

10-лекция.

Электромагниттік сәуленің (жарықтың) кванттық қасиеттері. Жылулық сәуле проблемасы. Планк жорамалы. Фотон. Комптон эффекті.

1.1. Жылулық (температуралық) электромагниттік сәуле. Жарық кванттары

Сәуле шығаратын дененің ішкі энергиясы есебінен пайда болатын және осы дененің температурасы мен оптикалық қасиеттеріне тәуелді электромагниттік сәуле **жылулық сәуле** деп аталады.

Сәуле шығарушы денелермен тепе-теңдікте бола алатын бірден бір сәуле түрі жылулық сәуле болып табылады. Тепе-теңдіктегі сәуле деп аталатын осындай сәуле барлық денелері бірдей температурада болатын адиабаттық тұйық (оңашаланған) жүйеде орнығады.

Тепе-теңдіктегі күйлер мен процестер термодинамика заңдарына бағынады. Сондықтан жылулық сәуле термодинамиканың принциптерінен келіп шығатын кейбір жалпы заңдылықтарға бағынуға тиіс.

Кез келген дененің сәуле шығарғыштық және сәуле жұтқыштық қабілеттері арасында байланыс бар. Осы байланысты 1859 ж. неміс физигі Г.Кирхгоф (1824-1887) тепе-теңдіктегі сәуле үшін тағайындап, заң ретінде тұжырымдады: Дененің сәуле шығарғыштық қабілетінің оның сәуле жұтқыштық қабілетіне қатынасы дене табиғатына тәуелді емес, ол барлық денелер үшін жиілік пен температураның әмбебап функциясы болып табылады:

$$\frac{r(\omega, T)}{a(\omega, T)} = f(\omega, T). \quad (1.1)$$

Кирхгоф заңды жалпы термодинамикалық пайымдауларға сүйеніп тұжырымдады; осы пайымдауларға сәйкес оңашаланған жүйедегі жылулық тепе-теңдік жүйе бөліктері арасындағы жылу алмасу нәтижесінде бұзылмайды.

1860 ж. Кирхгоф **қара дене** ұғымын енгізеді. Бұл дене бетіне түсетін сәулелік энергияны жиілігі қандай екеніне қарамай және кез келген температура жағдайында толық жұтады. Осындай дененің жұтқыштық қабілеті бірге тең: $a=1$. Сонымен, (1.3) Кирхгоф заңындағы $f(\omega, T)$ функциясының мағынасы түсінікті болды: ол қара дененің сәуле шығарғыштық қабілеті.

Қара дененің сәуле шығарғыштық қабілеті $f(\omega, T)$ және жылулық сәуле энергиясының тепе-теңдіктегі тығыздығы $\rho(\omega, T)$ арасындағы байланыс мына белгілі қатынаспен анықталады

$$f(\omega, T) = \frac{c}{4} \rho(\omega, T), \quad (1.2)$$

$\rho(\omega, T)$ – жиілік пен температура функциясы; ол жылулық сәуле энергиясының жиілік бойынша үлестірілуін анықтайды.

Қара дене моделі 1.1-суретте көрсетілген. Қуыс қабырғаларының температурасы T болса, онда тесіктен спектрлік құрамы бойынша дәл сол температурадағы қара дене сәулесіне өте жақын сәуле шығарылатын болады. Осы сәулені спектрлік аспапты пайдаланып спектрге жіктеп өлшеп, $f(\omega, T)$ немесе $\varphi(\lambda, T)$ функциясының түрін тәжірибе арқылы табуға болады. Осындай тәжірибе нәтижелері 1.2-суретте келтірілген.

1896 ж. Вин қара дененің сәуле шығарғыштық қабілеті үшін айқындалған өрнек ұсынды:

$$f(\omega, T) = \alpha \omega^3 \exp(-\beta \omega / T), \quad (1.4)$$

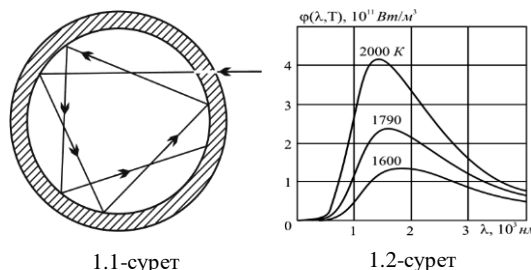
мұндағы α, β – эмпирикалық тұрақтылар. Осы өрнекті алу үшін Вин сәуле энергиясының жиілік бойынша үлестірілуі газдағы молекулалардың максвеллдік үлестірілуіне ұқсас деген жорамал жасады. Осы формула тәжірибе деректерімен спектрдің жеткілікті үлкен жиіліктер алабында ғана жақсы үйлесім берді.

Рэлей-Джинс формуласы. 1900 ж. Рэлей, кейіннен Джинс (1906) классикалық статистикалық физиканың еркіндік дәрежелер бойынша энергияның теңдей үлестірілуі жайындағы теореманы пайдаланып, $f(\omega, T) = \frac{c}{4} \rho(\omega, T)$ функциясы үшін басқа формула ұсынды.

$$\rho(\omega, T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} kT, \quad f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT. \quad (1.5)$$

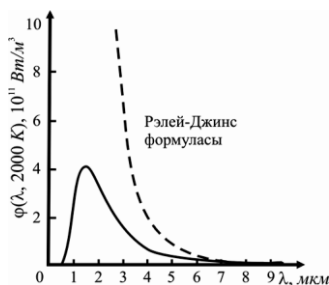
Бұл формуланы 1900 ж. Д.У.Рэлей (1842-1911) ұсынған, толығырақ негіздеген Д.Д.Джинс (1877-1946).

Қара дене шығаратын сәуленің спектріне жүргізілген зерттеулер мынаны көрсетті: Рэлей-Джинс



1.1-сурет

1.2-сурет



формуласы жеткілікті кіші жиіліктер, яғни жеткілікті үлкен толқын ұзындықтары үшін ғана спектрді жақсы бейнелейді. Үлкен жиіліктерге ауысқан кезде эксперимент пен теория [(1.5) формула] арасында өте үлкен алшақтық байқалады (1.3-сурет). Бұған қоса (1.5) формула жылудың сәуле энергиясының толық тығыздығы ∞ болатынын көрсетеді, бұл қисынсыз. Осы “ультра-күлгіндік апат” деп аталатын, нәтиже де тәжірибеге қайшы келеді. Сәуле мен сәуле шығарушы дене арасындағы тепе-теңдік шектелген $\rho(T)$ мәндері жағдайында орнайды. Ал (1.4) Вин формуласы тек жеткілікті үлкен жиіліктер, яғни жеткілікті кіші толқын ұзындықтары үшін ғана тәжірибемен үйлеседі. Сонымен, Рэлей-Джинс және Вин формулалары қара дене шығаратын сәуле спектрінің кіші және үлкен жиіліктер жағынан шеттерін ғана бейнелейді. Бұлар спектрдің ортаңғы бөлігін бейнелеуге тіпті

жарамайды.

Планк формуласы. Классикалық физика тұрғысынан Рэлей-Джинс формуласының қорытылуы мінсіз. Сондықтан осы формуланың тәжіри-беден алшақтығы классикалық физика көріністеріне қайшы келетін қандай да бір заңдылықтардың болуына нұсқайды.

Эксперимент деректерімен үйлесетін дұрыс $f(\omega, T)$ функциясын 1900 ж. М.Планк тапты. Бұл үшін оған кез келген жүйе энергиясы үздіксіз өзгере алады деген классикалық физикада қалыптасқан түсініктен бас тартуға тура келді; классикалық физикаға жат жорамал жасады. Планк жорамалына сәйкес осцилляторлар энергияны үздіксіз емес, белгілі жеке үлестер – кванттар түрінде шығарады, ал квант энергиясы сәуле жиілігіне пропорционал болады:

$$\varepsilon_0 = \hbar \omega. \quad (1.5)$$

Пропорциялық коэффициент \hbar кейіннен Планк тұрақтысы деп аталды.

$$\rho(\omega, T) = \frac{\hbar \omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{\exp(\hbar \omega / kT) - 1}. \quad (1.6)$$

(1.4) қатысын пайдаланып, мына формуланы аламыз:

$$f(\omega, T) = \frac{\hbar \omega^3}{4\pi^2 c^2} \frac{1}{\exp(\hbar \omega / kT) - 1} \quad (1.7)$$

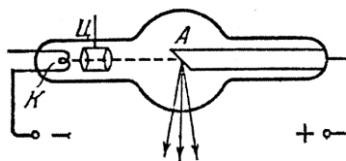
немесе

$$\varphi(\lambda, T) = \frac{\hbar c^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left[\frac{2\pi\hbar c}{kT\lambda}\right] - 1}.$$

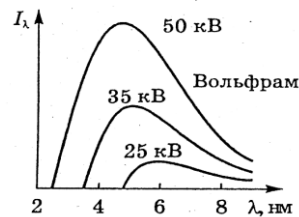
(1.6) және (1.7) өрнектері **Планк формуласы** деп аталады. Осы формула 0-ден ∞ -ке дейінгі барлық жиіліктер аралығында эксперимент деректерімен дәл келеді; және қара дене сәулесінің барлық ерекшеліктерін түгел бейнелеп береді. Мәселен, осы формуладан Стефан-Больцман формуласын да, Вин формуласын да шығарып алу қиын емес.

1.2. Рентген спектрінің қысқа толқынды шекарасы

Қазіргі кезде рентген сәулелерін алу үшін жоғары вакуум жасалған арнаулы түтіктер қолданылады (1.4-сурет). Егер катод пен анод арасына U кернеу берілген болса, онда электрондар eU энергияға дейін үдетіледі. Анодқа соғылған электрондар кенеттен тежеледі; осыдан олар электромагниттік толқындар көзіне айналады. Осылай электрондардың тежелуінен пайда болатын электромагниттік сәулелер **тежеуіш рентген сәулелері** деп аталады.



1.4-сурет



1.5-сурет

1.6-суретте әр түрлі U мәндері үшін алынған тежеуіш рентген сәулесі интенсивтігінің толқын ұзындықтар бойынша үлестірілуінің эксперименттік қисықтары келтірілген. Ол интенсивтігі таралу қисығының координат басына, нөлге жетпей толқын ұзындықтың λ_{min} шектелген мәндері жағдайында кенеттен кілт үзілуінде. Осы λ_{min} толқын ұзындығы тежеуіш рентген спектрінің **қысқа толқындық шекарасы** деп аталады.

Тежеуіш рентген спектрінің λ_{min} қысқа толқынды шекарасы $U(\kappa B)$ үдеткіш кернеумен мына қатынас арқылы байланысқан

$$\lambda_{min} = 1,239/U. \quad (1.8)$$

(1.8) тәжірибеде тағайындалған. Қысқа толқындық шекараның болуы электромагниттік сәуленің $\hbar \omega$ үлестермен (кванттармен) шығарылатындығының бір көрінісі болып табылады. Шындығында, егер рентген сәулесі тежелуі кезінде электронның жоғалтатын энергиясы есебінен пайда болса, онда $\hbar \omega$ квантының шамасы электронның eU энергиясынан асып кете алмайды:

$$\hbar\omega \leq eU.$$

Осыдан ω сәуле жиілігі $\omega_{max} = eU/\hbar$ шамасынан басым бола алмайды, демек, λ толқын ұзындығы

$$\lambda_{min} = \frac{2\pi c}{\omega_{max}} = \frac{2\pi\hbar c}{eU} \quad (1.9)$$

мәнінен кем болуы мүмкін емес. (1.9) өрнегінің нәтижесі экспери-мент деректерімен толық сәйкес келеді. (1.8) және (1.9) өрнектерінен алынған \hbar мәні жылулық сәуле заңдарынан алынған \hbar мәнімен сәйкес келеді.

1.3. Фотондар

Электромагниттік сәуленің “атомы” – фотонның ерекше “кванттық” бөлшектер немесе микробөлшектер екендігі баяндалады.

Тепе-теңдіктегі жылулық сәуле шығару спектріндегі энергияның үлестірілуін түсіндіру үшін, Планк көрсеткендей, жарық $\hbar\omega$ үлестер түрінде **шығарылады** деп ұйғару жеткілікті. Фотоэффекті түсіндіру үшін жарық дәл осындай үлестер түрінде **жұтылады** деп ұйғару жеткілікті болды. Алайда Эйнштейн бұдан әлдеқайда әрі барды. Ол жарық дискретті $\hbar\omega$ үлестер түрінде шығарылып және жұтылумен қатар, дискретті бөлшектер түрінде таралады да деген жорамал ұсынды. Алғашында жарық кванттары деп аталған, кейіннен (1926) осы бөлшектер **фотондар** деп аталды.

1.4. Комптон эффекті

Фотонның энергиясы мен импульсын электромагниттік толқынның жиілігі және толқындық векторымен байланыстыратын формулалардың дұрыстығының тәжірибеде дәлелденуі қарастырылады.

1922 ж. америка физигі Артур Комптон (1892-1962) фотондар гипотезасын фотоэффект сияқты растайтын құбылыс ашты. Комптон монохромат, қатаң рентген сәулесінің жеңіл атомдардан тұратын заттан (графит, парафин және басқа) шашырау құбылысын зерттеді. Оның тәжірибесінің схемасы 1.6-суретте көрсетілген.

Комптон эффекті деп электромагниттік сәуле шашыраған кезде оның толқын ұзындығының өзгеруін айтады.

Комптон тәжірибелерінен шашыраған рентген сәулелерінің мынадай қасиеттері анықталды:

1. Шашыраған сәуледе екі толқын ұзындығы болады: бастапқы λ_0 және қосымша λ_1 толқын ұзындықтары, бұлардың мәндері біріне-бірі жақын;
2. λ_1 толқын ұзындығы әрқашан λ_0 -ден үлкен $\lambda_1 > \lambda_0$;
3. λ_1 мәні θ шашырау бұрышынан тәуелді, ал шашыратушы зат табиғатына тәуелді емес. Сонымен, шашыраған сәуле құрамында бастапқы λ_0 толқын ұзындығынан басқа, толқын ұзындығы λ_1 , бастапқыдан үлкен, сәуле де болады; толқын ұзындығының үлкеюі шашырау бұрышы артқан сайын көбірек болады, және шашыратушы зат табиғатына тәуелді болмайды.

Толқын ұзындығының $\Delta\lambda$ өзгеруі θ шашырау бұрышымен мына формула арқылы байланысқан:

$$\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_0 = \lambda(1 - \cos\theta) = 2\lambda \sin^2(\theta/2), \quad (1.10)$$

λ – тұрақты, Комптондық толқын ұзындық деп аталады.

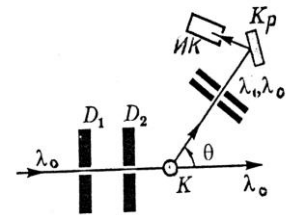
(1.10) формулаға рентген сәулелерін шашыратушы затты сипаттайтын шама енген. Бұл рентген сәулелерінің заттың еркін электрондарымен әсерлесетінін, осы әсерлесу шашырауды анықтайтындығын көрсетеді.

Кванттық теория тұрғысынан жарықтың шашырауы затқа түсетін сәуле фотондарының осы заттың еркін электрондарымен әсерлесу нәтижесі болып табылады. Осы әсерлесу кезінде энергия мен импульстың сақталу заңдары орындалуға тиіс.

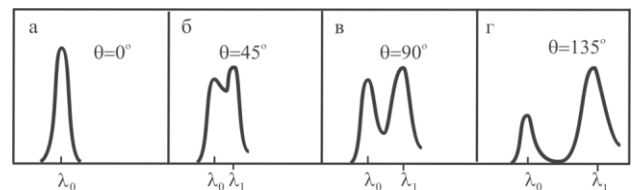
1.8-суретте фотонның еркін электронмен соғылысу үшін импульстар диаграммасы көрсетілген, электрон соғылғанға дейін тыныштықта болған. Мұндағы \vec{p}_0 – фотонның бастапқы импульсы; \vec{p} θ бұрышқа шашыраған фотон импульсы; \vec{p}_e және θ_1 – электронның фотонмен соғылғаннан кейінгі импульсы және **ұшып шығу** бұрышы. Импульстар диаграммасын тұрғызғанда импульстың сақталу заңы ескерілген

$$\vec{p}_0 = \vec{p} + \vec{p}_e.$$

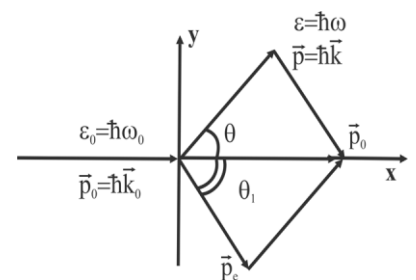
Осы заң және энергияның $\varepsilon_0 + mc^2 = \varepsilon + E_e$ сақталу заңын тәжірибеден алынған (1.10) тәуелділікті қорытып шығару үшін пайдалана-мыз. Бөлшектердің импульсы, энергиясы және массасы бір-бірімен белгілі релятивтік формуламен байланысқан:



1.6-сурет



1.7-сурет



1.8-сурет

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4.$$

Фотондардың тыныштық массасы нөлге тең болғандықтан, фотон-дардың шашырағанға дейінгі және шашырағаннан кейінгі импульстары мынаған тең болады:

$$p_0 = \frac{\varepsilon_0}{c} = \frac{\hbar \omega_0}{c}, \quad p = \frac{\varepsilon}{c} = \frac{\hbar \omega}{c}. \quad (1.11)$$

Импульстың сақталу заңының координаттар өстеріне проекциялары мына түрде жазылады:

$$\frac{\hbar \omega_0}{c} = \frac{\hbar \omega}{c} \cos \vartheta + p_e \cos \vartheta_1, \quad 0 = \frac{\hbar \omega}{c} \sin \vartheta - p_e \sin \vartheta_1.$$

Түрлендіру жүргізгеннен кейін, импульстың сақталу заңы былай өрнектеледі:

$$\left. \begin{aligned} c p_e \cos \vartheta_1 &= \hbar \omega_0 - \hbar \omega \cos \vartheta \\ c p_e \sin \vartheta_1 &= \hbar \omega \sin \vartheta \end{aligned} \right\} \quad (1.12)$$

(1.12) өрнектер жүйесінің әр теңдеуін квадраттап, онан кейін оларды қоссақ, мынадай теңдеу шығады:

$$p_e^2 c^2 = (\hbar \omega_0)^2 - 2\hbar \omega_0 \hbar \omega \cos \vartheta + (\hbar \omega)^2. \quad (1.13)$$

(1.13) теңдеудегі $p_e^2 c^2$ мүшесінен құтылуға тырысайық. Ол үшін энергияның сақталу заңын пайдаланамыз:

$$\hbar \omega_0 + mc^2 = \hbar \omega + \sqrt{p_e^2 c^2 + m^2 c^4}. \quad (1.14)$$

(1.14) теңдеудегі $\hbar \omega$ мүшесін теңдіктің сол жағына ауыстырып, алынған теңдікті квадраттаймыз. Сонда

$$p_e^2 c^2 = (\hbar \omega_0 - \hbar \omega)^2 + 2(\hbar \omega_0 - \hbar \omega) mc^2. \quad (1.15)$$

(1.13) және (1.15) теңдіктерден мынадай теңдеу шығады:

$$\hbar(\omega_0 - \omega) mc^2 = \hbar \omega_0 \hbar \omega (1 - \cos \vartheta). \quad (1.16)$$

(1.16) өрнегіндегі жиілікті толқын ұзындығымен $\lambda = 2\pi c / \omega$ ауысты-рамыз. Сонда

$$\lambda_1 - \lambda_0 = \frac{2\pi \hbar}{mc} (1 - \cos \vartheta). \quad (1.17)$$

Қорытылып шығарылған (1.17) формуланы Комптонның эксперименттен алынған (1.10) формуласымен салыстырып,

$$\Lambda = \frac{2\pi \hbar}{mc} \quad (1.18)$$

деген қорытындыға келеміз.

(1.18) өрнек анықтайтын Λ шамасының өлшемділігі ұзындық; Λ шамасы массасы m бөлшектің **Комптондық толқын ұзындығы** деп аталады. Оның шамасы фотондарды шашырататын бөлшек массасына тәуелді. Электрондар үшін Комптондық толқын ұзындық $\Lambda = 0,0024$ нм болады. Ол рентген сәулесі толқын ұзындығынан едәуір кіші: $\Lambda \ll \lambda$.

(1.17) формула Комптонның тәжірибе нәтижелерінен алынған (1.10) формулаға дәл келеді. Бұл электромагниттік толқындардың кор-пускулалық қасиеттері (энергиясы, импульсы) жөніндегі түсініктердің және бұларды $\varepsilon = \hbar \omega$ және $p = \hbar k$ өрнектері көмегімен сандық бейнелеудің дұрыстығын дәлелдейді.

Комптон тәжірибелерінде шашыраған рентген сәулелерінің спектрінде толқын ұзындығы өзгермеген, яғни ығыспаған сызық та байқалған. Демек біраз шашырауларда толқын ұзындық өзгермейді. Бұл былай түсіндіріледі. Фотондардың көпшілігі атомның өте әлсіз байланысқан сыртқы электрондарымен соқтығысу нәтижесінде шашы-райды; ал бұлар соқтығысқан кезде өздерін еркін электрондар сияқты байкатады. Бұлар үшін (1.17) формула дұрыс. Бірақ фотондардың қайсыбір бөлігі атом ішіне еніп, атоммен өте күшті байланысқан ішкі электрондармен соқтығысады. Бұл фотонның еркін электронмен емес, атоммен соқтығысуына пара-пар. (1.17) формула осы жағдай үшін де дұрыс болып қалады, бірақ m енді электрон массасы емес, одан мың есе үлкен, атом массасы болады. Демек, соқтығысқан кезде толқын ұзындығының өзгеруі мың есе кіші, яғни іс жүзінде өзгеріс болмайды. Шашыраған сәуле құрамында ығыспаған толқын ұзындықтың болуы осымен түсіндіріледі.

Көрінетін жарық үшін Комптон эффектінің байқалмауы да осылай түсіндіріледі. Көрінетін жарық фотондарының энергиясы әуелі атомның сыртқы электрондарының байланыс энергиясына салыстырғанда кіші болады. Сондықтан фотон бүтіндей атоммен соқтығысады да оның толқын ұзындығы өзгермейді. Ал егер Комптон эффектісін энергиясы әлдеқайда үлкен γ -квант үшін бақыласа, онда шашырауда тек ығысқан құраушы байқалады, өйткені γ -квант энергиясы атомның кез келген электронының байланыс энергиясымен салыстырғанда әлдеқайда үлкен.

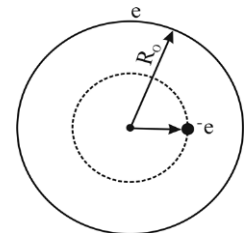
Атомның ядролық моделі. Резерфорд тәжірибелері. Резерфорд формуласы. Ядро заряды анықтау. Атомның планетарлық моделінің классикалық физика көріністерімен үйлеспеуі.

2.1. Атомның ядролық моделі

Атомның классикалық моделі қарастырылады. Атомның ядролық моделінің тағайындалуына әкелген Резерфорд тәжірибелері қарастырылады.

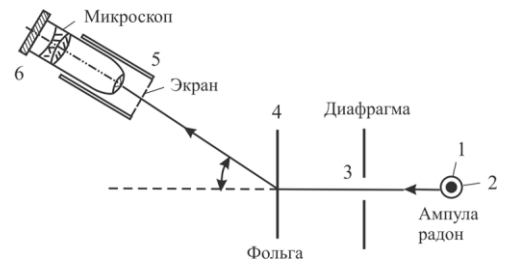
20 ғ. бас кезінде атомның шын бар екендігі ешқандай күмәнсіз жалпылай мойындалды. Атомдар реттік шамасы 10^{-10} м болатын электрлік жүйе құрайтындығы тағайындалды. Енді күн тәртібіне атом құрылымы қандай деген мәселе қойылды. Атом құрылысы туралы бірқатар пікірлер айтылды; атомның модельдері ұсынылды.

Томсон моделі. Осы модельге сәйкес атомның оң заряды сфера тәрізді атомды біркелкі толтырып тұруға тиіс, ал оның ішінде нүктелік теріс зарядтар – электрондар атом бүтіндей бейтарап бола-тындай мөлшерде сфераның әр жеріне орналасқан болады.

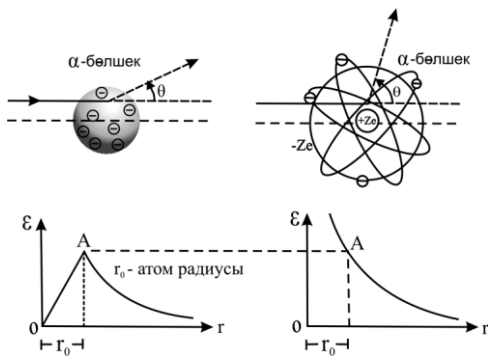


2.1-сурет

Резерфорд тәжірибелері. Томсон моделіндегі қайшылықтарды атом қойнауын әйтеуір бір амалмен тікелей барлап қарау арқылы шешуге болатын еді. Міне осындай тәжірибені ағылшын физигі Э.Резерфорд (1871-1937) және оның шәкірттері Г.Гейгер, Э.Марсен жүргізді (1909-1910 ж.ж.). Тәжірибелер Томсон моделінің келісім-сіздігін көрсетті. Осы тәжірибелер нәтижелеріне сүйеніп Э.Резерфорд атомның жаңа ядролық моделін ұсынды (1911). Атомның бұл моделінің шығуы α -бөлшектері көмегімен жүргізілген мынадай тәжірибелерге негізделген болатын.



2.2-сурет



2.3-сурет

α -бөлшектердің басым көпшілігі фольгдан негізінен бос кеңістіктен өткендей түзу сызықты жолынан ауытқымай өтетіндігі байқалған. Мәселен, қалыңдығы $4 \cdot 10^{-7}$ м алтын фольгдан өткенде α -бөлшектердің көпшілігі түзу сызықты жолдан 1^0 - 20^0 -тан аспайтын θ бұрыштарға ауытқыған. Бастапқы қозғалыс бағытынан ауытқыған α -бөлшектерге келсек, өте үлкен бұрыштарға, кейде 180^0 -қа дейінгі бұрышқа аздаған ғана α -бөлшектер шашы-райды. 8000 α -бөлшектің біреуі 180^0 -қа бұрылып, кері серпілген. Резерфордтың пікірі бойынша бұл оң зарядталған α -бөлшектер кеңістіктің өте кішкентай аймағында шоғырланған ауыр оң зарядтың тебуіне душар болған жағдайда ғана мүмкін болады (2.3-сурет).

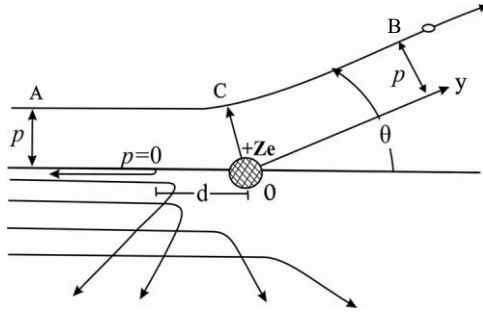
Резерфорд былай ұйғарды: атом өте кішкентай, бірақ ауыр, оң зарядталған ядродан (мұнда атом массасының 99,9 % шоғырланған) және оны қайсыбір қашықтықта қоршаған электрондардан тұрады. Электрондар ядроны айналып қозғалуы тиіс болды (күнді айналатын планеталар сияқты), өйткені, егер олар тыныштықта болса, онда электрлік кулондық тарту әсерінен ядроға құлаған болар еді. Резерфордтың бағалауы бойынша ядро мөлшерінің реттік шамасы 10^{-15} - 10^{-14} м болуға тиіс. Атом құрылысының осындай моделі **планетарлық** немесе **ядролық модель** деп аталды.

Массасы m α -бөлшек нысаналық қашықтығы нөлге тең жағдайда ядроға тура ұшып келеді деп алайық. Энергияның сақталу заңы бойынша ядромен ең көп жақындағанда α -бөлшектің кинетикалық энергиясы бұлардың электростатикалық әсерлесуінің потенциалдық энергиясына ауысады да α -бөлшек қас-қағым сәтке тоқтайды:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{(2e)ze}{d}, \quad (2.1)$$

мұндағы v – ядродан алыстағы α -бөлшектің бастапқы жылдамдығы. $Ra-C$ радиактивті атомдар шығаратын α -бөлшектер үшін $v=1,9 \cdot 10^7$ м/с. Алтын ($z=79$) үшін (2.1) формула арқылы d -ны анықтауға болады:

$$d = \frac{(2e)(ze)}{2\pi\epsilon_0 m v^2} \approx 3,1 \cdot 10^{-14} \text{ м.} \quad (2.2)$$



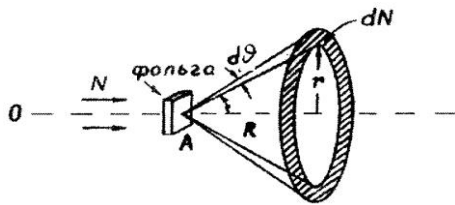
2.4-сурет

жылдамдығына, M массасына, $2e$ зарядының мөлшеріне және α -бөлшектің ядроға ең жақын келетін p қашықтығына, ядроның Ze зарядының мөлшеріне тәуелді болады. Бұл тәуелділік мына түрде жазылады:

$$\operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} = \frac{4\pi\epsilon_0 M v^2 p}{z z_1 e^2}. \quad (2.3)$$

Бұл формулаға қарағанда, неғұрлым p шамасы аз болса, солғұрлым θ шашырау бұрышы үлкен болады, ал $p=0$ болғанда, ол 180° -қа жетеді.

Бірақ (2.3) формуланы тәжірибе жүзінде тексеру мүмкін емес, өйткені формулада белгісіз шама бар, ол өлшеуге келмейтін нысаналық қашықтық p . Бұл қиындықты жеке бөлшекті емес, α -бөлшек шоғының шашырауын қарастырып шешуге болады.



2.5-сурет

A нүктесіне зат қабыршағын (фольганы) орналастырайық. Бұған уақыт бірлігінде N бөлшек түсіп тұр дейік. $\theta, \theta+d\theta$ сфералық белдеуге шашырайтын dN бөлшек санын анықтайық (2.5-сурет). Осы сфералық белдеуге сәйкес денелік бұрыш мынаған тең:

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta \quad (2.4)$$

$$d\sigma = \frac{dN}{N} = \frac{n}{4} \left(\frac{Z Z_1 e^2}{4\pi\epsilon_0 M v^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}. \quad (2.5)$$

Осы (2.5) формула Резерфорд формуласы деп аталады. Бұл өрнектен мынаны көруге болады: егер атомның планетарлық моделі дұрыс болса және егер Кулон заңы $\sim 10^{-14}$ м аралыққа дейін орын-далатын болса, онда шашыраған α -бөлшектер саны dN шашырау бұрышы артқан сайын ($1/\sin^4 \theta/2$) және бөлшек энергиясы E өскен сайын ($1/E^2$) тез кемуі керек; екінші жағынан, α -бөлшектердің саны шашыратушы ядролар зарядының квадратына пропорционал өсуі керек. Резерфорд формуласының осы салдарының бәрі тәжірибе жүзінде тексерілген. Резерфорд формуласын тексеру үшін оны былай жазған қолайлы

$$dN \cdot \sin^4 \frac{\theta}{2} = N \cdot n \left(\frac{Z_1 e^2}{4\pi\epsilon_0 M v^2} \right)^2 d\Omega. \quad (2.6)$$

Алдымен фольгадан өткенде dN шашыраған α -бөлшектер санының θ шашырау бұрышына тәуелділігі зерттеледі. Ол үшін тәжірибе жасалған кезде $2Ze^2/Mv^2$, $d\Omega$, n , N шамаларын өзгертпеуге болады. Ендеше, (2.6) өрнегіне сәйкес

$$dN \cdot \sin^4 \frac{\theta}{2} = \text{const} \quad (2.7)$$

болады. Сонда θ шашырау бұрышының мәні өзгергенмен $dN \cdot \sin^4 \frac{\theta}{2}$ шамасы өзгермеуге тиіс. Бұрыштық тәуелділікті тексеру мынаны көрсетті: θ 15° -тан 150° -қа дейін өзгергенде, яғни $\sin^4 \theta/2$ 25000 есе өзгергенде, $dN \cdot \sin^4 \frac{\theta}{2}$ шамасы тұрақты болып отырған (2.1-кесте) ($\sim 10\%$ дәлдікпен). Сөйтіп Резерфорд формуласы дұрыс болып шықты.

Ядро зарядын анықтау. Резерфорд формуласын ядро зарядын өлшеу үшін қолдануға болады. Ол үшін dN және N шамаларын өлшеу керек. Осыдан кейін (2.7) формуладағы басқа қалған шамаларды α -бөлшектердің алтын фольгадан шашырауы белгілі деп санауға болатындықтан, Z мәнін табуға болады. Резерфорд шәкірті Чэдвиг (1920 ж.) ядро заряды мен элементтің периодтық жүйедегі реттік нөмірі

арасындағы байланысты анықтау мақсатында тәжірибе жасады. Чэдвигтің тәжірибесінің схемасы 2.6-суретте келтірілген.

2.1-кесте

θ^0	Сцинтиляция саны dN	$dN \cdot \sin^4(\theta/2)$
150	33	28,8
120	52	29,0
105	70	27,5
60	477	29,8
30	7800	35,0
15	13200	38,4

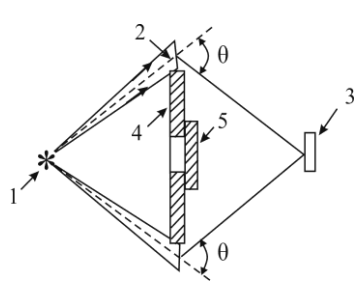
2.2-кесте

Элемент	Z	
	Реттік нөмір	Тәжірибе мәндері
Си	29	29,3
Ag	47	46,3
Pt	78	77,4

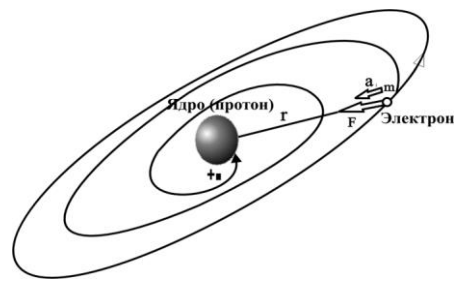
(2.6) Резерфорд формуласының дұрыстығы, оны қорытқанда пайдаланылған негізгі ұйғарымдардың дұрыс болғандығын көрсетеді.

Атомның планетарлық моделінің классикалық физика көріністерімен үйлеспейді.

Ядро айналасында қозғалатын электрондардың центрге тартқыш үдеуі болатындықтан олар үздіксіз электромагниттік толқындар шығаруы тиіс. Сәуле шығарудан энергияның шығынға ұшырап, азаюы нәтижесінде электрондар орбитасының радиусы үздіксіз кішірейе беруге тиіс, ең соңында электрон ядроға құлауға тиіс, яғни классикалық физика тұрғысынан планетарлық модель түріндегі атом жалпы өмір сүре алмайды (2.7-сурет).



2.6-сурет



2.7-сурет

Классикалық физика тұрғысынан атом шығаратын сәуле жиілігі электрондардың айналу жиілігімен дәл келуге тиіс және осы негізгі жиілікке еселі жиіліктерде құрамында болуға тиіс. Сәуле спектрінің осындай сипаты атомдық спектрлерде байқалатын заңдылықтарға толық қарама-қайшы келеді.

Сонымен, бір жағынан Резерфорд тәжірибелері атомның планетарлық моделін растайды. Екінші жағынан бірқатар тағайындалған эксперименттік деректер мен заңдылықтарды атомның планетарлық моделіне сүйеніп және классикалық физика көріністерін пайдаланып түсіндіру мүмкін болмайды.

Бордың кванттық теориясы. Бор постулаттары. Франк-Герц тәжірибелері. Сутегі атомының Бор ұсынған моделі. Бор теориясының кемістіктері.

3. Бордың кванттық теориясы

Сутегі атомы және сутегі тәрізді иондардың құрылысы мен сәуле шығаруына арналған Бордың қарапайым кванттық теориясы баяндалады.

3.1. Бордың постулаттары. Франк және Герц тәжірибелері

Атомның ядролық (планетарлық) моделі классикалық физика заңдары тұрғысынан орнықсыз. Өйткені классикалық электродинамика заңдарына сәйкес:

1. Үдемелі қозғалатын зарядталған бөлшек (электрон) электро-магниттік энергияны (жарық) үздіксіз шығаруға тиіс;

2. Осы жарықтың жиілігі электронның ядроны айналу жиілігіне тең болуы керек.

Демек, осы модельге сәйкес атомның толық энергиясы үздіксіз кемі беруге, ал айналу жиілігі үздіксіз арта беруге тиіс. Осы жағдайда өте аз уақыт ($\sim 10^{-8}c$) ішінде электрон ядроға құлап, атом өзінің өмір сүруін тоқтататындығын есептеп, көз жеткізуге болады. Ал бұл барлық атомдардың өте қысқа

уақыт ішінде қиайтынын көрсетеді. Бұған қоса, егер берілген модель дұрыс болса, онда сутегінің оптикалық спектрі (басқа элементтердің спектрі де) үздіксіз, тұтас болуы керек. Осы екі қорытынды да тәжірибе деректеріне толығынан қарама-қайшы келеді. Шындығында атом өте орнықты жүйе болып табылады және қозбаған күйде жарық шығармайды; атом сызықтық оптикалық спектр береді. Сонымен, атомның ядролық (планетарлық) моделі (классикалық механика және электродинамикамен қосылып) атомның орнықтылығын да, атомдық спектрдің сызықтық сипатта болатынын да түсіндіре алмады.

Осы тұйыққа тірелуден шығу жолын 1913 ж. Дания физигі Нильс Бор (1885-1962) тапты. Ол үшін оған классикалық физика түсінік-теріне қайшы келетін жорамалдар енгізуге тура келді. Бор өзінің жорамалдарын екі постулат түрінде ұсынды:

1. Классикалық механика тұрғысынан атомда мүмкін болатын шексіз көп электрон орбиталары ішінен, шындығында $mvr = n\hbar$ ($n=1,2,\dots$) белгілі кванттық шарттарды қанағаттандыратын тек кейбір дискретті орбиталар іске асады. Электрон осы стационарлық орби-талардың біреуінің бойымен үдей қозғалғанмен ешбір электромагнит-тік толқын (жарық) шығармайды. Осындай орбиталарға сай атомның стационарлық (орнықты) күйдегі энергиясының дискретті мәндері (E_1, E_2, E_3, \dots) болады.

2. Электрон бір стационарлық күйден екінші стационарлық күйге көшкенде ғана жарық энергиясы $\hbar\omega$ кванттары түрінде шығарылады немесе жұтылады.

Жарық квантының шамасы араларында электрон кванттық көшу жасайтын стационарлық күйлер энергияларының айырмасына тең:

$$\hbar\omega = E_n - E_m. \quad (3.1)$$

Осы теңдік Бордың жиіліктер ережесі деп аталады. Сонымен атом стационарлық бір күйден басқа екінші күйге секірмелі түрде ауысады. Бұлар кванттық көшулер деп аталады. Мысалы, егер электрон $n=5$ орбитадан (стационарлық күйден) $n=4$ орбитаға өткен болса, онда жиілігі $\omega = (E_5 - E_4) / \hbar$ фотон шығарылады (бұл шығару спектрінің дискреттік сипатын түсіндіреді). Ал егер энергиясы $\hbar\omega = E_5 - E_4$ фотон атоммен соқтығысса, онда ол жұтылуы мүмкін. Сонда электрон $n=4$ орбитадан $n=5$ орбитаға көшеді. Жұтылу спектрінің пайда болу механизмі осындай. (3.1) Бордың жиіліктер ережесі Ридберг-Ритцтің комбинациялық принципі түсіндіруге мүмкіндік береді. Осы принципке сәйкес спектроскопияда спектрлік сызықтардың $\tilde{\nu} = 1/\lambda$ толқындық сандары $T(n)$ термдер деп аталатын оң таңбалы сандар айырмасы түрінде бейнеленеді:

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = T(m) - T(n), \quad n > m. \quad (3.2)$$

Спектроскопиялық толқындық сан үшін Бордың (3.1) жиіліктер ережесі мына түрде жазылады:

$$\tilde{\nu} = \frac{\omega}{2\pi \cdot c} = \frac{E_m - E_n}{2\pi \cdot c\hbar} = \left(-\frac{E_m}{2\pi \cdot c\hbar} \right) - \left(-\frac{E_n}{2\pi \cdot c\hbar} \right). \quad (3.3)$$

(3.3) және (3.2) теңдіктерін салыстырып, терм атомның стационарлық күйдегі энергиясына тура пропорционал екендігін көруге болады:

$$T(m) = -\frac{E_m}{2\pi \cdot c\hbar}, \quad T(n) = -\frac{E_n}{2\pi \cdot c\hbar}. \quad (3.4)$$

Сөйтіп спектрлік термнің физикалық мағынасы түсінікті болды. Атомның стационарлық күйлерінің E_1, E_2, E_3, \dots энергия мәндерінің жиынтығы атомның энергетикалық спектрін түзеді. Сонымен терм атомның энергия деңгейлерімен анықталады.

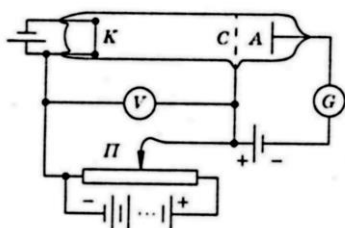
Франк-Герц тәжірибелері. Бор постулаттарының дұрыс екендігін неміс физиктері Джеймс Франк (1882-1964) және Густав Герц (1887-1975) жасаған тәжірибелері (1913ж.) айқын көрсетті. Олар тежегіш потенциал әдісімен электрондардың газ атомдарымен соқтығысуын зерттеу арқылы атомның энергия мәндері дискретті болатындығын тәжірибе жүзінде дәлелдеді.

Тәжірибелердің идеясы мынадай. Электронның атоммен серпімсіз соқтығысуы кезінде электроннан атомға энергия беріледі. Егер атомның ішкі энергиясы үздіксіз өзгертін болса, онда атомға энергияның кез келген мөлшері берілуі мүмкін. Егерде атом күйлері дискретті болса, онда оның ішкі энергиясы электронмен соқтығысқан кезде де дискретті өзгеруі – атомның стационарлық күйлердегі ішкі энергиясының айырымына тең мәндерге өзгеруі тиіс.

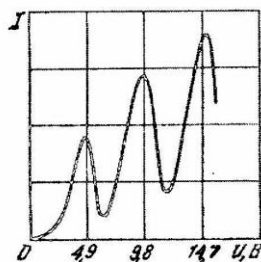
Демек, серпімсіз соқтығысқанда электрон атомға белгілі энергия мөлшерін ғана бере алады. Бұларды өлшеп, атомның стационарлық күйлерінің энергиялары мәндерін анықтауға болады.

Осыны экспериментте, 3.1-суретте схемасы келтірілген қондырғының көмегімен тексеру алға қойылды. Қысымы шамамен 13 Па болатын сынап буымен толтырылған разрядтық түтікте үш электрод бар: K -катод, C -тор, A -анод. Термоэлектрондық эмиссия салдарынан қыздырылған катод шығаратын электрондар катод пен тор арасындағы U потенциалдар айырымымен үдетіледі. U шамасын бір сыдырғы өзгертуге болады. Тор мен анод аралығына $\approx 0,5 \text{ В}$ болатын әлсіз тежеуіш өріс беріледі.

Сонымен, егер қандай да бір электрон тордан $0,5 B$ –тан кем энергиямен өтетін болса, онда ол анодқа жете алмайды. Тордан өткен кезде энергиясы $0,5 B$ -тан артық электрондар ғана анодқа жетіп өлшеуге келетін I анодтық тоқты құрайтын болады.



3.1-сурет



3.2-сурет

Тәжірибеде I анодтық тоқтың U үдеткіш кернеуден $I(U)$ тәуелділігі зерттелген. Алынған нәтижелер 3.2-суретте келтірілген. Максимумдар $E_1=4,9$ эВ, $E_2=2 E_1$, $E_3= 3 E_1$ және т.т энергия мәндеріне сәйкес келеді.

$I(U)$ тәуелділігінің осындай түрі атомдардың шынында да $4,9$ эВ-қа тең, тек дискретті энергия мөлшерлерін жұта алатындығымен түсіндіріледі.

3.2. Атомның Бор ұсынған моделі

Н.Бор (1913) сутегі атомының классикалық емес бірінші сандық теориясын жасады. Ол өз теориясында Резерфордтың ядролық моделін, атом спектріндегі тәжірибеде тағайындалған заңдылықтарды және сәуле шығару жөніндегі кванттық түсініктерді (Планк гипотезасы) біріктірді. Бор теориясы тек сутегі атомы емес, заряды Ze ядродан және оны айналып жүретін бір электроннан тұратын сутегі атомы тәріздес жүйеге де қолданылады. Мұндай жүйелердің мысалына He^+ , Li^{++} , B^{+++} және басқа иондар жатады.

Сутегі атомының энергетикалық күйлері. Сутегі атомында электрон ядроны дөңгелек орбита бойынша айнала қозғалады деп қарастырады. Электрон массасы сутегі ядросының массасынан 1836 есе кіші болғандықтан, электронмен салыстырғанда ядро шексіз ауыр, демек ол қозғалмай тыныштықта тұрады деп санауға болады.

Алдымен сутегі атомы үшін стационарлық орбиталар радиусын, электронның орбитадағы жылдамдығын және айналу жиілігін табайық.

$$r = r_n = 4\pi\epsilon_0\hbar^2 n^2 / (me^2 Z) = \epsilon_0\hbar^2 n^2 / (\pi me^2 Z), \quad (3.5)$$

$$v = v_n = \frac{n\hbar}{mr} = \frac{e^2 Z}{4\pi\epsilon_0 n\hbar} = \frac{e^2}{2\epsilon_0 h} \frac{Z}{n}. \quad (3.6)$$

$$v_n = \frac{me^4 Z^2}{4\pi\epsilon_0^2 n^3 h^3}. \quad (3.7)$$

Есте ұстайтын нәрсе, бұл шама атом шығаратын сәуле жиілігі емес.

$n=1$ мәніне сәйкес келетін, энергиясы ең аз күй, **негізгі** немесе **қалыпты күй** деп аталады, өйткені осы төменгі энергетикалық күйде атом уақыттың көп бөлігін өткізеді. $n=2, 3, 4, \dots$ мәндерге сәйкес күйлер **қозған күйлер** деп аталады, өйткені осы күйлердің кез-келгенінде атом негізгі күйге қарағанда көбірек энергия қабылдайды.

Енді сутегі атомының мүмкін болатын энергетикалық деңгейлерін анықтайық. Электрон ядродан шексіз қашықтықта болғанда оның потенциалдық энергиясын нөл деп аламыз.

Ал электронның толық энергиясы мынаған тең:

$$E = E_k + E_{II} = -\frac{me^4 Z^2}{8\epsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2} = -\frac{me^4 Z^2}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (3.8)$$

Бұдан электрон энергиясы n кванттық санына тәуелді екенін көруге болады, ал $n=1, 2, 3, \dots$ мәндерін қабылдайды. Демек, атомның дискретті энергия мәндері бар күйлері ғана болуы мүмкін. Мұндағы “минус” таңбасы жүйенің байланысқан екендігін көрсетеді. Сонымен атом энергиясы квантталған деген қорытынды жасауға болады. 3.3-суретте “ұлықсат” етілген энергия мәндері, яғни энергия деңгейлері келтірілген.

Сутегі атомының спектрі. Сутегі атомы E_k күйден E_i күйге көшетін болсын. Бордың (3.1) екінші постулатын пайдаланып, жарық квантының энергиясы үшін мына өрнекті жазамыз

$$\hbar\omega = E_k - E_i = \frac{me^4 Z^2}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_k^2} \right), \quad (3.9)$$

мұндағы n_k және n_i – жоғарғы E_k және төменгі E_i энергия деңгейлеріне сәйкес бас кванттық сандар. (3.26) өрнектен спектрлік сызықтың толқындық саны былай анықталады:

$$\tilde{\nu} = \frac{\omega}{2\pi \cdot c} = \frac{E_k - E_i}{2\pi \cdot c\hbar} = \frac{me^4 Z^2}{64\pi^3 \epsilon_0^2 \hbar^3 c} \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_k^2} \right). \quad (3.10)$$

Осы формуланы Бальмердің сериялық формуласымен салыстырып Ридберг тұрақтысы үшін формула табамыз:

$$R_{\infty} = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^3 c} = \frac{me^4}{64\pi^3 \varepsilon_0^2 \hbar^3 c} \cdot M^{-1}, \quad R_{\infty} = \frac{me^4}{64\pi^3 \varepsilon_0^2 \hbar^3 c} \cdot c^{-1}. \quad (3.11)$$

∞ белгісі ядро массасы шексіз ауыр, ал ядро қозғалмайды деп мәселені жеңілдетіп алынғанын көрсетеді. Бұл жағдайда Ридберг тұрақтысы барлық сутегі тәрізді атомдар үшін бірдей болады.

Мәселені дәлірек қарастырғанда ядроның қозғалысы да есепке алынуы керек. Мұны ескеру үшін m электрон массасын $\mu = \frac{mM}{m+M}$ келтірілген массаға ауыстыру керек. Бұл жуықтауда Ридберг тұрақтысы ядро массасына тәуелді:

$$R = \frac{\mu e^4}{64\pi^3 \varepsilon_0^2 \hbar^3 c}. \quad (3.12)$$

Сондықтан да сутегі атомдары тәрізді әртүрлі атомдар үшін алынған оның мәндері бір-бірінен өзгеше болады. Сутегі атомы үшін (3.12) формуладан $R=109677,6 \text{ см}^{-1}$ алынады, бұл тәжірибеден белгілі мәнге дәл келеді.

Сутегі атомы үшін жоғарыда келтірілген теориялық заңдылықтар тәжірибе нәтижелерін өте дәл кескіндейді. Мәселен, Ридберг тұрақтысының ядро массасына тәуелділігін (3.12) формула дәл беретіндігі соншалықты, осы тәуелділік негізінде сутегінің ауыр изотопы-дейтерийдің бар екендігі жөнінде қорытынды жасауға болады. Z тұрақты болғанда ядро массасының өзгеруі спектрлік сызықтардың ығысуын тудыратын (3.12) өрнектерден көрінеді.

Спектрлік сызықтардың изотоптық ығысуы. Сутегі атомы мен сутегі тәрізді иондардың жиіліктері үшін формулалар мына түрге келеді

$$\omega_{nk} = \frac{R_{\infty}}{1+m/M_H} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad \omega_{nk} = Z^2 \frac{R_{\infty}}{1+m/M_Z} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

мұндағы M_H және M_Z – сутегі және сутегі тәрізді ион ядроларының массалары. $M_Z > M_H$ болатындықтан, сутегі атомы спектріндегі сызықтар мен сутегі тәрізді ион спектріндегі бұларға сәйкес сызық-тардың дәл келмеуі тиіс.

Сызықтардың осы сияқты ығысуы сутегі атомының изотоптарында да байқалуға тиіс.

Сутегінің изотоптары дейтерий мен тритий. Дейтерий атомының ядросы – дейтрон-протон және нейтроннан тұрады. Тритий атомының ядросы – тритон-протон және екі нейтроннан тұрады.

Әр түрлі изотоптар ядроларының массаларындағы айырмашылық бұлардың шығару спектрлеріндегі сызықтардың бір-біріне қатысты ығысуын туғызады. Сызықтардың осы ығысуы **ИЗОТОПТЫҚ ЫҒЫСУ** деп аталады.

Бұл ығысу болмашы ғана. Мәселен, дейтерий үшін

$$R_D = R_{\infty} / (1 + m/M_D), \quad R_H = R_{\infty} / (1 + m/M_H).$$

$$\text{Демек } R_D - R_H \approx R_{\infty} (m/M_H - m/M_D) \approx R_{\infty} \cdot m / (2M_H),$$

мұндағы $M_D \approx 2M_H$, $m \ll M_H$.

Сонда жиіліктер айырмасы мынаған тең болады:

$$\Delta\omega \approx \omega m / (2M_H) \approx \omega / 4000.$$

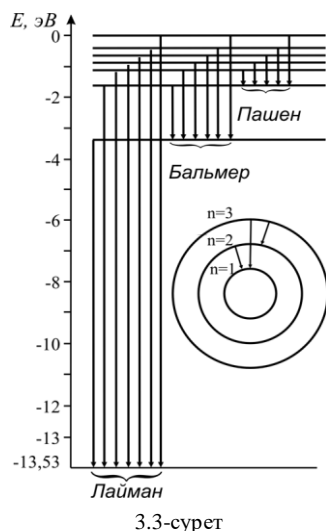
Жиіліктердің осы айырмасы тәжірибеде сенімді түрде расталған.

Сызықтардың осы ығысуы бойынша изотоптардың массасын есептеуге, ал сызықтардың интенсивтіктері бойынша изотоптардың мөлшері жөнінде қорытынды жасауға болады. Сызықтардың ығысуы арқылы заттың изотоптық құрамын талдау әдісі іс жүзінде кең түрде қолданылады.

Спектроскопияда спектрлік термдер және энергия деңгейлері көлденең сызықтармен, ал бұлардың араларында болатын көшулерді стрелкалармен бейнелеу қабылданған. Жоғарғы деңгейлерден төменгілерге бағытталған стрелкалар сәуле шығару сызықтарына, ал кері бағыттарда жүргізілген стрелкалар – жұтылу сызықтарына сәйкес келеді. 3.3-суретте сутегі спектрі осылай бейнеленген.

Бордың кванттық теориясы атом құрылысы жайындағы ілімнің даму жолындағы едәуір жетістік болып табылады. Ол атом ішінде өтетін құбылыстарды бейнелеу үшін классикалық физиканың жарамсыздығын, микродүниеде кванттық заңдардың үстем болатынын айқын көрсетіп берді. Микродүние құбылыстарын зерттеген кезде физика кездескен жаңа кванттық заңдылықтарды ұғынуда ірі қадам болды.

Бірақ Бор теориясының елеулі кемшіліктері де басынан бастап білінді. Ең алдымен бұл теория бір ізді классикалық та, бір ізді кванттық та болмады, жартылай классикалық, жартылай кванттық теория



3.3-сурет

болды. Бор теориясының жетімсіздігі оны сутегі атомына қолданғанда-ақ білінді: спектрлік сызықтар жиілігінің дұрыс мәндері алынғанымен, бұлардың интенсивтілігін анықтау мүмкін болмады.

Бор теориясы сілтілік металл атомдары спектрінің дублеттік сипатын түсіндіре алмады. Бор теориясы шеңберінде сутегі атомынан кейінгі қарапайым атом-гелий атомы теориясын құруға жасалған әрекеттер сәтсіз болды.

Сонымен Бор теориясы кейбір деректерді дұрыс түсіндіргенімен, бірқатар басқаларын түсіндіруге жарамады. Зат бөлшектерінің тол-қындық қасиеттері ашылғаннан кейін, классикалық механикаға сүйенген Бор теориясы, атомдық құбылыстардың бір ізді теориясының жасалу жолындағы өтпелі кезең ғана бола алатындығы түсінікті болды.