

## MAGNIT DIPOL MOMENTI SPIN VA O'TISH STAVKALARI

Raximova Gulhayo

Yo'liyyeva Madina

**Anotatsiya.** Mazkur mavzuda atom va yadroviy fizikada muhim tushunchalardan biri bo'lgan **magnit dipol momenti, zarralarning spini** va ular bilan bog'liq **kvant o'tish stavkalari** tahlil qilinadi.

**Kalit so'zlar:** orbital moment; fazoni kvantlash; aylanish; kvant sonlari  $s$  va  $m_s$ ; spin burchak momenti, magnit dipol momenti va  $g$  omil;

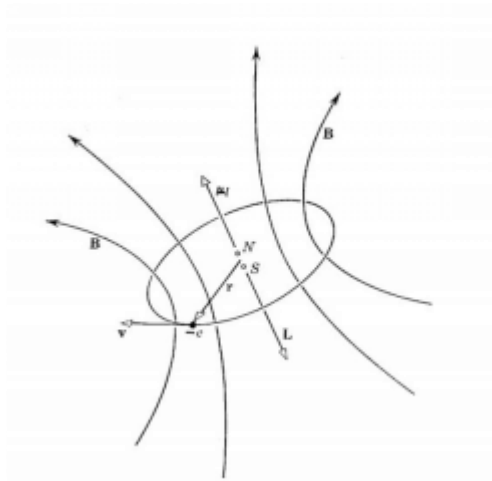
Zamonaviy fizikada zarrachalarning ichki xossalari, ularning tashqi maydonlarga nisbatan tutgan o'rni va energetik holatlar o'zgarishi fundamental ahamiyatga ega. Shu jihatdan, magnit dipol momenti, spin va kvant o'tish stavkalari atom va yadroviy fizikada, shuningdek kvant mexanikasida muhim tushunchalar hisoblanadi. Bu maqolada ushbu tushunchalar mazmuni, ularning o'zaro bog'liqligi hamda fizik jarayonlardagi ahamiyati yoritiladi. Spin – bu zarracha ichki impulsining kvant xossasidir. Katta klassik jismlarda bunday xossa mavjud bo'lmasa-da, kvant zarrachalarda spin asosiy rol o'ynaydi. Elektron, proton, neytron kabi fermionlarning spini  $1/2$  ga teng bo'lib, ular kvant mexanik qonunlariga bo'ysunadi. Spin – bu to'g'ridan-to'g'ri zarrachaning magnit xossalarini aniqlovchi omildir. Spin kvant soni ( $s$ ) va uning proeksiyasi ( $m_s$ ) orqali ifodalanadi. Masalan, elektron uchun spin kvant soni  $s = 1/2$  bo'lsa, uning proeksiyasi  $m_s = \pm 1/2$  bo'ladi.

Atomning magnit dipol momentlarini o'lchash natijalari elektronlarning o'ziga xos burchakka ega ekanligini ko'rsatadi. Bu muhim xususiyat spin deb ataluvchi impulsgacha va unga bog'liq spin magnit dipol momentiga ega. Keyinchalik, bir elektronli atomning energiya sathlarida elektron spini qanday ta'sir qilishini o'rganamiz. Nihoyat, qo'zg'algan atomning tezlik bilan foton chiqarib quyi energiya holatlariga o'tish tartibini hisoblash usulini ishlab chiqamiz. Bu jarayon atomlarning chiziqli spektrini hosil qiladi.

Massasi  $m$  va zaryadi  $-e$  bo'lgan elektron  $v$  tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsin. 1-rasmda ko'rsatilgandek, elektron  $r$  radiusli doiraviy Bor orbitasida harakat qiladi. (An'anaviy bo'lgani uchun magnit dipol momenti uchun keltirilgan massa ishlatiladi. Bu

yerda elektron uchun ham shuni qo‘llaymiz. Hech qanday chalkashlik bo‘lmaydi, chunki tajribalarning aniqligi va hisob-kitoblar, odatda, haqiqiy va keltirilgan massa o‘rtasidagi farqni ko‘rsatmaydi.) Doira shaklidagi konturda aylanayotgan zaryad e bo‘lib, uning hosil qiladigan tok kattaligi quyidagicha ifodalanadi:

$$i = \frac{e}{T} = \frac{ev}{2\pi r} \quad (1)$$



1-rasm. Orbital impuls momenti  $L$  va orbital magnet dipol momenti  $\mu_1$  Bor orbitasida harakatlanayotgan elektronning zaryadi  $-e$ . Sirkulyatsiyalanuvchi  $B$  magnet maydoni zaryadning egri chiziqlari bilan tasvirlangan. Hosil bo‘lgan soxta magnet dipol konturdan uzoqda joylashgan bir xil magnet maydon uning  $N$  va  $S$  qutblari bilan ko‘rsatilgan.

Bu maydon konturdan katta masofalarda magnet dipolning maydoniga ekvivalent bo‘lib, halqaning markazida joylashgan va uning tekisligiga perpendikulyar yo‘nalgan. Oqim uchun va yuzasi bo‘lgan konturda orbital magnet dipol momentining kattaligi quyidagiga teng:

$$\mu = iA \quad (2)$$

Magnet dipol momentining yo‘nalishi kontur tekisligiga perpendikulyar bo‘lib, bu 1-rasmda tasvirlangan. Rasmda tokli kontur tomonidan hosil qilingan magnet maydon va dipolning ikkita soxta qutbi ko‘rsatilgan. Ushbu qutblar magnet maydon hosil qiladi va katta masofalarda haqiqiy dipol maydoniga ekvivalent bo‘lib qoladi. Magnet dipol momentining kattaligi ushbu dipolning kuchini ifodalaydi va u qutblar mustahkamligining ular orasidagi masofaga ko‘paytmasiga teng. Elektron manfiy zaryadga ega bo‘lgani sababli, uning magnet dipol momenti orbital momentiga antiparallel bo‘ladi. Uning kattaligi esa quyidagicha beriladi:

$$L = mvr \quad (3)$$

Biz (1) tenglamani olamiz va uni doiraviy Bor orbitasi uchun  $A$  ga nisbatan hisoblab, (2) tenglamani hosil qilamiz.

$$\mu_i = iA = \frac{ev}{2\pi r} \pi r^2 = \frac{evr}{2} \quad (4)$$

(3) ga bo'lish orqali quyidagiga erishamiz.

$$\frac{\mu}{L} = \frac{evr}{2mvr} = \frac{e}{2m} \quad (5)$$

Ko'rib turibmizki, orbital magnit dipol momentining orbital impuls momenti ga nisbati universal o'zgarmaslarning kombinatsiyasidan iborat. Ushbu nisbat odatda quyidagicha yoziladi:

$$\frac{\mu_l}{L} = \frac{\mu_l g_l}{\hbar} \quad (6)$$

Bu nisbatni quyidagicha yozish mumkin:

$$\mu_b = \frac{e\hbar}{2m} = 0.927 \times 10^{-23} \quad (7)$$

va

$$g_l = 1 \quad (8)$$

Bor magnetoni ( $\mu_b$ ) atom magnit dipol momentlarini o'lchash uchun tabiiy birlikni tashkil qiladi. Uning qiymati  $0,927 \times 10^{-23} \text{ A} \cdot \text{m}^2$  ga teng bo'lib, bu magnit momentlar Bor magnetoni deb ataladi. Bundan tashqari,  $g_l = 1$  bo'lganda, magnit moment  $\mu = g_l \cdot \mu_b$  bilan ifodalanadi.  $g$  kattalik "g-orbital faktori" deb ataladi. U garchi bu yerda ortiqcha bo'lib ko'rinsa-da, simmetriyani saqlab qolish uchun kiritilgan. Keyinchalik, tenglamalar orqali g-omillar bilan bog'liq holatlarni ko'rib chiqamiz. Bu kattaliklar odatda birga teng emas. Ular yordamida biz (5) ni quyidagicha qayta yozishimiz mumkin:  $\mu_l$  ning kattaligini ham, uning  $L$  vektoriga nisbatan yo'nalishini ham ko'rsatadigan vektor tenglamasi.

$$\mu_l = - \frac{g \mu_b}{\hbar} L \quad (9)$$

$\mu_l$  ning  $L$  ga nisbati orbitaning o'lchamiga yoki orbital chastotaga bog'liq emas. Elliptik orbita uchun shunga o'xshash hisob-kitobni amalga oshirib, bu nisbat orbitaning shakliga bog'liq emasligini ko'rsatish mumkin. Bu nisbat orbitaning tafsilotlariga mutlaqo bog'liq bo'lmagan holda, uning qiymati ham shunga bog'liq emasligini isbotlaydi. Uni baholash uchun qo'llanilgan mexanik nazariyaning tafsilotlari haqida fikr yuritilsa, kvant

mexanikasida  $\mu$  ni baholash (buni bu yerda amalga oshirish mumkin emas, chunki talab qilinadigan elektromagnit nazariyasi juda murakkab) natijasida  $L$  ning  $Jl(l+1)\hbar$  ga tengligi aniqlangan. Bu natija biz ilgari olgan qiymat bilan mos keladi. Agar bunga ruxsat berilsa, o'quvchi orbital kattaligi va  $z$  komponenti uchun kvant-mexanik ifodalarni, magnit dipol momenti bilan bog'liq holda quyidagicha yozishi mumkin:

1-misol. Faraz qilaylik, magnit dipol momenti bo'lgan dipol tashqi magnit maydoniga joylashtirilgan. Maydonning kuchlanganligi bo'lib, u dipol momentiga parallel yo'nalgan. Agar magnit dipolning momenti Bor magneton (bu atomning magnit dipol momentiga xos) va magnit maydon kuchlanganligi tesla bo'lsa (bu juda kuchli elektromagnit maydon), unda dipolni maydonga nisbatan antiparallel yo'nalishga aylantirish uchun zarur bo'lgan energiyani hisoblang.

$$2\mu_L \times B = 2 \times 0.927 \times 10^{-23} \text{ amper} \cdot \text{m}^2 \times 1 \text{ joule/amper} \cdot \text{m}^2 = 1.85 \times 10^{-23} \text{ joule} = 1.16 \times 10^{-4} \text{ eV}$$

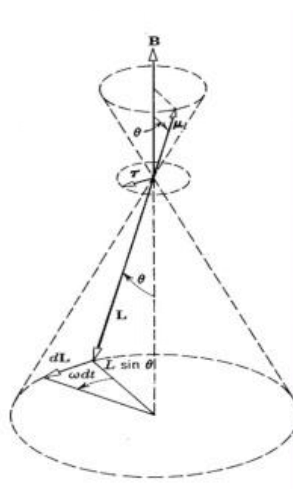
Bu energiya juda kichik bo'lsa-da, hatto atom miqyosida ham dipol aylana olmaydi. Aksincha, agar dipol dastlab maydonga antiparallel yo'naltirilgan bo'lsa, u maydonga parallel ravishda tekislanish uchun o'girilolmaydi, agar u aynan shu miqdordagi energiyani olsa ham.

Agar magnit dipol momenti  $\mu$  ga ega bo'lgan tizim uchun  $B$  magnit maydonida harakat qilish yo'li bo'lmasa, orientatsion potensial energiya  $E$  ning tarqalishi kuzatilmaydi va tizim o'zgarmas qolishi kerak. Bunday sharoitda  $\mu$  o'zini  $B$  ga yo'naltira olmaydi. Buning o'rniga,  $\mu$   $B$  atrofida shunday pretsessiya qiladi, bunda  $\mu$  va  $B$  orasidagi burchak o'zgarmas qoladi, va ikkala vektorning modullari ham doimiy bo'ladi. Pretsessiya harakati (9) va (10) tenglamalaridan ko'rinib turibdiki, dipolga ta'sir etuvchi moment har doim uning harakat miqdori momentiga perpendikulyar bo'ladi. Pretsessiya va uning tushuntirilishi 2-rasmda ko'rsatilgan (rasm sarlavhasiga qarang). Magnit dipol momentining  $B$  ga nisbatan pretsessiya burchak chastotasi quyidagicha beriladi:

$$\omega = \frac{g\mu_B}{\hbar} B \quad (10)$$

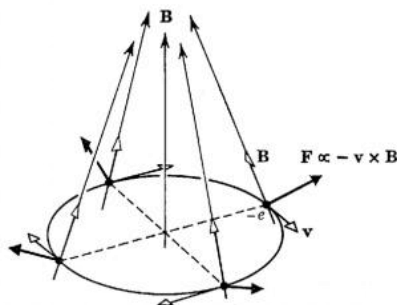
Bu tenglama ham pretsessiya ma'nosi  $B$  yo'nalishida ekanligini ko'rsatadi. Bu hodisa Larmor pretsessiyasi, to esa Larmor chastotasi deb ataladi.

Biroq, kvant mexanikasi asosida ishlov berish ham xuddi shu natijaga olib keladi. Ya'ni, kvant mexanik magnit dipol momentining magnit maydonga perpendikulyar bo'lgan komponentlarining kutish qiymatlari vaqt bo'yicha siklik ravishda o'zgaradi. Bu o'zgarish klassik magnit dipol momentining magnit maydoniga perpendikulyar bo'lgan haqiqiy komponentlari kabi sodir bo'ladi. Keyingi bo'limlardagi muhokamani soddalashtirish uchun biz magnit maydonda kvant mexanik magnit dipol momentining pretsessiyasi haqida gapiramiz. Biroq, qat'iy to'g'ri bo'lishi uchun, aslida magnit maydonning siklik o'zgarishi va uning perpendikulyar tashkil etuvchilarining kutish qiymatlari haqida gapirishimiz kerak.

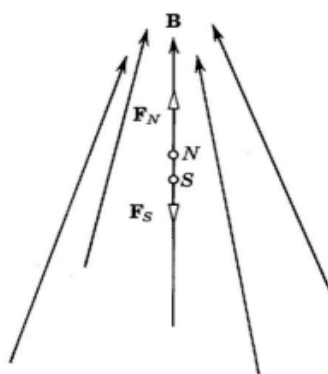


2-rasm: A moment yoki shaklida ifodalanadi. Bu yerda atomning magnit dipol momenti magnit maydon bilan o'zaro ta'sirlashadi. Bu moment vaqt o'tishi bilan impuls momentining o'zgarishiga olib keladi. Nyutonning ikkinchi qonuni asosida:

$\tau = \mu_L \times B = (g_l \mu_B / \hbar) L \times B$  ning o'zgarishi ning burchak bo'ylab pretsessiyasiga sabab bo'ladi. Bu pretsessiya burchak tezligi bilan ifodalanadi:  $\frac{dL}{dt} = \tau$ . Diagrammadan ko'rinib turibdiki:  $dL = (L \sin \theta) \omega dt$  Demak, pretsessiyaviy burchak tezlik quyidagicha bo'ladi:  $\omega = g_l \mu_B B / \hbar$



3-rasm. B maydoni yaqinlashayotgan sohada elektron a nuqtada y tezlik bilan orbitada harakat qiladi. Bu maydon elektronga  $F$  kuch bilan ta'sir qiladi. Elektronning zaryadi manfiy bo'lgani uchun  $F = -v \times B$  tenglama orqali ifodalanadi. Elektron orbitadagi harakatidan qat'i nazar, bu kuchning radial va yo'nalgan tashkil etuvchilari mavjud. B maydoni qaysi tomonga kuchayishini aniqlash mumkin. Orbita bo'ylab o'rtachalashtirilgan radial komponent kamayadi, natijada o'rtacha kuch yuqoriga yo'nalgan bo'ladi.

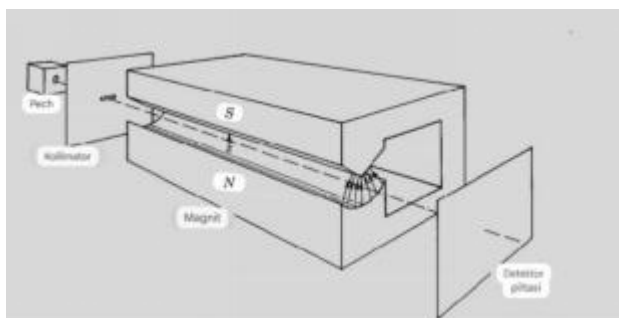


4-rasm.  $F_N$  va  $F_S$  kuchlarning ta'sirini tasvirlash. Soxta magnit dipolining qutblarida ekvivalent bo'lgan 3-rasmdagi sirkulyatsiyalanuvchi elektronga qo'llanilgan B maydoni yaqinlashuvchi sohaga ega. Bu yerda  $F_N$  kattaligi bo'yicha  $F_S$  dan kattaroq bo'lib, natijada sof kuch B maydoni kuchayadigan yo'nalishda bo'ladi. Bu holat o'quvchiga tanish bo'lishi mumkin, chunki bunda magnit maydon va dipol momentining o'zaro ta'siri elektr dipol va elektr maydoniga o'xshashdir.

Agar fazodagi magnit maydon bir jinsli bo'lsa, u holda magnit dipolga ta'sir qiluvchi sof ilgarilanma kuch mavjud bo'lmaydi (garchi kuch momenti mavjud bo'lsa ham). Lekin,

agar maydon bir jinsli bo'lmasa, unda dipolga ta'sir etuvchi momentdan tashqari ilgariylanma kuch ham paydo bo'ladi. Ushbu rasmda ko'rsatilganidek, elektron u tezlik bilan aylana orbita bo'ylab harakatlanayotganida, yaqinlashuvchi kuchni sezadi. Ushbu kuch  $-v \times B$  ga proporsional bo'lib, har doim magnit maydon kuchliroq bo'ladigan yo'nalishda komponentga ega bo'ladi. Bu effektini quyidagicha tushuntirish mumkin: bir jinsli bo'lmagan magnit maydondagi soxta magnit dipol va bir jinsli bo'lmagan elektr maydondagi elektr dipolning ta'siri o'xshashdir (bu 4-rasmda tasvirlangan). Shunga asoslanib, magnit dipolga ta'sir etuvchi o'rtacha kuch quyidagicha ifodalanishi mumkin:

$$\vec{F} = \frac{\partial B}{\partial z} \mu_s \quad (11)$$



Bu yerda  $z$  — maydon kuchlanganligining ortish yo'nalishidagi koordinata o'qi,  $\mu$  esa dipol momentidir.

Magnit qutbining ikki bo'lagi orasidagi maydon magnitning yaqin uchida o'tkazilgan kuch chiziqlari yordamida tasvirlangan. Maydon kuchlanganligi musbat  $z$  yo'nalishda (yuqoriga) eng tez ortadi.

1922-yilda Shtern va Gerlax magnit dipollarining mumkin bo'lgan qiymatlarini o'lchashdi. Ular bu tajribani kumush atomlari dastasini bir jinsli bo'lmagan magnit maydon orqali o'tkazish orqali amalga oshirdilar. Ularning apparatining chizmasi 8-5-rasmda tasvirlangan. Neytral kumush atomlar nuri kumush pechidan bug'lanish natijasida hosil bo'ladi. Ushbu nur  $a$  bilan kollimatsiyalangan diafragmadan o'tadi va keyin magnit maydoniga kiradi. Magnitning ko'ndalang kesimi shuni ko'rsatadiki, u rasmda aniqlangan  $z$  yo'nalishida intensivligi ortib boradigan maydon hosil qiladi. Ushbu  $z$  yo'nalishi, shuningdek, dasta sohasida magnit maydonining asosiy yo'nalishi hisoblanadi. Umuman

olganda, atomlar neytral bo'lib, ularga ta'sir qiluvchi yagona umumiy kuch  $F$  (8-15 tenglamaga ko'ra)  $\mu z$  ga proporsional bo'ladi. Nurning har bir atomiga ta'sir etuvchi kuch uning  $\mu_l$  qiymatiga proporsional bo'lgani sababli, har bir atom magnit maydoni orqali o'tayotganda ma'lum bir burchakka og'adi. Natijada, nur quyidagicha ikki alohida yo'nalishda ajralib chiqadi, bu esa elektronlarning spini mavjudligini isbotlaydi.

Agar atomning orbital magnit momenti vektori  $\mu_l$  ma'lum bir kattalikka ega bo'lsa, klassik fizika nuqtai nazaridan uning  $z$  yo'nalishdagi tashkil etuvchisi  $\mu_{lz}$  istalgan qiymatni qabul qilishi mumkin,  $-\mu_l$  dan  $+\mu_l$  gacha. Buning sababi shundaki, klassik fizika bo'yicha atom har qanday yo'nalishga ega bo'lishi mumkin, shu jumladan  $z$  o'qiga nisbatan ham. Shuning uchun bu xulosa orbital moment va magnit moment uchun ham to'g'ri bo'ladi. Biroq, kvant mexanikasi bashoratlariga ko'ra (11),  $\mu_{lz}$  faqat diskret kvantlangan qiymatlarga ega bo'lishi mumkin:

$$\mu_{lz} = -g_l \mu_B m_l \quad (12)$$

Bu yerda  $m_l$  butun sonlardan biri bo'lib, u quyidagi qiymatlarni qabul qiladi:

$$m_l = -l, -l+1, \dots, 0, \dots, +l-1, +l \quad (13)$$

Bu kvant mexanikaviy xususiyat magnit momentning diskretlanishini va orbital burchak momenti faqat ma'lum qiymatlarni qabul qilishini anglatadi.

Klassik bashoratga ko'ra, og'dirilgan dasta birdan  $\mu_l$  qiymatlarining uzluksiz taqsimotiga mos keladigan uzluksiz polosaga tarqaladi. Kvant-mexanik bashorat esa og'gan nur bir nechta diskret tarkibiy qismlarga bo'linishini ko'rsatadi. Bundan tashqari, kvant mexanikasi bu hodisa analiz qiluvchi magnitning barcha yo'nalishlari uchun sodir bo'lishini bashorat qiladi. Ya'ni, magnit aslida magnit dipol momentining  $z$  o'qi bo'ylab tashkil etuvchisining kvantlanishini o'rganadigan o'lchash qurilmasi vazifasini bajaradi. Uning maydon intensivligi eng tez ortib boradigan yo'nalish deb hisoblanadi. Chunki kvant mexanikasiga ko'ra,  $z$  o'qi bo'ylab har qanday tanlov kvantlangan bo'lishi kerak. Shu sababli, analiz qiluvchi magnitning barcha holatlari uchun natijaviy yo'nalish bir xil bo'lishi kerak.

Endi vodorod atomining energiya darajalarini ko'rib chiqamiz. 2 bo'limida biz kvant mexanikasining vodorod atomining energiya darajalari bo'yicha oldindan aytishlarini olishdik, bunda spin-orbital o'zaro ta'sir hisobga olinmagan edi, va ular Bor modeli

oldindan aytgan energiya darajalariga to'g'ri keladi. 2 misolida biz bu darajalardan birining energiyasidagi o'zgarishni spin-orbital o'zaro ta'sir mavjudligi tufayli baholadik. Biz energiya taxminan  $10^4$  qismini yuqoriga siljiganini ko'rdik, agar  $L$   $S$  ga deyarli parallel bo'lsa (agar  $j = 1 + 1/2$  bo'lsa), va taxminan shuncha miqdorda pastga siljiganini ko'rdik, agar  $L$   $S$  ga deyarli antiparallel bo'lsa (agar  $j = 1 - 1/2$  bo'lsa). Shuningdek, agar  $L = 0$  bo'lsa (agar  $j = 1/2$  bo'lsa), spin-orbital energiya o'zgarishi mavjud emasligini ko'rdik.

Gidrogen atomining spin-orbit o'zaro ta'siri energiya darajalarining siljishlarining umumiy ifodasidan miqdoriy bashoratlarini olish uchun potentsial funktsiyasi Kulon potentsiali  $V$  ga tenglashtiriladi, so'ngra hidrogen atomining to'liq funktsiyalari yordamida kutilgan qiymati hisoblanadi. Biroq, ushbu bashoratlarni tajriba bilan taqqoslashdan oldin, hidrogen atomida muhim o'rin tutadigan boshqa ta'sirlar ham hisobga olinishi kerak. Biz relativistik massaning tezlikka bog'liqligi tufayli hidrogen atomining tipik energiya darajasida siljish taxminan  $10^{-4}$  ning bir qismiga tengligini baholagan edik. Shunday qilib, bu relativistik ta'sir hidrogen atomida spin-orbit o'zaro ta'siri bilan bir xil o'lchamda energiya siljishlarini keltirib chiqaradi, bu aslida boshqa bir relativistik ta'sir, lekin farqli. Hidrogen atomining energiya darajalariga nisbatan nisbiy ta'sirlarning to'liq tahlili faqat Dirak nazariyasi yordamida berilishi mumkin. Ammo natijalar, deyarli (ya'ni,  $1 = 0$  holatlaridan tashqari) to'liq bo'lgan natijalar, Shredinger nazariyasidan foydalanib olinishi mumkin, bunda oddiy hidrogen energiya darajasi formulasiga spin-orbit o'zaro ta'sirining energiyaga bo'lgan tuzatishining kutilgan qiymatini va massaning tezlikka bog'liqligi tufayli energiyaga bo'lgan tuzatishning kutilgan qiymatini qo'shish kerak. Buni ikkita sababga ko'ra qilmaymiz: (1) bu bizni nisbatan uzun hisoblashlarga olib kelishi mumkin, va (2) spin-orbital o'zaro ta'siridan boshqa nisbiy ta'sirlar faqat hidrogen va juda kichik atom raqamiga ega ba'zi atomlarda sezilarli ahamiyatga ega. O'rtacha va katta atom raqamiga ega tipik atomlar uchun va ularning optik spektrlaridagi darajalar uchun bu nisbiy ta'sirlar bilan bog'liq energiya daraja energiyasining  $10^{-4}$  qismi atrofida qoladi. Ammo keyinchalik ko'rib chiqamizki, spin-orbit o'zaro ta'siri energiyasi  $Z$  ning ortishi bilan juda tez o'sadi. Spin-orbital o'zaro ta'siri — bu biz ko'rib chiqqan yagona ta'sir bo'lib, odatiy atomda umumiy ahamiyatga ega, va biz bu haqda shu yerda yetarlicha so'zladik. Shuning uchun, biz bundan ortiq davom etmaymiz va natijalarni taqdim etamiz.

Dirakning vodorod atomining energiya darajalariga to'liq relativistik munosabati, bu energiyalar shunday bo'lishini taxmin qiladi.

$$E = -\frac{\mu e^2}{(4\pi\epsilon m)^2 h^2 n^2} \left[ 1 + \frac{\alpha^2}{n} \left( j + \frac{1}{2} \right) - \frac{3}{4n} \right] \quad (15)$$

Bu tenglamada  $\mu$  kamaytirilgan elektron massasini bildiradi,  $\mu = mM/(m + M)$  va  $\alpha$  - nozik tuzilish doimiysi,  $\alpha = e^2 / 4\pi\epsilon h s \cong 1/137$

Agar talaba Dirak nazariyasining natijalarini Sommerfeld modelidagi formulalarida ifodalangan natijalar bilan taqqoslaydigan bo'lsa, ular asosan bir xil ekanligini ko'radi. Sommerfeld modeli Bor modeliga asoslanganligi sababli, u faqat fizik haqiqatning juda yomon taxminidir. Aksincha, Dirak nazariyasi bizning fizik haqiqatni tushunishimizning juda nozik ifodasidir. Ushbu ikki nazariyaning vodorod atomining natijalari bo'yicha deyarli bir xil natijalar berishi tasodifdir, bu 1920-yillarda zamonaviy kvant nazariyalari ishlab chiqilganida ko'plab chalkashliklarga sabab bo'ldi. Tasodif shundaki, Sommerfeld modelining xatolari, ya'ni spin-orbit o'zaro ta'sirini e'tiborga olmaslik va massaning tezlikka bog'liq bo'lgan nisbiy ta'sirini hisoblashda klassik mexanikadan foydalanish, vodorod atomining holatida xatolarning bir-birini bekor qilishiga olib keladi.

Agar vodorod atomlari yuqori energiya holatlariga qo'zg'atilsa, masalan, gaz razryadli trubkada energiyali elektronlar bilan to'qnashishi natijasida, bu atomlar ma'lum vaqt o'tib o'z-o'zidan pastroq energiya darajalariga o'tadi. Har bir darajalar orasidagi o'tish vaqtida, energiyalar farqiga teng bo'lgan chastotadagi foton chiqariladi (bu farq Plank doimiysiga bo'linadi). Ushbu o'tishlar natijasida chiqariladigan fotonlarning diskret chastotalari spektrning "chiziqlari"ni tashkil etadi. Biroq, o'lchovlar shuni ko'rsatadiki, nazariy jihatdan mumkin bo'lgan barcha o'tishlar amalda sodir bo'lmaydi. Faqatgina kvant sonlari quyidagi tanlanish qoidalarini qanoatlantiradigan energiya darajalari orasidagi o'tishlarga mos keladigan foton chastotalari kuzatiladi.

$$\Delta l = \pm 1 \quad (16)$$

$$\Delta j = 0, \pm 1 \quad (17)$$

Ya'ni, o'tishlar faqat kvant soni  $l$  bir birlikka farq qiladigan va  $j$  kvant soni esa nol yoki bir birlikka farq qiladigan energetik sathlar orasida yuz beradi. Boshqa bir elektronli

atomlar spektrining o'lovchlari shuni ko'rsatadiki, bu tanlanish qoidalari barcha shunday atomlardagi o'tishlar uchun ham amal qiladi. Ba'zi tanlanish qoidalariga eski kvant nazariyasida klassik chegarada amal qiladigan cheklovlarni murojaat qilish orqali, muvofiqlik prinsipi yordamida ba'zi bir asoslar berilishi mumkin edi. Biroq, bu uslubning bashoratlari ishonchli emas edi. Bundan tashqari, eski kvant nazariyasi atomdagi o'tish tezliklari haqida umuman hech narsa deya olmas edi. O'tish tezligi — bu atom ma'lum bir energiya darajasidan boshqa bir darajaga o'tish ehtimolining soniyada sodir bo'lish ehtimolidir. Bu o'tish tezligini tegishli chastotadagi fotonni soniyada aniqlash ehtimolini o'lchash orqali aniqlash oson, chunki bu ehtimollik tegishli spektral chiziqli intensivligiga proporsionaldir. Shunday ekan, nazariy jihatdan bu o'tish tezligini hisoblashning iloji bo'lishi kerak. Shredinger kvant mexanikasining hayratlanarli jihati shundaki, bu hisob-kitoblar atomning o'ziga xos (eigen) funksiyalaridan foydalangan holda hech qanday murakkablik baxarilishi mumkin. Albatta, barcha tanlanish qoidalari aynan o'tish tezliklarini hisoblashdan kelib chiqadi, chunki tanlanish qoidasi — bu o'tish tezligi juda kichik bo'lib, amalda kuzatilmaydigan holatlarni belgilab beradigan qoidadir.

### Foydalangan adabiyotlar

1. Boymirov Sherzod Tuxtaevich, Gayibnazarov Rozimurod Bakhtiyorovich, Axmedova Manzura Gulomjonovna, Berdikulova Shakhsanam Umaralievna, Saparova Gulmira Bakhtiyarovna. [Principles of selection of materials on the problem method of teaching physics in secondary schools](#). Texas Journal of Multidisciplinary Studies. 2022. P-283-288.
2. Makhmudov Yusup Ganievich, Boymirov Sherzod Tuxtaevich. [Types of Positive Communication in the Problematic Teaching of Physics in Secondary Schools](#). Academicia Globe: Inderscience Research. 2022. P-241-243.
3. Boymirov Sherzod Tuxtaevich, Gayibnazarov Rozimurod Bakhtiyorovich, Axmedova Manzura Gulomjonovna, Berdikulova Shakhsanam Umaralievna, Muminjonov Sadiqbek Ikromjonovich. [The Role of Problematic Types of Physics Questions in Directing the Reader to Creative Activity](#). The Peerian Journal. 2022. P-54-58.

4. Makhmudov Yusup Ganievich, Boymirov Sherzod Tuxtaevich. [Step-By-Step Processes of Creative Activity of Students in ProblemBased Teaching of the Department of Physics “Electrodynamics” in Secondary Schools](#). Eurasian Journal of Learning and Academic Teaching. 2022. P-132-135.

5. Boymirov Sherzod Tuxtayevich, PRINCIPLES OF MATERIAL SELECTION IN PROBLEM TEACHING OF ELECTRODYNAMICS. Scientific Bulletin of Namangan State University. 2020. P-362-368.

6. Ashirov Shamshidin Axnazarovich, Boymirov Sherzod Tuxtayevich, Shermatov Islam Nuriddinovich, Khulturaev Olimjon Abduvalievich. METHODS OF FORMATION OF EXPERIMENTA. World scientific research journal. 2022. P-14-21.

7. Ashirov Shamshidin Axnazarovich, Boymirov Sherzod Tuxtayevich, Khulturaev Olimjon Abduvalievich, Shermatov Islam Nuriddinovich. DESIGN LABORATORY ASSIGNMENTS AIMED AT THE FORMATION OF EXPERIMENTAL SKILLS. World scientific research journal. 2022. P-8-13.

8. Боймиров Ш.Т. [УЗЛУКСИЗ ТАЪЛИМ ТИЗИМИДА “ЭЛАСТИКЛИК КУЧИ” МАВЗУСИНИ ЎҚИТИШ УЗВИЙЛИГИ](#). Science and innovation 3 (Special Issue 29), 350-352-b

9. Боймиров Шерзод Тухтаевич, Курбонов Бехруз Бахтиёр Ўғли. ҚУЁШ СИСТЕМАСИДАГИ МАЙДА ПЛАНЕТАЛАРНИНГ ФИЗИК ТАБИАТИ МАВЗУСИНИ ЎҚИТИШ МЕТОДИКАСИ. Science and innovation. 2024, 353-355

10. Боймиров Шерзод Тухтаевич. УМУМТАЪЛИМ МАКТАБЛАРИДА МЕХАНИКА БЎЛИМИГА ОИД ФИЗИК ТУШУНЧАЛАР МАЗМУНИ ЎРГАНИШНИ ТАКОМИЛЛАШТИРИШ МЕТОДИКАСИ. Science and innovation. 2024. 309-312-b.

11. Boymirov Sherzod Tuxtayevich, Eshonqulova Oyjamol Nomoz Qizi. IXTISOSLASHGAN MAKTABLARDA “TERMODINAMIKANING BIRINCHI QONUNI” MAVZUSINI O‘QITISH METODIKASI. Science and innovation. 2024. 306-308-b.

12. Boymirov Sh T, Dursoatov A Ch, Tursunov Sh T. METHODOLOGY OF ORGANIZING AND ITS CONDUCT OF STUDY PRACTICE FOR PHYSICS IN

HIGHER EDUCATION WITH PROBLEM CONTENT. International journal of conference series on education and social sciences (Online), 2023.

13. Boymirov Sherzod Tuxtaevich, Akbarov Abdulaziz Axrorovich. The Second General Law Of Thermodynamics Teaching Method. Czech Journal of Multidisciplinary Innovations. 2022. P-13-18.