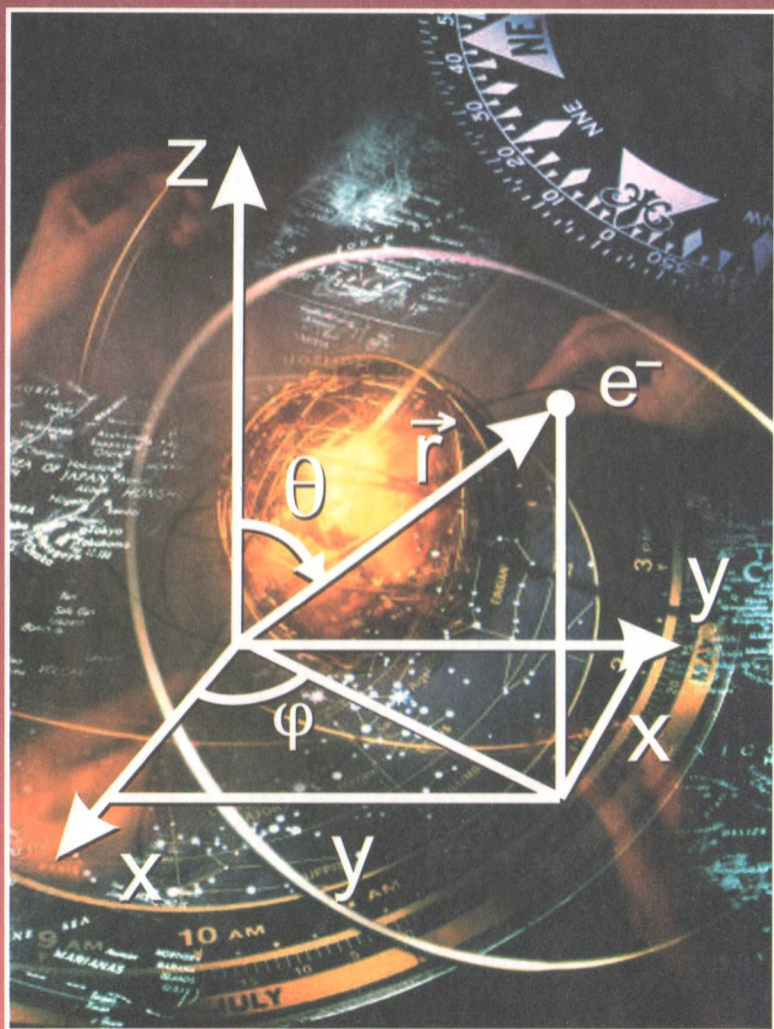


Омаров Е.С.

# АТОМДЫҚ ЖӘНЕ МОЛЕКУЛАЛЫҚ ФИЗИКА



Қазақстан Республикасы Білім және ғылым министрлігі

ҚАЙНАР университеті

Еренғайып Омаров

# Атомдық және молекулалық физика

*Оқу құралы*

Жоғары оқу орындары студенттеріне арналған



Алматы «Арда» 2007

ББК 22.36 я73  
О 58

*ҚАЙНАР университетінің ғылыми кеңесі ұсынған.*

Пікір айтқандар: **Маусымбаев С.С.**, педагогика ғылымдарының докторы;  
**Құлтасов К.А.**, физика-математика ғылымдарының кандидаты.

**Омаров Е.С.**

**О 58 Атомдық және молекулалық физика. Жоғары оқу орындары студенттеріне арналған оқу құралы.** – Алматы: «Арда», 2007. – 128 б.

ISBN 9965-778-32-9

Оқу құралы атомдық және молекулалық физика бойынша жоғары оқу орындарының бағдарламасына сай жазылған. Бұл кітап университеттердің физика, математика, информатика факультеттері мен техникалық жоғары оқу орындарының студенттеріне арналған.

О 1604090000-047 хабарланбаған, 2007  
00(05)-07

ББК 22.36 я73

ISBN 9965-778-32-9

© Омаров Е.С., 2007  
© «Арда», 2007

## АЛҒЫ СӨЗ

Бұл оқулықта атомдық және молекулалық физика кванттық механика тұрғысынан қарастырылады. Осыған байланысты кванттық механиканың негізгі ұғымдарын қарапайым, түсінікті түрде баяндауға барынша көңіл бөлінген. Кванттық теория есептерін шығару әдістеріне көптеген мысалдар берілді.

Соңғы жылдары кванттық механиканың ғылымдағы рөлі күшейіп келеді. Олай дейтініміз физика ғылымының деңгейінде туындаған бұл ілім, алдымен химияда, техникада қолданыс тауып, енді басқа ғылым салаларында да күрделі мәселелерді шешіп келеді. Мысал ретінде кванттық психология, әлемнің голографиялық философиясы және басқа ғылым салаларын атауға болады.

Оқу құралы негізінен физика, информатика, математика мамандықтарын алатын студенттерге арнап оқыған автордың лекциялары негізінде жазылған. Негізгі теориялық мәселелер тиянақты және дәлелді түрде берілген. Сонымен қатар маңызды деген тәжірибелер де схемасымен, суретімен түсіндірілген.

Кітап физиктер мен математиктерге арналғандықтан математикалық дәлелдерге көп көңіл бөлінген. Түсіндіріліп отырған құбылыс іс жүзінде техниканың қай саласында қолданылатыны айтылған. Физика ғылымының соңғы жетістіктеріне де мүмкіндігінше орын берілген.

## КВАНТТЫҚ МЕХАНИКА

### 1.1. Классикалық физиканың атомдық құбылыстарды түсіндірудегі дәрменсіздігі

Бүгінгі физиканың негізін қалайтын арнаулы салыстырмалық теория мен кванттық механика екені белгілі. Салыстырмалылық теорияны 1905 жылы А.Эйнштейн ашты. Кванттық теорияның ашылуы және қалыптасуы үлкен қиыншылықпен келді.

XIX ғасырдың аяғында физика өзінің дамуының шыңына жеткен сияқты еді. Тіпті ағылшын физигі В.Томсон асығыстық жасап, дүниенің физикалық суреттемесін құру аяқталды деп мәлімдеме жасаған. Әрине бұл қате тұжырым еді, себебі ғылымның дамуында шек болмайды.

Тіпті сол кездің өзінде классикалық физика түсіндіре алмаған екі үлкен мәселе бар еді. Олар атомның ішіндегі электронның ядроға құламай орбитамен айналуы және абсолют қара дененің сәулеленуінің теорияға сәйкес келмеуі. Классикалық физика бойынша температураны шексіз жоғарылатқанда ультракүлгін сәулелердің спектрлік тығыздығы да шексіздікке дейін ұлғаюы керек. Бұл «ультракүлгіндік апат» деп аталады. Сонымен классикалық физика эксперимент фактілерін теориялық тұрғыдан түсіндіре алмады.

Бұл қиыншылықтан шығудың оңай жолын 1900 жылы М.Планк тапты. Абсолют қара дененің сәулеленуін түсіндіру үшін ол жарық дискретті, яғни бөлек-бөлек порциялармен шығарылады деп есептеді. Сонымен электромагниттік толқын шығу кезінде энергия квантталады деп, Планк бүгінгі физиканың негізін қалағанын өзі де байқамай қалды. Ол энергияның бір кванты  $E= h\nu$ -ге тең болатындығын дәлелдеді. Мұндағы  $\nu$  – осциллятор жиілігі, ал  $h$  – Планк тұрақтысы.

Артынша, 1905 жылы жарық сәулесі де квантталады, ал 1913 жылы Н.Бор теориясы шығып, кванттық механика дами бастады. Сонымен, атом көлемімен шамалас не онан кіші кеңістікте өтетін құбылыстарды түсіндіретін жаңа физикалық теория – кванттық механика пайда болды. Кванттық механика сол кездегі физикадағы дағдарыс-

тарды түгелдей шешті. Бұл физика ғылымының күрт өркендеген шағы еді.

Кванттық механика – атомның көлемімен шамалас, не одан кіші кеңістік ішінде өтетін физикалық құбылыстарды, микробөлшектердің қозғалысын сипаттайтын шамаларды тәжірибеде өлшеуге болатын шамалармен байланыстыратын физикалық теория.

## 1.2. Де Бройль гипотезасы. Электрондардың дифракциясы

XX ғасырдың басында жарықтың толқындық және корпускулалық қасиеттері бар екендігін тәжірибелер анық дәлелдеді. Бірақ бұл қасиет бір-біріне қайшы келіп, түсініксіз болды.

Француз физигі Луи де Бройль жарықтың осы екі қасиетін біріктіру мақсатымен өзінің атақты гипотезасын ұсынды. Ол, егер жарық әрі толқын, әрі бөлшек болса, онда электрон сияқты бөлшектердің толқындық қасиеттері болу керек деген гипотеза (болжам) ұсынды.

1922 жылы американдық А.Комптон жарықтың электрондардан шағылуын зерттей отырып фотонның энергиясы  $E$  мен  $P$  импульсының арасында мынадай байланыс бар екендігін тапты:  $E=Pc$ , мұндағы  $c$  – вакуумдағы жарық жылдамдығы. Ал жарық кванттың энергиясы  $E=h\nu$  екені белгілі, олай болса

$$h\nu=Pc.$$

Осы формуланы жылдамдығы  $v$ -ға тең электрон үшін қолданайық:

$$P = \frac{h\nu}{c}; \quad P = mv.$$

Ал  $c/v=\lambda$  болса, онда  $P = \frac{h}{\lambda}$  екенін табамыз. Осыдан

Луи де Бройль формулаларын аламыз:

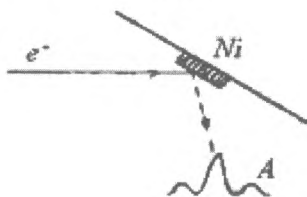
$$\lambda = \frac{h}{P} \text{ немесе } \lambda = \frac{h}{mv}, \quad (1)$$

мұндағы  $\lambda$  – де Бройль толқын ұзындығы деп аталады. Кез келген микробөлшектің де Бройль толқын ұзындығы болады.

(1) формуланы бөлшектің энергиясы бойынша да өрнектеуге болады, яғни

$$E = \frac{mv^2}{2} \text{ бұдан } v = \sqrt{\frac{2E}{m}},$$

ал толқын ұзындығы  $\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mE}}$ ,  $E$  – бөлшектің кинетикалық энергиясы.



1-сурет

Әрине де Бройль гипотезасының дұрыстығын эксперимент арқылы дәлелдеу керек болды. Оны электрондардың дифракциясы арқылы тексеруге болады деп А. Эйнштейн ұсыныс жасады. Алғаш рет тәжірибе жүзінде американдық ғалымдар Д. Дэвиссон мен Л.Джермер 1927 жылы никель

кристаллынан шашыраған электрондардың дифракциясын байқады. Тәжірибенің схемасы 1-суретте көрсетілген.  $Ni$  – никель кристаллының пластинасынан шағылған электрондар  $A$  – фотопластинасында дифракция құбылысына тән сурет береді. Дифракция құбылысы толқынға тән қасиет, олай болса электронның дифракциясы оның толқындық қасиетінің бар екендігін дәлелдеді. Сонымен электронды толқын түрінде де қарастыруға болады екен. Бір тәжірибе кезінде электрон толқындық және бөлшектік қасиеттерін қатарынан көрсете алмайды.

Электрондардың дифракциясын заттардың құрылысын зерттеуге пайдаланатын ғылым саласы **электронография** деп, ал нейтрондардың дифракциялану құбылысына негізделген заттардың құрылысын зерттеу әдісі **нейтронография** деп аталады.

### 1.3. Гейзенбергтің анықталмағандықтар қатынастары

Алдыңғы тақырыпқа қарап, электрон өрі корпускулалық, өрі толқындық қасиеттері бар ерекше бөлшек екенін байқаймыз. Электронның толқындық қасиеті мен бөлшектік қасиеттерінің арасындағы қайшылықтарды жою үшін 1927 жылы Гейзенберг өзінің теориясын ұсынды.

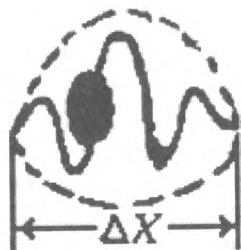
Енді бөлшекті толқын жиынтығы деп қарауымызға болады, оны толқындық пакет дейді (2-сурет). Осы толқындық

пакеттің ұзындығын  $\Delta x$  деп алайық. Ал толқын ұзындығын жылдамдығы  $v$ , жиілігі  $\nu$  арқылы табамыз:

$$\lambda = \frac{v}{\nu}$$

Бөлшектің импульсы  $P$  мынаған тең:

$$P = \frac{h}{\lambda} = \frac{h\nu}{v} \text{ не } \nu = \frac{hv}{P} \quad (2)$$



2-сурет

Гейзенберг атом көлеміндей кішкентай кеңістікте жиілікті және импульсты дәл өлшеу мүмкін емес деген, олай болса оларды мынадай шамаларға ауыстырамыз:  $\nu = \Delta\nu$ ,  $P = \Delta P$ . Бұларды (2) формулаға қоямыз:

$$\nu = \frac{h\Delta\nu}{\Delta P}, \text{ ал } \nu = \frac{\Delta x}{\Delta t}, \quad (3)$$

$\Delta t$  – импульсты өлшеуге қажет ең қысқа уақыт аралығы. Бұл уақытты толқын периодына тең деп алайық, сонда  $\Delta t = T$ . Периодтың жиілікке кері шама екенін біле отырып  $T = 1/\Delta\nu$  (3) теңдеуден мынаны аламыз:

$$\frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{h\Delta\nu}{\Delta P} \text{ немесе } \Delta x \cdot \Delta P = h \cdot \Delta\nu \cdot \Delta t.$$

Бұл теңдеудің оң жағы мынаған тең:

$$\Delta\nu \cdot \Delta t = \Delta\nu \cdot T = \Delta\nu \cdot \frac{1}{\Delta\nu} = 1.$$

Олай болса,  $\Delta x \cdot \Delta P = h$ .

Дәлірек есептеулер бойынша ( $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ ;  $\hbar$  – аш сызылған деп оқылады).

$$\Delta x \cdot \Delta P_x \geq \hbar \quad (4)$$

Осындай теңдеулерді басқа координат өстерінде де жазуға болады:

$$\Delta y \cdot \Delta P_y \geq \hbar \quad (5)$$

$$\Delta z \cdot \Delta P_z \geq \hbar \quad (6)$$

(4–6) қатыстары Гейзенбергтің анықталмағандық қатынастары деп аталады. Бұл теңдеулер бойынша, бөлшектің



координатасының мәні нөл болса (яғни  $\Delta x=0$ ), онда импульстың белгілі мәні болмайды (себебі  $\Delta P = \frac{h}{\Delta x} \rightarrow \infty$ ), сондай-ақ импульстың мәнін дәл тапсақ, координаттың мәні белгісіз болып кетеді. Сонымен анықталмағандық принципі: элементар бөлшектің орнын және импульсін бір мезгілде дәл өлшеуге болмайды, басқаша айтқанда бөлшектің координаттарын және жылдамдықтарын бір мезгілде дәл өлшеу мүмкін емес.

Гейзенберг анықталмағандық қатыстарында тұрған  $\Delta x$  – координатының анықталмағандығы мен  $\Delta P$  – импульстың анықталмағандығының орындарына энергия мен уақытты кіргізуге болады. Ол үшін (2) теңдеуді уақытқа көбейтіп, уақытқа бөлейік:

$$\frac{\Delta t}{\Delta t} \Delta x \cdot \Delta P \geq \hbar \text{ немесе } \Delta t \cdot \Delta v \cdot \Delta P \geq \hbar$$

Импульстың өз мәнін қойсақ, онда  $\Delta t \cdot \Delta mv^2 \geq \hbar$ . Енді энергияға көшуімізге болады:

$$\Delta t \cdot \Delta E \geq \hbar \quad (7)$$

Гейзенбергтің анықталмағандық принципі физикада үлкен рөл атқарады. Ол тек физика үшін ғана емес бүкіл табиғат үшін қолдануға болатын заң. Бұл қатыстар микроөлемде классикалық физика заңдарын қолдануға болмайтындығын көрсетеді.

**1 мысал.** Гейзенберг анықталмағандық қатыстары бойынша атомның өлшемін біле отырып, оның ішіндегі электронның жылдамдығын анықтауға болады дейді. Атомның диаметрі мөлшермен  $10^{-10}$  м.

Электрон атом ішінде қозғалып жүр деп қарастырайық. Енді атомның ішіндегі электронның орнын анықтауымыз керек.

$$\Delta x \cdot \Delta P_x \geq \hbar$$

формуласындағы  $\Delta x$ -ті радиусқа тең деп алуға болады, себебі біз электронның координатасын диаметрдің жартысындай дәлдікпен табуымызға болады.  $\Delta x=0,5 \cdot 10^{-10}$  м. Енді электронның жылдамдығын табудағы анықталмағандық  $\Delta v$  оның өз шамасына тең болсын. Сонда іздеген жылдамдығымыз ( $\Delta P=m \cdot \Delta v$ ):

$$\Delta v_x = \frac{\hbar}{2\pi m_e \cdot \Delta x} = 2 \cdot 10^6 \text{ м/с.}$$

Гейзенбергінің анықталмағандық қатысынан атомның ішіндегі электронның орны мен жылдамдығын бір мезгілде дәл анықтауға болмағанымен, оның атом ішінде берілген нүктеде болу ықтималдығын анықтауға болады. Осы ықтималдық берілген нүктедегі электр зарядының ұзақ уақыттағы орташа тығыздығын сипаттайды. Бұл мәселе туралы келесі тақырыпта толық айтылады.

#### 1.4. Толқындық функция және оның физикалық мағынасы

Луи де Бройль әр бөлшектің толқындық қасиеті бар екендігін дәлелдеген соң, австрия физигі Эрвин Шредингер атом ішіндегі бөлшекті де (электронды) толқын деп есептеді. Сөйтіп Шредингер, электронның күйін анықтау үшін толқындық функцияны енгізді. Толқындық функция бөлшектің атом көлемімен шамалас кеңістікте бар болу ықтималдығын шешумен айналысады. Толқындық функцияны  $\Psi(x, y, z, t)$  (пси-функция) деп белгілейді. Бұл 4 координатты функция, үш координаты бөлшектің кеңістіктегі орнын, ал төртіншісі уақытпен байланысын көрсетеді.

Толқындық функцияның тікелей физикалық мағынасы жоқ, бірақ оның квадратының мағынасы бар. Сонымен, толқындық функцияның физикалық мағынасы пси-функцияның модулінің квадраты  $|\Psi(x, y, z, t)|^2$  бөлшектің кеңістіктің белгілі бір бөлігінен табылуының ықтималдығының тығыздығын көрсетеді, яғни:

$$\frac{\rho}{V} = |\Psi(x, y, z, t)|^2,$$

мұндағы  $\rho$  – бөлшектің табылуының ықтималдығы. Мысалы: электронның атом ішінен табылуының ықтималдығы: бар болса 1-ге тең, жоқ болса 0-ге тең.

Толқындық функция комплекс сандар арқылы анықталады. Сондықтан әрбір толқындық функцияның түйіндес толқындық функциясы болуы мүмкін. Толқындық функция ықтималдықпен байланысты болғандықтан, оны шартты түрде келісіп тағайындап алу керек. Толқындық функцияның орнына оның өзінің түйіндесімен көбейтіндісін алуға болады:  $|\Psi|^2 = \Psi \cdot \Psi^*$ . Элементар  $dV$  көлемде табылу ықтималдығын былай жазуымызға болады:

$$d\rho = \Psi \cdot \Psi^* dV \quad (8)$$

Бұл формула барлық көлем бойынша табылуының ықтималдығы, ал бір координатқа көшсек,

$$d\rho = \Psi \cdot \Psi^* dX \quad (9)$$

$X$  өсінің бойынан  $dX$  аралықта бөлшектің табылу ықтималдығын анықтаймыз. (9) теңдеуден бөлшектің бүкіл  $X$  өсінің бойынан табылуының ықтималдығын табатын болсақ, интегралға көшеміз және ол 1-ге тең:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Psi \cdot \Psi^* dX = 1. \quad (10)$$

Бұл теңдеуді толқындық функцияның нормалану шарты деп айтады. Толқындық функциялардың тағы мынадай қасиеті бар. Егер қарастырылып отырған система толқындық функциялары  $\Psi_1$  және  $\Psi_2$  мен бейнеленетін күйлерде болса, онда ол жаңа толқындық функциямен бейнелейтін күйде бола алады:

$$\Psi = a_1 \Psi_1 + a_2 \Psi_2, \quad (11)$$

мұндағы  $a_1$  және  $a_2$  – кез келген тұрақты шамалар. Осы формула кванттық механиканың суперпозиция принципі бейнелейді, классикалық физикадағы суперпозиция принципіне ұқсас. Бірақ бұл суперпозициялардың арасында айырмашылық та бар, ол олардың есептелу тәсілдерінде. Естеріңізде болса, классикалық физикадағы суперпозиция бойынша есептелетін нүктедегі (егер вектор шама болса) векторларды параллелограм ережесі бойынша қосып, қорытқы шаманы табатынбыз. Ал, кванттық механикада жағдай басқаша.

Егер  $\Psi$  күйдегі қарастырылатын физикалық шаманы өлшейтін болсақ, онда өлшеу кезінде барлық уақытта да екі мәннің тек біреуін:  $a_1 \Psi_1$  немесе  $a_2 \Psi_2$  аламыз. Суперпозиция принципі бойынша көптеген жаңа күйлерді жасауға болады. Екінші жағынан әрбір күйді екі немесе бірнеше басқа күйлердің суперпозициясының нәтижесі секілді шексіз санды тәсілмен де суперпозициялық күйді қарастыруға болады. Кванттық суперпозиция принципі тәжірибеде тікелей тексеруге келетін заң.

### 1.5. Шредингер теңдеуі – кванттық механиканың негізгі теңдеуі

Бөлшектің толқындық қасиеті жазық толқынмен сипатталады. Де Бройль бойынша бөлшектің алғы шебінің комплексті түрдегі толқындық функциясы мынадай:

$$\Psi = A e^{-i\omega t},$$

мұндағы  $\omega = 2\pi\nu$ . Бұл формуланы энергия мен импульсқа оңай түрлендіре отырып басқаша да жазуға болады:

$$\Psi = A e^{-\frac{i}{\hbar}(Et - \vec{p}\vec{r})} \quad (12)$$

мұндағы  $E$  – энергия,  $\vec{p}$  – импульс,  $\vec{r}$  – радиус вектор,  $\hbar = h/2\pi$ ,  $h$  – Планк тұрақтысы. Де Бройль толқындық функциясынан (12) уақыт пен координаттар бойынша дербес туындылар алып көрейік:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} E \Psi = -\frac{i}{\hbar} \frac{P^2}{2m} \Psi ;$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial x} = \frac{i}{\hbar} P_x \Psi ; \quad \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = -\frac{P_x^2}{\hbar^2} \Psi ;$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} = -\frac{P_y^2}{\hbar^2} \Psi ; \quad \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = -\frac{P_z^2}{\hbar^2} \Psi .$$

Енді координаттар бойынша алынған туындыларды біріктірейік:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = -\frac{\Psi}{\hbar^2} (P_x^2 + P_y^2 + P_z^2) = -\frac{1}{\hbar^2} P^2 \Psi .$$

Осы теңдеулерден  $\Psi$  функциясының кейбір тұрақты көбейткіштерін ескермесе, оның уақыт бойынша алынған және координаттар бойынша алынған екінші ретті туындылары өзара тең болатынын көруге болады. Олай болса біз мынадай теңдеу құра аламыз:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right) = -i \hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} .$$

Бөлшекке  $U(x, y, z)$  потенциалдық энергия беретін сыртқы потенциалдық өрісті ескере отырып, мына теңдеуді аламыз:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right) + U \Psi = i \hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} . \quad (13)$$

Бұл теңдеу Шредингер теңдеуі деген атпен белгілі.

Шредингер теңдеуі кванттық механиканың негізгі

теңдеуі болып табылатындықтан, біз оған толығырақ тоқталып өтейік.

Элементар бөлшектің қозғалысын түсіндіретін теңдеуде бөлшектің корпускулалық қасиетімен қатар толқындық қасиеті де ескерілуі тиіс. Мұндай теңдеу Шредингер теңдеуі болып табылады. Шредингер теңдеуі кванттық механиканың барлық заңын дерлік өзінің бойына қамтып, бір теңдеу түрінде көрсетеді. Шредингер теңдеуі екінші дәрежелі дифференциалдық теңдеуге жатады.

Сонымен, Шредингерше толқындық функцияның амплитудалық бөлігі үшін мынадай дифференциалдық теңдеу жазуға болады:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - U) \Psi = 0 \quad (14)$$

мұндағы  $m$  – электронның массасы,  $E$  – оның толық энергиясы,  $U$  – потенциалдық энергиясы. Осы теңдеу Шредингердің толқындық теңдеуі деп аталады. Бұл теңдеуді ықшамдап жазуға болады:

$$\nabla^2 \Psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \Psi = 0. \quad (15)$$

(14) мен (15) теңдеулер Шредингердің стационар теңдеуі деп аталады, яғни уақытқа байланысты емес. Бұл теңдеудің уақытқа байланысты түрі де бар, ол былай өрнектеледі:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi(x, t)}{\partial x^2} + U \Psi(x, t) = i \hbar \frac{\partial \Psi(x, t)}{\partial t} \quad (16)$$

Шредингер теңдеуінің қасиеттеріне тоқталып өтейік:

1. (14–16) теңдеулер релятивистік емес кванттық механиканың теңдеуі болып табылады, яғни  $m = \text{const}$  және  $v \ll c$ .

2. Мұндағы толқындық функция  $\Psi$  үзіліссіз және оның туындылары да үзіліссіз функциялар болу керек.

3. Толқындық функцияның квадратынан алынған интеграл шектелген санға тең болуы керек. Бұл шарт нормаланумен байланысты.

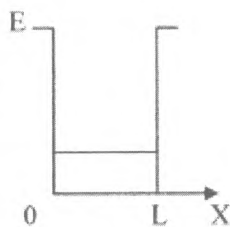
Шредингер теңдеуі элементар бөлшектердің физикалық қасиеттерін дұрыс бейнелейтінін тәжірибелер көрсетіп жүр.

Енді Шредингердің стационарлық теңдеуін қарапайым, бірөлшемді есептерге қолданып көрейік.

## 1.6. Шредингердің стационарлық теңдеуінің қолданылуы

### а) Шексіз терең потенциалдық шұңқырдағы бөлшек туралы есеп

Потенциалдық шұңқырға мысал ретінде: электрондар үшін атомды, протон мен нейтрон үшін ядроны айтуға болады. Бұлай деп аталатын себебі: электрон мен протон тұрған жерінен өз бетімен шыға алмайды, энергиясы жетпейді.



3-сурет

Потенциалдық шұңқырды 3-суреттегідей белгілейді.  $L$  – шұңқырдың ені,  $X$  өсі ғана көрсетілгендіктен бір өлшемді потенциалдық шұңқыр дейміз. Потенциалдық шұңқырдың берілу шарттары:

1. Шұңқыр ішіндегі бөлшектің потенциалдық энергиясы  $U=0$ .

2. Шұңқыр қабырғасында және оның сыртында  $U = \infty$ .

Осындай потенциалдық шұңқыр үшін Шредингердің стационар теңдеуін ықшамдап жазып алайық:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \Psi = 0$$

немесе

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \alpha^2 \Psi = 0 \quad (17)$$

мұндағы коэффициент

$$\alpha^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$$

(17) теңдеу бір өлшемді потенциалдық шұңқыр үшін жазылған Шредингер теңдеуі. Мұндай дифференциалдық теңдеулердің шешуі бізге математикадан белгілі, ол:

$$\Psi(x) = A e^{i\alpha x} + B e^{-i\alpha x} \quad (18)$$

Толқындық функцияға кіретін  $A$  және  $B$  коэффициенттері анықталмаған, соларды табайық. Ол үшін шекаралық шарттар кіргізейік:

а)  $X = 0$ ,  $\Psi(0) = 0$ , онда  $\Psi(0) = A + B$ .

Егер  $A + B = 0$  болса, онда  $B = -A$  екенін табамыз.

Енді (18) теңдеуді басқаша жазуға болады:

$$\Psi(x) = Ae^{i\alpha x} - Ae^{-i\alpha x} = A(e^{i\alpha x} - e^{-i\alpha x}).$$

Атақты Эйлер формуласын:  $e^{i\alpha} = \cos\alpha + i\sin\alpha$  қолдана отырып,

$$e^{i\alpha x} = \cos\alpha x + i\sin\alpha x,$$

$$e^{-i\alpha x} = \cos\alpha x - i\sin\alpha x$$

деген ауыстырулар жүргізейік.

Сонда толқындық функция мына түрге келеді:

$$\Psi(x) = 2A\sin\alpha x \quad (19)$$

Енді осы теңдеуге 2-ші шартты қолданайық.

б)  $X=L$ ;  $\Psi(L) = 0$ , орындарына қойсақ

$$\Psi(L) = 2A\sin\alpha L = 0,$$

мұнда  $\sin\alpha L = 0$  болса,  $\alpha L = n\pi$ ,  $\alpha = \frac{n\pi}{L}$ .

Мұны квадраттасақ  $\alpha^2 = \frac{n^2\pi^2}{L^2}$ ;  $\alpha^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$  немесе  $\frac{n^2\pi^2}{L^2} = \frac{2mE}{\hbar^2}$ .

Ал енді бұл теңдеуден потенциалдық шұңқыр ішіндегі бөлшектің энергиясын анықтауға болады:

$$E_n = \frac{n^2\pi^2\hbar^2}{2L^2m} \quad (20)$$

мұндағы  $n$  – негізгі кванттық сан деп аталады, ол бөлшек тұрған энергетикалық деңгейдің реттік санын көрсетеді,  $m$  – бөлшектің массасы. Негізгі кванттық санның өртүрлі мәндерін қарастырайық.

$n=0$ -ге болса,  $E=0$ , яғни бұл деңгейде бөлшек тұрмайды.

$$n=1, \text{ онда } E_1 = \frac{\pi^2\hbar^2}{2L^2m}.$$

$$n=2 \text{ болса, онда } E_2 = \frac{4\pi^2\hbar^2}{2L^2m} \text{ немесе } E_2 = 4E_1$$

$n=3$  болғанда  $E_3 = 9E_1$ . Осылайша қалған мәндерін де табуға болады.

Сонымен потенциалдық шұңқыр ішіндегі бөлшек үшін толқындық функцияның мәні мынадай екендігін көрдік:

$$\Psi(x) = 2A\sin\alpha x,$$

бұл жерде әлі де болса  $A$  коэффициентінің мәні белгісіз. Оны табу үшін нормалану шартын қолданамыз, яғни

$$\int \Psi \cdot \Psi^* dX = 1, \quad \int |\Psi|^2 dX = 1$$

немесе

$$\begin{aligned} \int_0^L 4A^2 \sin^2 \frac{\pi n}{2} x dx &= 2A^2 \int_0^L \left[ 1 - \cos \left( \frac{2n\pi x}{L} \right) \right] dx = \\ &= 2A^2 \left( x \Big|_0^L - \frac{L}{2\pi n} \cdot \sin \frac{2n\pi x}{L} \Big|_0^L \right) = 2A^2 L. \end{aligned}$$

Сонымен  $2A^2 L = 1$ , ал  $A = \sqrt{\frac{1}{2L}}$ .

А коэффициентін орнына қойып, потенциалдық шұңқыр ішіндегі бөлшектің толқындық функциясын анықтаймыз:

$$\Psi(x) = i \sqrt{\frac{2}{L}} \cdot \sin \frac{n\pi x}{L}.$$

Бұл бір жағынан бір өлшемді потенциалдық шұңқыр үшін жазылған Шредингер тендеуінің шешуі болып табылады.

Осы алынған нәтижелерді қолдана отырып, үш өлшемді потенциалдық шұңқыр үшін Шредингер тендеуінің шешуін қарастырып көрейік. Алдымен энергия деңгейлерінің мәндерін табайық. Үш өлшемді жәшік ішіндегі бөлшектер мына шарттармен сипатталады:  $U=0$ , егер  $0 < x < a$ ,  $0 < y < b$ ,  $0 < z < c$  болса. Онда бұл деңгейлердің энергиясы:

$$E_{n_1 n_2 n_3} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m} \left( \frac{n_1^2}{a^2} + \frac{n_2^2}{b^2} + \frac{n_3^2}{c^2} \right); \quad n_1, n_2, n_3 = 1, 2, 3.$$

Ал бұларға тиісті толқындық функциялардың мәндері мынадай:

$$\Psi_{n_1 n_2 n_3} = \sqrt{\frac{8}{abc}} \cdot \sin \frac{n_1 \pi x}{a} \cdot \sin \frac{n_2 \pi y}{b} \cdot \sin \frac{n_3 \pi z}{c} \quad (20)$$

Осы теңдеулерге қарап тұрсақ, бірөлшемді мен үшөлшемді потенциалдық шұңқырлардың ішіндегі бөлшектердің энергиясы мен толқындық функциялары ұқсас екен, тек координаттардың санына байланысты мүшелер қосылған.



Потенциалдық шұңқыр ішіндегі бөлшектердің энергияларының мөнін  $E_0 \approx \hbar^2 / mL^2$ , Гейзенбергтің анықталмағандықтар принципінен де шығарып алуға болады екен.  $L$  – бөлшек қозғалып жүрген көлемнің сызықтық өлшемі болсын. Анықталмағандықтар принципі бойынша координатаның анықталмағандығы  $L$ -ге шамалас болса, импульстың анықталмағандығы  $\approx \hbar / L$ -ға тең. Олай болса энергияның анықталмағандығы:

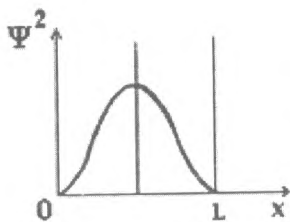
$$\Delta E \approx \frac{(\hbar L)^2}{m} \text{ немесе } \Delta E = E_0 \approx \frac{\hbar^2}{mL^2}$$

### Есептер

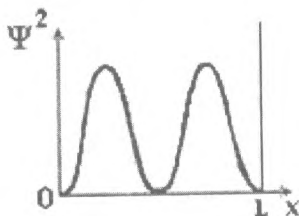
1. Ені  $L$ -ге тең шексіз терең потенциалдық шұңқыр ішіндегі бөлшектің ықтималдық тығыздығының графигін салындар.

Графикті салу үшін толқындық функцияның квадратын зерттейік:

$$|\Psi|^2 = \frac{2}{L} \cdot \sin^2\left(\frac{\pi x}{L}\right)$$



а)



б)

4-сурет

Мұндағы өзгеріп отыратын синус қана болғандықтан, ықтималдық тығыздығы соған байланысты.

Біз ықтималдықтың  $X$  өсіне қарағандағы тығыздығын есептейміз.

1-ші деңгей.  $n=1$ ,

$$\sin\left(\frac{\pi x}{L}\right) = 0; \quad x=0; \quad \Psi(0)=0.$$

$$\sin\left(\frac{\pi x}{L}\right) = 0; \quad x=L; \quad \Psi(L)=0.$$

$$\sin\left(\frac{\pi x}{L}\right) = 1; \quad x=L/2;$$

$$|\Psi(L/2)|^2 = \frac{2}{L} - \text{максимум мәні.}$$

2-ші деңгей.  $n=2$ , бұл деңгей үшін де алдыңғыдай есептейміз.

$$\sin\left(\frac{\pi x}{L}\right) = 0; \quad x=0; \quad \Psi(0)=0, \quad x = \frac{L}{2}, \quad \Psi\left(\frac{L}{2}\right) = 0.$$

$$\left|\sin\left(\frac{2\pi x}{L}\right)\right| = 1; \quad x = \frac{L}{4}, \quad \left|\Psi\left(\frac{L}{4}\right)\right|^2 = \frac{2}{L},$$

$$x = \frac{3L}{4}, \quad \left|\Psi\left(\frac{3L}{4}\right)\right|^2 = \frac{2}{L}.$$

2. Шексіз терең потенциалдық шұңқырдың негізгі деңгейінде тұрған бөлшектің толқындық функциясы мынадай:

$$\Psi(x) = i\sqrt{\frac{2}{L}} \cdot \sin\left(\frac{\pi x}{L}\right).$$

Шұңқырдың енін  $L$ -ге тең деп алып, бөлшектің  $\Delta L=0,01L$  интервалынан табылу ықтималдығын 2 жағдай үшін есептеңіздер: 1) қабырғаның қасы үшін ( $0 \leq x \leq \Delta L$ );

2) шұңқырдың ортасы үшін, яғни  $\left(\frac{L}{2} - \frac{\Delta L}{2} \leq x \leq \frac{L}{2} + \frac{\Delta L}{2}\right)$ .

Теория бойынша бөлшектің  $x$ -тен  $x+\Delta x$  интервалынан табылуының ықтималдығы келесі формуламен анықталады:

$$dw = |\Psi(x)|^2 dx,$$

бұл формуланы интегралдасақ

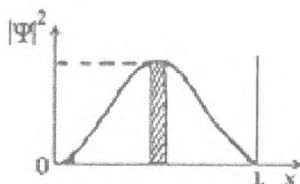
$$w = \frac{2}{L} \int_0^{0,01L} \sin^2 \frac{\pi x}{L} dx.$$

$x$  мәнінің өзгеретін аралығы өте кішкентай болғандықтан мына қатынас орындалады:

$0 \leq x \leq 0,01L$  үшін  $\frac{\pi x}{L} \ll 1$ . Олай болса:

$$\sin^2 \frac{\pi x}{L} \approx \left(\frac{\pi x}{L}\right)^2,$$

осыны ескере отырып интеграл алуды жеңілдетуімізге болады.



5-сурет

$$w = \frac{2}{L} \int_0^{0,01L} \left( \frac{\pi x}{L} \right)^2 dx = \frac{2\pi^2}{L^3} \int_0^{0,01L} x^2 dx$$

Сонымен интеграл нәтижесі

$$w = \frac{2\pi^2}{3L^3} (0,01L)^3 = 6,6 \cdot 10^{-6} = 6,6 \cdot 10^{-4}\%.$$

Бұл санды дәл интегралдау арқылы да алар едік. Екінші шарт үшін тіпті интегралдамай-ақ есептеуімізге де болады, өте аз интервал ішінде ( $\Delta L = 0,01L$ ) максимумның қасында толқындық функцияның мәнін тұрақты деп алуға болады.

Сонымен ықтималдық  $w = \left| \Psi \left( \frac{L}{2} \right) \right|^2 \Delta L$  немесе

$$w = \frac{2}{L} \left( \sin \frac{\pi}{2} \cdot \frac{L}{2} \right)^2 \Delta L = \frac{2}{L} \cdot 0,01L = 0,02 = 2\%.$$

### **б) Сызықтық гармониялық осциллятор және оның энергетикалық спектрі**

Гармониялық осциллятор деп бір өстің бойында тепе-теңдік нүктесінің қасында гармониялық тербеліс жасап тұрған денені айтады. Классикалық осциллятордың теңдеуі механика курсында өткенбіз, енді сол осцилляторды кванттық механика тәсілдерімен қарастыру деген сөз – соған тиісті жазылған Шредингер теңдеуін шешуді білдіреді. Кез келген системаны кванттық механика тұрғысынан қарастырғанда негізгі берілген шама ретінде міндетті түрде оның потенциалдық энергиясы алынады:

$$U = \frac{1}{2} kx^2$$

Сонымен қатар оның толқындық функциясына да төмендегідей шарт қойып алайық:  $\psi(x) \rightarrow 0$ , егер  $x \rightarrow \pm\infty$ .

Енді гармониялық осциллятордың потенциалдық шұңқырының формасы оның потенциалдық энергиясы арқылы анықталады да, Шредингер теңдеуі былай жазылады:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left( E - \frac{kx^2}{2} \right) \Psi = 0 \quad (21)$$

Гармониялық осциллятор үшін берілген Шредингердің бұл теңдеуін шешу тіпті ұзақ, сондықтан біз оның шешуін бірден жазамыз, ал өзіміз шешіп көреміз деген оқушылар-

ға мына өдебиетті ұсынамыз: Шпольский Э.В. Атомная физика. М., 1974, I т.

Гармониялық осциллятордың толық энергиясы үшін (21) теңдеудің шешуі

$$E_n = \left( n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega = \left( n + \frac{1}{2} \right) h\nu \quad (22)$$

мұндағы  $\omega = 2\pi\nu$  және  $n=0, 1, 2, 3, \dots$ . Бұл гармониялық осциллятордың энергетикалық спектрі деп аталады, және дискретті спектр қатарларына жатады. Әр энергетикалық деңгейлер арасындағы айырманың мәні  $h\nu$ . Осциллятордың кванттық энергиясының нөлдік мәні болады, ол  $n=0$  негізгі жағдай үшін  $E_0 = \frac{\hbar\omega}{2}$ .

Толқындық функцияны табу үшін Шредингер теңдеуін мынадай түрде жазып алайық

$$\frac{d^2}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left( E - \frac{m\omega^2 x^2}{2} \right) \Psi = 0,$$

мұндағы  $x$  – координатасының орнына жана аргумент кіргізейік

$$y = \sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}} x \text{ немесе } x = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}} y.$$

Енді туындыны  $y$  бойынша аламыз

$$\frac{m\omega}{\hbar} \Psi'' + \frac{m\omega}{\hbar} \left( \frac{2E}{\hbar\omega} - \frac{m\omega x^2}{\hbar} \right) \Psi = 0.$$

Бұдан мына теңдеуге көшуге болады

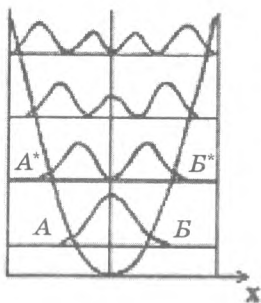
$$\Psi'' + \left( \frac{2E}{\hbar\omega} - y^2 \right) \Psi = 0. \quad (23)$$

Осы теңдеуді шешіп кванттық осциллятордың толқындық функциясын табуға болады, ол мынадай екен:

$$\Psi_n(x) = \left( \frac{m\omega}{n\hbar} \right)^{1/4} \frac{1}{\sqrt{2^n n!}} e^{-\frac{m\omega x^2}{2\hbar}} \cdot H_n \left( \sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}} x \right) \quad (24)$$

ал негізгі деңгей үшін  $n=0$ . Мұндағы

$$H_n(y) = (-1)^n e^{y^2} \frac{d^n e^{-y^2}}{dy^n}.$$



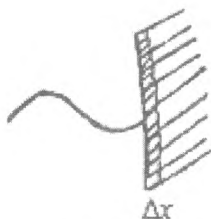
6-сурет

Ықтималдық тығыздығының графигі 6-суретте көрсетілген. Суретке қарасақ графиктің потенциалдық энергияның сыртына  $A$ ,  $B$  және  $A^*$ ,  $B^*$  нүктелерінде шығып кетіпті. Ол бөлшекті потенциалдық шұңқыр сыртынан да табу ықтималдығы бар екендігін көрсетеді.

### в) Бөлшектің потенциалдық тосқауыл арқылы өтуі. Туннельдік эффект

Алдыңғы тақырыпта гармониялық осциллятордың толқындық функцияның потенциалдық шұңқыр сыртына шығып кетуі мүмкін екендігі айтылды. Бұл жалпы кванттық механика үшін таңданатын жәйт емес. Себебі потенциалдық шұңқыр ішіндегі толқындар тұрғын толқындар сияқты қабырғаға түскен және одан шағылған толқындардан тұрады. Толқын қабырғадан шашыраған кезде әрине ол қабырғаға аздап кіріп барып, қайта шығады, яғни ол қабырғаның жіңішке бір қабаты  $\Delta x$  арқылы қайтадан сәулеленген сияқты болады (7-сурет). Қабырға қалың болса осылай болады. Ал егер қабырға жұқа болса ше, онда тіпті өтіп кетуі де мүмкін шығар? Осы өткен толқын әрі қарай не істейді деген сұрақ тағы туады. Ол толқын өзінің амплитудасын кішірейтіп, әрі қарай өзінің бағыты бойынша тарай береді екен, ол 8-суретте көрсетілген.

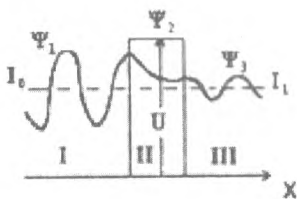
Бұл құбылыс туннельдік құбылыс деп аталады. Туннельдік эффект деп, бөлшектің өзінің кинетикалық энергиясы арқылы одан да үлкен потенциалдық тосқауылды тесіп өтуін айтады. Классикалық физика бойынша бөлшек тосқауылдан өту үшін оның энергиясы  $E_k$  тосқауылдың потенциалдық энергиясынан ( $U$ ) артық болуы керек, ал кванттық механикада бұл міндетті емес екен.



7-сурет

Туннельдік эффект құбылысы кванттық механика қолданылатын микроәлемде ғана іске асады екен. Бөлшектің

потенциалдық тосқауылды ( $U$ ) өтуінің ықтималдығын көрсететін коэффициент бар. Оны тосқауылдың мөлдірлік коэффициенті деп атайды да,  $T$  өрпімен белгілейді.



8-сурет

Мөлдірлік коэффициентін Шредингер тендеуі арқылы есептеп көрейік. Ол үшін 8-суреттегі I, II, III кеңістіктер үшін тендеулерді жазайық:

$$\text{I аймақ. } \frac{d^2\Psi_1}{dx^2} + \alpha^2\Psi_1 = 0.$$

$$\text{II аймақ. } \frac{d^2\Psi_2}{dx^2} - \beta^2\Psi_2 = 0. \quad (26)$$

$$\text{III аймақ. } \frac{d^2\Psi_3}{dx^2} + \alpha^2\Psi_3 = 0.$$

Мұндағы коэффициенттер

$$\alpha^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E; \quad \beta^2 = \frac{2m(U - E)}{\hbar^2}.$$

(26) тендеулерді шешуді сіздер енді білесіздер, олардың нәтижесі төмендегідей:

$$\text{I аймақ. } \Psi_1 = Ae^{i\alpha x} + Be^{-i\alpha x}$$

$$\text{II аймақ. } \Psi_2 = Fe^{-\beta x} + Ge^{\beta x} \quad (27)$$

$$\text{III аймақ. } \Psi_3 = Ce^{i\alpha x} + De^{-i\alpha x}$$

Бұлардағы әріптермен белгіленген тұрақтылар мыналар:

A – тосқауылға түскен,

B – I аймақта шағылған,

F – тосқауылдан II аймаққа,

G – II аймақта шағылған,

өткен

C – тосқауылдан III аймаққа,

D – III аймақта шағылған

өткен

толқындардың амплитудалары. Енді осы тұрақтылар арқылы мөлдірлік және шағылу коэффициенттерін табамыз:

$$\text{мөлдірлік } T = \frac{|C|^2}{|A|^2}; \quad \text{шағылу } R = \frac{|B|^2}{|A|^2}. \quad (28)$$

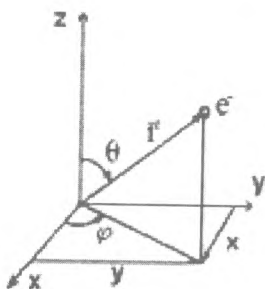
Егер тосқауылдың потенциалдық энергиясы үлкен болса ( $U > E$ ) және тосқауылдың ені бөлшектің де Бройль толқын ұзындығынан көп үлкен болса, мөлдірлік коэффициент

$$T = 16 \frac{E}{U} \left( 1 - \frac{E}{U} \right) e^{-(2i/\hbar)\sqrt{2m(U-E)l}} \quad (29)$$

мұндағы  $l$  – тосқауылдың ені.

Туннельдік эффект кванттық механиканың ең әдемі және таңқаларлық теорияларының бірі. Ол экспериментте өте жақсы тексеріліп дәлелденген. Бұл құбылыстың табиғаттағы атқаратын рөлі үлкен, ол туралы альфа-ыдырау деген тақырыпта толығырақ айтылады.

### 1.7. Бөлшектің центрлі-симметриялы өрісте қозғалуы. Шредингердің радиалдық теңдеуі



9-сурет

Центрлі-симметриялы өріс деп күш сызықтары бір нүктеден шығып жатқан немесе еніп жатқан өрісті айтады. Ондай өрістер көп. Мысалы: нүктелік зарядтың (электронның, протонның) электрлік өрісі. Ең қарапайым атом сутегін алсақ, оның ядросы нүктелік заряд рөлін атқарады. Ядроның таңбасы оң болғандықтан оның өрісі ядродан шығып жатады.

Осындай өріске Шредингер теңдеуін қолданып көрейік. Ол үшін біз жаңа координаттар системасын кіргіземіз. Оны сфералық координаттар системасы деп атайды. 9-суретте сутегі атомының ядросы координаттар бас нүктесінде тұр, оны кулон күшінің тартуымен  $r$ -ге тең радиус векторы бар электрон айналып жүр. Электронның массасы  $m$  заряды  $e$ . Олай болса, потенциалдық энергиясы

$$U(r) = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r} \quad (30)$$

ал толық энергиясы

$$E = \frac{P^2}{2m} + U \quad (31)$$

9-суреттегі сфералық системаның негізгі координаттары болып радиус-вектор –  $r$ , полярлық бұрыш –  $\theta$ , азимутальдық бұрыштар –  $\varphi$  болып табылады. Сфералық координаттар системасынан тікбұрышты координаттар систе-

масына өту формулалары мыналар:  $x=r\sin\theta \cdot \cos\varphi$ ,  $y=r\sin\theta \cdot \sin\varphi$ ,  $z=r \cos\theta$ .

Центрлі-симметриялы өрістегі бөлшектің толқындық функциясы үш координаттармен байланысқан жеке-жеке функциялардың көбейтінділерінен тұрады:

$$\Psi(r, \theta, \varphi) = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\varphi) \quad (32)$$

мұндағы  $R(r)$  – радиус-векторының толқындық функциясы,  $\Theta(\theta)$  – полярлық толқындық функция,  $\Phi(\varphi)$  – азимутальдық толқындық функция.

Енді Шредингер теңдеуін әрбір толқындық функцияға жеке-жеке жазса, шешуге де оңай болады. Алдымен азимутальдық толқындық функциядан бастайық, оның теңдеуі

$$\frac{d^2\Phi}{d\varphi^2} + m^2\Phi = 0 \quad (33)$$

Бұл Шредингердің азимутальдық толқындық теңдеуі деп аталады. Ол системаның  $Z$  осін айналған кездегі толқындық функциясын көрсетеді:

$$\Phi = A\sin m\varphi; \Phi = A\cos m\varphi; \Phi = Ae^{im\varphi},$$

мұндағы  $m$  – магниттік кванттық сан деп аталады:  $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$  Полярлық толқындық функция үшін жазылған теңдеу

$$\frac{m^2}{\sin^2\theta} - \frac{1}{\Theta \sin\theta} \cdot \frac{d}{d\theta} \left( \sin\theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) = l(l+1) \quad (34)$$

орбиталдық Шредингер теңдеуі деп аталады. Мұндағы коэффициент  $l$  – орбиталдық кванттық сан делінеді. Оның мәндері  $l = 0, 1, 2, \dots$ . Магниттік кванттық сан орбиталдық кванттық санмен тығыз байланысқан  $m=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm l$ .

Радиус-векторының толқындық функциясы үшін жазсақ

$$\frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \frac{2mr^2}{\hbar^2} \left( E + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) R = l(l+1)R \quad (35)$$

Шредингердің радиалдық теңдеуін аламыз. Бұл теңдеудің шешімі

$$R_{n,l} = e^{-nr} r^l L_{n,l}(r), \quad (36)$$

мұндағы  $n$  – негізгі кванттық сан деп аталатын бүтін сандар,  $l$  – орбиталдық кванттық сан,  $L_{n,l}(r)$  – Лаггер полиномы. Шредингердің толық теңдеуінің бір-біріне байланысты емес дербес шешімдерінің саны  $n$ -ге қатысты

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



## II тарау

### АТОМДЫҚ ФИЗИКА

#### 2.1. Сутегі атомы

Алдыңғы тақырыпта Шредингердің үш теңдеуін ең қарапайым атом сутегі атомы үшін қарастырдық. Енді сол теңдеулердің кейбір шешулеріне тоқталайық. Сутегі атомының жалғыз электронының энергиясын анықтайтын болсақ:

$$E_n = -\frac{me^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2} = -\frac{13,6}{n^2} eU \quad (37)$$

мұндағы (-) таңбасы энергияны туғызып тұрған тартылыс күші екендігін көрсетеді. Ол күш электрон мен протон арасындағы кулондық тартылыс күші. (37) теңдеудегі тұрақтылар:  $e$  – электрон заряды,  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  ф/м – электрлік тұрақты,  $n$  – негізгі кванттық сан.

Электронның орбиталық қозғалысының импульс моментін орбиталық кванттық сан арқылы анықтаймыз: Кванттық механикаға тән квантталу қасиеті импульс

моментіне де қолданылады. Механикада импульс моменті деп қозғалыс мөлшерінің радиус-векторға көбейтіндісін айтады

$$\vec{L} = m\vec{v}\vec{r} \quad (38)$$

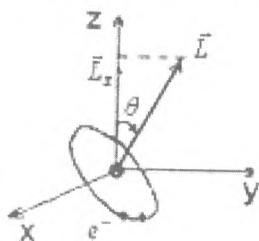
$r$  – атомның орбитасының радиусы. Вектор түрінде жазсақ

$$\vec{L} = [\vec{p}\vec{r}]$$

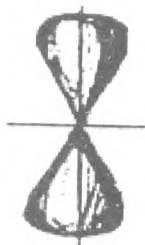
Кванттық механикада электронның орбитамен қозғалысының механикалық моменті өте аз шама және ол Планк тұрақтысымен шамалас болады екен  $L \approx \hbar$ . Дәлірек алсақ мынаған тең

$$L = \hbar\sqrt{l(l+1)} \quad (39)$$

мұндағы  $l$  – орбиталық кванттық сан.



10-сурет



11-сурет

Егер  $l=0$  болса, онда  $L=0$ . Олай болса сутегі атомының бірінші қабықшасы дөңгелек болады екен. Дөңгелек орбитаның механикалық моменті нөлге тең. Бұл 1S күйі деп аталады.

Басқа қабықшалар үшін формалары күрделілене бастайды.

$l=1$  болса, онда  $L = \hbar\sqrt{2}$ . Мұндай

орбитаны P деп белгілейді, немесе P-күйі дейді. Қабықшаның формасы 11-суретте көрсетілген.

$l=2$  болса, онда  $L = \hbar\sqrt{2(2+1)} = \hbar\sqrt{6}$ .

Мұндай қабықшаны d әрпімен белгілейді, ал олардың орбитасының формасы 12-суретте көрсетілген.

$l$ -дің мәні өскен сайын олардың формалары күрделілене береді. Біз тек олардың қандай әріптермен таңбаланатынын көрсетейік:

$$l = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, \dots$$

$$s \quad p \quad d \quad f \quad g \quad h \quad i \quad k \quad \dots$$

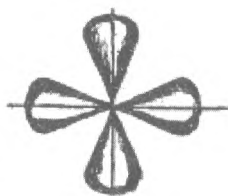
Магниттік кванттық сан импульс моментінің сыртқы магнит өрісінің бағытына түсірілген проекцияның шамасын анықтау үшін қолданылады. Магнит өрісінің бағытын Z өсінің бағытымен бағыттас етіп алайық. Электронның механикалық моментінің Z өсіне проекциясы мына формуламен анықталады

$$L_z = m\hbar \tag{40}$$

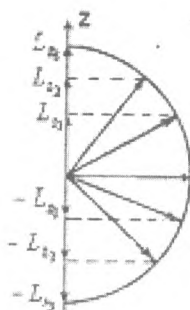
$m$  – магниттік кванттық сан.  $m=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ . Мұндағы (+) таңбасы механикалық моменттің бағыты Z өсімен бағыттас екенін көрсетеді. (–) таңбасы проекцияның бағыты Z өсінің бағытына қарама-қарсы екенін көрсетеді.

Мысалға бірнеше проекцияларының бағытын қарастырайық (13-сурет).

$$L_{z_1} = \pm\hbar, L_{z_2} = \pm 2\hbar, L_{z_3} = \pm 3\hbar.$$



12-сурет



13-сурет

## 2.2. Спектрлік заңдылықтар

Химиялық элементтердің атомдарының спектрлік сызықтарының бірдей болмайтынын білесіздер. Ол спектрлік сызықтардың орналасуында, интенсивтіктерінің өзгеше болуында белгілі бір заңдылықтар бар. Мұндай заңдылықтар құрылысы қарапайым сутегі спектрінен өте айқын көрінеді.

Сутегі атомының көзге көрінетін бөлігінде жатқан төрт сызық былайша белгіленеді:  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$ ,  $H_{\delta}$ . Осы төрт сызықты УМ-2 монохроматорымен жасайтын лабораториялық жұмыста байқауларыңызға болады. 1885 жылы швейцариялық ғалым Бальмердің анықтауынша бұл 4 сызық мынадай қарапайым формуламен өрнектеледі екен:

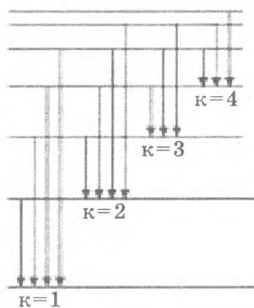
$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4} \quad (41)$$

мұндағы  $\lambda_0$  – тұрақты шама,  $\lambda_0 = 364,56$  нм,  $n$  – электрондар орналасқан деңгейлер. Кейін зерттей келе көзге көрінбейтін спектрдің басқа облыстарынан да сутегі атомы шығаратын жарық толқындары бар екендігі анықталды. Олардың бәрін бір формуламен ғана өрнектей салуға болатындығы анықталды:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (42)$$

мұндағы  $k$  – электрон ауысқан төменгі орбита,  $n$  – электронның алғашқы тұрған орбитасы. Бұл Бальмер формуласы деп аталады.

Жарық сәулесі пайда болу үшін электрон міндетті түрде жоғарғы қабықшадан төменгі қабықшаға ауысуы керек. Жоғарғы орбитаға электрон басқа энергия жұтып, қозу арқасында шыға алады.



14-сурет

(42) формуладағы  $k$ -ның мәндеріне қарай сутегі атомының спектрлік сериялары табылады:

$k=1$  – Лайман сериясы, ол спектрдің ультра-күлгін бөлігінде жатады.

$k=2$  – Бальмер сериясы, көзге көрінетін жарық сәулелері.

$k=3$  – Сутегі атомының спектрінің жақын инфрақызыл бөлігінде жататын Пашен сериясы.

$k=4$  – Бреккет,  $k=5$  – Пфунд,  $k=6$ , ... және басқа мүмкін сериялар түгелдей алыс инфрақызыл спектр алқабында жатыр.

Бальмер формуласын қажет болған жағдайда жұтылған спектр үшін де қолдануға болады, онда керісінше  $k > n$  – қатынасы орындалуы тиіс. (42) Бальмер формуласына кіретін Ридберг тұрақтысының мәні  $R=1,1 \cdot 10^{-7} \text{ м}^{-1}$ .

### 2.3. Бор теориясы

1911 жылы ағылшын ғалымы Резерфорд атомның ортасында оң зарядталған ядро деген бөлшектің бар екендігін тапты. Ядроны теріс зарядталған электрондар айналып жүреді. Классикалық теория бойынша айналып жүрген электрондар ұдайы жарық сәулесін шығара отырып, бір кезде ядроға құлауы тиіс. Бірақ олай болмайтынын атомдардың тұрақтылығына қарап айта аламыз. Екінші жағынан ол жарықтың спектрі тұтас болуы тиіс, ал тәжірибеден спектрлер сызықты екендігі көрінеді. Осы қайшылықтарды жою мақсатымен 1913 жылы даниялық физик Н.Бор өзінің атақты теориясын шығарды. Ол Планктың кванттық теориясына сүйене отырып, атомның ядролық моделін жаңа тұрғыдан қарап, атомның құрылысы туралы кванттық жаңа теория ойлап шығары. Бұл теорияны Бор постулаттары деп те атайды.

1. Электрон ядроны айнала қозғалғанда, ол кез келген траекториямен қозғалмай, тек белгілі бір рұқсат етілген орбитамен айналады. Оларды электрондық қабықшалар немесе стационар орбиталар деп атайды. Стационар орбитамен қозғалған электрон жарық сәулесін шығармайды да жұтпайды.

2. Қабықшадағы электрон екінші қабықшаға (орбитаға) өткен кезде жарық энергиясының квантын шығарады немесе жұтады. Ол мынаған тең:  $h\nu$ .

3. Электрондар қозғалатын траекториялар мынадай шарт бойынша анықталады:  $mvr = n\hbar$ , мұндағы  $n$  – негізгі кванттық сан, бұл жерде ол орбитаның номерін көрсетіп тұр. Бұл формуланы екінші жағынан электронның механикалық моменттінің квантталуы деп түсінуге де болады.

Олай болса электрондар, механикалық моменті Планк тұрақтысына пропорционал болатын орбиталарда ғана орналаса алады. Бор постулаттары негізінен сутегі атомы үшін шығарылған. Н.Бор өзінің теориясын ешқандай дәлелдеусіз, өзінің данышпандығының арқасында тапқан. Гейзенберг, Луи де Бройль, Шредингер, Планк сияқты Н.Бор да кванттық механиканы дамытуда үлкен үлес қосқан, тіпті Бордың қосқан үлесін ерекше бағалап, оны кванттық механиканың атасы деп атайды. Бордың постулаттары сутегіден басқа атомдарға да кейбір дәлдікке дейін қолдануға жарайтын болып шықты, өсіресе бір ғана электроны қалған сутегіге ұқсас атомдар үшін.

#### 2.4. Атомдардың құрылысы және оптикалық қасиеттері туралы қазіргі көзқарас

Атом гректің *atomos* – бөлінбейтін деген сөзінен шыққан, химиялық элементтің негізгі қасиеттерін бойына сақтайтын заттың ең кіші бөлшегі. Әр химиялық элементтің өзінің жеке атомы болады, ол химиялық таңбасымен белгіленеді. Атомдар жеке түрінде де бола алады, молекула құрамында да тұра алады.

Қазіргі физикалық көзқарас бойынша, атомның ортасында оң зарядталған ауыр ядро орналасқан, ал оның айналасында теріс таңбалы электрондар қабықшалары (орбиталар) орналасқан. Ядроның заряды шама жағынан барлық электрондардың зарядтарының қосындысына тең болғандықтан, атомның қалыпты жағдайдағы заряды нөлге тең.

Ортасында ядро орналасқан, айналасында электрондар айналып жүргенін атомның бейнесін Резерфорд-Бор моделі деп атайды.

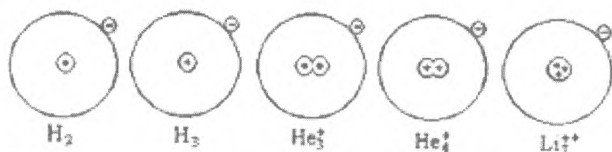
Атомның химиялық қасиеттері оның электрондар орналасқан қабықшалары арқылы анықталады. Өсіресе соңғы қабықшасында орналасқан электрондар арқылы. Олар атомды оңай қалдырып, басқа атомдармен химиялық реакцияға түсе алады. Ол электрондар – валенттік деп аталады. Валенттік электронынан айырылған атом оң зарядталған ион, ал артық электрон қосып алған атом теріс ион деп аталады.

Атомның өлшеміне келсек мөлшермен  $10^{-8}$ -ден  $10^{-7}$  см, ал ядроның диаметрі  $10^{-13}$ – $10^{-12}$  см. Атомның сыртқы өлшемі оның соңғы валенттік электроны орналасқан қабықшаның радиусымен анықталады. Массалары жағынан қара-

стырсақ атомның салмағы түгелдей дерлік оның ядросында орналасқан (99,95 %).

Сутегі атомы үшін кванттық механика заңдылықтарын, Бор постулаттарын қолданып, оның көптеген қасиеттерін түсіндіріп көрдік. Енді сутегіге ұқсас атомдарды, дәлірек айтсақ иондарды қарастырайық.

Сутегінің негізгі қасиеті оның орбиталарында бір электрон ғана орналасқандығымен анықталады. Олай болса, орбиталарында иондалу нәтижесінде бір ғана электрон қалған атомдарды – сутегіге ұқсас атомдар қатарына жатқызып, оларға да сутегіге арналған формулаларды қолдануымызға болады. Ол атомдар мыналар:



Бұл атомдарға ортақ бір физикалық заңдылықтарды қолдануымызға болады. Соның нәтижесі төмендегі кестеде көрсетілген:

	Сутегі атомы	Сутегі сияқты атомдар
ядро заряды	$+e$	$+ze$
электрон орбитасының радиусы	$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 n^2 \hbar^2}{me^2}$	$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 n^2 \hbar^2}{mze^2}$
электронның энергиясы	$E_n = -\frac{me^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}$	$E_n = -\frac{mze^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}$

Күрделі (көп электронды) атомдарда да электрондардың сутегі атомындағы сияқты кванттық механика заңдылықтарына бағынады. Бірақ электрондардың саны өте көп болғандықтан және олардың таңбалары теріс болғандықтан бірін-бірі теуіп, траекторияларына аздаған өзгерістер енгізеді. Бұл өзгерістерді есептеуге болады, бірақ дегенмен ол көп қиыншылық туғызады.

Атом орбитасында айналып жүрген электрондар көптеген жаңа кванттық қасиеттерге ие болады. Ендігі жерде соларға тоқталып өтейік.

## 2.5. Электрон спині. Кеңістіктің квантталуы

Электрондар планеталар сияқты өз өсінің бойында да айналуы мүмкін деген ойды алғашқылардың бірі болып айтқандар жас ғалымдар Юленбек пен Гаудсмит еді. Олар 1925 жылы электрондар үшін **спин** ұғымын кіргізді. Олар атом ішіндегі электрондар өз өсінің айналасында зырылдауық сияқты үнемі қозғалыста болады деп тұжырымдады. Бұл ұсыныс классикалық физика тұрғысынан қарағанда мүмкін емес еді, себебі ондай жағдайда электронның беткі қабаты жарық жылдамдығынан да үлкен жылдамдықпен қозғалуы тиіс екен. Классикалық физикада мүмкін құбылыстар кванттық физикада болатынына күмән жоқ және біз оған үйрене беруіміз керек.

Спин ағылшын тілінен аударса зырылдауық, ұршық деген мағына білдіреді екен. Сонымен **спин** деп электронның немесе басқа элементар бөлшектің өз өсінің қасындағы айналмалы қозғалысының моментін айтады. Кванттық механикадағы басқа физикалық шамалар сияқты спин де квантталған. Өр бөлшек үшін спин тұрақты шамаға тең.

Бөлшектің заряды сияқты спинде оның мызғымас фундаментальды қасиеті болып табылады. Электронның спині тек бір мәнге ғана тең, ол

$$L_s = \sqrt{S(S+1)} \cdot \hbar \quad (43)$$

$L_s$  – электронның меншікті импульс моменті,  $S$  – спиндік кванттық сан. Электрон үшін  $S$ -тің мәні  $1/2$  болғандықтан оның механикалық моменті  $L_s$  мынаған тең:

$$L_s = \sqrt{\frac{1}{2} \left( \frac{1}{2} + 1 \right)} \cdot \hbar = \frac{\sqrt{3}\hbar}{2}.$$

Спиндік кванттық сан басқа кванттық сандар сияқты жиі қолданылмайды. Бұл оның бір-ақ мәнге ие болуынан шығып тұр. Электронның спині тұрақты болғандықтан ол атом ішіндегі кванттық жағдайларға айтарлықтай өзгеріс енгізе алмайды.

Меншікті импульс моментінің  $Z$  өсіне проекцияларының саны мына формуламен анықталады:  $(2S+1)$ .

Мысалы, электрон үшін проекциялары екеу

$$L_{sz} = m_s \hbar \quad (44)$$

$m_s$  – магниттік спиндік кванттық сан деп аталады, оның мәндері мынадай:  $m_s = \pm 1/2$ .  $m_s = 1/2$  болса, спиннің бағыты жоғары бағытталған, ал егер  $m_s = -1/2$  тең болса, спиннің бағыты төмен қарай (Z өсіне қарағанда) бағытталғандығын көрсетеді.

Электрон зарядталған бөлшек бола тұра айналып тұрса оның беткі қабаты электр тогын туғызып, соған байланысты кішігірім магниттік момент туғызуы да мүмкін. Сондықтан электронның магниттік моменті бар деп батыл айтуымызға болады. Ол да фундаментальды тұрақтылар қатарына жатады. Сонымен бөлшектің магниттік моменті ( $\mu_s$ ) төмендегі формула арқылы табылады:

$$\mu_s = 2 \left( \frac{e}{2m} \right) \cdot L_s \quad (45)$$

немесе

$$\frac{\mu_s}{L_s} = 2 \left( \frac{e}{2m} \right) \quad (46)$$

Бұл формула гиромангниттік қатынас деп аталады. Мұндағы  $e$  – электронның заряды,  $m$  – электронның массасы.

Бұл қатынасты экспериментті түрде есептеу оңай. Протонды электрон айналады десек, протонның өсерінен электронға магнит индукциясы  $\vec{B}$  өсер етеді.

Осы индукцияның бағыты Z-ке бағытталған болғандықтан  $\vec{B} \parallel Z$ , олай болса осы спиннің проекциясын түсіруге болады.

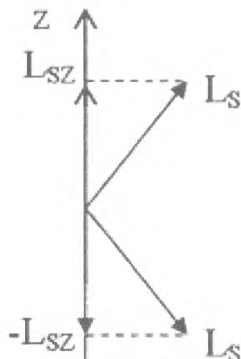
$m_s$  – спиннің магниттік кванттық саны.

$$L_{sz} = m_s L_s \quad (47)$$

Мұндағы  $L_{sz}$  – спиннің магниттік индукцияға проекциясы.

$$m_s = \pm \frac{1}{2}; \quad L_{sz} = \frac{1}{2} L_s; \quad L_{sz} = -\frac{1}{2} L_s.$$

Осымен атом ішіндегі электрондардың қозғалысы және атомдардың қасиеттері 4 кванттық сандар жиыны арқылы көрсетіледі. Олар:



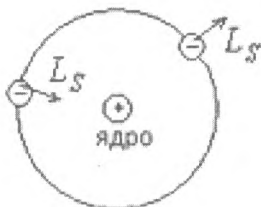


$n$  – негізгі кванттық сан,  $n = 1, 2, 3, \dots, \infty$ .

$l$  – орбиталдық кванттық сан,  $l = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$ .

$m$  – магниттік кванттық сан  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ .

$m_s$  – спиндік магниттік кванттық сан,  $m_s = \pm \frac{1}{2}$ .



Мысалы, 2 электрон бір орбитада болсын делік, онда олардың кванттық қасиеттерін кванттық сандар арқылы көрсетеміз.

$n$	$l$	$m$	$m_s$
1	0	0	$-1/2$
1	0	0	$1/2$

Бұл схема Паули принципімен түсіндіріледі.

Суреттен көріп тұрсыздар, бір электронның спиі жоғары бағытталса, екіншісінің спиі төмен бағытталған. Бұл, екі электронның өз өстерінің бойында айналулары қарама-қарсы бағытта өтетінін көрсетеді.

## 2.6. Паули принципі

Бірдей бөлшектер кеңістікте орындарын ауыстырған кезде олар толқындық функциясының таңбасын өзгертуі де, өзгертпеуі де мүмкін. Мұндай функцияны симметриялы немесе антисимметриялы функция деп атайды. Егер система бір-біріне тәуелсіз екі электроннан тұратын болса, оның толқындық функциясы әр электронның толқындық функцияларының көбейтіндісіне тең болады. Жоғарыда қарастырылған суперпозиция принципі бойынша системаның толқындық функциясы осы көбейтінділердің сызықтық комбинациясын құрайды.

Сонымен, симметриялы функция

$$\Psi_s = \frac{1}{\sqrt{2}} [\Psi_1(1)\Psi_2(2) + \Psi_1(2)\Psi_2(1)] \quad (48)$$

антисимметриялы функция

$$\Psi_a = \frac{1}{\sqrt{2}} [\Psi_1(1)\Psi_2(2) - \Psi_1(2)\Psi_2(1)] \quad (49)$$

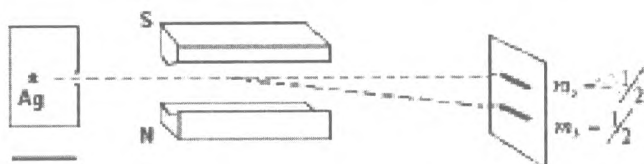
Мұнда Паули принципі ескеретін антисимметриялы функция. Екі электронның төрт кванттық сандары бірдей

болса, яғни  $\Psi_1 = \Psi_2$  болса, онда электрондардың орын ауыстыруы кезінде симметриялы толқындық функция (48) өзгермейді, ал антисимметриялы толқындық функция нөлге тең болады, немесе  $\Psi_a = 0$ . Сонымен антисимметриялы функция құрамында бірдей төрт кванттық саны бар екі электроннан тұратын күйлердің ғана ықтималдығын нөлге айналдырады. Паули принципі кванттық механика тұрғысынан осылайша түсіндіріледі.

Сонымен В.Паули принципі мына түрде тұжырымдауға болады: атом ішінде 4 кванттық саны бірдей 2 электрон болмайды, әрі кетсе 3 кванттық саны бірдей болады да, 4-ші спиндері қарама-қарсы бағытталады. Алдыңғы суреттегі электрондар сияқты. Осыны Паули принципі деп атайды. Паули принципіне сүйеніп атомдардың қай орбитасында қанша электрон бар екендігін есептеуге болады.

### Штерн-Герлах тәжірибесі

1925 жылы неміс ғалымы Штерн мен Герлах тәжірибе жүзінде спиннің бар екендігін дәлелдеген. Тәжірибенің суретінде пештің ішіне күміс салынған, қызған күмістен энергиялы атомдар бөлініп, тесіктен шыға бастайды.



Пештің ішінде күміс элементтері бар материал қыздырылады, күмістің соңғы орбитасында бір электрон болғандықтан күміс атомының спині  $L_s = \frac{\sqrt{3}\hbar}{2}$ , ал  $m_s = \pm \frac{1}{2}$  болады да, 2 проекцияға ие болады. Осы күмістің пештен ұшып шыққан атомдарының жолына өте күшті магнит өрісін қойсақ, спиннің проекциясы теріс болған атомы жоғары кетеді де, ал проекциясы оң болған атом төмен кетіп, экранда екі жолақ тудырады. Тәжірибенің нәтижесінде осы екі жолақтардың бар екендігі дәлелденген. Олай болса спиннің бар екендігі де дәлелденді деген сөз.

Осы тәжірибенің нәтижесінде гиромагниттік қатынас та табылған. Бұл тәжірибе өте үлкен рөл атқарды. Спиннің бар екендігі табылған соң кванттық механиканың барлық теориясының дұрыстығы дәлелденген.

## 2.7. Атомның спектр сызықтарының жұқа құрылымы

Атом спектрін құралдармен қарағанда жіңішке сызықтар көреміз. Егер құралдың ажырату қабілеттілігін арттырсақ жаңағы жіңішке сызығымыз тағы да екіге бөлінеді. Осыны атом спектрінің жұқа құрылымы деп атайды.

Оның пайда болу себебі электрондардың спины (оның пайда болу себебі) мен электрондардың орбиталық механикалық моменттерінің арасында өзара байланыс пайда болады. Ол  $L_S$  пен  $L$ -дің арасындағы өзара байланыс. Осы әсерден пайда болған энергия  $\Delta E_S = 2m_s \cdot B\mu_B$ ,  $m_s = \pm 1/2$ ;  $B$  – протонның магнит өрісінің индукциясы.  $B = 14$ Тл (сутегі үшін);  $\mu_B$  – Бор магнитоны,  $\mu_B = 9,3 \cdot 10^{-24}$ Дж · Тл<sup>-1</sup>.

Электрондардың орбитадағы энергиясы (ол екеу болады)

$$E_{э1} - E_{э2} = h\nu$$

$$E_\gamma = h\nu$$

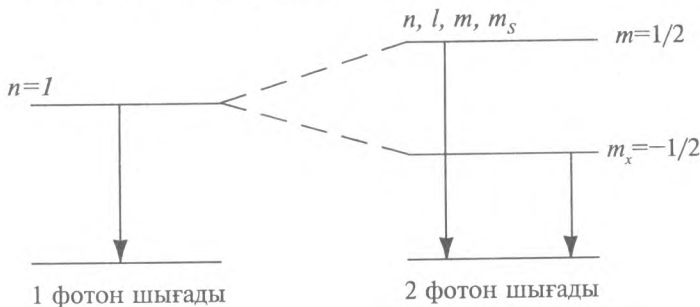
$$E_\gamma^* = E_\gamma + \Delta E_S$$

$E_\gamma^*$  – фотонның энергиясымен және спин энергиясын қоса есептеген толық энергия.

Мысалы сутегі үшін

$$E_n = -\frac{me^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 h^2 n^2} + 2m_s \mu_B B \quad (48)$$

Осының спектрін салсақ,



Спин – орбиталдық әсерден пайда болған сол жақтағы спектр сызығының екіге жіктелгенін көреміз.

## 2.8. Бөлшектердің ажыратылмаулығының принципі

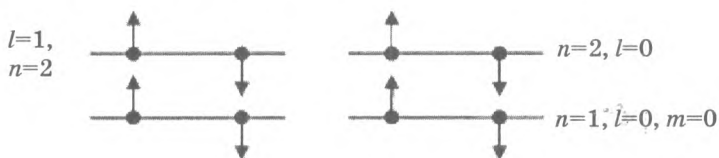
Элементар бөлшектерді (электрон, протон, нейтрон) бір-бірінен ажырату өте қиын. Себебі бір типтес бөлшектердің массалары бірдей және қай жерде болмасын бірдей заңдылыққа бағынады.

Мысалы: Космостық сәулелер ішіндегі бөлшектер жердегі бөлшектерден ешқандай айырмашылығы жоқ.

Кванттық механика бойынша бірдей жағдайда тұрған бөлшектердің толқындық функциялары да бірдей. Осы принцип бөлшектердің ажыратылмаулығының принципі деп аталады немесе ұқсастық принцип деп аталады. Бұл принципті атомдарға да қолдануға болады.

## 2.9. Паули принципін қолдану

Паули принципін қолданатын жерлердің бірі атомдарының ішіндегі электрондарды орбитаға (қабықшаға) орналастыру. Мысалы:



Мұндағы, стрелка – спиннің бағытын көрсетеді, нүктелер – электрондар.

$$l = 0, 1, 2, \dots, (n-1); \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Осылайша электрондарды орналастырады.

## 2.10. Бірдей бөлшектер системасының кванттық механикасы

Бөлшектер саны көп болғанда оларды бір заңдылықпен орналастыру қажет. Ондай заңдылықтарды статистика деп атайды. Ол үшін олардың спиндеріне көңіл бөлінеді:

а) Спиндері  $S$  бөлшек сан болып келген элементар бөлшектер Паули принципіне бағынады да, олар үшін қолданы-

латын заңдылықты Ферми-Дирак статистикасы деп атайды. Спині:  $S = \pm 1/2; \pm 3/2; \pm 5/2$ .

Осы статистикаға бағынатын бөлшектерді фермиондар деп атайды. Электрон, нейтрон, протон фермиондарға жа-тады.

б) Спиндері ( $S$ ) бүтін сан болып келген бөлшектерге қолданылатын заңдылықты Бозе-Эйнштейн статистикасы деп атайды.

$$S = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Осы статистикаға бағынатын бөлшектерді Бозондар деп атайды. Мысалы: фотон, гелий атомы,  $\pi$ -мезон бөлшектері т.б.

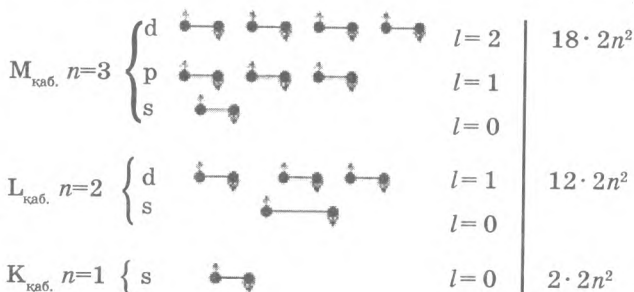
Бұл статистикада Паули принципі қолданылмайды. Сондықтан бір деңгейде өте көп бөлшектер болуы мүмкін. Немесе 4 кванттық саны бірдей бөлшектердің саны шексізге дейін жетуі мүмкін. Осы статистикаға негізделіп лазерлер жасалады.

## 2.11. Атом орбиталарындағы электрондардың орналасуы

Электрондардың орналасуы Ферми-Дирак статистикасы арқылы есептелінеді, яғни Паули принципін пайдаланамыз. Атомның орбитасының қабықшасын мынадай әріптермен белгілейміз.

	K	L	M	N	O	P	Q	Қабықшаның аты
$n$	1	2	3	4	5	6	7	Негізгі кванттық сан

	s	p	d	f				Орбиталық формасының көрінісі
$l$	0	1	2	3	4	5	6	Орбиталық кванттық сан



Әрбір қабықшадағы электрондардың саны  $2n^2$  бойынша табылады, ал қабықшаның деңгейіндегі /қаб-ң саны/ электрондар саны мына формуламен шығады:  $2(2l+1)$ .

Схемада пайда болған электрондар саны  $z=28$ . Бұл атом инертті газ болуы тиіс, яғни электрондар қабықшалары толтырылып біткен.

## 2.12. Менделеевтің таблицасы

Менделеев өзінің таблицасын элементтердің химиялық қасиеттеріне, массасына, валенттілігіне қарап отырып құрған.

Осы таблицасы кванттық механика пайда болған соң теориялық негіз тапқан. Таблицада тұрған элементтер соңғы группада болса, онда олар инертті газдар болады. Себебі барлық қабықшалар толтырылған. Ал I группадағы элементтер келесі қабықшада I электронның пайда болғандығын көрсетеді. Олай болса, олар бір валенттілігін көрсетеді. Бұл электрон – валенттілік электрон деп аталады. Сол сияқты 2 группада тұрған элементтерде 2 валенттік электронның пайда болғанын көрсетеді.

## 2.13. Рентген сәулелері

Оптикалық спектрдің ультракүлгін алқабының қысқа толқындық шетінен рентген спектрі деп аталатын спектрдің бір ерекше алқабы басталады. Бұл спектрлік алқапқа жататын сәуленің толқыны жалпы алғанда ультракүлгін сәуленің толқынынан қысқа болады. Осындай өте қысқа толқынды ерекше сәулелер рентген сәулелері деп аталады. Бұл сәулелерді ең алғаш, 1895 жылы неміс физигі Рентген тапқан.

## 2.14. Рентген сәулелерінің қасиеттері

1. Рентген сәулелері кәдімгі жарық сәулелері өте алмайтын ағаш шыны, тері, мата, қара қағаз сияқты денелерден өте алады. Алтын, темір, барий сияқты заттардан нашар өтеді, дәлірек айтқанда рентген сәулелері ауыр атомдардан құрылған тығыз заттардан гөрі жеңіл атомдардан түзілген тығыз емес заттардан жақсы өтеді.

2. Рентген сәулесі түскен фотопластинка кәдімгі жарық түскендегідей қараяды.

3. Рентген сәулесінің өсерінен ауаға және басқа газдарға электр өткізетін қасиет пайда болады, өйткені олар рентген сәулелерінің өсерінен иондалады.

4. Рентген сәулелері түскен кейбір заттар жарық шығарады. Өсіресе платинасинордоты барийден жасалған экран жақсы флюорисенцияланады.

5. Рентген сәулелеріне электр өрісі мен магнит өрісі өсер етпейді. Атап айтқанда электр мен магнит өрістерінің өсерінен рентген сәулелерінің таралу бағыты өзгермейді.

## 2.15. Рентген сәулелерінің спектрлері

### 1. Тұтас спектр.

Егер рентген түтігінің анодына соғылып бөгелетін электрондардың энергиясы белгілі бір мөлшерден аз болса, онда анодтан таралатын рентген сәулелерінің толқындарының ұзындығы ( $\lambda$ ) әр түрлі болып үздіксіз өзгереді, мұндай сәулелер «Ақ» рентген сәулелері деп аталады.

Тұтас рентген спектрінің пайда болуының себебі мынадай: өте шапшаң қозғалып келе жатқан электрондар анодқа енеді, оларға Анод заты атомдардың ішінде бөгеуші күш өсер етеді де, олардың жылдамдығы кемиді. Осының нәтижесінде электромагниттік импульс пайда болады. Осындай электромагниттік импульсті жіктегенде сәулелер толқындарының ұзындығының мәндері үздіксіз өзгереді. Сондықтан бөгеліс рентген сәулесінің спектрі тұтас спектр болып табылады.

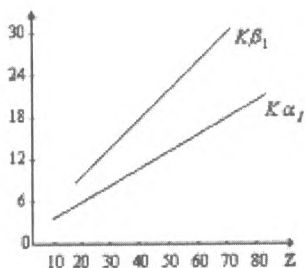
### 2. Сызықтық рентген спектрі.

Егер анодқа соғылатын электрондардың энергиясы бір белгілі шамаға тең немесе одан артық болса, онда анодтың жоғарыда айтылған бөгеліс рентген сәулелерінен басқа рентген сәулелері таралады.

Оның спектрі дара сызықтардан түзіледі, яғни сызықтық спектр болады. Сөйтіп рентген сәулесінің спектрлері тұтас спектр және сызықтық спектр деп аталатын екі түрге бөлінеді. Сызықтық спектр алу үшін берілген рентген түтігіне жұмсалған кернеу белгілі бір шамадан артық болуы қажет, ал тұтас рентген спектрі кернеуі ол шамаға жетпей-ақ байқалады. Олай болса сызықтық спектр мен тұтас спектр бірге байқалады.

## 2.16. Мозли заңы

Егер горизонталь өстің бойына электрдің атомдық нөмерлері вертикаль өстің бойына олардың, мысалы  $K_{\alpha}$ ,  $K_{\beta}$  – сызықтық тербеліс жиілігінің квадрат түбірлері  $\sqrt{\nu}$  алынса, сонда  $\sqrt{\nu}$  шамасының  $z$ -ке байланысты өзгеруі түзу сызық түрінде кескінделеді. Бұл түзудің теңдеуі жуықтап алғанда мына түрде жазылады:



$$\nu = C(z-1)^2 \quad (1)$$

Мұндағы  $C$  – тұрақты шама, тәжірибеге қарағанда  $K$  – сызығы үшін  $C = \frac{3}{4}R$  ( $R = \text{const}$ ). Енді бірінші теңдеуді мына түрде жазуға болады:

$$\nu = \frac{3}{4}R(z-1)^2$$

немесе

$$\nu = R(z-1)^2 \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) \quad (2)$$

Сонымен (2) теңдік берілген элементтердің  $K$  сызығының тербеліс жиілігінің формуласы болады.

Жалпы сипаттауыш рентген сәулесінің спектрінің әрбір сериясына арнап бірінші теңдікке ұқсас теңдеу жазуға болады. Сонда  $\nu$  мен  $z$  арасындағы байланысты жалпы мына түрде өрнектеуге болады:

$$\nu = a(z-b),$$

мұндағы  $a$  мен  $b$  әрбір сызық үшін белгілі мәні бар тұрақты шамалар. Сөйтіп сипаттауыш рентген сәулесінің тербеліс жиілігінің квадрат түбірі элементтің атомдық нөмірінің сызықтық функциясы болады. /Мозли заңы/. Тәжірибеге сүйеніп тағайындайтын бұл заңды кванттық теория бойынша толық баяндауға болады. Мозли заңының рентген спектрлерін зерттеу ісінде маңызы зор. Рентген сәулелерін медицинада науқас кісінің ауруын анықтау үшін және кейбір ауруды емдеу үшін пайдаланылады.



## III тарау

### ЯДРОЛЫҚ ФИЗИКА

#### 3.1. Ядроның құрылымы

1911 жылы Э. Резерфорд тәжірибе жүзінде атомның ортасында салмағы (өте) ауыр кішкене бөлшек бар екенін тапқан, ол бөлшектің таңбасын оң деп анықтаған. Ядроның мөлшерінің кішкентайлығы сондай, егер атомды бөлме деп есептесек, ядро иненің көзіндегі ғана болады екен. Ал диаметрі  $10^{-14}$  м.

Кванттық механика атомның қасиетін жақсы түсіндірген, сонан оны ядролық физикада да қолдана бастаған, бірақ атом физикасындағыдай жақсы нәтиже көрсете алмады. Бұған себеп бөлшектің ядро ішіндегі бөлшектер арасындағы тартылыс күші. Бұл күш – ядролық күш деп аталады. Табиғатта кезігетін күштердің ішіндегі ең күштісі – ядролық күш.

**Ядроның сипаттамалары.** Ядроның құрылысы 1932 ж. ғана нейтрон бөлшегі ашылған соң анықталды. Нейтронды тапқан Чедвиг. 1932 ж. ядроның 1-ші моделін ұсынған. Оны Чедвиг-Иваненко моделі деп атайды. Бұл модель бойынша ядро протон мен нейтроннан тұрады. Протон мен нейтронның массалары мөлшермен бірдей. Сондықтан екеуін бір сөзбен нуклон деп атайды. Нейтронның заряды – 0, протонның заряды оң заряд. Олай болса ядроның заряды протонның санымен анықталады. Біздің  $X$  деген элементтің ядросы болсын, зарядын  $Z$  деп белгілейміз.

${}^A_Z X, Z$  – протон саны,  $A$  – ядроның массасы.

Нейтронның саны  $N = A - Z$ . Мысалы  ${}^{27}_{13} Al, Z=13, A=27, N=A-Z$ .

Ядролар 3 түрлі болып топталады:

а) реттік номері  $z = \text{const}$ , мұндай ядроларды **изотоптар** деп атайды. Мысалы,  ${}^1_1 H$  – сутегі,  ${}^2_1 H$  – дейтерий,  ${}^3_1 H$  – тритий.

Қалайының  $50^{S_n}$  10-изотопы бар.

б)  $A = \text{const}$  болса, мұндай ядроларды **изобара** деп атайды, яғни массалары бірдей ядроларды айтамыз. Мысалы,  ${}^{16}_8 O, {}^{16}_7 N, {}^{16}_6 C$  – изобаралар.

в)  $N = \text{const}$  – изотондар деп атаймыз.

г) Ядроның радиусы  $R = r_0 \cdot A^{1/3}$ ,  $A$  – атомдық сан,  $r_0 = 1,2 \cdot 10^{-15}$  м (const). Мысалы, 1 – элемент үшін есептейік:  $Al$ ,  $A=27$  (алюминий).

$$R = r_0 \sqrt[3]{27} = 1,2 \cdot 10^{-15} \cdot 3 = 3,6 \cdot 10^{-15} \text{ м.}$$

д) Ядроның тығыздығы:  $\rho = \frac{M}{R^3} \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ т/м}^3$ .

### 3.2. Ядролық күш және оның қасиеттері

1935 ж. жапон физигі Хидеки Юкава деген кісі ядролық күштердің потенциалын тапқан,  $U = -g^2 \frac{e^{ar}}{r}$ ;  $r$  – ради-

ус,  $a = \frac{mc}{\hbar}$ ,  $m$  –  $\pi$  – мезонның массасы,  $g$  – ядролық күштің потенциалдығы. Ядролық күштің 1 нуклоннан 2 нуклонға таралуын түсіндіру үшін, Юкава  $\pi$  – мезон деген бөлшек енгізген. Ол кезде бұл бөлшек белгісіз болатын. Осы бөлшек табылса Юкаваның теориясы дұрыс болар еді. Эксперименттер нәтижесінде бұл бөлшек кейін табылған.  $\pi$  – мезон 3 түрлі болады:  $\pi^0$ ,  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ .

### 3.3. Ядролық күштің негізгі қасиеттері

а) Жақыннан әсер етуі  $10^{-15}$  м дейінгі арақашықтықта әсер етеді, арақашықтық өсе бастаса бұл күш кенеттен азаяды. Сондықтан ядродан тыс жерлерде бұл күш әсер ете алмайды.

б) Зарядқа байланыссыздығы. Мысалы, протон мен протон арасындағы ядролық күш нейтрон мен нейтрон арасындағы немесе нейтрон мен протон арасындағы күшке тең, яғни ядролық күш зарядқа байланыссыз.

в) Бұл табиғаттағы ең күшті күш. Сондықтан ядролар шашырамайды, төгілмейді, ядро бар болса, атом бар, атом болса заттар мен молекулалар бар.

г) Қанығу қабілеті бар. 1 нуклон өзінің қасындағы нуклонды тартып тұра алады, оның әр жағындағыға әсер етпейді. Ядролық күш ядроны ыдыратпай ұстап тұратын байланыс энергиясын туғызады.

### 3.4. Байланыс энергиясы және масса дефектісі

Ядроны құрайтын бөлшектер, протон мен нейтрондар біріккен кезде, ядроның салмағы соны құрастыратын протондар мен нейтрондардың салмақтарының қосындысынан аз болып шығады екен. Яғни масса жоғалған сияқты болады. Осыны масса дефектісі деп атайды.

$$M_{\text{я}} < Z m_p + N m_n$$

$\Delta m$  – масса дефектісі.

$$\Delta m = (Z m_p + N m_n) - M_{\text{я}}$$

$m_p$  – протонның массасы,  $m_n$  – нейтронның массасы,  $M_{\text{я}}$  – ядроның массасы. Бұл масса жоғалмайды ( $\Delta m$ ), ол байланыс энергиясын түзеуге жұмсалады.

$E_{\text{с}} = \Delta m \cdot C^2$  – Эйнштейн формуласы.

$C$  – жарық жылдамдығы,  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с.

Байланыс энергиясын ( $E$ ) МЭВ арқылы есептейді.  $m = \text{м.а.б.}$  1 м.а.б. = 931 МЭВ. м.а.б. – массаның атомдық бірлігі.

$$m_n = 1,001 \text{ м.а.б.}, m_n = 1,001 \cdot 931 = 940 \text{ МЭВ.}$$

### 3.5. Радиоактивтік ыдырау

Радиоактивтік ыдырау деп  $\alpha$ ,  $\beta$  және  $\gamma$  бөлшектерін шығару арқылы ядроның бір түрден екінші түрге ауысуын айтамыз. Радиоактивтік ыдырау кезінде ядроның массасы және заряды өзгереді. Олай болса, бір элемент екінші химиялық элементке айналады. Радиоактивтік ыдырауды 1898 жылы француз ғалымы Анри Беккерель ашқан. Ол уран тұздарын байқамай фотопластинканың үстіне қойғанда тұздың бейнесі түсіп қалған. Осылайша ойламаған жерден жаңа құбылыс ашылады. Осы еңбегі үшін 1903 ж. Анри Беккерель Нобель сыйлығын алған. Беккерель еңбектерін Кюрилер жалғастырады. Олар бірінші радиоактивтік элементті қолдана бастады. Ол элементті «полоний» деп атаған. Осы элемент радиоактивті болып шыққан. Бұдан кейін «радий» деген элементті тапқан. Полоний элементі – Po, радий элементі – Ra. Осы элементті тапқаны үшін Кюрилер екінші рет Нобель сыйлығын алған. Осылайша радиоактивтік құбылыстарды зерттеу басталады. Ядролық физика

негізінен радиоактивтік құбылыстарды зерттеу нәтижесінде дамыған.

$\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  бөлшектерін қарастырайық.

а)  $\alpha$ -бөлшек, гелий атомының ядросы,  $He_2^4$  бөлшектің заряды +2-ге тең, яғни,  $Z=2$ ,  $A=4$ .  $\alpha$ -бөлшек ауыр элементтердің реттік нөмері 82-ден үлкен ауыр элементтердің ыдырауы кезінде пайда болады. Бұл элементтердің ыдырауы тізбектеліп өтіп отырады. 1-элементтен 2-элемент түзіледі. Бірақ бәрінің соңы қорғасынға келіп тіреледі. Ал қорғасын ыдырамайтын элемент.

б)  $\beta$ -бөлшек электрон мөн позитроннан тұрады. Егер  $\beta^-$ ,  $e^-$  болса, онда электрон, ал  $\beta^+$ ,  $e^+$  болса, онда позитрон болады.  $\beta$ -бөлшегін шығаратын бөлшектөрді  $\beta$ -ыдырау,  $\beta$ -радиоактивтері деп атайды.  $\beta$ -ыдырау жеңіл элементтерде де, ауыр элементтерде де кездеседі. Ең жеңіл радиоактивті элемент тритий –  $H_1^3$ .

в)  $\gamma$ -бөлшегі радиоактивтік толқын. Оның табиғаты рентген сәулесі мен жарық сәулесі сияқты. Айырмашылықтары толқын ұзындықтарында. Сондықтан  $\gamma$ -бөлшектің энергиясы орасан зор.  $\gamma$ -бөлшегінің заряды 0-ге тең, массасы да 0-ге тең.  $\gamma$  сәулесі  $\alpha$ -ыдырау мен  $\beta$ -ыдырау кезінде қосымша бөлініп шығады. Жекелей  $\gamma$ -ыдырау деген жоқ. Радиоактивті элементтердің алғашқы атомдарының саны  $N_0$  болсын, ыдыраған атомдар саны –  $dN$ ,  $dt$  – уақыт бірлігі.

$$\frac{dN}{N} = w - \text{ыдыраудың ықтималдығы.}$$

$$\frac{dN}{dt} = A - \text{уақыт бірлігіндегі ыдыраудың активтілігі,}$$

бұл тұрақты сан.

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N, \lambda - \text{ыдырау тұрақтысы.}$$

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\int_0^t \lambda dt; \ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t = \ln e^{-\lambda t}; \frac{N}{N_0} = e^{-\lambda t}.$$

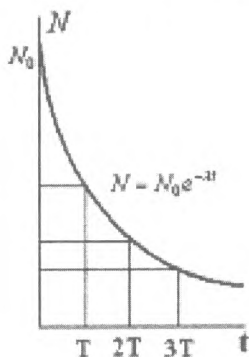
$N = N_0 e^{-\lambda t}$  – радиоактивтік ыдырау заңы.  $N$  – ыдыраған атомдар саны;

$N_0$  – алғашқы атомдар саны;  $\lambda$  – ыдырау тұрақтысы.

### 3.6. Жартылай ыдырау периоды. Өмір сүру уақыты

Жартылай ыдырау периоды деп бастапқы атомдардың жартысының ыдырауына кеткен уақытты айтамыз. Оны  $T$  өрпімен белгілейміз:

$$N = \frac{1}{2} N_0; \frac{1}{2} N_0 = N_0 e^{-\lambda t}; \frac{1}{2} = e^{-\lambda t} = \frac{1}{e^{\lambda t}}; 2 = e^{\lambda t}$$



$$\ln 2 = \lambda t; T = \frac{\ln 2}{\lambda}.$$

Енді керісінше период белгілі

$$\text{болса, } \lambda = \frac{\ln 2}{T}; \lambda = \frac{0,693}{T}, T = 1590$$

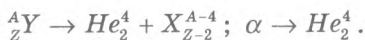
жыл.

Радиоактивті элементтердің өмір сүру уақыты деп бастапқы атомдардың  $e$  есе азаюына кеткен уақытты айтамыз.  $e = 2,7$ .

$$N = \frac{N_0}{e}; 1 = \lambda t; t\text{-ны } \tau\text{-ға ауыстырсақ: } \tau = \frac{1}{\lambda}; \tau > T.$$

### 3.7. $\alpha$ -ыдырауы

$\alpha$ -бөлшегін шығаратын элементтердің реттік нөмері  $Z \geq 84$ ,  $A \geq 208$ . Осындай сандары бар элементтер  $\alpha$ -ыдырауына қатысады. Осы кезде ядролық ыдырау мынаған тең:



Мысалы: Палладий элементін қарастырайық:

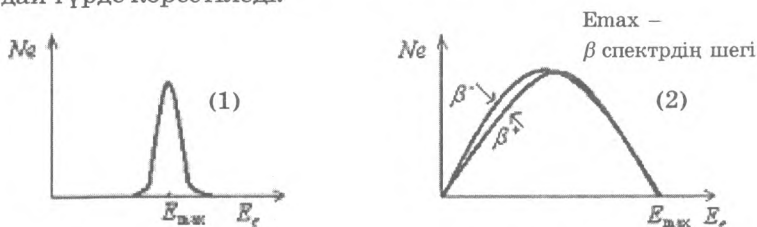


$\alpha$ -ыдырау қорғасынға жеткенше жалғаса береді.

Альфа-ыдырау кезінде өте үлкен энергия бөлініп шығады. Пайда болған  $\alpha$ -бөлшек 2 электрон қосып алып Гелий атомына айналады.

### 3.8. Бета ( $\beta$ )-ыдырау

$\beta$ -бөлшектер электрон мен позитроннан тұрады.  $\beta$ -ыдырау кезіндегі пайда болған бөлшектердің энергиясы мынадай түрде көрсетіледі:



Бета бөлшектің энергетикалық спектрі мынадай болуы тиіс еді (1). Бірақ эксперимент көрсетуі бойынша (2) суреттегі сияқты. Көп уақытқа шейін бета-спектрдің осындай болуы түсініксіз болған. Бұны түсіндірген В.Паули болды. Оның айтуы бойынша  $\beta$ -спектрдің жалпақ болу себебі  $\beta$ -бөлшекпен қатар тағы бір нейтрино бөлшек пайда болады екен. Энергия осы екі бөлшектің арасында бөлінгендіктен спектрі жалпақ болады. Бір кезде электронға көп бөлінсе, нейтриноға аз бөлінеді, ал басқа жолы керісінше. Бета-ыдырау былай жазылады:  $H_2^3 \rightarrow He_2^3 + \beta_{-1} + \tau$ .

Бета-ыдырау кезінде электрон бөлініп шықса, оған қоса антинейтрино бөлініп шығады, ал позитрон бөлініп шықса, оған қоса нейтрино шығады. Позитрон электронның актив бөлшегі.

### 3.9. Гамма ( $\gamma$ )-ыдырау

$\gamma$ -сәулесі электромагниттік толқын болғандықтан, рентген сәулесі сияқты өте өтімтал бөлшек болып есептеледі.  $\gamma$ -сәулесі қалыңдығы 1 метр бетон қабырғадан өте алады, немесе 5 см қорғасыннан өте алады.  $\gamma$ -сәулесі ядролық реакцияға қатысып ядроны бөлшектейді. Ондай  $\gamma$ -сәуленің энергиясы 10 МэВ артық болады.  $1 \text{ МэВ} = 10^6 \text{ эВ}$ .

$\gamma$ -ыдырау жеке түрде бола алмайды. Ол ядролық реакция нәтижесінде  $\alpha$ - және  $\beta$ -ыдырауды аяқтап жүреді.

### 3.10. Фотоядролық реакция

Гамма-сәулелері рентген сәулелеріне өте ұқсас, ол екеуі де электромагниттік толқындар қатарына жатады. Бірақ



1-сурет

$\gamma$ -сәулелері рентгенге қарағанда өте қуатты. Дегенмен, гамма сәулелерінің толқын ұзындықтары әлдеқайда қысқа. Мысалы: энергиясы 1 МэВ гамма квантының  $\lambda \approx 10^{-10}$  см. Ал, квантының энергиясы 1 эВ жарық сәулесінің толқын ұзындығы  $\approx 10^{-5}$  см.

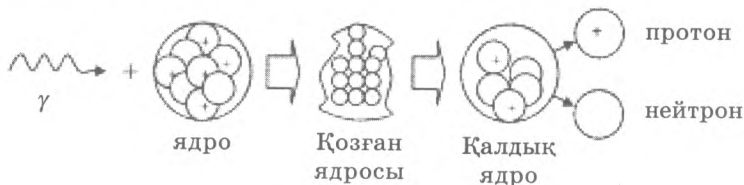
Энергиясы көп болғандықтан гамма сәулелері ядроны зерттеуде жиі қолданылып жүр. Жарық, гамма сәулелері фотондар ағыны делінетіндіктен гамма сәулелері арқылы болатын ядролық реакциялар-фотоядролық реакциялар деп аталады.

Фотоядролық реакцияны алғаш рет 1934 жылы жүзеге асырған ағылшын ғалымдары – Чедвиг пен Гольдхабер. Олар энергиясы 2,26 МэВ радиоактивті 208 элементінің ыдырауы кезінде пайда болған гамма сәулелерімен дейтерий (сутегі изотопы) ядросын атқылау арқылы мынадай ядролық реакция жүргізген (1-сурет).

Осы реакция нәтижесінде протон мен нейтрон бөлшектері бөлініп шыққан.

1. ГИГАНТ (алып деген мағынада) резонанс құбылысын совет физигі, академик А.Б.Мигдал 1945 жылы теориялық тұрғыдан болжаса, ал 1947 жылы тәжірибе жүзінде дәлелденді. Бұл барлық элементтер ядроларына тән қасиет.

Ядроға соқтығысқан фотон онымен жұтылып, нуклондарды (протон мен нейтрондарды) реттелген жүйелі қозғалысқа келтіреді. Протондар бір жаққа, нейтрондар басқа жаққа (2-сурет). Қозған ядро бір нейтрон бөлініп шыққанда



2-сурет

ғана тынышталады. Қалған ядро енді басқа ядроға айналады.

2. Кей кезде, қозған ядро өзі жұтқан фотонды қайта бөліп шығарады. Бұл құбылыс фотонның шашырауы деп аталады. Фотонның шашырау құбылысы энергиясы кез келген шамадағы гамма сәулелері арқылы білінеді. Шашырау құбылысының ықтималдығы басқа фотоядролық процестерге қарағанда өте сирек. Фотондардың шашырауы кезінде де үлкен резонанс құбылысы байқалады.

1958 жылы неміс ғалымы Р.Л.Мессбауэр фотондардың шашырауын зерттеп жүріп, ядролық гамма – резонанс – қалдық ядроның кері тебілмейтін құбылысын ашты. Бұл құбылыс кейін «Мессбауэр эффектісі» аталып кетті.

Фотоядролық реакциялар теориялық физиканың, әсіресе ядро модельдерінің дамуына көп септігін тигізді. Фотоядролық реакцияларды зерттеу үшін электронды үдеткіштер салына бастады. Ол үдеткіштер бұған қоса халық шаруашылығының, ғылымның көптеген салаларында өзінің қолданылу орнын тапты. Гамма сәулелері мен фотоядролық реакция жетістіктері техникада, тұрмыста көп қолданылады. Мысалы, табиғатта кездеспейтін радиоактивті элементтер алу, медицинада ауруларды емдеу, ауыл шаруашылығында, химия өнеркәсібінде, гамма-дефектоскопия және т.б.

Мессбауэр эффектісі мен фотондардың шашырауын зерттеуде Қазақстан Республикасы ғылым академиясының ядролық физика институтында көптен бері табысты нәтижелерге жетуде. Осы оқулықтың авторы да Ломоносов атындағы Москва мемлекеттік университетінде Гигант резонанс пен фотондардың шашырауы саласында ғылыми зерттеулер жүргізген. Ядролық Раман эффект құбылысын анықтаған (ММУ профессоры Б. Ишхановпен бірге).

### 3.11. Туннельдік өту ретінде альфа-ыдыраудың элементарлық теориясы

Радиоактивтік  $\alpha$ -ыдыраудың теориясына қысқаша тоқтап өтейік. Түсінікті болу үшін альфа-бөлшектер ядрода дайын күйінде және ол үнемі қозғалыста болады деп есептейік. Ядроны потенциалдық шұңқыр, ал оның қабырғасын потенциалдық тосқауыл деп қарастырсақ,  $\alpha$ -бөлшектер осы шұңқырда бір қабырғадан екінші қабырғаға соқты-



ғысып, босап шығуға ұмтылады. Тосқауыл энергиясы (биіктігі)  $\alpha$ -бөлшек энергиясынан артық болғандықтан, классикалық физика заңдары бойынша ол ешқашан да тосқауылдан өте алмайды. Альфа-бөлшектің ядродан ұшып шыға алатындығын тек кванттық механика ғана түсіндіреді. Ол үшін потенциалдық тосқауылды тесіп өту, туннельдік өту керек екен. Әрине, ықтималдық теориясы бойынша  $\alpha$ -бөлшектердің бәрі бір мезгілде емес, бірі ерте, бірі кеш шығып жатады.  $\alpha$ -бөлшектің ұшып шығу ықтималдығының коэффициенті

$$\lambda = K \cdot D \quad (1)$$

мұндағы  $K$  – уақыт бірлігіндегі  $\alpha$ -бөлшектің шұңқыр қабырғаларына соқтығысу сандары, ол

$$K = \frac{v}{2R} = \frac{\pi h'}{2mR^2} \quad (2)$$

мұндағы  $v$  мен  $m$  альфа бөлшектің жылдамдығы мен массасы,  $R$  – ядроның радиусы,  $D$  – потенциалдық тосқауылдың мөлдірлік коэффициенті, ол

$$D = e^{-G} \quad (3)$$

ал дәреже көрсеткіші мына түрде анықталады ( $e = 2,718$ ).

$$G = \frac{2}{h} \int_R^{R_1} \sqrt{2m \left[ \frac{2(z-2)e^2}{r} - E \right]} dr \quad (4)$$

мұндағы  $E$  альфа-бөлшектің энергиясы,  $e$  – элементар заряд,  $z$  – аналық ядроның заряды (Менделеев системасындағы реттік саны),  $h' = h/2\pi$  – Планк тұрақтысы.

Интегралдау шектері ретінде  $\alpha$ -бөлшектің потенциалдық тосқауылға кіру –  $R$  және шығу  $R_1$  нүктелері алынған. Егер  $R < R_p$ , болса, бұл өрнекті былай жазуға болады:

$$G = \frac{2\sqrt{2m}}{h'} \left[ \frac{\pi(z-2)e}{\sqrt{E}} - 2e\sqrt{2(z-2)r} \right] \quad (5)$$

$\alpha$  – радиоактивті элементтер ядросының радиусы,  $R = \sqrt[3]{A} \cdot 1,45 \cdot 10^{-15}$  м.

Альфа-ыдырауды зерттеуге арналған жұмыстарды ДП-100 маркалы  $\alpha$ -бөлшек көзі бар декадалы-есептеу қондырғысымен қоюға болады. Әрине, бүйірлі Гейгер-Мюллер са-

наушысы, Вильсон камерасы арқылы да осындай жұмыстар жүргізуге болады.

Лабораториялық жұмыстарда (ДП-100 қондырғысы) қолданылатын элемент  ${}^{239}_{94}\text{Pu}$  үшін жеңіл формула аламыз.

$$G = 85,4 \left[ \frac{4,26}{\sqrt{E}} - 1 \right] \quad (6)$$

Мұнда  $\alpha$ -бөлшек энергиясы  $E$  МэВ өлшем бірлігімен берілген.

Энергиясы 4-9 МэВ аралығындағы  $\alpha$ -бөлшектердің ауадағы еркін жолының ұзындығын табуға мынадай өрнек қолданылады:

$$R = 0,32 \cdot E^{3/2}$$

Бұл формуладағы  $R$  –  $\alpha$ -бөлшектің атмосфералық қысым кезінде еркін жолының максимал ұзындығы (сантиметрмен берілген), ал  $E$  – энергиясы мега-электронвольтпен ( $1 \text{ МэВ} = 10^6 \text{ ЭВ}$ ) өлшенеді.  $R$ -дің шамасы тәжірибеден табылады.

Енді (6) формуланы тексеріп көрейік.  ${}^{239}_{94}\text{Pu}$  элементінің ыдырауы кезінде бөлініп шығатын  $\alpha$ -бөлшектің энергиясы  $E = 5,157 \text{ МэВ}$ . (2) формуладан

$$K = 3,08 \cdot 10^{20} \text{ с}^{-1},$$

ал (3) және (6) формуладан мөлдірлік коэффициентін табық:

$$D = e^{-74,8} = 3,26 \cdot 10^{-33}.$$

Натурал логарифм негізінен  $-74,8$  дәрежесін алуға, өрине микрокалькулятор қолайлы.

Ыдырау ықтималдығын (1) өрнектен тауып,  $\lambda = 9,68 \cdot 10^{-13} \text{ с}^{-1}$ , келесі формуладан  $T = \frac{\ln 2}{\lambda}$  – жартылай ыды-

рау периодын анықтауға болады. Ол  $2,28 \cdot 10^4$  жылға тең екен, бұл шама периодтың таблицалық мәніне ( $T = 2,44 \cdot 10^4$  жыл) жақын. Есептеулерге қарап, (5,6) формулалар өте жақсы дәлдік көрсетеді деп ұйғаруымызға болады.

Потенциалдық тосқауылдың мөлдірлік коэффициентін анықтаудың үлкен методикалық маңызы бар, себебі

туннельдік эффект таза кванттық эффект болғандықтан оның ықтималдығы туралы оқушының сандық көрінісі болғаны дұрыс. Туннельдік эффектінің өмірде және техникада қолданылуын айта кету керек. Мектеп реформасында «физика заңдарының технологиялық қолданылуына көңіл бөлінсін» делінген. Осы мәселеге қысқаша тоқталайық.

Техникада: вакуумдық электрондық лампыларда, яғни электрондардың металдардан шығуын жеңілдету үшін жартылай өткізгішті туннельдік эффект қолдану арқылы энергияны аз жұмсайтын ықшамды да үнемді аспаптар жасалады. Олар космос аппараттарында, авиацияда, радиотехникада, есептеу машиналары техникасында көптеп қолданылуда.

Енді табиғаттағы өмірмен байланысты маңызын қарастырайық. Күндегі ядролық реакциялар өту үшін ондаған миллиард градус температура керек. Ал күндегі температура миллион градустан аспайды, бірақ туннельдік эффектінің арқасында онда ядролық реакциялар өте алады екен. Осы себептен Күн жарық беріп, Жердегі тіршілікті, өмірді жылумен қамтамасыз етіп тұр.

Кванттық механиканың альфа-ыдырауын түсіндіруі оның кезекті бір мәнісі болды, көпке дейін кванттық теория негіздеріне келіспеушілер де болды. Ал альфа-ыдыраудың параметрлерін тәжірибеде өлшеуге болатын шамалар.

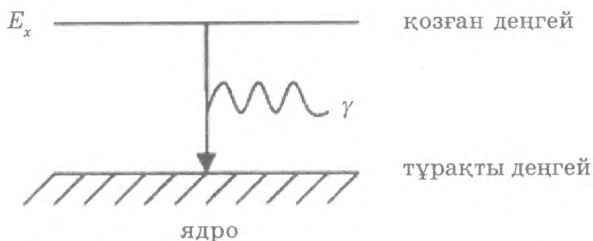
Компьютерлерге арналған күрделі ядролық құбылыстарды көрсететін программалар жасалынған.

### 3.12. Гамма сәулесінің көздері

Гамма сәулесін алу үшін және сол арқылы ядроларды зерттеу үшін көптеген үдеткіштер салына бастады. Олар: бетатрон, циклотрон, сызықтық электрондық үдеткіш. Сол сияқты ядролық реакцияларды да фотоядролық реакциялар жүргізу үшін қолданады. Фотоядролық реакция кезінде табиғатта кездеспейтін радиоактивті изотоптар алынады. Оны техникада, медицинада қолданады. Әсіресе медицинада өте жиі қолданады, мысалы, йод  $J^{131}$ . Алынған радиоактивті изотоптарды ауыл шаруашылығында картоптың, бидайдың ішіндегі зиянды құрттарды өлтіру үшін қолданады.

### 3.13. Гамма сәулелерінің резонанстық жұтылуы. Мессбауэр эффектісі

Ядроның қозған энергетикалық деңгейі гамма сәулесін шығарады.



$E_x$  – қозған деңгейдің энергиясы.  $E_\gamma = E_x$  – бұл идеал жағдай.

Зеңбірек оқ атқан кезде ол кері қарай шегінеді. Сол сияқты  $\chi$ -сәулесі шыққан кезде ядро да шегінеді. Олай болса  $\gamma$ -сәулесінің энергиясының біраз бөлігі ядроны шегіндіретін энергияға айналады.

$$E_\gamma' = E_x - \Delta E,$$

мұндағы  $\Delta E$  – ядроны шегіндіруге кеткен энергия. Нәтижесінде гамма сәулесінің энергиясы азайып қалады.

$$\Delta E = \frac{P^2}{2M_{\text{яд}}}, \quad P - \text{ядроның импульсы. } E_\gamma' - \text{ядродан}$$

ұшып шыққан фотонның энергиясы. Енді осы фотон осындай ядроға соқтықса, оны ядро жұта алмайды. Себебі фотонның энергиясы азайған, яғни  $E_\gamma' < E_x$ .

Ендігі мәселе серпілуді болдырмау, оның екі жолы бар:

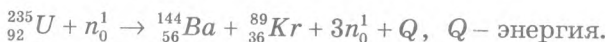
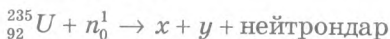
а) Алғашқы ядросы бар гамма сәулесінің көзін  $-200^\circ\text{C}$ -қа дейін не одан да төмен салқындату керек. Осы кезде барлық ядролар тұтасқан бір система сияқты  $\gamma$ -сәулесі шыққан кезде ядро кері серпілмейді, яғни  $\Delta E = 0$ .

б) Сәуле шығаратын ядроны гамма сәулесі шығатын жаққа қарай қозғау керек. Бұл кезде ядролардың бастапқы жылдамдығы болады да, ядроның серпілу кезіндегі қозғалысты жояды. Осылайша  $\Delta E = 0$  болады. Осы құбылысты алғаш рет тапқан (1958 ж.) неміс физигі Р. Мессбауэр. Осы еңбегі үшін Нобельдік сыйлық алған. Мессбауэр

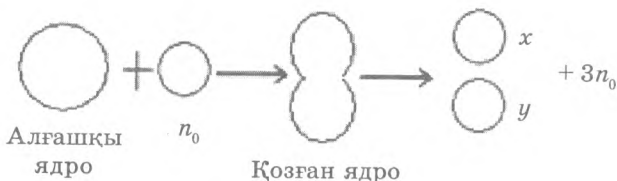
эфектісін қолданып көптеген зерттеулер жүргізеді. Өсіресе ядролық химия деген ғылым бойынша 1982 жылы Алматыда – Мессбауэр эфектісі бойынша дүниежүзілік конференция өткен.

### 3.14. Ауыр ядролардың бөліну реакциясы. Тізбекті реакция

Ауыр ядроларды протондар, нейтрондар,  $\alpha$ -бөлшек,  $\beta$ -бөлшек,  $\gamma$ -бөлшектермен атқылағанда ядролар 2-3 бөлікке бөлінеді. Оның екеуі міндетті түрде ядро, үшіншісі нейтрон. Нейтрон міндетті түрде бөлініп шығады. Осы бөлініп шыққан нейтрон өзі реакцияға қатысқанда тағы да ядроны бөледі. Одан да нейтрондар бөлініп шығады. Осылайша реакциялар жалғаса беруі мүмкін. Ол үшін бөлініп шыққан нейтрон саны екіден артық болуы керек. Ал екіден кіші болса, ол тоқтайтын реакция. Ядроның бөлінуін 1934 жылы итальян физигі Э. Ферми ашқан. Алғашқы реакция мынадай болады:



Тізбекті реакция кезінде ядро нейтронды жұтып созылады, біраздан кейін жіңішке жерінен үзіліп, екі ядроға айналады.



Тізбекті реакция атом бомбасында, ядролық реакторларда қолданылады.

### 3.15. Синтез реакциясы. Басқарылатын термоядролық реакциялар проблемасы

Синтез реакциясы жеңіл элементтер арасында өтеді. Мысалы, көп уақытқа дейін күннің энергиясы қайдан шығатыны белгісіз болған. 1938 жылы Ханс Бетте деген ғалым

алғаш рет түсіндірген. Оның гипотезасы бойынша күннің энергиясы жеңіл элементтер сутегі және гелий изотоптары арасындағы синтез реакциясы нәтижесінде бөлінеді.

$$H_1^1 + H_1^1 = H_1^2 + e_n^0 + \nu \quad (1)$$

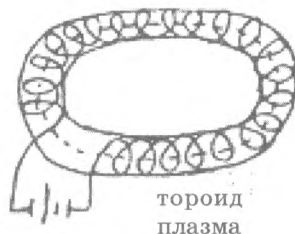
$$H_1^2 + H_1^2 = H_1^3 + P_1^1 + Q \quad (2)$$

2- реакция сутегі бомбасына қолданылады. Сутегі бомбасы жарылу үшін атом бомбасы жарылады да 2-реакция жүруге қажетті жылу бөлінеді.

### 3.16. Термоядролық реакцияны игеру проблемасы

Термоядролық синтез реакциялары кезінде температура 10000 градусқа дейін жетеді. Бұл кездегі затты плазма деп атайды. Плазма дененің, заттың 4-агрегаттық күйі. Осындай температура кезінде зат балқып кетеді. Сондықтан синтез өтетін құрал температураға шыдамды болуы қажет. Іс жүзінде плазманы магнит өрісімен ұстап тұруға болады екен. Ондай қондырғыларды токомак деп атайды. Мұның схемасы былай:

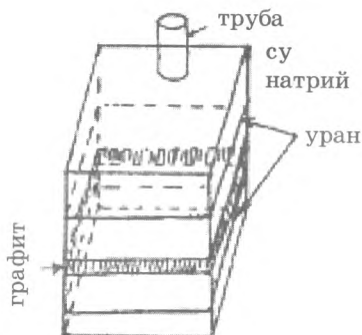
Сым арқылы ток өткенде камера ішінде өте үлкен индукциясы бар магнит өрісі пайда болады. Осындай жағдайда тұрған плазма камераны қыздырып, энергия береді. Осы камераны айналдыра су жіберсек, судың температурасы көтеріліп парға айналады да, электр тогын беретін турбинаға жіберуге болады. Осылайша электр станциясы жасалады. Бірақ та бұл плазма 1 секундтан артық тұра алмайды, қабырғаға сіңіп жоғалып кетеді. Сондықтан негізгі проблема плазманы көп уақыт ұстап тұру. Негұрлым көп уақыт ұстасақ, соғұрлым суды көбірек қыздыруға болады.



тороид  
плазма

### 3.17. Ядролық энергияның бейбіт мақсатта қолданылуы

Бірінші атом бомбасы 1945 ж. жарылған. Ал енді бейбітшілік істерге қолдану алғаш рет 1954 жылы іске асырылған. Ол Совет Одағындағы бірінші атом электр станция-



сы (АЭС), «Ленин» мұз жарғыш кемесі. Оларда қолданылған қондырғы реактор деп аталады. Реактор ішінде басқарылатын тізбекті реакция жүреді, уран мен графит элементтері қолданылады. Уран тізбекті реакция үшін қолданылатын отын, ал графит осы реакцияны жылдамдататын немесе тежейтін құрал ретінде қолданылады.

Графитті суырып алсақ реакция өте тез жүріп қопарылыс болуы мүмкін, ал графитті толық кіргізсек реактордың жұмысы тоқтайды. Труба арқылы су немесе натрий жіберіліп, реактордың қызған температурасын алып отырады. Осылайша реактордың жұмыс істеу кезінде су қызып, электр энергиясы алынады.

### 3.18. Элементар бөлшектер

Элементар бөлшектер 1897 жылы электронның ашылуымен басталды. 1897 ж. – электрон ( $e$ ) – Томсон; 1900 ж. – фотон ( $\gamma$ ) – Планк; 1911 ж. – протон ( $p$ ) – Резерфорд; 1932 ж. – нейтрон ( $n$ ) – Чедвиг; 1932 ж. – позитрон ( $e^+$ ) – Дирак, Андерсон; 1937 ж. –  $\mu$ -мезон – Андерсон; 1947 ж. –  $\pi$ -мезон.

Негізгі бөлшектер: электрон, протон, нейтрон, фотон болып табылады. Себебі олар атом мен ядро құрамына кіреді.

1960–1970 жылдары ашылған бөлшектер: гиперон, резонанстар, бозондар. Ядро құрамына жекелей кірмесе де, ядролық реакцияларға қатысып, маңызды рөл атқарады. Резонанстар өте аз уақыт өмір сүреді. Кейбіреуі мөлшермен  $t=10^{-20}$  сек. қана өмір сүреді. Соған қарамастан олардың массалары, зарядтары, спиндері өлшеніп, зерттелген. Электр бөлшектерді зерттейтін, тіркейтін құралдар өте көп. Ең қарапайымдары: Гейгер-Мюллер счетчигі, Вильсон камерасы, фотоэмульсия пленкалары. Бұл қондырғылар электр бөлшектердің өзін немесе солардың қалдырған ізін және көрсететін әсерін ғана тіркей алады.

### 3.19. Антибөлшектер

Анти қарама-қарсы деген мағынаны көрсетеді. Барлық бөлшектер өзіне қарама-қарсы қасиеті бар өзі сияқты бөлшектері болады. Мысалы, заряды қарама-қарсы болуы мүмкін. Ондай бөлшектер: электрон-позитрон, протон-антипротон,  $\pi^+$ -мезон,  $\pi^-$ -мезон,  $\mu^+$ -мезон,  $\mu^-$ -мезон. Олардың басқа параметрлері бірдей. Мысалы, массалар, спиндер. Ал басқа бөлшектер ішінде мысалы, нейтрон мен нейтрино, нейтрино-антинейтрино, нейтрон-антинейтрон. Бұлардың өз өстерінің бойымен айналу бағыттары қарама-қарсы. Антибөлшектер бір-бірімен кезіккен кезде өзара жойылады. Кішігірім қопарылыс болады. Ондай процесті аннигиляция деп атайды. Мысалы,  $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$ .

### 3.20. Бөлшектер қасиетінің сарқылмаушылығы

Ертедегі гректерден бастап адам баласы табиғат құбылыстарын зерттеп түсіндіруге және басқаға түсіндіруге тырысып келе жатыр. Бір кезде дүниенің шегі атом мен молекула деп есептеген. Оның өзіне де күмән келтіретін. Томсонның электронды ашуынан бастап атомдардың өзінің де күрделі екендігі табылды. Ал Резерфордтың еңбектері ядроның ішінде протонның бар екендігін, ал Чедвиг нейтронның бар екендігін анықтаған. 50 жылға дейін протон мен нейтрон ядроны қорғайды, оның айналасында электрон қозғалып жүреді және олар әрі қарай жіктелмейді деген. Бірақ кейінгі жылдары протон, нейтрон, мезондар өздері де басқа бөлшектерден құралған екендігі дәлелденген. Оларды құрастырған бөлшектер кварк деп аталады. Кварк үш түрлі болады:

1. Парк –  $P$ , заряды  $+2/3$ .
2. Нарк –  $n$ , заряды  $-1/3$ .
3. Ларк –  $\lambda$ , заряды  $-1/3$ .

Кварктардың массалары протон мен нейтронның массаларынан үлкен. Осы кварктар арқылы протон мен нейтрондарды қарастырайық.

Нейтрон  $+2/3 - 2/3 = 0$ , нейтрон  $= n \rightarrow p\bar{p}$

Протон  $+4/3 - 1/3 = 1$ ,  $P \rightarrow P\bar{P}$

$\pi^+$ -мезон  $\rightarrow P\bar{n}$  – нарк және антинарк.

$\pi^-$ -мезон  $\rightarrow n\bar{P}$  – нарк және антинарк т.с.с.



Әрбір кварк жеке өзі протон мен нейтрондарға қарағанда ауыр. Бірақ та 3 кварк бірігіп 1 протон немесе 1 нейтрон құрастырады. Осы кездегі жоғалған масса кварктерді құрастырып, ұстап тұратын энергияға айналады. Бұл процесті кварктердің клейленуі деп атайды.

### 3.21. Бөлшектердің классификациясы

Элементар бөлшектер деген не? Атына зер салсақ «Элементар» деп өте қарапайым өзгермейтін бөлшекті айтамыз. Материя элементар бөлшектерден тұрады дейміз. Физиканың даму тарихына көз жіберсек, сонау Ньютон заманында элементар бөлшек деп атомды айтты. Одан бергін келе атомның бөлінетіндігі анықталғаннан кейін элементар бөлшек деген атауға протон және электрон ие болды. Алайда позитрон, нейтрино және т.б. ашылуы протон, электрон, нейтрон тәрізді бөлшектердің элементар емес екенін, олардың күрделі бөлшек екенін дәлелдеп отыр.

Элементар бөлшектерді массасына қарап төрт класқа бөлуге болады. Олар: фотондар, лептондар (жеңіл бөлшектер), мезондар (орташа бөлшектер) және бариондар (ауыр бөлшектер).

Элементар бөлшектердің таблицасы төменде келтірілген:

Бөлшектер класы	Бөлшектің аты	Белгіленуі	Электр заряды	Массасы МэВ	Спині
	Фотон		0	0	1
Лептондар	Электрон,	e	+1	0,511	1/2
	позитрон		+1	106	1/2
	Мюон Нейтрино		0	0	1/2
Мезондар	Зарядталған пиондар	$\pi^{\pm}$	+1	140	0
	Бейтарап пион	$\pi$	0	135	0
Бариондар	Протон	p	+1	938,2	1/2
	Нейтрон	n	0	939,2	1/2

Элементар бөлшектердің құрылысы толық ашылып біткен жоқ, бірақ олар Кварк бөлшектерінен тұрады деген бағыл болжам бар. Олар жайында алдыңғы тақырыпта айтылған.

## IV тарау

### МОЛЕКУЛАЛЫҚ ФИЗИКА ЖӘНЕ ТЕРМОДИНАМИКА

#### *Кіріспе*

Молекулалық физика ертеден дамып келе жатқан ғылымдардың бірі. Адамның ең бірінші игерген табиғи құбылысы – от жағу. Ол отты жағу үшін алғаш рет найзағайдың ұшқынын пайдаланған. Алғашқы отты өшірмей ұдайы жағып отырған. Кейінірек тасты тасқа ұрып от шығарған. Бұл жылудың алғашқы қолданылуы еді. Адамдар сонымен бірге ет пісіруді үйренген. Кейінгі кездерде қайнаған судың буын қолданып паровоз ойлап шығарды, будың күшімен жұмыс істейтін станоктар жасала бастады. Бұл жұмыстардың бәрінің физикалық мағынасын түсінбей, күнделікті тәжірибе нәтижесінде істелінген болатын. Алғашқы ғылыми зерттеулер XVII ғасырдан басталған. Қазіргі молекулалық физика және термодинамика ықтималдық теориясына және кванттық механикаға негізделген. Ықтималдық теорияны статистика деп атағандықтан физиканың бұл бөлімі, яғни молекулалық физика және термодинамика – статистикалық механика деп аталады.

#### 4.1. Динамикалық және статистикалық заңдылықтар

Динамикалық заңдылық дегеніміз күш пен қозғалыс қатысқан макроскопиялық денелердің өзара әсері. Мысалы, екі дененің тартылуы, соғылуы, т.с.с. Бұл кезде Ньютонның 1,2,3 және Бүкіл әлемдік тартылыс заңы қолданылды. Ал енді әсерлесуші денелер көп болса және бірыңғай денелер болса, онда олардың әсерін жалпылап, бәрі үшін бірдей деп есептеп, орташа әсерін қарастырамыз. Мысалы, өте көп молекулалар болса, екі молекула арасындағы тартылыс бірдей жағдайда тұрған басқа екі молекуланың арасындағы тартылысқа тең деп есептейміз.

Молекулалар орналасқан кеңістікте статистикалық заңдылықтарды қолдана отырып мыналарды: орташа молекулалық жылдамдықты, температурасын, тығыздығын анықтауға болады. Мысалы, тығыздық молекулалардың

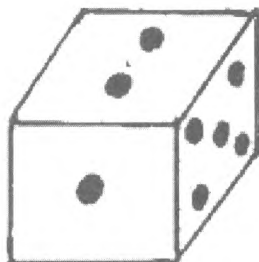
қабырғаны соққылауынан болады. Мүмкін бір молекула қатты соғады, екінші молекула әлсіз соғады. Ал молекулалар саны көп болса, онда орташа соққы есептелініп, одан тығыздықты табады.

## 4.2. Статистикалық физиканың негізгі шамалары

Ықтималдық, ықтималдықтың тығыздығы.

Ықтималдықтың таралу функциясы.

Флуктуация, ауытқу.



Ықтималдық деп көптеген уақиғалардың ішіндегі қажетті оқиғаның орындалуын айтамыз. Мысалы, тиын лақтырсақ герб суреті шығу ықтималдығы  $1/2$ -ге тең. Ал келесі жағының шығу ықтималдығы да  $1/2$ -ге тең.

$$N_1 = \frac{1}{2}; N_2 = \frac{1}{2}.$$

Екеуінің кез келген біреуінің шығуы:  $N = N_1 + N_2 = 1$ .

Ойын кубының алты жақ беті бар, оларды 1-ден 6-ға дейін белгілейік.

$$P_1 = 1/6, N_1 = 1/6$$

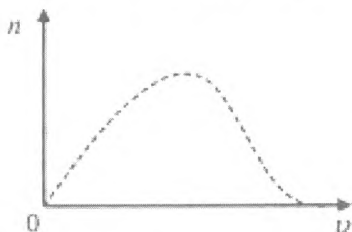
1 және 5

$$P' = P_1 + P_5 = 1/6 + 1/6 = 1/3.$$

Алдымен 1, сонан кейін 5-тің шығу ықтималдығы:

$$P'' = P_1, P_2 = 1/36.$$

Ықтималдықты бір арақашықтық бойынша бөлетін болсақ, сол ықтималдықтың тығыздығы деп аталады. Мысалы, найза лақтыратын жарыста найзалар 80 метрден 81 метрге дейінгі арақашықтықтарға түсу ықтималдығы 100 метрден 101 метрге дейінгі арақашықтыққа түсу ықтималдығының тығыздығына тең болмайды. Ықтималдықты көрсететін графиктегі нүктелердің орналасуы бір өрнектелетін болса, онда ол функцияны ықтималдық функциясы деп атайды. Ал осы нүктелердің график бойынша



көрсетіліп, бір физикалық шаманың әр түрлі мәніне ие болатын болса, онда үлестірілу немесе таралу функциясы деп аталады.

Мысалы, Максвелл-Больцман, Бозе-Эйнштейн, Ферми-Дирак үлестірулері. Үлестірулер статистика деп те аталады. Мысалы, Максвелл үлестірулерін қарастырайық. Абсцисса өсінде молекулалар жылдамдығы, ордината өсінде молекулалар саны орналасқан.

Белгілі бір жылдамдық молекулалар арасында ең көп кезігуі мүмкін, ол жылдамдықты ықтимал жылдамдығы деп атайды. Максвелл үлестіруі молекулалар жылдамдығы бойынша таралуын жоғарыдағы график бойынша көрсетеді. Ал формуласы мынадай:

$$\frac{dn}{n} = f(v)4\pi v^2 dv.$$

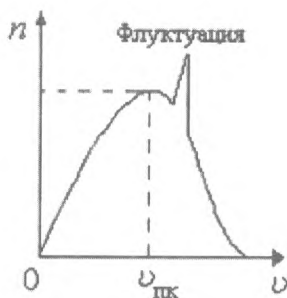
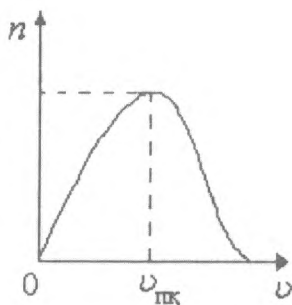
Енді үлестіру формуласының мәнін қойып жазамыз:

$$\frac{dn}{n} = 4\pi \left( \frac{m}{2\pi KT} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{eKT}} dv.$$

Ықтималдық функциясына бағынбайтын кейбір өрескел оқиғалар **флуктуация** деп аталады. Солардың бірі графикте көрсетілген. Мұндай флуктуациялар көбінесе қате деп есептеліп, ескерілмейді.

### 4.3. Идеал газдың молекула-кинетикалық теориясының негіздері. Үлестіру функциясы

Кей жағдайда молекуланың жылдамдығы бойынша қалай таралғанын (үлестірілгенін) білуге қажет болады. Оны көрсететін функцияны үлестіру функциясы деп атайды. Бұл



функция  $v$  жылдамдықтан  $v + dv$  жылдамдыққа дейінгі молекулалардың санынан молекулалардың жалпы санына қатынасын көрсетеді. Формула түрінде былай жазылады:

$$\frac{dn}{n} = f(v)dv.$$

Бұл функция формуласы бойынша неше түрлі болуы мүмкін.



Молекулалық функцияларда жиі кездесетін үлестіру Максвелл-Больцман үлестірілуі. Максвелл-Больцман үлестірілуі Гаусс функциясына ұқсас.

#### 4.4. Больцман үлестірілуі

Механика бөлімінде қысымның биіктік бойынша таралуын, үлестірілуін қарастырғанбыз.

$$P_H = P_0 \cdot e^{-\frac{\rho_0 g h}{P_0}}.$$

$P_0$  – жер бетіндегі қысым,  $P_H$  –  $H$  биіктіктегі қысым,  $\rho_0$  – ауаның тығыздығы,  $g$  – еркін түсу үдеуі,  $= 9,8 \text{ м/с}^2$ ,  $h$  – қысым өлшеніп тұрған биіктік.

Бұл формула теңіз бетінің деңгейімен есептегенде биіктегі қысымның шамасын көрсетеді. Мысалы, Алматы  $h=800 \text{ м.}$ ,  $P_h = 695 \text{ мм.с.б.}$   $P_0 = 760 \text{ мм.с.б.}$

Осы формуланы молекулалық физикада молекулалардың санының биіктік бойынша үлестірілуі үшін қолданылады.

$$n = n_0 \cdot e^{-\frac{mgh}{KT}}$$

Мұның екінші түрі:  $n = n_0 \cdot e^{-\frac{mgh}{RT}}$ .

$n$  –  $h$  биіктіктегі молекулалардың концентрациясы,

$n_0$  – теңіз деңгейіндегі молекулалар концентрациясы,

$m$  – бір молекуланың массасы,

$\mu$  – молярлық масса  $\mu = 3,2 \cdot 10^{-3}$  кг.

$K$  – Больцман тұрақтысы  $K = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К.

$R$  – универсал газ тұрақтысы,  $R = 8,3$  Дж/К моль.

Больцман үлестірілуі алғашқы үлестірілулердің бірі болатын. Бұл молекулалардың биіктік бойынша, потенциалдық энергия бойынша үлесін көрсетеді. Жерден алыстаған сайын молекулалар саны азая бастайды. Молекулалардың жылдамдық бойынша үлесін (шектелген көлем ішінде) Максвелл үлестірілуі бойынша анықтайды. Бұл екеуі молекулалардың немесе атомдардың спиндеріне қарамайды. Спиннің мәнін, таңбасын ескеретін жағдай туса, онда Ферми-Дирак (жартылай спиндері үшін) және Бозе-Эйнштейн (бүтін спиндер үшін) қолданады.

#### 4.5. Тепе-теңдік жағдай

Термодинамикада тепе-теңдік жағдай үлкен рөл атқарады. Тепе-теңдік жағдай деп молекулалар системасының негізгі физикалық сипаттамасын (температура, қысым, тығыздық және масса) өзгермейтін жағдайды айтамыз.

Кез келген система тепе-теңдік жағдайға жетуге тырысады. Бұл табиғаттың негізгі қасиеттерінің бірі. Егер тепе-теңдік жағдай біраз уақытқа бұзылса, бұл уақытты релаксация уақыты деп атайды да  $\tau$  әрпімен белгілейді.

Релаксация уақыты неғұрлым аз болса, система соғұрлым тепе-теңдік жағдайда тұр деп есептейміз. Релаксация уақыты ешқашан нөлге тең емес:  $\tau > 0$ .

#### 4.6. Флуктуация

Флуктуация – физикалық шаманың орташа шамадан лездік немесе шапшаң ауытқуы. Функцияны  $\beta$ -мен белгілеп анықтауға болады:  $\beta = \frac{1}{\sqrt{N}}$ .

$\beta$ -салыстырмалы ауытқудың стандарт мәні. Ауытқу бетадан артық болса (2 есе, 3 есе), ондай мәндерді флуктуа-

ция деп атайды. Мысалы, молекулалардың саны  $1 \text{ см}^3$ -та

$$N=10^{22} \text{ 1/см}^3, \beta = \frac{1}{\sqrt{10^{22}}} = \frac{1}{10^{11}} = 10^{-11}.$$

Молекула саны  $\frac{\Delta N}{N} > \beta$  болса, флуктуация бар дейміз.

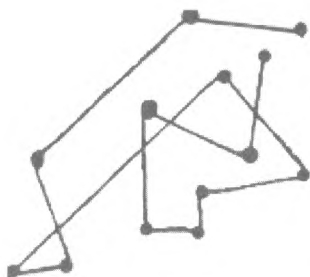
$\Delta N$  – флуктуацияға қатысатын молекулалар саны,  $N$  – жалпы сан,  $\frac{\Delta N}{N} < \beta$  болса флуктуация жоқ дейміз.

#### 4.7. Броундық қозғалыс

1824 жылы ағылшын ботанигі гүлдің ұсақ шаңын алып, оны микроскоппен қарағанда олардың ретсіз қозғалысын байқаған. Ол қозғалысты тудыратын судың молекулалары. Судың молекулаларының қозғалысы кезінде олар шаң түйірлерін ретсіз соққылап, оның траекториясын өзгертіп отырады. Егер шаңның бір түйірін алып қарастырсақ, ол мынадай (суретті қараңыз) болып қозғалады екен:

$$\Delta X = \frac{\sum_{i=1}^n X_i}{n};$$

$$(\overline{\Delta X})^2 = \frac{KT}{3\pi\eta d} \Delta t.$$



$T$  – абсолют температура;  
 $\eta$  – сұйықтың тұтқырлығы;  $d$  – шаңның диаметрі;  $\Delta t$  – өлшеуге кеткен уақыт.

Броундық қозғалыстың үлкен философиялық танымдық маңызы бар:

1. Бұл қозғалыс молекулалар бар екендігін дәлелдеді;
2. Молекулалардың үнемі қозғалыста болатынын дәлелдеді;
3. Молекулалардың жылдамдығы температураға пропорционал екендігін дәлелдеді.

#### 4.8. Молекулалардың орташа энергиясы. Молекула жылдамдықтарының түрлері

Кинетикалық теорияда заңдылықтар идеал газдар үшін қолданылады, сондықтан идеал газдың не екенін қарастырайық.

Идеал газ деп молекулалардың диаметрі көрші молекулалардың арақашықтығынан көп аз және молекулалардың өзара тартылыс және тебіліс күштері ескерілмейтін газдарды айтамыз. Ондай газдарға қалыпты жағдайдағы немесе қысымы өте аз, температурасы  $1000^\circ$ -қа дейінгі газдарды айтады.

Молекуланың энергиясы оның кинетикалық энергиясына тең, себебі потенциалдық энергиясы жоқ деп есептейміз. Олай болса молекуланың жылдамдықтары маңызды рөл атқарады.

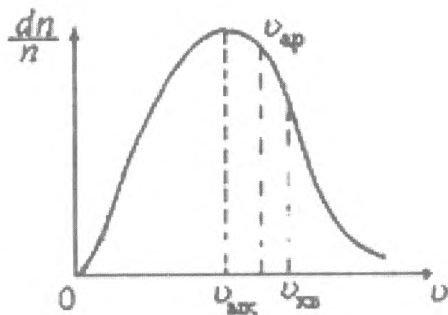
Молекулалар жылдамдықтары бойынша Максвелл үлестірілуі арқылы анықталады. Яғни,

$$\frac{dN}{n} = 4\pi \left( \frac{m}{2\pi KT} \right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2KT}} dv.$$

Графигі 1-суретте келтірілген.

$$v_{\text{ық}} = \sqrt{\frac{2KT}{m}} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}};$$

$$v_{\text{орз}} = \sum_{i=1}^n v_i; \quad v_{\text{ор}} = \sqrt{\frac{8KT}{\pi m}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi \mu}};$$



1-сурет



$$v_{\text{кв}} = \sqrt{\frac{\sum v_i^2}{n}}; \quad v_{\text{кв}} = \sqrt{\frac{3KT}{m}} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}}.$$

Энергияны температура арқылы да анықтауға болады

$$E = \frac{mv^2}{2}; \quad E = \frac{m}{2} \cdot \frac{3KT}{m} = \frac{3KT}{2} \quad \text{немесе} \quad E = \frac{3}{2} KT - 1$$

атомдық молекуланың кинетикалық энергиясы немесе ілгерілемелі қозғалысының энергиясы.

#### 4.9. Молекула-кинетикалық теорияның негізгі теңдеуі

Газ молекулаларының қабырғаға соқтығысуының нәтижесінде қабырғаға күш түсіп, қысым тудырады. Өр молекуланың импульсы әрине кішкене шама, бірақ олардың саны орасан көп болғандықтан жалпы қысым айтарлықтай болады. Осы қысымды табайық.

Идеал газды қарастырамыз.

1 моль идеал газ көлемі  $V^3$  ыдыста болсын. Қабырғасы  $a$ -ға тең. ABCD қабырғасына түсетін қысымды табайық. Қабырғаға соғылардағы импульсы  $mv_x = P_1$ , соғылғаннан кейінгі импульс  $P_2 = -mv_x$ .

$$\Delta P_x = P_1 - P_2 = P_1 - (-mv_x) = mv_x + mv_x = 2mv_x.$$

Бір қабырғадан екінші қабырғаға қайтып келгендегі

екінші соғылысы арасындағы  $\Delta t = \frac{2a}{v_x}$  уақыт бірлігінде  $\frac{v_x}{2a}$  рет соғылады.

Сонымен 1 сек. ішінде соғылу

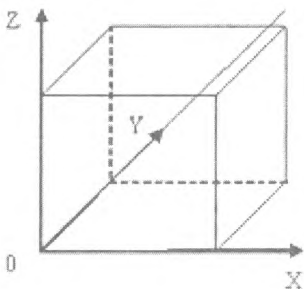
саны  $n = \frac{v_x}{2a}$ . Олай болса 1 сек.

ішінде бір молекуланың қабырғаға беретін импульсы:

$$n_x \Delta P_x = 2mv_x \left( \frac{v_x}{2a} \right) = \frac{mv_x^2}{a}.$$

Ал механикадан белгілі:

$$F \cdot \Delta t = \Delta P,$$



мұндағы  $F$  – соғылу кезіндегі молекуланың қабырғаға түсірген күші;  $\Delta t$  – соғылу уақыты.

$$F = \frac{\Delta P}{\Delta t} = \Delta P_x \text{ (егер } \Delta t = 1 \text{ сек болса).}$$

$$F_{x_i} = n \cdot \Delta P_x = \frac{mv_x^2}{a} - 1 \text{ секунд ішіндегі күш.}$$

Барлық  $N$  молекуланың түсіретін күші:

$$F_x = \sum_{i=1}^N F_{x_i} = \sum_{i=1}^N \frac{mv_{x_i}^2}{a} = \frac{m}{a} \sum_{i=1}^N v_{x_i}^2.$$

Теңдеуді  $N$ -ге көбейтіп, бөлеміз.

$$F_x = \frac{mN}{a} \cdot \frac{\sum_{i=1}^N v_{x_i}^2}{N}; \quad v_x^2 = \frac{\sum_{i=1}^N v_{x_i}^2}{N} - \text{орташа квадраттық жылдамдық деп белгілейік.}$$

$$P = \frac{F_x}{a^2} = \frac{\frac{mN}{a} v_x^2}{a^2} = \frac{mN v_x^2}{a^3}, \text{ мұндағы } a^3 = V - \text{кубтың көлемі, } P = \frac{mN v_x^2}{V}.$$

Молекулалар барлық бағытпен де қозғалады, яғни

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2.$$

Бұл бағыттар бірдей мүмкіншілікпен анықталады. Олай болса,

$$v_x^2 = v_y^2 = v_z^2; \quad v_x^2 = \frac{1}{3} v^2; \quad P = \frac{mN v^2}{3V}.$$

Бұл теңдеуді одан әрі ықшамдап көрейік

$$P = \frac{mN v^2}{3V} = \frac{2Nm v^2}{3V2}; \quad \text{мұндағы } \frac{mv^2}{2} = E_x - \text{молекула-ның кинетикалық энергиясы.}$$

$P = \frac{2N}{3} \cdot \frac{E_x}{V}$  – сонымен идеал газдың молекула-кинетикалық теориясының негізгі теңдеуін алдық.

#### 4.10. Больцман тұрақтысы

Температура – молекулалардың бейтарап қозғалысының орташа кинетикалық энергиясы. Олай болса, өлшем бірлігі Джоуль болу керек.

Бірақта температураның табиғатын түсінбей оны ертеден градус деген шамамен өлшеп келеді. Бір жағынан оны өлшеу де жеңіл болды. Сондықтан біз градус пен джоульдің арасындағы байланысты білуіміз керек.

Градус – мұз бен қайнаған су температуралары арасының 1/100 бөлігі. Осы температураларды джоульмен көрсетіп, оны 100-ге бөлсек градус пен джоуль арасындағы қатысты табамыз.

Ол үшін молекула-кинетикалық теорияның негізгі теңдеуін алайық:

$$\frac{P}{N} = \frac{2}{3} E_k; \quad \frac{N}{V} n; \quad E_k = \frac{mv^2}{2}; \quad \frac{3}{2} \cdot \frac{P}{n} = E_k.$$

Жабық баллондағы газды мұзға, одан кейін қайнаған

суға салып,  $A_1 = \frac{3}{2} \cdot \frac{P}{n}$  шамасын джоуль бірлігінде (газ қысымын біле отырып) өлшейік. Осы шамалардың айырмасы:

$$\Delta A = A_{100^\circ\text{C}} - A_{0^\circ} = \frac{3}{2} \cdot 1,38 \cdot 10^{-21} \text{ Дж.}$$

Осы айырманы 100-ге бөлсек  $1^\circ$  - келетін энергияның шамасы  $\frac{3}{2} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж. тең екенін табамыз.  $1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/°C – Больцман тұрақтысы деп аталады, универсал тұрақтылар қатарына жатады. Ол градус пен Джоуль арасындағы байланысты көрсетеді.

#### 4.11. Абсолюттік температура шамасы

Кинетикалық энергия  $\frac{mv^2}{2}$  нөлге тең болса, температура да нөлге тең болады. Молекулалардың бейберекет қозғалысы тоқтаған температураны – абсолюттік нөл температурасы деп атайды.

Абсолюттік нөлден басталған температура шкаласы

абсолюттік температура шкаласы деп аталады, Кельвин шкаласы. Молекуланың кинетикалық энергиясы:

$$E_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2}KT; T = t + 273,15.$$

#### 4.12. Жылу сыйымдылығы

Жылу сыйымдылығы екі түрлі болып анықталады:

1. Молярлық сыйымдылық.

2. Меншікті сыйымдылық.

Жылу сыйымдылығы деп термодинамикалық система- ны қыздыруға кеткен жылудың ( $dQ$ ) температура өзгерісіне ( $dt$ ) қатынасын айтады, яғни

$$C = \frac{dQ}{dt}.$$

Осы жылу сыйымдылық молярлық сыйымдылық деп аталады. Ол 1 Вольт газ үшін анықталады. Осы сыйымды- лықты газдың массасына бөлсек, меншікті сыйымдылық шығады:

$$C = \frac{C_M}{m} = \frac{dQ}{mdt}; dQ = C_m dt, dQ = Cm(t_1 - t_2).$$

Меншікті жылу сыйымдылығы 1 кг массасы бар газды бір Кельвинге (температураға кететін) қыздыру үшін кететін жылу мөлшерін көрсетеді.

$$C = 4200 \text{ Дж/кг/к.}$$

#### 4.13. Тұрақты көлем және тұрақты қысым кезіндегі сыйымдылықтар ( $C_p, C_v$ )

Біз негізінен молярлық сыйымдылықты қарастырамыз.

Олай болса  $\frac{m}{\mu} = 1$ .

Онда жылу байланысының тендеуі былай жазылады:  $dQ = CdT$ .

$dQ = dE + dA$  – термодинамиканың 1-ші бастамасы.

$$dE = CdT; dA = PdV; R = KN_A;$$

$$dE = C_v dT; dE = \frac{i}{2} KdT = \frac{i}{2} RdT; C_v = \frac{i}{2} R - \text{тұрақты}$$

көлемде.

$$C_p dT = C_v dT + PdV; PV = \frac{m}{\mu} RT; P = \text{const}; dP = 0; PV = RT;$$

$$PdV = RdT; PdV + VdP = RdT; C_p dT = PdT + C_v dT = dT(C_v + R);$$

$$C_p = C_v + R = \frac{i}{2} R + R = \frac{i+2}{2} R;$$

$$C_p = \frac{i+2}{2} R.$$

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{i+2}{i}; \quad \gamma = \frac{5+2}{5} = \frac{7}{5} = 1,4.$$

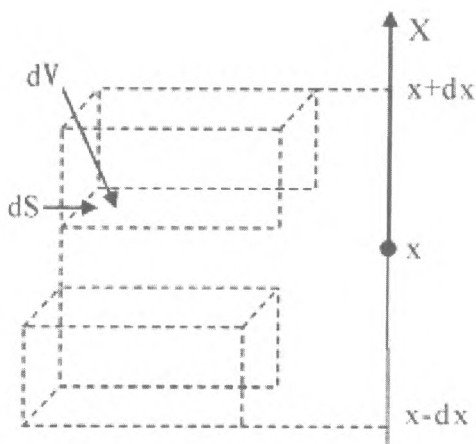
#### 4.14. Затты тасымалдау құбылыстары. Диффузия

Диффузия деп 1 газдың молекулаларының 2-ші газға енуін айтады. Диффузия құбылысы кезінде 2 газ өзара араласады. Диффузия құбылысы термодинамикалық системаның тепе-теңдік жағдайға жетуге тырысуынан пайда болады. Диффузия құбылысын түсіну үшін мынандай бір сурет салайық:

Диффузия X өсінің бойымен жоғары қарай жүреді деп есептейік. Олай болса, жоғарылаған сайын молекула саны азая бастайды.

$n(x)$  – молекулалардың концентрациясы.

$n(x) \rightarrow x$



$$n(x + dx) = n(x) - \frac{dn}{dx} dx;$$

$$n(x - dx) = n(x) + \frac{dn}{dx} dx.$$

$\frac{dn}{dx}$  – молекулалар концентрациясының градиенті. Мо-

лекулалардың  $1/6$  бөлігі  $X$  өсімен жоғары қарай қозғалады деп есептейміз.  $dV$  – ішіне төмен жақтан ауысқан молекулалардың саны –  $dN$ .

$\frac{dN}{dV}$  – ауысып келген молекулалардың концентрациясы.

$$\frac{dN}{dV} = n(x - dx) - n(x + dx) = 2 \frac{dn}{dx} dx;$$

$$dN = 2 \frac{1}{6} dV \frac{dn}{dx} dx.$$

$dx$ -ті еркіндік жол ұзындығына тең деп алайық:  $dx = \lambda$ , яғни

$$dx = \lambda = \bar{v} dt; \quad dV = dS \cdot dx = dS \cdot \lambda; \quad dN = -\frac{1}{3} \lambda \bar{v} dS dt \frac{dn}{dx}.$$

$X$  өскен сайын молекулалардың концентрациясы азая бастайды. Олай болса  $dN$ -де азаяды. Сондықтан формулаға (-) таңбасын енгіземіз.

$$dN = -D dS dt \frac{dn}{dx}; \quad D = \frac{1}{3} \lambda \bar{v} - \text{диффузиялық коэффициент.}$$

ент.

$D = 2 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$  – Аргон үшін.

#### 4.15. Диффузиялық ток

Электр тогының зарядтарының бағытталған диффузиямен байланысты болуы мүмкін деген ой бар. Бұл байланысты алғаш рет тапқан Эйнштейн.

$$\frac{dN}{dS dt} = -D \frac{dn}{dx}$$

Сол жақтағы шаманы молекула немесе бөлшек деп атаймыз.  $dS$  – ағынның қимасы,  $dt$  – уақыт бірлігі.

Енді осы формуланы заряд үшін жазсақ:

$$\frac{dne}{dSdt} = -eD \frac{dn}{dx}, \text{ мұндағы } e - \text{ заряд.}$$

$$I = -D \frac{dn}{dx}, \quad (1) \quad I - \text{ ток күші.}$$

Ом заңы бойынша:  $I = \gamma \cdot E$ , (2)  $\gamma$  – электр өткізгіштік.

(1) және (2) формулалардан Эйнштейн формуласы шығады:

$$\gamma = \frac{ne^2}{KT} \cdot D$$

Эйнштейн электр тогының диффузияға байланысты екенін дәлелдеген, диффузия нәтижесінде пайда болатын тоқты диффузия тогы деп атайды.

#### 4.16. Жылу тасымалдау

Жылу тасымалдау кезінде жылдамдығы үлкен молекулалардың жылдамдығы аз молекулалар жаққа ауысуын жылу тасымалдау деп атайды. Молекулалардың энергиясының тасымалдануы болғандықтан системаның жылуы өзгеріп бірқалыпты жағдайға келеді. Жылу алмасу дененің ыстық жағынан суық жағына қарай өтеді. Жылу тасымалдаудың теңдеуі:

$$dE = -K \frac{dT}{dx} dSdt,$$

мұндағы  $\frac{dT}{dx}$  – температура градиенті,  $K$  – жылу тасымал-

дау коэффициенті,  $K = \frac{1}{2} n \lambda \bar{v} \frac{C_v}{N_A}$ ;  $K = 4 \cdot 10^{-3} \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{кК})$  – Аргон үшін.

#### 4.17. Тұтқырлық

Тұтқырлық – газ ішінде дене қозғалған кезде қозғалысқа түсірілетін үйкеліс. Тұтқырлықты ішкі үйкеліс деп те атайды. Идеал газ үшін тұтқырлық коэффициенті:  $\eta = 1,2 \cdot 10^{-5} \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с})$

$$\eta = \frac{1}{3} n \lambda m \bar{v}$$

Тұтқырлық импульстің тасымалдануы арқылы сипатталады.

#### 4.18. Термодинамика негізі

Термодинамика деп жылулық қасиеттерді және заттардың қасиетін зерттейтін ғылымды айтады. «Термо» – грек тілінен аударғанда жылу деген ұғымды білдіреді. Термодинамиканың негізгі параметрлері болып, маңыздылығы жағынан мыналар есептеледі:

1. Температура –  $T$ , 2. Қысым –  $P$ , 3. Көлем –  $V$ , 4. Масса –  $m$ .

Температураны XVI ғасырдан бастап есептей бастаған. Алғашқы термометр судан жасалған. Судың көлемі температура өскен сайын ұлғайғандықтан, шкала белгілеп өлшейді. Су термометрлері өте үлкен болды, олардың орнына икемді спирт және сынап термометрлерін қолдана бастады.

Әр жерде температура әр түрлі өлшенеді. Неміс ғалымы Цельсий алғаш рет өте тиімді шкала ұсынды. Ол судың қату температурасы мен қайнау температурасының арасын 100 бөлікке бөлген және оны градус деп атауды ұсынған. Сонда 1 градус дегеніміз судың қайнау және қату аралығының 1/100 бөлігі. Цельсий өзі судың қайнауын  $0^\circ$ , қатуын  $100^\circ$  деп есептеген. Бірақ бұл ыңғайсыз болды да, қазіргі уақытта керісінше өлшенеді. Термометр шкалалары Цельсий шкаласы деп аталады. Бұл шкаланың кемшілігі мол, термодинамиканың көпшілік формулаларында абсолюттік температура  $T$  колданылады:  $T = t^\circ + 273,15$ ,  $t^\circ$  – Цельсий бойынша температураның өлшем бірлігі. Сондықтан СИ системасында абсолюттік температура Кельвин шкаласына қолданады. Кельвин шкаласының бөлік құны Цельсий шкаласы сияқты, бірақ Кельвин шкаласында теріс таңбалы температура жоқ. Кельвин шкаласы бойынша абсолюттік температура

$$T = OK, t = -273,15^\circ C.$$

Өте үлкен температураларды және өте төмен температураларды термапара деген құралмен өлшейді.

Қысым туралы. Қысымның анықтамасы бойынша  $P = F/S$ .



СИ системасында  $1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2$

$1 \text{ ат.} = 760 \text{ мм.сын.бағ.}$

$1 \text{ ат.} = 10^5 \text{ Па.}$

$1 \text{ мм.сын.бағ.} = 133 \text{ Па.}$

Көлем туралы. Көлемнің өлшем бірлігі  $1 \text{ м}^3$ . Ал техникада СИ системасына жатпайтын литр деген өлшем бірлігі қолданылады.  $1 \text{ м}^3 = 1000 \text{ л.}$

#### 4.19. Термодинамиканың бірінші бастамасы

Термодинамика ғылымы үш принципке негізделеді немесе оларды үш бастама деп атайды. Солардың бірінші бастамасы жылу, жұмыс және ішкі энергияны байланыстырады. Ішкі энергия – молекулалардың кинетикалық энергияларының қосындысы. Егер потенциалдық энергиясы болса, олар да ішкі энергияға жатады. Бірақта кинетикалық энергия потенциалдық энергиядан үлкен болғандықтан потенциалдық энергияны ескермейміз.

$$E_k \gg E_{\text{пот}}$$

Мұндай газ идеал газ деп аталады.

Жабық ыдыста тұратын газ көлемін өзгертсе, онда газ жұмыс істейді деп есептелінеді. Ал керісінше көлем өзгермесе жұмыс істелмеді деп есептеледі ( $A = 0$ ).

Термодинамикалық система деп шектелген көлемі бар, массасы өзгермейтін газ немесе сұйық денені айтамыз. Термодинамикалық система температураны өзгертсе жылу қабылдайды, немесе жылу бөліп шығарады деп есептейді. Оны  $dQ$  деп белгілейміз. Осы жылу ішкі энергияның өзгеруі мен істелген жұмыстың қосындысына тең:  $dQ = dU + dA$ . Осы теңдеу термодинамиканың бірінші бастамасы деп аталады.

Термодинамиканың бірінші заңы бойынша табиғаттағы энергия жоғалмайды, ол бір түрден екінші түрге ауысып отырады деген философиялық мағынаны көрсетеді.

Термодинамиканың бірінші бастамасы мәңгі двигательдің болмайтынын дәлелдеген. XIX ғасырға дейін өздігінен жұмыс істейтін машина жасаймыз деп талай адамдар еңбек еткен. Бірақ термодинамиканың бірінші бастамасы сырттан алынатын жылудан артық жұмыс істемейді деп дәлелдеген. Яғни жұмыс істеп тұрған машина жылуды көп жұмсайды да, бір кезде өз бетімен тоқтайды. XIX ғасырда француз академиясы «мәңгі» двигательдер бойынша жұмыстар қарастырылмасын деген жарлық шығарған.

## 4.20. Менделеев-Клапейрон теңдеуі

Алдымен Клапейрон эксперимент түрінде мына байланысты тапқан:

$$\frac{PV}{T} = const.$$

1 кмоль газ үшін бұл теңдеу былай жазылады:

$$\frac{PV}{T} = const, \quad R - \text{универсал газ тұрақтысы, яғни}$$

$R = 8,3 \text{ Дж/моль К.}$

Әр түрлі массалы газ үшін Менделеев-Клапейрон теңдеуі былай жазылады:

$$PV = \frac{m}{M} RT,$$

мұндағы  $P$  – қысым,  $V$  – көлем,  $m$  – газ массасы,  $M$  – 1 кмоль газдың массасы (малярлық масса).

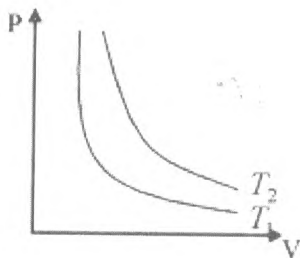
Мысалы, оттегі үшін  $M = 0,032 \text{ кг/моль}$ , азот үшін  $M = 0,028 \text{ кг/моль}$ .

## 4.21. Идеал газ заңдары

а) Бойль-Мариотт заңы.

$$PV = \frac{m}{M} RT; \quad \frac{m}{M} = 1. \quad PV = const.$$

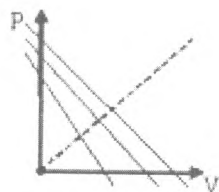
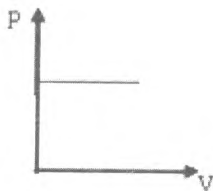
$P_1 V_1 = P_2 V_2$ . Көлем өссе қысым азаяды және керісінше. Бұл процесті изотермальқ процесс деп атайды, графигін изотерма деп атайды.  $T_2 > T_1$ .



б) Гей-Люссак заңы.

$$\frac{V}{T} = const;$$

$$\frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2}$$



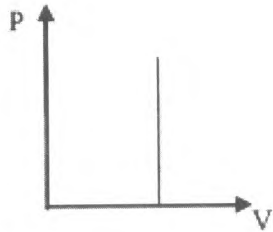
Бұл процесс изобаралық деп аталады.

в) Шарль заңы.

$$V = const; \quad \frac{P}{T} = const; \quad \frac{P_1}{T_1} = \frac{P_2}{T_2}$$

г) Адиабаттық процесс.

Адиабаттық процесс кезінде жылу алмасу болмайды. Бұл процесс өте жылдам жүреді. Сондықтан жылу алмасып үлгерсе алмайды.



$$PV^\gamma = const; \quad \gamma = \frac{C_p}{C_v}$$

### Авогадро саны

Молекулалардың массасы қандай жағдайда болса да өзгермейді. Сондықтан молярлық массасына тең заттардың ішіндегі молекулалар бірдей болса, олардың саны –  $M$ .

Молярлық масса деп массасы сан жағынан молекулалардың массасына тең граммен өлшенген заттың мөлшерін айтамыз. Мысалы,  $M = 0,002$  кг/моль ( $H_2$ ).

$$\frac{M}{m_0} = N_A, \quad m_0 - 1 \text{ молекуланың массасы.}$$

$$N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{моль}} - \text{Авогадро саны.}$$

Авогадро саны газға, сұйыққа және қатты денелерге тән қасиет.

### 4.22. Идеал газдың ішкі энергиясы

$E = i/2 KT$  – 1 молекуланың энергиясы 1 моль газ алайық, осының ішінде  $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$  молекула бар.

$$U = N_A \cdot E = \frac{i}{2} KN_A \cdot T.$$

$1,88 \cdot 10^{-23}$  – Больцман тұрақтысы, осыны  $6,02 \cdot 10^{23}$  көбейтеміз.

$$1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 6,02 \cdot 10^{23} = 8,3076 = 8,31 \text{ Дж/кмоль}$$

$K \cdot N_A \cdot = R$  – универсал газ тұрақтысы.

$U = \frac{m}{M} \cdot \frac{i}{2} RT$  – идеал газдың толық ішкі энергиясы.

$I = 3, i = 6, i = 5. dU = \frac{m}{M} \cdot \frac{i}{2} R dT$  – ішкі энергияның өзгеруі.

#### 4.23. Изопроцестер кезінде істелінетін жұмыс

а) Изотермалық процесс:  $T = const, P \cdot V = const; dU = 0; dQ = dA$ .

Системаның алған жылуы түгелдей жұмысқа айналады. Изотермалық процесс кезіндегі газдың жұмысы мынаған тең:

$$A = RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = RT \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

б) Изобаралық процесс:  $P = const, dA = PdV; dU \neq 0 \Rightarrow dQ = dU + dA$ .

$P = const$  болған кездегі газдың жұмысы:

$$A = P(V_2 - V_1)$$

в) Изохоралық процесс:  $V = const, dA = 0; dU = dQ$ .

$A = 0$  сырттан берілген жылуға тең.

г) Адиабаттық процесс:  $dQ = 0, dA = -dU, C_{ad} = \frac{dQ}{dT} = 0$ ,

$$dU = \frac{m}{M} \cdot \frac{i}{2} R dT, dA = -\frac{m}{M} \cdot \frac{i}{2} R dT.$$

Адиабаттық процесс кезінде жұмыс ішкі энергия есебінен істеледі.

$$A = \frac{m}{M} \cdot \frac{i}{2} R(T_1 - T_2). \quad A = C_v(T_1 - T_2)$$

$$A = C_v \cdot T_1 \left[ 1 - \left( \frac{V_1}{V} \right)^{\gamma-1} \right]$$

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{i+2}{i}.$$

Адиабаттық процесс кезінде жұмыс істелсе дене салқындайды.

#### 4.24. Қайтымды және қайтымсыз процестер

Табиғаттағы барлық процестер қайтымсыз процестер қатарына жатады. Мысалы, суды қайнатсақ, су буға айналады, ал бу конденсацияланып суға айналып, қайтып оралатын сияқты. Бірақ та бұл процесс іс жүзінде қайтымсыз. Егер өз бетімен жүретін процесс болса, қайнау үшін сырттан жылу беру керек және де будың бәрі суға айналуы мүмкін емес, біразы ұшып кетеді.

#### 4.25. Энтропия

Энтропия деп макроскопиялық системаның бейберекетсіздігін, тәртіпсіздігін көрсететін шаманы айтады. Энтропия салыстырмалы түрде өлшенеді, яғни энтропия айырмасын өлшеген тиімді. Термодинамикалық системаның энтропиясы өсіп отыратындықтан, әлемдегі, табиғаттағы барлық процестердің энтропиясы өсіп отырады. Энтропия азаятын бір-ақ процесс бар, ол жаңа жұлдыздың пайда болуы. Жердің пайда болу энтропиясы қазіргі энтропияға қарағанда өте аз. Энтропияны  $S$  деп белгілейміз.

$$S = C_V \ln T + R \cdot \ln V + \text{const}, \quad \Delta S = S_2 - S_1.$$

Энтропияны дәл өлшеу өте қиын, сондықтан энтропияның айырмасын есептеп, өлшеу өте ыңғайлы.

$$\Delta S = C_V \ln \frac{T_2}{T_1} + R \cdot \ln \frac{V_2}{V_1}$$

$\Delta S > 0$  энтропия өсіп отырады.

Энтропияны ықтималдық теориясы бойынша да көрсетуге болады. Бір термодинамикалық система көптеген микрокүйлерге және жағдайларға ауыса алатын болсын десек, ол күйлердің санын  $i$ -мен белгілейміз.

$$S = K \ln \Omega_i,$$

$\Omega_i$  – термодинамикалық системаның ие болатын микрокүйлердің саны,

$K$  – Больцман тұрақтысы.

Энтропияның өлшем бірлігі:  $S$  [Дж/К].

#### 4.26. Термодинамиканың екінші бастамасы

Термодинамиканың 2-бастамасы энтропиямен тығыз байланысты. Энтропияны белгілеудің тағы бір жолы бар.

$$dS = \frac{dT}{T} \Rightarrow dS = \int_1^2 \frac{dQ}{T}.$$

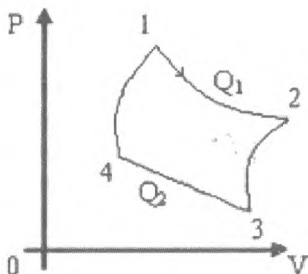
Көпшілік жағдай үшін мына теңсіздік орындалады:

$$\int_1^2 \frac{dQ}{T} < \Delta S.$$

Соңғы формула термодинамиканың 2-бастамасын көрсетеді. Термодинамиканың 2-бастамасының анықтамасы өте көп. Соның біреуі: Жылу салқын денеден ыстық денеге ауыспайды. Табиғаттағы барлық процестер қайтымсыз процестер. Термодинамикалық процестерде энтропия ылғи да өсіп отырады. Осы соңғы анықтамаға дін иелері қарсы шықты. Олар энтропия өсе берсе ақырзаман орнайды деп есептеді. Бұл заңды әлемнің күйреуі деп атайды.

#### 4.27. Карно циклі

Идеал жағдайда қайтымды процестер арқылы істелінетін жылу машинасын қарастыруға болады. 1-нүктеден 2-нүктеге дейін изотермиялық процесс жүреді, 2-ден 3-ке дейін адиабаттық процесс жүреді. Енді 3-тен 4-ке дейін изотермиялық кері процесс, 4-ден 1-ге дейін адиабаттық кері процесс жүреді. Осындай 4 процеспен қайтымды толық бір процесс жүруге болады. Бұл цикл Карно циклі деп аталады. Осы кезде істелген жұмыс:



$$A = Q_1 - Q_2,$$

$Q_1$  – системаның алған жылуы;

$Q_2$  – система берген жылу.

$$\eta = \frac{A}{Q_1} \text{ – осы циклдің пайдалы әсер коэффициенті.}$$

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \text{ – Карно циклінің пайдалы әсер коэффициенті.}$$

циенті.

## 4.28. Ван-дер-Ваальс теңдеуі

Көпшілік жағдайда қасиеті жағынан реал газдар сұйыққа да, газға да ұқсас болады. Мысалы, қаныққан буды айтуға болады. Реал газдарды алғаш рет зерттей бастаған голландия ғалымы Ван-дер-Ваальс.

Реал газдарға Менделеев-Клапейрон теңдеуі жарамайтын болып шықты. Осы теңдеуге өзгеріс енгізсе, оны реал газға да қолдануға болатынын Ван-дер-Ваальс дәлелдеді. Сондықтан осы өзгерісті есепке алатын Клапейрон теңдеуі Ван-дер-Ваальс теңдеуі деп аталады.

$$\left( P + \frac{an^2}{V^2} \right) (V - nb) = nRT,$$

мұндағы  $n = \frac{m}{M}$  – молярлық моль саны,  $b$  – молекулалардың меншікті көлемін ескеретін мүше,  $a$  – молекулалардың өзара тартылыс күшін ескеретін коэффициент.

Ван-дер-Ваальс өзінің теңдеуін XIX ғасырдың 2-жартысында тапқан.

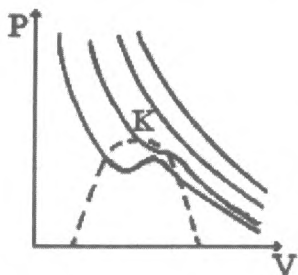
Молекулалардың тартылыс күші реал газдың қысымын идеал газ қысымына қарағанда азайтады.

$$P_{\text{реал.}} = P_{\text{ид.}} - \frac{an^2}{V^2}.$$

Реал газдардағы бос кеңістік, идеал газдағы бос кеңістікке қарағанда  $nb$ -ға азаяды.

Ван-дер-Ваальс теңдеуі тәжірибе жүзінде тексерілген және ол реал газдардың қасиеттерін дұрыс көрсетеді.

## 4.29. Реал газдың эксперименттік изотермалары



Ван-дер-Ваальс теңдеуінде көлем мен қысым арасындағы байланыс өте күрделі екені көрініп тұр. Сондықтан оның изотермасын эксперимент нәтижесімен салыстырған жөн.

Суретте Ван-дер-Ваальс изотермалары мен эксперимент берген (AE сызығы) графигі көрсетілген. Теория бойынша алынған

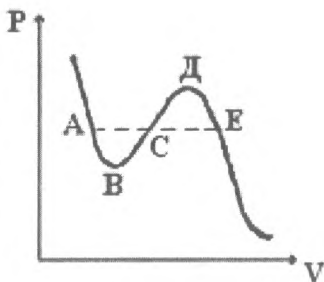
АВСДЕ учаскесі тәжірибе жүзінде АЕ сызығымен жүріп кетеді.

АВ учаскесі өте қызған сұйықты немесе шамасы қайнау нүктесіне жетіп, (қайнай алмай тұрған сұйықты көрсетеді. ЕД бөлігі аса қанығу буына сәйкес сұйыққа айнала алмай тұрған буға жатады. Иде-

ал газдың изотермасынан реал газдың изотермасы шығады ма?  $T_c$  температурасы кезінде идеал газ изотермасында майысу нүктесі пайда болады. Бұл нүктені критикалық нүкте деп атайды. Осы нүктеден бастап идеал газ реал газға айналады деп есептейміз.

АЕ учаскесі сұйық буға айналатын немесе будың сұйыққа айналатын учаскесі болып табылады. Немесе бұл булану, конденсациялану процестері өтетін участок. Өр түрлі газ үшін критикалық температура өр түрлі және тұрақты. Мысалы, кейбір газдар үшін:

$$O_2: T_{кр} = 126 \text{ К. } H_2O: T_{кр} = 154 \text{ К, } T_{кр} = 647 \text{ К.}$$



### 4.30. Реал газдың ішкі энергиясы

Реал газдың ішкі энергиясының шамасы оның барлық молекулаларының потенциалдық және кинетикалық энергияларының қосындысына тең:

$$U = N(E_k + E_n) \text{ немесе } U = C_V T + \frac{a}{V}.$$

Дифференциал түрде ішкі энергия:

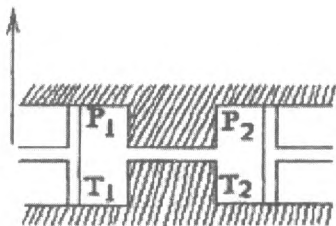
$$\left( \frac{\partial E}{\partial V} \right)_T = \frac{RT}{V-b} - P = \frac{a}{V^2}.$$

Реал газдың ішкі энергиясының идеал газдың энергиясынан басқа да айырмашылығы бар. Соның бірі: идеал газдың температурасы тұрақты болса, ішкі энергиясы да тұрақты болады. Ал реал газда температура тұрақты болып тұрып, көлемі өзгерсе ішкі энергиясының мәні де өзгереді. Бұлай болатын себебі, потенциалдық энергия көлеммен байланысты. Дәлірек айтсақ, реал газдың көлемі өзгерсе температурасы да өзгереді. Бұл құбылыс Джоуль-Томсон эффектiсiмен түсiндiрiледi.



#### 4.31. Джоуль-Томсон эффектісі

Суретте көрсетілген схеманы қарастырайық. Трубканың ортасында кеуектен жасалған бөгет бар. Бөгеттің қалыңдығы, поршендер қозғалғанда бөгеттің бір жағындағы ауа екінші жағына өте алатындай етіп алынады.



Сол жақтағы поршень газды кеуек бөгет арқылы сығып, екінші жағына өткізеді. Егер алғашқы температура  $T_1$  инверсия температурасы  $T_1$ -ден кіші болса  $V_1$  көлем ішіндегі

газ  $V_2$  көлемге өткен кезде салқындайды. Процесті бірнеше қайталап температураны көп төмендетіп алуға болады. Техникада қолданылатын газдардың көпшілігі үшін  $T_1$   $300^\circ\text{K}$ -нен жоғары, олай болса оларды комнаталық температурадан бастап салқындата беруге болады. Тек  $H_2$  және  $He$  газдарының инверсия температурасы төмен орналасқан. Осы газдарды салқындату мәселесі тұрса, олардың алғашқы температурасын  $T_1$ -ді  $H_2$  сутегі үшін  $70^\circ\text{K}$ -ге,  $He$  гелий үшін  $20^\circ\text{K}$ -ге дейін басқа әдіспен салқындатып алуымыз керек.

Джоуль-Томсон эффектісі техникада газдарды салқындатып, сұйық газ алу үшін қолданады. Сұйытылған азоттың температурасы  $77^\circ\text{K}$ , немесе  $195^\circ\text{C}$ . Оны сіздер лекциялық демонстрацияда, лабораториялық жұмыстар жасағанда көріп жүрсіздер.

#### 4.32. Төменгі температураларды алу

Төменгі температура деген ұғым алғашқы кезде  $120^\circ\text{K}$ -нен  $0^\circ\text{K}$ -ге дейінгі аралықты көрсететін. Ғылымның дамуына байланысты енді төменгі температура деп, температурасы  $77^\circ\text{K}$ -нен төменгі облысты айтады. Осындай температура кезінде көптеген әдемі де қызықты физикалық құбылыстар байқалады екен. Мысалға:

- асқын аққыштық,
- асқын өткізгіштік,
- кванттық кристаллдар (гелий кристаллы), т.с.с.

Әрине бұлардың ішінде теңдесі жоғы – асқын өткізгіштік. 20 ғасырдың аяғында жоғары температуралық ке-

рамикадан жасалған асқын өткізгіштер ашылды. Олар сұйық азот температурасында-ақ жұмыс істей береді. Келешекте олардың жұмыс температурасы бөлмелік температураға жете ме деп армандауға болады. Бұл мәселе шешілсе тоқты алыс жерлерге кедергісіз тасып, көп электр энергиясын үнемдеуге болады. Сол сияқты басқада құбылыстарды зерттеу үшін әрине төмен температура алу керек.

Ондай жолдардың бірі суытылған азотты қолдану, ал оны Джоуль-Томсон эффектісімен жұмыс істейтін компрессорларда алуға болады.  $77^\circ$  Кельвиннен төмен температура керек болса басқа толып жатқан әдістерді қолдануымызға болады.

### 4.33. Термодинамиканың үшінші бастамасы

Қазіргі физиканың алатын ең төменгі температурасы Кельвин шкаласы бойынша  $T=0,0001$  К. Осы жерде  $0^\circ$ -тағы температураны алуға бола ма? Болмайды. Себебі өткен ғасырда В.Нернст деген ғалым термодинамикалық системаның температурасы  $T=0$  болған кезде, энтропиясы да  $S=0$  тең болады. Ал ол мүмкін емес. Абсолюттік нөл температурасы болса, ол кезде барлық қозғалыс тоқтауы тиіс. Ол да мүмкін емес. Бұл тұжырым термодинамиканың үшінші бастамасы деп аталады.

### 4.34. Фазалық алмасу

Фаза деп физикалық қасиеттері бірдей бөлшектері бар, шектелу бетімен бөлінген термодинамикалық системаның бөлігін айтамыз. Шектелу беті болса, онда екі фаза бар деген сөз. Фазалық алмасуға сұйықтың буға, будың сұйыққа, кристалдың сұйыққа немесе сұйықтың кристаллға айналуын айтамыз. Кейде қатты дене газға айналады, ондай процесс возгонка деп аталады. Бұл айтылған фазалық алмасулар 1-түрдегі алмасулар деп аталады. Осы кезде міндетті түрде жылу жұтылады немесе бөлініп шығады. Оларды балқу жылуы немесе булану жылуы деп атайды.

Фазалық алмасудың 2-түрі де бар. Ол кезде жылу алмасуы болмайды. Мысалы, фазалық алмасудың 2-түріне мыналар жатады: жай өткізгіштің асқын өткізгішке айналуы, ферромагниттің парамагнитке айналуы (Кюри температурасы кезінде). Бұл кезде жылу алмасу болмайды.

Жылу алмасу кезінде бөлініп шыққан жылулар:

$Q = \lambda m$  – балқу жылуы,  $Q = r \cdot m$  – булану жылуы деп атайды.

$\lambda, r$  – коэффициенттер.

#### 4.35. Қайнау

Сұйықтың бір температурада буға айналу процесін қайнау деп атайды. Әр сұйық үшін қайнау температурасы тұрақты, қысым да тұрақты шамаға тең. Су үшін қайнау температурасы  $T = 373^\circ\text{K}$ , азот үшін  $T = 77^\circ\text{K}$ -ге тең.

Қайнау кезінде сұйықтың ішіндегі ерітілген газдар көпіршік болып жинақталып, сұйықтың бетіне қарай көтеріле бастайды. Көпіршік ыдыстың түбінен немесе қабырғасынан бастап пайда бола бастайды. Көпіршіктер біртіндеп көтеріліп, су бетіне жетеді. Егер ыдыс жабық болса, қақпақ астындағы будың қысымы атмосфералық қысымға жеткенде көпіршік жарыла бастайды. Көпіршік пайда болған қабырғада азғантай газ қалады, ол жерде тағы да көпіршік пайда болуы ықтимал. Осылайша қайнау процесі кезінде ұдайы көпіршіктер көтеріліп, су бетіне жетіп жарылып, сұйықты буға айналдырады. Процесс осылай жалғаса берсе сұйық бір кезде таусылады.

#### 4.36. Балқу

Қатты дененің белгілі бір тұрақты температура кезінде сұйыққа айналуын балқу деп аталады. Балқу температурасы тұрақты физикалық шама. Мысалы, мұз  $T = 273^\circ\text{K}$ , спирт  $T = 140^\circ\text{K}$ , керосин  $T = 223^\circ\text{K}$ . Балқу температурасы қысымға байланыссыз. Балқу температурасына кері процесті қатаю немесе кристалдану процесі деп атайды. Кристалдану кезінде жылу бөлініп шығады. Сондықтан қыста қар жауғанда күн жылы болып тұрады. Көктемде мұз еріген кезде өзен жағасы салқын болады, ал керісінше күз кезінде мұз қатқанда күн жылырақ болады.

#### 4.37. Сұйықтардың құрылымы туралы қазіргі көзқарастар

Қатты дене мен газдың ортасынан орын алатын заттың агрегаттық күйі сұйық деп аталады. Сұйықтың кейбір

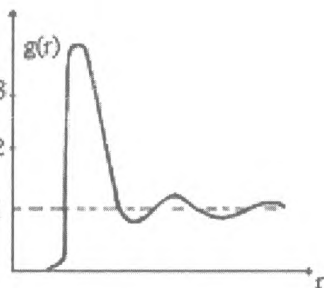
қасиеттері қатты денеге, ал енді бір қасиеттері газға ұқсайды. Алайда сұйық газдан да, қатты денеден де өзгеше. Сұйық қатты дене сияқты белгілі бір формаға ие болмайды, ол ауырлық күшінің әсерінен өзі құйылған ыдыстың формасына ие болады. Газ молекулалары бір-бірінен молекулярлық күшпен байланыспаған болса, сұйық молекулалары бір-бірімен молекула аралық күшпен мықтап байланысқан. Балқу температурасына тақау жағдайда сұйық пен кристалл бір-біріне қасиеті жағынан ұқсас болады.

Сұйық молекулалары бір-бірінен молекула мөлшеріндей қашықтықта орналасады. Олай болса, сұйық молекулалары еркін қозғала алмайды, тек тербеліп тұрады. Сұйық молекулаларының қозғалысын алғаш Я.И.Френкель зерттеген және өзінің теориясын құрған. Оның пайымдауынша сұйық молекуласы біраз уақыт тепе-теңдік маңайында бір орында шамамен  $10^{-10}$ – $10^{-12}$  секунд тербеліп тұрады да, айналасындағы басқа бөлшектердің әсерінен өз орнынан ыршып кетіп, басқа орынға барып тербеледі. Сұйық молекулалары орындарын өз бетімен ауыстырып тұра алады.

Сұйықтар да газдар тәрізді, абсолют аққыш. Сұйыққа ауырлық күші әсер етпейтіндей жағдай жасасақ, ол шар формасына ие болады. Мұндай құбылыс салмақсыздық кезінде космос корабльдерінде байқалады. Су тамшыларының формасы да шар тәрізді екенін көріп жүрсіздер. Сұйықтар өткізгіш, жартылай өткізгіш диэлектрик болуы мүмкін.

#### 4.38. Жуық рет таралудың радиалдық функциясы

Сұйықтың қазіргі теориясына арқау болған нейтронографиялық және рентген структуралық анализ арқылы анықталған – жуық реттік. Жуық рет деп жақын орналасқан екі, үш, не бірнеше молекулалардың орналасуындағы тәртіп байқалуы. Атомдардың не молекулалардың сұйық ішінде тәртіппен орналасуы әрі кетсе бес-алты қатарға дейін жетеді, одан әрі қарай тәртіп байқалмайды, яғни сұйықтан алыс реттік



жок. Сұйық қатты денеден негізінен осы қасиеті бойынша ерекшеленеді.

Бір атомды қарапайым сұйықтардың нейтронографиялық, рентгенографиялық анализдерінің нәтижелерін радиалдық таралу функциясы –  $g(r)$  арқылы өрнектеуге болады екен (Суретті қараңыз). Суретте натрий металының сұйық қорытпасының радиалдық таралу функциясының ( $g(r)$ ) графигі көрсетілген. Бұл функция таңдап алынған бір атомның қасындағы бөлшектердің орналасуын көрсетеді.  $g(r)$  функциясының мәні, екі бөлшектің бір-бірінен белгілі бір  $r$  қашықтықта табылуының ықтималдығына пропорционал.

#### 4.39. Сұйықтың статистикалық теориясы туралы түсінік

Сұйықтардың жақын реттік қасиеті оның қазіргі статистикалық теориясының негізінде алынды. Қарапайым бір атомды сұйықтардың теориясын жасау үшін  $g(r)$  функциясы жиі қолданылады. Күрделі сұйықтар үшін  $g(r)$  функциясы математикалық тәсілдермен анықталады. Мысалы, Грин функциялары немесе интегралдық теңдеулер арқылы.

Соңғы кезде шапшаң есептейтін ЭВМ пайда болғалы сандық есептеу әдістері жиі қолданып жүр. Оларда Монте-Карло әдісі мен молекулалық динамика тәсілдері қолданылады. Әсіресе молекулалық динамика арқылы, молекулалар арасындағы заңдылықтарды ескере отырып көптеген бөлшектердің траекториясын есептеу арқылы сұйықтар туралы статистикалық деректер алынды. Осы әдіспен көптеген қарапайым сұйықтардың құрылысы, термодинамикалық қасиеттерін түсіндіретін теориялар жасалды. Осы екі әдіспен сұйықтың статистикалық теориясы жасалды.

#### 4.40. Капилляр түтіктер. Лаплас формуласы

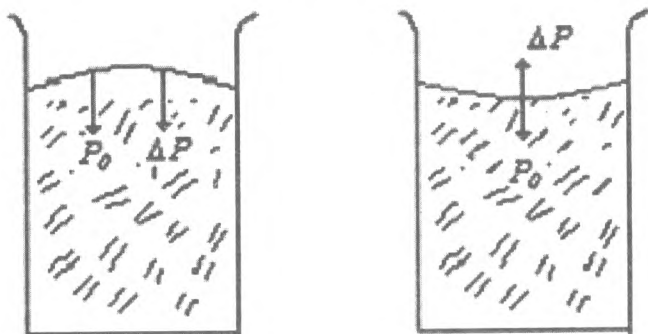
1805 жылы Лаплас осы қосымша қысымды анықтайтын формуланы былай тұжырымдады:

$$\Delta P = \pm \sigma \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right),$$

мұндағы  $P$  – қосымша қысым,  $\sigma$  – беттік керілу коэффициенті,  $R_1, R_2$  – қисықтық радиустары.

Егер бет сфералық болса, онда  $R_1 = R_2 = R$  болады да, жоғарыдағы формула мына түрде өрнектеледі:  $\Delta P = \pm \frac{2\sigma}{R}$ .

Дөңес бет үшін плюс таңбасы, ойыс бет үшін минус таңбасы қойылады. Қосымша қысымды кейде Лаплас қысымы немесе капиллярлық қысым деп атайды. Дөңес бет астында пайда болған қосымша қысым  $-P$  төмен, ойыс бет астында  $-P$  жоғары қарай бағытталады (суретте (а) жұқпайтын сұйық, (б) жұғатын сұйық).



Капилляр түтіктегі сұйықтың көтерілу биіктігі мынадай формуламен анықталады:

$$h = \frac{2\sigma \cos \theta}{r\rho g},$$

мұндағы  $r$  – түтіктің радиусы,  $\rho$  – сұйықтың тығыздығы,  $\theta$  – жиектік жұғу бұрышы,  $\sigma$  – беттік керілу коэффициенті.

### ҚАТТЫ ДЕНЕ ФИЗИКАСЫ

#### 5.1. Аморфты денелер

Қатты денеге молекулалардың арасындағы потенциалдық энергиясы кинетикалық энергиясынан артық заттар жатады. Кинетикалық энергиясы аз болса, ондай молекулалар тұрған жерден кете алмайды. Сондықтан қатты денедегі молекулалар тор құрастырып тұрады.



Қатты денелер механикалық қасиеттеріне байланысты екі түрге бөлінеді: 1. Кристалды денелер, 2. Аморф денелер. Аморфты денелерге жататындар: шыны, смола, пластилин т.б. Аморф денелер формасын көп сақтап тұра алмайды. Әсіресе олардың үстіне ауыр зат қойған кезде. Шынының аморф дене екендігі былай байқалған: Ертеректе салынған үйлердің терезелерінің шынысы төмен қарай ағып мынадай формаға келген: Өз салмағын өзі ұстай алмайды, яғни төмен қарай ағады. Аморф денені өте тұтқыр сұйық деп есептеуге болады. Аморф денелер техникада өте көп қолданылады. Мысалы, металдарды балқытып, артынша өте жылдам салқындатсақ, салқындату жылдамдығы  $V = 10^5$  км/сағ, ондай металдар аморф денелерге айналады. Мұндай металдар шыны типтес металдар. Аморф денелер шынымен салыстырылады. Шыны аморф дененің эталоны болып есептеледі.

#### 5.2. Кристалл денелер

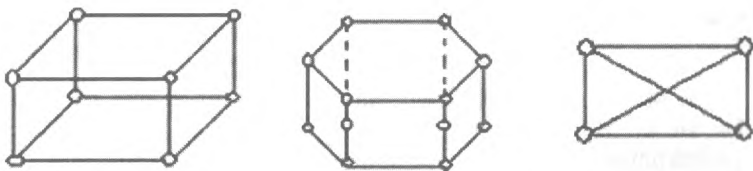
Қатты денелердің барлығы дерлік, кристалл түрінде бола алады. Тіпті шынының өзін де кристаллға айналдыруға болады. Ол үшін шыныны өте ақырын салқындату керек. Ондай шыны мөлдір болмайды. Кристалл денелер өздерінің қасиеттеріне байланысты ерте заманнан адамның көңілін өзіне аударып жүр. Әсіресе асыл тастар. Мысалы, алмаз – табиғи минерал.

Соңғы кезде алмазды қолдан жасау игерілді. Бұл материал ювелир өндеген соң бриллиантқа айналады. Сондықтан бриллиант дегеніміз өңделіп, белгілі бір формаға келген алмаз.

Алмаз ең қатты материал және бриллиант жасалған кезде оның беттері қай жағынан қарасақ та от шығып тұрғандай болуы керек. Табиғи алмаз – өте сирек кездесетін минерал. Басқа асыл тастар: рубин қызыл түсті, сапфир жасыл түсті, бирюза, топаз (әр түрлі), аметист, опал, коралл, кварц т.б. Соңғы кезде осының бәрі қолдан алына-тын болып жүр. Өр адамның туған айына сәйкес келетін демеуші асыл тасы болады, оны біле жүрген артық болмас.

### 5.3. Кристалл

Кристалл заттың ішіндегі молекулалар және атомдар иондық және коваленттік байланыспен ұстасып, қайтала-нып отыратын тор құрайды. Бұл құралымды кристаллдық деп атайды. Жалпы кристалл торлар көп түрлі болады.



Торларды алғаш зерттеген орыс ғалымы Е.С.Федоров. Ол кристаллдық торлар 7 түрлі болады деген. Ал соңғы зерт-теулер бойынша кристалдар мөлшермен 230 түрлі тордан тұрады. Бірақ бір зат бір түрлі тордан тұрады. Таза метал-дар көбінесе куб түрлі тордан тұрады. Ал мұз немесе қар алты бұрышты тордан тұрады.

Түйіндегі тұрған атомдар өзара бірнеше түрлі байла-ныспен ұстасады. Соған байланысты кристалдар бірнеше түрге бөлінеді. Кристалл – атомдардың байланысы.

### 5.4. Кристалдардың классификациясы

1. Ван-дер-Ваальс байланысы бар кристалдар. Ондай кристалдағы атомдар молекула түрінде тұрады. Яғни, мо-лекула арасындағы байланыспен ұстасады. Ондай кристал-дарға жататындар: неон, аргон, криптон, ксенон.

Инертті газдар кристалдар. Бұл тордағы байланыс энергиялары

$$E_6 = 10^3 - 10^4 \text{ Дж/моль.}$$



2. Ковалентті кристалдар. Ондай тордың ішіндегі атомдар өзара валенттік екі электрон арқылы байланысқан. 1 электрон – 1 атомдікі, 2-сі 2 атомдікі, екеуі екеуіне ортақ, ұшып жүреді. Мұндай заттарға жататындар: кремний, германий және алмаз. Алмаз көміртегі атомынан тұрады. Бұлардың байланыс энергиясы:  $E_{\sigma} = 10^5 - 10^6$  Дж/моль.

3. Сутегі атомы арқылы байланысқан кристалдар. Оларға мыналар жатады: мұз, HCl. Олардың байланыс энергиясы:  $E_{\sigma} = 10^4$  Дж/моль.

Осындай кристалл ішіндегі сутегілер оң зарядты ион рөлін атқарады, ал басқа атом теріс зарядты атом рөлін атқарады.

4. Ионды байланысты кристалдар. Мұндай кристалдар негізі екі элементтен (біреуі сутегі емес) тұратын заттар. Мысалы, ас тұзы.

Байланыс энергиясы Кулон күшінің әсерінен пайда болады.

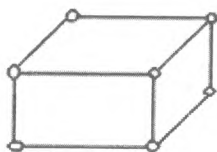
$$E_{\sigma} = 10^5 - 10^6 \text{ Дж/моль.}$$

5. Металдық байланыс. Байланыс энергиясы  $10^4 - 10^5$  Дж/моль. Мұндай кристалдарды атомдар, валенттік электрондардың қозғалысы арқылы ұштасып отырады. Оларға жататындар барлық таза металдар: алюминий, алтын, күміс т.б. металдық кристалдар табиғатта көп кездесетін кристалдар. Кристалдардың ішіндегі ең берік және қаттысына жататындар: коваленттік және иондық байланысы бар кристалдар. Бұл кристалдар әр түрлі торлардан тұрады. Кейде бір элементтің өзі табиғатта екі түрлі торы бар зат түрінде кездеседі. Мысалы, көміртегі – C, бірі алмаз, екіншісі графит түрінде кездеседі.

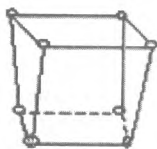
### 5.5. Кристалдардың механикалық қасиеттері

Кристалдардың механикалық қасиеттері және кейбір физикалық қасиеттері кристалдық тордың қасиеттерімен тығыз байланысты. Қатты затты майыстырып, иетін болсақ, онда кристалдық торлар да қысылады. Бірақ қысудың да шегі бар. Ол кристалдық тордың түйіндерінің арасы бітелген кезде тоқтайды. Кристалдық торлар негізінен мызғымас торлар. Балқыған кезде олар өз формасын жоғалтпайды. Кристалдарды қысқан кезде, бұраған кезде кристалдық торлар формасын өзгертеді. Тордың түйінінде тұр-

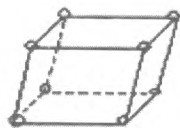
ған иондар бұрынғы орнынан ауысады. Ең жақсы созылғыштық қасиеті бар металл – алтын.



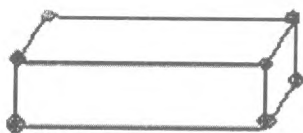
Алғашқы тор



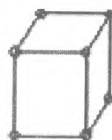
Бұралу деформациясы



Ығысу деформациясы



Қысылу деформациясы



Созылу деформациясы

## 5.6. Деформация кезіндегі физикалық шаманың өзгеруі

Ең алдымен деформация кезінде кристалдық тордың ені өзгереді:

$$d_1 = d_0 + \Delta d = d_0 \left( 1 + \frac{\Delta d}{d_0} \right) = d_0(1 + \varepsilon),$$

мұндағы  $\Delta d$  – деформация кезіндегі өсімше,  $d_1$  – өзгерген

ені,  $\varepsilon = \frac{\Delta d}{d_0}$  салыстырмалы деформация.

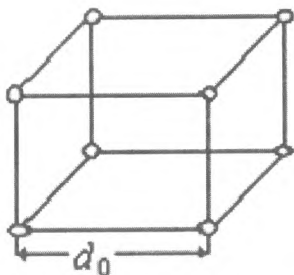
Деформация кезінде күш түсіріледі, ол аудандарға бөлінеді. Оның түсірген кернеуін мына формуламен анық-

тайды:  $\sigma = \frac{F}{S}$ ,  $F$  – кристалға түскен күш,  $S$  – күш түскен беттің ауданы,  $\sigma$  – кернеу.

$$\sigma = E \cdot \varepsilon$$

$E$  – Юнг модулі (бұл таблицалық коэффициент).

Қатты заттардың деформациялық қасиеттері техникада міндетті түрде ескеріледі. Қатты денелердің беріктілігін



есептеп, зерттейтін ғылым (сопромат) – материалдардың төзімділігі. Бұл ғылымның жетістіктері үй, көпір және басқа күрделі құрылыстар салғанда ескеріледі.

Көп есептерде кристалл торының енін немесе периодын  $d$  есептеу қажет болады. Мысалы: ас тұзының периодын есептеу жолын көрейік. Натрий хлор кристалының төрт молекуласы  $d^3$  көлем алып тұрады. Онда бір моль кристалдың алатын көлемі мынадай:

$$V\mu = d^3 \frac{N_A}{4},$$

мұндағы  $V\mu$  – молярлық көлем,  $N_A$  – Авагадро саны, Ал молярлық көлемді басқаша да табуға болады:  $V\mu = \mu/\rho$ . Олай болса

$$d^3 \frac{N_A}{4} = \frac{\mu}{\rho} \text{ немесе } d = \sqrt[3]{\frac{4\mu}{N_A\rho}}$$

формуладағы физикалық шамалардың орнына сан мәндерін қойсақ

$$d = \sqrt[3]{\frac{4 \cdot 58,45 \text{ кг} \cdot \text{кмоль}^{-1}}{6,02 \cdot 10^{26} \cdot 2,17 \cdot 10^3}} = 5,64 \cdot 10^{-10} \text{ м.}$$

## 5.7. Триболюминесценция. Кристаллюминесценция. Криолюминесценция

Осы үш физикалық құбылысқа ортақ бір қасиет бар, олар жүрген кезде міндетті түрде жарық сәулесі, радиотолқыны және дыбыс бөлініп шығады. Үшеуі де кристалға байланысты. Люминесценция – өз бетімен жарық шығару деген сөз. Триболюминесценция деп мөлдір кристалды сындырған және майыстырған кезде жарық сәулелерін шығаруды айтады. Кристаллолюминесценция деп ерітіндіден кристалдар түзілген кезде жарық сәулелерінің шығуын айтады.

Криолюминесценция деп сұйық мөлдір заттардың өте төмен температурада кенеттен қатайған кезде жарық сәу-

лелерін, радиотолқындарын және дыбыс шығаруын айтады. Бұл 1972 жылы Москвада, АҚШ-та ашылған. Кристалдың өзін салқындатса да люминесценция бөлініп шығады екен. Салқындатуды сұйық азотқа батыру арқылы іске асырады.

Криолюминесценция сұйықтар қатайған кезде және кристалдар еріген кезде жүреді. Мысалы, таудағы мәңгі мұздар еріген кезде жарық сәулесі және радиотолқындар шығады. Сондықтан тасқын болған кезде хабарлайтын қондырғылар ретінде қойып қоюға болады. Люминесценция құбылыстары кезінде кристалдардың құрылысында көп өзгеріс болады. Криолюминесценция кезінде үлкен-үлкен қуыстар-көпіршіктер пайда болады. Олар үлкен жылдамдықпен қысылған кезде жарық сәулесі шығады. Немесе газ көпіршігінің ішіндегі бу қуыстың ішкі қабырғасына кристалл болып шөккенде жарық бөлініп шығады. Көпіршіктердің қатты қысылып жарылуы кезінде үлкен энергия бөлініп шығады. Бұл құбылысты физикада кавитация деп атайды. Кавитация құбылысына ұқсас болғандықтан криолюминесценцияны кристалдық кавитация деп атауға болады (Омаров Е.) және ол тәжірибеде дәлелденді [24].

### 5.8. Көлемдік ұлғаю

Кристалдарды қыздырған кезде олардың түйініндегі иондардың тербелістерінің амплитудасы артып, тордың ені ұзарады, яғни қатты дененің көлемі ұлғаяды. Дене формасы бойынша ұзын болса, онда сызықтық ұлғаю деп те атайды. Көлемдік ұлғаю коэффициенті:  $\lambda = 3\alpha$ ,  $\alpha$  – сызықтық ұлғаю коэффициенті.

Қатты дене қызған кезде оның көлемі мен бірге энергиясы да өседі.

$$\frac{dE}{V} = \frac{9}{2} E_0 \varepsilon^2 - \text{көлем бірлігіндегі потенциалдық энергияның өсуі,}$$

$\varepsilon$  – жылулық ұлғаю, мысалы,  $\varepsilon_{NaCl} = 6 \cdot 10^{-5} K^{-1}$  (теория бойынша). Эксперимент бойынша:  $\varepsilon_{NaCl} = 4 \cdot 10^{-5} K^{-1}$  (тәжірибе бойынша). Иондардың тербелісі тұрақты жиіліктен өтеді.

Тербеліс амплитудасы шама жағынан тордың  $d$  еніне қарағанда көп кіші болады.

## 5.9. Қатты дененің жылу сыйымдылығы

Жылу сыйымдылығы қатты денені бір градусқа қыздыру үшін кеткен жылу мөлшерімен көрсетіледі, яғни

$$C = \frac{dQ}{dT} . \text{ Бір атомды кристалдар үшін (металл) жүргізген}$$

зерттеулер олардың жылу сыйымдылығы тұрақты екендігін көрсетті және сан мәні жағынан

$$C = 25 \text{ Дж/моль/К}, R = 8,3 \text{ Дж/моль/К};$$

Бұл бойынша  $C = 3R$  – бұл заңдылықты Дюлонг-Пти заңы деп атайды. Төмен температурада бұл заңнан аздап ауытқу байқалады, яғни бұдан гөрі кішіректеу шамалар шығады. Дюлонг-Пти заңы жоғары температура үшін жақсы орындалады. Осы Дюлонг-Пти заңын үш түрлі жолмен түсіндіруге болады.

а) Жылу сыйымдылығының классикалық теориясы.

Қатты дененің ішкі энергиясы олардың иондарының тербелісіне байланысты болғандықтан бір ион үшін энергиясы:

$E = 3KT$ ,  $K$  – Больцман тұрақтысы. Бір моль ішінде Авогадро санына тең молекула бар.

$$N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ 1/моль}$$

$$K = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К} \quad - \text{ СИ системасында.}$$

$$N_A \cdot K = 6,02 \cdot 10^{23} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} = 8,3 \text{ Дж/мольК};$$

$$N_A \cdot K = R, C = 3R, E = 3RT,$$

$$dE = 3RdT, C = \frac{dE}{dT} = \frac{3RdT}{dT} = 3R$$

Бұл дәлелдеу классикалық теория негізінде дәлелденді. Себебі біз молекула-кинетикалық теорияны қолдандық, бірақ бұл теория температура төмен кездегі сыйымдылықты ғана көрсете алады Сондықтан кванттық механиканы қолдану керек болады (Сыйымдылықтың кванттық теориясы).

б) Эйнштейн теориясы бойынша кристалдың жылу сыйымдылығы.

Эйнштейн кристалл атомдарын кванттық осциллятор деп қарастыруды ұсынды. Оның энергиясы дискретті және ол  $h\nu$ -ге тең мұндағы  $\nu$  – осциллятор тербелісінің жиілігі

және ол барлық атомдар үшін бірдей. Онда бір өлш қуанттық осциллятордың энергиясы

$$E_0 = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{KT}} - 1}, \quad K - \text{Больцман тұрақтысы.}$$

Бірақ кристалдағы атом міндетті түрде үш координатты.

$$1 \text{ моль зат үшін: } E_0 = \frac{3N h \nu}{e^{\frac{h\nu}{KT}} - 1} \quad (1)$$

Енді (1) теңдеуді дифференциалдап сыйымдылықты табамыз

$$C_v = \frac{dE}{dT} = 3R \left( \frac{h\nu}{KT} \right)^2 \frac{e^{\frac{h\nu}{KT}}}{\left[ e^{\frac{h\nu}{KT}} - 1 \right]^2} \quad (2)$$

Атомдардың тербеліс жиілігін кристалға тән температуралық шамамен ауыстырайық, яғни  $\frac{h\nu_0}{K} = \theta$  деген Эйнштейн температурасына. Енді

$$C_v = 3R \left( \frac{\theta}{T} \right)^2 \frac{e^{\frac{\theta}{T}}}{\left[ e^{\frac{\theta}{T}} - 1 \right]^2} \quad (3)$$

Егер  $\frac{\theta}{T} \ll 1$  болса, онда  $C_v = 3R$  болады да, Дюлонг-

Пти заңы шығады. Көпшілік заттар үшін  $\theta$  100К мен 300К аралығында болады, ол үшін  $\nu \approx 10^{12}$  Гц-ға тең. Эйнштейн теориясында барлық атомның тербеліс жиілігі бірдей деп алынған соң, оның тәжірибемен қайшылығы көп болды.

в) Сыйымдылықтың Дебай құрған теориясы.

Енді кристалл ішіндегі атомдар тербелісін көптеген тербелістер суперпозициясы деп алайық. Онда, дейді Дебай, көлем бірлігіндегі  $\nu$  жиіліктен  $\nu + \Delta\nu$  жиілігіне дейінгі аралықтағы тербелістер санын  $dN$ -ді табуға болады:

$$dN = \frac{12\pi v^2}{v^3} dv \quad (4)$$

мұндағы  $v$  – тербеліс толқындарының таралу жылдамдығы.

Еркіндік дәрежесі 3 екендігін ескере отырып, барлық серпімді тербелістер санын  $N$ -ді таба аламыз:

$$3N = L^3 \int_0^{v_{\max}} \frac{12\pi v^2}{v^3} dv \quad (5)$$

Мұндағы  $L$ -ді кристалды куб түрінде алсақ, соның бір қырының ұзындығы. (5) теңдеу бір атомды кристалл үшін. Бұл теңдеуден тербелістердің максимал жиілігін анықтауға болады:

$$v_{\max} = \frac{v}{L} \sqrt[3]{\frac{3N}{4\pi}} \quad (6)$$

(6) теңдеуден табылған толқын ұзындығы  $\lambda_{\min} = L \sqrt[3]{\frac{4\pi}{3N}}$

шама жағынан кристалдағы көрші атомдардың аралығын көрсетеді. (4) теңдеуді осцилятордың орташа жылдамдығына көбейтіп интегралдап, біраз түрлендіруден кейін кристалдың ішкі энергиясын табамыз:

$$E = \frac{3\pi^4}{5} NKT^4\theta_D^{-3} \quad (7)$$

мұндағы  $\theta_D = \frac{hv_{\max}}{K}$ . Бұдан сыйымдылықты тапсақ:

$$C_V = \frac{12}{5} \pi^4 NK \left( \frac{T}{\theta_D} \right)^3 \quad (8)$$

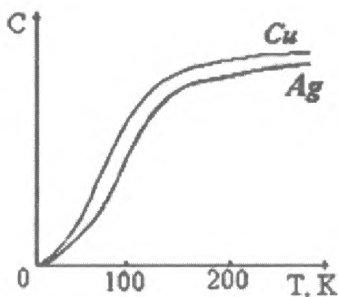
Жоғары температура кезінде  $T \gg \theta_D$ .

Кейбір кристалдардың Дебай температурасы төменгі кестеде көрсетілген.

Зат	Hg	Pb	Au	Ag	Ge	Al	Si	C
$\theta_D$ , К	60	94,5	165	225	366	418	658	2000

Дебай температурасынан төмен, не сонымен шамалас облыстарда сыйымдылық Дебай теориясымен есептеледі.  $\theta_D$  – теорияның қолдану шегін көрсетеді.

Жылу сыйымдылығының Дебай теориясы бойынша күміс пен мыс үшін есептелген графигін салсақ, мынадай болады екен. Төменгі температураға сәйкес бөлігі  $T^3$  функциясы арқылы өрнектеледі екен.



### 5.10. Термодинамиканың үшінші бастамасы. Нернст заңы

Дебай теориясы бойынша температура  $0^\circ\text{K}$  тең болғанда қозғалыс тоқтауы тиіс, бірақ біз білеміз диалектика бойынша қозғалыссыз материя жоқ, немесе материясыз қозғалыс жоқ деген принцип бар. Олай болса, қозғалыс тоқтамайды және де  $0^\circ\text{K}$  температураларын алуға мүмкін емес. Кванттық механикада нөлдік энергия деген ұғым бар екендігін білесіздер.  $0^\circ$  Кельвин температурасын алудың мүмкін емес екендігін Нернст айтқан. Бұл Нернст заңы немесе термодинамиканың үшінші бастамасы деп аталады.

### 5.11. Фонондар. Қатты дененің жылу өткізгіштігі

Кристалл торының түйініндегі атомдардың серпімді тербелісінің өрісі энергияның квантын (ең кіші энергиясын) фонондар деп атайды. Бұл атау жарық кванты фотонға ұқсатып қойылған. Фонондар квазибөлшектер деп аталады немесе квази-бөлшектер класына жатады.

Квази – тәрізді деген сөз, яғни бөлшек тәрізді деген мағына білдіреді. Олай деп аталатын себебі фонондар қатты дене ішінде ғана өмір сүреді. Денеден сыртқа шыға алмайды. Фононды кейде дыбыс кванты деп атайды. Себебі оның таралу жылдамдығы және тербеліс жиілігі дыбыстікі сияқты. Фонон энергиясы:



$$h\nu = E_{\phi}$$

$h$  – квант тұрақтысы,  $\nu$  – кристалл құрап тұрған атомдардың тербеліс жиілігі.

Ол атомдарды осциллятор деп есептесек, фононның теориясын осцилятор үшін есептейді. Сондықтан кейде фононды осцилятор бөліп шығарады деп айтады. Мысалы, фотонды атом бөліп шығарған сияқты. Бізге белгілі идеал газдардағы жылу өткізгіштік коэффициенті:

$$K = 1/3 \lambda \nu c \rho,$$

$\lambda$  – газ молекулаларының еркін жол ұзындығы,

$\nu$  – газ молекулаларының жылдамдығы,

$c$  – меншікті жылу сыйымдылығы,

$\rho$  – тығыздық.

Фононды қатты дене ішіндегі газ деп есептеп идеал газ үшін жазылатын коэффициентті қолдануға болады.

$$K = 1/3 \lambda_{\phi} \nu_{\phi} c \rho,$$

$\lambda_{\phi}$  – фононның еркін жол ұзындығы,

$\nu_{\phi}$  – фононның таралу жылдамдығы, ол осы қатты дененің ішіндегі дыбыстың таралу жылдамдығына тең.

Мысалы,  $(\text{NaCl}) = 2,3 \cdot 10^9$  м ( $20^{\circ}\text{C}$ )

Бұл мөлшермен 10 кристалдық тордың ұзындығына тең. Олай болса фонон мөлшермен 10 торды өткенше соқтығыспайды.

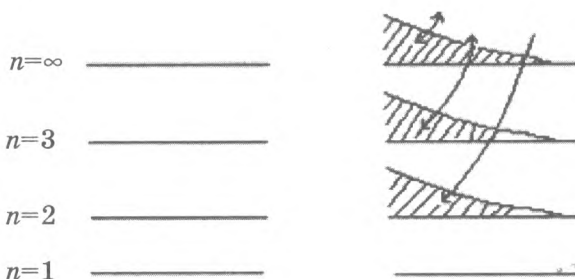
## 5.12. Металдың кванттық теориясы

Металдардың алғашқы теориясын жасаған неміс ғалымдары Друде және Лоренц. Ол теорияны металдардың классикалық теориясы деп атайды. Ол теорияның негізі мыналар: металдардың жылу және электр өткізгіштік қасиеттері металл ішіндегі басы бос валенттік электронмен анықталады деген. Оларды электрондық газ деп атайды. Бұл газ идеал газ заңдылықтарына бағынуға тиіс деп есептеген. Ал кристалдық торда тұрған атомдар ешқандай физикалық қасиетке үлес қоспайды деп есептеген. Бірақта бұл теория кейбір заңдылықтарды түсіндіре алмады. Мысалы, металдардың электр өткізгіштігін, асқын өткізгіштікті және жылу өткізгіштігін. Сондықтан жаңа теория ашу керек

болды. Оны 1927–29 жылдары неміс ғалымдары Зоммерфельд ашқан. Сондықтан Зоммерфельд теориясы деп аталады. Осы теория бойынша электрондық газ идеал газ заңына бағынбайды. Ол кванттық теория заңына бағынады, сондықтан бұл теория кванттық теория деп аталады. Енді электрондардың спині, магниттік моменті ескеріледі және электрондар Ферми-Дирак статистикасына бағынады. Металдың кванттық теориясы өте үлкен, оның өзі бірнеше теориядан тұрады.

### 5.13. Қатты дененің зоналар теориясы

Бұл теория атомдардың Бор құрастырған теориясына негізделген. Қатты денені үлкен бір атом деп қарастырады. Өрбір атом үшін энергетикалық деңгей болады. Мысалы, бір атом үшін:



Атомдар жақындаған сайын деңгейлері жиілейді. Атомдар бір-біріне жақындаған сайын энергетикалық деңгейлері қабаттасып зоналарды түзейді. Соңғы валенттік электрон орналасқан зонаны валенттік зона деп атайды. Зоналардың арасындағы бос кеңістікті электроны жоқ кеңістікті рұқсат етілмейтін зона немесе тыйым салынған зона дейді.

Зоналардын пайда болуы, толтырылуы



Егер арақашықтық диаметрден үлкен болса, зоналар пайда болмайды. Енді атомды жақындата бастайық.

Осындай кезде  соңғы орбиталар қа-

баттасып орналасады, яғни алғашқы зоналар пайда болады.



Мұны валенттік зона деп атайды.

Енді одан әрі жақындатайық.



$r < d$



ө.з.

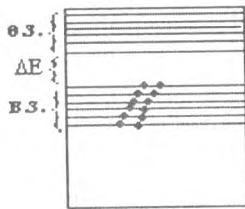
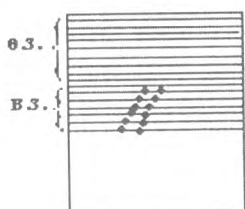
$\Delta E$

в.з.

Атомдарды одан әрі жақындатсақ ортаңғы орбиталар бір-бірімен қабаттаса орналасады да, төменгі зоналарды түзейді. Осылайша зоналар саны арта береді. Зона ішінде өте көп энергетикалық деңгейлер бар. Олардың саны атомдардың жалпы санына тең. Әрбір деңгейде Паули принципі бойынша екі электрон орналасқан.

$\Delta E$  – тыйым салынған зонаның энергиясы немесе энергетикалық ені, ө.з. – өткізгіш зона, в.з. – валенттік зона.

### Зоналар теориясы бойынша қатты денелер классификациясы

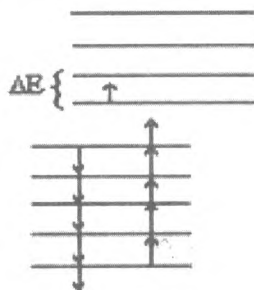


Электр тогы өткен кезде электрондар валенттік зонадан өткізгіштер зонасына өтуі тиіс. Мысалы, металдарда

өткізгіш зона мен валентті зона арасында тиым салынған зона жоқ. Сондықтан металдағы электрондар өткізгіш зонадан емін-еркін өтеді. Нәтижесінде электр тоғын жақсы өткізеді. Ал жартылай өткізгіште валентті зона мен өткізгіш зона арасында тиым салынған зона бар. Онда электрондар өз бетімен өте алмайды. Сондықтан жартылай өткізгіште электр тоғы өту үшін қыздыру және жарық түсіру керек. Сонда ғана біраз электрон өткізгіш зонасына өтеді, сондықтан аз да болса электр тоғы өтеді. Ал изоляторды қанша қыздырсақ та, жарық түсірсек те электронды өткізгіш зонасына шығара алмаймыз. Себебі валенттік зона мен өткізгіш зона арасында өте үлкен тиым салынған зона орналасқан. Сондықтан изолятор электр тоғын өткізбейтіндіктен электр тоғынан қорғаныс ретінде қолданылады. Мысалы, электр сымдарын қаптайды.

#### 5.14. Зоналардың толтырылуы. Ферми деңгейі

Зоналар төмен жақтан Паули принципі бойынша толтырыла бастайды. Бір деңгейге екі электрон ғана орналаса алады. Олардың спиндері екі жаққа бағытталған. Соңғы электрон орналасқан деңгей Ферми деңгейі деп аталады. Ферми деңгейінің формасы атомдардың және кристалдардың формасымен анықталады. Ферми деңгейі кристалдардың температурасы  $T = 0 \text{ K}$  болған кезде анықталады. Кристалды қыздыра бастасақ кейбір электрондар Ферми деңгейінен жоғары көтерілуі мүмкін. Ферми деңгейі әр заттың өзіндік қасиеті болып табылады және ол тұрақты шамаға тең. Мысалы, кейбір заттар үшін қарастырсақ:



	$E_F$	$T_K$	$v_F$ (м/с)	
Cu	7,04эВ	82000	$1,58 \cdot 10^6$	$E_F = \frac{mv_F^2}{2}$
Ag	5,5эВ	64000	$1,4 \cdot 10^6$	$v_F = \sqrt{\frac{2mE_F}{m}}$
Pb	1,8эВ	21000	$0,8 \cdot 10^6$	

## 5.15. Металдағы электр тогы

Металда электр тогын тасушы – өткізгіш зонадан шыққан бос электрондар. Металдардың өткізгіштік қасиеті осы электрондардың қозғалыс жылдамдығына байланысты. Кедергі туғызатын кристалдық тор түйінінде тұрған электрондардың тербелісі. Тербеліс жиілігі үлкен болған сайын кедергі мәні үлкен болады.

$$J = \frac{I}{S} - \text{ток тығыздығы}$$

$$J = \frac{I}{S} = \left[ \frac{A}{M^2} \right] = GE - \text{дифференциал түрдегі Ом заңы.}$$

$$J = nev.$$

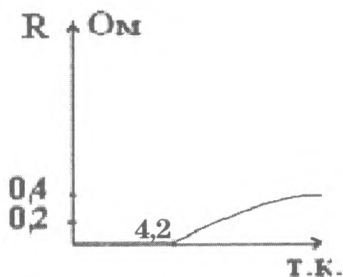
$n$  – басы бос электрондардың концентрациясы,  
 $v$  – электрондардың бағытталған қозғалысының жылдамдығы,  
 $e$  – басы бос электрондардың заряды.

$$\sigma = \frac{1}{\rho}, \sigma - \text{меншікті өткізгіштік, } \rho - \text{меншікті кедергі.}$$

## 5.16. Асқын өткізгіштік

Асқын өткізгіштік деп кейбір қатты денелердің температурасын 0 К дейін салқындатқан кезде, олардың электр тогына жасайтын кедергісінің нөлге айналуын айтады, яғни дененің электр өткізгіштігі шексіздікке тең.

Мысалы, бұл құбылысты 1911 жылы голланд ғалымы Каммерлинг Оннес ашты. Бұл кісі сол жылы мынадай тәжірибе жасаған: сым алғанда амперметрге және кішкене ток көзіне (1В батарея) қосқан. Осы батарея 1-2 жыл жұмыс істеген. Сұйық гелийге батырғанда батарея бұзылып қалған.



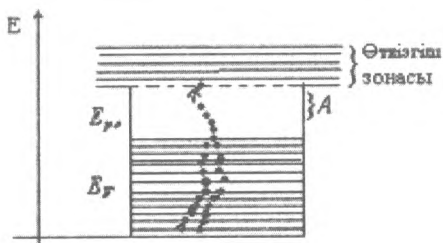
Асқын өткізгіштік кезінде кедергі нөлге тең болатындықтан ондай өткізгіштер электр

энергиясын тасу үшін өте тиімді, бірақ олардың жұмыс істейтін температурасы өте төмен.

Сондықтан қазіргі физиканың негізгі проблемасы комнаталық температурада жұмыс істейтін асқын өткізгіш алу.

### 5.17. Термоэлектрондық эмиссия. Электрондардың металдан шығу жұмысы және Ричардсон-Дэшмен формуласы

Металдар техникада негізінен электр тогын өткізу үшін қолданылады. Сондықтан электр тогын тасымалдайтын электрондар болғандықтан олардың металдардан шығу жұмысын бақылау қажет. Шығу жұмысы аз болса, ондай металл жақсы өткізгіш болады. Электрон өткізу үшін ол өткізгіш зонасына шығу керек. Сондықтан 0 К кезінде электрондар Ферми деңгейінен төмен орналасады.



$$A = E_{p0} - E_F \text{ немесе}$$

$$A \geq E_{p0} - E_F$$

$$A = eu$$

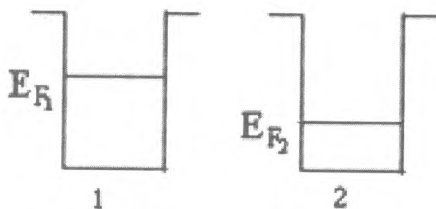
$$e = 2,6 \cdot 10^{-19} \text{ кл}$$

Электронды қатты және сұйық денеден шығаруға қажетті ең аз энергияны шығу жұмысы деп атайды. Ал оған қажетті потенциалды  $U$  – ионизация потенциалы деп атайды. Металдар үшін  $U$  көбінесе 1 В кіші.

### 5.18. Потенциалдардың контактілік айырмасы

Контакт – түйістіру және дәнекерлеу деген соз. Екі металды егер олар әр түрлі болса, түйістірген кезде потенциалдар айырмасы пайда болады. Себебі әр металдың шығу жұмысы әр түрлі. Сондықтан ионизациялау потенциалдары тең емес. Металдарды түйістірген кезде зоналар мынадай болады:

Екі металды дәнекерлегенде Ферми деңгейлері бір дең-



гейге орналасады. Олай болса, екі металдың өткізгіш зоналары әр түрлі деңгейге орналасады.

$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$  – потенциалдардың контактілік айырмасы.

Потенциалдардың контактілік айырмасы шығу жұмысының әр түрлі болуынан пайда болады. Егер осы айырманың үлкен болуы қажет болса, онда шығу жұмысы бір-бірінен өте алыс орналасқан металды алу керек. Шығу жұмысының таблицалық мәндері бар. Контактілі потенциалдар айырмасы, мысалы, жартылай өткізгіштер: диод, транзистор жасаған кезде қажет және техникада металдар дәнекерлеген кезде білу қажет. Потенциалдардың контактілік айырымы неғұрлым аз болса, энергия соғұрлым аз жоғалады.

### 5.19. Термоэлектрондық эмиссия

Термоэлектрондық эмиссия деп металдарды қыздырған кезде электрондардың вакуумға бөлініп шығуын айтады. Металдардың шығу жұмысы неғұрлым аз болса, қыздыратын энергия соғұрлым аз болады. Термоэлектрондық эмиссия электрондық лампыларда триодта және диодта қолданылады. Бұл лампылар шыны баллоннан жасалады. Оның ішіндегі ауаны сорып алып, вакуум жасайды. Вакуум жасайтын себебі, оның ішінен өткен электрон аз кедергіге жолығады.

Термоэлектрондық эмиссияны 1833 жылы ағылшын ғалымы Эдиссон ашқан. Алғаш рет электрондық лампылар техникада XX ғасырдың басында қолданыла бастады.

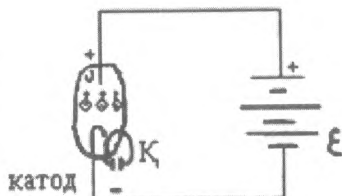
### 5.20. Электрондық лампылар. Триод. Диод

Электрондық лампылар вакуумдық приборлар қатарына жатады. Электрондық лампылардың ішінде кем дегенде 2 электрон болуы керек. Теріс зарядталған электрон – катод

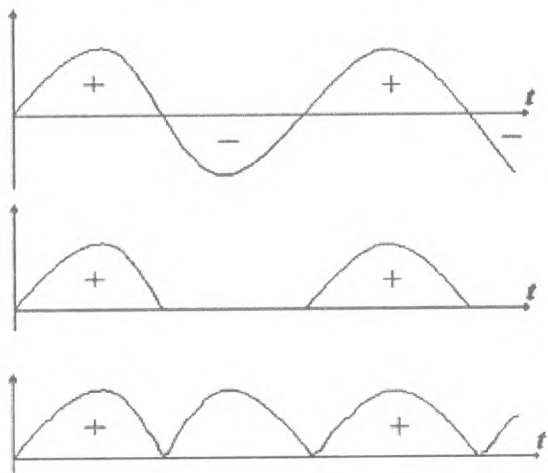
және оң зарядталған электрод – анод. Екеуін қосып диод деп атайды.

Катодтан электрондардың шығуын жеңілдету үшін, катодты жеке қыздырып отыруға болады. Катодтан бөлініп шыққан электрондар оң зарядталған анодқа қарай тар-

тылып электр тогын туғызады. Анодқа беретін потенциал неғұрлым көп болса, электрондардың жылдамдығы соғұрлым көп болады. Ал егер анодқа теріс заряд, катодқа оң заряд беретін болсақ, онда электр тогы жүрмейді, яғни анод жабылды деп есептейміз. Электронды лампы диод – бір жақты өткізгіш деп аталады. Диодтың осы қасиеті айнымалы тоқты түзету үшін қолданылады.

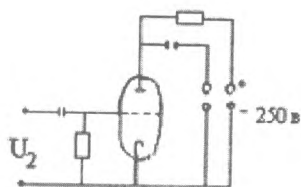
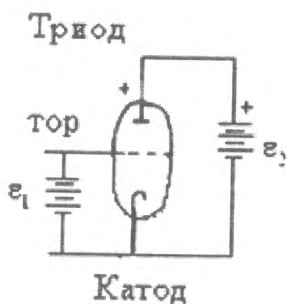


К - қыздырғыш



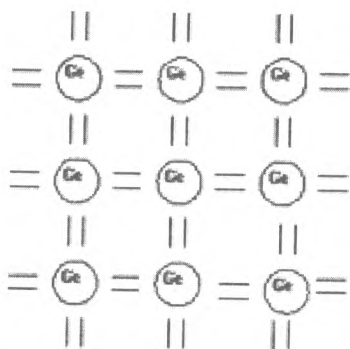
Триодта үшінші электрод тор болады. Тор катод пен анодтың арасына орналасады (катодқа жақын). Тордың қызметі катодтан шыққан электронды қажет кезде тоқтатып немесе үдетіп отыру үшін қолданылады. Егер торға катодқа қарағанда теріс кернеу берсек, катодтан шыққан электрондар тордан өте алмай қалады. Олай болса анодта ток жоқ деп есептейміз.  $I_a = 0$ . Егер торға катодқа қарағанда оң кернеу берсек анодта ток бұрынғыша қарағанда көбірек өседі, яғни анодта ток күшейді деп атаймыз. Осы





Жартылай өткізгіш деп металға қарағанда мыңдаған есе электр тогын нашар өткізетін заттарды айтамыз. Оларға жататындар: көміртегі – С, бор – В, германий – Ge, кремний – Si, селен – Se. Осылардың ішіндегі ең маңыздысы – Si. Транзисторлар, диодтар германий мен кремниден жасалады.

## 5.22. Жартылай өткізгіштің өткізгіштігі



қасиеті үшін триодты негізінен күшейткіш ретінде қолданады. Мысалы, радиода алыстан келген сигналды күшейтіп, естілетін дәрежеге келтіреді. Триодтық күшейткіштің схемасы:

$U_2$  – қабылданған сигнал

$U_1$  – күшейтілген сигнал.

$$\frac{U_2}{U_1} = K - \text{күшейту коэффициенті.}$$

циенті.

$$K = 10^3 - 10^4.$$

## 5.21. Жартылай өткізгіштер

Зоналар теориясы бойынша үшке бөлінеді: металл немесе өткізгіш, жартылай өткізгіш және изолятор, немесе диэлектрик.

Германий үшін қарастырайық.

Бұлардың арасында ковалентті байланыс бар (= коваленттік байланыс белгісі). Өрбір сызық бір электрон. Коваленттік байланыс екі электроннан құрастырылады: 1 электрон 1-атомдікі, 2 электрон 2-атомдікі. Осы байланысты түзейтін электрондар атомның соңғы орбитасында орналасқан. Сондықтан олар

атоммен әлсіз байланысқан. Олай болса электр тогын жіберген кезде кейбір электронды орнынан жұлып алуға болады. Осылайша өткізгіш электронын туғызамыз. Осы электрон ток тасымалдайды. Ал электрон тұрған жерде толтырылмай қалған оң зарядты бос орын қалады. Осы бос орынды кемтік деп атайды. Кемтіктің заряды оң. Кемтіктер көпке дейін бос тұра алмайды, ол басқа атомның электронын жұлып алады. Жаңадан пайда болған кемтік келесі бір атомның электронын жұлып алады. Осылайша кемтіктер қозғалған сияқты әсер пайда болады. Кемтіктің қозғалысын мынадай мысалдармен түсіндіруге болады: мысалы, театрда бір ұзын қатардың ортасында бір бос орын болып, басқа орындар бос болмаса, шет жақтан келген кісі “жылжындар” десе, және адамдар жылжыса, бос орын жылжыған сияқты болады. Осы қозғалыс кемтіктердің қозғалысын жақсы түсіндіреді. Сонымен жартылай өткізгіш ішінде босап шыққан электрон қозғалысымен қатар оң зарядты кемтіктер қозғалысы пайда болады. Кемтіктер қозғалысының бағыты ток бағытына қарама-қарсы болады. Олай болса жартылай өткізгіш ішінде қарама-қарсы екі ток ағады. 1) электрон туғызған ток, 2) кемтіктер туғызған ток.

Жартылай өткізгіштердің екі жақсы қасиеттерінің бірі екі түрлі – оң және теріс зарядты электр тогын өткізе алатындығы. Мысалы, металл электронды ғана өткізе алады. Осы қасиетіне бола жартылай өткізгіштен оң заряд тасушы құралдар жасалады. Оң заряд тасушы жартылай өткізгіштерді – Р-типті өткізгіштер деп атайды.

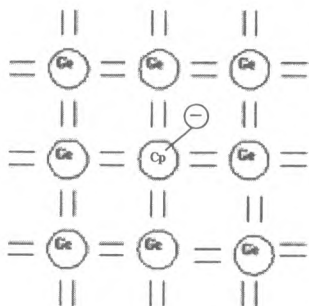
Электрондық немесе теріс зарядты өткізгіштігі бар жартылай өткізгіштерді *n*-типті өткізгіштер деп атайды. Осындай өткізгіштігі бар жартылай өткізгіштердің өткізгіштігін меншікті өткізгіштік деп атайды.

Көпшілік жартылай өткізгіш үшін электрондық және кемтіктік өткізгіштері мөлшермен бірдей. Олай болса, жалпы ток мынаған тең болады:

$$J = J_{(+)} + J_{(-)}, \quad J = \frac{I}{S}.$$

Ал техникада кемтіктік және электрондық өткізгіштердің біреуінің басым болғаны тиімді. Ол үшін жартылай өткізгішке қоспа қосады. Ондай өткізгішті қоспалы өткізгіш деп атайды.

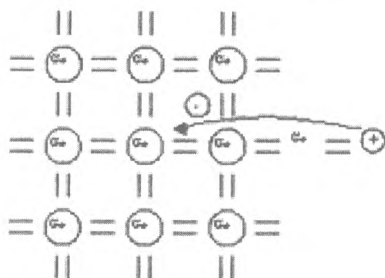
### 5.23. Қоспалы өткізгіштік



Электрондық өткізгіштік басым болу үшін, яғни *n*-типті өткізгіштер алу үшін төрт валентті германий және кремний ішіне 5 валентті элемент қосу керек. Олар Р – фосфор, I – йод, AS – мышьяк.

Фосфор 5 валентті болғандықтан, 4 валентті электрон қасындағы 4 валентті германий атомымен байланыс құрап, 5-шісі

жалғызсырап қалады. Осы 5-валенттік электрон оп-оңай босап шығып, еркін электронға айналады. Осылайша *n*-типті жартылай өткізгіш аламыз. Фосфор өзінің артық электронын беріп тұрғандықтан, фосфор қоспасын донорлық қоспа деп атайды. Донорлық қоспасы бар жартылай өткізгіш ішінде *n*-типті өткізгіштің концентрациясы мөлшермен қоспаның концентрациясына тең.



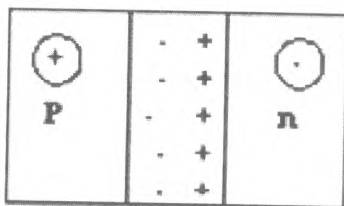
Кемтіктік (P) типті қоспа алу үшін 4 валентті германий және кремний элементтеріне 3 валентті элементтер қосамыз. Олар: бор, алюминий, индий.

3 валентті бор қасындағы 4 валентті германий атомының үшеуімен өз электрондары арқылы ковалентті байланыс құрап,

4-ші германий атомымен байланыс құрау үшін басқа жерден немесе атомнан электронды тартып алады. Себебі бор элементі германийге қарағанда химиялық активті. Тартып алынған электронның орнында оң зарядты кемтік қалады. Ол кемтік кемтік өткізгішті туғызады. Бор элементі германийдің электронын қосып алғанын акцептор деп атайды. («Акцептор» деген сөз «қармаушы» деген мағынаны білдіреді). Ал осындай қоспасы бар өткізгішті акцепторлық өткізгіштік деп атайды. Бұлар Р-типті өткізгіштерге жатады.

$$n(p) \approx 10^3 n(n)$$

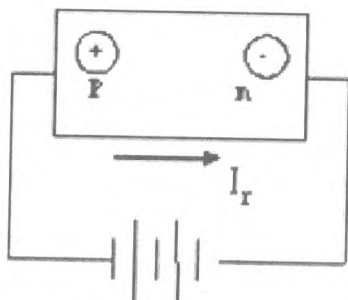
Осындай әдіспен оң зарядты өткізгіштігі бар құралдар жасалады. Бұл құралдар осы заманның негізгі жетістіктерінің бірі болып саналады. Осы өткізгіштердің нәтижесінде транзисторлар, жартылай өткізгішті диодтар жасалады. Олар лампыларды ауыстырып радиотехникада үлкен революция жасады.



*P-n* ауысуы. *P*-типті және *n*-типті екі түрлі жартылай өткізгіштерді дәнекерлеп диод және транзистор жасайды. Алдымен диодты қарастырайық.

#### А) Диод.

Алғашқы кезде, яғни дәнекерлеген кезде кемтіктер *n*-жаққа, электрондар *p*-жаққа ауысады. Осылайша шекарада зарядтар облысы пайда болады. Бұл зарядтар кемтіктер мен электрондардың әрі қарай ауысуын тоқтатады. Осылайша пайда болған зонаны *P-n* ауысуы деп атайды. Осы зона арқылы диодтың кедергісі анықталады. Диодта ток жүру үшін оны электр тізбегіне қосамыз.



*P*-типті жаққа оң заряд, *n*-типті жаққа теріс заряд беру арқылы диод ішінде электр тогын туғызамыз, яғни диод ашылды деп есептеледі. Осы кездегі тоқты тура ток деп атайды. Ал енді керісінше жалғасақ *P-n* ауысу зонасы үлкейіп, диод электр тогын өткізбейді немесе диод жабылды деп аталады. Бұл кезде ток жоқ, бар болса да өте аз, ол тоқты – кері ток деп атайды. Жартылай өткізгіштің осы қасиетін біржақты өткізгіштік деп атайды. Ол лампылы диод сияқты айнымалы тоқты түзету үшін қолданылады.

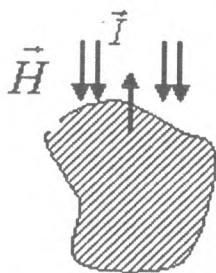
### 5.24. Транзистор

Транзистор деп жартылай өткізгіштен жасалған триодты айтады. Ол үш электродты лампа сияқты жұмыс істейді. Транзистор электротехникада күшейткіш рөлін атқарады.

## 5.25. Қатты заттардың магниттік қасиеттері

Магниттік қасиеті бар заттар Қытай мен Индияда 2-3 ғасырда белгілі болған. Сол жылдарда Қытайда компас жасалған. Ал магнит деген сөз Грецияның Магнезия деген қаласынан табылған темірге айтылған. Магниттің негізгі қасиеті, оның екі полюсті болуы. Оны қанша ұсақтаса да ол екі полюсті болып қала береді. Магниттік күш сызықтары солтүстік полюстен шығып оңтүстік полюске кіріп жатады. Күш сызығы деп нүктеден жүргізген жанама магнит индукциясының  $B$  бағытын көрсететін геометриялық нүктелер орнын айтамыз. Магниттік қасиет электр бөлшектердің фундаментальды қасиеті, яғни электрон, протон, нейтрон және атомдар өздерінің меншікті магниттік қасиетіне ие болады. Мысалы, заряд – масса сияқты тұрақты шама. Олай болса осы бөлшектен тұратын заттар да магниттік қасиетке ие болады.

## 5.26. Магнетиктер түрлері



Заттың ішіндегі атомдар өздерінің ішіндегі магнит моменттерін жоғалтпайды. Олай болса магнит моментінің қосындысы деген шама туралы айтуға болады.

$$\vec{P} = \sum_{i=1}^N p_i, \quad \vec{J} = \frac{\vec{P}}{V} - \text{магниттеу}$$

векторы.

Магниттік вектордың шамасына байланысты қатты денелер үш түрге бөлінеді, сыртқы магнит өрісінің әсері бойынша.

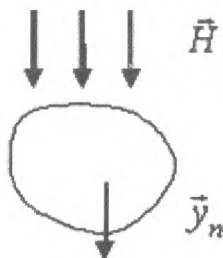
$\vec{H}$  – сыртқы магнит өрісінің кернеулігі.

$$\vec{I} = \chi \vec{H}$$

$\chi$  – магниттік қабылдағыш.

1.  $\chi = -(10^{-7} \div 10^{-3})$  – мұндай заттарды диамагниттік деп атайды.  $I_d$  – диамагнит. Бұлар сыртқы өрісті әлсіретеді. Мысалы, висмут, сұйық азот, сұйық және барлық органикалық заттар.

2.  $\chi = -(10^{-6} \div 10^{-3})$  – парамагнетик.



Мысалы, сұйық оттегі, алюминий. Парамагнетик сыртқы магнит өрісін аздап күшейтеді және парамагнетик магнит өрісіне қарай тартылады. Олай болса магнит өрісі: →

3.  $\chi \gg 1$  – Супермалай деген магнит үшін  $\chi = 100000$ . Ферромагнетик сыртқы өрісті өте көп күшейтеді. Сондықтан ферромагнетик заттар магнит өрісін туғызу үшін қолданылады. Мысалы, темір, никель, кобальт және т.б. кейбір қоспалар. Соның бірі супермалай.

### 5.27. Атом мен молекуланың магниттік моменттері. Гирромагниттік қатынас

Бөлшектердің меншікті моментінен басқа орбитада қозғалған электрон туғызатын ток әсерінен пайда болатын орбиталық магниттік момент те болады.

$I$  – электр қозғалысынан пайда болған электр тогы.

$$I = \frac{dQ}{dt}, \quad I = \frac{e}{T} = e \cdot v \quad \text{– электрондардың қозғалысынан туған ток.}$$

Электр тогы магнит моментін туғызады. Магнит моменті:

$P = I \cdot S$ ;  $S = \pi r^2$ ;  $P = e v \pi r^2$ ;  $2\pi r = v \cdot T$ ;  $2\pi r = \frac{v}{\nu}$ ;

$$\nu = \frac{v}{2\pi r}; \quad P = \frac{e v \pi r^2}{2\pi r}; \quad P = \frac{e v r}{2} \quad \text{– орбиталық магниттік}$$

момент.

Момент дегеніміз қозғалыс мөлшерінің шеңбердің радиусына көбейтіндісі. Қозғалыс мөлшері:

$$L = m v r; \quad g = \frac{P}{L} = \frac{e v r}{2 m v r} = \frac{e}{2m},$$

$e$  – электрон заряды,  $m$  – электрон массасы, тұрақты шамалар.

$$g = \frac{e}{2m} - \text{бұны гиромагниттік қатынас деп атайды.}$$

Гиромагниттік қатынастың үлкен ғылыми маңызы бар. Оны өлшеу қиын болмады. Егер осы қатынас экспериментте дәл шықса, ол кванттық механиканың дұрыстығын дәлелдер еді. Осы қатынасты бірінші рет өлшеген Эйнштейн мен де Гааз. Бұлардың өлшеуі бойынша гиромагниттік қатынас бірнеше түрлі болып шыққан.

1)  $g_s = g$  – диамагниттер дейміз.

2) Көпшілік заттар үшін бұдан үлкен болып шықты.

$g < g_s < 2g$  – парамагниттер деп аталады.

3)  $g_s = 2g$  – ферромагниттер деп аталады (күшті магниттер).

Сонымен қатар меншікті гиромагниттік қатынас бар. Ол электрондардың меншікті магнит моменті мен меншікті механикалық моментінің қатынасынан пайда болады.

$P_s$  – меншікті магниттік момент,

$L_s$  – меншікті механикалық момент.

$$P_s = \frac{e}{m} \cdot \frac{\pi}{2} \cdot L_s$$

## 5.28. Парамагнетизм

Парамагнитті заттың атомдарының тұрақты нөлге тең емес магнит моменті болады. Оны электронның меншікті магнит моменті мен орбитаның магнит моментін туғызады. Парамагнетик сыртқы өрістің индукция векторының бағытымен бағыттас бағыттала отырып, өріс ішіне қарай тартылады. Парамагнетиктің гиромагниттік қатынасы тәжірибеден мынадай:

$$q_{\text{нар}} = g = \frac{e}{2m}$$

Олай болса орбиталық магнит моменті парамагнетиктің негізгі құраушысы болып табылады.

## 5.29. Диамагнетизм. Лармор прецессиясы

Диамагнетизм қасиеті сыртқы магнит өрісіне қарсы магнит өрісін туғызуы көпке дейін түсініксіз болған. Оны

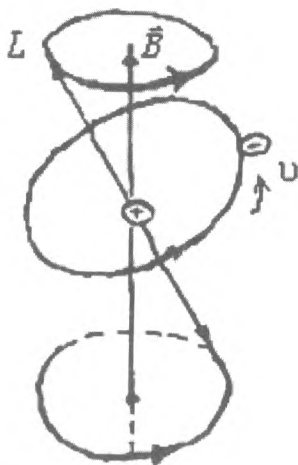
Лармор прецессиясы деген құбылыс арқылы түсіндірген. Мысалы, біз электронды қарастырсақ. Электрон орбита бойынша қозғалатын болсын.

$$L = mvr; P = \frac{evr}{2}.$$

Бұлар бір-біріне қарама-қарсы бағытталған.

$B$  – сыртқы өрістің магнит индукциясы. Осы магнит өрістерінің әсерінен электронның жазықтығы айнала бастайды.

Осы прецессия қозғаласының әсерінен диамагнетик сыртқы өріске қарсы магнит өрісін туғызады. Сондықтан диамагнеттік қасиет барлық атомға тән қасиет. Бірақ парамагнетик пен ферромагнетиктен басқа құбылыстар басым болатындықтан диамагнеттік өріс байқалмайды.



### 5.30. Магниттік физикалық шамалар

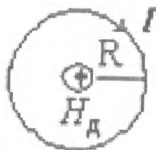
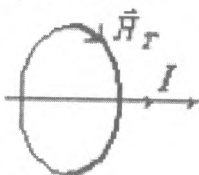
а) Магниттік кернеулік –  $H$ , өлшем бірлігі – а/м.

Магнит өрісінің кернеулігі – оның потенциалдық сипаттамасы болып табылады және магнит өрісінің кернеулігі ток күші мен ток ағып тұрған өткізгіштің формасына ғана байланысты. Магнит өрісі туып тұрған ортаға ешқандай байланысты емес.

Мысалы, дөңгелек өткізгіштің және түзу сызықтың бойымен ток ағып тұрса, олардың кернеуліктері  $H_d$  және  $H_T$ .

$$H_d = \frac{I}{2R}, \quad H_T = \frac{I}{2\pi R}.$$

Шеңбердің жалпақ жағы сымның бер жағы, ал жіңішке жағы – ар жағы.





б) Магнит өрісінің индукциясы  $\vec{B}$ .

Магниттік индукция өрістің күштік сипаттамасын көрсетеді. Магнит индукциясы магнит өрісі туып тұрған ортамен тығыз байланысты. Магнит өрісі темірдің, ферромагниттің ішінде тұрса, ол өріс күшті өріс болады.

$$\vec{B} = \mu \vec{B}_0,$$

мұндағы,  $\vec{B}$  – ортадағы индукция,  $\vec{B}_0$  – вакуумдағы индукция,  $\mu$  – магниттік өткізгіштік.

$$\mu = \frac{\vec{B}}{\vec{B}_0}; \quad \vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H},$$

$\mu_0$  – магниттік тұрақты,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м.

$B = \mu \mu_0 \vec{H}$  – кернеулік пен индукцияны байланыстырады.

$\mu < 1 \Rightarrow$  – диамагнетик

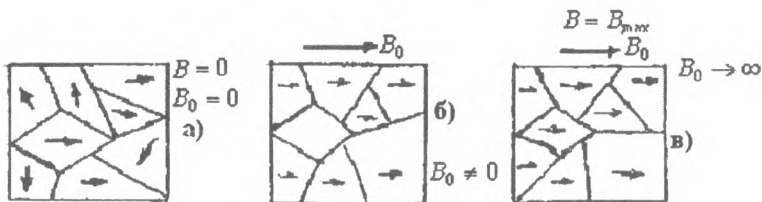
$\mu > 1 \Rightarrow$  – парамагнетик

$$\mu = 1 + \chi$$

$\mu \gg 1 \Rightarrow$  – ферромагнетик.

### 5.31. Ферромагнетиктер. Домендер

Ферромагнетиктер ең күшті магнит өрісімен байланысты, оның пайда болу себебі ферромагнетик ішінде домендік зоналар болуына байланысты. Өрбір доменнің өзінің магниттік моменті болады. Ол магниттік моменттер электрондардың спиндік моменттерімен тығыз байланысқан. Ал бізге белгілі спиндік моменттің басқа магниттік моменттерге қарағанда екі есе күшті екендігі. Олай болса доменнің де магниттік моменті өте күшті болады.



а) Сыртқы магнит өрісі жоқ кезде ( $B_0 = 0$ ), магниттің ішкі өрісі ( $B=0$ ) нөлге тең. Себебі домендердің магниттік

моменттері бей-берекет орналасқандықтан қосындысы нөлге тең.

б) Сыртқы магнит өрісі берілген кезде ферромагнетик ішіндегі домендердің магниттік моменті сыртқы өрістің индукциясының бағытымен бір бағытқа бұрылады, яғни ферромагнетик ішінде магнит өрісі күшейтіледі.

в) Сыртқы өрісті одан сайын күшейте берсек домендердің магниттік моменттері түгелдей бұрылып, магнетик ішіндегі өріс индукциясы  $B$  өзінің максимал мәніне жетеді. Енді сыртқы өрісті өсіре берсек те, индукция  $B$  өспейді, себебі барлық домендер  $\parallel$  бұрылып болды. Осы кезде сыртқы өрісті туғызып тұрған токтың жадын жасауға қолданылған. Қазір одан да кішкентай интегралды схемалар деген кристалдар қолданылады.

### 5.32. Ферромагнетиктердің домендік қасиеті

Бұл коллективті эффектін болып есептеледі. Көптеген молекулалар бірігіп домендік облыстарды түзейді. Домендік көлемдер өте кішкентай, бірақ та микроскоппен көруге болады. Ал енді ферромагнетиктер молекулаларын жеке қарастырайық, немесе жекелеп газ болып ұшып жүрсе, олар ферромагнетик болмайды. Мысалы, темір атомдарынан тұратын газ диамагнетиктік қасиет болады.

### 5.33. Кюри температурасы

Ферромагнетикті қыздыра берсек, балқу температурасына жетпей, олар парамагнетикке айналады екен. Осы температура әр зат үшін тұрақты және оны Кюри нүктесі немесе Кюри температурасы деп атайды. Мысалы, темір үшін  $Fe$   $770^{\circ}C$ , никель үшін  $Ni$   $370^{\circ}C$ . Осы температураға жеткен кезде ферромагнетик ішіндегі домендер ыдырайды. Бірақ та қайтадан салқындата бастаса осы температурадан өткенде қайтадан ферромагниттік қасиеті орнығады. Сондықтан бұл қайтымды процесс.

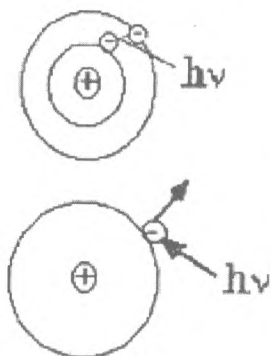
Кюри нүктесі төмен заттар да бар. Олар шамамен  $\approx 100^{\circ}$ . Оларды феррит деп атайды.

Кюри нүктесінің техникада қолданылатын жерлері көп. Мысалы, қыздыру температурасы белгілі бір шамаға жеткенде тізбекті ажыратып тастайтын реле жасауға болады.

### 5.34. Ферриттер – жартылай өткізгіштен жасалған ферромагниттер

Радиотехникада үлкен жиілікпен жұмыс істеген кезде магнит өрісінің бағыты  $10^5$  және  $10^7$  дейінгі жиілікпен ауысып отырады. Осындай жиілікке металдан жасалған ферромагнетиктер ілесе алмайды. Сондықтан феррит деген заттар жасалған. Оларды темірдің тотығымен басқа эквивалентті металдардың тотықтарымен араластырылып жасалады. Ферриттердің тағы бір жақсы қасиеті оларды өте кішкентай қылып жасауға болады және жартылай өткізгіштік қасиеттері сақталады. Феррит – есептеу техникасында ЭВМ-нің жадын жасауға қолданылған. Қазір одан да кішкентай интегралды схемалар деген кристаллдар қолданылады.

### 5.35. Жарықтың жұтылуы



Жарық қатты денеге, сұйыққа, газға түскенде сәуле жеке атоммен жұтылып, қайтадан шығарылады. Егер сәуле толық жұтылып электронды бөліп шығаратын болса, онда фотоэффект деп аталады. Ал электрон сәулені жұтқан соң атомнан шықпай бір орбитадан екінші орбитаға өтсе, онда атом қозғалады деп атаймыз. Бұл жағдай электрон үшін тиімсіз. Сондықтан біраздан кейін электрон төменгі орбитаға ауысады. Сол уақытта жұтылған жарық қайтадан бөлініп шығады. Осылайша затқа түскен жарықтың кванттық саны заттан өткен кезде азаяды және түгелдей жұтылады.  $I$  – тосқауылдан өткен  $I_0$  – түскен жарықтың интенсивтілігі болсын. Интенсивтілік деп уақыт бірлігіндегі фотондардың санын айтады.  $I = I_0 e^{-\alpha d}$ ,  $d$  – тосқауылдың қалыңдығы,  $\alpha$  – жұтылу коэффициенті,  $e$  – натурал логарифмнің негізі  $= 2,718$ .

Әр түрлі зат жарықтың спектрінің әр бөлігін әр түрлі жұтады. Мысалы, қызыл фильтр ақ жарықтың спектрінің қызыл бөлігін ғана көрсетеді. Ал жасыл фильтр жасыл

бөлігін ғана көрсетеді. Осы құбылысты жарықтың түсі деп атайды.

### 5.36. Атомның спонтандық жарық шығаруы

Мысалы, сиретілген газды қарастырайық. Жарық сәулесі түскен кезде электрондар өздерінің орбиталарынан жоғары орбитаға өтеді. Бірақ бұл жағдай тұрақты емес.

Электрон өзінің энергиясын азайтуға тырысады. Сондықтан ол қозған деңгейде көп уақыт тұра алмайды. Ол уақыт: электрон өзінің энергиясын азайту үшін өз бетімен төменгі орбитаға қайтып оралады. Осы құбылысты спонтанды сәуле шығару деп атайды. Спонтанды сәуле шығару алдымен қыздырғаннан кейін де пайда болуы мүмкін. Осы принциппен барлық жарық көздері жұмыс істейді (Электр лампы, май лампы, керосин лампы т.б.).

### 5.37. Индукциялы сәуле шығару. Абсолюттік теріс температура ұғымы

Абсолют температура – нөлден бастап есептелетін температура ( $T$ ). Абсолюттік температура ұғымын ағылшын физигі У. Томсон (Кельвин) 1848 ж. енгізген. Осыған байланысты абсолют температура шкаласын Кельвин немесе термодинамикалық температуралық шкала деп атайды. Абсолюттік температура *Кельвинмен* ( $K$ ) өлшенеді. Абсолюттік температураның Цельсий шкаласы ( $t^{\circ}C$ ) бойынша өлшенетін температураға қатынасы  $t = T - 273,15 K$  теңдеуімен анықталады.

Қатты дене монохроматты жарық сәулесі түскен кезде фотонның біраз бөлігі атоммен жұтылып электрондар жоғары орбитаға ауысады. Ауысқан электрондардың саны –  $N_n$ . Астыңғы деңгейде қалғандарының саны –  $N_0$ . Кейбір заттарда осылайша жоғарғы деңгейге электрондарды жинап алуға болады екен (түгел емес). Осы жарықтың әсерінен электрондар төменгі орбитаға бір мезгілде ауысады. Осы құбылысты индукциялы жарық шығару деп атайды.

$$N_n = N_0 e^{\alpha}; \quad \alpha = \frac{E_n - E_0}{KT}; \quad \frac{N_n}{N_0} = e^{-\frac{E_n - E_0}{KT}};$$

$$\ln \frac{N_n}{N_0} = -\frac{E_n - E_0}{KT}; \quad T = -\frac{E_n - E_0}{K \left( \ln \frac{N_n}{N_0} \right)}$$

- а)  $N_n > N_0, T < 0$ .  
 б)  $N_n < N_0, T > 0$ .

### 5.38. Лазер (Оптикалық кванттық генератор)

Лазер – ағылшын сөзінің бас әрпінен құралған. Қысқаша жарықтың еріксіз сәуле шығаруы арқылы күшейтілуі деген мағынадан алынған.

Лазер – алғаш рет көрінбейтін (жарық үшін) электр-магниттік толқын үшін жасалған (1954 ж). Ол сәулелердің толқын ұзындығы ультракүлгіннен субмиллиметр диапозонда орналасқан. Оларды лазер деп атаған. Бірінші рет жасаған совет физиктері Басов пен Прохоров және американдық ғалымы Таунс үшеуі осы еңбектері үшін 1964 жылы Нобельдік сыйлық алған. Ал оптикалық лазер 1960 жылы ғана шықты.

Қазіргі уақытта қолданатын лазерлер электр-магниттік толқынның барлық шкаласы бойынша жұмыс істейді дегенге болады. Соның ішінде рентген сәулелерінің лазері мен ядролық  $\gamma$ -сәулелерінің лазері.  $\gamma$ -лазері бір-ақ рет қолданылатын лазер, себебі ол үшін ядролық қопарылыс қолданылады.

### 5.39. Оптикалық лазер

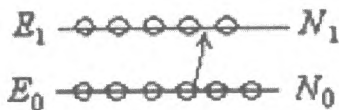
Оптикалық лазердің жарық сәулелері толқын ұзындықтары бойынша жұмыс істейді. Лазердің негізгі қасиеттері:

а) сәулесі монохроматты, яғни бір толқын ұзындығы бойынша шығады.

б) сәулелердің энергиясы және қуаты өте зор (металды балқытуға шамасы жетеді).

в) сәулесі өте жіңішке және параллель шоқ түрінде тарайды. Оптикалық лазерді бірнеше түрге бөледі: 1. қатты денелі лазер (рубин кристалынан), 2. газды лазер (гелий), 3. Химиялық лазер (химия реакциясы кезінде бөлінген жарықты күшейту).

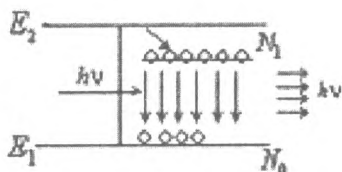
Денеге жарық сәулесі түскенде  $E_0$ -ден электрон  $E_1$  деңгейге ауысады. Термодинамикалық тепе-теңдік жағдайда астыңғы деңгейдегі молекулалар саны  $N_0 > N_1$  жоғарғы деңгейдегі  $N_1$  электрондардың санынан артық болады. Көпшілік заттарда осы тепе-теңдік сақталады, бірақ та ондай заттар лазер жасауға жарамайды.



Кейбір заттарға белгілі бір жағдай тудырсақ, жоғары деңгейдегі электрондар саны  $N_1$ , төменгі деңгейдегі электрондар саны  $N_0$ -ден артық болуы мүмкін,  $N_0 > N_1$ . Ондай заттардың ішінде жарық сәулесі кенеттен күшейтілуі мүмкін. Олай болса олар лазер жасауға жарайтын зат болып есептеледі. Ондай заттарды оптикалық активті заттар деп атайды.

#### 5.40. Гелий-неон лазерінің жұмысы

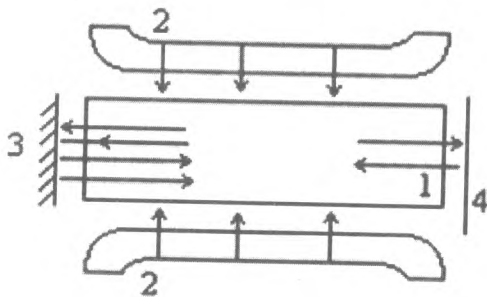
Газды лазерларда  $N_0$  деңгейіндегі электрондар алдымен  $E_2$  деңгейіне шығады. Ол деңгейден электрондар қолмақол  $E_1$  деңгейіне ауысады. Бұл деңгейде электрондардың орналасып тұратын уақыты үлкен болғандықтан, осы деңгейге электрондар жинала бастайды. Осылайша  $N_1$  саны  $N_0$ -ден артады. Яғни оптикалық лазер алатын жағдай туады.  $E_1$  – деңгейде тұрған электрондар сыртқы сәуле әсерінен бір мезгілде төменгі деңгей  $E_0$  – көшіп, күшейтілген жарық шығарады. Шыққан сәуленің толқын ұзындығы, жиілігі бірдей, себебі бір деңгейден ауысатын электрондардың сәулесі болып табылады.



$$\nu = \frac{E_n - E_0}{h}.$$

#### 5.41. Лазердің жұмыс істеу принципі, қолданылуы

Барлық лазерлар бірдей принциппен жұмыс істейді. Схемасы мынадай:



1 – лазерлік түтікше (іші активтік затпен толтырылған);

2 – сыртқы жарық көзі-толтырылу жарығы;

3 – жарық шашыратқыш айна;

4 – жартылай шашыратқыш айна және жарық шығатын терезе.

Лазерді қосқан кезде 2-ші жарық көзі импульсті жарық сәулесін береді. Ол жарық оптикалық активті денені жарықтандырып, жоғарғы энергетикалық деңгейін  $E_1$  электрондармен толтыра бастайды. Сондықтан бұл жарықты толтырылу жарығы деп атайды. Электрондар  $E_1$  деңгейіне орналысып болған соң біртіндеп төменгі деңгейге ауысып жарықтар шығара бастайды. Ол жарық сәулелері түтікшелердің бойымен тарап, айналардан шағылысып, түтікшелердің ішін бірнеше рет әрі-бері өтеді. Бір кезде барлық электрондар төменгі орбитаға өтеді де, жарық күшейіп 4-терезеден сыртқа қарай шығады. Осындай принциппен істейтін лазерлер импульсті лазерлер деп аталады. 3- және 4-айналар бір-біріне өте дәл || болғаны дұрыс. Сонда ғана жарық сәулесі күшейіп жан-жаққа шашырамай бір бағытта ғана шығады. Импульсты лазердің бір кемшілігі бар. Олар үзіліссіз жұмыс істемейді. 1-сәуле импульсы мен 2-сәуле импульсының арасында бос уақыт көп болады. Импульсты лазерлердің кемшіліктерін ескеріп жасалған жаңа типті лазерлер үздіксіз лазерлер деп аталады. Импульстық лазерлер радиолокацияда, астрономиялық зерттеулерде (айға дейінгі арақашықтықты есептеген), және басқа да ғылыми зерттеулерде қолданылады.

Лазер шаруашылықта, өнеркәсіпте, адам игілігіне қолданылуда бірінші орын алады десек артық болмас еді. Мысалы, медицинада лазер арқылы ішкі органдарды қарай-

тын және оларға операция жасайтын медициналық құралдарда қолданылады.

Металлургияда кейбір жоғары температурада балқытын заттарды балқыту үшін немесе оларды тесу және кесу үшін қолданылады. Соғыс қаруларын жасайды.

Лазер информация тасу үшін есептеу техникасында машинаның жады информацияны оқу үшін және басқа да көптеген жерлерде қолданылады. Компьютерлік лазерлік проекторларда видеокөріністерді үлкен экранға шығаруда қолданылып жүр.



## ПАЙДАЛАНЫЛҒАН ӘДЕБИЕТТЕР

1. Айманов К., Вахольский Б.М., Рах Г.И. Электрониканың физикалық негіздері. Алматы: Мектеп, 1971.
2. Аюста В., Кован К., Грэм Б. Основы современной физики. М.: Просвещение, 1981.
3. Арызханов Б. Физика курсы. Алматы: Мектеп, 1988.
4. Ахметов А.Қ. Кванттық механикаға кіріспе. – Астана: Фолиант, 2004. – 232 б.
5. Ахметов А.К., Померанцев Г.Б. Курс общей физики. В 3-х т. – Астана: Фолиант, 2003.
6. Булькин П.С., Попова И.И. Общй физический практикум. Молекулярная физика. М.: Изд-во МГУ, 1988.
7. Бушманов Б.Н. и Хромов Ю.А. Физика твердого тела. М.: Высшая школа. 1971.
8. Гершензон Е.М. и др. Курс общей физики. Молекулярная физика. М.: Просвещение, 1982.
9. Грашин А.С. Квантовая механика. М.: Просвещение. 1974.
10. Елифанов Г.И. Физика твердого тела. М.: Высшая школа, 1965.
11. Ерматов С.Е. Барлаушы бөлшектер. Алматы: Қазақстан, 1988.
12. Жаңабергенов К. Электроника негіздері. Алматы: Мектеп, 1989.
13. Задачник практикум по теоретической физике: квантовая механика. Серова Ф.Г. и др. – М.: Просвещение, 1982.
14. Иванов Г.А. Жартылай өткізгіштер. Алматы: Мектеп, 1989.
15. Корсунский М.И. Оптика, строение атома, атомное ядро. М.: Наука, 1967.
16. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: т.3, Квантовая механика (нерелятивистская теория). 4-е изд. М.: Наука. 1989.
17. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976.
18. Маусымбаев С.С. Кванттық механика. Алматы: Ғылым, 1972. – 187 б.
19. Маусымбаев С.С. Кванттық механиканың есептер жинағы (оқу құралы). – Алматы: Қайнар университеті, 1997. – 199 б.
20. Маусымбаев С.С. Кванттық теория терминдерінің

орысша-қазақша түсіндірме сөздігі. – Алматы: РИК РК, 1993. – 178 б.

21. Маусымбаев С.С. Кванттық теорияның шығуы және дамуы (монография). Алматы: Қайнар университеті, 1995. – 171 б.

22. Маусымбаев С.С. Лекции по физике твердого тела: Учебное пособие. – Курчатов: НЯЦ РК, СГПИ, 2006. – 101 с.

23. Нұрахметов Т. Сырсандық кристалдар. Алматы: Қазақстан, 1987.

24. Омаров Е.С. Кавитационные эффекты при быстрой кристаллизации жидкости. Тезисы докладов II Всесоюзной конференции «Моделирование роста кристаллов». – Рига, 2–5 ноября, 1987. – с. 249.

25. Пантел Р., Путхов Г. Основы квантовой электроники. М.: МИР, 1972.

26. Полатбеков П. Оптика. Алматы: Мектеп, 1981.

27. Румер Ю. Б., Рывкин М.Ш. Термодинамика, статистическая физика и кинетика. М.: Наука, 1977.

28. Савельев И.В. Основы теоретической физики. Том 2. Квантовая механика. М.: Наука, 1977.

29. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Атомная и ядерная физика. Ч. 1. Атомная физика. М.: Наука, 1986.

30. Спроул Р. Современная физика. Квантовая физика атомов, твердого тела и ядер. М.: Наука, 1974.

31. Фолмер М. Кинетика образования новой фазы. М.: Наука, 1986.

32. Френкель Я.И. Кинетическая теория жидкостей. Л.: Наука.

33. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. М.: Наука, 1972.

34. Жапаров Ж.Ж., Құлтасов К.А., Татенов А.М. Теориялық механика есептерін шешу. Алматы: Ана тілі; 1993.

35. Жапаров Ж., Құлтасов К.А. Электродинамика есептерін шешу. Алматы: Білім, 1995.

## МАЗМҰНЫ

Алғы сөз .....	3
----------------	---

### I тарау. КВАНТТЫҚ МЕХАНИКА

1.1. Классикалық физиканың атомдық құбылыстарды түсіндірудегі дәрменсіздігі .....	4
1.2. Де Бройль гипотезасы. Электрондардың дифракциясы .....	5
1.3. Гейзенбергтің анықталмағандықтар қатынастары .....	6
1.4. Толқындық функция және оның физикалық мағынасы .....	9
1.5. Шредингер теңдеуі – кванттық механиканың негізгі теңдеуі .....	10
1.6. Шредингердің стационарлық теңдеуінің қолданылуы .....	13
1.7. Бөлшектің центрлі-симметриялы өрісте қозғалуы. Шредингердің радиалдық теңдеуі .....	22

### II тарау. АТОМДЫҚ ФИЗИКА

2.1. Сутегі атомы .....	24
2.2. Спектрлік заңдылықтар .....	26
2.3. Бор теориясы .....	27
2.4. Атомдардың құрылысы және оптикалық қасиеттері туралы қазіргі көзқарас .....	28
2.5. Электрон спині. Кеңістіктің квантталуы .....	30
2.6. Паули принципі. Штерн-Герлах тәжірибесі .....	32
2.7. Атомның спектр сызықтарының жұқа құрылымы .....	34
2.8. Бөлшектердің ажыратылмаулығының принципі .....	35
2.9. Паули принципін қолдану .....	35
2.10. Ұқсас бөлшектер системасының кванттық механикасы .....	35
2.11. Атом орбиталарындағы электрондардың орналасуы .....	36
2.12. Менделеевтің таблицасы .....	37
2.13. Рентген сәулелері .....	37
2.14. Рентген сәулелерінің қасиеттері .....	37
2.15. Рентген сәулелерінің спектрлері .....	38
2.16. Мозли заңы .....	39

### III тарау. ЯДРОЛЫҚ ФИЗИКА

3.1. Ядроның құрылымы .....	40
3.2. Ядролық күш және оның қасиеттері .....	41
3.3. Ядролық күштің негізгі қасиеттері .....	41
3.4. Байланыс энергиясы және масса дефектісі .....	42
3.5. Радиоактивтік ыдырау .....	42
3.6. Жартылай ыдырау периоды. Өмір сүру уақыты .....	44
3.7. $\alpha$ -ыдырауы .....	44
3.8. Бета ( $\beta$ )-ыдырау .....	45
3.9. Гамма ( $\gamma$ )- ыдырау .....	45
3.10. Фотоядролық реакция .....	45
3.11. Туннельдік өту ретінде альфа-ыдыраудың элементарлық теориясы .....	47
3.12. Гамма сәулесінің көздері .....	50
3.13. Гамма сәулелерінің резонанстық жұтылуы. Мессбауэр эффектісі .....	51
3.14. Ауыр ядролардың бөліну реакциясы. Тізбекті реакция .....	52
3.15. Синтез реакциясы. Басқарылатын термоядролық реакциялар проблемасы .....	52
3.16. Термоядролық реакцияны игеру проблемасы .....	53
3.17. Ядролық энергияның бейбіт мақсатта қолданылуы .....	53
3.18. Элементар бөлшектер .....	54
3.19. Антибөлшектер .....	55
3.20. Бөлшектер қасиетінің сарқылмаушылығы .....	55
3.21. Бөлшектердің классификациясы .....	56

### IV тарау. МОЛЕКУЛАЛЫҚ ФИЗИКА ЖӘНЕ ТЕРМОДИНАМИКА

4.1. Динамикалық және статистикалық заңдылықтар .....	57
4.2. Статистикалық физиканың негізгі шамалары .....	58
4.3. Идеал газдың молекула-кинетикалық теориясының негіздері. Үлестіру функциясы .....	59
4.4. Больцман үлестірілуі .....	60
4.5. Тепе-теңдік жағдай .....	61
4.6. Флуктуация .....	61
4.7. Броундық қозғалыс .....	62
4.8. Молекулалардың орташа энергиясы. Молекула жылдамдықтарының түрлері .....	63

4.9. Молекула-кинетикалық теорияның негізгі теңдеуі .....	64
4.10. Больцман тұрақтысы .....	66
4.11. Абсолюттік температура шамасы .....	66
4.12. Жылу сыйымдылығы .....	67
4.13. Тұрақты көлем және тұрақты қысым кезіндегі сыйымдылықтар ( $C_p$ , $C_v$ ) .....	67
4.14. Затты тасымалдау құбылыстары. Диффузия .....	68
4.15. Диффузиялық ток .....	69
4.16. Жылу тасымалдау .....	70
4.17. Тұтқырлық .....	70
4.18. Термодинамика негізі .....	71
4.19. Термодинамиканың бірінші бастамасы .....	72
4.20. Менделеев-Клапейрон теңдеуі .....	73
4.21. Идеал газ заңдары .....	73
4.22. Идеал газдың ішкі энергиясы .....	74
4.23. Изопроцестер кезінде істелінетін жұмыс .....	75
4.24. Қайтымды және қайтымсыз процестер .....	76
4.25. Энтропия .....	76
4.26. Термодинамиканың екінші бастамасы .....	77
4.27. Карно циклі .....	77
4.28. Ван-дер-Ваальс теңдеуі .....	78
4.29. Реал газдың эксперименттік изотермалары .....	78
4.30. Реал газдың ішкі энергиясы .....	79
4.31. Джоуль-Томсон эффектісі .....	80
4.32. Төменгі температураларды алу .....	80
4.33. Термодинамиканың үшінші бастамасы .....	81
4.34. Фазалық алмасу .....	81
4.35. Қайнау .....	82
4.36. Балку .....	82
4.37. Сұйықтардың құрылым туралы қазіргі көзқарастар .....	82
4.38. Жуық рет таралудың радиалдық функциясы .....	83
4.39. Сұйықтың статистикалық теориясы туралы түсінік .....	84
4.40. Капилляр түтіктер. Лаплас формуласы .....	84

## V тарау. ҚАТТЫ ДЕНЕ ФИЗИКАСЫ

5.1. Аморфты денелер .....	86
5.2. Кристалл денелер .....	86

5.3. Кристалл .....	87
5.4. Кристалдардың классификациясы .....	87
5.5. Кристалдардың механикалық қасиеттері .....	88
5.6. Деформация кезіндегі физикалық шаманың өзгеруі .....	89
5.7. Триболоминесценция. Кристаллюминесценция. Криволюминесценция .....	90
5.8. Көлемдік ұлғаю .....	91
5.9. Қатты дененің жылу сыйымдылығы .....	92
5.10. Термодинамиканың үшінші бастамасы. Нернст заңы .....	95
5.11. Фонондар. Қатты дененің жылу өткізгіштігі .....	95
5.12. Металдың кванттық теориясы .....	96
5.13. Қатты дененің зоналар теориясы .....	97
5.14. Зоналардың толтырылуы. Ферми деңгейі .....	99
5.15. Металдағы электр тогы .....	100
5.16. Асқын өткізгіштік .....	100
5.17. Термоэлектрондық эмиссия. Электрондардың металдан шығу жұмысы және Ричардсон-Дэшмен формуласы .....	101
5.18. Потенциалдардың контактілік айырмасы .....	101
5.19. Термоэлектрондық эмиссия .....	102
5.20. Электрондық лампылар. Триод. Диод .....	102
5.21. Жартылай өткізгіштер .....	104
5.22. Жартылай өткізгіштің өткізгіштігі .....	104
5.23. Қоспалы өткізгіштік .....	106
5.24. Транзистор .....	107
5.25. Қатты заттардың магниттік қасиеттері .....	108
5.26. Магнетиктер түрлері .....	108
5.27. Атом мен молекуланың магниттік моменттері. Гиромангниттік қатынас .....	109
5.28. Парамагнетизм .....	110
5.29. Диамагнетизм. Лармор прецессиясы .....	110
5.30. Магниттік физикалық шамалар .....	111
5.31. Ферромагнетиктер. Домендер .....	112
5.32. Ферромагниттердің домендік қасиеті .....	113
5.33. Кюри температурасы .....	113
5.34. Ферриттер – жартылай өткізгіштен жасалған ферромагниттер .....	114
5.35. Жарықтың жұтылуы .....	114

5.36. Атомның спонтандық жарық шығаруы .....	115
5.37. Индукциялы сәуле шығару. Абсолюттік теріс температура ұғымы .....	115
5.38. Лазер (Оптикалық кванттық генератор) .....	116
5.39. Оптикалық лазер .....	116
5.40. Гелий-неон лазерінің жұмысы .....	117
5.41. Лазердің жұмыс істеу принципі, қолданылуы .....	117
<b>Пайдаланылған әдебиеттер .....</b>	<b>120</b>

Учебное издание

**Омаров Еренгаип Салипулы**

**АТОМНАЯ И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА**

Учебное пособие

*(На казахском языке)*

**Бас директоры Асқар Алтай**

Редакторы *А. Социалқызы*

Көркемдеуші редакторы *Д. Сұлтанбекұлы*

Техникалық редакторы *М. Қартова*

Корректоры *Д. Дәрібаева*

Компьютерде терген *А. Ахимбекова*

Компьютерде беттеген *С. Төлегенова*



**ИБ N 047**

Теруге 12.04.2007 берілді. Басуға 25.09.2007 қол қойылды. Пішімі  $84 \times 108^{1/32}$ .  
Қаріп түрі “Таймс”. Шартты баспа табағы 9,5. Есептік баспа табағы 10,0.  
Таралымы 1000 дана. Тапсырыс N 196

**Қазақстан Республикасы “Арда+7” Жауапкершілігі шектеулі серіктестігі**

050012, Алматы қаласы, Гагарин даңғылы, 196 “А”, офис 18.  
Телефон: 278-37-60; Ф/с: 921-83-59.

