

14-лекция.

Атомдардың рентгендік спектрі. Спектрдің ережеліктері. Рентгендік спектрлердің пайда болу механизмі. Мозли заңы. Спектрдің нәзік түзілісі.

11.1. Атомдардың рентгендік спектрі

Рентген спектрінің негізгі заңдылықтары баяндалады және бұлардың теориялық түсіндірілуі беріледі.

Атомның ішкі электроны жұлып шығарылсын дейік. Осы жағдайда сыртқы электрон “төмен секіріп” түсіп, ішкі электронның орнын басқан болсын; сонда энергиясы әдеттегіден мың есе басым фотон шығарылған болар еді. Бұл фотонның толқын ұзындығы көрінетін жарықтың толқын ұзындығынан жүздеген немесе мыңдаған есе қысқа болар еді. Толқын ұзындығы $0,01 < \lambda < 10$ нм аралығында болатын осындай фотондар **рентгендік сәуле** деп аталады.

Рентгендік сәулені алу. Рентген сәулелері жылдам электрондармен қатты нысаналарды атқылаған кезде пайда болады. Рентген сәулелерін алу үшін арнаулы рентгендік түтікше қолданылады. Сондай рентгендік түтікшелердің бір түрі 1.11-суретте көрсетілген.

Түтікшенің катоды мен аноды арасындағы потенциалдар айырмасын өзгерте отырып, әлгі термоэлектрондардың жылдамдығын, демек кинетикалық энергиясын өзгертуге болады. Сөйтіп түтікшенің жұмыс істеу режимін қалауымызша өзгертіп, рентгендік сәулелерді әр түрлі жағдайларда қоздыруға болады. Қоздырылу жағдайларына қарай рентгендік сәулелер **тежеулік** (тормозное) **рентген сәулелері** және **сипаттамалық (характеристическое) рентген сәулелері** деп екіге бөлінеді.

Рентген сәулелерінің спектрі. Рентгендік түтікшенің антикатодын электрондармен атқылағанда пайда болатын рентгендік спектрлер екі түрлі: тұтас және сызықтық болады. Тұтас спектрлер антикатод затында жылдам электрондар тежелген кезде пайда болады және бұлар электрондардың **тежеулік** сәуле шығаруынан алынады. Осы спектрлердің түрі антикатод затына тәуелді болмайды.

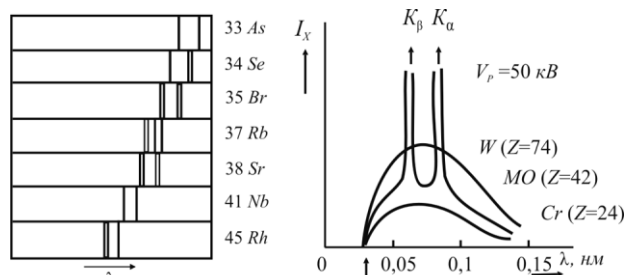
Рентгендік түтікшедегі кернеуді өсіргенде тұтас спектрмен қатар сызықтық спектр байқалады. Ол жеке сызықтардан тұрады және анти-катод затына тәуелді. Әрбір элементтің өзіне тән сызықтық спектрі болады. Сондықтан осындай спектрлер **сипаттамалық** деп аталады.

Рентгендік түтікшеде кернеудің өсуімен тұтас спектрдің қысқа толқындық шекарасы ығысады, ал сипаттамалық спектр сызықтарының орналасуы өзгермейді тек интенсивтіктері өседі.

Сипаттамалық рентген сәулесі анодқа соғылатын электрондар энергиясы атомның ішкі қабаттарынан электронды жұлып шығару үшін жеткілікті болғанда байқалады. Бұл сәуленің сипаттамалық деп аталу себебі, ол анод затын сипаттайды, ол зат табиғатына тәуелді, ал үдеткіш потенциалға тәуелді емес. Әрбір элемент жеке, әлде химиялық қосынды түрінде тұрғанына қарамастан нақты, тек өзіне тән спектр береді. Мәселен, I_1 йод атомының және I_2 йод молекуласының сипаттамалық спектрі бірдей болады. Рентгендік сипаттауыш спектрлер осынысымен оптикалық спектрлерден қатты өзгеше болады, өйткені бір элементтің атомдық күйдегі және молекулалық күйдегі оптикалық спектрлері біріне-бірі тіпті ұқсамайды. Рентген спектрлері оптикалық спектрлер сияқты күрделі емес, қарапайым. Бұлар K , L , M , N және O әріптерімен белгіленетін бірнеше сериялардан тұрады. Әрбір серия бірнеше сызықтан ғана тұрады және бұлар жиіліктің өсу ретіне қарай α , β , γ ,... (K_α , K_β , K_γ ,... L_α , L_β , L_γ ,... т.т.) индекстерімен белгіленеді. Әр түрлі элементтердің сипаттамалық рентген спектрлері өзара ұқсас, бұлар элементтердің Z атомдық нөмірі артқан сайын рентгендік спектр бүтіндей қысқа толқындар алқабына қарай өз құрылымын өзгертпей тек жылжып отырады. 11.1-суретте кейбір элементтердің K -сериясы келтірілген. Бұл серия ең қарапайым, рентгендік сипаттамалық спектрдің қысқа толқынды сериясы, K_α , K_β , K_γ үш сызықтан тұрады. Осы серияның K_α -сызығы ең ұзын толқынды, интенсивті және дублеттік құрылымы бар. K_β , K_γ сызықтары да дублет, бірақ бұларды ажырату қиынырақ. Элементтердің сипаттамалық рентгендік спектрінің басқа серияларының (L , M , N) құрылымы күрделірек, бірақ бұларда да сызықтар саны аз болады.

Рентгендік спектрлердің пайда болу схемасы 11.2-суретте берілген.

Атомды сипаттамалық рентген сәулесін шығаратындай қоздыру үшін оның ішкі электрондарының біреуін жұлып шығару керек. Егер K -қабықтағы екі электронның біреуі шығарылса, онда босаған орынға сыртқы қабықтардың (L , M ,...) біреуінен электрон көше алады. Сонда K -серия пайда болады. Басқа сериялар да осылай пайда болады. K -сериямен бірге міндетті түрде басқа сериялар да байқалады. Өйткені K -серия сызықтары шығарылғанда L , M және т.б. қабықтардағы деңгейлер босайды да, бұларды жоғарырақ орналасқан қабықтардың электрондары толтыратын болады. Электрондар энергиясы $E > 0$ күйлерден көшу жасағанда кез келген серия шетіне қысқа толқын жағынан жалғасып жататын рентген сәулесінің тұтас спектрінің пайда болуына себепші болады.



11.1-сурет

Рентгендік жұтылу спектрінің ерекшеліктері. Рентгендік сызықтық спектр мен оптикалық сызықтық спектр арасындағы түбірлі айырмашылықтың бірі мынау: оптикалық жұтылу спектрлері тиісті элементтердің бас сериясының шығару сызықтарымен дәл келетін жеке сызықтардан тұрады. Рентгендік жұтылу спектрі рентгендік шығару спектріне ұқсамайды: бұлар ұзын толқынды айқын шеті бар бірнеше жолақтан тұрады (11.3-сурет).

Рентген сәулесі зат арқылы өткенде оның μ жұтылу коэффициенті толқын ұзындығының өсуімен жалпы артады. Бірақ қайсыбір λ_k мәнінде ол шұғыл төмендейді, бұдан кейін қайтадан жайлап арта бастайды.

Рентген сәулесінің затта жұтылуының осындай ерекшелігі оңай түсіндіріледі. Рентген сәулесінің толқын ұзындығы К-деңгей қоздырылатындай, демек, қалған басқалары да қоздырылатындай қысқа болсын дейік. Осының арқасында зат арқылы өтетін шоқтың интенсивтігі кемиді. Толқын ұзындығын өсіргенде, λ_k -ның қайсыбір мәнінен бастап, рентген квантының энергиясы енді К-деңгейді қоздыру үшін жеткіліксіз болады. Нәтижесінде жұтылу шұғыл төмендейді. **Жұтылу жолағының К-шеті** деп аталатын пайда болады. Толқын ұзындығын бұдан әрі өсіргенде жұтылу қисығында жаңа, жұтылудың *L*-шеті байқалады, ол L_I, L_{II}, L_{III} деп максимумнан тұрады. Толқын ұзындығы тағы бұдан әрі қарай өзгергенде жұтылу жолағының бес максимумы бар *M*-шеті пайда болады. Сонымен, мысалы, жұтылу жолағының К-шеті (λ_k) К-деңгейдің қоздырылуы тоқталуымен байланысты. Демек, бұл λ_k толқын ұзындығы К-электронның E_K байланыс энергиясын сипаттайды:

$$E_K = \hbar\omega_K = \frac{2\pi\hbar c}{\lambda_K} = \frac{1,24}{\lambda_K(\text{нм})} \text{кэВ}.$$

Сипаттамалық рентген-дік спектр сызықтарының нәзік түзілісі. Сипаттамалық спектр сызықтарын егжей-тегжейлі зерттегенде бұлардың нәзік түзілісі анықталған. Сонда *K*-серияның барлық сызықтары дублет, ал басқа сериялар сызықтарының түзілісі күрделірек болады. Сызықтардың осы мультитиплеттік түзілісі атомның рентгендік деңгейлерінің (термдерінің) мультитиплеттік түзілісінің әсерінен болады.

Көп электронды атомның рентгендік деңгейлерінің (термдерінің) схемасын қарас-тырайық (11.4-сурет). Тұйық-талған электрондық қабық үшін *L, S* және *J* кванттық сандары нөлге тең болғандықтан, бір электронынан айрылған қабықтың *L, S* және *J* сандары шығарылған электронның ℓ, s және *j* сандарымен дәл келеді. Сондықтан рентгендік деңгейлер схемасы сутегі тәрізді атомның деңгейлер схемасына ұқсас болады.

11.4-суретте деңгейлердің белгіленулері көрсетілген. *K*-деңгей дара. Осы деңгейге *1s*-қабықтағы кемтік сәйкес келеді. *L*-деңгей L_I, L_{II}, L_{III} үш құраушыдан тұрады. Осы үш термнің ең төменгісі $2S_{1/2}$ -қабықшадағы кемтікке сәйкес келеді. L_{II}, L_{III} термдеріне сәйкес келетін $2P_{1/2}$ және $2P_{3/2}$ деңгейлерінің энергиялары спин-орбиталық байланыс әсерінен әртүрлі болады.

Электрондардың жоғарғы деңгейлерден төменгі деңгейлерге көшулері рентгендік кванттардың шағарылуымен қабаттаса жүреді және бұлар электромагниттік сәуле үшін кәдімгі сұрыптау ережелеріне бағынады. Сонда әр түрлі деңгейлер арасындағы көшулер ℓ орбиталық және *j* ішкі кванттық сан үшін сұрыптау ережелерімен анықталады:

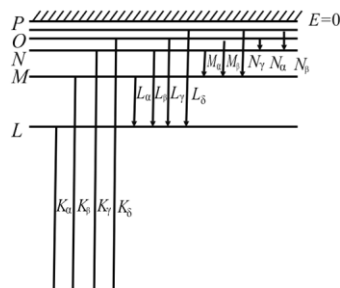
$$\Delta\ell = \pm 1, \Delta j = 0, \pm 1. \quad (11.1)$$

Мәселен, $2S_{1/2}$ -деңгейден $1S_{1/2}$ -деңгейге көшу мүмкін емес.

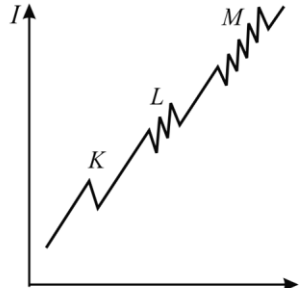
Мозли заңы. Атомның әрбір электроны ядро мен “ішкі” және “сыртқы” электрондар тудыратын электр өрісінде болады. Сыртқы электрондар өрісінің ішкі электрондар энергиясына ешқандай әсері жоқ десе де болады. Сондықтан рентгендік деңгейлердің энергиясы бірінші жуықтауда сутегі тәрізді атомдар формуласына ұқсас формуламен есептеледі:

$$E_n = -2\pi\hbar cR(Z - \sigma_{nl})^2 \frac{1}{n^2}. \quad (11.2)$$

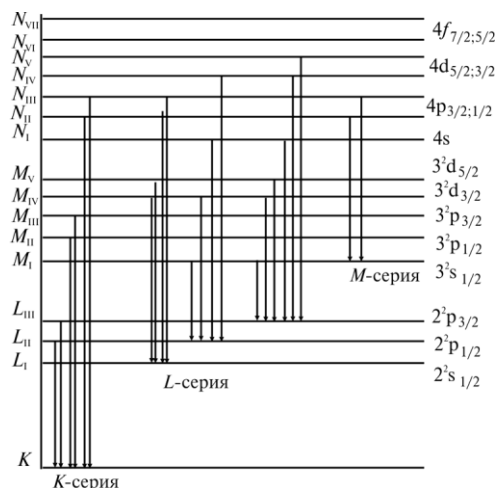
Сутегі атомы формуласынан айырмашылығы бұл формулада σ_{nl} түзетуі бар. Осы түзету тасалау (экрандау) тұрақтысы деп аталады; ол ядро өрісінің электрондармен экрандалуын ескереді. σ_{nl} *Z*-ке тәуелді емес деуге болады, бірақ *n* мен ℓ -ге тәуелді. Жеңіл атомдардың *K*-қабығындағы электрондар үшін



11.2-сурет



11.3-сурет



11.4-сурет

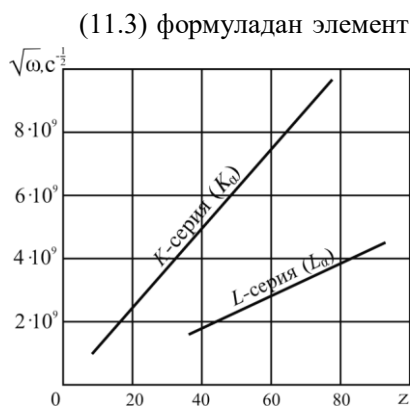
осы қабықтың негізінен екінші электроны экрандаушы әсер етеді; осы жағдайда $\sigma \approx 1$. Жеңіл атомдардың L -қабығының электрондар үшін $\sigma \approx 8$. σ_{m-} -ның дәл мәндері тек тәжірибе жүзінде анықталуы мүмкін. Электроннан айрылған атом энергиясы оң таңбалы. Сондықтан, (11.2) формула мен сутегі атомы үшін формуланың таңбалары әр түрлі болады.

Энергияның сақталу заңына сәйкес рентген кванттарының энергиясы атомның алғашқы және соңғы күйлері энергияларының айырымына тең

$$\hbar\omega = E_{n_2} - E_{n_1} = 2\pi\hbar c R_1 (Z - \sigma_1)^2 \frac{1}{n_1^2} - 2\pi\hbar c R_1 (Z - \sigma_2)^2 \frac{1}{n_2^2}. \quad (11.3)$$

Экрандау тұрақтысын деңгейлер үшін емес, тікелей спектрлік сызықтар үшін енгізуге болады. Сонда (11.3) формула ықшамдырақ түрге келеді

$$\omega = 2\pi c R_1 (Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right). \quad (11.4)$$



11.5-сурет

(11.3) формуладан элемент неғұрлым ауыр болса, оның шыға-ратын сипаттамалық рентген сәулелерінің толқыны, соғұрлым қысқа (жиіліктері үлкен) болатыны көрінеді. Сөйтіп рентген сәулесінің толқынының ұзындығы элементтің атомдық нөміріне тәуелді. Осы заңдылықты 1913 ж. ағылшын физигі Мозли тәжірибе жүзінде ашқан. Ол K -серияның берілген сызығы жиілігінің $\sqrt{\omega}$ квадрат түбірінің элементтің Z атомдық нөміріне тәуелділігі сызықтық байланыспен өрнектелетінін тағайындаған (11.5-сурет):

$$\sqrt{\omega} = C(Z - \sigma), \quad (11.5)$$

мұндағы C , σ – тұрақтылар. C мен σ -ның басқа мәндері бар осы формула L -серия үшін де, тағы басқа сериялар (M , N ,...) үшін де дұрыс болады. Осы формула Мозли заңы деп аталады. Бір элементтен келесі элементке ауысқанда сипаттамалық рентгендік спектрлердің ығысуын осы формула анықтайды.

2. Сыртқы әлсіз магнит өрісінің атомға әсері. Атомның магниттік моменті. Ланде факторы. Зееман эффекті.

12.1. Атомның магниттік моменті

Орбиталдық магниттік момент. Атомның L механикалық моментімен μ магниттік момент байланысқандығы бұрын айтылған болатын. 3.4-те сутегі атомындағы электронның орбиталық қозғалысынан пайда болатын μ -дің L -мен байланысы үшін классикалық өрнек алынған болатын. Кванттық теорияда μ және L шамаларын $\hat{\mu}$ және \hat{L} операторларымен алмастыру қажет:

$$\hat{\mu} = -\frac{e}{2m} \hat{L}, \quad \hat{\mu}_z = -\frac{e}{2m} \hat{L}_z. \quad (12.1)$$

Осыдан электронның магниттік моментінің қасиеттерін зерттеу $\hat{\mu}$ және \hat{L} операторларының қасиеттерін зерттеуге келтірілетіндігі көрінеді. $\hat{\mu}$ және \hat{L} , $\hat{\mu}_z$ және \hat{L}_z операторларының бір-бірінен айырмашылығы тек тұрақты көбейткіш болатындықтан, бұлардың қасиеттері өте ұқсас: магниттік және механикалық моменттер бірдей ережелер бойынша квантталады.

Стационарлық күйде тек μ_L магниттік моменті модулінің және оның кез келген Z өсіне проекцияларының біреуінің нақты мәндері болады. (12.1) және

$L_L = \hbar\sqrt{L(L+1)}$, $L_z = \hbar m_L$, ($m_L = 0, \pm 1, \dots, \pm L$) өрнектерін еске алып $\hat{\mu}$ және $\hat{\mu}_z$ операторларының меншікті мәндерін жазамыз:

$$\mu_L = -\mu_B \sqrt{L(L+1)}, \quad L = 0, 1, 2, \dots \quad (12.2)$$

$$\mu_{Lz} = -\mu_B m_L, \quad m_L = 0, \pm 1, \dots, \pm L, \quad (12.3)$$

мұндағы μ_B – Бор магнетоны: $\mu_B = e\hbar/2m$. Ол магниттік момент квантының ролін атқарады (дәлірек айтқанда оның μ_z проекциясының).

Атап өтетін нәрсе:

Магниттік моменттің механикалық моментке қатынасы, яғни

$$\mu/L = e/2m \quad (12.4)$$

гиромагниттік қатынас деп аталады; жоғарыда келтірілген формулалардағы «-ң таңбасы $\bar{\mu}$ және \bar{L}

векторлары бағыты бойынша өзара қарама-қарсы болатындығына нұсқайды.

Спиндік магниттік момент және оның кез келген z өсіне проекциясы былай анықталады

$$\mu_S = -2\mu_B \sqrt{s(s+1)}, \quad (12.5)$$

$$\mu_{S_z} = -2\mu_B m_s, \quad m_s = s, s-1, \dots, -s. \quad (12.6)$$

$S=1/2$ болғанда $m_s = +1/2$ және $-1/2$.

Электронның спиндік магниттік моменті бір Бор магнетонына тең деп айту қабылданған. Бұлай айту мынаған байланысты: магниттік моментті өлшегенде әдетте оның проекциясы өлшенеді, ал ол бір μ_B -ға тең.

Атомның толық магниттік моменті. Спиннің екі еселенген магнетизмі салдарынан толық моменттердің μ/L_J гиромагниттік қатынасы едәуір күрделенеді. Ол L , S және J кванттық сандарына тәуелді болады. Кванттық теорияда жүргізілген тиісті есептеу μ магниттік моменті және оның z өсіне проекциясын табуға мүмкіндік берді:

$$\mu = -\mu_B g \sqrt{J(J+1)}, \quad (12.7)$$

$$\mu_z = -\mu_B g m_J, \quad (m_J = J, J-1, \dots, -J) \quad (12.8)$$

мұндағы g – Ланде факторы (көбейткіші):

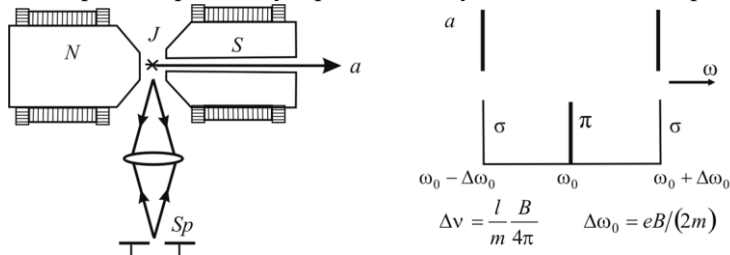
$$g = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)}. \quad (12.9)$$

12.2. Зееман эффекті

Зееманның қарапайым және күрделі эффектілерінің сандық сипаттамалары келтіріледі.

Атомның магниттік моменті және оның кеңістіктік кванталуының болатындығына Зееман құбылысы ең бір сенімді тәжірибелік дәлел болып табылады.

Тәжірибелік заңдылықтар. Магнит полюстері аралығына жарық көзін орналастырып оның спектрін ажыратқыш қабілеті жоғары аспап арқылы зерттегенде спектрлік сызықтардың жіктелетіндігі тағайындалған. Сонда қалыпты немесе қарапайым Зееман құбылысы жағдайында жарық көзі шығаратын жарықты магнит өрісіне перпендикуляр бағытта бақылағанда, әрбір сызықтың ω_0 ; $\omega_0 + \Delta\omega_0$, $\omega_0 - \Delta\omega_0$ үш сызыққа жіктелетіндігі байқалады; мұндағы ω_0 – магнит өрісі жоқ кездегі сызық жиілігі, $\Delta\omega_0 = eB/(2m)$ – жиіліктің **лоренцтік ығысуы**. Ал жарық көзінің сәулесін магнит өрісіне параллель бағытта бақылағанда әрбір сызық тек $\omega_0 - \Delta\omega_0$, $\omega_0 + \Delta\omega_0$ екі құраушы сызыққа жіктеледі (12.1-сурет). Бұлардың әрқайсысы дөңгелек поляризацияланған: $\omega_0 - \Delta\omega_0$ -ден қызыл жаққа ығысқаны – оң дөңгелектік, ал күлгін жаққа ығысқаны – сол дөңгелектік поляризацияланған. Өріске перпендикуляр бағытта сәулені бақылағанда үш сызықтық поляризацияланған сызық байқалады: біреуі ығыспаған, мұның поляризация векторы \vec{B} -ға параллель және екі ығысқан (әрқайсысы $\Delta\omega_0$ -ға), бұлардың поляризация векторлары \vec{B} -ға перпендикуляр. Ығысқан дөңгелек (\vec{B} -мен бағытас сәуле), не сызықты (\vec{B} -ға перпендикуляр сәуле) поляризацияланған сызықтар σ және σ' құраушы деп аталады. Сызықты поляризацияланған (\vec{B} -ға перпендикуляр сәуле) ығыспаған сызық π -құраушы. π -поляризацияланған фотондар өріске перпендикуляр бағытта ғана шығарылады.



12.1-сурет

Зееманның күрделі немесе аномаль құбылысында спектрлік сызықтар үштен көп құраушыға жіктеледі және $\Delta\omega \neq \Delta\omega_0$. Жүргізілген зерттеулер қарапайым Зееман құбылысының тек синглеттік спектрлік сызықтарда байқалатындығын көрсетті. Мультиплеттігі синглет емес барлық сызықтар үшін күрделі Зееман құбылыс байқалады.

Өріс жоқта мультиплеттік сипаттағы (дублет, триплет және т.т.) спектрлік сызықтар үшін күрделі Зееман құбылысы байқалады. Әлсіз өрісте әдеттегі зеемандық триплет орнына спектрлік сызықтың күрделірек түзілісі алынады.

Мәселен, Зееманның күрделі құбылысы жағдайында сілтілік элемент атомдары бас сериясының дублет сызықтарын өріске перпендикуляр бағытта бақыласа, онда дублеттің бір сызығы 4 сызыққа, ал екіншісі – 6 сызыққа жіктеледі. Демек, бұл жағдайда 10 спектрлік құраушы байқалады. Мультиплеттердің жеке сызықтары жиілігінің күрделі Зееман құбылысындағы $\Delta\omega$ ығысуы $\Delta\omega_0$ Лоренцтік ығысу өрнегін қанағаттандырмайды Қарапайым Зееман құбылысының теориясын 1896 ж. Г.Лоренц классикалық физика заңдары негізінде ұсынды. Лоренц теориясы қарапайым құбылыс жағдайында сызықтардың магнит өрісіндегі жіктелу сипатын түсіндіріп берді. Бұл теория тәжірибемен жақсы үйлесетін нәтижелер берумен қатар, зеемандық құраушылардың поляризациялық сипатын да болжап берді. Бұл да тәжірибеде расталды. Бірақ Лоренц теориясы күрделі Зееман құбылысын түсіндіре

алмады.

Зеeman құбылысының түсіндірілуі. Атомдық физика курсында Зеeman құбылысын атомның векторлық моделін пайдаланып түсіндіреміз. Ал бұл құбылыстың дәл теориясын релятивтік кванттық механика жәрдемімен ғана құруға болатындығын ескерте кетейік.

Магнит өрісі жоқ кезде атом энергиясы E_J қайсыбір күйде тұрған болсын. Осы атомды индукциясы \vec{B} магнит өрісіне орналастырамыз. Магнит өрісін әлсіз, яғни $\vec{L}_L - \vec{L}_S$ байланысы $\vec{L}_L - \vec{B}$, $\vec{L}_S - \vec{B}$ байланыс-тарына қарағанда күштірек деп есептейміз. Демек, $\vec{L}_L - \vec{L}_S$ әсерлесуі бұзылмаған. Бұл шектеу магнит өрісінің әлсіз болуының физикалық белгісі. Магнит өрісіндегі атом энергиясы магнит өрісімен атомның магниттік моментінің әсерлесуі нәтижесінде өзгертін болады. Сонда атом энергиясы мынаған тең болады

$$E_{JB} = E_J + \Delta E_B. \quad (12.10)$$

Атомның толық импульс моменті (бұрыштық моменті) \vec{L}_J , мұнымен байланысқан магниттік моменті $\vec{\mu}_J$ болатындығы бұрын қарастырылған болатын. Егер $\vec{\mu}_J$ магниттік моментке ие магниттік диполь тұрақты магнит өрісіне орналастырылса, онда диполь энергиясы оның өріске қатысты бағдарлануына тәуелді болады. Индукциясы \vec{B} өрістегі дипольдың осы бағдарлану энергиясы мынаған тең

$$\Delta E_B = -\vec{\mu}_J \vec{B} = -|\vec{\mu}_J| |\vec{B}| \cos(\vec{\mu}_J \vec{B}). \quad (12.11)$$

\vec{L}_J векторының, демек $\vec{\mu}_J$ векторының да m_J кванттық санымен анықталатын тек белгілі бағдарлануы болады. Осыған сәйкес атомның бағдарлану энергиясы дискретті мәндер қабылдайды.

Энергетикалық деңгейлердің магнит өрісінде жіктелуі. Магниттік моменттің өріс бағытына ұлықсат етілген проекциялары m_J кванттық санымен анықталады. Осылай болғандықтан (12.11) формуланы пайдаланып энергетикалық деңгейдің жіктелу шамасын табамыз

$$\Delta E = -(\mu_J)_z B = g\mu_B m_J B. \quad (12.12)$$

Сыртқы өріс бағытымен дәл келетін z осіне $\vec{\mu}_J$ векторының ұлықсат етілген проекциялары (12.11) қатынасын қанағаттандырады.

Сонымен, магнит өрісі деңгейді (12.2а-суретте көрсетілгендей) $(2J+1)$ құраушыға жіктелуін тудырып, деңгейдің айнығандығын толығынан жояды (егер тек $g \neq 0$). Осындай жіктелуді **зеемандық жіктелу**, ал бұған сәйкес деңгейлерді **зеемандық деңгейлер** деп атайды.

Атомның магниттік моментінің сыртқы магнит өрісімен әсерлесуінің ΔE_B потенциалдық энергиясы (7.17) өрнегімен анықталады:

$$\Delta E_B = (\vec{\mu}_J \vec{B}) = \mu_J B \cos(\vec{L}_J \vec{B}) = \mu_B g \sqrt{J(J+1)} B \frac{m_J}{\sqrt{J(J+1)}} = \mu_B g B m_J$$

мұндағы m_J – толық магниттік кванттық сан, ол J берілгенде $2J+1$ мән қабылдай алады, яғни $m_J = -J, -J+1, \dots, J$.

Сонымен (12.10), (12.12) өрнектеріне сәйкес әлсіз магнит өрісінде атомның әрбір E_J энергетикалық деңгейі энергиялары

$$E_{JB} = E_J + \mu_B g B m_J \quad (12.13)$$

болатын $2J+1$ деңгейшеге жіктеледі. Атомның энергетикалық деңгей-лерінің магнит өрісі әсерінен жіктелуін зеемандық жіктелу деп аталатындығы айтылған болатын.

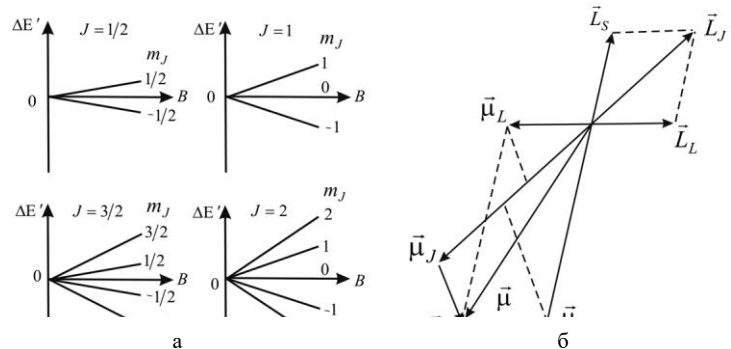
Сыртқы магнит өрісінде атомның энергетикалық деңгейлерінің жіктелуінен спектрде жаңа сызықтар пайда болады. Енді осыған көз жеткізейік.

Магнит өрісінде атом $E_{J_2 B}$ күйден $E_{J_1 B}$ күйге көшкен кезде мына жиіліктердегі сәуле шығарылады

$$\omega_i = \frac{E_{J_2} - E_{J_1}}{\hbar} + \frac{\mu_B B}{\hbar} (g_2 m_{J_2} - g_1 m_{J_1})$$

немесе

$$\omega_i = \omega_0 + \Delta\omega_0 (g_2 m_{J_2} - g_1 m_{J_1}) \quad (12.14)$$



12.2-сурет

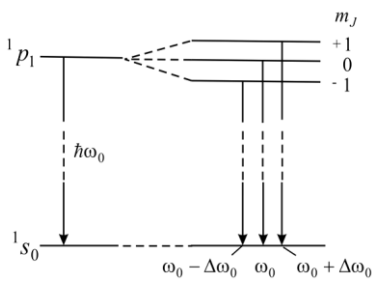
мұндағы $\Delta\omega_0 = \frac{eB}{2m} = \frac{\mu_B B}{\hbar}$ – лоренцтік ығысу.

(12.14) өрнегінен сыртқы магнит өрісі әсерінен атомның энергетикалық деңгейлерінің жіктелуі спектрде жаңа сызықтарды тудыратын-дығы келіп шығады.

Қарапайым Зееман құбылысы. Алдымен нәзік түзілісі жоқ (синглет) спектрлік сызықтардың зеемандық жіктелуін қарастырайық. Мұндай сызықтар қарапайым синглет деңгейлер (яғни толық спин $S=0$) арасындағы кванттық көшулер нәтижесінде пайда болады. Осындай деңгейлер үшін $g=1$. Демек, (12.12) формула мына түрге келеді

$$\Delta E_{JB} = \mu_B B m_L. \quad (12.15)$$

Өйткені $S=0$ болғандықтан, $L=J$, $m_J=m_L$ болады, ал $m_L=L, L-1, \dots, -L$.



12.3-сурет

12.3-суретте $L=1$ және $L=0$ күйлері арасындағы көшу ($P \rightarrow S$ көшу) үшін деңгейлердің және спектрлік сызықтардың жіктелуі көрсетілген. Магнит өрісі жоқта жиілігі ω_0 жалғыз сызық байқалады. Өрісті қосқанда, ω_0 сызықтан басқа, бұған салыстырғанда симметриялы орналасқан жиіліктері $\omega_0 + \Delta\omega$, $\omega_0 - \Delta\omega$ екі сызық пайда болады.

Зееманның күрделі құбылысы. Нәзік түзілісі бар сызықтар магнит өрісінде үштен көп құраушыға жіктеледі; ал $\Delta\omega$ жіктелу шамасы $\Delta\omega$ қалыпты (лоренцтік) ығысудың рационалдық бөлшегі $\Delta\omega = \Delta\omega_0(a/b)$ болады; мұндағы a және b – бүтін кіші сандар. Спектрлік сызықтардың осындай жіктелуі Зееманның күрделі немесе **аномаль құбылысы** деп аталады.

Зееманның күрделі құбылысы деңгейлердің ΔE жіктелуі шама-сының Ланде көбейткішіне тәуелді болуымен түсіндіріледі, яғни түптеп келгенде, электрон спинінің болуы және спиннің екі еселі магнетизмімен түсіндіріледі.

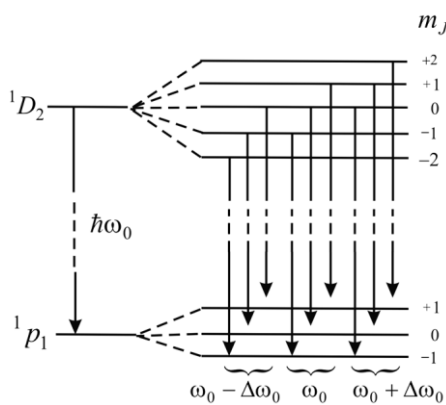
${}^2P_{1/2}$ деңгейі ($L=1, S=1/2, J=1/2$) үшін $\Delta E_{P1/2} = g_2 \mu_B B m_{J_2}$ мұнда $g_2 = 2/3$.

${}^2P_{3/2}$ деңгейі ($L=1, S=1/2, J=3/2$) үшін $\Delta E_{P3/2} = g_3 \mu_B B m_{J_3}$ мұнда $g_3 = 4/3$.

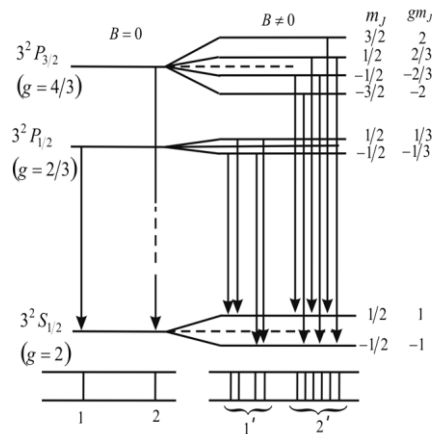
Магнит өрісі жоқ кездегі бастапқы сызыққа салыстырғанда магнит өрісінде сызықтардың ығысуы мына өрнекпен анықталады:

$$\Delta\omega = \frac{\Delta E_2 - \Delta E_1}{\hbar} = \frac{\mu_B e}{\hbar} (g_2 m_{J_2} - g_1 m_{J_1}) = \Delta\omega_0 (g_2 m_{J_2} - g_1 m_{J_1})$$

${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$ сызығы үшін 12.5-суретте деңгейлер арасындағы көшулерді кескіндейтін түзулер бойынша тиісті сызықтар үшін $g_2 m_{J_2} - g_1 m_{J_1}$ айырмасын анықтауға болады.



12.4-сурет



а

б

12.5-сурет

Сыртқы электр өрісінің атомға әсері. Штарк эффекті. Сутегі атом үшін Штарк эффекті..

13.1. Штарк эффекті

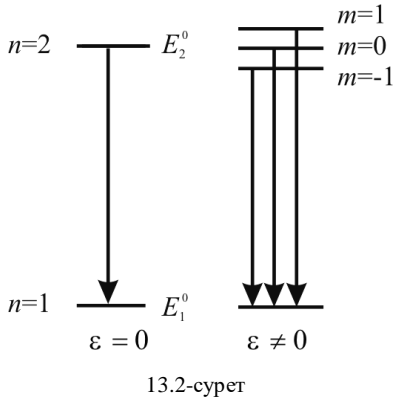
Штарк құбылысының сипаттамалары беріледі.

Атом шығаратын жарықтың жиілігі мен поляризациясына магнит өрісінің ғана емес, электр өрісінің де әсері болады. Электр өрісінде спектрлік сызықтардың жіктелуі **Штарк эффекті** деп аталады.

Атомның қосымша энергиясы оның орташа дипольдық электрлік моментінің сыртқы электр өрісімен әсерлесуімен анықталады

$$\Delta E = - \langle \vec{d} \cdot \vec{\varepsilon} \rangle = - \langle d_z \rangle \varepsilon. \quad (13.1)$$

Сутегі атомы үшін Штарк эффектіні толығырақ қарастырайық. Энергия деңгейінің штарктық жіктелуі оның нәзік түзілісімен салыстырғанда үлкен деп есептейміз. Осы жағдайда электрон спинін ескермеуге болады. Сонда сутегі атомының күйлері ℓ орбиталық кванттық саны бойынша айныған болатындығы белгілі: сутегі атомының энергиясы тек бас кванттық санымен анықталады. Айну дәрежесі n^2 -қа тең.



13.2-сурет

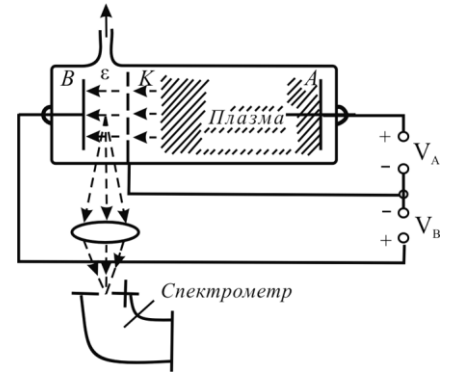
Кездейсоқ айну салдарынан сыртқы электр өрісі жоқ жағдайда сутегі атомының меншікті дипольдық моментінің болатындығын көрсетуге болады. Осы жағдайда сутегі атомындағы зарядтардың үлестірілуі $z=0$ жазықтығына қатысты симметриялы болмайды, мұндағы z өсі – оқшауланған бағыт. Сыртқы электр өрісі болғанда z өсі өріс бағытымен беріледі. Шредингер теңдеуін шешу нәтижесі сыртқы тұрақты электр өрісінде сутегі атомының энергия деңгейлерінің айнығандығы ішінара жойылатындығын және бас кванттық саны n энергия деңгейі $2n-1$ деңгейшеге жіктелетіндігін көрсетеді. Осыдан негізгі деңгейдің жіктелмейтіндігі келіп шығады. Бірінші қоздырылған деңгей үш деңгейшеге жіктеледі (13.2-сурет) және т.т. Энергия деңгейлерінің жіктелуінен, мысалы, Лайман сериясының бас сызығы үш құрау-шыға, Бальмер сериясының бас сызығы 15 құраушыға жіктеледі және т.т. Екі шеткі деңгейшелердің ара

қашықтығы мына формуламен анықталады:

$$\Delta E = 3n(n-1)a_1 e \varepsilon, \quad (13.2)$$

мұндағы a_1 – бірінші Бор радиусы.

$n=2$ деңгейі үшін: $\Delta E = 6a_1 e \varepsilon \approx 3 \cdot 10^{-8} \varepsilon \text{ эВ}$. $\varepsilon = 10^4 \text{ В/см}$ болғанда жіктелу шамасы $\Delta E \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}$, ал энергия деңгейлерінің айырымы $E_2^0 - E_1^0 \approx 10 \text{ эВ}$. Бас кванттық саны өскенде жіктелу шамасы өседі. Мұны n саны өскенде электронның ядродан қашықтауымен, демек, осы жағдайда атомның электрлік дипольдық моменті артуымен түсіндіруге болады.



13.1-сурет