



**Коммерциялық емес
акционерлік қоғамы**

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

Ғарыштық инженерия
кафедрасы

ФИЗИКА 2

6B07119 – Электр энергетикалық жүйелер, 6B07118 – Жаңартылатын энергияның заманауи және инновациялық технологиялары, 6B07102 – Электр энергетикадағы энергия үнемдеу мен энергия тиімділігін Smart технологияларымен басқару және интеграциялау білім беру бағдарламасы бойынша оқитын студенттерге арналған дәрістер жинағы

Алматы 2022

ҚҰРАСТЫРУШЫЛАР: Қалықпаева Р.С., Сарсенбаева С.Н. Физика 2. 6B07119 – Электр энергетикалық жүйелер, 6B07118 – Жаңартылатын энергияның заманауи және инновациялық технологиялары, 6B07102 – Электр энергетикадағы энергия үнемдеу мен энергия тиімділігін Smart технологияларымен басқару және интеграциялау білім беру бағдарламасы бойынша оқитын студенттерге арналған дәрістер жинағы. - Алматы: АЭЖБУ, 2022.- 70 б.

Бакалавриаттың 6B07119 – Электр энергетикалық жүйелер, 6B07118 – Жаңартылатын энергияның заманауи және инновациялық технологиялары, 6B07102 – Электр энергетикадағы энергия үнемдеу мен энергия тиімділігін Smart технологияларымен басқару және интеграциялау білім беру бағдарламасы бойынша оқитын студенттер үшін «Физика 2» пәні бойынша дәрістердің қысқаша мазмұны берілген. Оқу материалын меңгеру деңгейін анықтайтын оқу мақсаттары келтіріледі. «Физика 2» пәні бойынша оқу үрдісін әдістемелік қамтамасыз ету жүйесінің элементі болып табылады және дәрістік сабақтарда, сондай-ақ студенттердің өзіндік жұмысында теориялық материалдармен жұмыс істеуде, машықтандыру, зертханалық сабақтарына және емтиханға дайындық кезінде таратпа материал ретінде қолдануға болады. Студенттер мен жас оқытушыларға ұсынылады.
Сур. -34 , әдеб. көр.-9, кесте -8.

Пікір беруші:«ТКИТ» кафедрасының доценті

Ермекбаев М.М.

«Ғұмарбек Дәукеев атындағы Алматы энергетика және байланыс университеті» коммерциялық емес акционерлік қоғамының 2022 ж. басылым жоспары бойынша басылады

© «Ғұмарбек Дәукеев атындағы Алматы энергетика және байланыс университеті» КеАҚ, 2022

Мазмұны

Кіріспе	4
1 Дәріс №1 Максвелл теориясының негіздері	5
2 Дәріс №2 Тербелмелі процестер.....	8
3 Дәріс №3. Еркін өшетін және еріксіз тербелістер.....	16
4 Дәріс № 4. Электромагниттік толқындар.....	20
5 Дәріс №5. Толқын интерференциясы. Жарық дисперсиясы.....	24
6 Дәріс №6. Жарық дифракциясы және поляризациясы.....	28
7 Дәріс №7. Электромагниттік сәуле шығарудың кванттық табиғаты. Жылулық сәуле шығару.....	33
8 Дәріс №8. Зат бөлшектерінің корпускулалық-толқындық дуализмі.....	40
9 Дәріс №9. Толқындық функция және оның статистикалық мағынасы. Шредингердің уақыттық және стационар теңдеуі.....	44
10 Дәріс №10. Сутегі тектес атомның кванттық теориясы. Электрон спині.....	49
11 Дәріс № 11 Кванттық статистика және оны қолдану.....	53
12 Дәріс №12. Қатты денелердің аймақтық теориясы.....	57
13 Дәріс №13. Жартылай өткізгіштер.....	59
14 Дәріс №14. Ядролық физика.....	62
15 Дәріс №15. Элементар бөлшектер	66
Әдебиеттер тізімі.....	70

Кіріспе

Ұсынылып отырған дәрістер жинағында бакалавр 6B07119 – Электр энергетикалық жүйелер, 6B07118 – Жаңартылатын энергияның заманауи және инновациялық технологиялары, 6B07102 – Электр энергетикадағы энергия үнемдеу мен энергия тиімділігін Smart технологияларымен басқару және интеграциялау білім беру бағдарламасы бойынша оқитын студенттер үшін дәрістердің қысқа мазмұны берілген.

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

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

1 Дәріс №1 Максвелл теориясының негіздері

Дәрістің мақсаты:

Максвеллдің теңдеулер жүйесінің физикалық мағынасын ашу; ығысу тогы ұғымын енгізу.

Максвелл, Фарадейдің электр және магнит өрістері туралы идеяларына сүйеніп, тәжірибелік заңдарын жалпылама жүргізіп, біртұтас электромагниттік өрістің теориясын жасады. Бұл теория электр және магнитостатиканың маңызды заңдары - Гаусс теоремасы және толық ток заңы, электромагниттік индукция заңдарының жалпыламасы болып табылады. Максвеллдің теориясында *электродинамиканың негізгі есебі* шешіледі: *электр зарядтары мен токтардың берілген жүйесінің электромагниттік өрісінің сипаттамаларын анықтау*. Максвелл теориясы электромагниттік өрістің феноменологиялық теориясы болып табылады, себебі мұнда ортаның молекулалық құрылымы және электромагниттік өрісте ортада болатын процестердің ішкі механизмі қарастырылмайды. Ортаның электр және магниттік қасиеттері үш шамамен: салыстырмалы диэлектрлік өтімділік ε , салыстырмалы магниттік өтімділік μ және меншікті электр өткізгіштік γ сипатталады. Мұнда кеңістіктік ұзақтығы жеке атомдар мен молекулалардың өлшемдерінен әлдеқайда үлкен макроскопиялық зарядтар мен токтардың, тыныштықтағы және қозғалыстағы зарядтар жүйесінің макроскопиялық электромагниттік өрістері қарастырылады.

Электромагниттік индукция заңынан Максвеллдің бірінші теңдеуіне өткенде құйынды электр өрісі, толық ток заңынан екінші теңдеуге өткенде – *ығысу тогы* деген ұғымдар енгізілді.

1.1 Құйынды электр өрісі

Электромагниттік индукция құбылысын оқып үйрену кезінде айнымалы магнит өрісінде тыныштықта тұрған контурда индукциялық ток пайда болатыны байқалған. Оның пайда болу себебі бөгде күштердің әсері. Бұл магниттік күштер емес, себебі олар тыныштықтағы зарядтарды ($\vec{v} = 0$) қозғалысқа келтіре алмайды. Сонда электр өрісінің күштері $\vec{F} = q\vec{E}$ ғана қалады, магнит өрісі уақыт бойынша өзгергенде қозғалмайтын контурда индукцияның ЭҚК-ң пайда болуына электр өрісі жауапты. Максвелл өткізгіш тек қана индукцияланған электр өрісінің индикаторы ғана деп болжады. Өріс өткізгіштегі еркін электрондарды қозғалысқа келтіре отырып, өзінің бар екендігіне және энергия қоры арқылы өткізгішсіз де өмір сүретіндігін байқайды.

Электростатикалық өрістен ерекшелігі индукцияланған электр өрісі потенциалды емес құйынды электр өрісі болып табылады, себебі осы өрісте бірлік оң зарядты тұйық контур бойымен орын ауыстырғанда атқарылған жұмыс нөлге тең емес, ол индукцияның ЭҚК-не тең

$$\oint_L \vec{E}_B d\vec{\ell} = \varepsilon, \quad (1.1)$$

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

Электрмагниттік индукция заңынан (15.1),

$$\oint \vec{E}_B d\vec{\ell} = -\frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (1.2)$$

жазуға болады.

Жалпы жағдайда \vec{E} электр өрісі электростатикалық өріс және уақыт бойынша өзгертін магнит өрісінің тудыратын өрісінің қосындысынан тұрады. Себебі, электростатикалық өрістің циркуляциясы нөлге тең, (1.2) теңдеуді \vec{E} өрісі осы екі өрістің векторлық қосындысынан тұратын жалпы өріс үшін келесі түрде жазуға болады

$$\oint_L \vec{E} d\vec{\ell} = -\int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S}. \quad (1.3)$$

(1.3) теңдеуде контур мен беттің қозғалмайтыны ескерілді, \vec{B} векторы уақытқа да, координатаға да тәуелді, $\Phi = \int_S \vec{B} d\vec{S}$.

Максвелдің бірінші теңдеуі (1.3) электромагниттік өріске ойша енгізілген кез келген қозғалмайтын тұйық контур бойынша алынған \vec{E} векторының циркуляциясы теріс таңбамен алынған S беттен өтетін магнит ағынының өзгеру жылдамдығына тең. Бұдан *Максвелл теориясының бірінші тұжырымы: магнит өрісінің кез келген өзгерісі құйынды электр өрісін тудырады.*

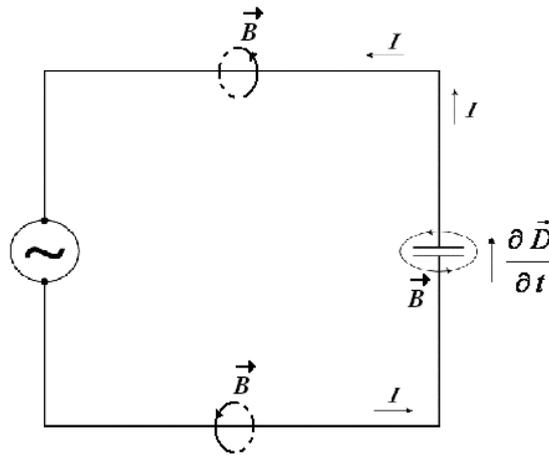
1.2 Ығысу тогы

Максвелл айнымалы электр өрісі электр тогы секілді магнит өрісінің көзі болады деп болжай келе, толық ток заңын толықтырды. Айнымалы электр өрісінің «магниттік әсерінің» сандық түрде сипаттау үшін ығысу тогы деген ұғым енгізілді.

Тұрақты ток тізбегінде конденсатор үзіліс болып табылады, ал айнымалы токтың мұндай тізбекте өтетіндігі белгілі.

Тізбектің барлық тізбектей жалғанған элементерінде де өткізгіштік квазистационар ток күші бірдей болады. Конденсаторда электрондардың қозғалысымен байланысты өткізгіштік токтың болуы мүмкін емес, себебі конденсатор астарларының арасы диэлектрикпен толтырылған. Бұдан шығатын қорытынды, конденсаторда өткізгіштік токты тұйықтайтын қандай да бір процесс өтеді, бұл – ығысу тогы.

Айнымалы ток тізбегінде (1.1 сурет) конденсатор астарлары арасында кернеулігі $E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon}$ электр өрісі бар.



1.1 сурет

Бұл формулада σ - астардағы зарядтың беттік тығыздығы, ε - астарлар арасындағы заттың диэлектрик өтімділігі. Заряды Q және пластиналардың ауданы S конденсатор астарлары арасындағы электр ығысуы $D = \sigma = \frac{q}{S}$.

Тізбектегі ток күші $I = \frac{dq}{dt}$, бұдан

$$I_{\text{ыз}} = S \frac{\partial D}{\partial t}, \quad (1.4)$$

яғни конденсатор астарлары арасындағы электр ығысуының өзгеру жылдамдығы тізбектегі токты тұйықтайтын процесс болып табылады. Онда астарлар арасындағы кеңістіктегі ығысу тогының тығыздығы

$$\vec{j}_{\text{ыз}} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \quad (1.5)$$

Максвелдің теориясына сәйкес (екінші тұжырымы), ығысу тогы өткізгіштік ток сияқты құйынды магнит өрісінің көзі болып табылады (1.1 сурет).

Максвелдің екінші теңдеуін мына түрде жазуға болады

$$\oint_L \vec{H} d\vec{\ell} = \int_S \left(\vec{j}_{np} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) d\vec{S}, \quad (1.6)$$

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

(1.6) 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.

1.3 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. $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}$ 6. $\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$ 7. $\vec{j} = \gamma \vec{E}$	

Алғашқы екі теңдеуден маңызды қорытынды шығады: *айнымалы электр және магнит өрістері біртұтас электромагниттік өріс жасап, бір-бірімен тығыз байланысқан.*

Үшінші және төртінші теңдеулер *электр өрісінің көздері – электр зарядтары, ал магниттік зарядтардың болмайтынын* көрсетеді. Сондықтан Максвелл теңдеулері электр және магнит өрістеріне қатысты симметриялы емес. 1.- кестеде (5,6,7) қатынастары материялық теңдеулер деп аталады, себебі олар ортаның жеке қасиеттерін көрсетеді.

Максвелл теориясы сол кездегі белгілі барлық тәжірибелік фактілерді түсіндірді және бірқатар жаңа құбылыстарды болжады. Оның теориясының негізгі салдары жарық жылдамдығымен таралатын электромагниттік толқындардың болуы жөнінде қорытынды болды, ол кейіннен жарықтың электромагниттік теориясын құруға алып келді.

2 Дәріс №2. Тербелмелі процестер

Дәрістің мақсаты:

- тербеліс процестерін оқып үйрену;
- векторлық диаграмма әдісімен танысу.

Қандай да бір дәрежеде қайталанып тұратын процестер (қозғалыстар немесе күй теңдеулері) тербелістер деп аталады. Табиғат пен техникада тербелмелі процестер жиі кездеседі, мысалы қабырға сағатының маятникінің тербелісі, серіппеге ілінген жүктің тербелісі, айнымалы электр тогы және т.б. Тербелмелі процестің физикалық табиғаты мен оның пайда болу

«механизміне» қарай тербелмелі процестер механикалық, электромагниттік, электромеханкалық т.б. тербелістерге бөлінеді. Бірақ әртүрлі тербелмелі процестер бірдей сипаттамалармен және бірдей теңдеулермен өрнектеледі. Сонымен қатар, тербелістегі жүйеге тигізетін сырттан берілетін әсердің сипатына қарай *еркін* (немесе меншікті) тербелістер, *еріксіз* тербелістер, *автотербелістер* және *параметрлік* тербелістерді кездестіреміз.

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

Сыртқы периодты күштің әсерінен жүйеде пайда болатын тербелістер *еріксіз тербелістер* деп аталады.

Егер тербелмелі жүйені сипаттайтын барлық физикалық шамалардың мәндері бірдей тең уақыт аралықтарында қайталанып тұратын тербелістер *периодтық* тербелістер деп аталады.

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

2.1 Гармоникалық тербелістердің жалпы сипаттамалары. Гармоникалық тербелістердің дифференциалдық теңдеуі

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

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

немесе

$$x(t) = A \cdot \sin(\omega t + \varphi_0), \quad (2.1)$$

мұндағы A - тербеліс *амплитудасы*, өзгертін x шаманың ең үлкен мәні; ω_0 - меншікті дөңгелектік (немесе циклдік), 2π уақыттағы толық тербеліс саны; $(\omega_0 t + \varphi_0)$ - кез келген t мезетінде x мәнін анықтайтын *тербеліс фазасы*; φ_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, ол үшін (2.1) теңдеуден уақыт бойынша бірінші және екінші ретті туынды табамыз:

$$\frac{dx}{dt} = -A \cdot \omega \cdot \sin(\omega t + \varphi_0) = A\omega \cos(\omega t + \varphi_0 + \frac{\pi}{2}), \quad (2.2)$$

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -A \cdot \omega^2 \cdot \cos(\omega t + \varphi_0) = A\omega^2 \cos(\omega t + \varphi_0 + \pi). \quad (2.3)$$

(2.1) және (2.3) өрнектерін салыстыра отырып, келесі теңдеуді аламыз:

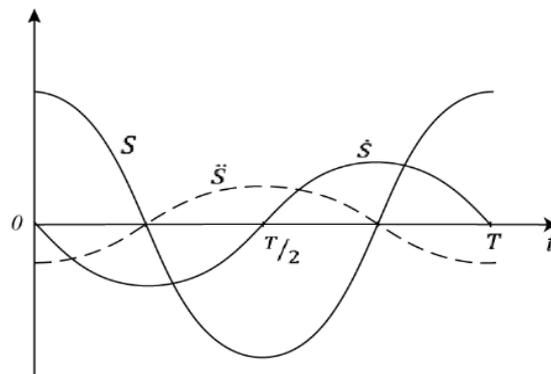
$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\omega^2 \cdot x(t) \quad \text{немесе} \quad \frac{d^2x}{dt^2} + \omega^2 \cdot x(t) = 0 \quad (2.4)$$

(2.4) өрнегі гармоникалық тербелістің *дифференциалдық теңдеуі*, ал оның шешімі гармоникалық тербелістің теңдеуі (2.1) болып табылады.

2.2 Гармоникалық осцилляторлар

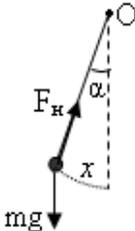
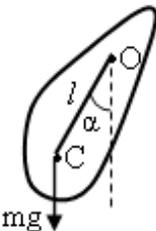
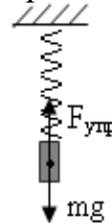
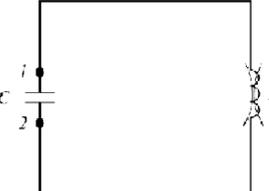
Тербелмелі жүйе *осциллятор*, ал гармоникалық тербеліс жасайтын жүйені *гармоникалық осциллятор* деп атайды. Осцилляторларға математикалық маятник, физикалық маятник, серіппелі маятник, тербелмелі контур, қатты денелердің молекулалары мен атомдары және т.б. жатады.

Тербелмелі процестерді оқып үйрену табиғаты әртүрлі процестер арасында математикалық ұқсастықты қарастырғанда қиын болмайды. Себебі, олар түрі бойынша бірдей дифференциалдық теңдеулермен сипатталады. 2.1-кестеде әртүрлі осцилляторлар үшін дифференциалдық теңдеулер мен сипаттамалары келтірілген. 2.1-кестеден, осциллятордың меншікті циклдік жиілігі оның параметрлеріне тәуелді екенін көруге болады. \dot{S} - механикалық осциллятордың жылдамдығы (сызықтық v немесе бұрыштық ω) және тербелмелі контурдағы I ток күші; \ddot{S} - механикалық осциллятордың үдеуі (сызықтық a немесе бұрыштық ε); U_c - конденсатордағы кернеу. \dot{S} шамасының амплитудалары сәйкесінше $\omega_0 x_m$, $\omega_0 \alpha_m$, $\omega_0 q_m$, а $\ddot{S} - \omega_0^2 x_m$, $\omega_0^2 \alpha_m$ тең. Олардың фазалары (2.1 сурет) бір-бірінен ерекшеленеді, S шамасының фазасы \dot{S} шамасының фазасынан $\pi/2$ -ге қалады, ал \ddot{S} шамасының фазасы S фазасынан π -ге озады.



2.1 сурет

2.1 кесте

Осциллятор	Маятниктер			Идеал тербелмелі контур
	математикалық	физикалық	серіппелі	
Сипаттамалар, тербеліс теңдеулері				
Жүйенің негізгі теңдеуі	$m\ddot{x} = -mg \sin \alpha$	$I\ddot{\alpha} = -mg\ell \sin \alpha$	$m\ddot{x} = -kx$	$IR = (\varphi_1 - \varphi_2) + \varepsilon_S$ $R = 0; \varphi_1 - \varphi_2 = -\frac{q}{c}; \varepsilon_S = -L \frac{dI}{dt}$
Дифференциалдық теңдеу	$\ddot{x} + \frac{g}{\ell} x = 0$	$\ddot{\alpha} + \frac{mg\ell}{I} \alpha = 0$	$\ddot{x} + \frac{k}{m} x = 0$	$\ddot{q} + \frac{1}{LC} q = 0$
(3.1)-гі s	x	α	x	q
Тербелістің теңдеулері	$x = x_m \cos(\omega_0 t + \varphi)$	$\alpha = \alpha_m \cos(\omega_0 t + \varphi)$	$x = x_m \cos(\omega_0 t + \varphi)$	$q = q_m \cos(\omega_0 t + \varphi)$ $U_c = \frac{q}{c} = \frac{q_m}{c} \cos(\omega_0 t + \varphi)$
циклдік жиілік ω_0 , период T	$\omega_0 = \sqrt{g/\ell}$ $T = 2\pi\sqrt{\ell/g}$	$\omega_0 = \sqrt{(mg\ell)/I} = \sqrt{g/L}$ $T = 2\pi\sqrt{I/(mg\ell)} = 2\pi\sqrt{L/g}$	$\omega_0 = \sqrt{k/m}$ $T = 2\pi\sqrt{m/k}$	$\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ $T = 2\pi\sqrt{LC}$
$\dot{S} = \frac{dS}{dt}$	$v = -\omega_0 x_m \sin(\omega_0 t + \varphi) = \omega_0 x_m \cos\left(\omega_0 t + \varphi + \frac{\pi}{2}\right)$	$\dot{\alpha} = -\omega_0 \alpha_m \sin(\omega_0 t + \varphi) = \omega_0 \alpha_m \cos\left(\omega_0 t + \varphi + \frac{\pi}{2}\right)$	$v = -\omega_0 x_m \sin(\omega_0 t + \varphi) = \omega_0 x_m \cos\left(\omega_0 t + \varphi + \frac{\pi}{2}\right)$	$I = -\omega_0 q_m \sin(\omega_0 t + \varphi) = \omega_0 q_m \cos\left(\omega_0 t + \varphi + \frac{\pi}{2}\right)$
$\ddot{S} = \frac{d^2 S}{dt^2}$	$a = -\omega_0^2 x_m \cos(\omega_0 t + \varphi) = \omega_0^2 x_m \cos(\omega_0 t + \varphi + \pi)$	$\ddot{\alpha} = -\omega_0^2 \alpha_m \cos(\omega_0 t + \varphi) = \omega_0^2 \alpha_m \cos(\omega_0 t + \varphi + \pi)$	$a = -\omega_0^2 x_m \cos(\omega_0 t + \varphi) = \omega_0^2 \alpha_m \cos(\omega_0 t + \varphi + \pi)$	

Массасы m жүк ілінген, қатаңдығы k -ға тең серіппеден тұратын жүйені *серіппелі маятник* деп атайды (2.2 сурет). Егер координаттар басы маятниктің тепе-теңдік күйімен дәл келсе, онда Гук және Ньютон заңдарына сәйкес серіппелі маятниктің қозғалыс теңдеуін мына түрде жазамыз

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -kx \quad (2.5)$$

мұндағы

$$F = -kx$$

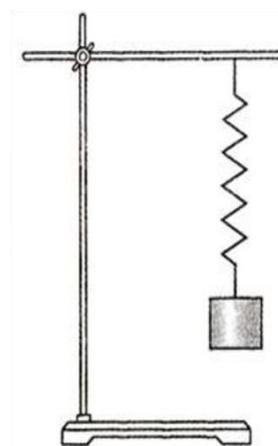
Гук заңымен анықталатын серпімділік күші.

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{k}{m}x, \text{ мұндағы } \frac{k}{m} = \omega_0^2$$

белгілеулерді енгізіп

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\omega_0^2x \quad \text{немесе} \quad \frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2x = 0 \quad (2.6)$$

теңдеулерін аламыз.



2.2 сурет

Серіппелі маятниктің еркін тербелісінің меншікті жиілігі:

$$\omega_0^2 = \frac{k}{m} \quad (2.7)$$

Тербеліс периоды:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}} \quad (2.8)$$

2.3 Гармоникалық тербелістердің энергиясы

Механикалық тербелістердің W толық энергиясы кинетикалық W_k және W_n потенциалдық энергиялардың қосындысы арқылы анықталады.

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

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

осыдан толық энергия

$$W = W_k + W_n = \frac{kA^2}{2} = \frac{m\omega_0^2 A^2}{2} = W_{kmax} = W_{nmax} = const.$$

W_k, W_n және W

уақытқа тәуелділік сызбалары 2.3 -суретте көрсетілген.

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

W_m магнит және W_e электр өрістерінің энергияларының теңдеулері

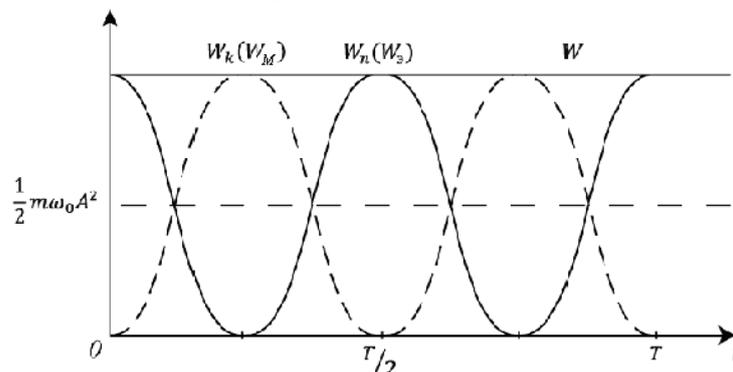
$$W_m = \frac{1}{2} LI^2 = \frac{1}{4} LI_m^2 [1 - \cos(2\omega_0 t + 2\varphi)] \text{ және } W_e = \frac{1}{2} \frac{q^2}{c} = \frac{1}{4} LI_m^2 [1 + \cos(2\omega_0 t + 2\varphi)],$$

ал W толық энергия

$$W = W_m + W_e = \frac{q^2}{2c} = \frac{LI_m^2}{2} = const \quad (2.9)$$

өрнектерімен анықталады.

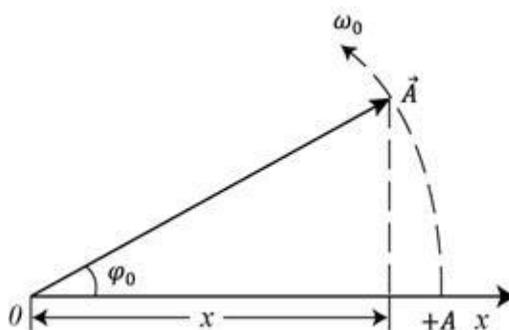
Кинетикалық энергия мен магнит өрісінің энергиясының, потенциалдық энергия мен электр өрісінің энергиясының өзгеру заңдылықтары ұқсас, ал екі жағдайда да толық энергия 2.3-суретте көрсетілгендей тұрақты болып қалады.



2.3 сурет

2.4 Векторлық диаграмма әдісі

Гармоникалық тербелісті ұзындығы тербеліс амплитудасына A тең, ал вектордың бағыты x осімен тербелістің бастапқы фазасына тең бұрыш жасайтын вектор көмегімен берілсін делік. \vec{A} векторының x осіне проекциясы $x_0 = A \cos \varphi_0$



2.4 сурет

Егер осы векторды ω_0 бұрыштық жылдамдықпен айналдырсақ, \vec{A} векторының оське проекциясы (2.1) теңдеуімен сипатталатын $+A$ дан $-A$ аралығында гармоникалық тербеліс жасайды. Осы тербелістердің циклдік жиілігі айналудың бұрыштық жылдамдығына, ал

бастапқы фазасы φ_0 - \vec{A} векторының бастапқы уақыт мезетінде тірек осімен жасайтын бұрышына тең.

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

Егер жүйе бір мезгілде:

$$x_1 = A_1 \cos(\omega_0 t + \varphi_{01}), \quad x_2 = A_2 \cos(\omega_0 t + \varphi_{02}), \quad (2.10)$$

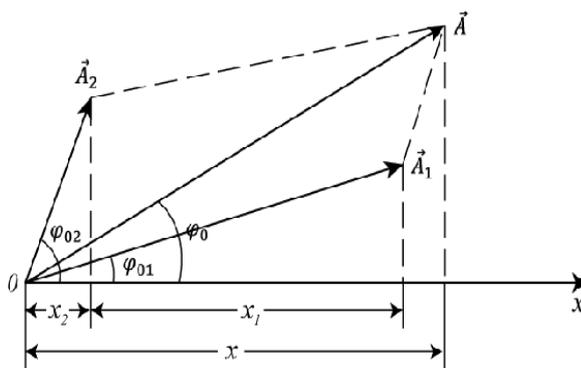
теңдеулерімен сипатталатын екі тербеліске қатысса, онда қосуды *векторлық диаграмма әдісін* қолданып, жүргізуге болады (2.5 сурет). Қорытқы \vec{A} векторының x осіне проекциясы қосылғыш векторлардың проекцияларының қосындысына тең $x = x_1 + x_2$.

2.5 -сурет бойынша қорытқы вектор косинустар теоремасымен

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\varphi_{02} - \varphi_{01}), \quad (2.11)$$

ал қорытқы тербелістің бастапқы фазасы тангенс бойынша анықталады

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{A_1 \sin \varphi_{01} + A_2 \sin \varphi_{02}}{A_1 \cos \varphi_{01} + A_2 \cos \varphi_{02}}. \quad (2.12)$$



2.5 сурет

(2.11) теңдеуден, қосылатын тербелістің фаза айырмасына байланысты қорытқы тербелістің амплитудасы артуы да, кемуі де мүмкін.

Егер бірдей жиіліктегі және фаза ығысуы $\Delta\varphi = \varphi_{02} - \varphi_{01} = \pm 2m\pi$, мұндағы ($m=0,1,2,\dots$), тербелістерді қосса онда қорытқы амплитуда $A = A_1 + A_2$. Тербелістер бірдей фазада (синфазды) тербеледі.

Егер фаза ығысуы $\Delta\varphi = \varphi_{02} - \varphi_{01} = \pm(2m + 1)\pi$, мұндағы ($m=0,1,2,\dots$), онда $A = A_1 - A_2$, тербелістер қарама-қарсы фазада тербеледі. Екі жағдайда да қорытқы тербелістің амплитудасы уақыт бойынша өзгермейді. Егер екі тербеліс фаза айырмасы тұрақты болып, уақыт бойынша үйлесімді өтетін болса, оларды *когеренттік тербелістер* деп атайды.

Сонда қорытқы гармоникалық тербелістің теңдеуі

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

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

$$x = A \cos \omega t, \quad y = B \cos(\omega t + \varphi_0), \quad (2.13)$$

мұндағы φ_0 - екі тербелістің фазалар айырымы (фаза ығысуы).

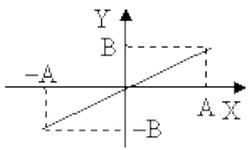
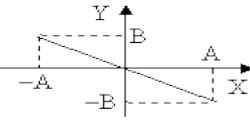
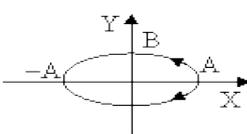
Мұндай тербелістерді осциллографтың горизонталь және вертикаль басқарушы пластиналарына периодты гармоникалық сигналдар берген кезде бақылауға болады. Қорытқы тербелістің траекториясын анықтау үшін (2.13) теңдеудегі уақыттан құтылып, траекторияның теңдеуін шығарып аламыз

$$\frac{x^2}{A^2} - \frac{2xy}{AB} \cos \varphi_0 + \frac{y^2}{B^2} = \sin^2 \varphi_0. \quad (2.14)$$

(2.14) теңдеу жарты осьтері кез келген бағытта орналасқан эллипстің теңдеуін береді. Осы теңдеуден шығатын дербес жағдайлар 2.2-кестеде көрсетілген.

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

2.2 кесте

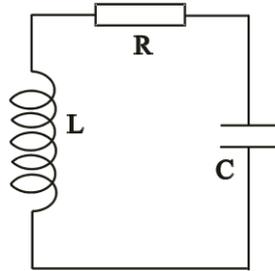
Фазалар айырымы	Траектория теңдеуі	Графиктік кескінделуі
$\varphi_0 = m\pi$ $(m = 0, \pm 2, \dots)$	$y = \frac{B}{A}x$	
$\varphi_0 = m\pi$ $(m = \pm 1, \pm 3, \dots)$	$y = -\frac{B}{A}x$	
$\varphi_0 = (2m+1)\frac{\pi}{2}$ $(m = 0, \pm 1, \dots)$	$\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} = 1$	$\varphi_0 = -\frac{\pi}{2}$ $\varphi_0 = \frac{\pi}{2}$ 

3. Дәріс №3. Еркін өшетін және еріксіз тербелістер.

Дәрістің мақсаты: еркін өшетін және еріксіз электромагниттік тербеліс процестерін оқып үйрену

3.1 Еркін және еріксіз электромагниттік тербелістер

Нақты тербелмелі контурдың идеал контурдан (3.1 сурет) ерекшелігі - конденсатор мен катушкаға тізбектей жалғанған кедергісі R резистордан тұрады.



3.1 сурет

Өшетін электр тербелістердің *дифференциалдық теңдеуін* R кедергіні ескеріп, жалпылама Ом заңынан аламыз:

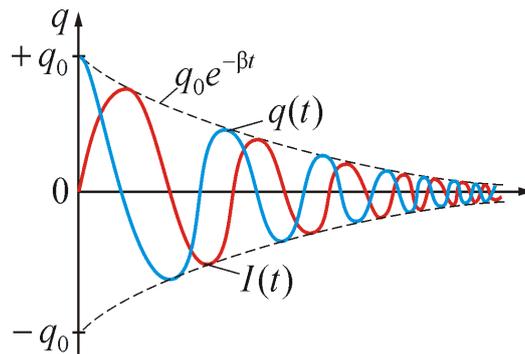
$$\ddot{q} + 2\beta\dot{q} + \omega_0^2 q = 0, \quad (3.1)$$

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

Бұл теңдеудің шешімі өшетін тербелістің теңдеуі болып табылады:

$$q = q_{m0} e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0), \quad (3.2)$$

мұндағы q_{m0} тұрақты (бастапқы амплитуда) және φ_0 (бастапқы фаза) бастапқы шарттарға, яғни бастапқы уақыт мезетіндегі q және \dot{q} мәндеріне тәуелді. $q(t)$ тәуелділік графигі 3.2-суретте көрсетілген.



3.2 сурет

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:

$$\lambda = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)} = \beta T = \frac{T}{\tau} = \frac{1}{N_e}, \quad (3.3)$$

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

Нақты тербелмелі контур кез келген t уақыт мезетінде жүйе тербелісінің $W(t)$ энергиясының өшетін тербелістің шартты период аралығында осы энергияның шығынына қатынасының 2π -ге көбейтіндісіне тең Q сапалылықпен сипатталады

$$Q = 2\pi \frac{W(t)}{W(t) - W(t+T)}.$$

Контурдың сапалылығы

$$Q = \frac{\pi}{\lambda} = \pi N_e \quad (3.4)$$

яғни контурдың сапалылығы тербеліс амплитудасы e есе азайғандағы тербеліс саны көп болған сайын жоғары болады.

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

$$\ddot{q} + 2\beta\dot{q} + \omega_0^2 q = (\varepsilon_m / L) \cos \omega t, \quad (3.5)$$

бұл еріксіз тербелістің дифференциал теңдеуі, оның дербес шешімі

$$q = q_m \cos(\omega t - \varphi), \quad (3.6)$$

мұндағы q_m - конденсатордағы зарядтың амплитудасы;

φ - бастапқы фазасы және олар мына өрнектермен анықталады:

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

Осыларды ескеріп (3.6) өрнекті былай жазуға болады

$$q = \frac{q_m}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}} \cdot \cos \left(\omega t - \operatorname{arctg} \frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \right). \quad (3.7)$$

3.2 Айнымалы электр тогы. Айнымалы электр тогына арналған Ом заңы

Электромагнит индукция заңынан магнит ағыны уақыт бойынша өзгерсе айналмалы электр қозғаушы күші пайда болады $\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt}$. Айнымалы ток алу үшін, тұрақты бұрыштық жылдамдықпен айналатын рамканы магнит өрісіне (электромагнит полюстері арасына) енгізуіміз керек. Кез келген уақыт мезетінде рамка орамының ауданың тесіп өтетін магнит ағыны $\Phi = BS \cos \omega t$, олай болса

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt} = BS\omega \sin \omega t = \mathcal{E}_0 \sin \omega t, \quad (3.8.)$$

мұндағы $\mathcal{E}_0 = BS\omega$.

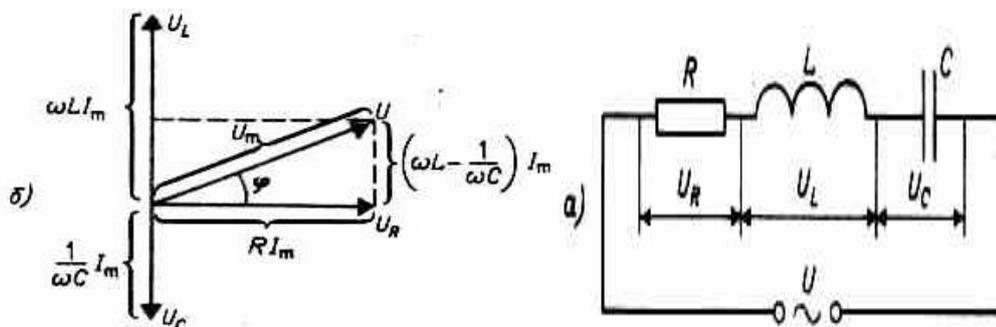
Олай болса, айнымалы ток үшін Ом заңы:

$$I = \frac{\mathcal{E}_i}{R} = \frac{\mathcal{E}_0 \sin \omega t}{R} = I_0 \sin \omega t. \quad (3.9)$$

Айнымалы токтың және кернеудің әсерлік (эффektivті) және ең үлкен мәндері мынандай қатынаста болады:

$$I_{\text{эф}} = \frac{I_0}{\sqrt{2}} \quad \text{және} \quad U_{\text{эф}} = \frac{U_0}{\sqrt{2}}.$$

Активті кедергіден, индуктивтіліктен және сыйымдылықтан тұратын тізбекті қарастырайық (3.3, а сурет). Тізбекке ω жиілігі бар кернеу тудырайық $U = U_m \cos \omega t$. Активті кедергіде ток пен кернеу арасында ығысу фазасы жоқ, сондықтан токтың өзгеруі $I = I_m \cos \omega t$ болады.



3.3 сурет

Ал U_L ндуктивтіліктегі кернеудің кемуі токтың фазасынан (3.3, б сурет).

$\frac{\pi}{2}$ - ге озады, сыйымдылықтағы кернеу $\frac{\pi}{2}$ - ге қалады. Олай болса, катушкадағы ток $I_L = I_m \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)$, сәйкес индуктивтілік кедергі $X_L = \omega L$. Ал конденсатордағы кернеу $U = U_m \cos \omega t$, ток күші $I_c = I_m \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)$ заңымен өзгереді, сонда сыйымдылық кедергісі $X_c = \frac{1}{\omega C}$ өрнегімен анықталады.

Мұндай жүйенің векторлық диаграммасы 3.3, б суретте көрсетілген. Суреттен тізбектің кернеуі мен ток күшінің фазалық айырмасы φ мына өрнекпен анықталады:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{I_m \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)}{I_m R} = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R} \quad (3.10)$$

Жоғарыдағы 3.3 б суреттен U_R, U_L, U_C - кернеулер түсуінің қосындысы тізбекке түсірілген U толық кернеуге тең болады.

Сонда толық кернеудің максимал мәні:

$$U_m^2 = (RI_m)^2 + \left[\left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right) I_m \right]^2,$$

бұдан айнымалы тізбек үшін Ом заңы:

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}}, \quad (3.11)$$

мұндағы $\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2} = Z$ - тізбектің *толық кедергісі* (импеданс) және

$\omega L = X_L, \frac{1}{\omega C} = X_C$ екенін ескерсек:

$$X = X_L - X_C = \omega L - \frac{1}{\omega C}$$

өрнегі шығады мұны *реактивті кедергі* деп атайды.

3.3 Резонанс

Жоғарыдағы (3.7) өрнектегі ω_0 меншікті жиілік пен айнымалы ω 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.

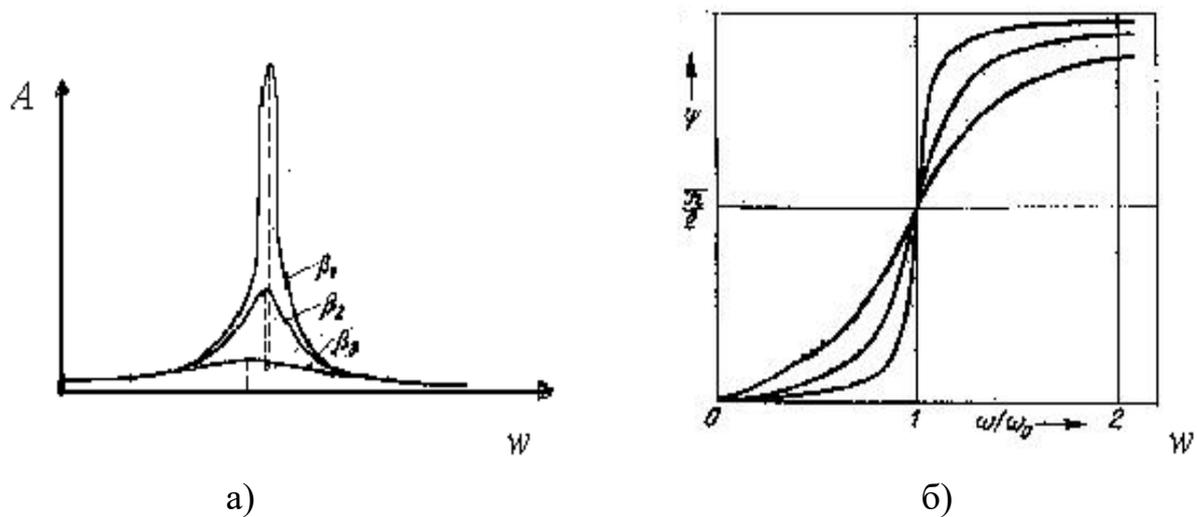
Жиілікті табу үшін q_m функциясының бөлімдегі түбір астындағы өрнекті ω бойынша дифференциалдап, нөлге теңестіреміз:

$$-4(\omega_0^2 - \omega^2)\omega + 4\beta^2\omega = 0,$$

сонда резонанстық жиілік пен амплитуда:

$$\omega_{рез} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} = \sqrt{\omega^2 - \beta^2}, \quad q_{рез} = \frac{q_m}{2\beta\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}.$$

3.4 (а) суретте өшу коэффициентінің әртүрлі мәндеріне сәйкес келетін резонанстық қисық сызықтары берілген. β аз болған сайын максимум



3.4 сурет

сүйірлене түседі. Ал 3.4, б суретте β өшу коэффициентінің әртүрлі мәндеріндегі еріксіз тербелістер фазасының сыртқы күштер фазасынан қалу сызбасы берілген. Қалу шамасы 0 мен π аралықта жатады. $\omega = \omega_0$ мәнінде $\varphi = \frac{\pi}{2}$ шамасына сәйкес келеді. Резонанс кезінде ($\omega_{рез} < \omega_0$) демек $\varphi < \frac{\pi}{2}$. Әлсіз өшу кезінде $\omega_{рез} \approx \omega_0$, $\varphi \approx \frac{\pi}{2}$. Сонымен қатар ток күші мен кернеудің резонанстық мәндерін де анықтауға болады.

4 Дәріс № 4. Электромагниттік толқындар

Дәрістің мақсаты: электромагниттік толқындарды оқып үйрену.

Максвелл теориясы бойынша (1.3), (1.6) айнымалы магнит өрісі айнымалы электр өрісін тудырады және керісінше. Егер кеңістіктің белгілі бір нүктесінде құйынды электр өрісін тудырсақ, онда қоршаған ортада электр және магнит өрістерінің өзара айналымы пайда болады, яғни электромагниттік өріс уақыт пен кеңістік бойынша таралады. Бұл процесс периодты және *электромагниттік толқын* деп аталады.

4.1 Электромагниттік толқынның дифференциалдық теңдеуі және оның қасиеттері

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

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

$$\operatorname{div} \vec{D} = 0, \operatorname{div} \vec{B} = 0.$$

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

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

мұндағы μ және ε - ортаның тұрақты өтімділіктері.

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

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

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

және

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

(4.2) өрнекті ескерсек

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

(4.5) электромагниттік толқынның толқындық теңдеулері болып табылады.

Бұл теңдеулердің шешімдері

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

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

(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.

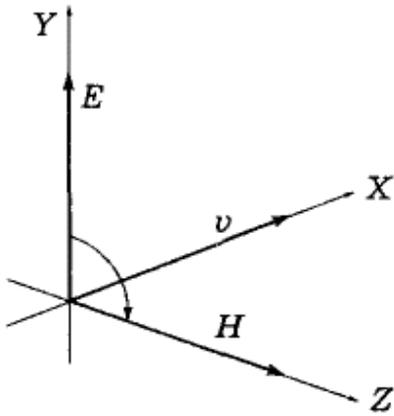
(4.5) пен (4.3) теңдеулерді салыстырсақ, электромагниттік толқындардың *фазалық жылдамдығы* ортаның қасиеттеріне тәуелді

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

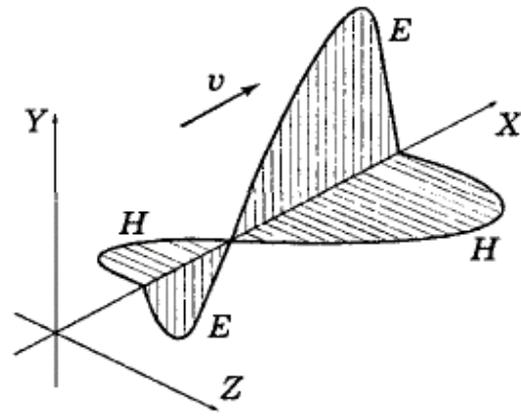
Электромагниттік толқындардың вакуумдегі жылдамдығы ($\varepsilon = \mu = 1$)

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

(4.5) теңдеуден 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

(4.6) теңдеудегі бастапқы фазалар 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 фазада) және олардың лездік мәні өзара байланысты:

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

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

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

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 жылдамдыққа v көбейтсек, энергия ағыны тығыздығын аламыз:

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

\vec{E} мен \vec{H} векторлары өзара перпендикуляр және бағыттары оң бұрандалы жүйе таралу бағытына сәйкес (4.1 сурет), сондықтан (4.10) теңдеу мына түрде жазылады.

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

\vec{S} векторы *Пойнтинг векторы* деп аталады. Ол электромагниттік толқынның таралу бағытымен бағыттас, ал модулі электромагниттік толқынның таралу бағытына перпендикуляр бірлік аудан арқылы тасымалданатын 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 интенсивтілігі I энергия ағынының тығыздығының орташа мәніне тең:

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

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 электрдинамикада үдемелі қозғалыстағы электр зарядтары электромагниттік толқын тудырады. Сәуле шығаратын қарапайым жүйе электрлік диполь болып табылады; оның \vec{p} моменті уақыт бойынша өзгереді. Мұндай диполь *қарапайым вибраторлар* 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.

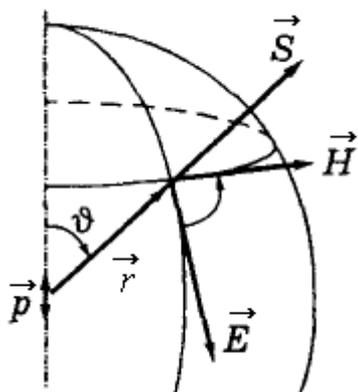
Сызықты гармоникалық осциллятордың моменті \vec{p} уақыт бойынша төмендегі заңдылықпен өзгереді:

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

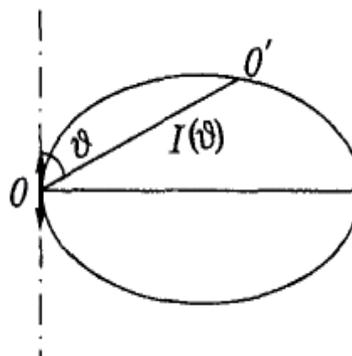
Біртекті изотропты ортада толқынның дипольдан r қашықтықта орналасқан нүктелерге жету уақыты бірдей, тербеліс фазасы да бірдей. Сондықтан толқынды зонада толқын фронты сфералық болады. Толқын амплитудасы дипольдан алыстаған сайын кемиді

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

мұндағы Q - дипольдің осі мен нүктенің радиус векторы \vec{r} арасындағы бұрыш (4.3 сурет).



4.3 сурет



4.4 сурет

Суреттен көрініп тұрғандай, \vec{E} векторы толқындық беттің әр нүктесінде меридианға жанама бойымен бағытталған, ал \vec{H} векторы параллельге жанама бойымен бағытталған, \vec{S} Пойнтинг векторы \vec{E} мен \vec{H} векторларына перпендикуляр бағытталған. Толқынның интенсивтілігі

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

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

Мұндай электромагниттік өрістің болуы сигналды алыс қашықтыққа жіберуге мүмкіндік береді, кез келген сигнал жіберетін антеннаны 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. Толқын интерференциясы. Жарық дисперсиясы

Дәрістің мақсаты:

- интерференция құбылысын оқып үйрену;
- жарық дисперсиясы құбылысын оқып үйрену.

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 λ_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 әлсіреу 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 π шамасына өзгеше мән қабылдайтын уақыт *когеренттілік уақыты* деп аталады. Екі тербелістің фазалар айырымы толқын бетінің әртүрлі нүктесінде тұрақты болатын үйлесімділік *кеңістік бойынша когеренттілік* деп аталады. Фазалар

айырымының мәні π 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 әртүрлі 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. (2.11) 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;

λ_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:

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

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

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, $\vec{F} = -2m\beta\dot{\vec{v}}$, 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 ω_0 - оның массасы мен тербелісінің меншікті жиілігі;

β - электронның еріксіз тербелісінің өшу коэффициенті;

\vec{E}_m және ω - 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 χ - заттың электрлік қабылдағыштығы;

n_0 - атомдар концентрациясы.

Сонда

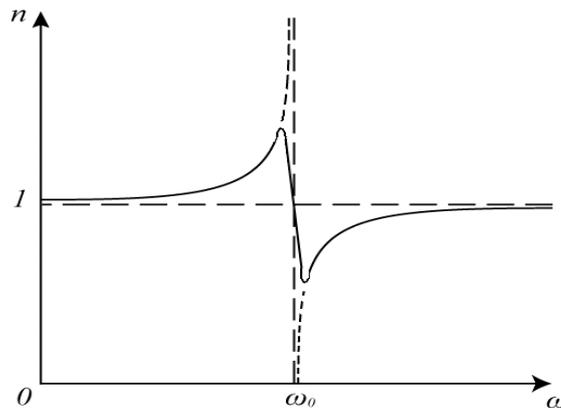
$$\chi = \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m(\omega_0^2 - \omega^2)}.$$

(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. ω -ны 0-ден ω_0 -ге дейін өсірсе 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 ω -ны ω_0 -ден ∞ -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 ретті 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. Жарық дифракциясы және поляризациясы

Дәрістің мақсаты:

- дифракция құбылысымен танысу;
- поляризация құбылысын оқып үйрену.

6.1 Жарық дифракциясы. Гюйгенс–Френель принципі. Френельдің аймақтық әдісі

Толқындардың, оның жолында кездесетін, d өлшемі λ толқын ұзындығымен шамалас, тосқауылдарды айналып өтуі құбылысы *дифракция* деп аталады. Дифракциялар арқасында толқындар геометриялық көлеңкелер аймағына түсіп, тосқауылдарды жеңіп, экрандағы шағын саңылаулар арқылы өтіп кете алады.

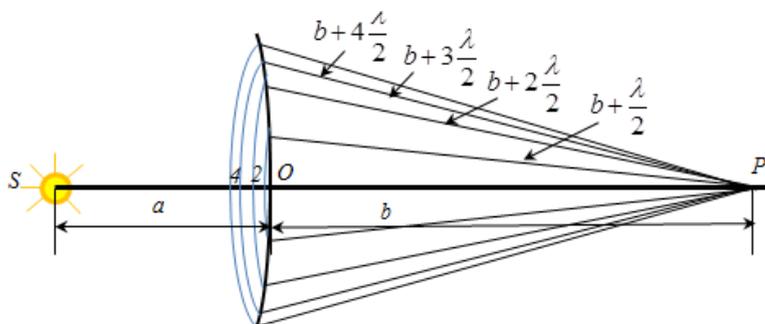
Геометриялық оптикамен сипатталатын, жарықтың таралу заңдарынан ауытқуы әдетте *жарық дифракциясы* болып түсіндіріледі.

Гюйгенс принципінің көмегімен дифракцияны түсіндіруге болады. Жазық толқын мөлдір емес экрандағы саңылауға тік түседі деп алайық. *Гюйгенс принципіне сәйкес толқындық шеп келіп жеткен әрбір нүкте екінші реттік толқындар көзі болып табылады* (біртекті изотропты ортада олар сфералық болады).

Гюйгенс принципі толқындық шептің таралу бағыты туралы міндетті ғана шешеді, бірақ амплитуда туралы, демек, әртүрлі бағыттар бойынша таралатын толқындардың қарқындылығы туралы мәселені қозғамайды. Френель, оның идеясын екінші реттік толқындар интерференциясымен толықтырып, Гюйгенс принципіне физикалық мағына берді.

Екінші реттік толқындар амплитудалары мен фазалар есебі әрбір нақты жағдайда кеңістіктің кез келген нүктесіндегі қорытқы толқындардың амплитудасын (қарқындылығын) табуға, яғни жарықтың таралу заңдылығын анықтауға мүмкіндік береді. Жалпы жағдайда екінші реттік толқындар интерференциясын есептеу аса күрделі, бірақ төменде көрсетілгендей, қорытқы тербеліс амплитудаларын табудың кейбір жағдайлары үшін алгебралық қосындыларын шығарумен жүзеге асырылады.

Гюйгенс – Френель принципі толқындық теориялар шеңберінде жарықтың түзу сызықты таралуы туралы сұраққа жауап беруі тиіс болатын. Френель бұл міндетті екінші реттік толқындардың *өзара интерференциясын* қарастырып және *Френель аймағы әдісі* деп аталған тәсілді қолдана отырып шешті.



6.1 сурет

S нүктесінде монохроматтық жарықтың нүктелік көзінен алынған біртекті ортада таралатын, жарық толқындарының амплитудасын табамыз (6.1 сурет).

Толқындар шепін аймақтарға бөлуді P нүктесіндегі центрмен радиустары $b+n\cdot\lambda/2$ сфераларды жүргізе отырып орындауға болады. Өйткені көрші аумақтардың тербелісі $\lambda/2$ -ге өзгешеленетін қашықтағы P нүктесіне дейін өтеді, сондықтан P нүктесінде олар қарама-қарсы фазада болып келеді және осы тербелістердің қабаттасуы кезінде бір-біріне өзара әсер ететін болады. Сондықтан P нүктесіндегі қорытқы жарық тербелісінің амплитудасы:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots, \quad (6.1)$$

мұндағы A_1, A_2, \dots - 1-ші, 2-ші, ... аумақтармен қоздырылатын тербелістер амплитудалары.

Тербелістер амплитудаларын бақылау үшін Френель аумақтарының аудандарын табамыз. M аймағының сыртқы шекарасы толқындық бетте биіктігі h_m сфералық сегментті бөледі.

Осы сегмент ауданын σ_m арқылы белгілеп, Френельдің m аймағының ауданы $\Delta\sigma_m = \sigma_m - \sigma_{m-1}$ -ге тең екенін табамыз, мұндағы σ_{m-1} - $(m-1)$ аймағының сыртқы шекарасымен бөлінетін сфералық сегмент ауданы. Суреттен мынадай қорытынды шығаруға болады:

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = (b + m \frac{\lambda}{2})^2 - (b + h_m)^2.$$

Элементтер түрлендіргеннен кейін $\lambda \ll a$ және $\lambda \ll b$ екенін ескере отырып, мына формуланы аламыз:

$$h_m = \frac{bm\lambda}{2(a+b)}. \quad (6.2)$$

Френельдің m аймағының ауданы мен сфералық сегментінің ауданы сәйкесінше мынаған тең:

$$\sigma_m = 2\pi\alpha h_m = \frac{\pi\alpha b\lambda}{a+b} m;$$

$$\Delta\sigma_m = \sigma_m - \sigma_{m-1} = \frac{\pi\alpha b\lambda}{a+b}. \quad (6.3)$$

(6.3) формуласы m -ге тәуелді емес, демек, m аса үлкен болмаған кезде Френель аймағы ауданы бірдей болады. Осылайша Френель аймағын құру сфералық толқындардың толқындық бетін тең аумақтарға бөледі.

Френельдің жорамалына сәйкес аймақтардың бетіне және P бағытына \vec{n} нормаль арасындағы φ_m бұрышы неғұрлым үлкен болса, P нүктесіндегі бөлек аумақтардың әрекеті соғұрлым аз болады, яғни аймақтардың әрекеті центрдегіден (P_c шамасында) шеттеріне қарай азаяды. Демек,

$$A_1 > A_2 > A_3 > A_4 > \dots \quad (6.4)$$

Жарты сферада орналасатын Френель аймағының жалпы саны өте көп; мысалы, $a=b=10$ см және $\lambda=0,5$ мкм кезінде $N = \frac{2\pi\alpha^2}{\pi\alpha b\lambda}(a+b) = 8 \cdot 10^3$. Сондықтан

Френельдің кейбір m аймағының оған шектесетін аймақтар амплитудаларының орташа арифметикалық шамасына тең, A_m тербеліс амплитудасын жуықтау тәсілімен есептеуге болады, яғни

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}. \quad (6.5)$$

Олай болса (6.1) формуланы келесі түрде жазуға болады:

$$A = \frac{A_1}{2} + (\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2}) + (\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2}) + \dots = \frac{A_1}{2}. \quad (6.6)$$

6.2 Френель және Фраунгофер дифракциясы

Дифракцияның екі түрі бар: Фраунгофер және Френель. Бірінші жағдайда тосқауылға параллель сәулелер (жазық толқын - бір жазықтықта толқын бетінің әр нүктесінде тербелістері бірдей), ал екіншісінде сфералық толқындар (бір сфера бетінің әр нүктесінде тербелістер фазасы бірдей) келіп түседі.

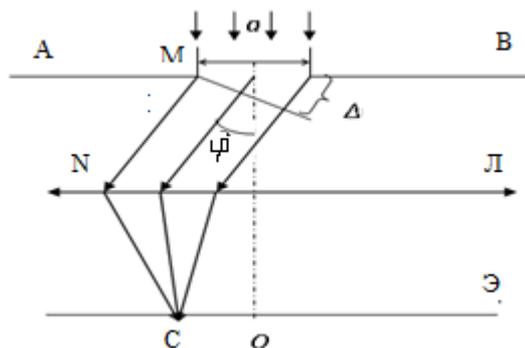
Егер жарық дифракцияланатын бөгет жарық көзі мен бақылау нүктесіне жақын болса, онда байқалатын жарық дифракциясы Френель дифракциясы немесе тоғысатын сәулелер дифракциясы деп аталады.

Фраунгофер дифракциясы (немесе параллель сәулелердің дифракциясы) жарық көзі мен бақылау нүктесі дифракция туғызатын *тосқауылдан шексіз алыстаған кезде* байқалады. Дифракциялардың осындай түрі әдетте жинағыш линза көмегімен жүзеге асады.

Параллель сәулелердің тар саңылаулардан өткендегі дифракциялануын (6.2 сурет) қарастырайық. Жазық монохроматтық жарық толқыны AB бөгетіндегі, ені a тар саңылау жазықтығына қалыпты түседі. Сөйтіп түскен жарық толқыны жазық бетінің саңылауы арқылы бір бөлігі ғана өте алады. Сонда толқындық беттің саңылаудың жазықтығына дәл келіп тұрған барлық бөліктерінің тербеліс фазалары бірдей болады. Гюгенс принципі бойынша толқындық беттің бұл бөлігінің әрбір нүктесі тербеліс көздері болып, олардан барлық жаққа тербеліс таралады. Сонда сәулелердің бастапқы бағытынан φ бұрышқа ауытқыған сәулелер L жинағыш линзаның бас фокус жазықтығында (\mathcal{E} экрандағы C нүктесі) тоғысады, тоғысу нүктесінде дифракциялық көрініс пайда болады. Сонда ені a болатын саңылаудан өткен екі шеткі сәулелердің оптикалық жолдар (суреттегі Δ) айырымы:

$$\Delta = a \sin \varphi. \quad (6.7)$$

Толқындық беті MN бағытына перпендикуляр, бір бірінен қашықтықтағы $\frac{\lambda}{2}$ -ге тең, бірнеше параллель жазықтықтар жүргізіп Френель аймақтарын бөлеміз.



6.2 сурет

Егер берілген φ бағытына қарап бөгелгенде саңылау жұп аймақтарға бөлінсе, онда сол бағытпен таралған жарық тербелістері бірін бірі өшіреді, өйткені әрбір тақ аймақтың әсерінен оған көршілес екі жұп аймақтың әсерлері

жойып жібереді. Ал саңылау тақ аймақтарға бөлінсе, онда алынған бағытта таралған жарық тербелістері қосылғанда бірін бірі күшейтеді. Саңылауға сиятын Френель аймақтарының саны сәулелердің бастапқы бағытынан φ ауытқу бұрышына, a саңылау еніне және түскен толқынның λ ұзындығына тәуелді.

Олай болса, аймақтар саны жұп болса, онда C бақылау нүктесіндегі жарық нашар болып көрінеді де оның минимум шарты:

$$a \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2}, \quad (6.8)$$

мұндағы $k=1,2,3,\dots$

Егер аймақтар саны тақ болса, C бақылау нүктесіндегі жарық күшейетіндіктен оның максимум шарты:

$$a \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (6.9)$$

болады.

Бұл екі теңдеуден мынадай қорытынды шығады. Егер саңылаудан өткен екі шеткі сәулелердің жолдар айырымы жұп жарты толқын ұзындығына тең болса, онда дифракцияланған жарық сәулелері бірін бірі әлсіретеді, ал сол жолдар айырымы тақ жарты толқын ұзындығына тең болса, онда дифракцияланған жарық сәулелері бірін бірі күшейтеді.

Бір өлшемді дифракциялық тор – бір жазықтықта жатқан және ені бойынша мөлдір емес аралықтарымен теңдей бөлінген, ендері тең параллель саңыраулар жүйесі. Тордағы дифракциялық сурет бүкіл саңылаулардан келетін толқындардың өзара интерференцияларының нәтижесі ретінде анықталады.

Егер әрбір саңылаулардың ені a -ға тең болса, ал саңыраулар арасындағы мөлдір емес бөліктер ені b болса, онда $d = a + b$ шамасы дифракциялық *тор тұрақтысы* (тор периоды) деп аталады.

Жазық монохроматтық толқындар тор жазықтығына тік түседі. Өйткені саңылаулардан келетін сәулелердің оптикалық жол айырымдары аталған бағыт үшін бүкіл дифракциялық торлар шеңберінде бірдей болады және мына өрнекпен анықталады:

$$\Delta = CF = (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi \quad (6.10)$$

Егер осы жолдар айырымы жарты толқын ұзындығының жұп санына тең болса, онда дифракцияланған жарық сәулелері бірін бірі күшейтеді де дифракциялық жолақ жарық болады, оның күшею (максимум) шарты

$$d \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2} = k\lambda, \quad (6.11)$$

мұндағы $k=1,2,3,\dots$

Егер осы жолдар айырымы жарты толқын ұзындығының тақ санына тең болса, онда дифракцияланған жарық сәулелері бірін бірі әлсіретеді де дифракцияланған монохромат жарықтың нашарлау (минимум) шарты мынаған тең болады:

$$d \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (6.12)$$

мұндағы $k=1,2,3,\dots$.

6.3 Жарық поляризациясы

Жарық көлденең электромагниттік толқын болып табылады. Жарық толқынының \vec{E} векторы мүмкін болатын барлық бағытта тербелетін болса, мұндай жарық табиғи жарық деп аталады. Мысал ретінде күн сәулесін, электр шамының жарығын келтіруге болады.

Қандай да бір жағдай жасалып, жарық векторы бір бағытта ғана тербелетін болса, ол поляризацияланған жарық деп аталады. Поляризатор көмегімен табиғи жарықтан поляризацияланған жарықты алуға болады. Жарық поляризациясын сипаттау үшін поляризациялану дәрежесі деген шама енгізейік

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (6.13)$$

мұндағы I_{\max}, I_{\min} - жарық интенсивтілігінің максимум және минимум мәндері.

Егер жарықты екі поляризатордан қатар өткізсе, онда өткен жарықтың интенсивтілігі Малюс заңынан анықталады

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (6.14)$$

мұндағы φ - екі поляризатор арасындағы бұрыш.

Екі орта шекарасына түскен жарық, шағылу немесе сыну кезінде өзінің поляризациясын өзгертеді. Түсу бұрышы нөлден өзгеше болса, шағылған және сынған сәулелер жартылай поляризацияланады. Шағылған жарықтың электр өрісінің кернеулік векторы түсу жазықтығына перпендикуляр жазықтықта, ал сынған жарықтыкі – параллель жазықтықта тербеледі. Белгілі бір $\alpha_{\text{Бр}}$ бұрышта ғана (Брюстер бұрышы)

$$\text{tg } \alpha_{\text{Бр}} = n \quad (6.15)$$

шағылған жарық толығымен поляризацияланады.

Дәріс №7. Электромагниттік сәуле шығарудың кванттық табиғаты. Жылулық сәуле шығару.

Дәрістің мақсаты:

- абсолют қара дененің жарқырауы, фотоэффект, Комптон эффектісі құбылыстарын оқып үйрену;
- кванттық механиканың негізгі ұстанымдарын меңгеру.

Физика классикалық және кванттық физика болып бөлінеді. 1900 жылы М.Планк кванттар гипотезасын тұжырымдады. 1926 жылы микроәлем физикасының теориясы жасалды.

7.1 Жылулық сәуле шығарудың сипаттамалары мен қасиеттері

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

Температурасы абсолюттік нөлден жоғары кез келген агрегаттық күйдегі барлық денелер жылулық сәуле шығарады. Жылулық сәуле шығару интенсивтілігі мен оның спектрлік құрамы сәуле шығаратын дененің оптикалық қасиеттері мен температурасына тәуелді.

Қалыпты температурада барлық денелер көрінбейтін инфрақызыл толқындар шығарады, ал жоғары температурада (1000 К шамасында) жарқырай бастайды (қызыл жарқырау). 2000 К-нен жоғары температурада сары және ақшыл жарық шығарады. Жылулық сәуле шығару үшін жарық сәулелерінің таралу, шағылу, сыну заңдары орындалады.

Жылулық сәуле шығару – затпен термодинамикалық тепе-теңдікте бола алатын жалғыз сәуле шығару.

Егер қыздырылған денені қабырғасы жылу өткізбейтін қуысқа орналастырсақ, онда біраз уақыт өткеннен кейін статистикалық тепе-теңдік орнайды: дене бірлік уақытта қанша энергия шығарса, сонша энергия қабылдайды.

Бұл кезде дене мен сәуле шығарудың энергия таралуы әрбір толқын ұзындығы үшін өзгеріссіз қалады, ал дене мен қабырға арасындағы кеңістіктегі сәуле шығару тығыздығы берілген температураға сәйкес белгілі бір мәнге жетеді.

Қыздырылған денемен статикалық тепе-теңдікте болатын қуыстағы сәуле шығару тепе-теңдіктегі жылулық сәуле шығару деп аталады. Кез келген басқа сәуле шығару статистикалық тепе-теңдікте болмайды. Себебі олар атомдардың хаостық жылулық қозғалысына тәуелді емес. Жылулық емес сәуле шығару тепе-тең емес.

Жылулық сәуле шығарудың спектрі кейбір жиіліктегі интенсивтілігі максимум болатын тұтас спектр.

Кез келген дененің жылулық сәуле шығаруы төмендегі шамалармен сипатталады. Энергиялық жарқырау R_T – сәуле шығаратын дененің бірлік бетінен барлық бағытта (2π бұрыш шамасына) шығарылатын толық энергия ағынына тең шама:

$$R_T = \frac{d\Phi}{dS} . \quad (7.1)$$

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

$$dR_{\omega,T} = r_{\omega,T} d\omega . \quad (7.2)$$

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

$$R_T = \int_0^{\infty} r_{\omega,T} d\omega \quad (7.3)$$

Енді дене бетінің ds ауданына $d\Phi_{\omega,T}$ сәуле ағыны түссін. Осы ағынның бір бөлігін $d\Phi'_{\omega,T}$ дене жұтады, екінші бөлігі $d\Phi''_{\omega,T}$ шағылады. Шағылған энергияны өлшемсіз $b_{\omega,T}$ шағылдыру қабілеті деп аталатын шамамен сипаттайды. Ал жұтылған энергияны дененің жұтқыштың қабілеті $a_{\omega,T}$ шамасымен сипаттайды:

$$a_{\omega,T} = \frac{d\Phi'_{\omega,T}}{d\Phi_{\omega,T}}, \quad \varepsilon_{\omega,T} = \frac{d\Phi''_{\omega,T}}{d\Phi_{\omega,T}} \quad (7.4)$$

Онда

$$a_{\omega,T} + \varepsilon_{\omega,T} = 1 \quad (7.5)$$

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

$$\left(\frac{r_{\omega,T}}{a_{\omega,T}} \right)_1 = \left(\frac{r_{\omega,T}}{a_{\omega,T}} \right)_2 = \dots = f(\omega, T) \quad (7.6)$$

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

Денелердің энергетикалық жарқырауының спектрлік тығыздығының оның жұтқыштық қабілетіне тәуелділігі дене материалына тәуелсіз және барлық денелер үшін бірдей, ол температура мен жиіліктің функциясы болып табылды.

$f(\omega, T)$ функциясы Кирхгоф функциясы деп аталады. (7.6) формуладан көріп тұрғанымыздай, бірдей температурада кез келген дененің сәуле шығарғыштық қабілеті абсолют қара дененің сәуле шығарғыштық қабілетінен үлкен болмайды.

7.2 Абсолют қара дененің сәуле шығару заңдары

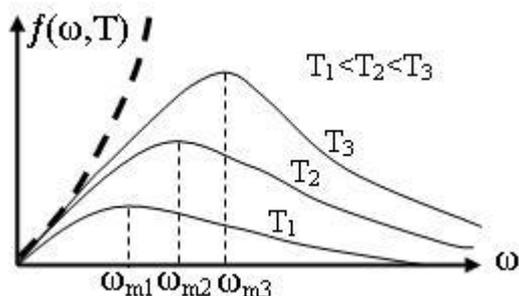
Абсолют қара дененің жылулық сәуле шығаруын эксперимент жүзінде зерттегенде $f(\omega, T)$ тәуелділігінің температураға тәуелді екені анықталды (7.1 сурет).

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:

$$R_T = \sigma T^4, \quad (7.7)$$

$$\omega_m = bT, \quad (7.8)$$



7.1 сурет

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

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

(7.7) қатынасы Стефан-Больцман заңы деп аталады, ал (7.8) қатынасы Виннің ығысу заңы деп аталады.

7.3 Рэлей-Джинс формуласы. Ультракүлгін апаты

Жылулық сәуле шығару заңдылықтарын Рэлей 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. Рэлей-Джинс заңы

$$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT. \quad (7.9)$$

Рэлей-Джинс теориясындағы абсолют қара дененің энергетикалық жарқырауы $R_T \rightarrow \infty$ болады; мұның физикалық мәні жоқ.

Классикалық физика жылулық сәуле шығаруды жоғары жиіліктер аймағында түсіндіре алмайды. Сәуле шығару теориясындағы бұл жағдай физика тарихында «ультракүлгін апаты» деген атпен белгілі. Осының салдарынан физиканың негізгі теорияларын қайта қарастыруға тура келді.

7.4 Планк формуласы және кванттық гипотеза

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

Ол үшін Планк ω жиілікпен тербелетін гармоникалық осцилятордың энергиясын дискретті мән ғана қабылдайды деген гипотеза

ұсынды. Энергияның бұл дискретті мәні энергияның элементар порциялары, яғни энергия кванттарының бүтін санына тең:

$$W = n\hbar\omega, \quad (7.10)$$

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:

$$f(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2c^2} \frac{1}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1}. \quad (7.11)$$

Планк формуласы $(0, \infty)$ жиілік интервалдағы барлық эксперименттік нәтижелерді қанағаттандырады. Планк формуласы негізінде Стефан-Болцман және Вин заңдарындағы тұрақтылар есептеліп шығарылды. Планк формуласынан аз жиіліктер аймағында Рэлей-Джинс формуласын алуға болады.

Сонымен, электромагниттік сәуле шығару корпускулалық сипаты туралы Планк гипотезасы дұрыс деген қорытындыға келдік. Планктың дәл осы идеясы *кванттық физиканың* дамуына түрткі болды.

Кванттық гипотеза электромагниттік сәулеленудің затпен әсерін зерттегенде, яғни фотоэлектрлік құбылыстарды, Комптон эффектісін, электрон-позитрон жұптарының туу құбылыстарын зерттегенде жалғасын тапты және эксперимент жүзінде расталды.

7.5 Фотондар

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

$$W = \hbar\omega, \quad (7.12)$$

мұндағы ω – жарық толқынының циклдік жиілігі.

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

$$P = \hbar \frac{\omega}{c} = \hbar k, \quad (7.13)$$

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

$$\vec{P} = \hbar \vec{k}. \quad (7.14)$$

Фотон энергиясы мен импульсы арасындағы байланыс

$$W = cp. \quad (7.15)$$

Фотонның массасы

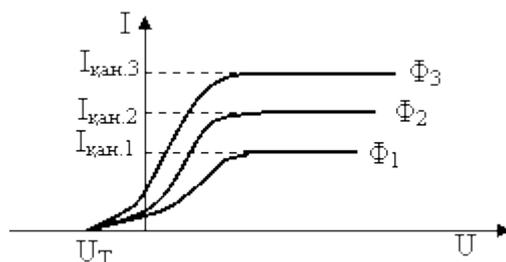
$$m_{\phi} = \frac{W}{c^2} = \frac{\hbar \omega}{c^2}, \quad (7.16)$$

бірақ басқа бөлшектерден айырмашылығы, фотонда тыныштық масса 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.

7.6 Фотоэффект

Фотоэффект дегеніміз – электромагниттік сәуле шығару әсерінен электрондардың заттан вакуумге ұшып шығу құбылысы (сыртқы фотоэффект) немесе заттың ішіндегі байланысқан күйдегі электрондардың еркін электрондарға айналу құбылысы (ішкі фотоэффект).



7.2 сурет

Сыртқы фотоэффектіні бірінші рет Г.Герц ашты. Бұл құбылысты А.Столетов 1888 – 1889 жылдар аралығында эксперимент жүзінде жан-жақты зерттеген. Эксперименттен алынған нәтижелер 7.2-суретте көрсетілген, бұл суретте фотоэлементтің вольт-амперлік сипаттамалары келтірілген (бірдей жиілікте $\omega = \text{const}$, әртүрлі жарық ағыны үшін фототоктың катод пен анод арасына түсірілген кернеуге тәуелділігі). Графиктен байқайтынымыз: $U=0$ болған кезде катодтан шыққан электрондардың бір бөлігі анодқа жетеді. Егер теріс таңбалы тежеуіш кернеу беретін болсақ U_T , фототок нөлге айналады. Тежеуіш кернеу жарық ағынына тәуелсіз, ол жарық жиілігімен ғана анықталады;

- кернеудің $U>0$ болатын бір мәнінде фототок қанығу мәніне жетеді $I_{\text{кан}}$. Қанығу тогы неғұрлым үлкен болса, жарық ағыны Φ соғұрлым үлкен болады (яғни уақыт бірлігінде көбірек электрондар ұшып шығады);

- катодқа жиілігі әртүрлі жарық түсірейік. Егер жарық жиілігі ω катодтың материалына тән ω_0 жиіліктен аз болса, жарық ағынының кез келген мәнінде фотоэффект байқалмайды. ω_0 жиілік пен оған сәйкес келетін толқын ұзындығы, $\lambda_k = \frac{\hbar c}{\omega_0}$ – фотоэффектінің қызыл шекарасы деп аталады. Заттан

электрондардың ұшып шығуы жарықтың толқындық табиғатына қайшы келмейді, бірақ ол фотоэффект заңдылықтарын түсіндіре алмайды.

Фотоэффект заңдарын алғаш рет 1905 ж. А.Эйнштейн түсіндірді. Фотон металл бетіне түскенде өзінің барлық энергиясын электронға береді. Егер бұл энергия үлкен болса, электрон металдың ішінде ұстап тұрған күшті жеңіп, металдан сыртқа ұшып шыға алады. Бұл процесте энергияның сақталу заңы орындалады:

$$\hbar\omega = A + \frac{mv_m^2}{2}, \quad (7.17)$$

мұндағы v_m – металл бетінен ұшып шыққан электронның максималды жылдамдығы; A – электронның металдан шығу жұмысы; m – электронның массасы.

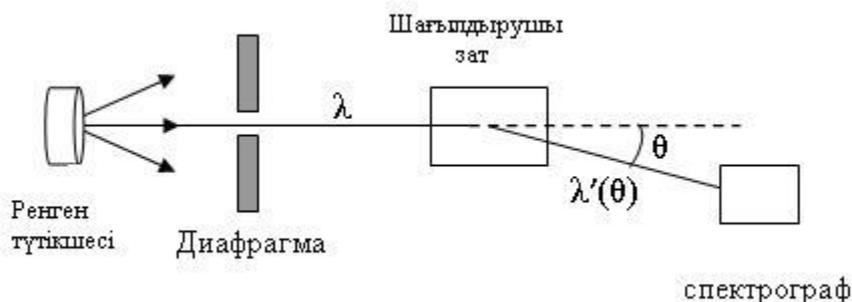
(7.17) өрнегі *фотоэффект үшін Эйнштейн заңы* деп аталады. Бұл формула фотоэффектінің барлық заңдылықтарын түсіндіреді:

- егер сәулелену интенсивтілігі өте жоғары болмаса, онда әрбір фотоэлектрон бір фотонның энергиясын қабылдайды. Бұл кезде электронның максималды жылдамдығы фотонның энергиясына ғана тәуелді;
- Фотондардың ағыны тығыздығы фотондардың электрондармен соқтығысу санына байланысты өзгереді. Сондықтан қанығу тогы сәулелену интенсивтілігіне тура пропорционал;

7.7 Комптон эффекті

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 7.3-суретте көрсетілген.



7.3 сурет

Комптон эффектісінің негізгі ерекшелігі: толқын ұзындығы өзгерісі $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ түскен сәуленің толқын ұзындығына да, шашырататын затқа да тәуелді емес, шашырау бұрышымен θ ғана анықталады.

$$\Delta\lambda = \lambda'(\theta) - \lambda = \lambda_c (1 - \cos\theta), \quad (7.18)$$

мұндағы λ_c – тұрақты сан, электронның комптондық толқын ұзындығы деп аталады, $\lambda_c = 2,43 \cdot 10^{-12}$ м.

Комптон эффектісін түсіндіру үшін рентген фотоны мен тыныштықтағы еркін электронның серпімді соқтығысуын қарастырамыз. Атомдағы электронның байланыс энергиясы фотонның электронға беретін энергиясынан (әлдеқайда) біршама кіші.

Энергиямен импульстың сақталу заңдарын жазсақ

$$\hbar\omega + m_0c^2 = \hbar\omega' + c\sqrt{p^2 + m_0c^2}, \quad (7.19)$$

$$\hbar\vec{k} = \vec{p} + \hbar\vec{k}', \quad (7.20)$$

мұндағы $\hbar\omega$ и $\hbar\omega'$ – рентген фотонының соқтығысуға дейінгі және одан кейінгі энергиялары;

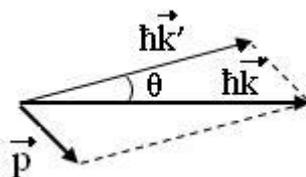
m_0c^2 – электронның соқтығысуға дейінгі энергиясы;

$c\sqrt{p^2 + m_0c^2}$ – электронның соқтығысудан кейінгі энергиясы;

\vec{p} – соқтығысудан кейінгі электрон импульсі;

$\hbar\vec{k}$ и $\hbar\vec{k}'$ – соқтығысудан кейінгі және одан кейінгі фотон импульсі.

(7.20) теңдеу 7.4-суретте векторлық диаграмма түрінде көрсетілген.



7.4 сурет

Осы диаграмманы қолданып, (7.20) теңдеуді скалярлық түрде жазамыз

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

мұндағы

$$\frac{2\pi\hbar}{m_0c} = 2,426 \cdot 10^{-12} \text{ м} = \lambda_c \quad (7.21)$$

(7.21) формула Комптон тәжірибелерінің нәтижелерімен сәйкес келеді. Бұл электромагниттік сәуле шығарудың корпускулалық қасиеті туралы түсініктің дұрыс екенін көрсетеді.

8 Дәріс №8. Зат бөлшектерінің корпускулалық-толқындық дуализмі

Дәрістің мақсаты:

зат қасиеттерінің корпускулалық-толқындық дуализмін оқып үйрену;
Де Бройль гипотезасымен танысу.

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 интерференциаланбайды.

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

8.1 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 бір жағынан корпускулалық сипаттамалары болады: энергия W , импульс p , екінші жағынан толқындық сипаттамалары болады: жиілік ω , толқын ұзындығы λ . Кез келген бөлшектің корпускулалық-толқындық сипаттамалары дәл фотонның сипаттамалары сияқты байланысқан:

$$\omega = \frac{W}{\hbar}, \quad \lambda = \frac{2\pi\hbar}{p}. \quad (8.1)$$

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 әртүрлі, (себебі әр бөлшектің табиғаты әртүрлі, мысалы релятивистік емес бөлшек үшін $W = \frac{p^2}{2m}$).

Кез келген толқынның жиілігі $\omega(k)$ оның толқындық векторына тәуелді; Бұл тәуелділік $\omega(k)$ дисперсия заңы деп аталады. Бұл заң әрбір толқын үшін әртүрлі жазылады.

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

$$\lambda = \frac{h}{mv} \quad (8.2)$$

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 $\lambda \approx (0,1-10) \cdot 10^{-10}$ 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 екені дәлелденді.

8.2 Гейзенбергтің анықталмағандық қатынасы

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 хаостық, 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. Δx пен Δp_x анықталмағандықтары төмендегі қатынасты қанағаттандырады

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar \quad (8.3)$$

Аналогиялық түрде (10.3) қатынасын y пен p_y , z пен p_z үшін де және энергия мен уақыт үшін де жазуға болады

$$\Delta W \cdot \Delta t \geq \hbar \quad (8.4)$$

(8.3) және (8.4) 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.

(8.4) формулаға сәкес энергияны ΔW дәлдікпен өлшеу үшін $\Delta t \approx \frac{\hbar}{\Delta W}$ 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 ΔW -дан аз емес статистикалық дәлдікпен анықталады

$$\Delta W \approx \hbar / \tau, \quad (8.5)$$

мұндағы τ – 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.*

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

8.3 Де Бройль толқындарының статистикалық түсіндірмесі

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.

9 Дәріс №9. Толқындық функция және оның статистикалық мағынасы. Шредингердің уақыттық және стационар теңдеуі.

Дәрістің мақсаты: дәрісте әртүрлі квант-механикалық есептер үшін Шредингер теңдеуін қолдануды меңгеру.

9.1 Толқындық функция

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 теңдеу - 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 ψ функциясымен сипатталатын толқындар байқалмайды) болып табылады. Толқындық функцияның физикалық мағынасының түсініктемесін алғаш рет М. Борн берді, ол төменде келтірілген.

Ψ 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

$$dP = |\Psi(x, y, z, t)|^2 dV. \quad (9.1)$$

ψ функциясы өзінің мағынасы бойынша қандай да бір шарттарды қанағаттандыруы қажет. Толқындық функция барлық жерде *үздіксіз* және *бірмәнді* болуы керек. Сонымен қатар, ықтималдық толқындық функцияның нормалдау шартына сәйкес бірге тең болуы тиіс.

$$\int_V |\Psi(x, y, z, t)|^2 dV = 1. \quad (9.2)$$

Келтірілген шарттардың кванттық механикада үлкен мәні бар. Шредингер теңдеуінің шешімдері осы талаптарды тек белгілі бір шарттарында

ғана, мысалы энергияның белгілі бір дискретті мәндерінде ғана қанағаттандырады.

9.2 Шредингердің уақыттық және стационар теңдеуі

Толқындық функция микробөлшектер күйінің негізгі сипаттамасы. Кванттық механикада толқындық функция арқылы осы күйдегі берілген объекті сипаттайтын физикалық шаманының орташа мәнін есептеуге болады. Күйдің уақыт бойынша өзгеруі, яғни микробөлшектер динамикасы, релятивистік емес жағдайда, кванттық теориялардың негізі болып табылатын Шредингердің стационар емес теңдеуімен сипатталады

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + U(x, y, z, t) \Psi, \quad (9.3)$$

мұндағы $i = \sqrt{-1}$ - жорамал бірлік;

m - бөлшек массасы;

Δ - Лаплас операторы;

U - микробөлшектің потенциалдық энергиясы.

Бұл теңдеуді қандай да бір классикалық физиканың заңдарынан қорытылып шығарылмайды. Классикалық физикада Ньютонның екінші заңы қандай рөл атқарса, релятивистік емес кванттық механикада Шредингер теңдеуі дәл сондай рөл атқарады.

Кванттық механикада микробөлшек стационар күш өрісінде орналасқан және оның потенциалдық энергиясы уақытқа тәуелді емес болатын, стационар есептер көптеп кездеседі. Бұл жағдайда Шредингердің стационар теңдеуі қолданылады

$$\Delta \Psi + \frac{2m}{\hbar^2} (W - U) \Psi = 0. \quad (9.4)$$

Бұл теңдеудегі w параметрінің мағынасы бөлшектің толық энергиясы, ал бұл теңдеудің $\Psi(x, y, z)$ шешімі кеңістіктік координатар функциясы болып табылады. Шредингер теңдеуі дербес туындылы теңдеу және оның шешімі үшін бастапқы және шекаралық шарттар берілуі қажет.

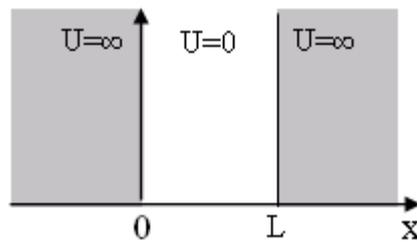
Берілген $U(x, y, z)$ жағдайда, (9.4) теңдеуін қанағаттандыратын $\Psi(x, y, z)$ функциясы *меншікті функция*, ал теңдеудің шешімінен шығатын w энергия мәндері *меншікті мәндер* деп аталады.

9.3 Қарапайым кванттық жүйе үшін Шредингер теңдеуінің шешімі

9.3.1 Бір өлшемді шексіз терең потенциалдық шұңқырдағы микробөлшектің күйі

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 9.1 - суретте көрсетілген. Бөлшектің ψ функциясы x координатасына ғана тәуелді болғандықтан, Шредингердің (9.4) стационарлық теңдеуі мына түрде жазылады

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(W - U)\Psi = 0. \quad (9.5)$$



9.1 сурет

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

$$\Psi(0) = \Psi(L) = 0. \quad (9.6)$$

Шекаралық шарт - (9.6) теңдеуі (9.5) теңдеуіне қосымша. Шұңқырдың шектерінде (бұл аймақта $U = 0$) (9.5) өрнекті мына түрде жазуға болады:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}W\Psi = 0. \quad (9.7)$$

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

Жоғарыдағы (9.7) теңдеуі – тербелістер теориясындағы белгілі теңдеу. Ол (9.6) шартты энергияның мына мәндерінде қанағаттандырады

$$W_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2mL^2} n^2, \quad (9.8)$$

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

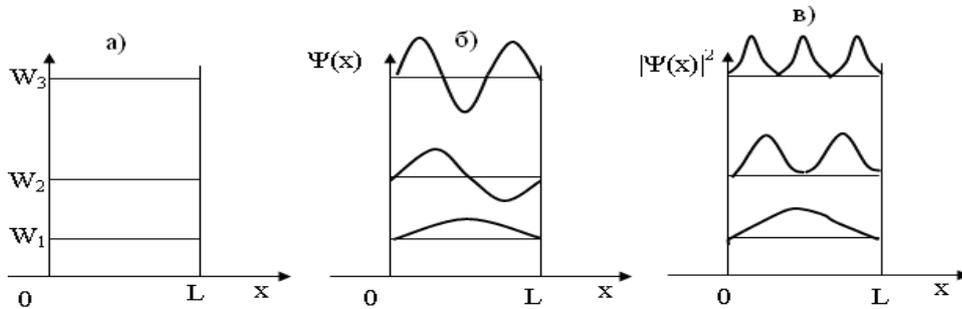
Бұл нәтиже микробөлшектің потенциалдық шұңқырдағы энергетикалық спектрі дискретті және бөлшек энергиясы квантталатынын көрсетеді. Ал W_n

энергияның кванттық мәндері -энергия деңгейлері, n -бас кванттық сан деп аталады.

Бөлшектің меншікті функциясы (9.8) өрнегіне сәйкес,

$$\Psi_n(x) = A \sin\left(\frac{n\pi}{L}x\right), \quad 0 \leq x \leq L. \quad (9.9)$$

Нормалдау (9.2) шартынан A коэффициенті табылады,



9.2 сурет

және (9.9) өрнегі мына түрде жазылады

$$\Psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin \frac{n\pi x}{L}. \quad (9.10)$$

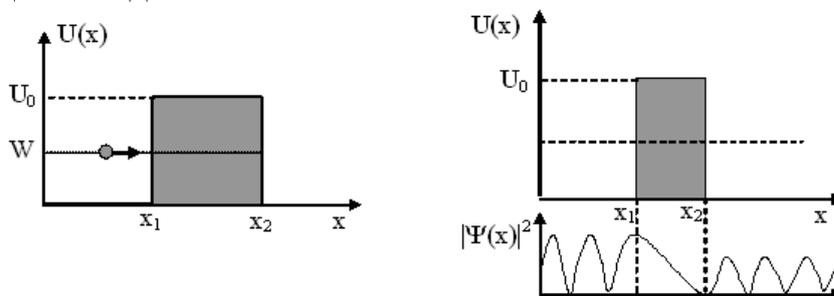
Бөлшектің потенциалдық шұңқырдағы энергетикалық деңгейлері 9.2 – суретте (а), сонымен қатар $\Psi_n(x)$ функциясының сызбасы (б) және координатасы x нүкте айналасында бөлшектің болуының dP/dx (в)- ықтималдық тығыздығының сызбалары келтірілген.

Кванттық және классикалық бөлшектердің айырмашылықтары 9.2-суретте сипатталған. Классикалық бөлшек шұңқырда кез келген энергияға ие бола алады және шұңқыр түбіндегі тыныштықтағы бөлшек үшін $W_{\min} = 0$. Ал кванттық бөлшек спектрі дискретті, оның ең аз энергиясы $n=1$ мәніне сәйкес келеді және ол нөлге тең болмайды. Кванттық бөлшек тыныштықта болуы мүмкін емес. Классикалық бөлшек шұңқырдың кез келген нүктесінде болу ықтималдығы бірдей. Кванттық бөлшектің, мысалы ең төменгі $n=1$ энергетикалық деңгейде шұңқырдың ортаңғы бөлігінде болу ықтималдығы ең жоғары болады, ал шұңқырдың шет жағында кез келген деңгейде бөлшектің табылу ықтималдығының тығыздығы нөлге тең.

9.3.2 Туннельдік эффект. Гармоникалық осциллятор

Туннельдік эффект – классикалық физиканың заңдарына қайшы келетін, кеңістіктің аймақтарынан микробөлшектердің өтіп кетуі. Бөлшектің (бірөлшемді) x осі бойымен тікбұрышты қарапайым потенциалдық тосқауылдан өтуін қарастырамыз (9.3 сурет). Егер бөлшектердің w толық энергиясы потенциалдық тосқауылдың U_0 биіктігінен аз болса, онда x_1

нүктесінде ол шағылады. Шредингер теңдеуінен шығатыны $x > x_1$ аймақта бөлшектің бөгеттен өту ықтималдығы *нөлден өзгеше*. Бөгеттің сол жағында түскен және шағылған толқын, ал оң жағында тек өткен толқын болады. Бөгет ішінде ψ -функциясы толқындық сипатта болмайды, ықтималдылық экспоненциалды кемиді.



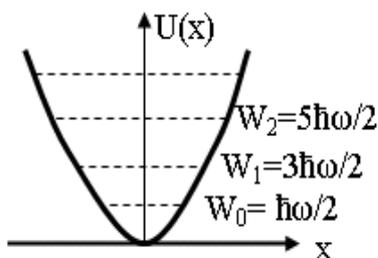
9.3 сурет

Туннельдік эффект арқылы металдардағы электрондардың суық эмиссиясын, альфа ыдырауын, ядролардың спонтанды бөлінуін және т.б. түсіндіруге болады.

Сызықты гармоникалық осцилятор - квазисерпімді күштің әсерінен бір өлшемді қозғалыс жасайтын жүйе. Ол классикалық және кванттық теория есептерінде қолданылады. Кванттық гармоникалық осцилятордың потенциалдық энергиясы

$$U(x) = \frac{m\omega^2 x^2}{2}, \quad (9.11)$$

мұндағы m - бөлшек массасы;



9.4 сурет

ω - тербеліс жиілігі және қозғалыс x осі бойымен болады.

Кванттық осцилятор үшін Шредингер теңдеуін шешу күрделі математикалық есеп. Кванттық гармоникалық осцилятордың тек энергетикалық спектрін ғана қарастырамыз

$$W_n = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega, \quad (9.12)$$

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

Осцилятордың энергетикалық спектрі (9.12) өрнегінен дискретті екені шығады және энергияның ең төменгі мәні $W_0 = \hbar \omega / 2$. Бұл кванттық осцилятордың негізгі деңгейі. Көршілес екі деңгейлер аралығы $\Delta W = \hbar \omega$ n -кванттық санға тәуелсіз, яғни бірдей (9.4 сурет).

Сонымен негізгі деңгей $W_0 > 0$ болса, онда кванттық осциляторды тоқтату мүмкін емес. Мысалы абсолютті нөл температурада да кристалл тордағы атомдардың тербелісі тоқтамайды. Кванттық тербелістің ең аз энергиясы нөлдік энергия деп аталады

10 Дәріс №10. Сутегі тектес атомның кванттық теориясы. Электрон спині.

Дәрістің мақсаты: дәрісте сутегі тектес атомның кванттық теориясы. Электрон спині. Паули принципі қолдануды меңгеру.

10.1 Бордың сәйкестік принципі

Кванттық сандар үлкен болғанда кванттық механика нәтижелері классикалық нәтижелермен сәйкес келуі керек. Мысалы, потенциалдық шұңқырдырағы көршілес екі энергетикалық деңгейлер интервалын бағалаймыз. Көршілес екі деңгейлер энергияларының айырмасы

$$\Delta W_n = W_{n+1} - W_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2mL^2} (2n+1). \quad (10.1)$$

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

Жоғарыда келтірілген (9.8) және (10.1) өрнектерінен $\Delta W / W$ қатынасын табамыз.

$$\frac{\Delta W}{W} = \frac{2n+1}{n^2}, \quad n \gg 1 \quad \text{жағдайда} \quad \frac{\Delta W}{W} \approx \frac{2}{n}. \quad (10.2)$$

Алынған нәтижелерден n кванттық санның артуына байланысты көршілес энергия деңгейлердің ΔW ара қашықтығы бөлшектің энергиясымен салыстырғанда азаятынын шығады. Бұл жағдайда энергетикалық спектрдің дискреттілігін ескермеуге болады, яғни кванттық сипаттаулар классикалыққа жақындайды (9.2, в сурет). Ықтималдылық тығыздығының амплитудалық мәні $2/L$ -ге тең, барлық n үшін бірдей. Кванттық санның артуына байланысты

$\Psi_n(x)$ функциясының түйіндері артады, n -нің үлкен $n \gg 1$ мәндерінде қисықтың максимум және минимумдары бір - біріне өте жақын орналасады, бөлшектердің координаталарын дәл емес өлшеу кезінде суреттер тұтасып кетеді, және біз классикалық нәтижеге өтеміз.

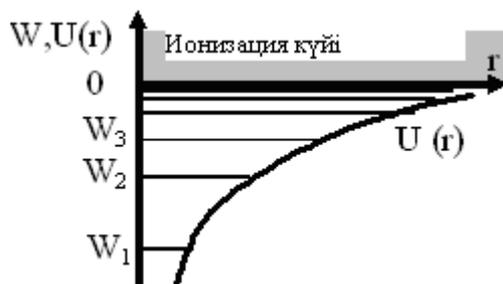
10.2 Сутегі атомының энергетикалық спектрі

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

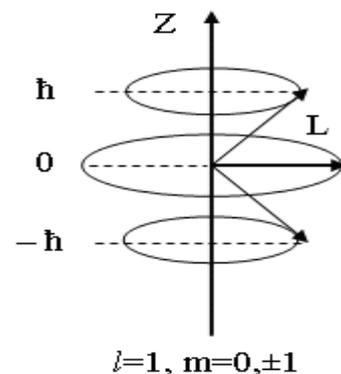
$$U = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (10.3)$$

Мақсатымыз ядро өрісіндегі электронның энергетикалық спекрін 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 (10.1-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.



10.1 сурет



10.2 сурет

10.3 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 кванттық сан, l – орбитальдық кванттық сан және m – магниттік кванттық сан. Барлық кванттық сандар ψ - функциясының қасиеттерінен анықталады.

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

$$L = \sqrt{l(l+1)} \cdot \hbar. \quad (10.4)$$

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 $L_z = m\hbar$ анықтайды. 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 (10.2 сурет).

Сонымен Шредингер теориясы бойынша сутегі атомындағы электронның күйі n, l, m үш кванттық сандармен анықталады. Әрбір W_n меншікті мәнге, W_1 энергиядан басқа, l орбиталды және m магниттік кванттық сандары әртүрлі бірнеше *меншікті функциялар* сәйкес келеді. Яғни ол сутегі атомы бірнеше әртүрлі күйде энергияның бір мәніне ие бола алатынын білдіреді (10.1 кесте). Алғашқы екі энергетикалық деңгейлерге сәйкес келетін күйлер көрсетілген.

Энергиялары бірдей күйлер *азғындалған* күй, қандай да бір энергия мәнінде әртүрлі күйлердің саны сәйкес келуі *азғындалу еселігі* деп аталады. Кванттық l және m сандарының мүмкін мәндері үшін азғындалу еселігін есептеу қиын емес

$$\sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = n^2. \quad (10.5)$$

10.1 кесте

W_n	$\Psi_{n\ell m}$	n	ℓ	m	Азғындалу еселігі
W_1	Ψ_{100}	1	0	0	1
W_2	Ψ_{200}	2	0	0	4
	Ψ_{211}		1	+1	
	Ψ_{210}		1	0	
	Ψ_{21-1}		1	-1	

10.4 Сутегі атомының оптикалық спектрі

Сутегі атомының оптикалық спектрі (электромагнитті сәуле шығару спектрі) қарапайым. Ол атомның энергетикалық спектріндегі энергетикалық деңгейлерге сәйкес келетін жағдайлармен байланысты жиілік шкаласы жағдайындағы бірнеше жеке спектрлі сызықтардан тұрады:

$$\hbar\omega = W_k - W_i,$$

мұндағы W_k - қозған күй энергиясы;

W_i - қозған немесе негізгі күй, және де $W_i < W_k$.

Сутегі атомының спектрінің негізгі ерекшелігі, бұл спектр заңдылықпен топталған сызықтар сериясынан тұрады. Есептеулер нәтижелері эксперименттермен жақсы сәйкес келеді.

10.5 Электрон спині

Шредингер теориясында кванттық бөлшектердің кеңістіктегі орнын сипаттаудан өзгеше еркіндік дәрежелері ескерілмейді. Осы қосымша еркіндік дәрежелерге байланысты моментті бөлшектің L_s спині деп аталады.

Спин – классикалық физикада аналогы жоқ кванттық шама.

Спин –масса немесе заряд сияқты кванттық бөлшектің ішкі қасиеті.

Спиннің болуы және оның барлық қасиеттері салыстырмалы теория талаптарын қанағаттандыратын кванттық механикадағы Дирактың теңдеуінен шығады. Спин сонымен қатар протон, нейтрон, фотон және басқа элементар бөлшектерде де болады (мезондардан басқа).

Электронның меншікті импульс моментінің модулі кванттық механиканың жалпы заңы 1/2-ге тең s спиндік кванттық санмен анықталады.

$$L_s = \hbar\sqrt{S(S+1)} = \hbar\sqrt{(1/2)\cdot(3/2)} = (1/2)\hbar\sqrt{3}. \quad (10.6)$$

Спиннің орбиталды моменттен маңызды ерекшелігі спиннің абсолютті мәнінің сақталуы. Оның тек берілген бағыттағы L_{sz} проекциясы ғана өзгеруі мүмкін:

$$L_{sz} = m_s\hbar, \quad m_s = \pm s = \pm 1/2. \quad (10.7)$$

Сонымен, сутегі атомындағы электрон күйі төрт кванттық сандармен n, l, m және m_s толық анықталады. Энергияның W_n меншікті мәніне (W_1 -ден басқа) l орбиталды және m магниттік кванттық сандары өзгеше бірнеше меншікті функциялар сәйкес келеді.

Электронның спині болғандықтан азғындалу еселігін (10.5) тағы екі есеге көбейеді.

11 Дәріс № 11 Кванттық статистика және оны қолдану

Дәрістің мақсаты: кванттық статистиканың элементтерімен, Паули принципімен танысу.

11.1 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 ψ - 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.

11.2 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:

$$f(w) = \frac{1}{e^{(w-\mu)/kT} + 1}. \quad (11.1)$$

Бозондар үшін:

$$f(w) = \frac{1}{e^{(w-\mu)/kT} - 1}, \quad (11.2)$$

мұндағы μ – 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 (11.2) өрнектегі μ 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

$$f(w) = e^{-\frac{\mu}{kT}} \cdot e^{-\frac{w}{kT}} = A e^{-\frac{w}{kT}}, \quad (11.3)$$

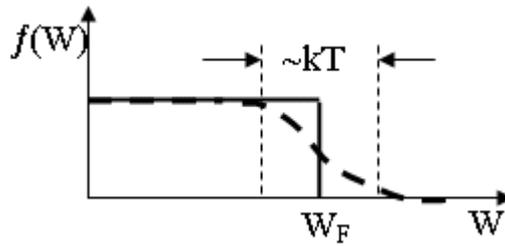
мұндағы A – нормалау коэффициенті.

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

11.3 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.



11.1 сурет

Бұл жағдайда:

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

$$f(W) = 0, \text{ егер } W > \mu.$$

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

$$W_F(0) = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n_e)^{2/3}, \quad (11.4)$$

мұндағы m - электрон массасы;

n_e - металдағы электрондардың концентрациясы.

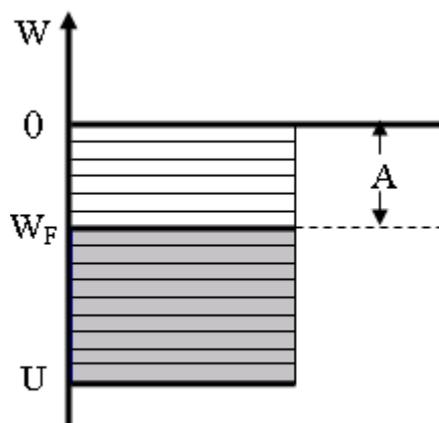
Металдар үшін: $W_F \approx 5$ эВ. Еркін электрондардың орташа энергиясы есептеулер бойынша:

$$\langle W \rangle \cong \frac{3}{5} W_F. \quad (11.5)$$

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

Электронды газдың мұндай күйі (11.1 суреттегі $f(W)$ сызбасының тұтас қисық) толығымен азғындалған газ деп аталады.

Ферми-Дирак үлестірілуі $T > 0$ жағдайда еркін электрондар мен атомдардың жылулық қозғалысының әсерлесу салдарынан Ферми деңгейінен (11.1 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.



11.2 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.

11.2-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

$$\gamma = \frac{ne^2 \lambda(\mu)}{m v_0(\mu)}. \quad (11.6)$$

Бұл өрнек те классикалық теориядан алынған өрнекке ұқсағанымен одан едәуір айырмашылығы бар. Өрнектің алымындағы $\langle v \rangle$ орташа жылулық жылдамдықтың орнында v_0 – электроны бар жоғарғы энергетикалық деңгейдегі электрон жылдамдығы тұр. Бұл жылдамдық металдың температурасына тәуелді емес. Толқынның кристалдық тор түйіндерінен шашыраусыз өтуінің орташа қашықтығы - λ . 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 λ 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.

12. Дәріс №12. Қатты денелердің аймақтық теориясы

Дәрістің мақсаты:

- жартылай (шала) өткізгіштердің құрылымын, электрондардың деңгейлерге таралуын оқып үйрену;

12.1 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.

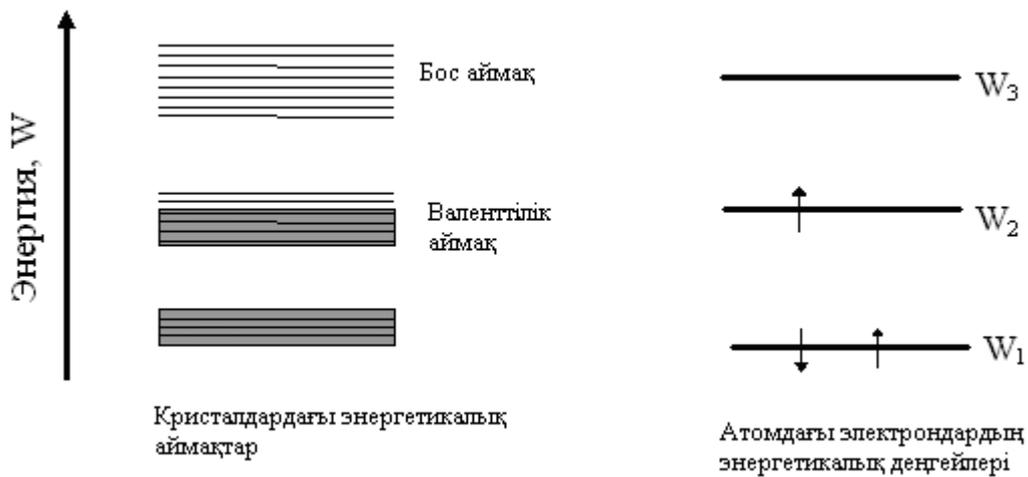
Кристалда электрондар тордың периодтық өрісінде қозғалады деп қарастырылады. Бұл жағдайда электрондардың энергияларының мүмкін мәндерінің спектрлері кезектесіп орналасқан *рұқсат етілген және тыйым салынған аймақтарға* топталады.

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.

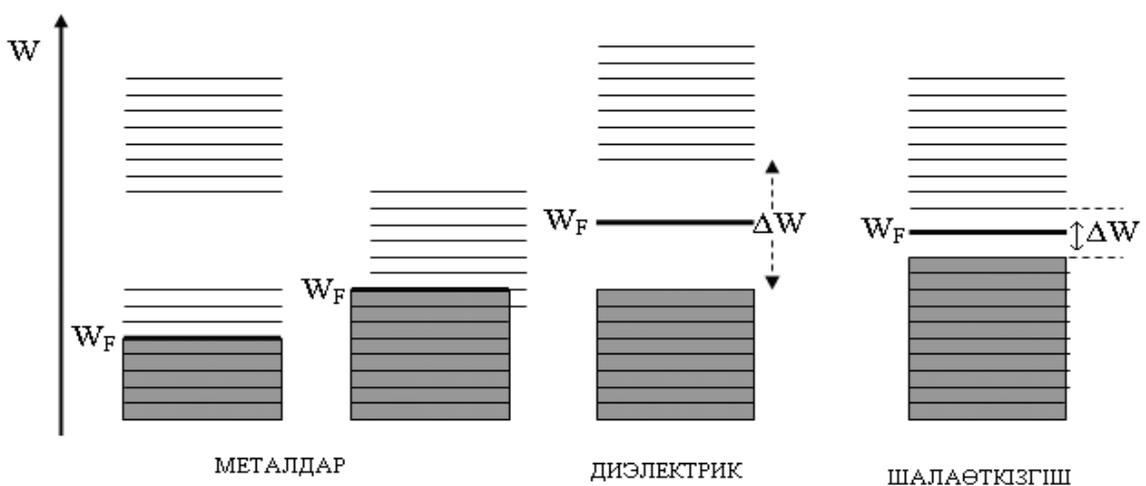


12.1 сурет

12.2 Металдардағы, диэлектриктердегі және жартылай өткізгіштердегі энергетикалық аймақтар

Атомдардың белгілі бір қасиеттеріне байланысты рұқсат етілген аймақ арасында ені ΔW болатын тыйым салынған аймақ болады, немесе көршілес аймақтар қабаттасып кетеді (12.2 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 *жартылай өткізгішке* жататынын анықтауға болады.



12.2 сурет

Толтырылған және жартылай толтырылған аймақтардағы электрондардың қасиеттері әртүрлі. 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 *жартылай* өткізгіш 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 ΔW 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 *жартылай* өткізгіш болып табылады.

13 Дәріс №13. Жартылай өткізгіштер

Дәрістің мақсаты: жартылай өткізгіштердің өткізгіштік қасиетімен танысу.

13.1 Электронды және кемтікті жартылай өткізгіштер. Акцепторлы және донорлы энергетикалық деңгейлер. p-n ауысудың әрекет принципі.

Жартылай өткізгіштердің 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.

Жартылай өткізгіштердің өткізгіштігінің екі түрі болады. Олардың бірі- *меншікті* (таза жартылай өткізгіштер), екіншісі *қоспалы* деп аталады. Меншікті жартылай өткізгіштерде кемтіктер мен электрондар саны тең болады. Қоспалы жартылай өткізгіштерде негізгі ток тасымалдаушысы *электрондар* болса *n-типті*, ал кемтіктер болса *p-типті өткізгіштік* деп аталады.

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

$$f(W) \approx e^{-\Delta W / 2kT} . \quad (13.1)$$

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 γ өткізгіштік тасымалдаушылар концентрациясына пропорционал, олай болса шалаөткізгіштердің меншікті өткізгіштігі

$$\gamma = \gamma_0 e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}, \quad (13.2)$$

мұндағы $\gamma_0 \approx const$.

Бұл өрнектен температура артқан сайын жартылай өткізгіштердің меншікті өткізгіштігі шапшаң артатындығын көруге болады. Жартылай өткізгіштер мен металдардың өткізгіштіктерінің температураға байланыстылығы қарама-қарсы.

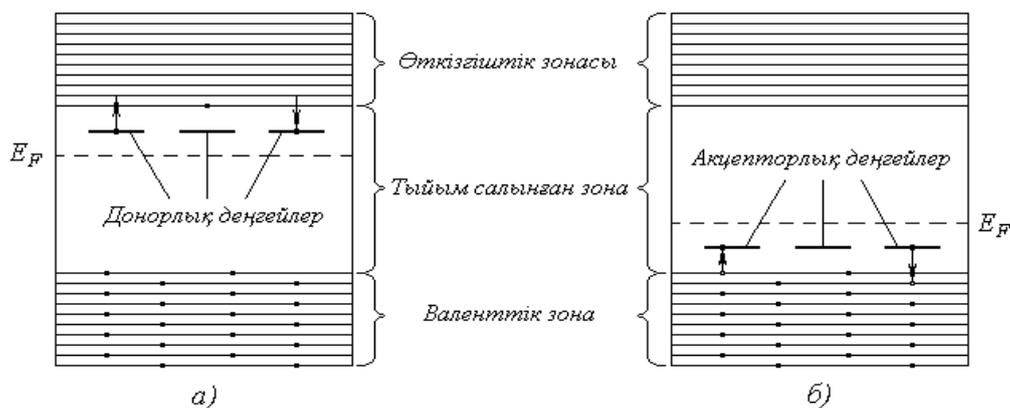
Жартылай өткізгіштердің меншікті өткізгіштігі өте аз, себебі тыйым салынған аймақ ΔW ені (активация энергиясы) kT жылулық энергиядан әлдеқайда артық.

Жартылай өткізгіштердің 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 жартылай өткізгіштер қазіргі заманғы электроникада кеңінен қолданылады.

Жартылай өткізгіштің кристалына бір мезгілде акцепторлық және донорлық қоспа ендірсе, егер акцепторлық қоспа артық болса, онда кристалл р-типті, ал донорлық қоспа артық болса n-типті болып шығады. Мынадай жағдайда да болуы мүмкін, р-типті және n-типті қоспалар бірін-бір теңгеретіндей шамада ендірілген. Сонда, n-типті қоспаның атомдары иондалу кезінде пайда болған бос электрондар, р-типті қоспаның атомдары қамтып алып, «қозғалмайтын» n-типті атомның оң заряды және р-типті атомның теріс заряды алынады, ал кристалдағы еркін зарядты тасымалдаушылар, қоспасыз жартылай өткізгіштегімен бірдей болады. Бұл құбылысты компенсация деп атайды. Мұндай жартылай өткізгіштің өткізгіштігі, қоспасыздығы да аз болады.

n-типті жартылай өткізгіштердің өткізгіштігінің электрондық сипаты және р-типті жартылай өткізгіштердің өткізгіштігінің кемтіктік сипаты эксперимент жүзінде Холл эффектісін зерттегенде дәлелденеді. Холл эффектісі деп, ток жүріп тұрған жалпақ металл өткізгішті, пластинаға перпендикуляр магнит өрісін орналастырған кезде, оның ені бойынша екі шетінде потенциалдар айырымының пайда болу құбылысын айтады. n-типті жартылай өткізгіштегі бақыланатын холл потенциалдар айырымының таңбасы теріс ток тасымалдаушыларға, ал р-типті жартылай өткізгіштерде – оң тасымалдаушыларға сәйкес келеді.

Қоспалар тордың өрісін айнытады, кристалдың тыйым салынған зонасында орналасқан, қоспалық деңгейлердің энергетикалық сұлбасының пайда болуына алып келеді. Бұл қоспалық деңгейлер n-типті жартылай өткізгіштер жағдайында донорлық (13.1, а сурет), ал р-типті жартылай өткізгіш жағдайында акцепторлық деп аталады (13.1, б сурет).



13.1 сурет.

n – типті жартылай өткізгіштерде Ферми деңгейі тыйым салынған зонаның жоғарғы жартысына орналасса, ал р – типті жартылай өткізгіште – тыйым салынған зонаның төменгі жартысында орналасады. Температура артқан кезде жартылай өткізгіштердің екі түріндеде Ферми деңгейі тыйым салынған зонаның ортасына ығысады.

Егер донорлық деңгейлер валенттік зонаның төбесінен алыс орналаспаса, олар кристалдың электрлік қасиетіне мәнді әсер ете алмайды. Мұндай деңгейлердің өткізгіштік зонаның түбінен қашықтығы, тыйым салынған зонаның енінен едәуір аз болған жағдайда басқаша болады. Бұл жағдайда қалыпты температураның өзінде жылулық қозғалыс энергиясы, донорлық деңгейден өткізгіштік зонаға ауыстыру үшін жеткілікті болады (13.1, а сурет). Бұл процеске қоспа атомынан бесінші валенттік электронды бөліп алу сәйкес келеді. Қоспа атомының бос электронды қамтып алуына 13.1-суретте, аз электронның өткізгіштік зонадан бір донорлық деңгейге көшуі сәйкес келеді.

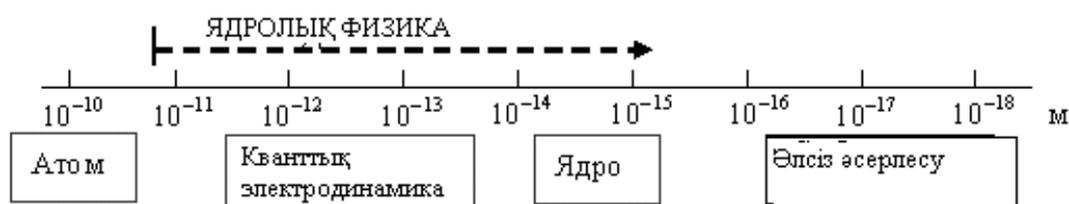
Акцепторлық деңгейлер кристалдың электрлік қасиетіне, егер олар валенттік зонаның төбесіне жақын орналасса мәнді әсер етеді (13.1, б сурет). Кемтіктің пайда болуына электронның валенттілік зонадан акцепторлық деңгейге ауысуы сәйкес келеді. Кері процесс қоспа атомының төрт коваленттік оның көршілерімен байланысының үзілуіне және бұл кезде пайда болған электрон мен кемтіктің рекомбинациясына сәйкес келеді.

14Дәріс №14. Ядролық физика

Дәрістің мақсаты:

- ядроның құрамы мен сипаттамаларымен танысу;
- ядролық күштердің негізгі қасиеттерін оқып үйрену.

Ядролық физикада өлшемі атомның өлшемінен аз болатын материяның құрылымы зерттеледі. Ядролық физикадағы әртүрлі қашықтық шкаласы логарифмдік масштабта 14.1-суретте көрсетілген.



14.1 сурет

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

14.1 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*. Бұл бөлшектердің негізгі сипаттамалары төмендегі 14.1-кестеде келтірілген.

14.1 к е с т е – Нуклондар сипаттамалары

Бөлшек (белгіленуі) Физикалық шама	Протон (p)	Нейтрон (n)
Массасы, кг	$1,672648 \cdot 10^{-27}$	$1,674954 \cdot 10^{-27}$
Массасы, МэВ	938,28	939,57
Электр заряды	$+e$	0
Магниттік моменті	$+2,79\mu_n$	$-1,913\mu_n$
Спині	1/2	1/2
$\mu_n = e\hbar / 2m_p c = 0,505 \cdot 10^{-26}$ Джс / Тл - ядролық магнетон – нуклондардың магниттік моментінің бірлігі		

Кестеден көретініміз, нейтрон массасы протон массасынан $1,3 \text{ МэВ}$ –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 ${}^A_Z X$ 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

$$r = r_0 A^{1/3} \quad (14.1)$$

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

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.

14.2 Ядроның массасы мен байланыс энергиясы

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

$$m_y = Zm_p + (A - Z)m_n - \Delta m. \quad (14.2)$$

Ядродағы нуклондардың массаларының қосындысынан оның массасының Δm 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 процесстері үшін энергетикалық шығыстарды есептеуге болады

$$W_{\text{байл}} = \Delta m \cdot c^2 = c^2 \{ [Zm_p + (A - Z)m_n] - m_a \}. \quad (14.3)$$

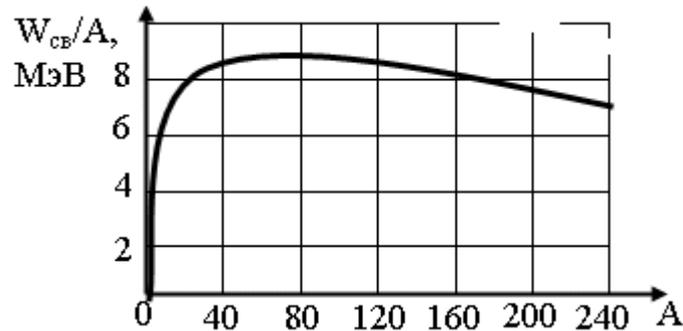
Практикалық есептеулерде төмендегі формуланы қолдану ыңғайлы

$$W_{\text{байл}} = c^2 \{ [Zm_H + (A - Z)m_n - m_a] \}, \quad (14.4)$$

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 (14.2 сурет) тұрақты ядролар үшін ядролардың қасиеттері және ядролық күштердің сипаты туралы қызықты мәліметтер береді.



14.2 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.

14.3. 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* (π) деп аталатын бөлшектермен виртуалды алмасуы арқылы жүзеге асады. Оларды көбнесе *пиондар* деп атайды.

Пиондардың екі зарядтық күйі бар, $\pm e$ оң және теріс заряд. Бұл бөлшектер тұрақты емес және спиндері болмайды. Пиондардың негізгі қасиеттері 14.2-кестеде көрсетілген.

14.2 г е с т е – Пиондардың сипаттамалары

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

Нуклондар арасындағы алмасу әсерлесуін қарастырамыз. Егер нуклон энергиясының анықталмағандығы $m_{\pi}c^2$ шамасынан кем болмаса ол пион шығара алады. Бұл жағдайда энергияның сақталу заңының бұзылуы байқалмайды. Энергия - уақыт анықталмағандықтар қатынасы бойынша шығарылған пиондар $\tau = \hbar / m_{\pi}c^2$ уақыттай өмір сүріп, сол нуклондарға немесе басқа нуклондарға қайта жұтылады.

Бөлшектермен алмасу тек күшті әсерлесуде ғана емес, басқа да барлық әсерлесулер негізінде жатыр және табиғаттың фундаменталды кванттық қасиеті болып саналады. Әсерлесулерді жүзеге асыратын, шығарылатын және жұтылатын бөлшектер – виртуалды бөлшектер деп аталады.

Виртуалды процестер нәтижесі:

$$p \leftrightarrow n + \pi^+, n \leftrightarrow p + \pi^-, p \leftrightarrow p + \pi^0, n \leftrightarrow n + \pi^0 .$$

Жеке нуклон ядро өрісін құрайтын, виртуалды π -мезондар бұлтымен (мезонды тон) қоршалған.

Сонымен нуклондар арасындағы күшті әсерлесу, олардың өзара виртуалды пиондармен алмасуы арқылы жүзеге асады екен. Күшті әсерлесудің бірнеше сұлбасы төменде келтірілген.

$$p+n \leftrightarrow n+\pi^+ + n \leftrightarrow n+p, \quad n+p \leftrightarrow p+\pi^- + p \leftrightarrow p+n, \quad n+n \leftrightarrow n+\pi^0 + n \leftrightarrow n+n.$$

Ядролық күштердің алмасу сипаты нейтронның магниттік моментінің бар екенін түсіндіруге мүмкіндік береді.

Айта кететін жағдай, нуклондардың пиондармен алмасу арқылы әсерлесуінің айтарлықтай сапалы теориясы құрылған жоқ. Оны құру кезінде күрделі математикалық қиыншылықтар кездеседі, оның басты себебі ядролық күштердің өте қуатты болуы.

15. Дәріс №15. Элементар бөлшектер

Дәрістің мақсаты: элементар бөлшектердің әсерлесу түрлерін оқып үйрену.

15.1 Фундаменталды әсерлесулер. Күшті, әлсіз, электромагнитті, гравитациялық байланыстар

Элементар бөлшектерді ішкі құрылымы физиканың дамуының заманауи деңгейіндегі басқа бөлшектерден тұрады деп қарастыруға болмайды. Олар бір бүтін және бір - біріне айналып отырады.

Элементар бөлшектердің әсерлесуінің белгілі 4 түрі бар: *күшті, әлсіз, электромагнитті, гравитациялық.*

Төмендегі 15.1-кестеде әсерлесу түрлерінің тұрақты шамалар реті және бөлшектердің орташа өмір сүру уақыты келтірілген.

15.1 кесте

Әсерлесу	α_i	R, м	τ , с	Сақталу заңдары	Қатысушылар*	Тасымалдаушылар	Түсі, иісі өзгереді	
S	~ 1	10^{-15}	$\sim 10^{-23}$	Барлығы	$q(H)$	$g_i (i=1...8)$	+	-
E	$\sim 10^{-2}$	∞	$\sim 10^{-20}$	Т дан	$q(H), \ell^\pm$	γ	-	-
W	$\sim 10^{-10}$	$\sim 10^{-18}$	$\sim 10^{-13}$	басқа барлығы	$q(H), \ell$	W^\pm	-	+
G	$\sim 10^{-38}$	∞	?	p, E, J q, B, L ?	барлығы	G	?	?

Белгіленулері: S – күшті, E – электромагнитті, W – әлсіз, G – гравитациялық, q – кварктер, H – адрондар, ℓ – лептондар.

15.1 кесте берілгендері бойынша әсерлесу түрі қашан және қандай шартта ерекшелінетінін көруге болады. Мысалы гравитациялық әсерлесудің әсерлесу қашықтығы радиус бойынша шектелмеген, бірақ микро әлем процестерінде айтарлықтай рөл атқармайды, қарқындылығы өте әлсіз әсерлесу болып табылады.

15.2 Элементар бөлшектер классификациясы. Лептондар, адрондар. Кварктар

Элементар бөлшектер үш негізгі топқа бөлінеді: алғашқы топқа тек бір бөлшек қана жатады ол - *фотон*. Фотон - электромагнитті толқын энергиясының кванты. Екінші топтағы бөлшектерге *лептондар* жатады. Олар электромагнитті және әлсіз әсерлесуге қатысады. Оларға: нейтрино, электрондар, мюондар, таон (τ -лептон) және олардың антибөлшектері жатады. Үшінші топтағы бөлшектерге *адрондар* жатады. Олар электромагнитіден басқа күшті және әлсіз әсерлесуге қатысады. Оларға: протон, нейтрон, пиондар және каондар жатады.

Әсерлесудің барлық түріне *энергияның, импульстің, импульс моментінің және электр зарядының сақталу заңдары* орындалады. Күшті әсерлесуде *изотопты спиннің сақталу заңы* орындалады. Бұл - изотопты мультиплеттегі мүшелер санын көрсететін, ішкі сипаттамаларының бірі, мысалы, мультиплетінде изоспині $I = 1/2$ болатын нуклондар (нуклон мультиплетінде мүшелер саны екеу - протон, нейтрон).

Антибөлшектер туралы гипотезаны 1928 ж. П. Дирак ұсынған болатын, кейіннен 4 жылдан кейін К. Андерсон космостық сәулелердегі электронның антибөлшегі - позитронды тапты. Кванттық теория бойынша бөлшектер мен антибөлшектердің массасы және олардың вакуумде өмір сүру уақыты, магнит моменті және электр зарядының модулы бойынша тең және таңбасы қарама - қарсы, спиндері және изоспиндері бірдей болуы қажет.

1956 жылы мұндай симметриялық күшті және электромагнитті әсерлесуде орындалатыны, ал әлсіз әсерлесуде ол бұзылатыны дәлелденді. Тәжірибе бойынша протон (1955) және нейтрон (1956), және π^+ -мезон, каондар мен гиперондар үшін анти бөлшектер табылды. Алайда нақты нейтрал, антибөлшектері жоқ бөлшектер де бар. Оларға - фотон, π^0 - мезон, η - мезондар жатады. Оларда аннигиляция болмайды, бірақ оларда элементар бөлшектердің фундаменталды қасиеттерінің бірі бір - біріне айналу болады.

1964ж. ең алғаш рет америкалық физик *М.Гелл-Манн* (1929 жылы туған) мен австриялық физик *Д.Цвейг* (1937 жылы туған) бір біріне тәуелсіз түрде - кварктердің бар екені туралы гипотезасын ұсынды.

15.2 кесте

Кварк (анти- кварк)	Электрлік Заряды, e бірлікте	Бариондық саны B	Спин, \hbar бірлікте
$u (\bar{u})$	+2/3 (-2/3)	+1/3 (-1/3)	1/2
$d (\bar{d})$	-1/3 (+1/3)	+1/3 (-1/3)	1/2
$s (\bar{s})$	-1/3 (+1/3)	+1/3 (-1/3)	1/2
$c (\bar{c})$	+2/3 (-2/3)	+1/3 (-1/3)	1/2

Кварктердің сипаттамалары 15.2-кестеде көрсетілген. Кварктер бөлшекті элементар зарядталған, олардың спині $1/2$.

Қазіргі көзқарас бойынша барлық адрондарды құрайтын жорамал материалдық нысандар - кварктер деп аталады. «Кварк» деген атаудың дәл аудармасы жоқ. Бұл сөз Д. Джойстың «*Поминки по Финнегану*» деген романынан алынған. Осы романда «кварк» сөзі анықталмаған, мистикалық нәрсені білдіреді. Кварктер жөніндегі болжам (*резонанстардың*) көп ашылуына және оларды жүйеге келтіру қажеттілігіне байланысты шықты. Жорамал бойынша бариондар үш кварктен (ал антибариондар үш антикварктен), мезондар *кварк* пен *антикварктен* құралады. Кварктер (немесе антикварктер) адрондардың ішінде глюондық өрісте ұсталады. Кварктердің спиннен басқа «аромат» және «түс» деп аталатын екі ішкі еркіндік дәрежесі болады. Ал ішкі еркіндік дәрежесінің толық саны 72-ге тең. Әрбір кварк үш «түстің» (шартты түрде «қызыл», «көк» және «сары») бірін иеленеді. Бұл терминология оптикалық қасиетке байланысты қойылмаған, тек қолайлылық үшін ендірілген. Үш «түстің» жарық квантын жұтуы да, шығаруы да бірдей болып келеді. Олардың «түстік» күйлерінің массалары да бір - біріне тең. Ал ароматтың белгілісі әзірше бесеу, тағы біреуі (t - *кварк*) бар деп есептеледі. Әр түрлі «ароматы» бар кварктердің қасиеті де әртүрлі болып келеді. Сондықтан оларды массасының өсуіне қарай мынадай әріптермен белгілейді: u, d, s, c, b, t . Соңғы t - кваркін өте ауыр болғандықтан бақылау мүмкін болмай отыр. Кәдімгі қарапайым зат ядро нуклондарының құрамына енетін u және d кварктерден құралады. Бұдан да гөрі ауыр кварктер зарядталған бөлшектер үдеткіштерінде жүргізілген тәжірибелер кезінде жасанды түрде алынуы не ғарыштық сәулелер құрамында байқалуы мүмкін. Көптеген жылдар бойы жүргізілген зерттеулерге қарамастан кварктер (жеңілі де, ауыры да) бос күйде тіркелген жоқ. Кварктерді тек адрондардың ішінде ғана бақылауға болады. Кварктер *гравитациялық, әлсіз, электромагниттік және күшті* өзара әсерлердің барлығына да қатысады. Тек кварктердің өздері неден тұратыны белгісіз (мүмкін олар элементар бөлшектер болар). Кварктердің өзіндік өлшемі 10–16 см-ден кем болуы мүмкін.

15.3 Қазіргі физика мен астрофизиканың өзекті мәселелері жөнінде түсінік

Заманауи физиканың алдындағы негізгі, ең басты мәселелерінің бірі барлық іргелі әсерлесулердің *біртұтас* теориясын құру. Қазіргі уақытта электромагнитті және әлсіз әсерлесулердің біртұтас теориясы құрылды. Бұл іргелі әсерлесулер төменгі энергияда біртұтас электроәлсіз әсерлесулердің әртүрлі көріністерін тудырады және олардың арасындағы айырмашылық бөлшектердің энергиясының артуына байланысты жоғалады.

Электроәлсіз және күшті әсерлесулердің бір электродролық әсерлесуге «ұлы біріктіру» және барлық төрт іргелі әсерлесулердің біріккен сипаттамасын жасау мәселесін шешу үшін табысты әрекеттер жасалынуда.

Сонымен қатар космологияның дамуы үшін жаңа, қиын әлі де шешімін таппаған мәселелер жеткілікті. Мысалы, тығыздығы ядро тығыздығынан да бірнеше есе жоғары заттардың күйін зерттеуге тіпті жаңа физикалық теория қажет болып отыр. Космологияның дамуы нәтижесінде *Ғаламның жалғыз болу мәселесі* де алға қойылды. Қазіргі космология аясында Метагалактиканы жалғыз деп айтуға болады. Ғаламдағы зарядтың симметриясыздығы (ассимметриялығы) мәселесі де шешімін тапқан жоқ. Біздің ғарыштық кеңістікте (мысалы, Күн жүйесі мен Галактикада, мүмкін бүкіл Ғалам шегінде) заттың сандық мөлшері антизаттың сандық мөлшерінен әлдеқайда көп болып отыр. Ал космологияның галактикалық шоғырлар мен жекеленген галактикалардың түзілу мәселелері қазіргі кезде табысты шешілуде. Дегенмен, космологияның кейбір мәселелері (ерекше күйдегі Ғалам, ғарыштық модельдерді таңдау, т.б.) әлі де шешімін тапқан жоқ.

Қазақстанда космологиялық зерттеулер ХХ ғасырдың 60-жылдарынан Астрофизика институты мен ҚазМУ-да (қазіргі ҚазҰУ) жүргізіле бастады. Ұлғайған Метагалактиканың шектелмеуі жайлы идея одан әрі (Г.М. Идлис) дамытылды. Гравитация тұрақтысы әлсірей беретін галактикалар жүйесінің динамикалық ерекшеліктері (Т.Б. Омаров) анықталды. Космологиялық сәуледен пайда болатын қосымша күштер ескеріле отырып, ұлғайған Метагалактикадағы галактикалар типтес жүйенің динамикасы (Т.Б. Омаров, Т.С. Қожанов) зерттелді. Жазық космологиялық модельде гравитацияланатын тозаң тәрізді материядағы екі дене есебінің жалпы шешімі табылды, сондай-ақ осы есептің релятивистік нұсқасы қарастырылды. Басқаша айтқанда, Ғаламның біртекті емес моделі негізінде ірі масштабты ғарыштық галактикалар жүйесінің бақыланатын қасиеттерін сипаттайтын метрика (Т.Б. Омаров) құрылды. Тартылыстың релятивистік теориясындағы нүктелік массалардың қозғалу заңдылықтары (М.М. Әбділдин, З.Х. Құрмақаев) қарастырылды. Сондай-ақ біртекті емес кіші өлшемдегі жүйелердің құрылысы мен дамуы жөнінде теориялық болжамдар (Т.С. Қожанов) жасалды. Біртекті емес ұлғайған *Ғаламның қалай пайда болғанын түсіндіретін теория* ұсынылды.

Әдебиеттер тізімі

- 1 Трофимов Т.И. Физика курсы. – М.: Академия, 2006.
- 2 Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. -М.: Высш. шк., 2002.
- 3 Савельев И.В. Жалпы физика курсы: Электрмагнетизм. – Алматы: «Мектеп», 2004.
- 4 Чертов А.Г., Воробьев А.А. Задачник по физике.- М.: Высш. шк., 1981.
- 5 Трофимова Т.И. Физика курсы бойынша шешулері қоса берілген есептер жинағы.-М.: Жоғарғы мектеп, 2010.
- 6 Савельев И.В. Жалпы физика курсы: Толқындар. Оптика. –Алматы: «Мектеп», 2004.
- 7 Қойшыбаев Н.Қ. Шарықбаев А.О. Физика.-Алматы, 2001.-т.2.
- 8 Жұманов К.Б. Оптика негіздері.-Алматы, 2004.-т.2.
- 9 Қойшыбаев Н.Қ. Жалпы физика курсы.-Алматы, 2001.-т.4.

Раушан Серікқызы Қалықпаева
Сұлуқас Низаматдинқызы Сарсенбаева

ФИЗИКА 2

6B07119 – Электр энергетикалық жүйелер, 6B07118 – Жаңартылатын энергияның заманауи және инновациялық технологиялары, 6B07102 – Электр энергетикадағы энергия үнемдеу мен энергия тиімділігін Smart технологияларымен басқару және интеграциялау білім беру бағдарламасы бойынша оқитын студенттерге арналған дәрістер жинағы

Редактор:
Стандарттау бойынша маман:

Изтелеуова Ж.Н.
Ануарбек Ж.А.

Басылымға қол қойылды ____2022
Таралымы 100 дана.
Көлемі – 4,0 оқу- бас.ә.

Пішімі 60x84 1/16
Баспаханалық қағаз № 1
Тапсырыс Бағасы 2000 тг.

«Ғұмарбек Дәукеев атындағы Алматы энергетика және байланыс университеті» коммерциялық емес акционерлік қоғамының
көшірме – көбейту бюросы
050013 Алматы, Байтұрсынұлы көшесі, 126/1