



**Коммерциялық  
емес акционерлік  
қоғам**

**АЛМАТЫ ЭНЕРГЕТИКА  
ЖӘНЕ БАЙЛАНЫС  
УНИВЕРСИТЕТІ**

Физика кафедрасы

## **ФИЗИКА 2**

5B070200-Автоматтандыру және басқару мамандықтарының  
студенттеріне арналған дәрістер жинағы

Алматы, 2015

ҚҰРАСТЫРҒАНДАР: Мәжитова Л.Х., Сыздықова Р.Н., Наурызбаева Г.Қ.  
Физика 2. 5В070200-Автоматтандыру және басқару мамандықтарының  
студенттеріне арналған дәрістер жинағы. - Алматы: АЭЖБУ, 2015.- 53б.

Бакалавриаттың автоматтандыру және басқару мамандықтары үшін  
«Физика 2» пәні бойынша дәрістердің қысқаша мазмұны берілген.

«Физика 2» пәні бойынша дәрістер конспектісі 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. - 18, атау – 52.

Пікір беруші: физика-математика ғылымдарының кандидаты, АЭЖБУ  
доценті Р.Қ. Қойлыбаева

2015 жылға арналған Алматы энергетика және байланыс  
университетінің баспа жоспары бойынша басылады.

© Алматы энергетика және байланыс университеті , 2015ж.

## Мазмұны

Кіріспе.....	3
1 Дәріс №1. Электромагнитті индукция. Максвелл теориясының негіздері.....	5
1.1 Электромагнитті индукция. Электромагнитті индукция заңдары.....	5
1.2 Өздік индукция құбылысы. Индуктивтілік. Өзара индукция.....	6
1.3 Магнит өрісінің энергиясы.....	7
1.4 Максвелл теориясының негіздері.....	7
2 Дәріс №2. Тербелмелі процестер.....	9
2.1 Еркін гармоникалық тербелістер.....	9
2.2 Гармоникалық тербелістер энергиясы.....	11
2.3 Бір бағыттағы және өзара перпендикуляр тербелістерді қосу.....	11
2.4 Еркін өшетін және еріксіз электромагнитті тербелістер. Резонанс.....	12
3 Дәріс №3. Толқындық процестер.....	14
3.1 Серпімді толқын және оның теңдеуі.....	14
3.2 Толқындық теңдеу.....	15
3.3 Толқын энергиясы . Умов векторы.....	16
4 Дәріс №4. Электромагниттік толқындар.....	18
4.1 Электромагниттік толқынның дифференциалдық теңдеуі және оның қасиеттері.....	18
4.2 Электромагниттік толқын энергиясы. Пойтинг векторы.....	20
4.3 Электромагниттік толқынның сәуле шығаруы.....	21
5 Дәріс №5. Толқындық оптика.....	22
5.1 Жарық толқыны.....	22
5.2 Жарықтың интерференциясы. Когеренттілік.....	23
5.3 Жарық дисперсиясы.....	24
6 Дәріс №6. Электромагниттік сәуле шығарудың кванттық табиғаты. Жылулық сәуле шығару.....	26
6.1 Жылулық сәуле шығару сипаттамалары мен қасиеттері.....	26
6.2 Абсолют қара дененің сәуле шығару заңдары және Рэлей - Джинс формуласы.....	27
6.3 Планк формуласы және гипотезасы.....	28
6.4 Фотондар. Комптон эффектісі.....	28
7 Дәріс №7. Заттардың толқындық қасиеттері.....	30
7.1 Де Бройль гипотезасы.....	30
7.2 Гейзенбергтің анықталмағандық қатынастары.....	32
7.3 Де Бройль толқындарының статистикалық түсіндірмесі және толқындық функция.....	33
8 Дәріс №8. Шредингер теңдеуінің шешімдері. Кванттық сан.....	34
8.1 Шредингер теңдеуін шешу мысалдары Бордың сәйкестік принципі.....	34
8.2 Сутегі атомының энергетикалық спектрі.....	37
8.3 Сутегі атомының оптикалық спектрі.....	37

9 Дәріс №9. Кванттық статистикалар және оны қолдану.....	38
9.1 Ұқсас бөлшектердің ажыратылмаушылығы. Паули принципі.....	38
9.2 Кванттық үлестірілулер.....	39
9.3 Металдардағы электрондар үшін Ферми-Дирак үлестірілуі.....	40
10 Дәріс №10. Қатты денелердің аймақтық теориясы.....	42
10.1 Кристалдардағы электрондардың энергетикалық спектрінің аймақтық құрылымы.....	42
10.2 Металдардағы, диэлектриктердегі және шалаөткізгіштердегі энергетикалық аймақтар.....	43
10.3 Шалаөткізгіштердің өткізгіштігі.....	44
11 Дәріс №11. Ядролық физика.....	45
11.1 Атом ядросының құрамы және сипаттамалары.....	46
11.2 Ядроның массасы мен байланыс энергиясы.....	47
11.3 Ядролық күштер.....	48
А қосымшасы.....	50
Әдебиеттер тізімі.....	53

## 1 Дәріс №1. Электромагниттік индукция.

**Дәрістің мазмұны:** дәрісте электромагниттік индукция құбылысы мен заңы электромагниттік өріс үшін Максвелл теориясының негізі келтірілген.

**Дәрістің мақсаты:** электромагниттік индукция құбылысын оқып үйрену.

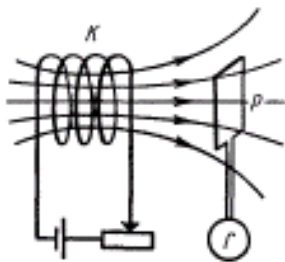
### 1.1 Электромагниттік индукция. Электромагниттік индукция заңы

Магнит өрістерінің әсерінен электр қозғаушы күштерінің пайда болуы *электромагниттік индукция* құбылысы деп аталады.

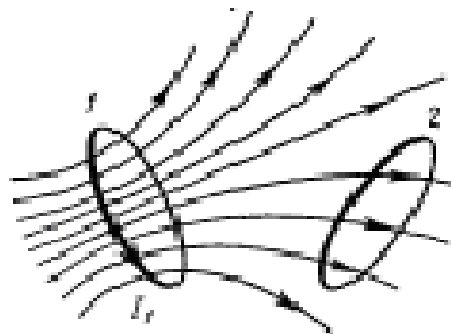
Электромагниттік индукция құбылысын 1831 ж. М.Фарадей ашты.

Фарадей тәжірибелер нәтижесінде бірінші текті құбылыстар үшін электромагниттік индукция заңы (немесе Фарадей заңы) алынды: *Тұйық контурда пайда болатын электромагниттік индукцияның ЭҚК сан жағынан осы контурмен шектелген бет арқылы өтетін магнит ағынының уақытқа байланысты өзгеру жылдамдығына тең және таңбасы бойынша қарама-қарсы:*

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (1.1)$$



1.1 сурет



1.2 сурет

Индукциялық токтың бағыты Ленц ережесі бойынша анықталады: *индукциялық ток әрқашан өзін тудырған себепке қарама-қарсы әсер ететіндей болып бағытталады.*

Егер тұйық контур бір-біріне тізбектеліп жалғанған  $N$  орамнан (катушка немесе соленоид) тұрса, онда ЭҚК әрбір орамның ЭҚК-ң қосындысына тең,

$$\varepsilon_i = -N \frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d\Psi}{dt}, \quad (1.2)$$

мұндағы  $d\Psi = N d\Phi$  - *ағын ілінісуі*, яғни  $N$  орамнан өтетін *толық магнит ағыны*.

## 1.2 Өздік индукция заңы. Индуктивтілік. Өзара индукция

Электромагниттік индукция контур арқылы магнит ағыны өзгергенде ғана пайда болады, бұл кезде ағынның өзгеру себептері маңызды емес.

Егер электр тізбегінде уақыт бойынша өзгереді ток жүрсе, онда осы токтың магнит өрісі де өзгереді, олай болса, магнит ағынының өзгерісі индукцияның ЭҚК-н тудырады. Бұл құбылыс өздік индукция деп аталады.

Өздік индукцияның ЭҚК-і (1.1) Фарадей заңынан анықталады (егер  $L = const$  жағдайда ферромагнетиктер жоқ кезде)  $\varepsilon_s$ :

$$\varepsilon_s = -L \frac{dI}{dt}. \quad (1.3)$$

Минус таңбасы  $\varepsilon_s$  әрқашан ток күшінің өзгерісіне кедергі жасайтындай етіп бағытталады (Ленц ережесіне сәйкес),  $L$  - контурдың индуктивтілігі деп аталатын коэффициент, ХБ жүйесінде өлшем бірлігі - Генри (Гн). Контурдың индуктивтілігі  $L$  контурдың пішіні мен өлшемдеріне, сондай-ақ қоршаған ортаның магниттік қасиеттеріне тәуелді, ол ток күшінің өзгерісіне қатысты контурдың инерттілік мөлшері болып табылады.

Ұзын соленоидтың индуктивтілігінің формуласы:

$$L = \mu_0 \mu n^2 V = \mu_0 \mu \frac{N^2}{\ell} S, \quad (1.4)$$

мұндағы  $n = \frac{N}{\ell}$  - орамдардың сызықтық тығыздығы;

$V = \ell S$  - соленоидтың көлемі.

Ферромагнетик болмаған кезде контур арқылы өтетін магнит ағыны  $\Psi$  ток күшіне пропорционал

$$\Psi = LI, \quad (1.5)$$

ферромагниттік ортада бұл сызықтық (1.5) қатынас бұзылады.

Әрбір контурдағы ЭҚК осы контурдағы токтың тудыратын магнит ағынының өзгеруі салдарынан ғана емес, басқа контурдағы токтың тудыратын магнит ағынының өзгерісі есебінен де пайда болады. Бұл өзара индукция деп аталады.

Бір-біріне жақын орналасқан екі қозғалмайтын контурларды қарастырайық (1.2 сурет). Егер 1 контурда  $I_1$  ток жүрсе, екінші контурда, осы сияқты екінші контурда  $I_2$  ток жүрсе, бірінші контурда пайда болатын ЭҚК-тері электромагниттік индукция заңына сәйкес:

$$\varepsilon_1 = -L_{12} \frac{dI_2}{dt}; \quad \varepsilon_2 = -L_{21} \frac{dI_1}{dt}. \quad (1.6)$$

Мұндай контурлар магниттік байланысқан, ал  $L_{12}$  және  $L_{21}$  коэффициенттері – бірінші контурдың екінші контурға қатысты және сәйкесінше екінші контурдың бірінші контурға қатысты өзара индуктивтілігі деп аталады. Сызықты орталарда, мысалы ферромагнетиктер жоқ кезде,  $L_{12} = L_{21}$ .

Өзара индуктивтілік магниттік байланысқан контурлардың геометриялық өлшемдеріне, олардың орналасуына және ортаның магниттік қасиеттеріне тәуелді.

### 1.3 Магнит өрісінің энергиясы

Егер индуктивтілігі  $L$  контурда  $I$  ток жүрсе, онда тізбекті ажырату мезетінде жойылып кететін магнит өрісінің энергиясы есебінен  $dA = \varepsilon_s I dt$  жұмыс атқаратын индукциялық ток пайда болады. (1.5)-ны қолданып,  $dA = -LI dI$  өрнегін аламыз.

Магнит өрісінің энергиясының кемуі токтың жұмысына тең, сондықтан

$$W_m = \int dA = -L \int_I^0 I dI = \frac{LI^2}{2}. \quad (1.7)$$

Сонымен магнит өріс энергиясы

$$W_m = \frac{1}{2} LI^2 = \frac{1}{2} I\Phi = \frac{\Psi^2}{2I} \text{ немесе } W_m = \frac{B^2}{2\mu_0\mu} V = \frac{\vec{B}\vec{H}}{2} V = \frac{\mu_0\mu H^2}{2} V \text{ түрінде}$$

жазылады. Магниттік энергия магнит өрісі бар кеңістікте жинақталады және осы көлемде көлемдік тығыздықпен таралады:

$$w = \frac{dW_m}{dV} = \frac{B^2}{2\mu_0\mu} = \frac{\mu_0\mu H^2}{2} = \frac{\vec{B}\vec{H}}{2}, \quad (1.8)$$

мұндағы  $dV$  - энергияның көлемдік тығыздығы барлық жерде бірдей деп есептелген шектегі магнит өрісінің аз аймағының көлемі.

$V$  көлемдегі магнит өрісінің энергиясы

$$W_m = \int_{(V)} \frac{\vec{B}\vec{H}}{2} dV = \int_{(V)} \frac{B^2}{2\mu_0\mu} dV = \int_{(V)} \frac{\mu_0\mu H^2}{2} dV.$$

### 1.4 Максвелл теориясының негіздері

Максвелл Фарадейдің электр және магнит өрістері туралы идеяларына сүйеніп, тәжірибелік заңдарын жалпылама жүргізіп, біртұтас электромагниттік өрістің теориясын жасады.

#### 1.4.1 Құйынды электр өрісі.

Электромагниттік индукция құбылысын оқып үйрену кезінде айнымалы магнит өрісінде тыныштықта тұрған контурда индукциялық ток пайда болатыны байқалған. Магнит өрісі уақыт бойынша өзгергенде қозғалмайтын контурда индукцияның ЭҚК-ң пайда болуы Максвелл теорисы бойынша *құйынды электр* өрісінің пайда болуымен түсіндіріледі. Оның электростатикалық өрістен ерекшелігі осы өрісте бірлік оң зарядты тұйық контур бойымен орын ауыстырғанда атқарылған жұмыс нөлге тең емес, ол индукцияның ЭҚК-не тең

$$\oint_L \vec{E}_B d\vec{\ell} = \varepsilon, \quad (1.9)$$

мұндағы  $\vec{E}_B$  - айнымалы магнит өрісімен индукцияланған электр өрісінің кернеулігі.

Электромагниттік (1.1) индукция заңынан

$$\oint \vec{E}_B d\vec{\ell} = -\frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad \text{немесе} \quad \oint_L \vec{E} d\vec{\ell} = -\int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S} \quad (1.10)$$

өрнектерін алуға болады.

Соңғы өрнек Максвеллдің бірінші теңдеуі. Электромагниттік өріске ойша енгізілген кез-келген қозғалмайтын тұйық контур бойынша алынған  $\oint_L \vec{E} d\vec{\ell} - \vec{E}$

векторының циркуляциясы теріс таңбамен алынған  $S$  беттен өтетін  $\int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S} -$

магнит ағынының өзгеру жылдамдығына тең. Бұдан *Максвелл теориясының бірінші тұжырымы: магнит өрісінің кез-келген өзгерісі құйынды электр өрісін тудырады.*

#### 1.4.2 Ығысу тогы.

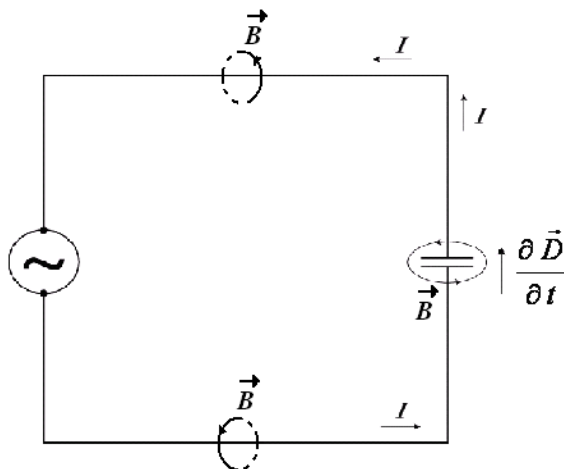
Айнымалы ток тізбегінде (1.3 сурет) конденсатор астарлары арасында өткізгіштік тоқты тұйықтайтын қандай да бір процесс өтеді, бұл – *ығысу тогы* болып табылады, ол токтың тығыздығы

$$\vec{j}_{ыз} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \quad (1.11)$$

Мұндағы  $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$  - конденсатор астарлары арасындағы  $\vec{D}$  электр ығысуының өзгеру жылдамдығы. Осыны ескеріп, *Максвеллдің екінші теңдеуін* мына түрде жазуға болады:

$$\oint_L \vec{H} d\vec{\ell} = \int_S \left( \vec{j}_{np} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) d\vec{S}, \quad (1.12)$$

мұндағы  $\vec{j} = \vec{j}_{np} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$  - толық ток тығыздығы.



1.3 сурет



(1.12) теңдеу электромагниттік өріске ойша енгізілген кез-келген қозғалмайтын тұйық контур бойынша алынған  $\vec{H}$  магнит өрісінің кернеулік векторының циркуляциясы  $S$  беттен өтетін өткізгіштік және ығысу токтарының алгебралық қосындысына тең болатынын көрсетеді.

### 1.4.3 Максвелл теңдеулерінің жүйесі.

Максвелл теңдеулерінің жүйесі 1.1 кестеде көрсетілген.

1.1 кесте

Интегралдық түрі	Дифференциалдық түрі
1 $\oint_L \vec{E} d\vec{\ell} = -\int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S}$	$rot \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$
2 $\oint_L \vec{H} d\vec{\ell} = \int_S \left( \vec{j}_{np} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) d\vec{S}$	$rot \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$
3 $\oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0$	$div \vec{B} = 0$
4 $\oint_S \vec{D} d\vec{S} = \int_V \rho dV$	$div \vec{D} = \rho$
5 $\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}$	
6 $\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$	
7 $\vec{j} = \gamma \vec{E}$	

Үшінші және төртінші теңдеулер электр өрісінің көздері – электр зарядтары, ал магниттік зарядтардың болмайтынын көрсетеді.

## 2 Дәріс №2. Тербелмелі процестер

**Дәрістің мазмұны:** дәрісте механикалық және электромагниттік тербелістерге шолу жасалады.

**Дәрістің мақсаты:** тербеліс үрдістерін оқып үйрену.

### 2.1 Еркін гармоникалық тербелістер

Жүйені тепе-теңдік күйден шығарғаннан кейін өздігінен өтетін тербелістер *еркін (меншікті) тербелістер* деп аталады.

*Гармоникалық тербелістер деп косинус* (немесе синус) заңы бойынша өтетін процестерді айтады.

Гармоникалық тербелетін  $S(t)$  шама үшін өрнекті мына түрде жазуға болады:

$$S(t) = A \cos(\omega_0 t + \varphi_0), \quad (2.1)$$

мұндағы  $A = S_m$  - тербеліс *амплитудасы*, өзгеретін  $S$  шаманың ең үлкен мәні;

$\omega_0$  - меншікті дөңгелектік (немесе циклдік),  $2\pi$  уақыттағы толық тербеліс саны;

$(\omega_0 t + \varphi_0)$  - кез-келген  $t$  мезетінде  $S$  мәнін анықтайтын *тербеліс фазасы*;

$\varphi_0$  - *бастапқы фаза*, яғни  $t=0$  бастапқы уақыт мезетінде тербеліс фазасы.

Толық тербеліс жасайтын уақыт *период* деп аталады ( $T$ ),  $T = 2\pi / \omega$ .

Бірлік уақыт ішінде жасалатын толық тербеліс саны *ν жиілік* деп аталады.

Гармоникалық еркін тербелістер екінші реттік біртекті дифференциалдық теңдеумен сипатталады:

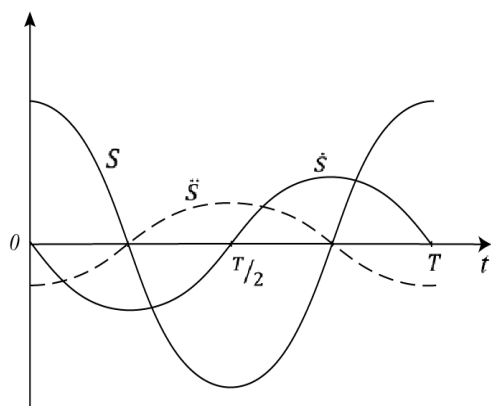
$$\ddot{S} + \omega_0^2 S = 0 \quad (\ddot{S} = d^2 S / dt^2). \quad (2.2)$$

(2.2) теңдеуінің шешімі гармоникалық тербелістің теңдеуі (2.1) болып табылады.

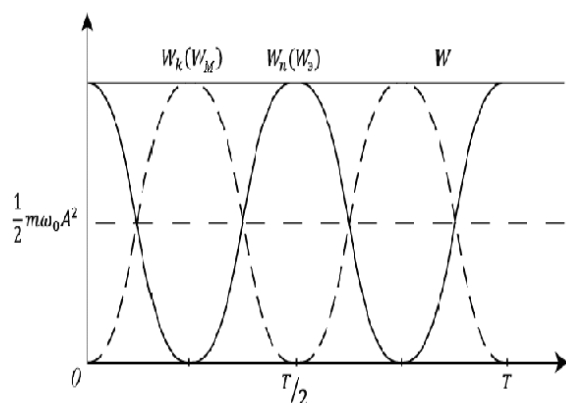
Тербелмелі процестің физикалық табиғаты мен оның пайда болу «механизміне» қарай тербелмелі процестер механикалық, электромагниттік, электромеханикалық т.б. тербелістерге бөлінеді.

Тербелмелі жүйе *осциллятор*, ал гармоникалық тербеліс жасайтын жүйені *гармоникалық осциллятор* деп атау қабылданған. Осцилляторларға маятниктер, тербелмелі контур, қатты денелердің молекулалары мен атомдары және т.б. жатады.

Тербелмелі процестерді оқып үйрену табиғаты әр түрлі процестер арасында математикалық ұқсастықты қарастырғанда қиын болмайды. Себебі, олар түрі бойынша бірдей дифференциалдық теңдеулермен сипатталады. А.1 кестеде әртүрлі осцилляторлар үшін дифференциалдық теңдеулер мен сипаттамалары келтірілген.



2.1 сурет



2.2 сурет

## 2.2 Гармоникалық тербелістердің энергиясы

Механикалық тербелістердің  $W$  толық энергиясы кинетикалық  $W_k$  және  $W_n$  потенциалдық энергиялардың қосындысы арқылы анықталады. А.1 кестедегі (қосымшада) формулаларды қолданып, олардың теңдеулерін жазамыз:

$$W_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{m\omega_0^2 A^2}{2} \sin^2(\omega_0 t + \varphi)$$

және

$$W_n = \frac{kx^2}{2} = \frac{kA^2}{2} \cos^2(\omega_0 t + \varphi)$$

осыдан толық энергия

$$W = W_k + W_n = \frac{kA^2}{2} = \frac{m\omega_0^2 A^2}{2} = W_{k\max} = W_{n\max} = \text{const.}$$

$W_k, W_n$  және  $W$  уақытқа тәуелділік сызбалары А.2 суретте (қосымшада) көрсетілген.

Тербелмелі контурда конденсатордың зарядталуы кезінде оның астарларының арасында энергиясы  $W_3$  электр өрісі, разрядталу кезінде индуктивті катушкада  $W_m$  магнит өрісінің энергиясы пайда болады.

$W_m$  магнит және  $W_3$  электр өрістерінің энергияларының теңдеулері

$$W_m = \frac{1}{2} LI^2 = \frac{1}{4} LI_m^2 [1 - \cos(2\omega_0 t + 2\varphi)] \text{ және } W_3 = \frac{1}{2} \frac{q^2}{c} = \frac{1}{4} LI_m^2 [1 + \cos(2\omega_0 t + 2\varphi)],$$

ал  $W$  толық энергия

$$W = W_m + W_3 = \frac{q^2 m}{2c} = \frac{LI_m^2}{2} = \text{const} \quad (2.3)$$

өрнектерімен анықталады.

Кинетикалық энергия мен магнит өрісінің энергиясының, потенциалдық энергия мен электр өрісінің энергиясының өзгеру заңдылықтары ұқсас, ал екі жағдайда да толық энергия А.2 суретте көрсетілгендей тұрақты болып қалады.

## 2.3 Бірдей бағыттағы және өзара перпендикуляр тербелістерді қосу

Тербелмелі жүйенің біртегізде бірнеше тербелмелі процестерге қатысып, жүйеде өтетін қорытынды тербелістің заңдылығын анықтауды тербелістерді қосу деп қарастырады. Екі шекті жағдайлар қарастырылады: бірдей бағыттағы және өзара перпендикуляр бағыттағы тербелістерді қосу.

Егер жүйе біртегізде:

$$x_1 = A_1 \cos(\omega_0 t + \varphi_{01}), \quad x_2 = A_2 \cos(\omega_0 t + \varphi_{02}), \quad (2.4)$$

теңдеулерімен сипатталатын екі тербеліске қатысса, онда қосуды *векторлық диаграмма әдісін* қолданып, жүргізуге болады (2.3 сурет). Қорытқы  $\vec{A}$  векторының  $x$  осіне проекциясы қосылғыш векторлардың проекцияларының қосындысына тең

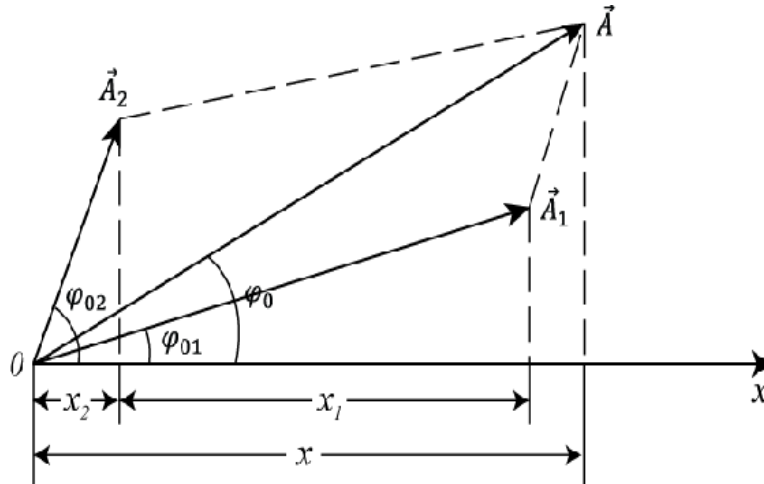
$$x = x_1 + x_2.$$

2.3 сурет бойынша қорытқы вектор косинустар теоремасымен

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_{02} - \varphi_{01}), \quad (2.5)$$

ал қорытқы тербелістің бастапқы фазасы тангенс бойынша анықталады:

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{A_1 \sin \varphi_{01} + A_2 \sin \varphi_{02}}{A_1 \cos \varphi_{01} + A_2 \cos \varphi_{02}}. \quad (2.6)$$



2.3 сурет

Сонда қорытқы гармоникалық тербелістің теңдеуі:

$$x = A \cos(\omega_0 t + \varphi_0).$$

Егер тербелістер бірізгіде өзара перпендикуляр  $x$  осі және  $y$  осі бойымен өтсе, онда олардың теңдеулері келесі түрде жазылуы мүмкін:

$$x = A \cos \omega t, \quad y = B \cos(\omega t + \varphi_0), \quad (2.7)$$

мұндағы  $\varphi_0$  - екі тербелістің фазалар айырымы (фаза ығысуы).

Мұндай тербелістерді осциллографтың горизонталь және вертикаль басқарушы пластиналарына периодты гармоникалық сигналдар берген кезде бақылауға болады. Қорытқы тербелістің траекториясын анықтау үшін (2.13) теңдеудегі уақыттан құтылып, траекторияның теңдеуін шығарып аламыз:

$$\frac{x^2}{A^2} - \frac{2xy}{AB} \cos \varphi_0 + \frac{y^2}{B^2} = \sin^2 \varphi_0. \quad (2.8)$$

Осы теңдеуден шығатын дербес жағдайлар А.2 кестеде (қосымша) көрсетілген.

Егер өзара перпендикуляр тербелістердің жиіліктері бірдей болмаса, онда қорытқы қозғалыстың траекториялары *Лиссажу фигуралары* деп аталатын күрделі қисықтарды береді.

## 2.4 Еркін өшетін және еріксіз электромагниттік тербелістері. Резонанс

Нақты тербелмелі контурдың идеал контурдан (А.1 кесте) ерекшелігі - конденсатор мен катушкаға тізбектей жалғанған кедергісі  $R$  резистордан

тұрады. Өшетін электр тербелістердің *дифференциалдық теңдеуін* R кедергіні ескеріп, тізбектің 1-2 бөлігі үшін жалпылама Ом заңынан аламыз:

$$\ddot{q} + 2\beta\dot{q} + \omega_0^2 q = 0, \quad (2.9)$$

мұндағы  $\beta$  - өшу коэффициенті,  $\beta = \frac{R}{2L}$ .

Бұл теңдеудің шешімі өшетін тербелістің теңдеуі болып табылады:

$$q = q_{m0} e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0), \quad (2.10)$$

мұндағы  $q_{m0}$  тұрақты (бастапқы амплитуда) және  $\varphi_0$  (бастапқы фаза) бастапқы шарттарға, яғни бастапқы уақыт мезетіндегі  $q$  және  $\dot{q}$  мәндеріне тәуелді. Өшетін тербелістер периоды мен циклдік жиілігі  $T = 2\pi / \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$

және  $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$  өрнектерімен анықталады. Өшетін тербелістің амплитудасы  $e$  есе азаятын уақыт аралығын *релаксация уақыты*  $\tau = 1/\beta$  деп атайды. Өшетін тербелістің амплитудасының кему жылдамдығын сандық түрде сипаттау үшін өшудің логарифмдік декременті деген ұғымды қолданады.

*Өшудің логарифмдік декременті* деп периодқа ерекшеленетін уақыт мезеттеріне сәйкес амплитудалардың мәндерінің қатынасының натурал логарифмін айтады:

$$\lambda = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)} = \beta T = \frac{T}{\tau} = \frac{1}{N_e}, \quad (2.11)$$

мұндағы  $N_e$  - амплитудасы  $e$  есе азаятын уақыт аралығында жасайтын тербеліс саны.

*Еріксіз электромагниттік тербелістерді* тудыру үшін контурдың R-L-C элементтерін айнымалы ЭҚК-не қосу қажет, берілген жағдайда тербелмелі контурдың теңдеуі келесі түрде жазылады:

$$L \frac{dI}{dt} + RI + \frac{q}{c} = \varepsilon_m \cos \omega t$$

немесе

$$\ddot{q} + 2\beta\dot{q} + \omega_0^2 q = (\varepsilon_m / L) \cos \omega t, \quad (2.12)$$

бұл еріксіз тербелістің дифференциал теңдеуі, оның дербес шешімі

$$q = q_m \cos(\omega t - \psi), \quad (2.13)$$

мұндағы  $q_m$  - конденсатордағы зарядтың амплитудасы;

$\psi$  - бастапқы фазасы және олар мына өрнектермен анықталады:

$$q_m = \frac{\varepsilon_m}{L \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}} \quad \text{және} \quad \text{tg } \psi = \frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}.$$

Осыдан  $\omega_0$  меншікті жиілік пен айнымалы  $\omega$  ЭҚК жиілігінің айырмасы неғұрлым аз болған сайын,  $q_m$  амплитуда соғұрлым жоғары болады. *Сыртқы әсер жиілігінің белгілі бір мәнінде еріксіз тербелістің амплитудасының күрт артуы резонанс деп аталады.* Резонанс басталатын сыртқы әсердің (ЭҚК) жиілігі *резонанстық жиілік* деп аталады.

Заряд (конденсатордағы кернеу) және ток күші үшін резонанстық жиіліктер келесі формулалармен анықталады:

$$\begin{aligned}\omega_{q\text{ рез}} &= \omega_{\text{Ус рез}} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}; \\ \omega_{1\text{ рез}} &= \omega_0.\end{aligned}\tag{2.14}$$

### 3 Дәріс №3. Толқындық процестер

**Дәрістің мазмұны:** дәрісте тербелістің таралу үрдісі, серпімді толқындар және толқындардың дисперсия құбылысы баяндалады.

**Дәрістің мақсаты:** толқындық үрдістерді оқып үйрену.

#### 3.1 Серпімді толқындар және оның теңдеуі

Тербелістердің кеңістікте таралу процесі *толқын* деп аталады. Механикалық тербелістердің серпімді ортада таралу процесі *серпімді толқын* деп аталады. Егер серпімді ортада оның бөлшектерін тербеліске келтірсе, онда олардың арасындағы өзара әсерлесу салдарынан тербеліс бір бөлшектен екінші бөлшекке қандай да бір жылдамдықпен беріледі.

Бұл кезде бөлшектер орын ауыстырмайды, тепе-теңдік маңында тербеледі. Сондықтан толқындардың негізгі қасиеті – зат тасымалынсыз энергияны тасымалдау болып табылады.

Тепе-теңдік маңайында (толқындардың бойлық немесе көлденең таралу бағыты) бөлшек қозғалысының бағытына қарай толқындарды *қума және көлденең* деп екіге бөледі.

Көлденең толқындар ығысуға кедергі жасайтын ортада (қатты денелерде) таралады. Қума толқындар сығылуға және созылуға кедергісі бар орталарда (сұйық, газ тәрізді және қатты денелерде) таралады.

Бірдей фазада тербелетін нүктелердің геометриялық орны *толқындық бет* деп, ал берілген уақыт мезетінде тербеліс келіп жеткен нүктелердің геометриялық орны *толқын фронты* деп аталады. Толқындық беттер көп болуы мүмкін, ал толқын фронты біреу ғана. Толқындық беттер қозғалмайды, ал толқын фронты орын ауыстырады. Толқындық беттің (толқын фронты) пішініне қарай толқындар *жазық* немесе *сфералық* болуы мүмкін.

Толқын келесі параметрлермен сипатталады:  $\lambda$  - толқын ұзындығы, бұл бір тербеліс периоды аралығында толқынның жүретін қашықтығы;  $T$  - *период*, бір тербелістің уақыты;  $\nu$  - жиілік, бірлік уақыт ішіндегі тербеліс саны. Олардың арасындағы байланыс:

$$\lambda = \nu \cdot T, \nu = \lambda \nu.$$

Ортаның қандай да бір нүктесінде қандай да бір уақыт мезетінде ауытқу одан қандай да бір қашықтықта белгілі бір уақыттан кейін байқалады, яғни белгілі жылдамдықпен таралады.

Жалпы жағдайда толқынның теңдеуі уақыт пен үш кеңістіктік координатаның функциясы болып табылады.  $x$  осі бойымен ауытқулар

таралғанда орта бөлшегінің тепе-теңдіктен  $\xi$  ығысуы  $x$  координата мен  $t$  уақыттың функциясы болып есептеледі, яғни  $\xi = f(x, t)$ .

Егер  $x=0$  жазықтығында жататын нүктелердің тербелісі  $\xi = (0, t) = A \cos(\omega t + \varphi_0)$  функциясымен сипатталса, онда бөлшектердің тербеліс көзінен қандай да бір  $x$  қашықтықта ол уақыт бойынша  $\tau = x/v$  шамаға кешігеді,  $v$  - толқынның таралу жылдамдығы.  $x$  жазықтығында жататын бөлшектердің тербеліс теңдеуі:

$$\xi(x, t) = A \cos[\omega(t - x/v) + \varphi_0].$$

Толқындарды сипаттау үшін  $k$  - *толқындық сан* қолданылады:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{vT} = \frac{\omega}{v}. \quad (3.1)$$

Толқындық сан ұзындығы  $2\pi$  тең кесіндіге қанша толқын ұзындығы сәйкес келетінін көрсетеді.

Сонда,

$$\xi(x, t) = A \cos(\omega t - kx + \varphi_0), \quad (3.2)$$

мұндағы  $\varphi_0$  - толқынның бастапқы фазасы;

$(\omega t - kx + \varphi_0)$  - жазық толқынның фазасы.

(3.2) теңдеуі – энергия жұтпайтын ортада  $x$  осінің бойымен таралатын жазық кума толқынның теңдеуі.

Кеңістікте энергия тасымалдайтын толқындар *қума толқындар* деп аталады. (3.1) теңдеудегі  $v$  жылдамдық – толқынның фазалық жылдамдығы, ол толқын фазасының таралу жылдамдығы.

Егер ортада энергия шығыны орын алса, онда

$$\xi = A_0 e^{-\gamma x} \cos(\omega t - kx + \varphi_0),$$

мұндағы  $\gamma$  - толқынның өшу коэффициенті.

Толқын фронтына перпендикуляр бағытталған бірлік  $\vec{n}$  вектормен сипатталатын кез-келген бағытта жазық толқын таралғанда  $\vec{k}$  толқындық вектор енгізеді

$$\vec{k} = k\vec{n} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{n}.$$

Бұл жағдайда жазық толқынның теңдеуі келесі түрде жазылады:

$$\xi(\vec{r}, t) = A \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \varphi_0),$$

мұндағы  $\vec{k}\vec{r} = k_x \cdot x + k_y \cdot y + k_z \cdot z$ .

### 3.2 Толқындық теңдеу

Материялық нүктенің барлық мүмкін болатын қозғалыстарын сипаттайтын динамиканың негізгі теңдеуі сияқты толқындық процестер үшін де толқынның түріне тәуелсіз жалпылама өрнек болып табылатын теңдеулер бар. Бұл теңдеулер - толқынды сипаттайтын кеңістік пен уақыттағы функцияның өзгерісін байланыстыратын дербес туынды түріндегі дифференциалдық теңдеулер.

Оларды *толқындық теңдеулер* деп атайды. Толқындық теңдеуді алу үшін (3.2) теңдеуді алдымен уақыт бойынша, сосын  $x$  бойынша екі рет дифференциал аламыз.  $x$  осі бойымен таралатын жазық қума толқынның *толқындық теңдеуін* аламыз:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}. \quad (3.3)$$

(3.2) жазық толқынның теңдеуі (3.3) толқындық теңдеудің шешімі болып табылады.

Жалпы жағдайда, ығысу төрт айнымалының функциясы болып табылады және ол келесі түрде жазылады:

$$\nabla^2 \xi = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}, \quad (3.4)$$

мұндағы

$$\nabla^2 \xi = \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2}.$$

### 3.3 Толқынның энергиясы. Умов векторы

Толқын таралатын серпімді орта бөлшектердің тербелмелі қозғалысының кинетикалық энергиясына және ортаның деформациясынан пайда болатын потенциалдық энергияға ие болады.

Барлық нүктелерде қозғалыс жылдамдығы және деформациясын бірдей деп есептеуге болатын және сәйкесінше  $x$  осі бойынша таралатын толқын үшін  $\frac{\partial \xi}{\partial t}$  және  $\frac{\partial \xi}{\partial x}$  тең болатын  $\Delta V$  аз көлемді ойша белгілеп аламыз.

Белгіленген көлем  $\Delta W_k = \frac{\Delta m}{2} \left( \frac{\partial \xi}{\partial t} \right)^2 = \frac{\rho}{2} \left( \frac{\partial \xi}{\partial t} \right)^2 \Delta V$  кинетикалық энергияға

ие, мұндағы  $\Delta m = \rho \cdot \Delta V$  -  $\Delta V$  көлемдегі заттың массасы,  $\frac{\partial \xi}{\partial t} = -\omega A \sin(\omega t - kx)$ .

Теңдеуге  $\left( \frac{\partial \xi}{\partial t} \right)^2$ , мәнін қойып, келесі өрнекті аламыз:

$$\Delta W_k = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2 \sin^2(\omega t - kx) \Delta V.$$

Қарастырылып отырған көлем потенциалдық энергияға ие

$$\Delta W_n = \frac{E \varepsilon^2}{2} \Delta V,$$

мұндағы  $E$  - Юнг модулі;

$\varepsilon = \frac{\partial \xi}{\partial x}$  - салыстырмалы ұзару немесе сығылу.



Қума толқындардың жылдамдығы  $v = \sqrt{E/\rho}$  екенін ескерсек,  $\frac{\partial \xi}{\partial x} = kA \sin(\omega t - kx)$ , потенциалдық энергияның өрнегін аламыз:

$$\Delta W_n = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2 \sin^2(\omega t - kx) \Delta V.$$

Ортаның  $\Delta V$  көлемдегі бөлшектердің потенциалдық және кинетикалық энергияларының теңдеулеріне жүргізілген талдау олардың максимум мәндерінің бірдей екендігін,  $\Delta W_k$  және  $\Delta W_n$  уақыттың бірдей функциялары болып табылатынын көрсетеді. Бұл заңдылық серпімді ортада кез-келген қума толқынға тән. Ол серпімді ортада таралатын тербелістердің таралу процестеріне қолданатын энергияның сақталу заңынан шығады. Серпімді толқындардың таралуы ортаның бір аймағынан екінші аймағына энергияның тасымалдануымен тығыз байланысты, сондықтан энергия координата мен уақытқа тәуелді.

Толық энергия  $\Delta W_k$  мен  $\Delta W_n$  қосындысына тең:

$$\Delta W = \Delta W_k + \Delta W_n = \rho \omega^2 A^2 \sin^2(\omega t - kx) \Delta V. \quad (3.5)$$

Осы энергияны көлемге бөлсек, *энергия тығыздығын* аламыз:

$$w = \frac{\Delta W}{\Delta V} = \rho \omega^2 A^2 \sin^2(\omega t - kx).$$

Ортаның әрбір нүктесінде энергияның тығыздығы синустың квадраты бойынша өзгереді, сондықтан ортаның әрбір нүктесінде энергияның орташа тығыздығы:

$$\langle w \rangle = \frac{1}{2} \rho \omega^2 A^2. \quad (3.6)$$

Қандай да бір бет арқылы  $dt$  бірлік уақытта толқын тасымалдайтын энергия осы бет арқылы өтетін *энергия ағыны* деп аталады:

$$\Phi = \frac{dW}{dt}.$$

Беттің әр түрлі нүктесінде энергия ағыны әр түрлі болуы мүмкін, сондықтан энергия ағынының тығыздығы деген ұғым енгізіледі. Бұл энергия тасымалының бағытына перпендикуляр бағытталған бірлік аудан арқылы өтетін энергия ағыны:

$$j = \frac{d\Phi}{dS_{\perp}} = \frac{dW}{dt \cdot dS_{\perp}}. \quad (3.7)$$

Гармоникалық толқындар үшін (синусоидалық) толқынның энергия тасымалының жылдамдығы фазалық жылдамдыққа тең  $v$ . Табанының ауданы  $dS$  және ұзындығы  $v dt$  тең қиық цилиндр ішінде жинақталған энергия  $dW$

$$dW = w v dt dS \cos \alpha = w v dt dS_{\perp}.$$

Осы формуланы (3.7) - ге қойып, энергия ағынының тығыздығы үшін формуланы аламыз:

$$j = w \cdot v.$$

Ағынның тығыздығын және оның бағытын анықтау үшін  $\vec{j}$  Умов векторын енгізеді,

$$\vec{j} = w \cdot \vec{v}, \quad (3.8)$$

мұндағы  $\vec{v} = \frac{\omega}{k} \vec{n}$  - модулі толқынның фазалық жылдамдығына тең берілген нүктеде толқынға нормаль жылдамдық векторы.

Энергия ағынының тығыздығының уақыт бойынша орташа мәні *толқынның қарқындылығы* деп аталады:

$$I = \langle \vec{j} \rangle = \langle w \rangle v = \frac{1}{2} \rho \omega^2 A^2 v.$$

#### 4 Дәріс №4. Электромагниттік толқындар

**Дәрістің мазмұны:** дәрісте электромагниттік толқындардың интенсивтілігі, энергиясы және дифференциалдық теңдеуі берілген.

**Дәрістің мақсаты:** электромагниттік толқындарды оқып үйрену.

Максвелл теориясы бойынша (1.10), айнымалы магнит өрісі айнымалы электр өрісін тудырады және керісінше. Егер, кеңістіктің белгілі бір нүктесінде күйінды электр өрісін қоздырсақ, онда қоршаған ортада электр және магнит өрістерінің өзара айналымы пайда болады, яғни уақыт пен кеңістік бойынша таралатын айнымалы магнит өрісі пайда болады. Бұл процесс периодты және *электромагниттік толқын* деп аталады.

##### 4.1 Электромагниттік толқынның дифференциалдық теңдеуі және оның қасиеттері

Максвелл теориясына сәйкес, еркін электр зарядтарынан ( $\rho = 0$ ) және макроскопиялық ( $j = 0$ ) токтардан қашықта орналасқан электромагниттік толқындар үшін (1.1-кестедегі 1-4) теңдеулер мына түрде жазылады:

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \quad \text{rot} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t};$$

$$\text{div} \vec{D} = 0; \quad \text{div} \vec{B} = 0.$$

$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}$  және  $\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$  байланысын ескеріп, жазатын болсақ:

$$\text{rot} \vec{E} = -\mu_0 \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}; \quad \text{rot} \vec{H} = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}; \quad \text{div} \vec{E} = 0; \quad \text{div} \vec{H} = 0, \quad (4.1)$$

мұндағы  $\mu$  және  $\varepsilon$  - ортаның тұрақты өтімділіктері.

Жазық толқын  $x$  осі бойымен таралса,  $\vec{E}$  мен  $\vec{H}$  векторлары  $y$  және  $z$  осьтеріне тәуелді болмайды. Бұл жағдайда (4.1) теңдеуінен екі тәуелсіз теңдеулер тобын аламыз:

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -\mu_0 \mu \frac{\partial H_z}{\partial t}; \quad \frac{\partial H_z}{\partial x} = -\varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial t}; \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} = \mu_0 \mu \frac{\partial H_y}{\partial t}; \quad \frac{\partial H_y}{\partial x} = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} \quad (4.3)$$

және

$$\mu_0 \mu \frac{\partial H_x}{\partial t} = 0; \quad \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} = 0. \quad (4.4)$$

(4.2) өрнекті ескерсек

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} \quad \text{және} \quad \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2}. \quad (4.5)$$

(4.5) теңдеуді (3.3) формуламен салыстырамыз, онда (4.5) электромагниттік толқынның толқындық теңдеулері болып табылады.

Бұл теңдеулердің шешімдері

$$E_y = E_m \cos(\omega t - kx + \varphi_1) \quad \text{және} \quad H_z = H_m \cos(\omega t - kx + \varphi_2). \quad (4.6)$$

(4.2) - (4.6) теңдеулерінен электромагниттік толқынның негізгі қасиеттері шығады.

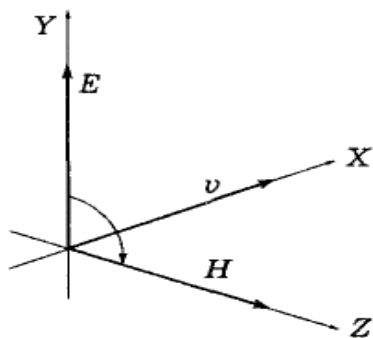
4.1.1 (4.4) теңдеуден  $E_x$  пен  $H_x$  кеңістік пен уақытқа тәуелді емес екені шығады. Сондықтан жазық толқынның айнымалы өрісі үшін  $E_x = H_x = 0$  және  $\vec{E}$  мен  $\vec{H}$  векторлары толқынның таралу бағытына перпендикуляр, яғни электромагниттік толқындар *көлденең толқындар* болып табылады.

4.1.2 (4.5) пен (3.3) теңдеулерін салыстырсақ, электромагниттік толқындардың *фазалық жылдамдығы* ортаның қасиеттеріне тәуелді

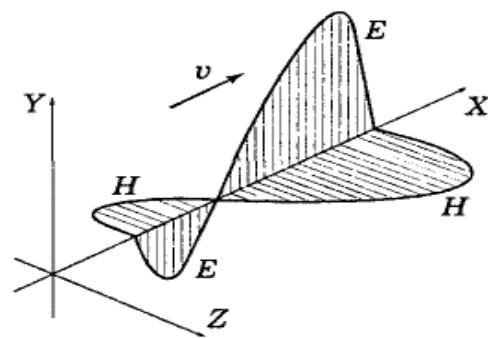
$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon \mu}}. \quad (4.7)$$

Электромагниттік толқындардың вакуумдегі жылдамдығы ( $\varepsilon = \mu = 1$ )  $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$ .

4.1.3 (4.5) теңдеуінен шығатыны:  $\vec{E}$  және  $\vec{H}$  векторлары өзара перпендикуляр,  $\vec{v}$ ,  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  векторлары оң бұрандалы жүйені құрайды (4.1 сурет).



4.1 сурет



4.2 сурет

4.1.4 (4.6) теңдеудегі бастапқы фазалары тең  $\varphi_1 = \varphi_2$  және  $\varepsilon_0 \varepsilon E_m^2 = \mu_0 \mu H_m^2$ .

Сондықтан,  $\vec{E}$  және  $\vec{H}$  векторларының тербелісі (4.2 сурет) синфазалы (бірдей фазалы) және олардың лездік мәндері өзара байланысты:

$$\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon} E = \sqrt{\mu_0 \mu} H. \quad (4.8)$$

Біртекгі изотропты ортада таралатын жазық толқын теңдеуі векторлық түрде былай жазылады:

$$\vec{E} = \vec{E}_m \cos(\omega t - kx + \varphi); \quad \vec{H} = \vec{H}_m \cos(\omega t - kx + \varphi).$$

4.1.5 Электромагниттік өрістің әрбір нүктесінде  $\vec{E}$  және  $\vec{H}$  векторлары бірдей жиілікпен гармоникалық тербеледі. Сондықтан электромагниттік толқын *монохроматты* болып табылады.

## 4.2 Электромагниттік толқын энергиясы. Пойтинг векторы

Энергия тасымалы электромагниттік толқынмен байланысты. Изотропты ортада электромагниттік өріс энергиясының тығыздығы электр және магнит өрістерінің энергия тығыздықтарының сомасына тең:

$$w = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} + \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}.$$

$\vec{E}$  және  $\vec{H}$  векторларының байланысын ескерсек, электромагниттік толқынның энергиясының көлемдік тығыздығы:

$$w = \varepsilon_0 \varepsilon E^2 = \mu_0 \mu H^2 = \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu} E H = \frac{\sqrt{\varepsilon \mu}}{c} E H = \frac{E H}{v}, \quad (4.9)$$

мұндағы  $v$  - толқынның жылдамдығы (4.7).

(4.9) өрнекті  $v$  жылдамдыққа көбейтсек, энергия ағыны тығыздығы шығады:

$$S = w v = E H. \quad (4.10)$$

$\vec{E}$  мен  $\vec{H}$  векторлары өзара перпендикуляр және бағыттары оң бұрандалы жүйенің таралу бағытына сәйкес (4.1 сурет), сондықтан (4.10) теңдеуі мына түрде жазылады:

$$\vec{S} = [\vec{E} \vec{H}]. \quad (4.11)$$

$\vec{S}$  векторы *Пойтинг векторы* деп аталады. Ол электромагниттік толқынның таралу бағытымен бағыттас, ал модулі электромагниттік толқынның таралу бағытына перпендикуляр бірлік аудан арқылы бірлік уақытта электромагниттік толқын тасымалдайтын энергияға тең.

Гармоникалық электромагниттік кума толқын үшін энергия ағынының тығыздығы:

$$S = \sqrt{\varepsilon \varepsilon_0 / \mu_0 \mu} E_m^2 \cos^2(\omega t - kx).$$

Толқын  $I$  қарқындылығы энергия ағынының тығыздығының орташа мәніне тең:

$$I = \left\langle \vec{S} \right\rangle = (\sqrt{\varepsilon \varepsilon_0 / \mu_0 \mu}) / E_m^2 / 2, \quad (4.12)$$

өйткені косинустың квадратының орташа мәні  $1/2$ -ге тең.

### 4.3 Электромагниттік толқынның сәуле шығаруы

Қоршаған ортада қайсыбір жүйенің электромагниттік толқын тудыру процесі *толқындардың сәуле шығаруы* деп аталады, ал аталған жүйе *сәуле шығаратын жүйе* деп аталады. Электромагниттік толқындар өрісі *сәуле шығару өрісі* деп аталады.

Классикалық электродинамикада үдемелі қозғалыстағы электр зарядтары электромагниттік толқын тудырады. Сәуле шығаратын қарапайым жүйе электрлік диполь болып табылады, оның  $\vec{p}$  электрлік моменті уақыт бойынша өзгереді. Мұндай диполь *қарапайым дiрiлдеткiш* деп аталады. Егер сәуле шығаратын жүйе электрлік бейтарап болса және оның өлшемі шығарылған сәуле толқын ұзындығынан аз болса, онда толқындық аймақта ( $r \gg \lambda$ , мұндағы  $r$  - жүйеден қашықтық) сәуле шығару өрісі осциллятордың сәуле шығару өрісімен шамалас.

*Сызықты гармоникалық осциллятордың моменті*  $\vec{p}$  уақыт бойынша төмендегі заңдылықпен өзгереді

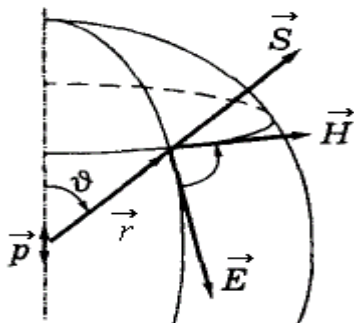
$$\vec{p} = \vec{p}_m \cos \omega t. \quad (4.13)$$

Біртекті изотропты ортада толқынның дипольдан  $r$  қашықтықта орналасқан нүктелерге жету уақыты бірдей, тербеліс фазасы да бірдей. Сондықтан толқынды аймақта толқын шебі сфералық болады. Толқын амплитудасы дипольдан алыстаған сайын кемиді

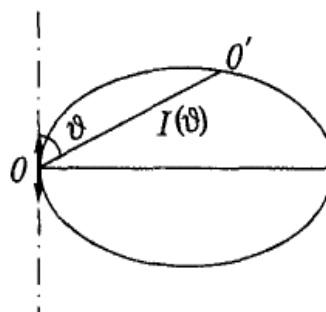
$$E_m \sim H_m \sim \frac{1}{r} \sin Q$$

мұндағы  $Q$  - дипольдің осі мен нүктенің радиус векторы  $\vec{r}$  арасындағы бұрыш (4.3 сурет). Суреттен көрініп тұрғандай,  $\vec{E}$  векторы толқындық беттің әр нүктесінде меридианға жанама бойымен бағытталған, ал  $\vec{H}$  векторы параллельдерге жанама бойымен бағытталған,  $\vec{S}$  Пойнтинг векторы,  $\vec{E}$  және  $\vec{H}$  векторлары өзара перпендикуляр бағытталған. Толқынның қарқындылығы

$$I \sim \frac{1}{r^2} \sin^2 Q. \quad (4.14)$$



4.3 сурет



4.4 сурет

Бұл тәуелділікті дипольдың сәуле шығару диаграммасынан көреміз (4.4 сурет). (4.14) теңдеу мен келтірілген диаграммадан байқайтынымыз, диполь экваторлық жазықтықта  $\left(Q = \frac{\pi}{2}\right)$  максималды сәуле шығарады, ал  $(Q = 0)$  осі бойында сәуле шығармайды. Сәуле шығару қуаты тербеліс жиілігіне тәуелді және ол  $\omega^4$ -не тура пропорционал.

Мұндай электромагниттік өрістің болуы сигналды алыс қашықтыққа жіберуге мүмкіндік береді, кез-келген сигнал жіберетін антенаны нүктелік дипольдардың жиынтығы деп қарастыруға болады. Жекелеген оптикалық есептерді шешу кезінде атомды сәуле шығаратын диполь деп қарастырады, мұнда электрон ядроның айналасында тербеліс жасайды деп есептелінеді.

## 5 Дәріс №5. Толқындық оптика

**Дәрістің мазмұны:** дәрісте толқындық оптиканың негізгі түсініктері келтірілген.

**Дәрістің мақсаты:** толқындық оптиканың негізгі ұғымдарын енгізу.

### 5.1 Жарық толқыны

Электромагниттік толқынның вакуумдегі жылдамдығы:

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

Бұл жарық жылдамдығымен дәл келеді. Осыны негізге ала отырып, жарық электромагниттік толқын деген қорытынды жасаймыз. Электромагниттік толқынның барлық қасиеттері жарыққа да сәйкес келеді:

$$\sqrt{\varepsilon \mu} = n \quad (5.1)$$

$n$  шамасы ортаның сыну көрсеткіші деп аталады. Ортадағы электромагниттік толқын жылдамдығы:

$$v = \frac{c}{n}. \quad (5.2)$$

Мөлдір заттар үшін  $\mu \approx 1$ , сондықтан:

$$n = \sqrt{\varepsilon}. \quad (5.3)$$

Жарықтың ортадағы толқын ұзындығы:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n},$$

мұндағы  $\lambda_0$  - вакуумдегі жарықтың толқын ұзындығы:

Жарықтың  $I$  қарқындылығы  $\vec{S}$  Пойтинг (4.11) векторымен анықталады, сондықтан

$$I \sim nE_m^2 = nA^2, \quad (5.4)$$

яғни жарықтың  $I$  қарқындылығы  $n$  ортаның сыну көрсеткішіне және жарық толқынының  $A^2$  амплитудасының квадратына тура пропорционал.

Жарықты сипаттау үшін электр өрісінің кернеулік векторы қолданылады, себебі жарық физиологиялық, химиялық, фотохимиялық әсері электр өрісінің кернеулік векторының тербелісінен туындайды.

## 5.2 Жарықтың интерференциясы. Когеренттілік

*Жарықтың интерференциясы* дегеніміз – жарық толқындары қабаттасқанда кеңістіктің белгілі бір нүктесінде толқын қарқындылығының күшеюі және келесі бір нүктелерінде оның әлсіреуі құбылысы.

Интерференция құбылысын бақылау үшін толқындардың когерентті болуы шарт.

*Когеренттілік дегеніміз* – бірнеше тербелмелі немесе толқындық процестердің кеңістік пен уақыт бойынша үйлесімді өтуі.

Бұл шартты монохроматты толқын қанағаттандырады. Монохроматты толқындар белгілі бір жиіліктегі және амплитудасы тұрақты толқындар. Реалды жарық көзінен монохроматты жарық алу мүмкін емес, себебі жеке атомдардың сәуле шығаруы бір біріне тәуелсіз және олардың фазаларының айырымы кездейсоқ шама.

Кеңістіктің берілген нүктесінде екі тербелістің фазалар айырымы уақыт өтуімен өзгермесе, *уақыт бойынша когеренттілік* деп аталады. Бастапқы фаза кездейсоқ өзгерістер әсерінен бастапқы мәнінен  $\pi$  шамасына өзгеше мән қабылдайтын уақыт *когеренттілік уақыты* деп аталады. Екі тербелістің фазалар айырымы толқын бетінің әр түрлі нүктесінде тұрақты болатын үйлесімділік *кеңістік бойынша когеренттілік* деп аталады. Фазалар айырымының мәні  $\pi$  шамасына жететін арақашықтық *когеренттілік ұзындығы* деп аталады.

Сонымен, толқындардың интерференциясының байқалу шарты төмендегідей:

- 1) жиіліктері бірдей;
- 2) фаза айырымы уақыт бойынша тұрақты.

Реалды жарық көзінен когерентті толқындарды алудың бір ғана жолы бар. Ол үшін бір жарық толқынын оптикалық жүйе арқылы екі бөлікке бөлеміз, сонда олардың оптикалық жолы әр түрлі болады, осыдан кейін екеуін қайтадан қосамыз.

Жарық толқындары қабаттасқанда суперпозиция принципі орындалады, яғни кеңістіктің әрбір нүктесіндегі қорытқы кернеулік  $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$ . Егер  $\vec{E}_1$  мен  $\vec{E}_2$  векторлары бір бағытта тербелсе, векторлық диаграмма әдісін қолданып, екі векторды қосамыз. (2.5) пен (5.4) өрнектерді ескерсек, қорытқы толқынның қарқындылығы

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (5.5)$$

Кеңістіктің  $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) > 0$  болатын нүктелерінде, қарқындылығы  $I > I_1 + I_2$ , ал  $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) < 0$  болатын нүктелерінде, қарқындылығы  $I < I_1 + I_2$  болады.

Интерференциялық көріністі бақылау нүктесінде тербелістің фазалар айырымы:

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = \omega \left( \frac{S_2}{v_2} - \frac{S_1}{v_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (S_2 n_2 - S_1 n_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta,$$

мұндағы  $S_1, S_2$  - екі когерентті толқынның жарық көзінен интерференциялық көріністі бақылау нүктесіне дейінгі жүретін жолы;

$v_1$  мен  $v_2$  - сыну көрсеткіштері  $n_1$  мен  $n_2$  болатын орталардағы толқындардың фазалық жылдамдықтары;

$\lambda_0$  - вакуумдегі толқын ұзындығы.

Жарық толқыны жолының  $S$  геометриялық ұзындығының ортаның сыну көрсеткішіне көбейтіндісі жолдың  $L$  оптикалық ұзындығы, ал  $\Delta = L_2 - L_1$  оптикалық жолдар айырмасы деп аталады.

Фазалар айырымы мен оптикалық жолдар айырмасы өзара байланысты

$$\Delta = \frac{\lambda_0}{2\pi} \Delta\varphi \quad (5.6)$$

(5.5) өрнегінен қорытқы тербеліс қарқындылығының максимум және минимум шарттары шығады:

$I_{\max}$  егер  $\Delta\varphi = 2m\pi$ , мұндағы  $m = 0, 1, 2, \dots$  және  $\Delta = 2m \frac{\lambda_0}{2} = k\lambda_0$ ;

$I_{\min}$  егер  $\Delta\varphi = (2m + 1)\pi$ , мұндағы  $m = 0, 1, 2, \dots$  және  $\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}$ .

Жарық толқындары қабаттасқанда, оптикалық жолдар айырмасы жарты толқын ұзындығының жұп сандарына тең болатын нүктелерде олар бірін-бірі күшейтеді, ал тақ сандарына тең болатын нүктелерде әлсіретеді.

### 5.3 Жарық дисперсиясы

*Сыну көрсеткішінің жиілікке тәуелділігі жарықтың дисперсиясы деп аталады.* Жарықтың дисперсиясы электромагниттік толқындардың заттың ішіндегі оптикалық электрондармен әсерлесу нәтижесі болып табылады. Оптикалық электрондар дегеніміз – атомдар мен молекулалармен әлсіз байланысқан электрондар.

Сондықтан Максвелдің макроскопиялық электромагниттік теориясы бұл құбылысты түсіндіре алмады. Лоренцтің классикалық электрондық теориясы бойынша, дисперсия – электромагниттік толқындардың затпен әсерлесу нәтижесі. Гармоникалық электромагниттік толқын әсерінен оптикалық электрондар еріксіз тербеліс жасайды, олар өз кезегінде екінші реттік электромагниттік толқындар шығарады.

Электронға үш күш әсер етеді: квазисерпімді күш,  $\vec{F} = -m\omega_0^2 \vec{r}$ , бұл ядромен және басқа электрондармен әсерлесу күші; кедергі күші,  $\vec{F} = -2m\beta\vec{v}$ , бұл сәуле шығаруға жұмсалатын энергияны және атомның ілгерілемелі қозғалысына айналған тербелмелі қозғалыс энергиясын сипаттайды; еріксіз күш - электромагниттік толқынның электр өрісі тарапынан әсер ететін күш.



Онда еріксіз тербелістерінің дифференциалдық теңдеуін мына түрде жазамыз:

$$\ddot{\vec{r}} + 2\beta \dot{\vec{r}} + \omega_0^2 \vec{r} = -\frac{e}{m} \vec{E}_m \cos \omega t,$$

мұндағы  $\vec{r}$  - оптикалық электронның ығысуы;

$m$  және  $\omega_0$  - оның массасы мен тербелісінің меншікті жиілігі;

$\beta$  - электронның еріксіз тербелісінің өшу коэффициенті;

$\vec{E}_m$  және  $\omega$  - айнымалы өрістің кернеулік векторының амплитудасы мен жиілігі.

Егер орта жарық жұтпайтын болса ( $\beta = 0$ ), онда еріксіз тербеліс амплитудасы:

$$\vec{r}_m = -\frac{e\vec{E}_m}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}.$$

Оптикалық электрондар ығысқанда орта үйектеледі, оның үйектеліну дәрежесі:

$$\vec{P} = -n_0 e \vec{r} = \frac{n_0 e^2 \vec{E}}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} = \varepsilon_0 \chi \vec{E},$$

мұндағы  $\chi$  - заттың электрлік қабылдағыштығы;

$n_0$  - атомдар концентрациясы.

Сонда

$$\chi = \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m(\omega_0^2 - \omega^2)}.$$

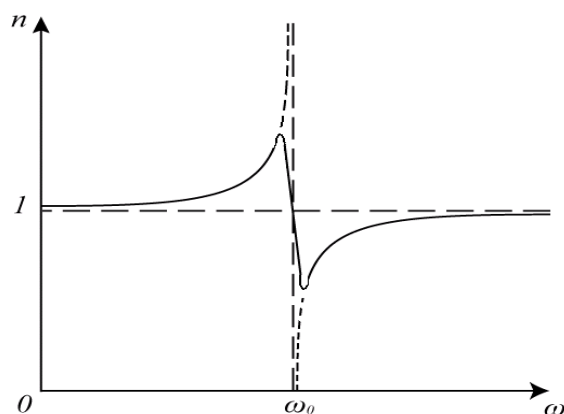
(5.3) формулаға сәйкес:

$$n^2 = \varepsilon = 1 + \chi = 1 + \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (5.7)$$

5.1 суретте (5.7) теңдеуге сәйкес  $n(\omega)$  тәуелділік қисығы көрсетілген.

$\omega$ -ны 0-ден  $\omega_0$ -ге дейін өсірсек  $n$  1-дегі мәнінен бастап  $+\infty$ -ке дейін бірқалыпты өседі. Егер  $\omega = \omega_0$  болса,  $n$ -нің мәні секірмелі түрде  $+\infty$ -тен  $-\infty$ -ке дейін өзгереді, ары қарай  $\omega$ -ны  $\omega_0$ -ден  $\infty$ -ке дейін өзгертсек  $n$  тағы да бірқалыпты  $-\infty$ -тен 1-ге дейін өседі.  $\omega \rightarrow \omega_0$  кезінде  $n$ -нің шексіз өсуінің физикалық мағынасы жоқ.

Мұндай нәтиже екінші ретгі толқындарды шығаруға, атомдар арасындағы соқтығыстарға жұмсалатын энергия шығынын ескермегенде алынады. 5.1 суреттегі тұтас қисықты тұрғызғанда энергия шығыны ескерілген. Жиіліктің мәні меншікті жиілікке жақындағанда, *аномальды дисперсия* орын алады  $dn/d\omega < 0$ , басқа жағдайларда *қалыпты дисперсия* болады  $dn/d\omega > 0$ .



5.1 сурет

## 6 Дәріс №6. Электромагниттік сәуле шығарудың кванттық табиғаты. Жылулық сәуле шығару

**Дәрістің мазмұны:** дәрісте сәулеленудің кванттық табиғаты қысқаша баяндалады.

**Дәрістің мақсаты:**

- абсолют кара дененің жарқырау, фотоэффект, Комптон эффектiсi құбылыстарын оқып үйрену;
- кванттық механиканың негізгі ұстанымдарын меңгеру.

### 6.1 Жылулық сәуле шығарудың сипаттамалары мен қасиеттері

Жылулық сәуле шығару дегеніміз заттың ішкі энергиясы (атомдар мен молекулалардың жылулық қозғалысының энергиясы) өзгергенде шығарылатын электромагниттік сәуле шығару.

Жылулық сәуле шығару – затпен термодинамикалық тепе теңдікте бола алатын жалғыз сәуле шығару түрі, спектрі - кейбір жиіліктегі интенсивтілігі максимум болатын тұтас спектр. Кез келген дененің жылулық сәуле шығаруы төмендегі шамалармен сипатталады. Энергетикалық жарқырау  $R_T$  – сәуле шығаратын дененің бірлік бетінен бірлік уақытта барлық бағытта ( $2\pi$  бұрыш шамасына) шығарылатын толық энергия ағынына тең шама

$$R_T = \frac{d\Phi}{dS}. \quad (6.1)$$

Дененің бірлік беті арқылы бірлік уақытта  $d\omega$  жиілік интервалында шығарылатын энергия ағынының бөлігі дененің сәуле шығару қабілеті  $r_{\omega,T}$  деп аталады:

$$dR_{\omega,T} = r_{\omega,T} d\omega. \quad (6.2)$$

Сәуле шығару қабілеті сәуле шығарудың энергиясының жиілікке тәуелді таралу функциясы болып табылады. Энергетикалық жарқырау мен сәуле шығару қабілеті бір-бірімен байланысты:

$$R_T = \int_0^{\infty} r_{\omega,T} d\omega. \quad (6.3)$$

Шағылған энергияны өлшемсіз  $b_{\omega,T}$  шағылдыру қабілеті, ал жұтылған энергияны дененің  $a_{\omega,T}$  жұтқыштың қабілеті деп аталатын шамалармен сипаттайды. Олай болса:

$$a_{\omega,T} + \epsilon_{\omega,T} = 1. \quad (6.4)$$

Егер дене түскен сәулелік энергияны толығымен жұтатын болса, мұндай дене *абсолют қара дене* деп аталады. Барлық жиілікте абсолют қара дене үшін:  $a_{\omega,T} = 1$ ,  $b_{\omega,T} = 0$ . Абсолюттік қара дененің мысалы – кішкене тесігі бар үлкен қуыс дене. Осындай қуыс ішіне енген сәуле оның қабырғасының ішкі бетінен сан рет шағылып, сәуле ең соңында толығымен жұтылады.

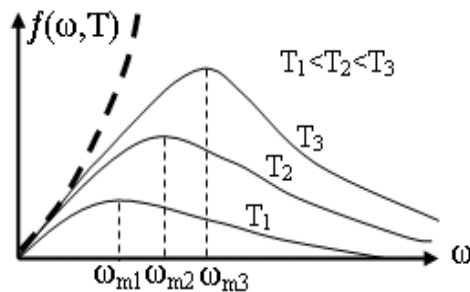
Мөлдір емес дененің сәуле шығарғыштың және жұтқыштың қабілеттері арасында мынадай байланыс бар:

$$\left( \frac{r_{\omega,T}}{a_{\omega,T}} \right)_1 = \left( \frac{r_{\omega,T}}{a_{\omega,T}} \right)_2 = \dots = f(\omega, T). \quad (6.5)$$

Бұл заңды 1859 жылы Г.Кирхгофф тағайындады. Сондықтан Кирхгофф заңы деп аталады.

## 6.2 Абсолют қара дененің сәуле шығару заңдары

Абсолют қара дененің жылулық сәуле шығаруын эксперимент жүзінде зерттегенде  $f(\omega, T)$  тәуелділігінің температураға тәуелді екені анықталды.



6.1 сурет

6.1 - суреттен көрініп тұрғандай, абсолют дененің сәуле шығарғыштық қабілеті температура жоғарылаған сайын күшейе түседі. Температура өскенде сәуле шығару қабілетінің максимумы жоғары жиіліктер аймағына қарай ығысады:  $\omega_{m1} < \omega_{m2} < \omega_{m3}$ . Эксперименттен төмендегідей заңдылықтар ашылды

$$R_T = \sigma T^4, \quad (6.6)$$

$$\omega_m = bT, \quad (6.7)$$

мұндағы  $\sigma$  – Стефан-Больцман тұрақтысы  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{Вт}{м^2 K^4}$ ;

$b$  – Вин тұрақтысы  $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ .

(6.6) қатынасы Стефан-Больцман заңы деп аталады, ал (6.8) қатынасы Виннің ығысу заңы деп аталады. Бұл екі заң жылулық сәуле шығару теориясының дамуы кезінде үлкен роль атқарды.

Жылулық сәуле шығару заңдылықтарын Релей мен Джинс теориялық түрде түсіндірмек болды. Олар энергияның еркіндік дәреже бойынша таралу туралы классикалық статистика теоремасын қолданды. Тұйық қуыстағы тепе-тең жылулық сәуле шығару қарастырылды. Релей-Джинс заңы

$$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT. \quad (6.8)$$

### 6.3 Планк формуласы және гипотезасы

Неміс физигі М.Планк бірінші рет Кирхгоф функциясын дұрыс өрнектеді және абсолют қара дененің сәуле шығаруының спектрлік заңдылығының теориясын жасады.

Ол үшін Планк  $\omega$  жиілікпен тербелетін гармоникалық осциллятордың (атомның) энергиясын дискретті мән ғана қабылдайды деген гипотеза ұсынды. Энергияның бұл дискретті мәні энергияның элементар (бөлігі) порциялары, яғни энергия кванттарының бүтін санына тең:

$$W = n\hbar\omega, \quad (6.9)$$

мұндағы  $\hbar = h/2\pi$  – универсал тұрақты деп аталады;

$h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$  – Планк тұрақтысы;

$n = 1, 2, 3, \dots$  бүтін сандар.

Планктың гипотезасын негізге ала отырып абсолют қара дененің сәуле шығарғыштық қабілеті үшін төмендегі өрнекті жазуға болады:

$$f(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2 c^2} \frac{1}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1}. \quad (6.10)$$

Планк формуласы  $(0, \infty)$  жиілік интервалдағы барлық эксперименттік нәтижелерді қанағаттандырады.

### 6.4 Фотондар. Комптон эффектісі

М.Планктың идеясын дамыта отырып, А.Эйнштейн жарық кванттық түрде шығарылады, жұтылады және таралады деп тұжырымдады, яғни жарық дискретті, ол бөлшектерден тұрады. Жарық кванты - фотон деп аталады. Эйнштейн гипотезасына сәйкес фотон энергиясы:

$$W = \hbar\omega, \quad (6.11)$$

мұндағы  $\omega$  – жарық толқынының циклдік жиілігі.

Фотон  $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$  жылдамдықпен қозғалады. Фотонның импульсі

$$P = \hbar \frac{\omega}{c} = \hbar k, \quad (6.12)$$

мұндағы  $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$   $\vec{k}$  - толқындық вектор модулі, ол жарық толқындарының таралу жылдамдығы векторының бойымен бағытталған. Бұл формуланы векторлық түрде жазуға болады:

$$\vec{P} = \hbar \vec{k} . \quad (6.13)$$

Фотон энергиясы мен импульсы арасындағы байланыс

$$W = cp . \quad (6.14)$$

Фотонның массасы

$$m_\phi = \frac{W}{c^2} = \frac{\hbar\omega}{c^2} . \quad (6.15)$$

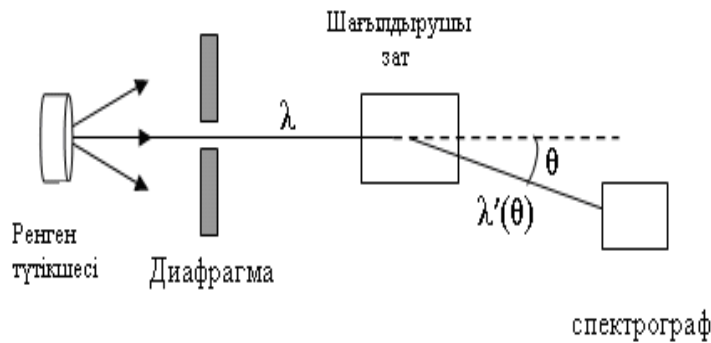
Фотонның басқа бөлшектерден айырмашылығы, оның тыныштықтағы массасы болмайды  $m_0 = 0$ .

Сонымен, фотон – электромагниттік сәуле шығару кванты. Басқа бөлшектер сияқты оның энергиясы, импульсы, массасы бар. Фотонның осы корпускулалық сипаттамалары толқындық сипаттамаларымен – жиілікпен және толқындық вектормен байланысқан.

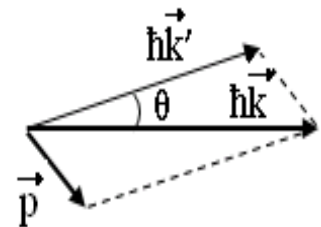
Электромагнитті сәуле шығарудың корпускулалақ қасиеттері бірнеше физикалық эксперименттермен дәлелденген. Олардың бірі фотоэффект (СӨЖ) және Комптон эффект. Соңғысын толығырақ қарастырамыз.

1922 жылы А.Комптон эксперимент жүзінде рентген сәулелерін еркін электрондар арқылы шашыратқанда олардың жиіліктері екі бөлшектің (фотон мен электронның) серпімді соқтығысу заңына сәйкес өзгеретінін көрсетті.

Комптон тәжірибе жасаған құрылғының сұлбасы 6.2 суретте көрсетілген.



6.2 сурет



6.3 сурет

Комптон эффектін түсіндіру үшін рентген фотоны мен тыныштықтағы еркін электронның серпімді соқтығысуын қарастырамыз. Бөлшектердің әсерлесу кезіндегі энергия мен импульстың сақталу заңдарын және 6.3 суреттегі векторлық диаграмманы пайдаланып мына өрнекті аламыз:

$$\lambda' - \lambda = \frac{2\pi\hbar}{m_0c} (1 - \cos\theta), \quad (6.16)$$

мұндағы  $\frac{2\pi\hbar}{m_0c} = 2,426 \cdot 10^{-12} \text{ м} = \lambda_c .$

(6.16) өрнегі *Комптон формуласы* деп аталады,  $\lambda_c$  - электрон үшін комптондық толқын ұзындық,  $\lambda$ ,  $\lambda'$  - сейілгенге дейінгі және одан кейінгі ренген толқын ұзындықтары,  $\theta$  - сейілу бұрышы. Формула Комптон тәжірибелерінің нәтижелерімен сәйкес келеді. Бұл электромагниттік сәуле шығарудың корпускулалық қасиеті туралы түсініктің дұрыс екенін көрсетеді.

Эксперименттен алынған барлық мәліметтер жиынтығынан мынадай қорытынды жасаймыз. Жарық нақты физикалық объект болып табылады. Жарықты кейбір жағдайларда бөлшек түрінде қарастыруға болады, ал басқа жағдайларда толқын түрінде қарастыруға болады.

Физикалық объект бір мезгілде корпускулалық және толқындық қасиеттерге ие болса, онда мұны *корпускулалық-толқындық дуализмі* деп атайды.

## 7 Дәріс №7. Заттардың толқындық қасиеттері

**Дәрістің мазмұны:** дәрісте кванттық механика элементтері баяндалған.

**Дәрістің мақсаты:** заттардың толқындық қасиеттерін оқып үйрену.

Классикалық физикада бөлшек пен толқынның табиғатын әртүрлі деп қарастырады. Бөлшек дискретті, кеңістікте өте аз көлем алады, ал толқын болса кеңістікте өте үлкен орын алады.

Толқын бір ортадан екінші ортаға өткенде жартылай сынып, екінші ортада таралады, ал жартысы шағылып, интерференциаланады. Бөлшек болса біртұтас, ол интерференцияланбайды.

Бірақ XIX ғ. 20-жылдарында физикада табиғаттың фундаментальды заңы ашылды, ол *заттың корпускулалық-толқындық дуализмі* деп аталады, мұнда бөлшек пен толқын туралы түсініктер біріктірілді.

### 7.1 Де Бройль гипотезасы

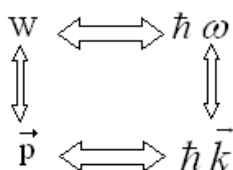
Бөлшек пен толқын дуализмін бірінші рет француз ғалымы Луи де Бройль 1924 жылы тұжырымдады. Де Бройль идеясы бойынша, дуализм тек оптикалық құбылыстарға ғана тән емес, оның универсалды мәні бар, яғни корпускулалық-толқындық қасиеттер тек қана фотонмен бірге, барлық бөлшектерде болады; мысалы, электронда да болады.

Сонымен Де Бройль теориясы бойынша кез-келген микрообъектінің корпускулалық (энергия  $W$ , импульс  $p$ ) сипаттамаларымен қатар, толқындық сипаттамалары (жиілік  $\omega$ , толқын ұзындығы  $\lambda$ .) да болады. Кез-келген бөлшектің корпускулалық-толқындық сипаттамалары дәл фотонның сипаттамалары сияқты байланысқан:

$$\omega = \frac{W}{\hbar}, \lambda = \frac{2\pi\hbar}{p}. \quad (7.1)$$

Еркін қозғалатын бөлшек ретінде қарастырылатын толқын *де Бройль толқыны* деп аталады.

Кез келген бөлшектің  $W$  энергиясы оның импульсіне  $p$  тәуелді  $W(p)$ . Бұл тәуелділік әр бөлшек үшін әр түрлі, (себебі әр бөлшектің табиғаты әр түрлі, мысалы релятивистік емес бөлшек үшін  $W = p^2 / 2m$ ). Кез-келген толқынның жиілігі  $\omega(k)$  оның толқындық векторына тәуелді; Бұл тәуелділік  $\omega(k)$  дисперсия заңы деп аталады. Бұл заң әрбір толқын үшін әр түрлі жазылады. 7.1- суретте қалың горизонталь сызықтар белгілі универсал заңдылықтарды, ал жіңішке вертикаль сызықтар индивидуалды заңдылықтарды көрсетеді.



7.1 сурет

Сонымен, энергиясы өте жоғары емес ( $v \ll c$ ) қозғалыстағы электронға немесе кез-келген бөлшекке толқын ұзындығы:

$$\lambda = \frac{h}{mv} \quad (7.2)$$

болатын толқындық процесс сәйкес келеді. Мұндағы  $m$  және  $v$  – бөлшектің массасы мен жылдамдығы.

Механикадағы макроскопиялық денелердің толқындық қасиеттері байқалмайды. Мысалы, массасы 1 г дене 10 м/с жылдамдықпен қозғалса, оған сәйкес де Бройльдық толқын ұзындығы  $\lambda \approx 10^{-31}$  м. Қазіргі уақытта элементар бөлшектер физикасында  $10^{-18}$  м-ге дейінгі арақашықтықта эксперимент жасауға болады, одан аз қашықтықты бақылай алмаймыз. Сондықтан макроскопиялық дененің толқындық қасиетін ескермейміз. Микроскопиялық бөлшектер үшін, мысалы, энергиясы 10 эВ-тан  $10^4$  эВ-қа дейінгі электрон үшін Бройль толқынының ұзындығы  $\approx (0,1-10) \cdot 10^{-10}$  м, бұл рентген сәулелерінің толқын ұзындығының диапазоны болып табылады. Сондықтан мұндай электрондардың толқындық қасиеттері рентген сәулелерінің дифракциясы байқалатын кристалдармен шашыратқанда көрінеді.

Де Бройль гипотезасын америка ғалымдары К.Девиссон мен Л.Джемер эксперимент жүзінде электрондар ағынының интерференциясын зерттегенде дәлелдеді. П.С. Тартаковский және Г.П. Томсон бір-біріне тәуелсіз электрондардың металл фольгадан өткен кездегі дифракциясын бақылады. Л.М. Биберман, Н.Г. Сушкин и В.А. Фабрикант (1949 ж.) тәжірибелерінде толқындық қасиеттер микробөлшектер ағынына емес, жекелеген микробөлшектерге тән екенін дәлелдеді.

## 7.2 Гейзенбергінің анықталмағандық қатынастары

Классикалық механикада кез-келген бөлшек белгілі бір траекториямен қозғалатын болса, онда кез-келген уақыт мезетінде оның координатасы мен импульсін анықтауға болады. Классикалық бөлшектен айырмашылығы микробөлшектердің толқындық қасиеттері бар екенінде. Негізгі айырмашылығы микробөлшектердің траекториясы хаустық, ал оның координатасы мен импульсінің дәл мәнін анықтау мүмкін емес.

Бұл корпускулалық-толқындық дуализмнен шығады. Мысалы, бір нүктедегі толқын ұзындығы деп айтуға болмайды, оның физикалық мағынасы жоқ, ал импульс толқын ұзындығына тәуелді шама, осыдан, микробөлшектің импульсі белгілі болса, координатасы белгісіз және керісінше, микробөлшектерінің координатасының дәл мәні белгілі болса, онда оның импульсі белгісіз болады.

Мысалы, электрон үшін координата  $x$  мен импульс компонентінің  $p_x$  дәл мәнін анықтау мүмкін емес.  $\Delta x$  пен  $\Delta p_x$  анықталмағандықтары төмендегі қатынасты қанағаттандырады:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar. \quad (7.3)$$

Аналогиялық түрде (7.3) қатынасын  $y$  пен  $p_y$ ,  $z$  пен  $p_z$  үшін де және энергия мен уақыт үшін де жазуға болады:

$$\Delta W \cdot \Delta t \geq \hbar. \quad (7.4)$$

(7.3) и (7.4) қатынастары *анықталмағандық қатынастары* деп аталады. Анықталмағандақ қатынастарын бірінші рет 1927 ж. В.Гейзенберг орнатты.

Бұл қатынастардың физикалық мағынасы төмендегідей: микроәлем объектісі координаталары мен импульс проекцияларының дәл мәні анықталатын күйде бола алмайды.

(7.4) формулаға сәкес энергияны  $\Delta W$  дәлдікпен өлшеу үшін  $\Delta t \approx \hbar / \Delta W$  уақыт қажет. Мысал ретінде сутегітекес атомдардың энергетикалық деңгейлерінің (негізгі деңгейден басқа деңгейлер) дәл мәнінің болмауын келтіруге болады. Бұл спектрлік сызықтардың кеңеюіне әкеліп соғады және оны барлық қозған күйдегі өмір сүру  $10^{-8}$  с уақытымен түсіндіруге болады. Сонымен бірге, егер жүйе тұрақты болмаса (радиоактивті ядро), онда өмір сүру уақытының шекті болуына байланысты оның энергиясы  $\Delta W$ -дан аз емес статистикалық дәлдікпен анықталады:

$$\Delta W \approx \hbar / \tau, \quad (7.5)$$

мұндағы  $\tau$  – жүйенің өмір сүру уақыты.

Мұндай сипаттама классикалық механикадағы бөлшек қозғалысының сипаттамаларынан өзгеше болады, себебі классикалық механикада бөлшек белгілі траекториямен қозғалады және әрбір нүктедегі координатасы мен импульсі белгілі. *Екі түйіндес айнымалының анықталмағандық мәндерінің көбейтіндісі Планк  $\hbar$  тұрақтысынан аз болмайды деген тұжырым Гейзенбергінің анықталмағандық принципі деп аталады.*



Гейзенбергің анықталмағандық принципі кванттық механикадағы фундаменталды қағидаларының бірі болып табылады және корпускулалық-толқындық дуализммен байланысты.

### 7.3 Де Бройль толқындарының статистикалық түсіндірмесі. Толқындық функция

Электрондардың дифракциясы бойынша жасалған тәжірибелердің нәтижелерін корпускулалық түсініктер тұрғысынан түсіндіріп көрейік. Дифракциялық құрылғыдан өтетін бөлшектердің саны аз болса, электрондар түсетін фотопластинкадағы нүктелер ешқандай заңдылықпен таралмайды. Біраз уақыттан соң ғана жекелеген нүктелер бір-біріне жалғасып дифракциялық көрініс байқала бастайды. Тәжірибені қайталайтын болсақ, дәл осындай нәтиже аламыз. Бірақ тәжірибе жасағанда келесі бөлшектің қай нүктеге түсетінін дәл айту мүмкін емес, өйткені қозғалыстың классикалық траекториясы жоқ. Бірақ тәжірибенің статистикалық нәтижесін болжай аламыз. Осыдан тәжірибелер санын арттырып, микробөлшектердің қозғалыс заңдылығының статистикалық сипаттамасын алуға болады. Ал жекелеген бөлшекке келетін болсақ, оның фотопластинканың белгілі нүктесіне түсу ықтималдылығы туралы ғана сөз қозғай аламыз.

Статистикалық түсінік бойынша, *кеңістіктің белгілі бір нүктесіндегі де Бройль толқынының интенсивтілігі бөлшектің осы нүктеден табылу ықтималдылығына тура пропорционал*. Мұндай түсінік микробөлшектің құрылымын қарастырмайды. Дәл классикалық физикадағы сияқты, бөлшек дискретті болып табылады.

Кез келген фундаменталды физикалық теорияның құрылымында *күй түсінігі және күй динамикасын түсіндіретін теңдеулер* маңызды элементтер болып табылады.

Классикалық механикада бөлшектер күйі берілген уақыт мезетінде  $x$ ,  $y$ ,  $z$  координаттармен  $p_x$ ,  $p_y$ ,  $p_z$  импульстермен беріледі, ал динамиканың негізгі теңдеуі - Ньютонның екінші заңы. Микродүние физикасында бөлшектер күйінің мұндай анықтамасы және күй функциясы болып табылатын күштер түсінігі мүлдем мағынасын жоғалтады.

Бөлшектердің толқындық қасиеттерінің болуы микробөлшектердің күйін, толқындық қасиеті бар қандай да бір функция көмегімен түсіндіруге болатынын айқындайды.

Кванттық механикада микробөлшектердің күйі кеңістіктік координаттар және уақыт функциясы болып табылатын  $\Psi(x, y, z, t)$  толқындық функциямен беріледі. Релятивистік емес жағдайда бұл күйдің уақыт бойынша өзгеруі, яғни микробөлшектердің динамикасы кванттық теориялардың негізгі теңдеуі - Шредингер теңдеуімен сипатталады.

Толқындық функция математикалық мағынада өріс (ол комплексті болғандықтан  $\Psi$  функциясымен сипатталатын толқындар байқалмайды)

болып табылады. Толқындық функцияның физикалық мағынасының түсініктемесін алғаш рет М. Борн берді, ол төменде келтірілген.

$\Psi$  комплексті функциясының  $|\psi(x, y, z)|^2$  модулының квадраты координаттары  $x, y, z$  болатын нүкте айналасындағы  $dV$  көлемде бөлшектердің болу ықтималдығының тығыздығын береді. Микробөлшектерді  $t$  уақыт мезетінде осы көлем ішінде болу ықтималдығы келесі өрнекпен беріледі:

$$dP = |\Psi(x, y, z, t)|^2 dV. \quad (7.6)$$

$\Psi$  функциясы өзінің мағынасы бойынша қандай да бір шарттарды қанағаттандыруы қажет. Толқындық функция барлық жерде үздіксіз және бірімәнді болуы керек. Сонымен қатар (7.6) өрнегімен анықталатын ықтималдық толқындық функцияның нормалдау шартына сәйкес бірге тең болуы тиіс.

$$\int_V |\Psi(x, y, z, t)|^2 dV = 1. \quad (7.7)$$

## 8 Дәріс №8. Шредингер теңдеуінің шешімдері. Кванттық сан

**Дәрістің мазмұны:** дәрісте әртүрлі квант-механикалық есептер үшін Шредингер теңдеуін қолдану, Бордың сәйкестік принципі жайлы айтылады.

**Дәрістің мақсаты:**

- дәрісте әртүрлі квант-механикалық есептер үшін Шредингер теңдеуін қолдануды меңгеру;

- Бордың сәйкестік принципін оқып үйрену.

### 8.1 Шредингер теңдеуін шешу мысалдары. Бордың сәйкестік принципі

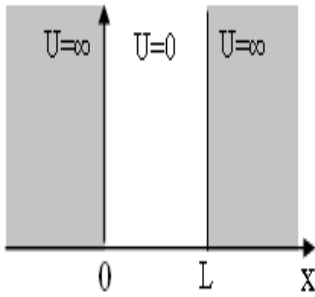
8.1.1 Бір өлшемді шексіз терең потенциалды шұңқырдағы микробөлшек.

Массасы  $m$  бөлшек  $Ox$  осі бойымен ғана қозғалсын. Бөлшектің қозғалысы шұңқырдың қабырғаларымен шектеулі, қабырғалардың координаталары  $x=0$  және  $x=L$ . Мұндай өрістегі бөлшектің потенциалдық энергиясы 8.1 суретте көрсетілген. Бөлшектің  $\psi$  функциясы  $x$  координатасына ғана тәуелді болғандықтан, Шредингердің (7.9) стационарлық теңдеуі мына түрде жазылады:

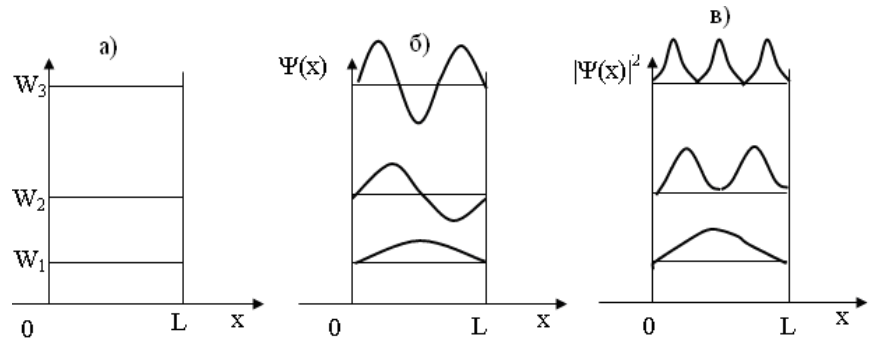
$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(W - U)\Psi = 0. \quad (8.1)$$

Бөлшек шұңқырдан шыға алмайды, сондықтан  $x < 0$  және  $x > L$  аймақтарда  $\Psi(x) = 0$ . Пси - функцияның үздіксіздік шартынан шығатыны, шұңқырдың шекараларында ол нөлге тең болуы қажет:

$$\Psi(0) = \Psi(L) = 0. \quad (8.2)$$



8.1 сурет



8.2 сурет

Шекаралық шарт (8.2) теңдеуі (8.1) теңдеуіне қосымша. Шұңқырдың шектерінде (бұл аймақта  $U = 0$ ) (8.1) өрнегі мына түрде жазылады:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}W\Psi = 0. \quad (8.3)$$

Бұл теңдеудің шешімін табу дегеніміз, бөлшектің  $W$  (энергетикалық спектр) толық энергиясының мүмкін мәндерін және осы мәндерге сәйкес келетін  $\Psi(x)$  толқындық функциясын табу.

Жоғарыдағы (8.3) теңдеуі – тербелістер теориясындағы белгілі теңдеу. Ол (8.2) шартты энергияның мына мәндерін қанағаттандырады:

$$W_n = \frac{\pi^2\hbar^2}{2mL^2}n^2, \quad (8.4)$$

мұндағы  $n = 1, 2, 3, \dots$  - бүтін сандар.

Бұл нәтиже микробөлшектің потенциалдық шұңқырдағы энергетикалық спектрі дискретті және бөлшек энергиясы квантталатынын көрсетеді. Ал  $W_n$  энергияның кванттық мәндері - *энергия деңгейлері*, *n-бас кванттық сан* деп аталады.

Бөлшектің меншікті функциясы (8.4) өрнегіне сәйкес,

$$\Psi_n(x) = A \sin\left(\frac{n\pi}{L}x\right), \quad 0 \leq x \leq L. \quad (8.5)$$

Нормалау (7.7) шартынан  $A$  коэффициенті табылады және (8.5) өрнегі мына түрде жазылады:

$$\Psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin\frac{n\pi x}{L}. \quad (8.6)$$

Бөлшектің потенциалдық шұңқырдағы энергетикалық деңгейлері (8.2 сурет) (а), сонымен қатар  $\Psi_n(x)$  функциясының сызбасы (б) және координатасы  $x$  нүкте айналасында бөлшектің болуының  $dP/dx$  (в)-ықтималдық тығыздығының сызбалары келтірілген, кванттық және классикалық бөлшектердің айырмашылықтары сипатталған.

### 8.1.2 Гармоникалық осциллятор.

Сызықты гармоникалық осциллятор - квазисерпімді күштің әсерінен бір өлшемді қозғалыс жасайтын жүйе. Ол классикалық және кванттық теория

есептерінде қолданылады. Кванттық гармоникалық осциллятордың потенциалдық энергиясы:

$$U(x) = \frac{m\omega^2 x^2}{2}. \quad (8.7)$$

Мұндағы  $m$  - бөлшек массасы;

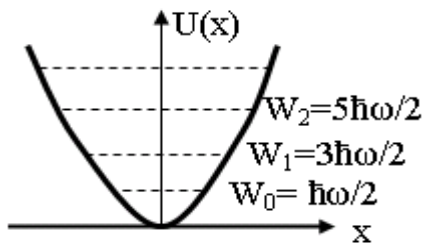
$\omega$  - тербеліс жиілігі және қозғалыс  $x$  осі бойымен болады. Кванттық осциллятор үшін Шредингер теңдеуін шешу күрделі математикалық есеп.

Кванттық гармоникалық осциллятордың тек энергетикалық спектрін ғана қарастырамыз:

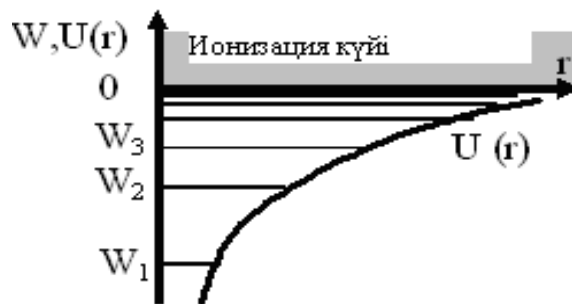
$$W_n = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega, \quad (8.8)$$

мұндағы  $n = 0, 1, 2, \dots$  – кез-келген теріс емес бүтін сан.

Осциллятордың энергетикалық спектрі (8.8) өрнегінен дискретті екені шығады және энергияның ең төменгі мәні  $W_0 = \hbar\omega/2$ . Бұл кванттық осциллятордың негізгі деңгейі. Көршілес екі деңгейлер аралығы  $\Delta W = \hbar\omega$   $n$ -кванттық санға тәуелсіз, яғни бірдей (8.3 сурет). Сонымен негізгі деңгей  $W_0 > 0$  болса, онда кванттық осцилляторды тоқтату мүмкін емес. Мысалы, абсолютті нөл температурада да кристалл тордағы атомдардың тербелісі тоқтамайды. Кванттық тербелістің ең аз энергиясы *нөлдік энергия* деп аталады.



8.3 сурет



8.4 сурет

### 8.1.3 Бордың сәйкестік принципі.

*Кванттық сандар үлкен болғанда кванттық механика нәтижелері классикалық нәтижелермен сәйкес келу керек.*

Мысалы, потенциалдық шұңқырдағы көршілес екі энергетикалық деңгейлер интервалын бағалаймыз. Көршілес екі деңгейлер энергияларының айырмасы:

$$\Delta W_n = W_{n+1} - W_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2mL^2} (2n+1). \quad (8.9)$$

Бұл өрнектен көретініміз бөлшектің  $m$  массасы немесе оның оқшаулану аймағының  $L$  өлшемі артқанда көршілес екі деңгейлер арасындағы интервал азаяды. Интервалдың  $\Delta W$  шамасы  $n$  кванттық санның артуына байланысты сызықты артады.

Жоғарыда келтірілген (8.4) және (8.9) өрнектерінен  $\Delta W/W$  қатынасын табамыз.

$$\frac{\Delta W}{W} = \frac{2n+1}{n^2}, \quad n \gg 1 \text{ жағдайда } \frac{\Delta W}{W} \approx \frac{2}{n}. \quad (8.10)$$

Алынған нәтижелерден  $n$  кванттық санның артуына байланысты көршілес энергия деңгейлердің  $\Delta W$  ара қашықтығы бөлшектің энергиясымен салыстырғанда азаятынын шығады. Бұл жағдайда энергетикалық спектрдің дискреттілігін ескермеуге болады, яғни кванттық сипаттаулар классикалыққа жақындайды (8.2, в сурет).

## 8.2 Сутегі атомының энергетикалық спектрі

Сутегі атомы бір протоннан және бір электроннан тұрады. Электрон кулондық күштің электростатикалық өрісінде орналасқан және оның потенциалды энергиясы әсерлесуші бөлшектердің  $e$  зарядымен және олардың  $r$  арақашықтығымен анықталады:

$$U = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (8.11)$$

Мақсатымыз ядро өрісіндегі электронның энергетикалық спектрін және стационар толқындық функциясын табу. Осы жағдай үшін Шредингер теңдеуінің негізгі шешімдерін қарастырамыз. *Шредингер теңдеудің шешімі келесі жағдайларда ғана үздіксіз, бірімәнді және шекті болады:*

- $W > 0$ . Бұл аймақта кез-келген энергия күйі - энергетикалық спектрі тұтас, толқындық функциясының күйі еркін бөлшектің күйіне жақын болады;
- $W < 0$ . Нәтиже классикалықтан өзгеше болады, электрон энергиясы квантталады. Энергетикалық спектр оң бүтін  $n = 1, 2, 3, \dots$  бас кванттық сандарға сәйкес келетін  $W_n$  дискретті энергетикалық деңгейлерден тұрады. Кванттық сан артқан сайын деңгейлер арасы жиіленеді,  $n = \infty$  шекті мәніне  $W_\infty = 0$  энергия сәйкес келеді (8.4-суретте  $U(r)$  потенциалды шұңқырдағы электронның энергетикалық деңгейлері көрсетілген). Электронның энергиясы  $W_1 = 13,6 \text{ эВ}$  ең аз мәнге ие болатын күйі ( $n = 1$ ) *негізгі күй* деп аталады және ол стационар болып табылады. Ал  $n > 1$  күйлердің барлығы *қозған күй* деп аталады. Қозған күйге өту күйі – еріксіз процесс. Атом қозған күйде белгілі бір  $\Delta\tau \sim 10^{-8} \text{ с}$  уақытта ғана бола алады, содан кейін ол негізгі күйге (немесе энергиясы аз басқа күйге) өздігінен (спонтанды) өтеді. Ол атомның энергия жұтуы арқылы жүреді. Атом осы кезде өзінен квант түрінде электромагнитті сәуле шығарады.

## 8.3 Орбиталды және магнитті кванттық сандар

Сутегі атомындағы электрон энергиясы тек  $n$  бас кванттық санға ғана тәуелді. Бірақ Шредингер теңдеуінен электронның күйін анықтайтын меншікті функция мәндері үш кванттық сандармен анықталады:  $n$ - бас квант-

тық сан,  $l$  – орбиталдық кванттық сан және  $m$  – магниттік кванттық сан. Барлық кванттық сандар  $\psi$  - функциясының қасиеттерінің анықталады.

Орбиталды (немесе азимуталды) кванттық сан  $l$  электронның  $L$  орбиталды импульс моментін анықтайды:

$$L = \sqrt{l(l+1)} \cdot \hbar. \quad (8.12)$$

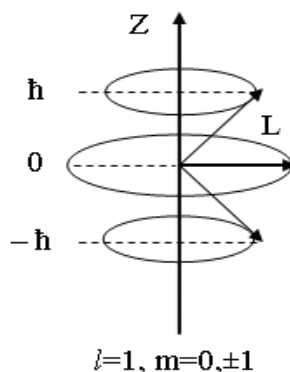
Бас  $n$  кванттық санның берілген мәндерінде  $l$  саны  $l = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$  мәндерін қабылдай алады.

Кванттық механикада  $L$  орбиталды импульс моментінің өзіне тән қасиеттерге ие: бірмезгілде  $L$  импульс моментінің және оның проекцияларының бірі (мысалы,  $L_z$ ) берілуі мүмкін, қалған екі проекциясы анықталмаған. Магниттік кванттық сан  $m$  орбиталдық  $L_z$  импульс моментінің кеңістіктің таңдап алынған бағытындағы проекциясын анықтайды:

$$L_z = m\hbar. \quad (8.13)$$

Орбиталды  $l$  кванттық санның берілген мәндерінде ол  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$  мәндеріне ие болады.

Импульс моментінің проекциясының бүтін сандығын ( $\hbar$  бірлікте) кеңістіктің таңдап алынған бағытындағы импульстік моменттің бағдарлануының квантталуымен түсіндіруге болады (8.5 сурет).



8.5 сурет

## 9 Дәріс №9. Кванттық статистика және оны қолдану

**Дәрістің мазмұны:** дәрісте атомдар мен молекулалардың заманауи физикасының элементтері баяндалады.

**Дәрістің мақсаты:** кванттық статистиканың элементтерімен, Паули принципімен танысу.

### 9.1 Ұқсас бөлшектердің ажыратылмаушылығы. Паули принципі

Ұқсас бөлшектерің үлкен санынан тұратын кванттық жүйенің классикалық жүйеден елеулі ерекшеліктері болады. Кванттық физикадағы бұл ерекшелік микробөлшектердің табиғатымен, яғни олардың толқындық қасиеттері болғандығымен түсіндіріледі.

Кванттық теорияға сәйкес барлық микробөлшектер екі кванттық статистикаға бағынатын, екі класқа бөлінеді.

- *жартылай спинді* бөлшектер, оларды *фермиондар* және олар *Ферми-Дирак* статистикасына бағынады;

- *бүтін спинді* бөлшектер - *бозондар* және олар *Бозе-Эйнштейн* статистикасына бағынады.

Екі кванттық статистика белгілі бір шарттарда жуықтап классикалық *Больцман* статистикасына өтеді.

Барлық үш статистикада да микрокүйлер *тең ықтималды* деп есептелінеді. Олардың айырмашылықтары микрокүйлерді және статистикалық салмақтарын анықтау әдістерінде. Классикалық статистикада жүйедегі жеке бөлшектердің қозғалыстарын, олар ұқсас бөлшектер болса да, әрқашан бақылауға болады. Кванттық физикада бөлшектер жүйесінің теориясында ұқсас бөлшектердің ерекше қасиеттері - *ұқсас бөлшектердің ажыратылмаушылық принципі* деп аталады. Ол былай тұжырымдалынады: *берілген кванттық-механикалық жүйедегі барлық бірдей бөлшектер толығымен ұқсас болады*. Екі кванттық статистикалардың физикалық табиғаттарының ерекшеліктері, яғни ұқсас бөлшектердің күйін сипаттайтын  $\psi$  - толқындық функциясының *симметриялы және антисимметриялы* екі типі осы *ажыратылмаушылық принципінен* шығады.

Толқындық функцияның симметриялы және антисимметриялы болуы олардың өзара әсерлесуіне тәуелсіз, бөлшектің спинімен анықталады.

*Фермиондардың ерекшелігі*: олар *Паули принципіне* бағынады. *Паули принципі*: ұқсас фермиондардан тұратын кез-келген кванттық-механикалық жүйеде бір күйде тек қана бір фермион бола алады.

Бозе-Эйнштейн статистикасында әрбір кванттық күйде бірнеше бөлшектер бола алады.

## 9.2 Кванттық үлестірілулер

Кванттық статистиканың негізгі есебі – барлық бөлшектер жүйесінің ең ықтимал күйін сипаттайтын параметрлердің орташа мәнін анықтау және осы параметрлерге сәйкес таралу функцияларын табу.

Бөлшектердің  $W$  энергия бойынша кванттық үлестірілуін қарастырамыз. Бұл үлестірілу энергиясы  $W$  бір күйдегі бөлшектердің орташа санын анықтайтын,  $f(W)$  функция түрінде жазылады.

Фермиондар үшін:

$$f(W) = \frac{1}{e^{(w-\mu)/kT} + 1}. \quad (9.1)$$

Бозондар үшін:

$$f(W) = \frac{1}{e^{(w-\mu)/kT} - 1}, \quad (9.2)$$

мұндағы  $\mu$  – химиялық потенциал.

Бұл үлестірулердің ерекшеліктері:

- фермиондар үшін  $f(W)$  функциясының мәні бірден артық болмауы керек, ал бозондар үшін кез келген мән бола алады;
- бозондар үшін (13.2) өрнектегі  $\mu$  мәні оң сан болуы мүмкін емес;
- егер  $f(W) \ll 1$  болса, онда екі үлестірілудің де алымдарындағы бірлікті ескермеуге болады және формула Болцман үлестірілуіне өтеді

$$f(W) = e^{\frac{\mu}{kT}} \cdot e^{-\frac{W}{kT}} = A e^{-\frac{W}{kT}}, \quad (9.3)$$

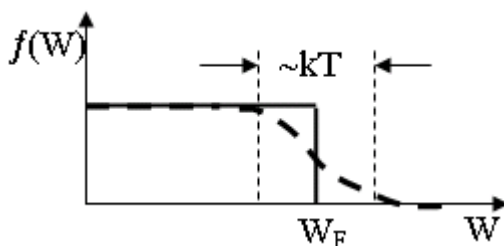
мұндағы  $A$  – нормалау коэффициенті.

Бұл жағдайда бөлшектердің түрі өзгермейді (бозон бозон болып, фермион фермион болып қалады), формула сәйкес келеді.

### 9.3 Металдардағы электрондар үшін Ферми-Дирак үлестірілуі

Классикалық электронды теорияда металдардың көптеген қасиеттері еркін электрондар моделімен түсіндіріледі. Кванттық физикада еркін электрондарды жуықтап тік бұрышты потенциалды шұңқырдағы фермиондардан тұратын идеал газ ретінде қарастыруға болады. Электрондардың энергетикалық спектрі дискретті, бірақ энергетикалық деңгейлері тығыз орналасқандықтан оларды квазиүздіксіз деп алуға болады.

Абсолют нөл  $T = 0K$  температурадағы электронды газды қарастырамыз.



9.1 сурет

Бұл жағдайда:

$$f(W) = 1, \text{ егер } W \leq \mu;$$

$$f(W) = 0, \text{ егер } W > \mu.$$

9.1 - суретте тұтас сызықпен  $f$  функциясының сызбасы көрсетілген. Сызбада энергиясы  $W < \mu$  барлық күйлер толтырылған, ал энергиясы  $W > \mu$  күйлер бос. Қарастырылып отырған жағдайда  $\mu$  шамасын Ферми энергиясы немесе  $W_F = \mu$  Ферми деңгейі деп атайды. Ферми энергиясы -  $T = 0K$  жағдайда металдардағы еркін электрондардың энергиясының максимал мәні:

$$W_F(0) = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n_e)^{2/3}, \quad (9.4)$$

мұндағы  $m$  - электрон массасы;

$n_e$  - металдағы электрондардың концентрациясы.

Металдар үшін:  $W_F \approx 5$  эВ. Еркін электрондардың орташа энергиясы есептеулер бойынша:

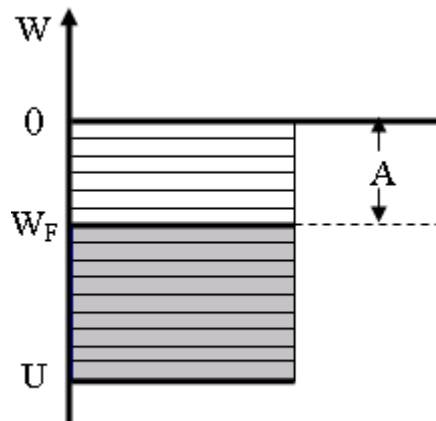


$$\langle W \rangle \cong \frac{3}{5} W_F. \quad (9.5)$$

Классикалық газдарда мұндай орташа энергияға  $T \sim 5 \cdot 10^4 \text{ K}$  температура сәйкес келер еді. Бұл температура кез - келген металдың балқу температурасынан бірнеше есе артып кетеді. Ферми деңгейіндегі электрондардың жылдамдығы  $10^6 \text{ м/с}$  шамасында.

Электронды газдың мұндай күйі ( 9.1 суреттегі  $f(W)$  сызбасының тұтас қисық) толығымен азғындалған газ деп аталады.

Ферми-Дирак уместірілуі  $T > 0$  жағдайда еркін элетрондар мен атомдардың жылулық қозғалысының әсерлесу салдарынан Ферми деңгейінен ( 9.1 суреттегі  $f(W)$  сызбасының пунктирлі қисық) асып кетеді. Асып кету аймағы шамамен жылулық қозғалыстың  $kT$  энергиясымен шамалас. Сондықтан тек Ферми деңгейіне жанасып жатқан ең жоғарғы деңгейлердегі электрондар ғана өзінің энергияларын өзгерте алады.



9.2 сурет

Электронды газ потенциалды шұңқырда орналасқан деп алып, электрондардың үлестірілуін қарастырамыз. Мұндағы  $U$  - потенциалды шұңқырдың тереңдігі.  $W_F$  – Ферми деңгейі, бұл деңгейден төменгі аймақ еркін электрондармен толтырылған, ал электрондардың металдан шығу жұмысының шамасы стрелкамен көрсетілген.

9.2 суретте көрсетілгендей, электрондардың металдан шығу жұмысы классикалық физикадағыдай, потенциалды шұңқырдың түбінен бастап емес, электрондармен толтырылған ең жоғарғы энергетикалық деңгейден бастап есептелінеді екен.

Ферми энергиясы температураға тәуелді болғандықтан, шығу жұмысы да температураға тәуелді болады. Электрондардың кинетикалық энергиясы потенциалды шұңқырдың түбінен бастап есептелінеді.

Металдардың электр өткізгіштігінің кванттық теориясы классикалық электронды теориядан алынған:

$$\vec{j} = \gamma \vec{E}.$$

Меншікті электр өткізгіштік өрнегі

$$\gamma = \frac{ne^2 \lambda(\mu)}{m\nu_0(\mu)}. \quad (9.6)$$

Бұл өрнек те классикалық теориядан алынған өрнекке ұқсағанымен одан едәуір айырмашылығы бар. Өрнектің алымындағы  $\langle \nu \rangle$  орташа жылулық жылдамдықтың орнында  $\nu_0$  – электроны бар жоғарғы энергетикалық деңгейдегі электрон жылдамдығы тұр. Бұл жылдамдық металдың температурасына тәуелді емес. Толқынның кристалдық тор түйіндерінен шашыраусыз өтуінің орташа қашықтығы -  $\lambda$ . Ол жүздеген тор периодына тең болуы мүмкін. Температураның артуына байланысты электронды толқындардың тордың жылулық тербелістерінен шашырауы артуы мүмкін, сондықтан  $\lambda(\mu)$  шамасы азаяды. Бөлме температурасында  $\lambda$  шамасы температураға кері пропорционал  $\gamma \sim 1/T$ , ол тәжірибе нәтижесімен сәйкес келеді.

Кванттық және классикалық статистикалардың айырмашылықтары төменгі температурада және электрондардың үлкен концентрациясында, яғни азғындалған күйде айқын байқалады. Металдағы электронды газ тығыздығы өте үлкен ( $n = 10^{28} - 10^{29} \text{ м}^{-3}$ ), тіпті кәдімгі температурада да бұл газ азғындалған күйде болады.

## 10 Дәріс №10. Қатты денелердің аймақтық теориясы

**Дәрістің мазмұны:** дәрісте қатты дене физикасының элементтері оқытылады.

**Дәрістің мақсаты:**

- жартылай өткізгіштердің құрылымын, электрондардың деңгейлерге таралуын оқып үйрену;
- энергетикалық деңгейлер түрін және  $p$ - $n$  ауысу принципін қарастыру.

### 10.1 Кристалдардағы электрондардың энергетикалық спектрінің аймақтық құрылымы

Металдардағы еркін (нөлдік жуықтау) электрондар металдардың электр өткізгіштігін және басқа қасиеттерін жақсы түсіндіреді, бірақ басқа қатты денелердің осы қасиеттерге неге ие бола алмайтынын түсіндіріп бере алмайды.

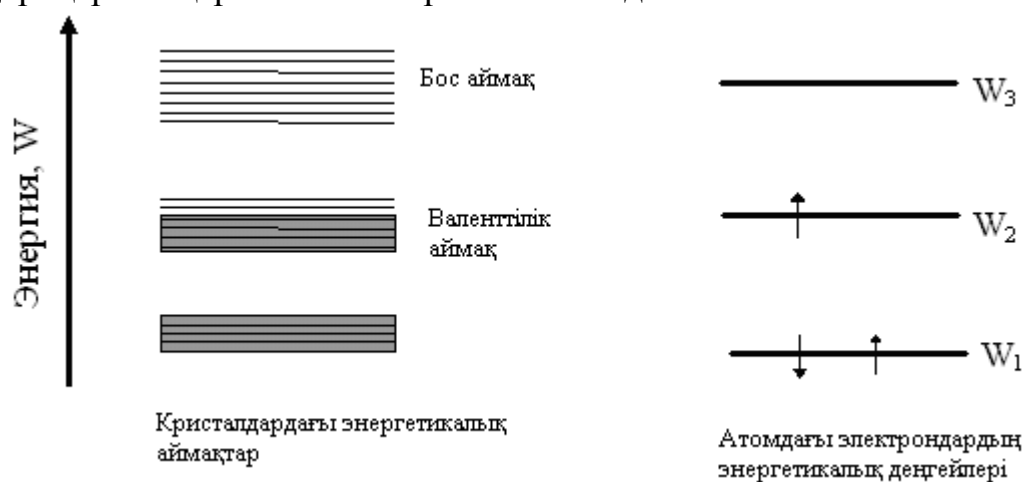
Кристалда электрондар тордың периодтық өрісінде қозғалады деп қарастырылады. Бұл жағдайда электрондардың энергияларының мүмкін мәндерінің спектрлері кезектесіп орналасқан *рұқсат етілген және тыйым салынған аймақтарға* топталады.

Энергетикалық аймақтардың пайда болуын атомдық дискретті деңгейлердің кристалл тордағы атомдардың әсерлесуінен жіктелетіндігімен түсіндіруге болады. Электрондар Паули принципіне бағынатындығы әсерлесуші атомдардың бірдей энергетикалық күйлерінің мүмкін болмайтындығына әкеліп соғады.

Әрбір рұқсат етілген аймақ бір-біріне жақын орналасқан  $N$  деңгейлерден тұрады. Олардың саны кристалдағы атомдар санына тең. Рұқсат етілген энергетикалық аймақтар тыйым салынған аймақпен бөлінген. тыйым салынған аймақта энергетикалық деңгейлер болмайды.

Кристалдағы атомдардың энергетикалық деңгейлерінің жіктелінуі 10.1 суретте көрсетілген. Паули принципі бойынша электрондар рұқсат етілген энергетикалық аймақтардың ең төменгі деңгейінен бастап, әртүрлі күйлеріне таралып орналасады.

Сонымен, кристалдарда электрондардың энергетикалық спектрі аймақтық құрылымға ие болады. Аймақтар ені кристалдың өлшеміне тәуелсіз. Кристалдағы атомдар саны неғұрлым көп болса, аймақтағы деңгейлер соғұрлым жиірек орналасады. Рұқсат етілген аймақ ені бірнеше электрон-вольтқа тең. Егер кристалдағы атомдар саны  $10^{23}$  болса, аймақтағы деңгейлер ара қашықтығы шамамен  $10^{-23}$  эВ болады. Әрбір энергетикалық деңгейде спиндері қарама-қарсы екі электрон бола алады.

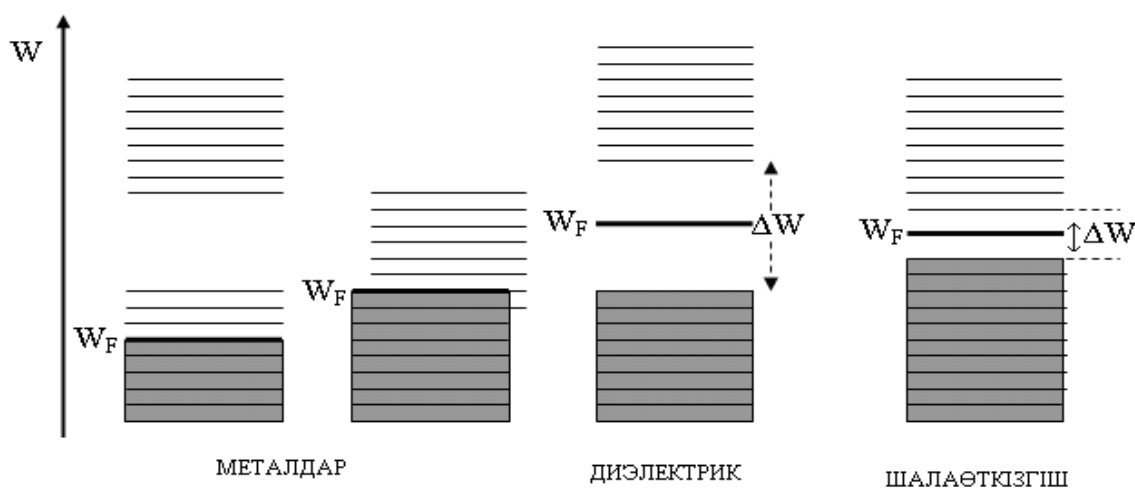


10.1 сурет

## 10.2 Металдардағы, диэлектриктердегі және шалаөткізгіштердегі энергетикалық аймақтар

Атомдардың белгілі бір қасиеттеріне байланысты рұқсат етілген аймақ арасында ені  $\Delta W$  болатын тыйым салынған аймақ болады, немесе көршілес аймақтар қабаттасып кетеді (10.2 сурет). Атомдардың валенттік электрондары рұқсат етілген аймақтардың бірінде толығымен немесе жартылай толып орналасуы мүмкін. Бұл аймақ *валенттік аймақ* деп аталады. Одан жоғары бос аймақтар орналасқан.

Кристалдардың өткізгіштігі ондағы электрондардың энергетикалық спектрінің аймақтық құрылымына және  $T = 0$  температурада осы спектрдің электрондармен толуына байланысты. Осы қасиеттер арқылы кристалдардың *металл, диэлектрик* немесе *шалаөткізгішке* жататынын анықтауға болады.



10.2 сурет

Толтырылған және жартылай толтырылған аймақтардағы электрондардың қасиеттері әр түрлі. Егер аймақ электрондармен жартылай толтырылған болса, әлсіз электр өрісінің өзі осы аймақ ішіндегі электрондарды бос күйлерге өткізе алады. Электрондар қозғалысының орташа жылдамдығы нөлден өзгеше болып, кристалда электр тогы пайда болады. Сондықтан кез-келген жартылай толтырылған аймақ *өткізгіштік аймақ* болып табылады.

Егер  $T=0K$  кезінде валенттік аймақ толық толтырылған болса, кристалл изолятор немесе шалаөткізгіш болып табылады. Мұндай кристалды қыздырғанда жылулық ауытқу әсерінен валенттік аймақтағы электрондардың қандай да бір бөлігі көршілес бос аймаққа өтіп кетеді. Нәтижесінде екі аймақ та өткізгіштік аймаққа айналады. Егер тыйым салынған аймақтың ені  $\Delta W$  бірнеше электрон-вольт болса, онда мұндай электрондар саны өте аз болады. Сондықтан тыйым салынған аймақтың ені үлкен болатын кристалдар *диэлектриктер* деп аталады. Егер кристалдағы тыйым салынған аймақтың ені  $\Delta W \leq 1$  эВ болса, онда ол  $T > 0$  температурада шалаөткізгіш болып табылады.

### 10.3 Шалаөткізгіштердің өткізгіштігі

Шалаөткізгіштердің металдардан ерекшелігі оларда ток тасымалдаушының екі түрі болады. Олар: *электрондар* мен *кемтіктер*. Электрондар валенттік аймақтан өткізгіштік аймаққа өткен кезде валенттік зонада кемтіктер (бос орындар) пайда болады. Сыртқы өріс әсерінен бос орынға көршілес атомның байланысқан электрондарының бірі келіп түседі де, есесіне ол атомдағы электронның орны бос қалады. Осының салдарынан кемтіктер электрондар бағытына қарама-қарсы қозғалатындай әсер қалдырады.

Шалаөткізгіштердің өткізгіштігінің екі түрі болады. Олардың бірі- *меншікті* (таза шалаөткізгіштер), екіншісі *қоспалы* деп аталады. Меншікті шалаөткізгіштерде кемтіктер мен электрондар саны тең болады. Қоспалы

шалаөткізгіштерде негізгі ток тасымалдаушылары *электрондар* болса *n-типті*, ал кемтіктер болса *p-типті өткізгіштік* деп аталады.

Электрондардың бос және валенттілік аймақта үлестірілуі Ферми-Дирак функциясымен сипатталады. Есептеулер меншікті шалаөткізгіштерде Ферми деңгейі тыйым салынған аймақтың ортасында орналасатынын көрсетеді, яғни  $W - W_F \approx \Delta W / 2$ . Бос аймақтың деңгейлерінің толу ықтималдығын былай жазуға болады:

$$f(W) \approx e^{-\Delta W / 2kT}, \quad (10.1)$$

Бос аймаққа өткен электрондар саны және пайда болған кемтіктер саны  $f(W)$  функциясына пропорционал болады. Бұл электрондар мен кемтіктер – ток тасымалдаушылар, бос аймақ - электрондардың өткізгіштік аймағы, ал валенттілік аймақ - кемтіктердің өткізгіштік аймағы.

Сонымен  $\gamma$  электр өткізгіштік тасымалдаушылар концентрациясына пропорционал, олай болса шалаөткізгіштердің меншікті өткізгіштігі:

$$\gamma = \gamma_0 e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}, \quad (10.2)$$

мұндағы  $\gamma_0 \approx const$ .

Бұл өрнектен температура артқан сайын шалаөткізгіштердің меншікті өткізгіштігі шапшаң артатындығын көруге болады. Шалаөткізгіштер мен металдардың өткізгіштіктерінің температураға байланыстылығы қарама-қарсы.

Шалаөткізгіштердің меншікті өткізгіштігі өте аз, себебі тыйым салынған аймақ  $\Delta W$  ені (активация энергиясы)  $kT$  жыулық энергиядан әлдеқайда артық.

Шалаөткізгіштердің өткізгіштігін оларға қоспалар қосу арқылы едәуір арттыруға болады. Қоспаның валенттілігіне байланысты тыйым салынған аймақтарда (донорлық қоспада бос аймақтың түбіне жақын аймақта, акцепторлық қоспада валенттілік аймақтың жоғарғы жағында) қосымша деңгейлер пайда болады.

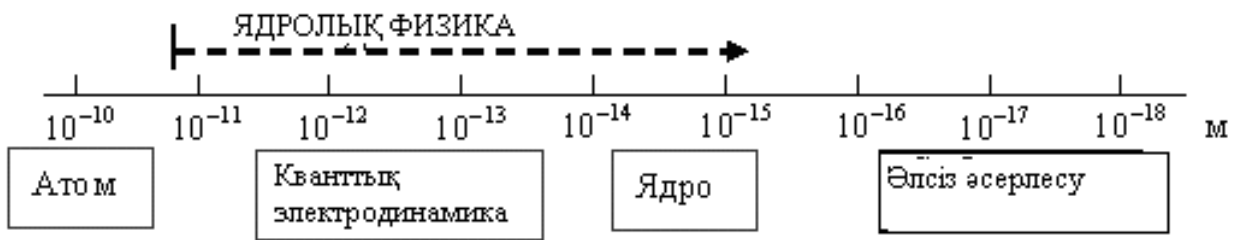
Қоспалы шалаөткізгіштер қазіргі заманғы электроникада кеңінен қолданылады.

## 11 Дәріс №11. Ядролық физика

**Дәрістің мазмұны:** дәрісте атом ядросының және элементар бөлшектер физикасының элементтері келтірілген.

**Дәрістің мақсаты:** материя құрылымын зерттеу.

Ядролық физикада өлшемі атомның өлшемінен аз болатын материяның құрылымы зерттеледі. Ядролық физикадағы әртүрлі қашықтық шкаласы логарифмдік масштабта 15.1 суретте көрсетілген.



11.1 сурет

Қазіргі заманғы ядролық физикада  $10^{-9}$  с - қа дейінгі уақытты өлшеуге болады. Дегенмен *энергия- уақыт* анықталмағандықтар қатынасынан  $10^{-22}$ - $10^{-24}$  с-қа дейінгі уақытты жанама әдіспен өлшеуге болады.

### 11.1 Атом ядросының құрамы және сипаттамалары

*Ядро* бір-бірімен күшті байланысқан, бір-біріне ядролық күштермен тартылатын, ядроның ішінде релятивистік емес жылдамдықпен қозғалатын бөлшектер - *нуклондар* жүйесі болып табылады. *Нуклондар* – ядроны құрайтын бөлшектердің жалпы аталуы, *протондар* мен *нейтрондар*. Нейтрон массасы протон массасынан 1,3 МэВ –қа, яғни  $2,5m_e$  - ке артық. Осы себептен еркін күйде нейтрон тұрақты емес және ол өздігінен ыдырап, электрон және антинейтрино шығару арқылы протонға айналады.

Еркін күйде протон – тұрақты бөлшек. Ядро ішінде протон позитрон және нейтрино шығару арқылы нейтронға айналады.

Тұрақты ядроның негізгі сипаттамалары: *заряды, массасы, байланыс энергиясы, радиусы, күйінің энергетикалық спектрі* болып табылады.

*Радиоактивті* (тұрақты емес) *ядро* қосымша параметрлермен сипатталады. Олар: *өмір сүру уақыты, радиоактивті ыдырау түрі, шығарылған бөлшектің энергетикалық спектрі* және т.б..

*Z зарядтық сан* ядродағы протондар санымен сәйкес келеді және ядроның зарядын анықтайды, ол  $+Ze$  ке тең.

*A массалық сан* ядродағы нуклондар санын, сонымен қатар  $N = A - Z$  нейтрондар санын анықтайды.

Ядроның қарастырылған сипаттамалары  ${}^A_ZX$  символдық белгіленуде қамтылады.

*Ядро өлшемі.* Ядроны құрайтын бөлшектер кванттық заңдарға бағынады. Оның өлшемін және пішінін шартты түрде ғана түсінуге болады. *Ядролық заттың тығыздығының орташа таралуын* өлшеудің эксперименттік әдістері бар.

Бірінші жуықтау бойынша ядроны радиусы:

$$r = r_0 A^{1/3} \quad (11.1)$$

болатын шар деп қарастыруға болады, мұндағы  $r_0 = (1,2 \div 1,3) \cdot 10^{-15}$  м .

Бұл өрнектен ядро массасы оның көлеміне пропорционал екенін көруге болады. Барлық ядрода зат тығыздығы бірдей және ол шамамен  $\rho_y \approx 10^{17} \text{ кг / м}^3$  -ға тең.

*Ядро спині (толық механикалық момент)* оның құрамындағы протондар мен нейтрондардың импульс моменттерінің қосындысынан тұрады.

## 11.2 Ядроның массасы мен байланыс энергиясы

Дәл өлшеулер бойынша ядроның  $m_y$  массасы ондағы нуклондардың массаларының қосындысынан әрқашанда кіші болатыны шығады.

$$m_y = Zm_p + (A - Z)m_n - \Delta m. \quad (11.2)$$

Ядродағы нуклондардың массаларының қосындысынан оның массасының  $\Delta m$  айырымы *массалық ақау* деп аталады. Массалық ақау ядродағы нуклондардың *байланыс энергиясын* сипаттайды. Байланыс энергиясы – ядроның оны құрайтын нуклондарға ыдыратуға кететін  $W_{бай.}$  минимал энергия. Байланыс энергиясы ядроның беріктігін сипаттайтын негізгі шамалардың бірі. Ядроның байланыс энергиясын біле отырып, кез-келген ыдырау және ядролардың өзара түрлену процестері үшін энергетикалық шығыстарды есептеуге болады:

$$W_{бай.} = \Delta m \cdot c^2 = c^2 \{ [Zm_p + (A - Z)m_n] - m_y \}. \quad (11.3)$$

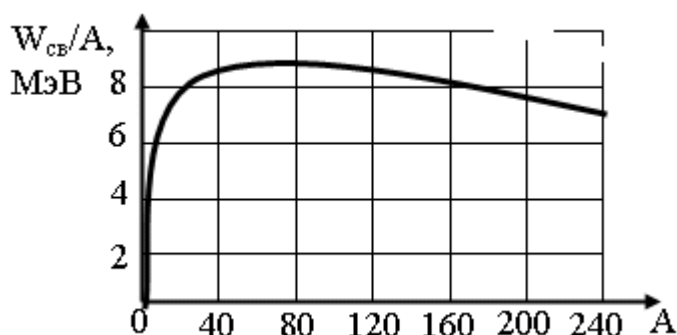
Практикалық есептеулерде төмендегі формуланы қолдану ыңғайлы

$$W_{бай.} = c^2 \{ [Zm_H + (A - Z)m_n - m_a] \}, \quad (11.4)$$

мұндағы  $m_a$  – атом массасы;

$m_H$  – сутегі атомының массасы.

Байланыс энергиясының  $A$  толық нуклондар санына қатынасы *меншікті байланыс энергиясы* деп аталады. Меншікті байланыс энергиясымен массалық санның тәуелділік сызбасы (11.2 сурет) тұрақты ядролар үшін ядролардың қасиеттері және ядролық күштердің сипаты туралы қызықты мәліметтер береді.



11.2 сурет

Массалық санның артуына байланысты меншікті байланыс энергиясы да  $A \approx 50$ -ге дейін артады. Яғни, ядродағы жеке нуклонды бірнеше нуклондарға тартылса оның байланысы күшейетінін білдіреді.  $A > 60$  болатын элементтерде

меншікті байланыс энергиясы біртіндеп кемиді. Ол ядролық тартылу күші *жақыннан әсер етуші* күш екенін білдіреді. Әсерлесу қашықтығы шамамен бір нуклонның өлшемімен шамалас. Күшті байланысқан нуклондар массалық саны 50 мен 60 аралығындағы ядролар (бұл ядролардың меншікті байланыс энергиялары шамамен 8,7 МэВ/нуклон-ға дейін жетеді).

Ядролық реакторлардың, атом бомбаларының жұмыс істеу принциптері уран немесе плутон ядросының нейтрондарды қармап алу арқылы ыдырау процесіне негізделген.

Жеңіл ядролардың синтезделу процесі (ядролардың бірігуі) өте жоғары температурада жүреді (термоядролық реакция). Олар Күн немесе жұлдыздар қойнауларында кездеседі. Қазіргі кезде ғалымдар жер бетінде басқарылатын термоядролық синтездің әдістерін қарастыруда.

### 11.3 Ядролық күштер

Ядродағы нуклондардың орасан зор байланыс энергиясы, нуклондар арасында, күшті кулондық тебу күшіне қарамастан, нуклондарды өте аз қашықтықта ұстап тұратын, өте қарқынды әсерлесу бар екенін көрсетеді. Нуклондардың ядролық әсерлесуі *күшті әсерлесуге* жатады.

Ядролық күштердің негізгі ерекшеліктерін қарастырамыз.

*Жақыннан әсер етуші.* Ядролық күштердің әсер ету қашықтығы шамамен  $\sim 10^{-15}$  м. Егер, әсер ету қашықтығы  $10^{-15}$  м қашықтықтан айтарлықтай аз болса, нуклондардың тартылуы тебілуге ауысады.

Ядролық күштердің *зарядтық тәуелсіздігі.* Күшті әсерлесу нуклондардың зарядтарына тәуелсіз, яғни протон мен протон, нейтрон мен нейтрон, протон мен нейтрон арасындағы өзара тартылу күштері бірдей болады.

*Ядролық күштер нуклондардың спиндерінің өзара бағдарлануына тәуелді.* Мысалы, ауыр сутегі ядросы (дейтрон), ондағы протон мен нейтрон спиндері параллель болса ғана, түзіле алады.

*Ядролық күштер центрлі күш емес.* Оларды әсерлесуші нуклондардың центрлерін қосатын сызық бойымен бағытталған деп елестетуге болмайды.

*Ядролық күштер қанығу қасиетіне ие.* Әрбір нуклон басқа нуклондардың белгілі бір шектелген санымен ғана әсерлеседі. Себебі ядродағы нуклондар саны артқанымен олардың меншікті байланыс энергиясы тұрақты болып қалады.

*Ядролық күштер нуклондардың салыстырмалы жылдамдығына тәуелді.* Ядролық күштердің алмасу сипаты. Қазіргі заманғы түсінік бойынша күшті әсерлесу нуклондардың *пи-мезондар* ( $\pi$ ) деп аталатын бөлшектермен виртуалды алмасуы арқылы жүзеге асады. Оларды көбінесе *пиондар* деп атайды.

Пиондардың екі зарядтық күйі бар,  $\pm e$  оң және теріс заряд. Бұл бөлшектер тұрақты емес және спиндері болмайды. Пиондардың негізгі қасиеттері 11.2 кестеде көрсетілген.



11.2 к е с т е – Пиондардың сипаттамалары

Пионның белгіленуі	Массасы, МэВ	Электр заряды, е	Өмір сүру уақыты, с
$\pi^{\pm}$	140	$\pm 1$	$10^8$
$\pi^0$	135	0	$10^{-16}$







## Әдебиеттер тізімі

- 1 Мажитова Л.Х., Сыздықова Р.Н., Наурызбаева Г.Қ. Физика 1. Дәрістер жинағы. – Алматы: АЭЖБУ, 2014. – 66 б.
- 2 Трофимова Т.И. Физика курсы. – Алматы: Мектеп баспасы, 2004.
- 3 Савельев И.В. Жалпы физика курсы: Электрмагнетизм. – Алматы: «Мектеп», 2004.
4. Физика. Тест сұрақтары. Тербелістер мен толқындар. – Алматы: АИ-ЭС, 2004.
- 5 Физика. Тест сұрақтары. Кванттық физика. Атом ядросының физикасы. – Алматы: АИЭС, 2004.
- 6 Толқындық оптика. Оқытудың барлық бөлімінің және барлық мамандық студенттері үшін зертханалық жұмыстарды орындауға арналған әдістемелік нұсқау. - Алматы: АИЭС, 2008.

Ляйля Хамитқызы Мажитова  
Рабиға Надейнбекқызы Сыздықова  
Гүлнара Қадырбекқызы Наурызбаева

ФИЗИКА 2

5B070200 - Автоматтандыру және басқару мамандықтарының  
студенттеріне арналған дәрістер жинағы

Редакторы Ж.Н. Изтелеуова  
Стандарттау маманы Н.Қ. Молдабекова

Басуға \_\_\_\_\_ қол қойылды  
Таралымы 50 дана.  
Көлемі 3,3 есептік-баспа табақ

Пішімі 60×84 1/16  
Баспаханалық қағаз №1  
Тапсырыс Бағасы 1650 тенге.

«Алматы энергетика және байланыс университеті»  
коммерциялық емес акционерлік қоғамының  
көшірмелі-көбейткіш бюросы  
050013, Алматы, Байтұрсынұлы көшесі, 126