы E_1 – сутегі атомындағы электронның негізгі күйінің энергиясы. Бұл теңдеудің шешімі мына түрде ізделеді:

$$\psi = C \cdot e^{-\frac{r}{a_0}}, \quad (12.9)$$

мұндағы C және a_0 – тұрақты шамалар.

(12.9) толқындық функциясынан бірінші және екінші ретті туындыларын алып, (12.8) теңдеуге қойып, мынаны аламыз:

$$\frac{\hbar^2}{2ma_0^2} + E_1 = \frac{\hbar^2}{ma_0 r} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (12.10)$$

Соңғы теңдеудің сол жақ бөлігі r -ға тәуелді емес, сондықтан теңдеуді қанағаттандыру үшін, теңдеудің сол жағы да, оң жағы да нөлге тең болу керек, яғни

$$\left. \begin{aligned} E_1 &= -\frac{\hbar^2}{2ma_0^2} \\ \frac{\hbar^2}{ma_0} &= \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \end{aligned} \right\} \quad (12.11)$$

(12.11) теңдеудің екіншісінен мына шама шығады:

$$a_0 = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{me^2}. \quad (12.12)$$

(12.12) теңдеуден бұл a_0 өрнегі бор орбитасының бірінші r_1 радиусы үшін жазылған өрнекпен дәл келетіндігі көрінеді. (12.11) теңдеудің біріншісінен сутегі атомының негізгі күйі үшін ($n=1$) энергиясы алынады:

$$E_1 = -\frac{me^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2}. \quad (12.13)$$

Ядродан r -ден $r+dr$ -ге дейінгі қашықтықтағы көлемі $dV=4\pi r^2 dr$ болатын шар қабатындағы электронның бар болу ықтималдығы:

$$d\omega = |\psi|^2 dV = |\psi|^2 \cdot 4\pi r^2 \cdot dr. \quad (12.14)$$

Соңғы өрнекке (12.9) толқындық функцияны қойып мынаны аламыз:

$$d\omega = C^2 e^{-\frac{2r}{a_0}} \cdot 4\pi r^2 \cdot dr. \quad (12.15)$$

Ядродан электронға дейінгі ең ықтимал қашықтықты $r_{\text{ықт}}$ $f(r)=d\omega/dr$ функциясын экстремумге зерттеу арқылы табамыз. Яғни $C^2 4\pi r_{\text{ықт}}^2 \exp(-\frac{2r_{\text{ықт}}}{a_0}) = 0$

\Rightarrow ең ықтимал қашықтық $r_{\text{ықт}}=a_0$ болады. Бұдан мынадай маңызды қорытынды шығады: Бор орбиталары классикалық траекториялар болып табылмайды, ол үлкен ықтималдықпен электронның бар болуы мүмкін болатын нүктелердің

геометриялық орны болып табылады (12.1 сурет).

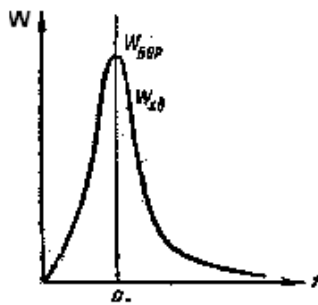
(12.6) Шредингер теңдеуінің шешімі (12.4) өрнекке сәйкес импульс моменті векторының модулі \hbar -қа еселі болатын белгілі дискретті мәндерді ғана қабылдауы мүмкін деген тұжырымдамаға келтіреді. Электронның импульс моменті векторының кеңістіктегі бағдарлануы туралы сұрақтың тууы табиғи мәселе.

Электромагнетизм курсына, атомдағы электронның орбиталық импульс моменті мен оған сәйкес орбиталық магнит моменті арасында мынадай байланыс бар екендігі көрсетілген

$$\vec{p}_m = -g_\ell \cdot \vec{L}_\ell, \quad (12.16)$$

мұндағы $g_\ell = \frac{e}{2m_\ell}$ – орбиталық гиромангниттік қатынас. \vec{p}_m мен \vec{L}_ℓ

векторларының кеңістіктегі бағыттарын көрсету үшін оларды салыстыратын бағытты көрсету қажет. Мұндай бағыт ретінде сыртқы магнит өрісі бағытын қабылдаймыз.

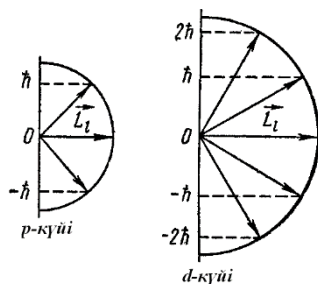


12.1 сурет - Электронның жоғары ықтималдықта табылуы.

Бор теориясында орбиталық импульс моменті \vec{L}_ℓ мен оған сәйкес орбиталық магнит моменті сыртқы магнит өрісі бағытына қатысты кез келген бағытты қабылдауы мүмкін. Бірақ кванттық механикада электронның импульс моментінің векторы \vec{L}_ℓ сыртқы магнит өрісінің Z бағытына проекциясы \hbar -қа еселі түрде болады, яғни квантталады. Сондықтан да кеңістікте белгілі бір бағыттарда қатаң бағдарланады. Бұл кеңістік квантталу деп аталатын ереже, бор орбиталарының квантталуын анықтайтын А. Зоммерфельдтің жалпы ережесінің салдары болып табылады. Олай болса,

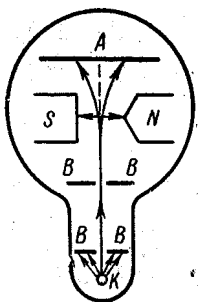
$$L_{\ell z} = m_\ell \hbar, \quad (12.17)$$

мұндағы $m_\ell = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ – орбиталық магниттік кванттық сан. Сыртқы магнит өрісіне қатысты \vec{L}_ℓ векторы кеңістікте $2l+1$ бағдарын қабылдауы мүмкін екендігі шығады. Мысал ретінде 12.2-суретте p және d күйлердегі электрондар үшін \vec{L}_ℓ векторының кеңістіктегі мүмкін болатын бағдарлары көрсетілген.



12.2 сурет - Орбиталық импульс моментінің \vec{L}_l әртүрлі күйлердегі бағдарлары.

Кеңістіктік квантталу О.Штерн және В.Герлах тәжірибелерінде орын алды. Бұл тәжірибелерде (12.3 сурет) өте жоғары температураға дейін қыздырылған К күміс шариктен



12.3 сурет - Штерн-Герлах тәжірибесі.

шамамен 100м/с орташа жылдамдықпен ұшып шыққан күміс атомдарының В диффрагмасы көмегімен жіңішке шоғырын бөліп аламыз. Шоғыр қозғалу бағытына перпендикуляр индукция градиенті dB/dz болатын өте күшті және біртекті емес магнит өрісі арқылы өтеді. Бұл жүйе күміс атомдары ауа атомдарында шашырамауы үшін, шамамен 10^{-5} мм-сын. бағанасындағы вакуумдық ортада орналастырылған. Күміс атомдары магнит өрісінен өткеннен кейін А фотопластинкасына түседі. Егер импульс моменті векторы магнит өрісіне қатысты кез келген бағыттағы бағдарды қабылдаған болса, онда фотопластинканың ортасында тұтас қараланған жолақ байқалып шетіне қарай ағара берер еді. Бірақ, әртүрлі металлдармен жүргізілген тәжірибелер фотопластинкада екі дара жолақтар беретіндігін көрсетті. Демек барлық атомдардың сыртқы магнит өрісіндегі магнит моменті векторының мүмкін болатын екі бағдары бар. Магнит өрісіндегі әрбір атомға әсер ететін күш:

$$F = P_{m_z} \cdot \frac{dB}{dz} \quad (12.18)$$

(12.4) және (12.16) теңдеулерінен

$$P_m = \frac{e\hbar}{2m} L_l = \frac{e\hbar}{2m} \sqrt{\ell(\ell+1)} = \mu_A \sqrt{\ell(\ell+1)}, \quad (12.19)$$

мұндағы $\mu_A = \frac{e\hbar}{2m} = 9,274 \cdot 10^{-24} \text{ Аэ} / \text{Оэ}$ – Бор магнетоны. Белгілі dB/dz шамасы мен магнит өрісіндегі атомдардың ауытқуы бойынша жүргізілген тәжірибелерден

табылған F күші бойынша Штерн және Герлах күміс атомының магнит моментінің проекциясы P_{mz} шамасы жағынан Бор магнетонына тең болатындығын анықтады. Алғашқы кезде, мұндай тәжірибелер Менделеев кестесінің бірінші тобында орналасқан, валенттік электроны S -күйде болатын металдар үшін жүргізілді. Бірақ S -күйде $l=0$ және $P_m=0$. Бірақ, бұл металдар үшін Штерн және Герлах тәжірибелеріндегі фотопластинкада екі дара жолақ пайда болады, бұл электронның меншікті импульс моменті болатындығын көрсетті, ол *электрон спині* L_S деп аталады және оған сәйкес келетін меншікті магнит моменті D_{m_s} -спинді магнит моментінің пайда болуы туралы көзқарасқа келтіреді. Мұндай ұйғарымдар 1925 жылы С. Гаудсмит және Г. Уленбектің көзқарастарында келтірілді. Электронның спиндік моделі туралы көзқарас, электронның меншікті осінің айналасында, зырылдауық сияқты айналуымен байланыстырылады. Бірақ мұндай көзқарас тәжірибеге қарама-қайшы келеді. Электрон Бор магнетонына тең болатын магнит моментіне ие болу үшін электронның бет нүктелеріндегі сызықтық жылдамдығы вакуумдағы 200 жарық жылдамдығына тең болуы керек. Сондықтан, электрон спинін электронның және заряд, масса және т.б. сияқты микробөлшектердің кейбір ерекше қасиеті ретінде қарастыру керек деген ұйғарымға келді. Кванттық механика, спин

$$L_S = \sqrt{S(S+1)} \cdot \hbar \quad (12.20)$$

бойынша квантталатындығын көрсетеді, мұндағы S -спиндік кванттық сан. Сыртқы магнит өрісі бағытындағы спин векторының траекториясы $2S+1$ мәндерін қабылдауы мүмкін. Бірақ Штерн және Герлах тәжірибелерінен мұндай бағдар екеу ғана болатындығы, яғни $2S+1=2$ шығады. Бұдан, $S=1/2$. Спин шамасы (12.20) өрнек бойынша мына түрде анықталады:

$$L_S = \sqrt{\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}+1\right)} \cdot \hbar = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \hbar. \quad (12.21)$$

Спин векторы кеңістікте бар болғаны екі бағдарды қабылдауы мүмкін. Орбиталық импульс моменті сияқты

$$L_{S_z} = m_s \hbar \quad (12.22)$$

қатысын жазуға болады, мұндағы $m_s = \pm 1/2$ спиндік магниттік кванттық сан деп аталады. Сонымен, атомдағы электрон күйі төрт кванттық сандармен анықталады, олар: n – бас кванттық сан, l – орбиталық кванттық сан, m_l – орбиталық магниттік кванттық сан, m_s – спиндік магниттік кванттық сан.

Үйлесімді сандардың айырылмайтындығы туралы квантты-механикалық ережені пайдаланып, В. Паули мынадай принципті тағайындады: *кез келген атомның стационар күйлерінде n , l , m_l және m_s төрт кванттық сандары бірдей екі электронның болуы мүмкін емес.* Паули принципіне сәйкес, бірдей төрт кванттық сандар жиынында тұрған электрондардың $Z(n, l, m_l, m_s)$ саны

$$Z_1(n, l, m_l, m_s) = 0 \text{ немесе } 1 \text{ болады.}$$

Бірдей үш кванттық сандар жиынындағы электрондар саны

$$Z_2(n, l, m_l) = 2 \text{ болады.}$$

яғни m_s -тек $+1/2$ және $-1/2$ екі мәнді қабылдауы мүмкін.

Бірдей екі кванттық сандар n және l күйлерінде тұрған электрондардың максимум саны

$$Z_3(n,l) = 2(2l+1).$$

Соңғы теңдеуді $l=0$ ден $l=n-1$ -ге дейінгі мәндер бойынша қоссақ, онда бас кванттық санмен n анықталатын күйлерде тұрған электрондар саны:

$$Z(n) = \sum_{\ell=0}^{\ell=n-1} 2(2\ell+1) = [2(n-1)+2]n = 2n^2 \quad (12.23)$$

12.1-кестеде n – бас және l – орбиталық кванттық сандардың берілген мәндерімен сипатталатын күйлердегі электрондардың максимум саны көрсетілген.

12.1 кесте

n	Қабат	Күйлердегі электрондардың саны					Электрондардың максимум (max) саны
		s ($l=0$)	p ($l=1$)	d ($l=2$)	f ($l=3$)	g ($l=4$)	
1	K	2	-	-	-	-	2
2	L	2	6	-	-	-	8
3	M	2	6	10	-	-	18
4	N	2	6	10	14	-	32
5	O	2	6	10	14	18	50
...							

Осы кезге дейін біз сутегі атомындағы электронның қозғалысын қарастырдық. Бірақ Менделеев кестесіндегі келесі атом үшін, мәселен екі электроны бар гелий үшін Шредингер теңдеуінің шешілуі қиындайды. Бірақ, Менделеев кестесінің бірінші тобындағы элементтер сілтілік металдар атомының ішкі қабаты электронмен толтырылған, ал сыртқы қабатында бір электрон болғандықтан есепті оңайлатуға болады. Бұл жағдайда атомды жалпы заряды ядроның заряды $+Ze$ мен оны қорашаған ішкі қабаттарда орналасқан электрондардың зарядынан $-(Z-1)e$ тұратын атомдық қалдыққа және осы жасалған қалдықтың өрісінде қозғалатын электронға (валенттік электрон) бөліп қарастыруға болады. Бұл кезде ядроның қосынды заряды және толтырылған электронды қабық, яғни атомдық қалдық бір протонның $+e$ зарядына тең болады. Егер сыртқы электрон атом қалдығынан алыс қашықтықта қозғалса (үлкен бас кванттық n сан үшін), өрісті сфералық симметриялы деп қарастырып, валенттік электрон бір зарядтың орталық өрісінде (сутегі атомының ядро өрісіндегі сияқты) қозғалады деп есептеуге болады. Мұндай элементтердің спектрлік термдері сутегі атомының спектрлік термдері сияқты болады, әрине бұл тәжірибеде дәлелденеді. Егер валенттік электрон атомдық қалдыққа жақын қозғалса, онда бұл электронның электр өрісі атомдық қалдықты деформациялайды, ол атом қалдығының поляризациялануына әкеледі. Электрон бұл жағдайда тек нүктелік зарядтың электр өрісінде ғана емес, сонымен бірге диполь өрісінде немесе зарядтың күрделі жүйелерінде қозғалады.

Бұл кезде жүйе нүктелік заряд пен дипольден құралады деп алып, атом

қалдығы валенттік электронға әсер етеді деп есептеуге болады. Жүйе орталығы нүктелік зарядпен дәл келеді, ал ось валенттік электрон арқылы өтеді деп есептеп, сілтілі атомдардың термдерін мына түрде беруге болады

$$T_{n,l} = R/(n + \sigma)^2, \quad (12.24)$$

мұндағы R – Ридберг тұрақтысы, n – бас кванттық сан, σ – орбиталық кванттық санға l тәуелді түзету.

(12.24) теңдеуден, сілтілі металдардың атомдарындағы электронның термі мен энергиясы сутегі атомдарыныкінен өзгешелігі, тек бас кванттық санға ғана емес, сонымен бірге орбиталық кванттық санға да тәуелді екенін көреміз. n бас кванттық сандардың бірдей мәндерінде сілтілі металдардың атомдары үшін энергиялық деңгейлері валенттік электрондар s -, p -, d - және тағы басқа күйлері үшін әртүрлі болады. Бұл нәтиже сілтілі металдардан басқа күрделі электронды құрылымдар үшін де солай болады. Сілтілі металдардың спектрлерін зерттеу сұрыптау ережесі $\Delta l = \pm 1$ бойынша энергиялық деңгейлердегі көшудің орындалатындығын ұқыптады. Мұндағы Δl – валенттік электронның екі күйлеріне сәйкес келетін орбиталық кванттық сандар мәндерінің айырымы.

Атомдардағы энергиялық деңгейлердің ені туралы мәселені қарастыралық. Бор көзқарасы бойынша, энергиялық деңгейлерді энергияның белгілі мәніне сәйкес келетін жіңішке сызықтар ретінде қарастыруға болады. Бұл жағдай атом қозған күйде ұзақ өмір сүре алады деген сөз. Бірақ, ол Гейзенбергтің анықталмағандық қатынастарына қайшы келеді. Қоздырылған атомның орта өмір сүру уақытын τ анықтайық. τ уақыты – қоздырылған күйдегі атомдар санының e есе кемуге кететін уақыт. Сутегінің $\lambda = 0,6562$ мкм спектрлік сызықтарының интенсивтігі бойынша атомдардың қозған күйде өмір сүру уақыты $\tau = 1,5 \cdot 10^{-8}$ с шамалас екені анықталды. Басқа атомдар үшін қозған атомның өмір сүру уақыты шамамен 10^{-8} с болатындығын көрсетті. Гейзенбергтің анықталмағандық қатынасы бойынша қозған күйдегі энергияның анықталмалдығы

$$\Delta E \geq \frac{\hbar}{\tau} \quad (12.25)$$

болады. Бұл $\Delta E = \Gamma$ атомның қозған күйдегі энергия анықталмалдығы – энергиялық деңгейлердің ені деп аталады. Сондықтан, бір энергиялық күйден екінші энергиялық күйге өткендегі атом шығаратын сәуле жиілігі қатаң монохроматты болмайды, яғни оның спектрі спектр сызықтарымен қатар сызықтарының енін анықтайтын $\Delta \nu$ жиіліктер жиынын құрайды.

Енді молекулалардың оптикалық қасиеттері мен құрылымы туралы қазіргі кванттық механикалық және молекулалардың оптикалық көзқарастар туралы мәселелерді қарастыралық. Молекулалар атомаралық және химиялық байланыстармен біріккен бірдей және әртүрлі атомдардан құралады. Молекулалар құрылымы берік болғандықтан, молекулалардың атомдарының арасында өзара әсер күштер бар, осы күштердің табиғатын талдайық. Молекуладағы атомдар арасындағы өзара байланыс ковалентті және ионды

болады.

Ковалентті байланыс классикалық электрондар қосағы (гомеополярлы байланыс) арқылы іске асады және ол атомдары бірдей молекулаларда болады. Ковалентті байланыс нейтрал атомдар арасында болады және бағытталу қасиеттерге ие болады. Ковалентті байланыс, иондалған молекулалардың байланыс күштерімен салыстырғанда өте күшті байланыс болып табылады. Паули принципі бойынша электрондық қабықшалармен толтырылған атомдар бірін-бірі тебеді, сондықтан, ковалентті байланыс қарама-қарсы спині бар екі электрон арқылы іске асады. Ковалентті байланыс қанығу қасиетіне ие, яғни әрбір атом оған жақын орналасқан сондай атоммен ғана өзара әсерлеседі. Ковалентті байланыс мысалы ретінде сутегі молекуласының атомдары арасындағы байланысты алуға болады. Атомдағы электрондардың қозғалысы сияқты, молекуладағы электрондардың қозғалысы Шредингер теңдеуін қанағаттандыратын толқындық функциямен сипатталады. Бірретті иондалған, бір электроны ғана бар сутегі атомының n_2^+ молекуласындағы электронның қозғалысын қарастырайық. Атомының A ядросындағы электронның потенциалдық энергиясы мына түрде жазылады:

$$U_A = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_A}.$$

B ядросының өрісінде -

$$U_B = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_B},$$

мұндағы r_A және r_B – электроннан A және B ядросына дейінгі қашықтық.

Ядролар арасындағы потенциалдық энергияны есептемегенде, сутегі атомының иондалған молекуласы үшін Шредингер теңдеуі

$$\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi + \left(E - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_A} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_B} \right) \psi = 0 \quad (12.26)$$

түрде жазылады.

Берілген Шредингер теңдеуінің шешімі оқылатын курстан тыс, сондықтан бұл шешімнің нәтижелерін ғана пайдаланамыз. Сутегінің иондалған молекуласындағы электрон энергиясы мына түрде жазылады:

$$E = \frac{E_a \pm A}{1 \pm S}. \quad (12.27)$$

$S = \int \psi_A \psi_B^* dV$ интегралы жабу интегралы деп аталады. Ол ψ_A және ψ_B толқындық функцияларының бірін-бірі жабуын (көлеңкелеуін) сипаттайды. E_a – иондалған сутегі молекуласының электроны мен ядроларының арасындағы кулондық әсерді сипаттайтын тұйықталған атомның негізгі күй энергиясы деп аталады, A – алмасу интегралы деп аталады, ол сутегінің иондалған молекулаласындағы A және B ядросы үшін электронның ажырамауына байланысты өзара алмасуы әсерін сипаттайды. Алмасу әсерін былай ұғынуға болады: бір атомдағы электрон уақытының бір бөлігін екінші ядроның

маңайында өткізе отырып молекуладағы атомдар арасындағы байланысты жасайды.

(12.27) өрнегіндегі «плюс» таңбасы ψ_A және ψ_B толқындық функцияларының симметриялығына сәйкес келеді, бұл жағдайда молекулалық күйлердің тұрақтылығын қамтамасыз ету үшін электрондардың спиндері антипараллель болу керек. (12.27) теңдеудегі «минус» белгісі антисимметриялы толқындық функцияға сәйкес келеді және $\psi_2 = \psi_A - \psi_B$, электрондардың спиндері параллель болу керек.

Сутегі молекуласында екі электрон бар, сондықтан оның заряд тығыздығы иондалған сутегі молекуласына қарағанда жоғары болады, бірақ өзара әсердің сипаты өзгермейді.

Иондық байланыстағы молекулалар оң және теріс иондардан құралады. Бұл иондардың молекула құруы эраттас иондар арасындағы кулондық тартылыс күшінің, аттас иондар арасындағы тебіліс күшінен күшті болуынан іске асады. Сонымен, иондық байланыс қарама-қарсы иондардың өзара электростатикалық әсерлеріне байланысты пайда болатын байланыс. Иондық байланыс i кулондық сипатта болатындықтан, ол бағытталу сипатына ие болмайды және қаныққан болып табылмайды.

(12.27) теңдеуінен, сутегі молекуласындағы атомдардың өзара әсерлерінің нәтижесінде молекуланың толық энергиясы екі мүмкін болатын мәндерді қабылдайды, яғни валенттік электронның әрбір энергиялық деңгейі сутегі молекуласында екі деңгейге жіктеледі. Қарапайым екі атомды молекулалардың айналмалы және тербелмелі спектрлерін толығырақ қарастырайық. Егер молекуладағы екі атом қатаң байланысқан деп есептесек, онда мұндай молекуланың айналуын инерция моменті J_0 және массасы молекуланың келтірілген массасына тең болатын бөлшектің айналуы ретінде қарастыруға болады. Мұндай бөлшектің импульс моменті келесі өрнек бойынша квантталады:

$$L = \hbar \sqrt{j(j+1)}, \quad (12.28)$$

мұндағы $j=0,1,2,\dots$ – айналу кванттық саны.

Берілген айналу деңгейдің энергиясы айналмалы кванттық санға байланысты, ол мына қатынаспен анықталады:

$$E_{\text{аі.}} = B j(j+1), \quad (12.29)$$

мұндағы $B = \hbar^2 / J_0$ (Дж) – молекуланың айналу тұрақтысы. Сәулеленуге байланысты көшулер, көрші айналу энергия деңгейлерінің араларында ғана өтеді, яғни сұрыптау ережесіне бағынады $\Delta j = \pm 1$. Екі атомды молекуладағы атомдардың ядролары оның тепе-теңдік айналасында тербелмелі қозғалыс жасайды. Бұл тербелістер гармониялық болып табылады және оны кванттық гармониялық осциллятордың тербелісі ретінде қарастыруға болады. Мұндай осциллятордың энергиясы келесі өрнек бойынша квантталады:

$$E_{\text{оад.}} = h \nu_0 \left(\nu + \frac{1}{2} \right), \quad (12.30)$$

мұндағы ν_0 – осциллятор тербелісінің меншікті жиілігі, $\nu=0,1,2,3,\dots$ – тербелмелі

кванттық сан. Тербелмелі энергиялық спектр тербелмелі энергиялық деңгейлер арасындағы көшу есебінен құралады және ол үшін сұрыптау ережесі $\Delta v = \pm 1$ орындалады. Сонымен, квантты-механикалық көзқарастар тәжірибелерде орын алған молекулалардың сәулелену және жұту спектрлеріндегі заңдылықтарды түсінуге мүмкіндік берді.

13 Дәріс №13. Атом ядросы.

13.1. Атом ядросының құрамы және заряды. Спиннің зарядтық және массалық саны. Ядро радиусы

α -бөлшектерінің шашырауы бойынша жүргізілген Резерфорд тәжірибелері атомның бұлдыр құрылымды болатынын көрсетеді, яғни атом кеңістігі (атом радиусы шамамен 10^{-10} м шамасында) затпен қамтылмаған болып табылады. Атомның центрінде ядро тұрады (ядро радиусы 10^{-15} - 10^{-14} м), мұнда масса және атомның барлық оң заряды жинақталған. Ядроның айналасында тұйық орбитамен электрондар қозғалады. Атом ядросының заряды оның негізгі сипаттамаларының бірі болып табылады. Кез келген элементтің атомдық ядросының зарядының шамасы электрон зарядын e Менделеев кестесіндегі элементтің реттік нөміріне Z көбейткендегі шамаға тең болады екен.

$$q = e \cdot Z$$

Әртүрлі элементтер атомдарының ядролары әртүрлі зарядтарға ие болады. Кез-келген бүтін атом бейтарап болады, яғни оң зарядталған ядроның айналасында, жалпы заряды абсолют шамасы бойынша ядроның оң зарядына тең болатын Z электрондар айналып жүреді.

Әрқайсысы бір-бірінен алшақ тұрған екі елдегі Д.Д. Иваненко мен В. Гейзенберг ядроның протонды-нейтронды атомдық моделін құрды. Бұл модель бойынша кез келген атом ядросы p протондар мен n нейтрондардан құралады. p протон – оң зарядталған элементар бөлшек, оның заряды шамасы жағынан ($e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл) протонның тыныштық массасына $m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27}$ кг $\approx 1836 m_e$ тең болады, мұндағы m_e -электронның тыныштық массасы. n нейтрон – бейтарап элементар бөлшек, оның тыныштық массасы $m_n = 1,6749 \cdot 10^{-27}$ кг $\approx 1839 m_e$, яғни ол протонның тыныштық массасына өте жақын шама. Протондар мен нейтрондарды біріктіріп оларды басқа бөлшектерден ажырату үшін, нуклондар деп аталатын ядролық бөлшектер болып табылады.

Ядродағы нуклондардың жалпы саны A массалық сан деп аталады. Егер ядродағы протондар саны Z , ал нейтрондар N болса, онда массалық сан

$$A = Z + N$$

болады. Протондар саны Z зарядтық сан деп аталады. Ол Менделеев элементтерінің периодтық жүйесіндегі химиялық элементтің реттік нөміріне сәйкес келеді. Атомдағы электрондар саны ядродағы протондар санына тең. Қазіргі кезде 107 элементтер белгілі болып отыр, олардың зарядтар саны $Z = 1$ -ден $Z = 107$ -ге дейін санға тең. Символикалық түрде зат ${}^A_Z X$ болып белгіленеді,

мұндағы X – химиялық элементтің символы. Берілген химиялық элементтің барлық атомдарының ядросы бірдей оң заряд, сондықтан олар протондардың Z санымен бірдей санды құрайды. Бір элементтің атомдық ядроларына кіретін нейтрондардың саны $N = A - Z$ әртүрлі болуы мүмкін.

Изотоптар деп протондар саны Z бірдей, ал нейтрондар саны N әртүрлі болатын атомдық ядроларды айтады. Бір элементтің изотоптары бірдей химиялық сипаттамаларға ие болады, бірақ массалары жағынан әртүрлі болады. Мәселен, сутегінде үш изотоп бар: протий- ${}^1_1\text{H}$; дейтрий - ${}^2_1\text{H}$; тритий- ${}^3_1\text{H}$. Уранның ${}^{234}_{92}\text{U}$, ${}^{235}_{92}\text{U}$, ${}^{238}_{92}\text{U}$ изотоптарында 92-ге тең бірдей протондар саны, ал нейтрондар саны әртүрлі болады.

Изобарлар деп нуклидтердің бірдей санынан, ал протондардың әртүрлі санынан құралатын ядроларды айтады. Изобарлар мысалына ${}^{10}_4\text{Be}$, ${}^{10}_5\text{B}$, ${}^{10}_6\text{C}$ келтіруге болады.

Ядролар және элементар бөлшектер масса мен зарядтан басқа тағы да спин деп аталатын өте маңызды сипаттамамен анықталады (spin – ағылшын тілінде “айналу” деген мағынаны береді. Спин деген бөлшектің қозғалыс мөлшерінің меншікті моментін беретін шама. Спин бөлшектің қозғалыс күйлеріне тәуелді

емес. Бөлшек спині, кванттық теория бойынша, Планк тұрақтысының $\hbar = \frac{h}{2\pi}$

(0,1,2,...) бүтін санына немесе $(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots)$ жартылай сандарына тең болуы

мүмкін. Протондар, нейтрондар, электрондар $(\frac{\hbar}{2}, \frac{3\hbar}{2}, \dots)$ жартылай спиндерге ие болуы мүмкін. Бөлшектердің мұндай түрлері фермиондар деп аталады, ал бүтін спинге тең бөлшектер бозондар деп аталады.

13.2. Ядроның радиусы мен тығыздығы

Атом ядроларының пішіні сфералық күйге жақын келеді. Ядроның радиусы келесі эмпирикалық өрнекпен анықталады:

$$R = R_0 A^{1/3}, \quad (13.1)$$

мұндағы $R_0 = (1,3 \div 17) \cdot 10^{-15}$ м, A – нуклондар саны.

Бұл өрнектен ядро көлемі $(V = \frac{4}{3}\pi R^3)$ нуклондар санына пропорционал болады. Ал бұл – барлық ядролар олардың мөлшеріне қарамай бірдей тығыздыққа ие болады дегенді білдіреді. Оны есептейік

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{A \cdot 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ кг}}{\frac{4}{3}\pi (1,3 \cdot 10^{-15} \cdot A^{1/3})^3 \text{ м}^3} \approx 1,8 \cdot 10^{17} \text{ кг} / \text{м}^3$$

Ядро тығыздығы өте үлкен шама болып табылады. Материалдығына қарай радиусы 200 м болатын шар, Жер шарының массасын берген болар еді.

13.3. Ядролық күштер

1. Протондардың өзара тебу күшіне қарамастан, протондар мен нейтрондар ядро атомы ішінде ядролық күштер деп аталатын ерекше күштерге ие болады.
2. Ядролық күштерге шамасы және сипаты бойынша бірдей, әрбір қос нуклондар арасында әсер етіледі (екі протондар арасында немесе екі нейтрондар арасында немесе протон мен нейтрон арасында, яғни оларға зарядты тәуелсіздік қасиетіне тән).
3. Олар электромагниттік күштерден 100 еседей артық, сондықтан да ядро ішіндегі аттас зарядталған протондарды ұстап тұруға олардың қабілеті бар.
4. Ядролық күштер өте жақын қашықтыққа әсер етеді (мысалы, 10^{-15} м шамасында), яғни қысқа қашықтыққа әсер етуші күштер болып табылады. Ядролық күштер ықпалы тиетін аймақ, атом ядросының «мөлшері» деп аталады. Ядролық күштермен салыстырғандағы гравитациялық күштер қашықтыққа қарай $1/r^2$ заңы бойынша) едәуір баяуырақ кемиді. Сондықтан, ядродан $r > 10^{-15}$ м қашықтықта ядролық күштер 0 -ге дейін тезірек кемиді, протондар ядродан өте күшті тебіледі. Ядролық күштер өте күшті өзара әсер етуші күштер түріне жатады.
5. Ядроғағы әрбір нуклон тек оларға жақын орналасқан нуклондардың шекті санымен ғана өзара әсерлесе алады. Сондықтан, ядроғағы нуклондардың меншікті байланыс энергиясы, нуклондар санының артуы кезінде, шамамен тұрақты болып қалады (әрине, бұл жеңіл ядроларға қатысты емес). Осымен байланысты, ядролық күштерге қанығу қасиеті тән.
6. Ядролық күштердің шамасы өзара әсер етуші нуклондардың спиндерінің өзара бағдарлануына тәуелді. Тек параллель спиндер жағдайында ғана нейтрон мен протон дейтрон ядросын құра алады. Егер де оларда спиндер антипараллель болса, онда ядроны құрау үшін ядролық өзара әсер ету күшінің интенсивтілігі жеткіліксіз.
7. Ядролық өзара әсер ету процесінде протон мен нейтрон өздерінің электр зарядтарымен алмаса алады, өзара әсерлесуден кейін нейтрон протонға, ал протон нейтронға ауыса алады. Яғни, ядролық күштер алмасу сипатта бола алады.

13.4. Ядро моделі

Ядро модельдерінің ішінен *тамшылы* және *қабықшалы* екі түрін қарастырайық. Бұл модель бойынша ядро – зарядталған сығылмайтын аса жоғары тығыздықтағы ядролық сұйықтан тұратын сфералық тамшы болып табылады. Тамшылы модель – сұйық тамшысындағы молекула табиғаты мен ядроғағы нуклондардың табиғатының ұқсастығындағы байланыстылыққа негізделген. Ядроғағы молекулалар мен нуклондар арасындағы өзара күштер қысқа қашықтыққа әсер етеді, оларға қанығу қасиеті тән. Сыртқы шарттар өзгермеген кезде сұйықтағы тамшы тұрақты тығыздықты қабылдайды. Сонымен бірге, ядро да тұрақты тығыздыққа ие болады, ядроғағы нуклондар санына

тәуелсіз. Ядроның көлемі де және сұйық тамшысының көлемі де, бөлшектер санына пропорционал болады. Тамшы моделі бойынша, ядро - сығылмайтын сұйықтың электрлік зарядталған тамшысы, ол квант механикасының заңдарына бағынады. Бұл модель бір қатар ядролық құбылыстарды (ядролық реакция механизмін, ядролық бөліну реакциясын және т.б.) түсіндіруге мүмкіндік берді.

Қабықшалы модель бойынша ядродағы нуклондар дискретті энергетикалық деңгейлер бойынша орналасты, деңгейлер (қабықшалар) Паули принципі бойынша толтырылады. Ядроның тұрақтылығын- модель, деңгейлерді толтыру сипатымен байланыстырады. Ядро өте жақсы тұрғылықты деп есептеледі сол кезде, егер де қабықшалар толық түрде толтырылған болса. Одан әрі, шындығында ерекше тұрғылықты (магикалық) ядроның болатындығын дәлелденді. Қабықшалы модель көмегімен ядроның магнит моменті мен спині, атом ядросының әртүрлі тұрғылықтылығы, олардың қасиеттерінің периодты өзгерістерін түсіндіруге мүмкіндік туды. Әсіресе, қабықшалы модель жеңіл және орташа ядроларды сипаттаумен қатар, қозбайтын (негізгі) күйдегі ядроны жақсы түрде түсіндіре алады.

13.5. Байланыс энергиясы. Масса ақауы

Бұдан әрі атом ядроларының қасиеттерін жаңа экспериментті түрде алуға сипаттамалары үшін ядроның басқа жаңа модельдері ұсынылды. Атом ядроларының негізгі сипаттамаларының ішінен әртүрлі алмасуларға қатысты олардың бірқалыпты тұрақтылығын алуға болады. Атом ядроларының тұрақтылығы – ядродағы нуклондардың ядролық күштермен байланыстылығынан болады. Ядродағы байланысқан нуклондардың энергетикалық күші еркін күйде тұрған бұл бөлшектердің күйлерінен бөлек болады. Ядро энергиясы, ядро құралатын еркін нуклондардың энергиясынан едәуір аз болады. Бұл бөлшектердің әрбірін ядродан қашықтату үшін энергия жұмсау қажет. Бұл атом ядросын еркін протондар мен нейтрондардан құрау негізінде энергия жұмсалады деген сөз.

Ядроның байланыс энергиясы деп, ядроны нуклондарға ажырату үшін қажет болатын энергияны айтады. Байланыс энергиясы – ядроның беріктілігін анықтайтын сипаттамалардың бірі болып табылады

$$E_{ca} = [Zm_p + (A - Z)m_n - m_y]c^2, \quad (13.2)$$

мұндағы m_p, m_n, m_y - протонның, нейтронның және ядроның сәйкес массалары.

Байланыс энергиясы – ядроны құраушы нуклондарға бөлуді қамтамасыз ету үшін қажет болатын ең минимал энергия мөлшері. Масса деффектісі Δm деп, мына шаманы айтады:

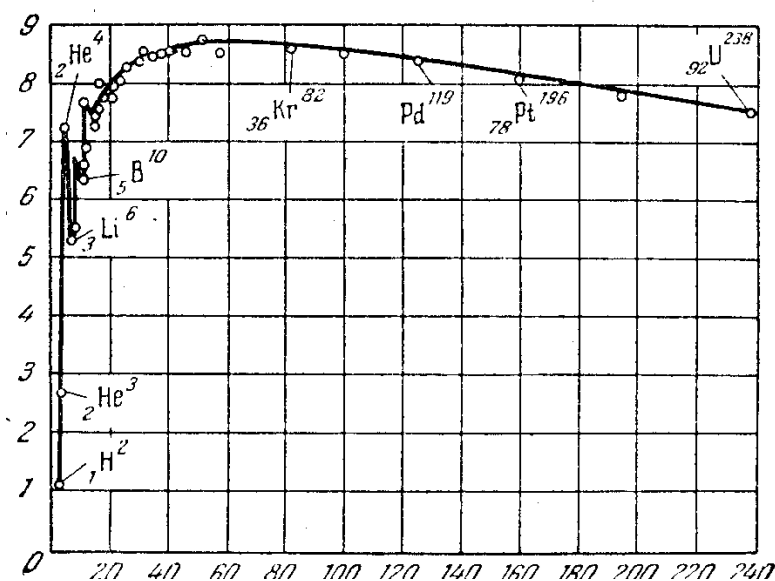
$$\Delta m = [Zm_p + (A - Z)m_n], \quad (13.3)$$

яғни, дербес протондар мен нейтрондардан ядроны құрған кезде барлық нуклондар Δm массаға азаяды. Атом ядросына кірген бөлшектер көп болған сайын, оның толық байланыс энергиясы соншама артады. Бірақ, ядро тұрақтылығының объективті сипаттамасы ретінде толық байланыс энергиясы

емес, бір бөлшекке келетін байланыс энергиясын ескереді. Бұл шама меншікті байланыс энергиясы деп аталады

$$\varepsilon = \frac{E_{ce}}{A} \quad (13.4)$$

бұл – ядроның тұрақтылығын тек оның еркін бөлшектерге толық ажыратылуына қатысты емес, сонымен бірге ядроны оған кіретін барлық нуклондардың өзгеруіне қатысты алмасуына байланыстылығын сипаттайды. Барлық ядролар үшін шамамен орташа байланыс энергиясы 8 МэВ. Бұл, ядродан бір нуклонды шығару үшін шамамен 8 МэВ энергия жұмсау қажет деген сөз. Керісінше, ядроның бір нуклонды қармап қалуы үшін бұл энергия босатылады, ядрода артық энергия пайда болады, қозған күйге көшеді. 13.1-суретте, ядролардағы нуклондар санының меншікті байланыс энергиясының тәуелділігі тәжірибеден алатын нүктелер көрсетілген.



13.1 сурет

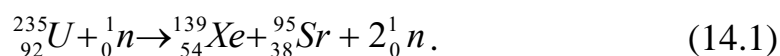
Ядрода нуклондар тартылыс күштер әсерінен ұсталады, тартылыс күштері протондардың тебетін нуклондық күштерінен артық болу керек. 13.1-графиктен ядродағы нуклондар санының артуына байланысты меншікті байланыс энергиясы артады, содан кейін $A > 80$ аймағы үшін, A -ның артуына байланысты біртіндеп кемиді. Жеңіл және ауыр ядроның тұрақтылығы аз болады. Массалық саны 80-ге жақындаған ядролық тұрақтылығы артады.

14 Дәріс №14. ЯДРОНЫҢ БӨЛІНУІ

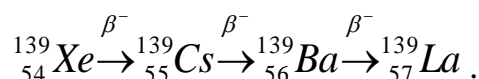
14.1 Ядроның бөліну реакциясы

Ядроның бөліну реакциясы деп нейтрондардың (немесе басқа бөлшектердің) әсерінен ауыр ядро бірнеше жеңіл ядроларға (көп жағдайда бар

болғаны екіге) бөлінуін айтады. Пайда болған ядролар *сынықтар* деп аталады. Ядроның мұндай бөлінуі *бөліну нейтрондары* деп аталатын екі-үш нейтрондарды шығарумен байланысты өтеді. Бөлінген сынықтар радиоактивті болады. Сынықтардың радиоактивті болу себебін қарастырайық. Уранның нейтрондар санының протондар санына қатынасы $\frac{N}{Z} = 1,56$. Оларда сынықтардың пайда болу кезінде де сондай қатынас $\frac{N}{Z}$ болуы мүмкін. Бірақ, массалық саны 100-140 (бөлінген сынықтар да осы интервал шамасында массалық сандарға ие болады) болатын қалыпты ядролардың қатынасы $\frac{N}{Z} = 1,30 \div 1,38$ болады, яғни сынықтар нейтрондардың артық санын құрайды. $\frac{N}{Z} > \left(\frac{N}{Z}\right)_{\text{кал}}$ болатын ядролар радиоактивті болатындығы белгілі. Сондықтан, сынықтар бірқатар β^- -алмасуына кезігуі мүмкін (бұл кезде нейтрондар протондарға ауысады), нәтижесінде сынықтардағы $\frac{N}{Z}$ қатынасы қалыпты изотоптардағы сияқты болады. ${}^{235}_{92}\text{U}$ бөліну реакциясын жазайық:



Ксенонның қалыпты изотопы 124-тен 136-ға дейінгі массалық санға ие болады, яғни бұл сынықта ең кемінде үш артық нейтрон құралады, сондықтан ${}^{139}_{54}\text{Xe}$ радиоактивті болып табылады. Үш β^- ыдырау нәтижесінде ${}^{139}_{54}\text{Xe}$ лантанның ${}^{139}_{57}\text{La}$ қалыпты изотопына ауысады. ${}^{139}_{54}\text{Xe}$ алмасуының толық тізбегі



Бөліну сынықтары әртүрлі болуы мүмкін, мынадай реакция болуы да мүмкін



Шығарылып жіберілген нейтрондар кең энергетикалық спектрлерге (0-ден 7 МэВ-қа дейін) ие болады. Бір нейтронға шамамен 2 МэВ энергия келеді. Ядролардың бөлінуі үлкен энергия мөлшерінің бөлінуімен сипатталады – мәселен, әрбір бөлінген ядроға 200 МэВ энергия келеді. 1 г ${}^{235}_{92}\text{U}$ изотопы ($2,56 \cdot 10^{23}$ ядро) бөліну кезінде $8,1 \cdot 10^{10}$ Дж энергия беріледі. Энергия бөлінуінің негізгі бөлігі сынықтардың кинетикалық энергия түрінде бөлінуі арқылы өтеді. Сынықтарды тоқтату кезінде заттың өте жұқа қабатында бұл энергияның бөлігі жылуға тез айналады, ол бөліну аймағындағы заттың қабатын қыздырады. Ядролардың бөліну ықтималдығы нейтрондардың энергиясымен анықталады. Энергиясы жоғары болатын нейтрондар ($E > 10^8 \div 10^{10}$ эВ) практикалық түрде барлық ядролардың бөлінуіне келтіреді, ал энергиясы бірнеше мегаэлектронвольт болатын нейтрондар массалық сандары $A > 210$ болатын ядроларды, яғни ауыр ядроларды, бөліп шығарады. ${}^{238}_{92}\text{U}$, ${}^{232}_{90}\text{Th}$ ядроларды бөлу, энергиясы 1 МэВ-тан артық (активизация энергиясы) болатын нейтрондардың әсерінен болады. Жылулық нейтрондардың әсерінен ${}^{238}_{92}\text{U}$, ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ ядро

изотоптары бөлінеді.

14.2 Бөлінудің тізбекті реакциясы

Ауыр атом ядроларының бөлінуі кезінде өте үлкен энергия (шамамен 200 МэВ) бөлінетіндігі және екінші нейтрондар ұшып шығатындығы белгілі. Бір ядроның бөліну кезіндегі нейтрондардың саны (2-3 нейтрондар) бірден үлкен болады. Мұндай жағдай бөлінудің тізбекті реакциясын іске асыруға, яғни практикалық жағдайда ядролық энергияны пайдалануға мүмкіндік берді. Тізбекті ядролық реакцияның идеалды сұлбасы былай болады: ядроның бөлінуі кезінде айталық 2 нейтрон бөлінсін, оның әрқайсысы келесі бір уран ядросына еніп, бұл ядроның да бөлінуін тудырады. Ядро бөлінеді, бұл кезде екі жаңа нейтрон пайда болады. Олар уран ядроларымен қармаланады, нәтижесінде 4 нейтрон бөлініп шығады. Келесі сатысында 8 нейтрон, одан 16 нейтрон және т.с.с. Сонымен, нейтрондардың мөлшері және бөлінетін ядролардың мөлшері үздіксіз өседі. Тізбекті ядролық реакция шығады. Мұнда, біз идеалды сұлбаны қарастырдық. Практика жүзінде екінші ретті нейтрондардың барлығы бөлінетін заттың ядросына түсе бермейді және бөлінетін заттың ядросына енген барлық нейтрондар бөлуді тудыра бермейді. Неге? Активті зона (бөлінетін зат тұрған және тізбекті реакция өтетін кеңістік) шекті мөлшерге ие болады және өте үлкен өтімділігі бар нейтрондар активті зонаны тастап кетеді, ядролармен жұтылмайды. Активті зонада бөлінуші заттан басқа бөлінбейтін қоспалар (баяулатқыштар, жылу тасымалдаушылар, қорғаушы қабақтар және т.б.) болады. Бұл заттың ядросына ене отырып, нейтрондар олардың бөлінуін шығармайды. Сонымен бірге нейтронның бөлінуіне байланысты ядроны қармауы кезінде рационалдық қармау және серпімсіз шашырау процестері орын алады.

Бөлінудің тізбекті реакциясын сипаттау үшін нейтрондардың көбею коэффициенті деп аталатын түсінік енгізіледі. Көбею коэффициенті осы буындағы нейтрондар санының бұдан алдыңғы буындағы нейтрондар санына қатынасына тең. Көбею коэффициенті тізбекті реакция дамуының шапшаңдығымен анықталады. Тізбекті реакция дамуы үшін $k \geq 1$ болуы керек.

Нейтрондардың көбею коэффициенті бөлінетін заттың табиғатына, берілген изотоптың мөлшері, активті зонаның мөлшері мен пішініне байланысты. Активті зонаның *кризистік өлшемі* деп тізбекті реакцияны тудыруға мүмкіншілігі бар активті зонаның минималь өлшемін айтады. Берілген активті зонаны құрайтын, бөлінетін заттың массасын *кризистік масса* деп атайды.

Тізбекті реакцияның жылдамдығын анықтайық. Айталық бөліну кезінен ядролармен бөлетін заттардың екінші ретті нейтрондармен қармалатын кезеңге дейін аралықтағы орташа уақыт аралығы T болсын (бір буынның орташа өмір сүру уақыты), ал N – берілген буындағы нейтрондар саны. Келесі буындағы нейтрондар саны kN . Бір буын кезіндегі нейтрондардың өсімі $dN = kN - N = N(k - 1)$. Тізбекті реакцияның өсу жылдамдығы (уақыт бірлігі ішіндегі нейтрондар санының өсімі)

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N(k-1)}{T_{1/2}}.$$

Берілген өрнекті интегралдап мынаны аламыз:

$$N = N_0 e^{(k-1)t/T_{1/2}} \quad (14.2)$$

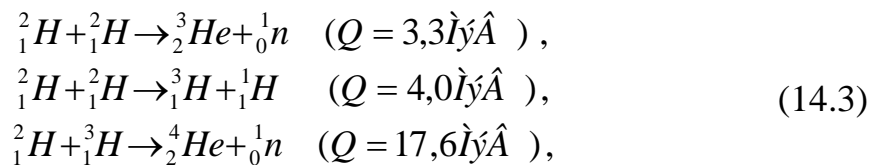
мұндағы N_0 – бастапқы уақыт мезетіндегі нейтрондар саны, ал N – t уақыт мезетіндегі бар нейтрондар саны. N -нің мәні $(k-1)$ таңбасымен анықталады.

Егер $k-1=0$ немесе $k=1$ болса, онда уақыт өткен сайын нейтрондар саны өзгермейді, бұл реакция *өзін қолдаушы* деп аталады. Егер $(k-1) < 0$ немесе $k < 1$ болса, онда нейтрондардың уақыт бойынша бөліну саны кемиді. Реакция *өшетін реакция* деп аталады.

Тізбекті реакция басқарылатын және басқарылмайтын болып бөлінеді. Атом бомбасының жарылуы – басқарылмайтын реакция. Басқарылатын тізбекті реакция ядролық реакторларда іске асады.

4.3 Атом ядроларының синтез реакциясы

Әртүрлі ядролық алмасулар арасынан термоядролық синтез деп аталатын реакция өте үлкен қызығушылықты туғызады. Жеңіл ядролардан орташа ядроларға көшкен кезде, яғни екі жеңіл ядролардың бірігуінен ауыр ядроның пайда болу реакциясында энергия бөлінеді. Осы түрдегі реакцияның мүмкін болатын үлкен санына қатысты жиынтығын келесі үш синтез реакциясы арқылы беруге болады:



мұндағы Q – бөліну энергиясы.

Синтез реакциясы кезінде бір нуклонға бөлінетін энергия ауыр ядроның бөліну кезіндегі ядродан едәуір артық болады. Мысалы, ${}^{238}_{92}\text{U}$ уран ядросының бөлінуі кезінде 1 нуклонға бөлінетін энергия шамамен 0,84 МэВ-қа тең болады, ал синтез реакциясында бұл шама 2,5 МэВ-ті құрайды. Бірақ бұл реакцияларды іске асыру үшін байқағыш ядролардың бір-біріне қатысты жылдамдықтары олардың өзара электростатикалық тебуін жеңу үшін өте жоғары болу керек. Осыған сәйкес есептеулер газ тәріздес сутегінде бұл процесс басталып, берілген процесс өзін-өзі бөлетін энергиямен қамтамасыз ету үшін газ 10^7 К температураға дейін қызуы қажет және одан жоғары. Жеңіл атом ядроларында өте жоғары температураларда (10^7 К және одан да жоғары) өтетін ауыр ядролардағы синтез реакциясы *термоядролық реакция* деп аталады. Күннің және жұлдыздардың энергия көздері термоядролық реакциялар болып табылады деп ұйғарылады. Термоядролық реакцияны басқаруды іске асыру адам баласын энергияның таусылмас көзімен қамтамасыз етуі мүмкін. Бұл бағыттағы жұмыстар көптеген ғылыми зертханаларда жүргізілуде.

14.4 α -ыдыраудың заңдылығы

Қазіргі кезде α -активті ыдыраудың 200 астам түрі белгілі, негізінен олар ауыр ядролар ($A > 200$, $Z > 82$). Радиоактивті ядроның α -ыдырау процесі кезінде гелий ядросы ${}^4_2\text{He}$ шығады (немесе α -бөлшек), ол екі протоннан және екі нейтроннан құралады. α -ыдырау мүмкін болады, өйткені α -радиоактивті ядроның массасы (тыныштық энергиясы) α -бөлшегінің массасы мен α -ыдырау кезінде пайда болатын туынды ядро массасының қосындысынан артық болады. Бастапқы ядроның артық энергиясы - туынды ядро мен α -бөлшегі – кинетикалық энергия түрінде босатылады. α -бөлшегінің кинетикалық энергиясы 4 тен 8,8 МэВ қа дейін шамада болады; ұшып шыққан α -бөлшегінің жылдамдығы $1,4 \cdot 10^7$ ден $2 \cdot 10^7$ м/с ке дейін жетеді, яғни бұл өте үлкен шама. Ал α -бөлшегінің белгілі бір ядро шығаратын кинетикалық энергиясы қатаң түрдегі белгілі шама болады. Яғни α -бөлшегінің дискретті спектрінің болуы – атомдық ядроның дискретті энергиялық деңгейлерге ие болатындығын көрсетеді.

α -бөлшегі екі еселік оң зарядқа ие болатындықтан, әртүрлі орталарда қозғалған кезде, жолдың белгілі бір қысқа аралығында кинетикалық энергиясын жоғалта отырып, күшті ионизация жасайды. Бірнеше МэВ кинетикалық энергиясы бар α -бөлшегі ауада бірнеше сантиметр жол жүреді. α -сәулеленудің жартылай ыдырау периоды кең интервалда (10^7 с тен $2 \cdot 10^{17}$ жылға дейін) өзгереді. α -ыдырауы үшін жартылай ыдырау период пен ұшып шыққан бөлшек энергиясы арасында өте үлкен тәуелділік сипаты бар. Бұл тәуелділік Гегер-Нэттолланың эмпириялық заңымен анықталады:

$$\ln \lambda = A + B \ln R_\alpha, \quad (14.4)$$

мұндағы A және B – эмпириялық тұрақты шамалар, $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$ – ыдырау тұрақтысы,

R_α – α -бөлшегінің ауадағы жүрісі.

(14.4) өрнек бойынша, радиоактивті элементтің жартылай ыдырау периоды неғұрлым аз болса, соғұрлым жүріс үлкен болады, сондықтан да бөлінетін α -бөлшегінің энергиясы да үлкен болады. Ауада α -бөлшегі бірнеше сантиметр жүреді, ал тығыз орталарда мм-дің бөлігін жүреді, яғни α -бөлшегі бір жапырақ қағазбен толық жұтылады. Резерфорд 8,8 МэВ энергиясы бар α -бөлшектерінің шашырауы бойынша ядролық күштердің әсеріне дейінгі аймаққа бармай ядролық кулондық күштер әсері жағдайында тәжірибелер жүргізген. Сонда ядроның потенциалдық энергиясы мен ара қашықтыққа байланысты оң зарядталған бөлшектің тәуелділік функциясы потенциалдық тосқауыл өрнегіне сәйкес келген. α -бөлшегінің потенциалдық тосқауыл арқылы өту ықтималдығы Шредингер теңдеуі арқылы есептеледі.

14.5 β^- -ыдырауы кезіндегі ядродағы өтетін процестер

β^- – сәулелері – электрондар ағыны, бірақ ядрода протондар мен нейтрондардың болатындығын, ал электрондардың жоқ екендігін білеміз. β^- -

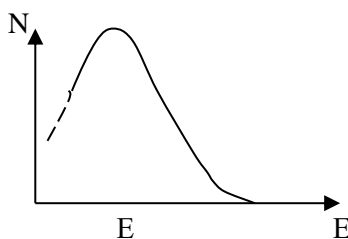
бөлшегі ядроның электронды қабыршағының электроны бола алмайды, өйткені электронның қабықшадан қашықтауы (атомның ионизациясы) атомдардың химиялық табиғатын өзгертпейді.

Сонымен қатар, электронның электронды қабықшадан шығуы оптикалық және рентгендік сәулелену арқылы іске асады, бұл β^- -ыдырау кезінде байқалмаған. β^- -ыдырау кезінде массалық сан өзгермейді, ал ядро заряды бірге артады. β^- -ыдырау нәтижесінде нуклондардың жалпы саны тұрақты болады, протондар саны бірге артады, ал нейтрондар саны бірге кемиді, яғни ядрода нейтрон протонға ауысады, осы ауысу кезінде энергия бөліну нәтижесінде, ядро сыртында β^- -бөлшегі (электрон) пайда болады. Бірақ мұндай ретті түсіндіру кезінде β^- -ыдырауда қиыншылықтар туды: өйткені шығарылған электрондардың энергетикалық спектрлерінің үздіксіздігінің себебін түсіндіру қажет және ядро спинінің сақталмауын меншікті механикалық моментті білу керек болды.

1931 жылы В. Паули мынадай болжам (гипотез) ұсынды: β^- -ыдырау процесі кезінде электронмен бірге, тағы бір нейтраль бөлшек – нейтрино шығарылады деді. Ол былай белгіленеді: ${}^0_0\nu$, ${}^1_0n_0 \rightarrow {}^1_1p + {}^0_{-1}e + {}^0_0\nu$. Нейтриноның заряды жоқ, оның спині $\hbar/2$, өте кіші (ықтималдығы нөлге тең) тыныштық массасы нөлге тең болады. Бұдан әрі β^- -ыдырау процесі кезінде антинейтрино ${}^0_0\bar{\nu}$ (нейтриноға қарағандаға антибөлшек) шығарылады. Нейтриноның электр заряды мен тыныштық массасының болмағандығы себепті оны анықтау өте қиын. Нейтриноның бар болуы туралы тәжірибелі дәлелдеме тек 1956 жылы ғана алынды.

β^- -ыдырауының теориясын 1934 жылы Э. Ферми жасады. Бұл теория шығарылған электрондардың энергиялық спектрінің үздіксіздігін оңай түсіндірді: β^- -ыдырауы кезінде бөлінетін энергия электрон мен антинейтрино арасында таралады, және энергияның таралуы ықтималдық сипатта болады. Екі бөлшектің энергияларының қосындысы тұрақты және E_{\max} -ға тең. Егер антинейтрино энергиясы нөлге тең болса, онда электрон энергиясы E_{\max} -ға тең. 14.1-суретте β^- -бөлшегінің энергиясы бойынша таралу қисығы кескінделген.

Нейтриноны (антинейтриноны) енгізумен спиннің сақталмайтындығы да түсіндірілді. 1959 жылы еркін нейтрондардың радиоактивті ыдырауы байқалды. Ядролық реакторларда интенсивтігі үлкен нейтрондар болатындығы анықталды.



14.1 сурет - β^- -бөлшегінің энергия бойынша таралу қисығы.

14.6 Гамма-сәулеленуі және оның қасиеттері

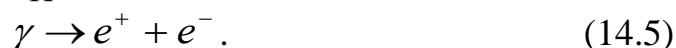
γ -сәулеленуі өте қысқатолқынды электромагнитті сәулелену болып табылады. Ол әрқашан α - және β -ыдыраулармен өтеді. γ -сәулеленуі атом ядролары ыдыраған кезде пайда болады. Ол пайда болар мезетінде қозған күйде болатын туынды ядродан шығады. Әртүрлі энергияларға сәйкес келетін γ -кванттарының ядро қозған күйден негізгі күйге қайта көшкенде бірқатар аралық күйлерден өтеді, әрі γ спектрі сызықты спектр болып табылады. Ондай атом ядросының энергиялық күйлері дискреттікпен түсіндіріледі. γ -сәулесі қысқатолқындық болғандықтан, ол толқындық қасиетті нашар көрсетеді. Сондықтан, γ -сәулесі γ -кванттардың ағыны ретінде қарастырылады. γ -кванттарының энергиясы 10 кэВ-тан 5 МэВ-қа дейінгі аралықтағы мәндерді қабылдайды.

γ -кванттары орта арқылы өткенде, өзара әсерлесудің негізгі үш түрін (барлығы да электромагниттік) береді; олар: фотоэффект, Комптон эффектісі және қос электрон-позитронды құрылым процесі. Фотоэффект мынадай жағдайда жүреді: жұмсақ γ -кванттары ($E_\gamma \leq 100$ КэВ) ауыр заттардың атомдарымен жұтылған болса, бұл кезде γ -кванттың барлық энергиясын (E_γ) алған атомның ішкі қабықшасынан бір электрон шығарады. Бұл энергияның үлкен емес бөлігі (ε_e атомдағы электронның байланыс энергиясына тең) электронды бөлуге, ал қалған бөлігі оның кинетикалық энергиясына T_e айналдыруға кетеді:

$$E_\gamma = \varepsilon_e + T_e.$$

Атомнан ыршып шыққан фотоэлектронның энергиясын өлшеу γ -квантының энергиясын бағалауға мүмкіндік береді. Ыршып шыққан фотоэлектронның орны жоғарыдағы қабықшалардағы электрондармен толтырылады, бұл кезде рентгендік сәулелену пайда болады. Комптон эффектісі – бос электрондарда γ -кванттарының шашырау процесі. γ -кванттары шашырау процесінде өзінің қозғалыс бағытын өзгертеді және энергияның бір бөлігін жоғалтады. γ -кванттарының артық энергиясы комптондық электронға беріледі.

γ -кванттарының энергиясы комптондық электрондарды зерттеу кезінде анықталуы мүмкін. Комптондық шашырау $E_\gamma \sim 0,5$ МэВ энергиялар кезінде пайда болады. Электронды-позитронды қосақтың пайда болу процесі $E_\gamma > 1,02$ МэВ кезінде болуы мүмкін. Бұл кездегі процесте позитрон мен электрон бір мезгілде пайда болуы мүмкін. Процесс кестелік түрде былай жазылады:



Позитрон e^+ – позитрон – электронның антибөлшегі, бұл бөлшек тек өте үлкен кинетикалық энергияға ие болғанда ғана өмір сүруі мүмкін. Затта, позитрондар энергиясын жоғалта отырып, атомның электронды қабықшасындағы электрондармен өзара әсерлеседі. Осындай «тежелген» позитрон, заттағы қозғалыста болатын электрондардың бірімен қосылып,

жоғалып кетеді. γ -кванттары мен ядролардың өзара әсерлері кезінде ядро қозған күйге ауысуы мүмкін. Егер γ -кванттарының энергиясы бірнеше мегаэлектронвольтқа артса, онда олар ядродан протондарды, нейтрондарды, α - бөлшектерді жұлып алып ядролық реакцияны тудыруы мүмкін.

15 Дәріс №15. ЭЛЕМЕНТАР БӨЛШЕКТЕР

15.1 Лептондар, адрондар. Кварктер. Күшті, электромагниттік, әлсіз гравитациялық өзара әсерлер. Өзара әсерлерді тасымалдаушылар. Қазіргі физиканың және астрофизиканың негізгі мәселелері туралы түсінік.

Элементар бөлшектер деп қажалмайтын, басқа элементар объектілерге бөлінбейтін және мәңгі өмір сүре алатын элементар объектілер болып түсіндіріледі. Белгілі микробөлшектерді элементар бөлшектер деп есептеуге бола ма? Жалпы түрде айтсақ, бөлшектердің элементарлық түсінігінің өзі жемісті болып табыла ма? Бұл сұрақ қазіргі физиканың негізгі мәселелерінің бірі болып табылады.

XX ғасырдың басында электронның ашылуы және атомның ядролық моделінің шығуы элементар бөлшектердің алғашқы (бірінші) тізімін құрады; олар: электрон, фотон, протон. 1932 жылы Чадвик нейтронды ашты, бұл барлық белгілі атом ядроларының моделдерін құруға мүмкіндік берді. Бірақ нейтрон еркін күйінде ұзақ өмір сүре алмайды (нейтронның өмір сүру уақыты шамамен 15 минуттай). Бұл кезде нейтрон протонға, электрон нейтриноға айналады. 1933 жылы элементар бөлшектердің саны алтыға шейін жетті. Бұл кезде әрбір элементар бөлшек тек соған ғана қатысты белгілі сапаларға ие болды (мысалы, заряд, масса, спин және тағы басқа қасиеттер). Бұл элементар бөлшектерді пайдалана отырып, сол кезде белгілі физикалық құбылыстардың сапалық түрдегі бейнесін құруға мүмкіндік болды. Мұның негізінде протон мен нейтронды элементар объектісі ретінде қарастырылып отырған сияқты болып көрінеді. Бірақ, егер энергиялары жоғары екі протонның соқтығысуы кезінде протонның ыдырау процесіне қарасақ, онда протонның өзі басқа элементар объектілерден құрылған күрделі объекті болып табылады деп ұғынуға болады.

Отызыншы жылдардан кейін элементар бөлшектердің жасалған және ашылған саны өте кең түрде өсті (қазіргі кезде осындай бөлшектердің саны жүзден асып отыр). Әрине бұл ашылған бөлшектердің элементарлық түсінігі шын мәнінде күмән келтіріп отыр. Бұл микрообъектілер бұрынғысынша «элементар бөлшектер» деген атпен аталады. Бірақ, бұл бөлшектердің барлығы жайлы талдау жасап білу үшін және олардан күрделі материалды объектілерді құру үшін белгілі элементар бөлшектердің қандай бір классификациясының қажеттілігі туады. Элементар бөлшектердің жүйелілігіне негізгі әдіс болып типтер бойынша қатысатын өзара әсерлердің классификациясы жатады. Қазіргі уақытта өзара әсерлердің түбегейлі 4 түрі бар екендігі белгілі; олар: гравитациялық, әлсіз, электромагниттік, күшті – бұлар өзара әсерлердің интенсивтілігінің артуы бойынша орналасқан.

Ең әлсіз – гравитациялық өзара әсерлер әмбебап болып табылады және барлық денелердің өзара әсерлері кезінде білінеді. Бірақ микродүние процестерін сипаттау кезінде гравитациялық өзара әсерлер маңызды орын алмайды. Гравитациялық өзара әсерлер білінетін қашықтық шектеусіз. Әлсіз өзара әсер β ыдырауының барлық түрлері кезінде білінеді, сонымен қатар нейтрино мен заттың өзара әсерлесулерінің барлық процестері кезінде де білінеді. Әлсіз өзара әсер қысқа аралықта ғана әсер етеді және шамамен 10^{-15} м қашықтықта ғана білінеді. Электромагниттік өзара әсер – зарядталған бөлшектердің арасындағы өзара әсер болып табылады. Электромагниттік күштердің әсер ету радиусы шектеусіз. Күшті өзара әсер (ядролық өзара әсер) ядродағы нуклондардың байланысын қамтамасыз етеді. Күшті өзара әсер қысқа мерзімге әсер етеді, яғни шамамен 10^{-15} м қашықтықта білінеді.

Көрсетілген қасиеттерге байланысты элементар бөлшектердің түбегейлі өзара әсері 4 негізгі топқа бөлінеді. Бірінші топқа бір ғана фотон бөлшегі, яғни электромагниттік өрістің γ кванты жатады. Фотондар электромагниттік өзара әсерлесуге қатысады. Келесі топқа күшті өзара әсерлесуге қатысатын жеңіл бөлшектер – лептондар жатады. Бұл топқа электрондар (e^- , e^+), электронды нейтрино (ν_e , $\bar{\nu}_e$), мюондар (μ^- , μ^+) және мюонды нейтрино (ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$) жатады. Зарядталған лептондар сонымен қатар электромагниттік өзара әсерлесуге де қатысады.

Үшінші топ мезондарды құрайды – олар, күшті өзара әсерлерге қатысушы тұрақсыз бөлшектер. Оларға π -мезондар немесе пиондар (π^+ , π^- , π^0), k -мезондар немесе каондар (k^+ , k^- , k^0 , \bar{k}^0) және эта-мезон (η) жатады. Барлық мезондар үшін спин нөлге тең. Мезондар массасы 1000 -ға тең өте ірі бөлшектер болып табылады.

Төртінші топқа өзіне нуклондарды (p , n) және массалары нуклондардың массасынан артық болатын массасы тұрақсыз болатын гиперондарды (Λ , Σ^+ , Σ^- , Σ^0 , θ^0 , θ^- , Ω^-) қосатын бариондар болып табылады. Барлық бариондар күшті өзара әсерлерге қатысады. Барлық бариондардың спині $1/2$ -ге тең - бариондардың ыдырауы кезінде міндетті түрде жаңа барион пайда болады, яғни бариондар зарядының сақталу заңының білінуі болып табылады. Көп жағдайда барлық мезондар және бариондар – *адрондар* деп аталады, олар өте үлкен, күшті өзара әсерлесуші бөлшектер болып табылады.

1928 жылы ағылшын ғалымы П. Дирак, Шредингердің релятивистік теңдеулерін талдауларына сүйене отырып, электронның антибөлшегі (массалары тең, бірақ таңбалары әртүрлі) позитрон болып табылады деп болжам айтты. 1932 жылы позитрон космостық сәулелердің құрамында болатындығы анықталды. Бөлшек-антибөлшек қосарлануының ашылуы (электрон-позитрон) зарядтық-түйінділік принципі деп аталатын элементар бөлшектердің симметриясын көрсетті. Бұл принцип бойынша, барлық зарядталған бөлшектер антибөлшектерге ие болуы мүмкін. Нейтрал бөлшектерге келетін зарядтық-түйінділік принципті қорыту, нейтрондардағы және нейтриноларды антибөлшектердің болуын көрсетті. Бөлшектер мен антибөлшектердің қосылуы

кезінде бұл бөлшектердің екі еселенген тыныштық энергиясына тең болатын энергиясымен бөлінетін олардың аннигиляциясы болады. Мысалы, аннигиляция – электрон-позитрон қосағының тууы ${}_{-1}e + {}_{+1}e \leftrightarrow 2\gamma$. 1964 жылы Гелл-Манн кварктер туралы болжам ұсынды; бұл болжам бойынша барлық элементар бөлшектер, кварктер деп аталатын үш бөлшектің комбинациясынан тұрады. Әдетте, кварктерді P, N, Λ әріптерімен белгілейді және оларға $+2/3$, $-1/3$, $-1/3$ бөлшектік электр зарядтары жазылады, бұлар әрбір кварктерге сәйкес келеді.

Бұдан басқа, әрбір кваркке $\tilde{P}, \tilde{N}, \tilde{\Lambda}$ сәйкес антикварктер сәйкес келеді. Кварктерден құралған кейбір элементар бөлшектер 15.1-кестеде көрсетілген. Бұл кестеден, мезондар кварк-антикварк қосағынан құралатындығы, бариондар үш үштен алынған кварктерден құралатындығы көрінеді. Әрбір кваркке бірдей магниттік момент $\mu_{\text{кв}}$ келеді.

Әрбір кварктерде $\frac{1}{2}$ -ге тең болатын спиннің болуы, элементар бөлшектерді құрудағы Паули принципіне қарама-қайшы келеді. Бұл қарама-қайшылықты жоғалту үшін, кварк түсі деген түсінік енгізілген, яғни әрбір кварк үш түрлі түсте пайда болуы мүмкін: қызыл, сары және көгілдір. Бұл үшті біріктіргенде «нөлдік» ақ түс шығады. Адрондардағы кварк түстерін араластыруды адронның түсі нөлдік болып шығатындай етіп жүргізу керек. Антикварктер анти түске боялады, олар қосыла келе ақ түсті береді. Бірақ түс пен анти түсті кварктердің кейбір қасиеттері ретінде қарастыру керек.

Кварктердің түстері кварктер арасындағы өзара әсерлерді, яғни кварктер арасындағы өзара әсердің күштік өрісін анықтайды. Бұл өрістің кванттары глюондар деп аталатын ерекше бөлшектер болып табылады. Бірнеше нуклондар массасын құрайтын жаңа бөлшек - резонанстардың ашылуы, әсем - кварк деп аталатын төртінші кварктің кварктер моделін енгізуге әкелді.

Кварктер болжамы жеткілікті түрде өте табысты болды, өйткені, ол белгілі бөлшектерді қандай да бір жүйеге келтіруге, тіпті жаңа бөлшектердің пайда болуына да мүмкіндік жасады. Бірақ мұндай жүйелілік, микро-дүниенің барлық заңдарын түсінуді шеше алмайды. Қазіргі таңда, дербес жағдайда әрі Ньютон механикасы кіретін, әрі ықтималдық теориясы және кванттық механика кіретін жаңа біртекті физикалық теория жасаудың қажеттілігі туды. Мұндай теория физиканың дамуына жаңа сілкініс беруі мүмкін, бірақ мұндай теория қашан және қандай әдіспен жасалуы мүмкін деген болжам айтуға болмайды. Сонымен бірге біздің дүние туралы көз-қарасымызға мұндай теория негізінде қандай жаңа қиыншылықтар әкелетіндігі жайлы ешнәрсе айта алмаймыз.

15.1-кесте.

Бөлшек	Құрамы	Кварк спиндерінің өзара бағдарлануы	Кварк спиндерінің изотоптық өзара бағдарлануы
π^+	$P\bar{N}$	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\uparrow$
π^-	$\bar{P}N$	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\uparrow$
K^+	$P\bar{\Lambda}$	$\uparrow\downarrow$	\uparrow
ρ	PPN	$\uparrow\uparrow\uparrow$	$\uparrow\uparrow\uparrow$
n	PNN	$\uparrow\uparrow\uparrow$	$\uparrow\uparrow\uparrow$
Σ^+	$PP\Lambda$	$\uparrow\uparrow\uparrow$	$\uparrow\uparrow$
Λ	PNA	$\uparrow\uparrow\uparrow$	$\uparrow\downarrow$
Δ^{++}	PPP	$\uparrow\uparrow\uparrow$	$\uparrow\uparrow\uparrow$
Δ^-	NNN	$\uparrow\uparrow\uparrow$	$\uparrow\uparrow\uparrow$
Ω^-	$\Lambda\Lambda\Lambda$	$\uparrow\uparrow\uparrow$	—

Сонымен, осы дәріс жалпы физика курсын қарастыруды аяқтайды, бірақ, біз физиканы зерттеуді біттік деп түсінуге болмайды. Біз физикалық құбылыстардың кейбір салаларын ғана зерттеуді игердік, табиғаттағы микробөлшектердің және денелердің қозғалыс сипаттары туралы жалпы көзқарасымызды кеңейттік, зерттеушінің алдында тұрған кейбір мәселелерін түсіндік, оларды шешудегі талаптарды меңгердік. Бұл қарастырулардың сыртында тұрған өте көп принциптер мен заңдар қалды, әлде де толық және терең мағынада зерттелетін мәселелер көп. Сіздің алдыңызда өз біліміңізді дамытатын мәселелер әлі де күтіп тұр. Ол үшін біз бастама ретінде аз жұмыс істегеніміз жоқ.

Біз енді, классикалық физика заңдары жалпы кванттық механика заңдарының дербес түрі екенін білдік. Біз бөлшек табиғатының корпускулалы-толқындық болатын екі жақты қасиеттерін талдадық, зерттеу барысында, микробөлшектердің тамаша дүниесімен таныстық және бүкіл дүниедегі макроскопиялық денелердің қозғаластарының негізімен таныстық, элементар моделдердің негізінде қарапайым есептер мен бағалауды үйрендік. Физикалық процестерді және құбылыстарды зерттеу астрофизикалық объектілерді зерттеумен тығыз байланысты. Мәселен, бұған мысал ретінде бүкіл әлемдік тартылыс заңының ашылуын спектрлердің сәулеленуі мен жұтылуы және т.б. бірқатар заңдылықтарды еске түсіру жеткілікті. Бірақ, астрофизиканың көптеген мәселелері біз тек Бүкіл дүние әлемнің кейбір сырларына ғана қол тигіздік деген негіз жасауға келтіреді. Енді болашақ ұрпаққа бұл сырларды ашу оларды жаңа мәселелермен толықтыру, табиғаттың жаңа сырларын ашу мәселелері тұр.

Әдебиеттер тізімі

Негізгі

- 1 Л.Х. Мажитова., Р.Н. Сыздықова., Г.Н. Наурызбаева. Физика 2. Дәрістер конспектісі. - Алматы: АУЭС, 2014 .
- 2 Қойшыбаев Н. Механика. - Алматы: Зият-пресс, 2005. -т.1.
- 3 Қойшыбаев Н. Электр және магнетизм. - Алматы: Зият-пресс, 2006. -т.3.
- 4 Волькенштейн В.С. Жалпы физика курсының есептер жинағы. –Алматы: Нур-принт, 2012.
- 5 Байпақбаев Т.С., Карсыбаев М.Ш. Жалпы физика курсы есептер жинағы. – Алматы: АЭЖБУ, 2014.
- 6 Трофимов Т.И. Физика курсы. – М.: Академия, 2006.
- 7 Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. - М.: Высш. шк., 2002.
- 8 Яворский Б., Пинский А. Основы физики. Учебник, . - М., 2000. - Т.1
- 9 Трофимова Т.И. Физика курсы бойынша шешулері қоса берілген есептер жинағы. - М.: Жоғарғы мектеп, 2010.
- 10 Никеров В.А. Физика. Современный курс. Учебник. – М.: «Дашков и К», 2012.

Қосымша

- 11 Савельев И.В. Жалпы физика курсы. - Алматы: Мектеп, 1977. - т.1.
- 12 Савельев И.В. Жалпы физика курсы. - Алматы: Мектеп, 1977. - т.2.
- 13 Чертов А.Г., Воробьев А.А. Задачник по физике. - М.: Высш. шк., 1981.

Мазмұны

Кіріспе	3
1 Дәріс №1 Магнит өрісі.....	4
1.1 Био-Савар-Лаплас заңы және оны қолдану	4
1.2 Магнит өрісінің тоғы бар өткізгіштерге әсері. Ампер заңы. Параллель токтардың әсерлесуі	5
1.3 Қозғалыстағы зарядқа магнит өрісінің әсері. Лоренц күші.....	7
1.4 Холл эффектісі.....	8
1.5 Вакуумдағы магнит өрісі үшін В векторының циркуляциясы. Толық ток заңы.....	9
1.6 Магнит индукциясы векторының ағыны. Магнит өрісі үшін Гаусс теоремасы.....	10
1.7 Магнит өрісінде тоғы бар өткізгішті орын ауыстырғанда атқарылатын жұмыс.....	11
2 Дәріс №2. Заттардағы магнит өрісі.....	11
2.1 Электрондар мен атомдардың магнит моменттері.....	12
2.2 Магниттелу. Заттағы магнит өрісі.....	13
2.3 Ферромагнетиктер.....	15
2.4 Заттағы магнит өрісі үшін толық ток заңы.....	17
2.5 Электромагниттік индукция құбылысы (Фарадей заңы). Ленц ережесі.....	17
2.6 Өздік индукция құбылысы.....	18
2.7 Магнит өрісінің энергиясы және оның көлемдік тығыздығы.....	19
3 Дәріс №3.Максвелдің теңдеулер жүйесі. Электромагниттік тербелістер	20
3.1 Максвелдің бірінші теңдеуі.....	20
3.2 Максвелдің екінші теңдеуі.....	22
3.3 Максвелл теңдеулерінің толық жүйесі.....	22
3.4 Энергия ағынының тығыздығы. Умов-Пойнтинг векторы.....	23
3.5 Электромагниттік өріс үшін толқындық теңдеу.....	26
3.6 Тербелмелі контур. Актив кедергісі жоқ контурдағы еркін тербеліс....	27
3.7 Еркін өшетін тербелістер.....	29
3.8 Еріксіз электр тербелістері.....	31
3.9 Айнымалы электр тоғы.....	33
4 Дәріс №4. Жарық толқындарының қасиеттері	35
4.1 Жарықтың шағылу және сыну заңдары.....	38
4.2 Фотометрлік шамалар және олардың өлшем бірліктері.....	39
4.3 Жарықтың электромагниттік табиғаты.....	42
5 Дәріс №5. Жарықтың интерференциясы	42
5.1 Жарық толқындарының интерференциясы.....	42
5.2 Когеренттілік. Уақыт және кеңістік бойынша когеренттілік.....	43
5.3 Жұқа жазық пластинкадағы жарықтың шағылу және өту кезіндегі интерференциясы.....	45
6 Дәріс №6. Жарықтың дифракциясы.....	47

6.1 Гюйгенс-Френель принципі.....	47
6.2 Френель зоналары	48
6.3 Қарапайым бөгеттерден алынған Френель дифракциясы.....	51
6.4 Бір саңылаудан алынатын Фраунгофер дифракциясы.....	52
6.5 Екі саңылаудан (дифракциялық тордан) алынатын жарық дифракциясы.....	53
6.6 Дифракциялық тор.....	54
6.7 Дифракциялық тор - спектрлік аспап.....	54
7 Дәріс №7. Заттағы электромагниттік толқындар.....	55
7.1 Жарық дисперсиясы.....	55
7.2 Жарық дисперсиясының электрондық теориясы.....	56
7.3 Жарықтың жұтылуы.....	58
7.4 Поляризацияланған және поляризацияланбаған жарық. Малюс заңы.	59
7.5 Жарықтың шағылу мен сыну кезіндегі поляризациясы. Брюстер заңы	61
7.6 Жарықтың қосарлана сынуы.....	61
7.7 Жарықтың жасанды қосарлана сынуы.....	62
7.8 Поляризация жазықтығының бұрылуы.....	63
8 Дәріс №8. Жылулық сәуле шығару	64
8.1 Абсолют қара дененің (АҚД) сәуле шығару мәселелері. Кванттық гипотеза және Планк өрнегі.....	64
8.2 Фотоэффект құбылысы.....	70
8.3 Комптон эффекті.....	72
9 Дәріс №9. Кванттық теорияның басты идеяларын тәжірибе жүзінде негіздеу.....	74
9.1 Атомдардың сызықтық спектрлері. Бор постулаттары.....	74
10 Дәріс №10. Жарықтың корпускулалы-толқындық екіжақтылығы. Де- Бройль болжамы.....	80
10.1 Жарықтың корпускулалы-толқындық екіжақтылығы. Де-Бройль болжамы. Электрондардың дифракциясы (Дэвиссон-Джермер тәжірибесі).....	80
10.2 Микробөлшектердің толқындық қасиеттері және Гейзенбергтің анықталмағандық қатынасы. Толқындық функция және оның статистикалық мағынасы.....	80
11 Дәріс №11. Шредингердің жалпы және стационар теңдеулері. Бір өлшемді потенциалдық шұңқырдағы бөлшек.....	87
11.1 Шредингердің жалпы және стационар теңдеулері. Бір өлшемді потенциалдық шұңқырдағы бөлшек. Бөлшектің потенциалдық тосқауыл арқылы өтуі (Туннельдік эффект).....	90
12 Дәріс №12. Сутегі атомы. Сутегі атомы үшін Шредингер теңдеуі.....	93
12.1 Сутегі атомы. Сутегі атомы үшін Шредингер теңдеуі. Сутегі тектес атомдар. Энергетикалық деңгейлер. Күрделі атомдардағы деңгейлер ені.	93
12.2 Паули принципі. Сутегі молекуласы. Екі атомды молекуланың	

электронды термдері.....	93
13 Дәріс №13. Атом ядросы.....	103
13.1 Атом ядросының құрамы және заряды. Спиннің зарядтық және массалық саны. Ядро радиусы.....	103
13.2 Ядроның радиусы мен тығыздығы.....	104
13.3 Ядролық күштер.....	105
13.4 Ядро моделі.....	105
13.5 Байланыс энергиясы. Масса ақауы.....	106
14 Дәріс №14. Ядроның бөлінуі.....	107
14.1 Ядроның бөліну реакциясы.....	107
14.2 Бөлінудің тізбекті реакциясы.....	109
14.3 Атом ядроларының синтез реакциясы.....	110
14.4 α -ыдыраудың заңдылығы.....	111
14.5 β^- -ыдыраудың заңдылығы.....	111
14.6 Гамма-сәулеленуі және оның қасиеттері.....	113
15 Дәріс №15. Элементар бөлшектер.....	114
15.1 Лептондар, адрондар. Кварктер. Күшті, электромагниттік, әлсіз гравитациялық өзара әсерлер. Өзара әсерлерді тасымалдаушылар. Қазіргі физиканың және астрофизиканың негізгі мәселелері туралы түсінік.....	114
Әдебиеттер тізі.....	118

Нысанбаева Салтанат Косшибаевна
Кенжеғараева Аңсаған Дарханқызы

ФИЗИКА 2

В062 – Электртехникасы және энергетика ББ тобының студенттеріне
арналған дәрістер жиынтығы

Редактор:
Стандарттау бойынша маман:

Изтелеуова Ж.Н.
Ануарбек Ж.А.

Басылымға қол қойылды __.__.__.
Таралым 100 дана.
Көлем – 7,6 оқу- бас.ә.

Формат 60x84 1/16
Типографиялық қағаз № 1
Тапсырыс Бағасы 3800 тг.

«Ғұмарбек Дәукеев атындағы Алматы энергетика және байланыс
университеті»
коммерциялық емес акционерлік қоғамының
көшірме – көбейту бюросы
050013 Алматы, Байтұрсынұлы көшесі, 126/1