

**Ó‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O‘RTA MAXSUS
TA‘LIM VAZIRLIGI**

**E.N.RASULOV,
U.SH.BEGIMQULOV**

KVANT FIZIKASI

(II QISM)

*() :bekiston Respublikasi Oliy va o‘rta maxsus ta‘lim vazirligi tomonidan
o‘quv qo‘llanma sifatida tavsiya etilgan*

TOSHKENT – 2009

E.Rasulov, U.Begimqulov. Kvant fizikasi (II qism). –T.: «Fan va texnologiya», 2009, 400 bet.

Mazkur o‘quv qo‘llanma kvant fizika va uning matematik apparati bo‘lgan kvant mexanikasida bag‘ishlangan. Kitob ikki qismdan tashkil topgan bo‘lib, uning birinchi qismida kvant nazariyani paydo bo‘lishida sababchi eksperimental ishlarga katta e‘tibor berilgan. Kvant tushunchalar va prinsiplarning fizik maznuni chuqur tahlil qilingan. Atom, yadro va molekula fizikasining asosiy hodisalarini tushuntirish uchun kerak bo‘lgan mikrozagalar harakatini tavsiflovchi matematik apparat ham qarab chiqilgan.

Ushbu qo‘llanma bakalavr va magistratura talabalari hamda aspirantlar uchun mo‘ljallangan.

Kitob kvant nazariyani o‘z tadqiqot ishida qo‘llamoqchi bo‘lgan barcha kasb egalari va qiziquvchilar uchun ham qo‘l keladi, deb o‘ylaymiz.

***Taqrizchi: A.BOYDEDAYEV* –professor**

ISBN 978–9943–10–207–1

© «Fan va texnologiya» nashriyoti, 2009.

KIRISH

Sizning qo'lingizdagi ushbu «Kvant fizikasi» bo'yicha o'zbek tilida yozilgan o'ziga xos qo'llanma bo'lib, undagi mavzular ilmiy-metodik jihatdan boshqa mualliflarning uslubidan tubdan farq qiladi. Kvant fizikadan o'quv qo'llanma yaratish nihoyatda murakkab va mushkul vazifadir. Chunki kvant fizikaning tushunchalari, p'oyalari, qonunlari, hatto matematikasi ham tamomila yangicha tasavvurlarga asoslangan bo'lib, u klassik fizika tasavvurlariga ziddir. Mazkur qo'llanma asosan ikkita maqsadga yo'naltirilgan:

Birinchisi, zamon talablariga to'la javob beradigan mahoratli, yetuk fizik-pedagog kadrlarni tayyorlashga amaliy yordam bo'lsa;

Ikkinchisi, kelgusida fizika sohasida ilmiy ishlar qilishni niyat qilgan ilmiy-mutaxassislarni yetishtirishdir.

Shuning uchun bo'lsa kerak, qo'llanmacagi mavzular yozilishida qat'iy pedagogik uslubiyot va uning ilmiy saviyasi pasaytirilmagan holda, sodda tushuntirish orqali berilgan.

Bir bobdan ikkinchi bobga o'tish ravon, uzluksiz bo'lib, oddiylikdan murakkablikka qarab borilgan. Har bir bob mantiqiy yakunlangan bo'lib, qo'yilgan masalaning fizik mohiyati ochib berilgan. Boblarning yoritilishida avvalambor, qo'yilgan masalaning klassik muammosi, keyin uni yechish uchun yangi tasavvurni naqadar zarur ekanligi, so'ng esa kvant tushunchalar orqali uning yechimi to'la bayon qilingan. Amaliyot masalalarini keltirish orqali ilmiy-texnikaning rivojlanishiga ta'sir ko'rsatishi ham yoritilgan. Har bir bobning oxirida savollar majmuasi hamda masalalar keltirilgan. Bu savollarga javob bera olgan va masalalarni yechgan talaba albatta, bu bobdagi mavzu haqida to'la tushunchaga ega bo'ladi.

Birinchi bob kitobxon (talaba) tasavvurini mikroolam ichiga kirishi uchun zamin bo'lib, unda kvant fizika, kvant mexanika va boshqa atamalar ta'riflangan. Klassik fizikaning asosiy muammolari va yutuqlari keltirilgan. Ayniqsa, Plank doimiysi, uning fizik ma'nosi va klassik fizika bilan kvant fizika orasidagi munosabatlar aniq ko'rsatilgan. Klassik fizika tasavvuri bilan kvant fizika tasavvuri orasidagi tub farqlar keltirilgan.

Ikkinchi bobda esa issiqlik nurlanishi muammosi ustida to'xtalib, undagi muammolar va ularning yechish yo'llari, Plank formulasi haqida so'z yuritilgan. Bu bobda ham asosiy e'tibor \hbar -Plank formulasiga qaratilgan. Jonson shovqini degan mavzu kiritilib, u orqali astrofizika, radioaloqa va lazer texnikasidagi o'ta aniqliklar haqida fikrlar berilgan.

Uchinchi bobda esa «Kvant fizikada saqlanish qonunlari» mavzusi kiritilgan bo'lib, fotoeffekt, elektron-pozitron juftligi, Kompton effekti va Raman effekti kabi mavzular shu doirada tushuntirilgan. Ayniqsa, kvant mexanikadagi saqlanish qonunlarni klassik mexanikadagi va to'lqinlar mexanikasidagi saqlanish qonunlaridan keskin farq qilishi korpuskular-to'lqin dualizmi vujudga kelishi juda

yaxshi tushuntirilgan. \hbar – doimiylik ikkinchi bobda xususiy bir doimiylik, sifatida qaralgan bo'lsa, uchinchi, to'rtinchi va beshinchi boblarda uni universal doimiylik ekanligi, undan keyingi boblarda esa uni fundamental doimiylik ekanligi bilan tushuntirilgan. Xususiylikdan umumiylikka borishning metodik usuli qo'llanilgan.

Qo'llanmaning oxirgi oltita bobi makrokvant fizikaga bag'ishlangan bo'lib, ularda hozirgi zamon fanining eng so'nggi yutuqlari kvant fizika doirasida tahlil qilingan. Masalan, o'ta oquvchanlik, qattiq jism fizikasining ma'lum bir masalalari, lazer, golografiya, Myossbauer effekti, mezoskopiya va fononoatom effektlarini aytish mumkin.

Mualliflar mikroolamga (kvant fizikaga) qilinadigan sayohatingizga muvaffaqiyat tilaydilar. Sayohatingiz muvaffaqiyatli, maroqli, sarguzasht kechinmalarga boy bo'lsin. Biz yaratgan ushbu kamtarin o'quv qo'llanma doirasida keltirilgan mavzularni haqiqatan ham astoyidil egallab olsangiz, qo'yilagan savollarga javob izlasangiz, masalalarni to'g'ri yechsangiz biz o'z burchimizni ado etgan bo'lamiz.

Ushbu kitob o'sib kelayotgan avlodni mikroolamni nihoyatda jozibador va fusunkor g'oyalari bilan tanishtiradi. Kvant olami Sizni albatta o'ziga rom etadi va uning topishmoqlarini yechishga ahd qilasiz degan fikrdamiz. Ushbu kitob yoshlarning ilmiy nufuzini oshirishda shubhasiz xizmat qiladi degan umiddamiz.

XVII bob. Mavzu: **KVANT SONLARI VA ULARNING FIZIK MA'NOSI.**
VODOROD ATOMINING TO'LQIN FUNKSIYALARI

Reja:

- 17.1. Zommerfeld nazariyasida kvant sonlari.
- 17.2. Shryodinger tenglamasidagi kvant sonlari.
 - Bosh kvant soni;
 - Orbital kvant soni;
 - Magnit kvant soni.
- 17.3. Vodorod atomining magnit momenti.
- 17.4. Vodorod atomining to'liqin funksiyalari. To'liqin funksiya.
- 17.5. Radial to'liqin funksiya ehtimoli va grafigi.
- 17.6. Atom orbitallarining burchakli bog'liqligini grafik tasvirlash.

ADABIYOTLAR

1. Энрико Ферми. Квантовая механика (конспект лекций). –М.: 1965.
2. А.А.Соколов, Ю.М.Лоскутов, М.Ю.Тернов. Квантовая механика. –М.: 1962.
3. Д.И.Блохинцев. Основы квантовой механики. –М.: 1961.
4. Л.Шифф. Квантовая механика. –М.: «П», 1957.
5. Л.Ландау, Э.Лифшиц. Квантовая механика. –М.: 1974.

Masalaning qo'yilishi. Ushbu bobda vodorod atomi misolida Shryodingerning sferik tenglamasining yechimlari keltiriladi. Biz bu yerda to'la to'liqin funksiya, radial, qutbiy va azimutal to'liqin funksiyalar hamda ularning ehtimol zichliklari haqida ma'lumotlar keltiramiz, fizik ma'nosini ochishga harakat qilamiz. Shu bilan birga bosh kvant soni (n), orbital kvant soni (l) va magnit kvant soni (m_l) va ular qanday fizikaviy kattaliklar bilan bog'langanligi to'g'risida so'z yuritamiz. Mashqlar, misollarni yechish uchun radial, qutbiy, azimutal va shar funksiyalari jadvalarida keltiriladi. Savollarga to'g'ri javob topish va misollarni astoydil yechish orqali o'quvchi o'z bilimini mustahkamlab oladi degan umiddamiz. Bu bobni mutolaa qilish nihoyatda muhim, chunki kvant fizikaning bu bobidagi matematik apparat va ularning fizik ma'nosini bilish o'quvchining taffakurini rivojlantirishga yordam beradi.

XVII bob. KVANT SONLARI VA ULARNING FIZIK MA'NOSI. VODOROD ATOMINING TO'LOQIN FUNKSIYALARI

17.1. Zommerfeld nazariyasida kvant sonlari

Bor nazariyasini rivojlantirishda nemis fizigi Arnold Zommerfeld jiddiy hissa qo'shdi. Planetalar sistemasi uchun Kepler bergan g'oyaga o'xshagan g'oyani, ya'ni elliptik orbitalarni u atom uchun ham qo'lladi. Borni

$$L = mvr = n \frac{h}{2\pi}$$

kvantlanish sharti o'rninga

$$\int p dq = nh$$

formulani berdi. Bunda p –impuls, q –elektronning umumlashgan koordinatalari.

Zommerfeld nazariyasi ustida alohida to'xtalib o'tmasdan, shuni qayd qilamizki, uning nazariyasida elektron harakatini tavsiflash uchun ikkita kvant soni, ya'ni bosh kvant soni n va orbital kvant ℓ soni olinadi, lekin bundan tashqari orbita tekisligining fazodagi oriyentatsiyasini xarakterlash uchun uning tomonidan uchinchi kvant soni – magnit kvant soni m ,–ham kiritiladi. Bor-Zommerfeld nazariyasida n –bosh kvant soni orbitaning diametrini, ℓ –orbital kvant soni – orbitaning cho'ziqlik darajasini va m ,–magnit kvant soni esa orbitaning fazodagi oriyentatsiyasini xarakterlaydi. Zommerfeld kvant sonlarining fizik ma'nosi hozirgi zamon kvant mexanikasidagi kvant sonlarining mazmunidan keskin farq qilsa ham u qandaydir ma'noda kvant mexanikaning rivojlanishiga ijobiy hissa qo'shdi. Bor-Zommerfeld nazariyasi fizikaning eng yirik yutuqlaridan biri bo'lib, atom fizikasini tushuntirishda katta qadam edi. Atomlarda diskret holatlarning mavjudligini D.Frank va G.Gerts (1913) tajribalari tasdiqladi. Vodorodsimon atomlar uchun Ridberg doimiysining nazariy hisobi va chiziqli spektrlarning strukturasi to'g'ri tushuntirib berishi bu nazariyaning ijobiy yutug'i edi.

Xususan, Borning o'zi *He*⁺ ionining spektral chiziqlarini seriyasini to'g'ri tushuntirib berdi. Shu bilan bir qatorda Bor- Zommerfeld nazariyasi xarakteristik rentgen spektrlarini tabiatini, shuningdek, kuchli magnit maydonda spektral chiziqlarning parchalanishini ham ijobiy hal qildi. Bor- Zommerfeld nazariyasi katta yutuqlarga erishishiga qaramay, u jiddiy kamchiliklardan holis emas edi. Ushbu nazariya ko'p elektronli atomlar va molekularning elektron strukturasi tushuntirishda juda katta qiyinchiliklarga duch keldi. Spektral chiziqlarning intensivligini esa umuman tushuntirib bera olmadi va hokazo.

Bor-Zommerfeld nazariyasi jiddiy kamchiliklarga ega bo'lishiga qaramasdan, u mikroduyo olamini nazariyasini yaratishda o'tish bosqichi vazifasini yaxshi uddaladi va moddalarning tabiatini o'rganishdagi bizning tasavvurimizni yanada chuqurroq va kengroq qarashga undadi.

17.2. Shryodinger tenglamasidagi kvant sonlari

Kvant mexanika vodorod atomi uchun nima berdi? Shu holni mufassal ko'raylik. Bor-Zommerfeld nazariyasidan biz uchta kvant soni n, ℓ, m_ℓ ni bilamiz. Shryodinger tenglamasini vodorod atomi uchun yechganda ham xususiy qiymatlarni tavsiflash uchun uchta kvant soni hosil bo'ladi. Bu kvant sonlari biz qarayotgan sistemani (atomning) energiyasini, impulsini va yopul momentining xususiy qiymatlarini xarakterlaydi. Shryodinger tenglamasi bir yo'la uchta fizikaviy kattaliklarni topib beradi. Bu kattaliklar quyidagilar:

1. Energiyaning xususiy yechimlari:

$$E_n = -\frac{me^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n^2} = -13,6 \frac{eU}{n^2}, \quad n = 1, 2, 3, \quad (17.1)$$

bunda n -soni bosh kvant son.

2. Impuls momentining xususiy qiymati:

$$L = \hbar \sqrt{\ell(\ell + 1)}, \quad \ell = 0, 1, 2, \dots, n - 1 \quad (17.2)$$

bunda ℓ -orbital kvant son.

3. Impuls momentining z -o'qiga proyeksiyasining xususiy qiymatlari.

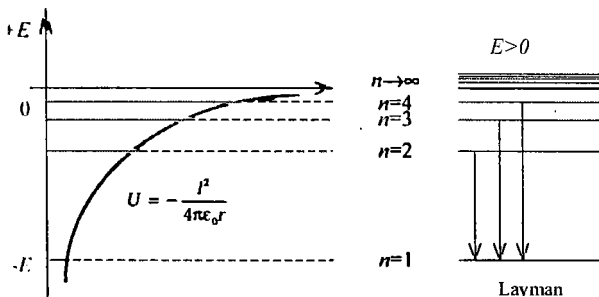
$$L_z = m_\ell \hbar, \quad m_\ell = 0 \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \ell \quad (17.3)$$

bunda m_ℓ -magnit kvant son.

Bosh kvant soni

Borning soddalashtirilgan atom modelida faqat bitta kvant soni – n ishtirok etadi. Bor-Zommerfeld modelida esa n, ℓ, m_ℓ -uchta kvant soni ishtirok etadi. Kvant mexanikada esa atomning holatini to'la xarakterlash uchun to'rtta kvant soni ishlatiladi.

Bor nazariyasidagi n -kvant soni kvant mexanikada ham saqlanib, uni bosh kvant soni deyiladi. Bosh kvant soni n 1 dan ∞ gacha bo'lgan butun musbat qiymatlarni qabul qilishi mumkin. n -soni vodorod atomi holatining to'la energiyasini ((17.1)-



17.1-rasm.

formulaga qarang) xarakterlaydi.

Agar elektronning to'la energiyasi sistemaning potensial energiyasidan kichik bo'lsa, ($E < U$) u holda-elektron sistemada bog'langan bo'lib, orbita radiusining har bir qiymati uchun ma'lum bir qiymatga ega bo'ladi. Natijada energiya diskret qiymatlarga ega bo'ladi.

Vodorod atomining potensial orasi va energetik sathlar 1-rasmda ko'rsatilgan, ko'rib turibsziki, $E < U$ bo'lganda yadroning Kulon maydonida harakatlanayotgan elektron uchun diskret sathlar mavjud bo'lib, uning xususiy qiymatlari (17.1) formula bilan ifodalanadi.

Agar elektronning to'la energiyasi $U(r)$ dan katta bo'lsa ($E > U(r)$), u holda elektron istalgan qiymatga ega bo'ladi va Shryodinger tenglamasini $E > U(r)$ shartga to'g'ri kelgan yechimini kontinum deyiladi. Bu holda elektron erkin bo'ladi, spektri esa uzluksiz bo'ladi.

Orbital kvant son

Bor nazariyasidan bilamizki, proton atrofida orbita bo'ylab harakat etayotgan elektronning impuls momenti kvantlangan. Impuls momentini kvantlanganligini karakterlash uchun ℓ kvant soni kiritilgan edi. Kvant mexanikada impuls momentining kvantlanish munosabati Shryodinger tenglamasining yechimidan kelib chiqadi. Bu maqsad uchun Shryodingerni radial tenglamasini qaragan ma'qul.

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \frac{2m}{\hbar^2} \left[E - U(r) - \frac{\hbar^2}{2mr^2} \ell(\ell+1) \right] R = 0 \quad (17.4)$$

Bunda R -radial to'lqin funksiya. (17.4) tenglamadagi ikkinchi ifodadagi katta qavs ichidagi hadlar energiya birligiga ega.

Katta qavs ichidagi uchinchi hadni quyidagicha yozamiz:

$$\hbar^2 \ell(\ell+1) = (2mK)^2 = 2m \frac{p^2}{2m} r^2 = p^2 r^2 \quad (17.5)$$

bunda K -kinetik energiya, p -impuls.

Bilamizki

$$L = \hbar \sqrt{\ell(\ell+1)} \quad (17.6)$$

Demak, (17.5) ni quyidagicha yozsa bo'ladi:

$$L = \vec{p} \times \vec{r}. \quad (17.7)$$

(17.6) formula Shryodinger tenglamasida impuls momentini kvantlanishini karakterlaydi. Bor nazariyasiga ko'ra ℓ -kvant soni 0 ga teng bo'la olmaydi. Boshqacha aytganda impuls momenti nol bo'lgan holat inkor qilinadi va kvant son postulat ko'rinishda qabul qilingan. Shryodenger tenglamasida esa bu son tenglamaning yechimidan bevosita kelib chiqadi. Umuman olganda sferik garmonik funksiyaning xossalariidan kelib chiqadigan bu kvant soni to'lqin funksiyani koordinata boshi atrofida turli yo'nalishlarga taqsimlanishini karakterlaydi.

Atom spektrini karakterlashda uni lotin harflari bilan belgilanadi.

$$\begin{aligned} \ell &= 0, 1, 2, 3, 4, \dots \\ s \quad p \quad d \quad f \quad g \quad \dots \end{aligned} \quad (8)$$

Dastlabki to'rtta harf bevosita spektral chiziqlarning nomidan kelib chiqqan.

s–sharp (keskin), *p*–principal (bosh), *d*–diffuse (diffuziyali), *f*–fundamental (fundamental) qolganlari esa alfavit tartibida bo'ladi. Harflar oldida bosh kvant son ko'rsatilsa, u holda ular *1s, 2p, 4f* ko'rinishda yoziladi.

Kvant soni m_ℓ esa quyi indeksda ko'rsatish mumkin, masalan, $2p_0, 2p_{\pm 1}, 2p_{\pm 2}$ va hokazo.

s–holat $\ell = 0$ ga to'g'ri keladi va bu holat uchun impuls momenti $L = 0$ ga teng.

Ushbu holat uchun vodorod atomi uchun yozilgan uchta to'liq funksiyadan faqat bog'liq bo'lmaydi, ya'ni radial to'liq funktsiya qoladi. Shu sababli sistema θ va φ burchaklarga bog'liq bo'lmaydi.

To'liq funktsiya sferik simmetriyaga ega bo'ladi. 1-kvant soni noldan farqli qiymatlar qabul qilishi mumkin bo'lganligi uchun to'la to'liq bo'lgan funktsiya sferik simmetriyaga ega bo'lmaydi va sistema impuls momentiga ega bo'ladi (17.4) tenglamadagi

$$\frac{\hbar^2}{2mr^2} \ell(\ell + 1)$$

ifoda impuls momentini baryeri (to'sig'i) deL ataladi. Chunki u xuddi Kulon potentsial bareri $U(r)$ kabi to'liq funktsiya R ga ta'sir ko'rsatadi.

Shunday qilib, ℓ –kvant soni, musbat va nomanfiy son bo'lib, elektronning orbital impuls momentini, aniqroq aytganda uning kvadrati

$$\ell(\ell + 1)\hbar^2$$

ni xarakterlaydi.

Magnit kvant soni

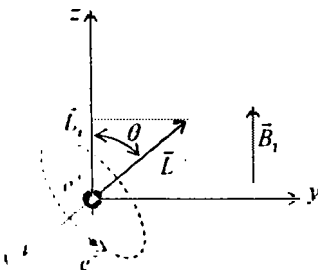
Shryodinger tenglamasidagi uchinchi kvant soni bu magnit kvant soni m_ℓ bo'lib uni \hbar ga ko'paytmasi z o'qdag'i impuls momentining proyeksiyasini xarakterlaydi, ya'ni

$$L_z = m_\ell \hbar, \quad m_\ell = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Atomdagi magnetizmni uch manbaya mavjud:

- elektronning orbital harakati;
- elektronning magnit momenti;
- atom yadrosining magnit momenti.

Yadroning magnit momenti nihoyatda kichik bo'lganligi sababli bu yerda qaralmaydi. Elektronning orbital harakati tufayli vujudga kelgan magnit maydon m_ℓ –kvant soni bilan xarakterlanadi. To'la impuls momenti yo'nalishi bilan uning proyeksiyasi yo'nalishi orasida hosil bo'lgan qutbiy burchak (17.2-rasm) quyidagi shartga bo'ysunadi.



17.2-rasm.

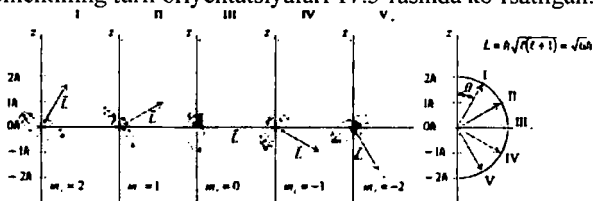
$$\cos \theta = \frac{L_z}{L} = \frac{m_l \hbar}{\hbar \sqrt{\ell(\ell+1)}} = \frac{m_l}{\sqrt{\ell(\ell+1)}} \quad (17.9)$$

ℓ va m_l ni turli qiymatlari uchun $\cos \theta$ ni ko'rinishi 17.3-rasmda tasvirlangan. $\ell \gg 1$ bo'lganda impuls momenti katta qiymatlarga ega bo'ladi. Bu holda (17.9) formulaning mahrajidagi ildiz ostidagi ifodada turgan 1 sonini e'tiborga olmasa ham bo'ladi, ya'ni ℓ ning katta qiymatida va $|m_l|$ ni maksimal qiymati uchun (17.9) quyidagi shaklga keladi:

$$\cos \theta = \frac{m_l}{\sqrt{\ell(\ell+1)}} \approx \pm \frac{\ell}{\ell} = \pm 1 \quad (17.10)$$

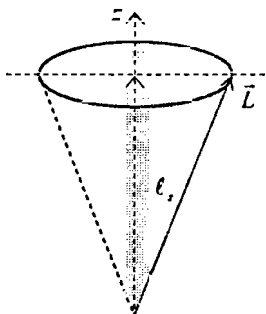
Shunday qilib, maksimal absolut qiymat $m_l = \ell$ bo'lgani uchun θ burchak 0 yoki π ega teng bo'la olmaydi va impuls momentining yo'nalishi $(0, \pi)$ oraliqda bo'ladi. Agar bu o'rinni bo'lmaganda edi, u holda L ni uchchala proyeksiyasini ham bir vaqtda aniqlash mumkin bo'lar edi. Biroq L_x, L_y, L_z operatorlar uchun kommutativ qoidalar buni qat'iy man etadi.

Magnit momentning turli oriyentatsiyalari 17.3-rasmda ko'rsatilgan.



17.3-rasm.

17.3-rasmdagi magnit momentning diskret oriyentatsiyasiga *fazoviy kvantlanish* deyiladi va bu hol o'zining eksperimental tasdig'ini topdi. L -vektorni uchta proyeksiyasi L_x, L_y, L_z ni bir vaqtda o'lash mumkin emasligi va faqat $|L|$ -vektorni moduli va bitta proyeksiyasini bir vaqtda o'lash mumkinligini 17.4-rasmdan ham tushunish mumkin.



17.4-rasm.

17.4-rasmdan ko'rinadiki L -vektor z yo'nalishida pretsessiyalansa, u holda shu yo'nalishdagi proyeksiyasi aniq qiymatga ega, qolgan ikkita proyeksiyasi (pretsessiya o'qiga perpendikular tekislikda yotgan) mutlaqo noaniqdir.

$n=4$ hol uchun ℓ va m_l kvant sonlarini quyidagicha yozish mumkin:

l	0	1	2	3
m_l	0	0,±1	0,±1,±2	0,±1,±2,±3

Shryodinger tenglamasi uch o'lovchi fazoda harakatlanayotgan elektronning holatini tasvirlaydi. Lekin bu tenglama nisbiylik nazariyasining talabini e'tiborga olmaydi. Agar relativistik talablarni ham inobatga olsak, u holda Shryodinger tenglamasini o'rniga Dirak tenglamasini yozish kerak bo'ladi. Dirak tenglamasidan bevosita, yana bitta kvant soni ya'ni elektronning xususiy impuls momenti va xususiy magnit momentini xarakterlovchi kvant soni kelib chiqadi. Elektronning xususiy momenti L_s haqida alohida keyingi boblarda tanishamiz.

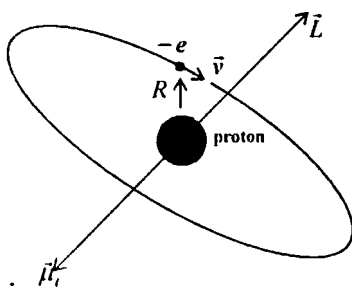
Shunday qilib atomda elektronning holatini xarakterlash (norelativistik hol) uchun

$$\begin{aligned}
 n &= 1, 2, 3, \dots \\
 \ell &= 0, 1, 2, \dots, (n-1) \\
 m_\ell &= 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \ell
 \end{aligned}
 \tag{17.11}$$

kvant sonlari ishlatiladi.

17.3. Vodorod atomining magnit momenti

Aylana bo'ylab proton atrofida harakat qilayotgan elektron zaryadi yopiq tok konturini hosil qiladi va zarraning impuls momenti esa ushbu tok bilan bog'langan. Maksvell nazariyasiga ko'ra harakatlanayotgan zaryadli zarra magnit maydonini hosil qiladi. Shu sababli yadro atrofida aylanayotgan elektron ham magnit maydon hosil qiladi. Shu holni ko'raylik. Vodorod atomida elektronning yadro atrofida aylanishi sxematik ravishda 17.5-rasmda ko'rsatilgan va uning magnit momentini hisoblaylik.



17.5-rasm.

Elektronning aylanish chastotasini f desak, u holda sistemada hosil bo'lgan tok

$$i = -ef \tag{17.12}$$

Elektronning massasini m , orbita radiusini R va elektronning chiziqli tezligi v desak, u holda impuls momenti

$$L = mvR = 2\pi f m R^2 \tag{17.13}$$

ga teng bo'ladi va bunda $v = 2\pi f R$ -chiziqli tezlik. S ga teng bo'lgan yopiq konturdan o'tayotgan i - tok.

$$\mu_\ell = iS \tag{17.14}$$

ga teng bo'lgan magnit momenti hosil

qiladi

Agar orbita aylana bo'lsa, u holda $S = \pi R^2$. (17.14) formulani (17.12) formulaga bo'lsak,

$$\frac{\mu_\ell}{L} = -\frac{e}{2m} \cdot g = 8,8 \cdot 10^9 \frac{K\ell}{\kappa Z} \tag{17.15}$$

(17.15) formuladagi g giromagnit munosabat deyiladi. Giromagnit munosabat magnit va mexanik momentlarini munosabatini xarakterlovchi kattalik bo'lib, u birga teng, ya'ni $g_s = 1$. Elektronning spini e'tiborga olinsa, ya'ni

$$\frac{\mu_s}{L_s} = 2 \left(\frac{e}{2m} \right) \quad (7.16)$$

bo'lgani uchun $g_s = 2$ ga teng. Bu holni keyinroq ko'ramiz.

Elektronning impuls momenti kvantlangan bo'lgani uchun, ya'ni

$$L = \hbar \sqrt{\ell(\ell + 1)}$$

Vodorod atomining dipol magnit momenti

$$\mu_\ell = \frac{e}{2m} L = \frac{e\hbar}{2m} \sqrt{\ell(\ell + 1)} \quad (17.17)$$

(17.17) formulada elektronning zaryadi manfiy bo'lganligi sababli elektronning magnit dipol momenti yo'nalishi impuls momentining yo'nalishishga teskari (17.5-rasmga qarang).

(17.17) formuladagi $\frac{e\hbar}{2m}$ ko'paytuvchini Bor magnetoni deyiladi.

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m} = 9,27 \cdot 10^{-24} \frac{\text{JK}}{\text{Tl}} \quad (17.18)$$

Magnit maydonida vodorod atomining to'la energiyasi

$$E_{n,l,m,\ell} = -\frac{me^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n^2} + \mu_B \sqrt{\ell(\ell + 1)} B_T \cos \theta \quad (17.19)$$

formula bilan ifodalanadi. Bunda B_T – tashqi magnit maydon.

(17.19) formuladagi birinchi had elektron bilan proton orasidagi Kulon o'zaro ta'sirini xarakterlasa, ikkinchi had tashqi magnit maydon bilan elektronning dipol magnit maydoni orasidagi o'zaro ta'sirni xarakterlaydi.

17.4. Vodorod atomining to'liqin funksiyalari. To'liqin funksiya

Yuqorida aytilgandek Vodorod atomi uchun

$$\hat{H}\psi = E\psi \quad (17.20)$$

Shredinger tenglmasining yechimi

$$\begin{aligned} \psi_{n,l,m} &= R_{nl}(r) \cdot Y_{lm}(\theta, \varphi) = R_{nl}(r) \Theta_{lm}(\theta) \Phi_m = \\ &= \left[r^{-l} L_{nl}(r) \right] \left[P_{lm}(\cos \theta) \right] \left[A e^{im\varphi} \right] \end{aligned} \quad (17.21)$$

ko'rinishda bo'ladi.

Bunda $L_{nl}(r)$ – Lagerning birlashtirilgan polinomi, $P_{lm}(\cos \theta)$ – Lejandr polinomi, $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ – Shar funksiyasi.

Bu tenglamalarda n, l, m , – mos ravishda bosh, orbital va magnit kvant sonlari bo'lib, ular quyidagi qiymatlarni qabul qilishi mumkin:

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

$$l = 0, 1, 2, \dots, (n-1) \text{ -- } n \text{ тақиймат} \quad (17.22)$$

$$m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l \text{ -- } (2l+1) \text{ тақиймат}$$

Bu kvant sonlarning mumkin bo'lgan har qanday kombinatsiyasi atomning holatini aniqlaydi va har bir holatga mos ravishda uning xususiy funksiyasi Ψ_{n,l,m_l} mavjuddir. Yadroning markaziga nisbatan fazoning berilgan nuqtasida elektronni qayd qilish ehtimol zichligi:

$$P = \Psi_{n,l,m_l}^* \cdot \Psi_{n,l,m_l} \quad (17.23)$$

Elementar hajmi sferik koordinatlarda $dV = r^2 \sin \theta dr d\theta d\varphi$ deb belgilasak va normalash munosabati:

$$\int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{r=0}^{\infty} \Psi_{n,l,m_l}^* \Psi_{n,l,m_l} dV = 1 \quad (17.24)$$

bo'lgan holda biz elektronni atom fazosida bo'lish ehtimolini topamiz. Agarda ehtimol zichligini atom zaryadiga ko'paytirsak, u holda atomda zaryad zichligining taqsimlanishini bilib olamiz.

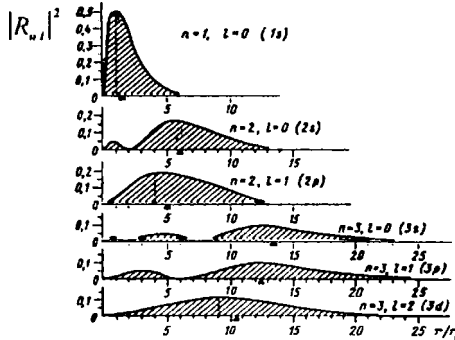
17.5. Radial to'liqin funksiya, ehtimoli va grafigi

Umuman olganda zarraning ehtimol zichligi $\Psi^* \Psi$ uchta r, θ, φ koordinatalarga va uchta kvant soni n, l, m_l larga bog'liq:

$$dP(r, \theta, \varphi) = |\Psi_{n,l,m_l}(r, \theta, \varphi)|^2 dV = R_{n,l}^2(r) r^2 dr |Y_{lm_l}(\theta, \varphi)|^2 d\Omega \quad (17.25)$$

bunda, $dV = r^2 dr d\Omega$ -- radiusi r , qalinligi dr va fazoviy burchagi $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$ bo'lgan shar qatlamining elementar hajmi.

(17.2) tenglamani 4π burchak bo'yicha integrallasak va



17.6-rasm.

$n = 1, 2, 3, \dots$ holatlar uchun ehtimolning radial zichligining grafigi, shartli birliklarda

$Y_{l,m}$ – Shar funksiyasini normalasak, u holda r va $r + dr$ oraliqda elektronni ko‘rish ehtimoli

$$dP_{nl}(r) = R_{nl}^2(r)r^2 dr \int_{4\pi} |Y_{lm_l}(\theta, \varphi)|^2 d\Omega = R_{nl}^2(r)r^2 dr \cdot r^2 dr \quad (17.26)$$

ifodani hosil qilamiz yoki

$$P(r) = e^{-2nr} r^{2(l+1)} L_{n,l}^2(r) 4\pi dr \quad (17.27)$$

ga ega bo‘lamiz.

Bunda Lagerr polinomi

$$L_{n,l} = \sum_{k=0}^{n-l-1} a_k r^k \quad (17.28)$$

ko‘rinishga ega.

Demak, radial ehtimol bu r va $r + dr$ radiuslari bo‘lgan ikkita konsentrik sfera orasida elektronni qayd qilinishi ehtimolini beradi.

Agar elektr zaryadi e ni bu ehtimolga ko‘paytirsak zaryadning radial zichligini aniqlaymiz.

17.6-rasmda vodorod atomi uchun $P(r)$ ehtimolni r ga bog‘liqlik grafigi tasvirlangan. Masofa r Bor radiusi $r = 0,53 \text{ \AA}$ ga nisbatan olingan.

Vodorod atomining asosiy holati, ya‘ni $n=1$ uchun radial to‘lqin funksiya (17.27) ga binoan

$$P(r) = R_{1,0}^2 R_{1,0} dV = R_{1,0}^2 dV = e^{-2r} r^2 A_0^2 4\pi dr \quad (17.29)$$

$r=0$ da $P(r)=0$, $r=r_1=0,53 \cdot 10^{-10} \text{ M}$ da ehtimol maksimal qiymatga erishadi. Shunday qilib, vodorod atomining asosiy holatining ehtimoli eksponenta ko‘rinishida bo‘lib, maksimumi koordinata boshiga nisbatan $r=r_1=0,53 \cdot 10^{-10} \text{ M}$ uzoqlikda bo‘ladi. Elektronning $1s$ holati Bor nazariyasidagi hisobga to‘g‘ri keladi. $r \rightarrow 5r_1$ larda $P(r)$ ehtimol juda kichkina bo‘lib, nolga intiladi.

Vodorod atomining birinchi uyg‘ongan holati $2s$ ($n=2, l=0$) uchun radial ehtimol

$$P(r) = e^{-4r} r^2 (A_0 + A_1 r)^2 4\pi dr \quad (17.30)$$

ga teng. Bu hol uchun ham $r=0$ da $P(r)=0$. Bu holda ikkita maksimum paydo bo‘ladi. Birinchi maksimum $r=r_1$ ga, ikkinchi maksimum esa $r=5r_1$ ga to‘g‘ri keladi. Ikkinchi maksimum amplitudasi birinchi maksimum amplitudasiga nisbatan taxminan ikki marta katta. $3s$ ($n=3, l=0$) holat uchun radial ehtimol

$$P(r) = e^{-6r} r^2 (A_0 + A_1 r + A_2 r^2)^2 4\pi dr \quad (17.31)$$

formula bilan aniqlanadi. 17.6-rasmdan ko‘rinadiki bu holda uchta maksimum kuzatiladi va ular r_1 , $4r_1$ va $12r_1$ ga to‘g‘ri keladi. Bu yerda eng katta maksimum uchinchisidir. Rasmda p -holat va d -holatlar uchun ham radial ehtimol tasvirlangan bo‘lib, $2p$ -holat uchun maksimum $4r_1$, $3p$ -holatdagi elektron uchun maksimum $2r_1$ va $12r_1$ masofalarga to‘g‘ri keladi. Rasmdan ko‘rinadiki har bir holda eng katta maksimumga ega bo‘lgan ehtimollar borki, bu o‘z navbatida yadro atrofidagi elektronlarni ma‘lum orbitalarda joylashtirishga imkoniyat yaratadi. Shu bilan Bor

nazariyasidan farq qiladigan masofalarda ham elektronning joylashtirish ehtimoli borligi radial taqsimotdan kelib chiqadi. (17.29)-(17.31) formulalardagi A_0, A_1 va A_2 doimiyliklarni

$$\frac{1}{4\pi} \int_{r=0}^{\infty} R_n^* R_n dV = 1 \quad (17.32)$$

normalash shartidan aniqlash mumkin.

Lager polinomi k darajaga ega bo'lganligi uchun k ta yechimlar mavjud. Shu sababdan ham ehtimol k marta nolga aylanadi (17.6-rasm). $k=0$ da $l=n-1$ orbitalar doiraviy bo'ladi. Shunday qilib vodorodsimon atomlar uchun

$$E_n = -\frac{mz^2 e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2} \quad (17.33)$$

o'rinni bo'lib, bunda $n=l+k+1$ ga teng. Bunda k - radial kvant soni deyiladi. l va k lar 0,1,2,... qiymatlar qabul qiladi.

Bor nazariyasida $n=0$ ga to'g'ri kelgan energiya tashlab yuborilgan edi. Shredinger tenglamasidan kelib chiqqan (17.33) formulada $n=0$ qiymati o'z-o'zidan yo'qoladi. Chunki $n=l+k+1$ shart bilan aniqlanadi va bunda l va k lar 0 yoki faqat musbat qiymatlar qabul qiladi.

17.1- va 17.2-jadvallarda vodorod atomi uchun normalangan radial to'lqin funksiyalar va normalangan Lager-Sonin funksiyalari keltirilgan.

17.1-jadval

n	l	$R_{n,l}$
1	0	$2 \left(\frac{1}{r_1} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{r}{r_1}}$
2	0	$\frac{1}{2\sqrt{2}} \left(\frac{1}{r_1} \right)^{\frac{3}{2}} \left(2 - \frac{r}{r_1} \right) e^{-\frac{r}{2r_1}}$
2	1	$\frac{1}{2\sqrt{6}} \left(\frac{1}{r_1} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{r}{r_1} \right) e^{-\frac{r}{2r_1}}$
3	0	$\frac{1}{2\sqrt{3}} \left(\frac{1}{r_1} \right)^{\frac{3}{2}} \left(6 - 4 \frac{r}{r_1} + 4 \frac{r^2}{9r_1} \right) e^{-\frac{r}{3r_1}}$
3	1	$\frac{1}{9\sqrt{6}} \left(\frac{1}{r_1} \right)^{\frac{3}{2}} \left(2 \frac{r}{3r_1} \left(4 - 2 \frac{r}{3r_1} \right) \right) e^{-\frac{r}{3r_1}}$
3	2	$\frac{1}{9\sqrt{30}} \left(\frac{1}{r_1} \right)^{\frac{3}{2}} \left(2 \frac{r}{3r_1} \right)^2 e^{-\frac{r}{3r_1}}$

n	l	$L_{n,l}^{2l+1} \left(\frac{2r}{nr_1} \right)$
1	0	1
2	0	$2 \left(2 - \frac{r}{r_1} \right)$
2	1	6
3	0	$3 \left[6 - 4 \frac{r}{r_1} + \left(2 \frac{r}{3r_1} \right)^2 \right]$
3	1	$24 \left(4 - 2 \frac{r}{3r_1} \right)$
3	2	120

Bu yerda $r_1 = 0.53 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ - Bor radiusi.

17.6-rasmdagi har bir absissa o'qidagi qora uchburchakcha elektron bilan yadro orasidagi o'rtacha masofa $\langle r_{nl} \rangle$ ni xarakterlaydi:

$$\langle r_{nl} \rangle = \int r dP_{nl}(r) = \int_0^{\infty} R_{nl}^2(r) r^3 dr \quad (17.34)$$

va o'rtacha kvadratik radius

$$\langle r_{nl}^2 \rangle = \int r^2 dP_{nl}(r) = \int_0^{\infty} R_{nl}^2(r) r^4 dr \quad (17.35)$$

$\langle r_{nl} \rangle$ masofani oshkor formulasi quyidagicha:

$$\langle r_{nl} \rangle = n^2 r_0 \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left[1 - \frac{l(l+1)}{n^2} \right] \right\} \quad (17.36)$$

17.6. Atom orbitallarini burchakli bog'liqligini grafik tasvirlash

Atom fazosining biror nuqtasida elektronni kuzatishning ehtimol zichligi

$$P = |\psi^* \psi|^2 = R_{n,l}^* R_{n,l} \cdot \theta_{l,m_l}^* \cdot \theta_{l,m_l} \cdot \Phi_{m_l}^* \cdot \Phi_{m_l} = |R_{nl}|^2 \cdot |\theta_{l,m_l}|^2 \cdot |\Phi_{m_l}|^2 \quad (17.37)$$

Azimutal to'lqin funksiya

$$\Phi_m(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{im\varphi} \quad (17.38)$$

bo'lgani uchun, azimutal ehtimollik zichligi

$$\Phi_m^* \cdot \Phi_{m_l} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-im\varphi} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{im\varphi} = \frac{1}{2\pi} \quad (17.40)$$

(17.40) dan ko'rinadiki, z o'qiga nisbatan elektron uchun ehtimollik zichligi simmetrik bo'lib, uning kvant holatiga bog'liq emas, ya'ni elektron qanday holatda bo'lmasin qayd qilish ehtimolligi φ ga bog'liq emas.

Ehtimol zichligi radiusga bog'liq bo'lgan $P(r) = |R_{l,m}|^2$ ehtimol zichligi bilan θ -burchakka bog'liq $P(\theta) = |\theta_{l,m}|^2$ ehtimol zichligining ko'paytmasi bilan aniqlanadi. Yuqorida biz radial ehtimollik zichligi bilan tanishdik. Endi qutbiy burchakka bog'liq ehtimol zichligi bilan tanishamiz.

$\theta_{l,m}$ - to'liqin funksiya l va m , kvant sonlariga bog'liq bo'lgani bilan bir qatorda qutbiy burchak θ ni ham funksiyasidir. Shu sababli turli holatlar uchun $P(\theta)$ ham turlichadir.

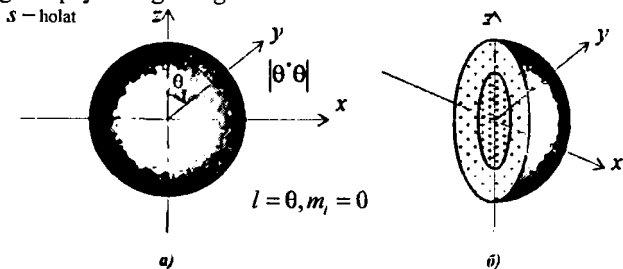
17.3-jadvalda l va m , kvant sonlarini turli qiymatlari uchun normalangan azimutal funksiya $\theta_{l,m}$ ning ko'rinishlari keltirilgan.

17.3-jadval

holat	l	m_l	θ_{l,m_l}	Y_{l,m_l}
s	0	0	$\theta_{0,0} = \frac{1}{\sqrt{2}}$	$Y_{0,0} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}}$
p	1	0	$\theta_{1,0} = \sqrt{\frac{3}{2}} \cos \theta$	$Y_{1,0} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cos \theta$
p	1	± 1	$\theta_{1,\pm 1} = \sqrt{\frac{3}{4}} \sin \theta$	$Y_{1,\pm 1} = \pm \sqrt{\frac{3}{8\pi}} e^{\pm i\varphi} \sin \theta$
d	2	0	$\theta_{2,0} = \sqrt{\frac{5}{8}} (3 \cos^2 \theta - 1)$	$Y_{2,0} = \sqrt{\frac{5}{16\pi}} (3 \cos^2 \theta - 1)$
d	2	± 1	$\theta_{2,\pm 1} = \sqrt{\frac{15}{4}} \sin \theta \cos \theta$	$Y_{2,\pm 1} = \mp \sqrt{\frac{15}{18\pi}} \sin \theta \cos \theta e^{\pm i\varphi}$
d	2	± 2	$\theta_{2,\pm 2} = \sqrt{\frac{15}{16}} \sin^2 \theta$	$Y_{2,\pm 2} = \sqrt{\frac{15}{32\pi}} \sin^2 \theta e^{\pm 2i\varphi}$

$|\theta_{l,m}|^2$ - ehtimol φ ga bog'liq bo'lganligi uchun z o'qiga nisbatan simmetriyaga ega. s holat uchun faqat bitta energetik sath mavjud. Bu hol uchun ehtimol zichligi o'zgarmas va $\frac{1}{2}$ ga teng, ya'ni $\theta_{0,0} = \frac{1}{\sqrt{2}}$ va $P(\theta) = |\theta|^2 = \frac{1}{2}$ (17.3-jadval). Qutbiy diagrammada $P(\theta)$ ni θ ga bog'liqlik grafigini chizsak, radiusi $\frac{1}{2}$ ga teng bo'lgan sfera hosil qilamiz (17.7-rasm). Koordinata boshini aylana nuqtasi bilan birlashtiruvchi kesmaning uzunligi $\theta'_{l,m} \cdot \theta_{l,m}$ - ehtimol zichligidir va 17.7-b) rasmda

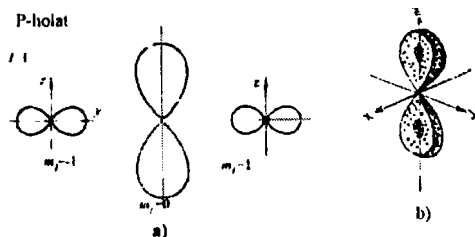
to'la ehtimol zichligi tasvirlangan bo'lib, u burchak ehtimol zichligining radial ehtimol zichligi ko'paytmasiga teng.



17.7-rasm. a) θ - burchakka bog'liq bo'lgan $\rho_\theta = |\theta' \theta|$ holat uchun ehtimol zichligi; b) To'la ehtimol zichlik, burchak ehtimol zichligi ρ_θ bilan radial ehtimol zichligi ρ_r ga ko'paytmasi

p -holatda, $m_l = 0$ uchun Lejandr polinomi $\theta_{1,0} = \sqrt{\frac{3}{2}} \cos \theta$, ehtimol zichligi

$P(\theta) = \frac{3}{2} \cos^2 \theta$ formula bilan topiladi. 17.8-a) va b) rasmlarda ehtimollik zichligining taqsimoti tasvirlangan. $\theta = 0$ da ikkita yaproqcha ko'rinishidagi shakl maksimumga va $\theta = \frac{\pi}{2}$ da esa minimumga ega. Bu yaproqchalar z o'qiga nisbatan simmetrik. Elektronning bo'lishi ehtimoli zichligi 17.8-b) rasmda quyuq nuqtalar bilan tasvirlangan.



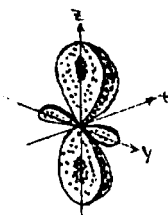
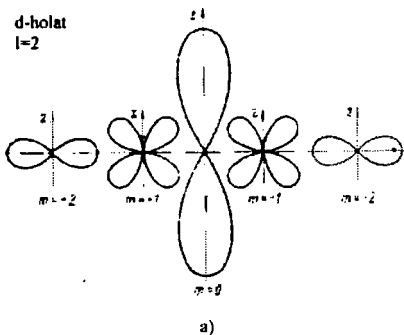
17.8-rasm. a) θ - burchakka bog'liq bo'lgan $\rho_\theta = |\theta'_{l,m} \theta_{l,m}|$ va $\rho_\theta = |\theta'_{l,m} \theta_{l,m}|$ holat uchun ehtimol zichligi; b) To'la ehtimol zichlik, burchak ehtimol zichligi ρ_θ bilan radial ehtimol zichligi ρ_r ga ko'paytmasi.

Agar $m_l = \pm 1$ bo'lsa, u holda ehtimol zichligi $P(\theta) = \frac{3}{4} \sin^2 \theta$ formula bilan aniqlanib, bu holda ham u ikkita yaproqcha ko'rinishida bo'ladi. U $m_l = 0$ da olingan tasvirga nisbatan 90° ga burilgan.

Bu holda $\theta = \pm \frac{\pi}{2}$ da ehtimol eng katta va $\theta = 0$ va $\theta = \pi$ da, ya'ni vertikal

yo'nalishda eng kichik (17.8-rasm).

d-holat
 $l=2$



- 17.9-rasm. a) θ - burchakka bog'liq bo'lgan $p_\theta = |\theta'_{z,1}, \theta'_{z,1}|$ va $p_\theta = |\theta'_{z,2}, \theta'_{z,2}|$ holat uchun ehtimol zichligi;
b) To'la ehtimol zichlik, burchak ehtimol zichligi p_θ bilan radial ehtimol zichligi p_r ga ko'paytmasi.

17.9-rasmda esa $l=2$, $m_l=0$, $m_l=\pm 1$ va $m_l=\pm 2$ hollar uchun qutbiy diagrammalar keltirilgan. Elektron zichligini taqsimlash kimyo fani uchun katta ahamiyatga ega. U yordamida molekullardagi qo'shni atomlar o'zaro ta'siri harakatini yo'nalgan valentlik nazariyasida kimyoviy bog'lanishlarning vujudga kelishi yaxshi tushuntiriladi.

SAVOLLAR

1. Bor-Zommerfeld nazariyasidagi kvant sonlari va ularning ma'nosi?
2. Shryodinger tenglamasidagi kvant sonlari va ularning ma'nosi?
3. Bosh kvant soni kvant mexanikada nimani xarakterlaydi?
4. Orbital kvant soni kvant mexanikada nimani xarakterlaydi?
5. Magnit kvant soni kvant mexanikada nimani xarakterlaydi?
6. Qutbiy burchak kvant sonlari bilan qanday bog'liq?
7. Vodorod atomida elektr toki, impuls momenti, magnit momenti qanday baholanadi?
8. Giromagnit munosabat nima?
9. Magnit dipol momenti va Bor magnetoni nimani aks ettiradi?
10. Magnit maydonda yotgan vodorod atomi uchun to'la energiya formulasini yozing?
11. Shryodinger tenglamasining xususiy funksiyalari uchun normalash shartini yozing.
12. R – radial funksiya uchun normalash shartini yozing.
13. θ – qutbiy funksiya uchun normalash shartini yozing.
14. Φ – azimutal funksiya uchun normalash shartini yozing.

15. $m_l = 0$ hol uchun Lejandr polinomini yozing.
16. θ – funksiyaning ko‘rinishini yozing.
17. Lejandr birlashtirilgan polinomi yozing.
18. Qutbiy funksiya uchun C_{l,m_l} – normalash koeffitsiyenti formulasini yozing.
19. Normalangan $\theta_{l,m}$ – funksiyasining formulasini yozing.
20. Shar funksiyasining ko‘rinishini yozing. U nimani ifodalaydi?
21. Shar funksiyalarining oshkor formulasini $l = 0, m_l = 0$; $l = 1, m_l = 0$; $l = 1, m_l = \pm 1$ kvant sonlari uchun yozing.
22. Shar funksiyalarining oshkor formulasini $l = 2, m_l = 0$; $l = 2, m_l = \pm 1$ va $l = 2, m_l = \pm 2$ kvant sonlari uchun yozing.
23. Normalangan θ_{l,m_l} – qutbiy funksiya formulasini s, p, d – holatlar uchun yozing.
24. 17.1-jadvaldan foydalanib $\theta^* \theta$ -ehtimol zichligini $\theta = \frac{\pi}{4}$ burchak uchun hisoblang.
- a) $l = 0, m_l = 0$;
 b) $l = 1, m_l = 1$;
 d) $l = 2, m_l = -1$;
 e) $l = 2, m_l = 2$.
25. Shar funksiyalari nima va qayerda ishlatiladi? Rotator deganda nimani tushunasiz?
26. Rotator uchun r –radius vektor va $R(r)$ –radial funksiya qanday bo‘ladi?
27. Rotator energiya E_l ni faqat vertikal kvant songa bog‘liqlik formulasini yozing.
28. $l = 1, m_l = 1$ va $l = 1, m_l = 0$ uchun Shar funksiyasining ehtimol zichligi uchun ifoda yozing.
29. $|\psi_{l,m_l}|^2$ –ehtimol zichligining grafigini $l = 0, m_l = 0$, $l = 1, m_l = \pm 1$ va $l = 1, m_l = 0$ lar uchun chizing.

MASALALAR

- 17.1. Atom yadrosi atrofidagi fazoning biror nuqtasida elektronning qayd qilinishi ehtimoli qanday xarakterlanadi?
- 17.2. $1s$ –holat uchun elektronning radial ehtimol zichligini chizing va tushuntiring.
- 17.3. $2s$ –uyg‘ongan holatdagi elektronning radial ehtimol zichligini chizing.
- 17.4. $2p_z$ – uyg‘ongan holatdagi elektronning radial ehtimol zichligini chizing.

17.5. $3p$ va $3p$ – holatlar uchun ehtimol zichligi grafigini chizing va tushuntiring.

17.6. Harakat miqdori momenti nol ($l=0$) bo'lgan elektron $V = V_0 \exp\left[-\frac{r}{r_0}\right]$ potensial maydonda yotadi. Shu hol uchun Shryodinger tenglamasi yeching.

17.7. Elektron $V(r) = \alpha r^2 + \frac{\beta}{r^2}$ bo'lgan potensial maydonda yotadi. Shryodinger tenglamasini yeching. Bunda α va β doimiy sonlar.

17.8. Elektron vodorod atomida asosiy holatda yotadi. $\langle r \rangle$, $\langle r^2 \rangle$ va r_1 larning eng ehtimolli qiymatini toping.

17.9. Harakat miqdori momenti $L_l = \hbar\sqrt{6}$ bo'lgan elektron vodorod atomida $E = -1,51\text{eV}$ ega bo'lgan energetik sathda joylashgan. Shu elektron uchun o'rtacha radius $\langle r \rangle$ ni toping.

17.10. s -holatdagi energetik sathni qutbiy ehtimol zichligini toping. Uning grafigini chizing.

17.11. p -holat uchun burchak ehtimol zichligini aniqlang va grafigini chizing.

17.12. d -holat uchun burchak ehtimol zichligini aniqlang va grafigini chizing.

17.13. s -, p -, d -holatlar uchun qutbiy bo'lgan funksiyalarni va ehtimol zichligini aniqlang.

17.14. Vodorod atomida $3p$ va $4p$ -holatlarda yotgan elektronning energiyasi va impuls momentini toping.

17.15. Elektron $-2f$ holatda bo'lishi mumkinmi? Tushuntiring.

17.16. $3d$ -elektronlar uchun impuls momentlarini Bor nazariyasi va Shryodinger nazariyasidan hisoblab taqqoslang.

17.17. $B = \mu_0 \frac{i}{2R}$ va $L = \hbar\sqrt{l(l+1)} = 2\pi f m R^2$ munosabatlardan foydalanib birinchi Bor orbitasida yotgan elektronning hosil qilingan magnit maydon induksiyasini hisoblang.

17.18. Induksiyasi $B = 0,5T$ bo'lgan tashqi magnit maydonda bo'lgan $4p$ -elektronning maksimal potensial energiyasini hisoblang.

17.19. s -, p -, d -elektronlar uchun qutbiy to'liqin funksiyaning burchak taqsimoti va ehtimol zichligining jadvalini tuzing.

17.20. Normalash shartidan foydalanib, radial to'liqin funksiya, qutbiy funksiya va ehtimol zichligining jadvalini tuzing.

17.21. Ikkita qo'shni sathlar orasidagi energiyani hisoblang.

17.22. $l=2$ va $l=3$ kvant sonlari uchun sferik (shar) funksiyani oshkor ko'rinishini yozing.

17.23. Agar harakat miqdori momentining qiymati nolga teng bo'lsa orbital kvant soni $l=1$ uchun \hat{L}_x -operatorning xususiy funksiyasining ko'rinishini yozing.

17.24. s -holatdagi energetik sath uchun qutbiy ehtimol zichligi formulasini yozing va grafigini chizing.

17.25. p -holat uchun θ -burchakka bog'liq bo'lgan funksiyaning ehtimol zichligini aniqlang.

17.26. d -holat uchun θ -burchakka bog'liq bo'lgan funksiyaning ehtimol zichligini aniqlang.

17.27. Agar \hat{L}^2 -operatorning xususiy funksiyasi

$$Y(\theta, \varphi) = A(3\cos^2\theta - 1 + \sin 2\theta \cos \varphi).$$

xususiy qiymatini toping.

17.28. $U(r)$ -markaziy simmetrik maydonda harakat qilayotgan zarra $\psi(r, \theta, \varphi) = R_{nl}(r) \cdot Y_{l,m}(\theta, \varphi)$ funksiya bilan ifodalanadi. $|\psi_{l,m}(\theta, \varphi)|^2$ -ifodaning ma'nosini ayting. 17-bobda keltirilgan jadvaldan foydalanib p -, d - va f -holatlar uchun shar funksiyaning normalash koeffitsiyentini toping.

XVIII bob. Mavzu: SPIN

Reja:

- 18.1. Elektronning xususiy momenti.
- 18.2. Spin.
- 18.3. Spin – zarraning muhim xarakteristikasi.
- 18.4. Fotonning spini. Mikroto‘lqin dvigateli.
- 18.5. Magnit maydonda magnit momentning harakati.
- 18.6. Shtern-Gerlax tajribasi.
- 18.7. Spin – orbital o‘zaro ta’sir energiyasi.
- 18.8. Ishqoriy metallarning spektrini dublet strukturasi va elektronning spini.
- 18.9. Spinning kelib chiqish tabiati haqidagi mulohazalar.

ADABIYOTLAR

1. Энрико Ферми. Квантовая механика (конспект лекций). –М.: 1965.
2. А.А.Соколов, Ю.М.Лоскутов, М.Ю.Тернов. Квантовая механика. –М.: 1962.
3. Д.И.Блохинцев. Основы квантовой механики. –М.: 1961.
4. Л.Шифф. Квантовая механика. –М.: «ИИ», 1957.
5. Л.Ландау, Е.Лифшиц. Квантовая механика. –М.: 1974.
6. P.I.Allen. Amer. Jornal. Phys. 34, 1185 (1964).
7. E.J.Belifonte. Physica. V6, p. 887. 1939.
8. H.C.Ohanion. Amer. Jornal. Phys. V54, №6, p. 500 1986.

Masalaning qo‘yilishi. Biz spin mavzusini Zeyeman effektiga nisbatan oldinroq qo‘yish lozim deb topdik. O‘qitish uslubiyati jihatidan bu birmuncha qulaylik topdiradi. Chunki Zeyemanning normal, anomal va Pashen-Bak effektlariga doir mavzularni bitta bobga joylashtirishga hamda ularni relativistik va spin effektlarini hisobga olgan holda bir nuqtayi nazardan tushuntirishga imkoniyat tug‘iladi. Shu bilan birga Shryodinger nazariyasi va uning kamchiliklari misolida Dirak nazariyasini yoritish oydinlashadi.

Fizika ko‘zi bilan qaraganda spin zarraning impuls momenti (xususiy mexanik momenti) hisoblanadi va u zarraning tinchlikdagi massasi kabi fundamental kattalikdir. Spin psevdovektor kattalik va u zarraning ichki erkinlik darajasini namozkterlaydi.

Fizika nazariyasining rivojlanish bosqichlarida yangi-yangi tajribalar amalga oshirildi. Bu tajribalar natijalarini Shryodinger nazariyasi tushuntirishga ojizlik qildi. Masalan, zarraning anomal effekti, elektronning xususiy giromagnit munosabatini ikkiga ko‘paytirdi, spektrial chiziqlarni nozik strukturasi kabi hodisalarni Shryodinger nazariyasi tushuntira olmadi. Shu bois ham spin tushunchasi yuzaga keldi. Spin

tushunchasi yordamida yuqoridagi masalalar to'la yechimini topdi. Spin tushunchasi shunchalik keng yoyildiki u kristallar fizikasida, tartiblangan va tartibsizlangan va amorf sistemalarni o'rganishda ham keng ko'llanila boshlandi. Spin effektlar, ayniqsa o'ta o'tkazuvchanlik va o'ta oquvchanlik jarayonlarida yaqqol va ravshan namoyon bo'ladi.

Keyingi paytda spin tushunchasi organik metallarni hossalarni tushuntirishda, miyaning ishlash modellari va assotsiativ xotiraning neyron setlari modelini yaratishda qo'llanila boshlandi. Xullas, hozirgi zamon fizigi spin va uning tatbiqi haqida mukammal axborotga ega bo'lishi lozim deb hisoblaymiz.

Mavzu qahramonlari

1. Jorj Yudjin Ulenbek 1901-yilda tug'ilgan.

2. Semyuel Abraxam Gaudsmit 1902-yilda tug'ilgan. 1925-yil Leyden universitetini bitiruvchilari Ulenbek va Gaudsmit birgalikda elektronni o'z o'qi atrofida aylanadi degan gipotezani ilgari surib spektr chiziqlarini ajralish hodisalarini nazariy tushuntirib berdilar.

3. Otto Shtern molekular dastalar metodini rivojlantirishda qo'shgan hissasi va protonning magnit momentini kashf etganligi munosabati bilan 1943-yilda Nobel mukofoti bilan taqdirlandi.

4. Valter Gerlax 1921-yilda Otto Shtern bilan birgalikda spinni mavjudligini eksperimentda tasdiqlashdi.

XVIII bob. SPIN

18.1. Elektronning xususiy momenti

Shryodinger nazariyasi atom strukturasi haqidagi bizning tasavvurimizni kengaytirdi va boyitdi. Shryodinger yaratgan nazariya asosida vodorod atomining tuzilishini aniq va to'liq manzarasi olindi. Biroq keyingi yangi-yangi qilingan tajribalar va g'oyalalar Shryodinger tenglamasi ham kamchiliklardan holi emasligini ko'rsatdi. Ayniqsa spektr chiziqlarni o'rganishda ayrim nozik strukturaga ega bo'lgan chiziqlarni Shryodinger nazariyasi nuqtayi nazaridan turib tushuntirib bo'lmaydi. Masalan, Shryodinger nazariyasiga ko'ra orbital momentlar uchun Lande faktori deb ataladigan g kattalik birga teng bo'lishi kerak edi. Lekin Eynshteyn – De Gaz (1925-yil)

$$\frac{\mu_l}{L} = -g \frac{e_0}{2m_0} \quad (18.1)$$

munosabatni eksperimental tekshirib ko'rishganda $g = 2$ ekanligini ma'lum bo'ldi. Shuningdek, S -holatda yotgan atom ($\ell = 0$, $m_l = 0$) spektr chizig'i hech qanday ajralishga duchor bo'lmashligi kerak edi. Biroq vodorod, litiy, kumush atomlari nojins magnit maydondan o'tkazilganda ular faqat 2 ta dastaga ajraldi.

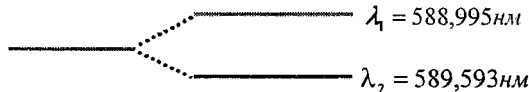
Shtern-Gerlax o'zlarining qilgan tajribalarida (1921-yil) nojins magnit maydondan o'tgan atom dastalarning xatti-harakatini o'rganish orqali

$$\mu_l = -\frac{e_0 \hbar}{2m_0} m_l \quad (18.2)$$

muamyo formulasini tekshirdilar. Tajriba natijalarida magnit momentning qiymati Bor magnetomining qiymatiga teng ekanligini aniqlandi.

$$\mu_l = \frac{e_0 \hbar}{2m_0} \quad (18.3)$$

$^{23}_{11}\text{Na}$ atomining $3p \rightarrow 3s$ o'tishining eng kuchli nurlanishining oddiy spektri bitta ko'rinadigan chiziqdan iborat. Biroq eksperiment natijalari bu chiziq oddiy bo'lmay, balki 2 ta bir-biriga juda ham yaqin bo'lgan komponentlardan iborat ekanligini ko'rsatadi (18.1-rasm).



18.1-rasm. $^{23}_{11}\text{Na}$ -atomdagi $3p \rightarrow 3s$ chiziqning ajralishi.

Natriyning sariq chizig'i (d -chiziq, $3p \rightarrow 3s$ o'tish) orasidagi masofa $0,6_{HM}$ bo'lgan 2 ta komponentadan tashkil topgan. Dubletning 1-chizig'ining to'lqin uzunligi $\lambda_1 = 588,995_{HM}$ nm bo'lsa, 2-komponentasining to'lqin uzunligi $\lambda_2 = 589,593_{HM}$. Bosh seriyasining boshqa chiziqlari ham shunday dublet xarakterga ega bo'lib, bu hodisa barcha ishqoriy metallar uchun o'rinlidir. Elementlarning atom nomeri ortishiga mos ravishda dublet komponentlar orasidagi masofa ham ortadi.

Yakka spektral chiziqning bir-biriga juda yaqin bo'lgan ikkita turli komponentga ajralishi atom spektrning *nozik strukturasi* deyiladi.

Spektral chiziq bir-biriga juda yaqin komponentalardan tashkil topgan bo'lsa, spektrning bu strukturasi *multipletlik* deyiladi.

Nozik struktura faqat ishqoriy metallardagina kuzatilmaydi, balki boshqa atomlarda ham kuzatish mumkin. Multipletdagi komponentalar soni turlicha bo'lishi mumkin: ikkita bo'lsa – *dublet*, uchta bo'lsa – *triplet*, to'rtta bo'lsa – *kvarlet* va hokazo deyiladi.

Bitta chiziqqa ega bo'lgan spektr *singlet chiziq* deyiladi. Spektral chiziqlarning ajralishi bu energik sathlarning ajralishini ko'rsatadi, chunki mazkur ajralgan sathlar orasida radiatsion o'tishlar ro'y beradi.

Zeyeman effektida tashqi magnit maydon ichiga joylashtirilgan atomning nozik strukturasi keyingi bobda ko'ramiz. Natriy dubletida ro'y bergan nozik struktura, Zeyeman effektida ro'y bergan strukturadan batamom farq qilib, bu struktura tashqi magnit maydon bo'lmagan holda ham hosil bo'ladi.

Yuqorida bayon qilingan hodisalarni Shryodinger nazariyasi orqali tushuntirib berib bo'lmadi. Bu hodisalarni tushuntirish uchun yangi g'oya kerak edi.

Natriy atomidagi spektr chizig'ini ajralishini tushuntirish maqsadida 1921-yilda A.Kompton elektronni nuqtaviy zaryad deb qaramay, uni chekli o'lchamga ega bo'lgan obyekt deb qaradi va uni o'z o'qi atrofida aylanayotgan pildiroqqa (biz-zakka) o'xshatdi.

1925-yilda Semel Gaudsmit va Jorj Ulenbek spektral chiziqlarning ajralishini tushuntirish maqsadida elektron o'z o'qi atrofida aylanadi degan fikrni ilgari surdilar.

Bu gipotezaga ko'ra aylanayotgan elektron \vec{L}_s – xususiy mexanik moment va μ_s – xususiy magnit dipol momentga ega bo'lishi kerak. Elektronning xususiy mexanik momentini *spin* deb atashadi. Spin inglizcha so'z bo'lib, «aylantirmoq» degan ma'noni bildiradi.

Yadro atrofida aylanayotgan elektronning mexanik momenti \vec{L} ni Quyosh atrofida aylanayotgan Yerga qiyos qilsak (natijada yil fasli almashinuvi sodir bo'ladi), o'z navbatida elektronning o'z o'qi atrofida aylanishi \vec{L}_s ni Yerni o'z atrofida aylanishiga (kun-tun almashuviga) o'xshatsak bo'ladi.

Pauli, Kramers va Geyzenberg kabi mashhur fiziklar Gaudsmit va Ulenbeklarning bu gipotezasiga qarshi chiqdilar.

Haqiqatan ham elektronning o'z o'qi atrofida pildiroqqa o'xshab aylanadi degan modelga ikkita jiddiy e'tiroz mavjud.

1-e'tiroz: bu modelga ko'ra magnit momentni mexanik momentga nisbati

$$\mu_l = -\frac{e}{2m_l} \quad (18.4)$$

kerak. Bu natija ikkita kamchilikka ega. Bu klassik mexanika va elektrodinamika negizidan chiqarilgan va zaryadlangan zarra nuqtaviy va doiraviy orbitada harakat qiladi degan tarzda olingan. Shu bilan bir qatorda (18.4) formulada ilohiy muhim fakt mavjud.

1) μ vektor \vec{L} -orbital mexanik momenti yo'nalishida yo'nalgan;

2) μ ning qiymati $\frac{e}{2m_l}$ ga teng. Bu ikkita fakt massasi m va spini \vec{j} bo'lgan zarraning kvant mexanik operatorini yasashga yo'l ko'rsatadi. Faqat klassik fizikada emas, kvant mexanikada ham $\vec{\mu}$ va \vec{j} ni yo'nalishi mos tushishi kerak. $\vec{\mu}$ operator \vec{j} operator bilan

$$\vec{\mu} = \text{const} \cdot \vec{j}$$

munosabat bilan bog'langan.

(18.4) ga ko'ra proporsionallik koeffitsiyenti $\frac{e}{m_l}$ bo'lishi kerak va shu sababli uni

$g \left(\frac{e}{2m_l} \right)$ ko'rinishda yozish maqul. Yangi g -koeffitsiyentning o'lchami

va g kattalikning miqdori real magnit momentni uning klassik qiymati $\frac{e}{2m_l}$ dek

qamalgan farq qilishini ko'rsatadi. U holda $\vec{\mu}$ bilan \vec{j} orasidagi munosabat

$$\vec{\mu} = g \frac{e}{2m_l} \vec{j} \quad (18.5)$$

ko'rsatishda yoziladi. (18.5) formulaning ishorasi g ga bog'liq. Haqiqatda esa taqqoslanishlar va magnitomexanik tajribalarda va Zeyeman anomal effektidan bilamizki xususiy magnit dipol momentni orbital momentga nisbati (18.4) dagi nisbatdan nisbatan ikki marta katta, ya'ni

$$\frac{\mu_s}{L_s} = -\frac{e}{m_l} \quad (18.5^*)$$

Agar elektronning klassik radiusini $r_e = 2,8 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ desak, u holda $\frac{e}{m_l}$ bo'lganligini bilgan holda chekli o'lchamga ega bo'lgan elektronning atrofida harakat qilish tezligini topish mumkin, ya'ni

$$mvr_e = |L_s|;$$

$$v = \frac{|L_s|}{mr_e} = \frac{\hbar\sqrt{3}}{2 \cdot 9 \cdot 10^{-31} \cdot 2,8 \cdot 10^{-15}} \approx 3,6 \cdot 10^{10} \% c$$

Hunda m elektronning massasi, \hbar -Plank doimiysi. Yorug'lik tezligi $3 \cdot 10^8 \% c$ ga teng ekanligini eslasak, elektro-spinning mavjudligini klassik tasavvurda tushuntirish

uchun uning sirt qismi tezligi yorug'lik tezligidan katta bo'lib qoladi. Bu esa nisbiylik nazariyasining asosiy g'oyasiga ziddir.

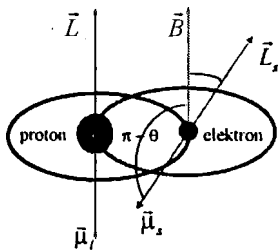
Shu e'tirozlarga ko'ra ham yuqoridagi olimlar Gaudsmit va Ulenbek gipotezasiga qarshi chiqqanlar. Shunga qaramay spin gipotezasi Zeyemanning anomal effektini, spektrial chiziqlar strukturasiining dublet tabiatini va boshqa ko'pgina hodisalarni yaxshi tushuntirib bergani uchun olimlar orasida tez ishonch qozondi.

1928-yilda Pol Dirak tomonidan yaratilgan elektronning relativistik kvant nazariyasidan spin va uning hossalari bevosita kelib chiqadi. Elektron spinining kiritilishi magnet hossalari bilan bir qatorda atom spektrining multipol ajralishini ham to'g'ri tushuntirib berdi. Dirakning relativistik kvant nazariyasi mikroolam tabiatini tushunishdagi yana bitta katta qadam bo'ldi.

Proton atrofida orbita bo'ylab harakatlanayotgan elektron bilan birga joylashgan kuzatuvchi protonni ham xuddi shunday orbita bo'ylab elektron atrofida aylanayotganini e'tirof etadi.

Elektron atrofida aylanayotgan proton zaryadga ega bo'lgani uchun 18.2-rasmda ko'rsatilgandek elektron turgan nuqtada \vec{B} magnet maydon induksiyasi hosil qiladi.

Proton atrofida aylanayotgan elektronning orbital mexanik impuls momenti \vec{L} ga, xususiy mexanik impuls momenti (spini) \vec{L}_s ga teng. Elektronning orbital harakati natijasida $\vec{\mu}_l$ —magnet dipol momenti hosil bo'ladi. O'z navbatida o'zining atrofida aylanayotgan manfiy zaryadga ega bo'lgan elektronni sharcha deb faraz qilsak, u holda uning xususiy magnet dipol momenti $\vec{\mu}_s$ ni vujudga keltiradi (18.2-rasm).



18.2-rasm. Vodород atomida elektron va proton harakati.

Protonning elektron atrofida aylanishidan paydo bo'lgan \vec{B} —magnet maydon induksiyasi elektronning magnet dipol momenti bilan ta'sirlanadi va natijada qo'shimcha energiya hosil bo'ladi. Bu energiya

$$\Delta E_s = -\vec{\mu}_s \cdot \vec{B} = \mu_s B \cos(\pi - \theta) = -\mu_s B \cos \theta \quad (18.6)$$

Magnet momenti $\vec{\mu}$ va \vec{B} —magnet maydoni bo'lgan energetik sathning ΔE_s qo'shimcha energiyasi elektron bilan proton orasidagi o'zaro elektrostatik ta'sirdan hosil bo'lgan energiyaga qo'shiladi.

Shunday qilib, tashqi magnet maydon bo'lmaganda ham spin va orbital harakat tufayli hosil bo'lgan o'zaro ta'sirini inobatga olgan holda to'la energiya uchun quyidagi formulani yozish mumkin:

$$E = -\frac{me^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2} + \Delta E_s$$

yoki

$$E = -\frac{me^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2} + \mu_s B \cos \theta \quad (18.7)$$

Protonni hosil qilgan magnet maydon induksiyasi \vec{B} ta'sirida elektronning orbital harakati bilan xususiy magnet dipol momentining o'zaro ta'sirini *spin-orbital o'zaro*

o'zini deyiladi. (18.7) formuladagi ikkinchi had spin orbital o'zaro ta'sirning natijasi.

18.2. Spin

Yangi atom modelida elektronning aylanishini inobatga oluvchi yana bitta yangi kvant soni kiritish lozim bo'ladi. Dirakning relativistik kvant nazariyasida ana shunday son sifatida s -spin kvant soni qaraladi. Atom spektr strukturasi eksperimental tekshirishlar bu sonning mavjudligini tasdiqlaydi. Shunday qilib, elektronning xususiy mexanik impuls momenti kvantlangan bo'lib, uning moduli

$$L_s = \hbar \cdot \sqrt{s(s+1)} \quad (18.8)$$

formula bilan topiladi.

(18.8) formulaga kiruvchi s -spin kvant soni yagona qiymatga, ya'ni faqat $\frac{1}{2}$ ga teng. Shuning uchun

$$L_s = \hbar \cdot \sqrt{\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}+1\right)} = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar = 0,9093 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с}$$

s -spin kvant soni bo'lib, odatda boshqa kvant sonlari (n, l, m_l) bilan bir qatorda ko'rsatilmaydi. Bunga sabab, u yagona bitta (ya'ni, $\frac{1}{2}$) qiymatga ega bo'lgani uchun boshqa orasidagi farqqa o'z ulushini qo'shmaydi.

Xususiy mexanik moment $L_s = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar$ yagona qiymatga ega bo'lib, u elektronning massasi va zaryadi kabi elektronning fundamental xarakteristikasidir.

Uchlangan ε -yo'nalishi bo'yicha spinning ($2s+1$) ta proyeksiyalarining qiymati bundan bitta \hbar ga farq qiladi, ya'ni

$$L_x = L_s \cos \theta = m_s \hbar, \quad (9)$$

Hunda, $m_s = \pm \frac{1}{2}$ bo'lib, uni *magnit spin kvant soni* deyiladi.

Shunday qilib L_x ni ε -o'qiga proyeksiyasi ikkitagina qiymatga ega. Ularni ko'rib chiqib, agar $m_s = \frac{1}{2}$ bo'lsa, spin yuqori (\uparrow) va $m_s = -\frac{1}{2}$ bo'lsa, spin quyi (\downarrow) kabi ko'rsatiladi.

Elektronning spinini hisobga oladigan bo'lsak, u holda elektronning atrofidagi barcha kvant soni n, l, m_l, m_s lar bilan to'la tavsiflash mumkin.

18.1 jadvalda bu kvant sonlarining qiymatlari keltirilgan.

Kvant sonlar	Qiymatlar	Mumkin bo'lgan qiymatlar soni
n -bosh kvant soni	1,2,3,...	istalgan natural son
l -orbital son	0,1,2,...,($n-1$)	n
m_l -magnit son	0,±1,±2,±3,...	$2l+1$
s -spin soni	$\frac{1}{2}$	1
-magnit spin soni		$2s+1=2$

$L_s = \pm \frac{1}{2} \hbar$ bo'lgani uchun spin momenti ham *fazoviy* kvantlangan.

18.3. Spin – zarraning muhim xarakteristikasi

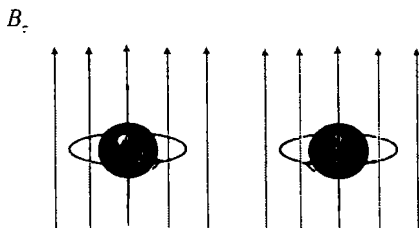
Spin zarralarning asosiy xarakteristikalaridan biridir. Proton, neytron va elektron spini $\frac{1}{2}$ ga, fotonning spini esa 1 ga teng. Spini 0, $\frac{3}{2}$ va 2 ga teng zarralar ham bordir.

Masalan, gravitonning spini 2, gravitoniniki $\frac{3}{2}$ ga teng. Lekin bu zarralar eksperimentda kuzatilmagan. Nazariyotchilarning fikricha spini 2 dan ortiq bo'lgan zarralar umuman yo'q. Proton, neytron va elektronlar atomning qurilish xomashyosidir: proton va neytron yadroga joylashgan, yadro fazosida esa elektronlar harakat qiladi. Foton esa nurlanish kvantidir. U elektromagnit maydonning qurilish «g'ishtcha»sidir. Bu zarralarning barchasi o'z o'qi atrofida aylanadilar. Natijada ular kichik magnitcha bo'lib qoladilar. Kvant mexanika qonunlariga binoan, bu aylanish yoki spin har bir zarra uchun aniq bir kattalikka ega.

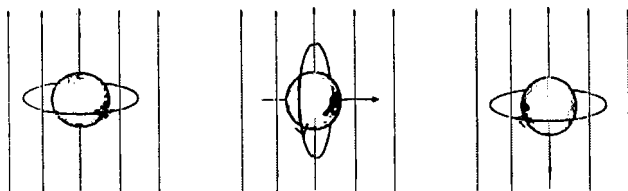
Agar bu zarralar tashqi magnit maydonda harakat qilsalar, u holda ularga magnit maydon ta'sir etadi va har bir zarraning aylanish o'qi tashqi magnit maydondagi aniq holatga ega bo'ladi.

Spini $\frac{1}{2}$ ga teng bo'lgan zarralar uchun faqat ikkita kvant holat mavjud. Bu holatdan biri tashqi magnit maydon yo'nalishi bo'ylab bo'lsa, ikkinchi holat tashqi magnit maydonga teskari yo'nalishda joylashgan.

Spini 1 ga teng bo'lgan zarralar uchun spin o'qining uchta holati mavjud: maydon yo'nalishi bo'ylab, maydonga tik va maydon yo'nalishiga teskari. Bu holatlar 18.3-rasmda keltirilgan.



a)



b)

18.3-rasm. a) Spini $\frac{1}{2}$ ga teng bo'lgan zarralarning tashqi magnit maydonga nisbatan olgan holatlari. Qizil ko'rsatkichlar tashqi magnit maydon yo'nalishini ko'rsatadi. Bunday holat elektron, proton, neytron kabi zarralar uchun o'rinlidir.

b) Spini 1 ga teng bo'lgan zarralarning tashqi magnit maydonga nisbatan holati. Masalan, fotonning spini 1 ga teng bo'lgani uchun u maydon bo'ylab, maydonga ko'ndalang va maydonga teskari yo'nalishda joylashadi.

Zarralarning yana eng muhim hossasi uning «statistika»sidir. Zarralarni spinning qiymatiga qarab ikki guruhga bo'lish mumkin.

0,1,2 spinga ega bo'lgan zarralar *bozonlar* deyiladi. Bu ism hind fizigi Satyadranat Boze sharafiga berilgan va bu zarralar Boze-Eynshteyn statistikasiga bo'ysinadilar. Masalan, foton, mezon, graviton – bozonlardir. Demak, ular Boze-Eynshteyn statistikasiga bo'ysinadilar.

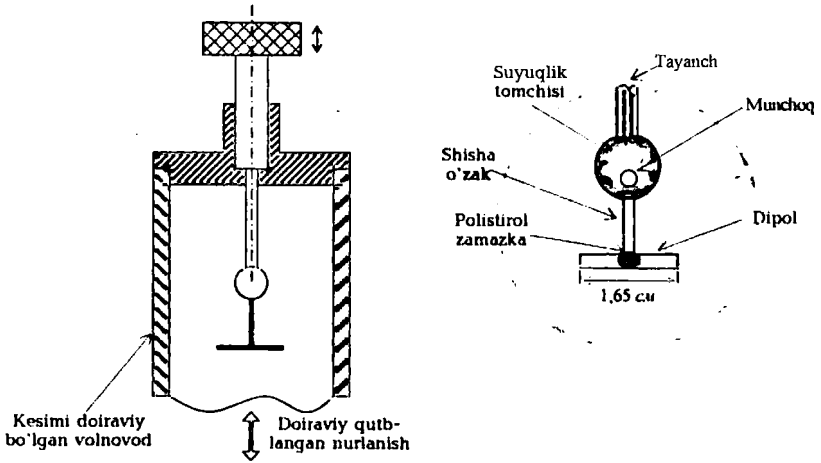
Spini $\frac{1}{2}$, $\frac{3}{2}$ bo'lgan zarralar – *fermionlar* deyiladi. Bu ism Italiya fizigi Enriko Fermi sharafiga qo'yilgan. Bu zarralar Fermi-Dirak statistikasiga bo'ysinadilar. Masalan, elektron, proton, neytron – fermionlardir va ular Fermi-Dirak statistikasiga bo'ysinadilar.

18.4. Fotonning spini. Mikroto'lqin dvigateli

Eynshteynning yorug'lik kvant nazariyasiga binoan monoxromatik elektromagnit to'lqinlar N ta monoenergetik fotonlardan tarkib topgan bo'lib, har bir foton uchun quyidagi munosabatlar o'rinlidir;

$$E = \hbar\omega, \quad \vec{p} = \hbar\vec{k} \quad (18.10)$$

To'liqindagi fotonlar sonini bitta fotonning energiyasiga ko'paytirsak uning to'la energiyasi $W = NE = N\hbar\omega$ ni olamiz. Bu miqdor elektromagnit to'liqining to'la energiyasiga tengdir. (18.10) munosabatdan har bir fotonni E – energiyaga va p – impulsiga ega ekanligini bilamiz.



18.4-rasm. To'liqin mikrodvigateli maketi. Suyuqlik tomchisiga osilgan elektr dipolga mikroto'liqin sohasidagi doiraviy elektromagnit nurlanishi tushganda dipol aylanadi.

Fotonning impuls momentini qanday qilib topish mumkin?

1909-yilda Poynting doiraviy qutblangan elektromagnit to'liqin impuls momentiga ega bo'lishi kerak degan fikrni bildirdi va bu momentni o'lchash uchun o'zining eksperimental maketini taklif qildi. Bu maketga ko'ra doira bo'ylab qutblangan to'liqin jismga tushganda unda yutilishi kerak. Elektromagnit nurlanishdan olgan impuls momenti hisobiga bu jism aylanna harakatga keladi. Bu eksperimentning hozirgi zamon varianti – mikroto'liqin dvigateli 18.4-rasmda keltirilgan. Doiraviy kesmaga ega bo'lgan volnovod (to'liqin uzatkich) ni uchiga osilgan dipolga doira bo'ylab qutblangan mikroto'liqin kelib tushganda, dipol energiya va impuls momentini bir qismini yutadi va aylana boshlaydi. Yutilgan energiyaning yutilgan impuls momentiga nisbati

$$\frac{\Delta E}{\Delta j_z} = \omega \quad (18.11)$$

formula bilan topiladi.

(18.11) munosabat ko'rsatadiki, energiyaning berilgan qiymatida dipol olgan harakat miqdori momenti to'liqin chastotasiga teskari proporsional. Shu sababli optik diapozondagi to'liqlarga nisbatan mikroto'liqin diapozonidagi to'liqin dipolni yengil aylantiradi.

(18.11) munosabat klassik elektrodinamika asosida topilgan. Uni kvant mexanika formulasi o'girish qiyin ish emas.

o'qi bo'yicha harakat qilayotgan fotonlarning n tasi dipol tomonidan yutiladi deb, u holda energiyasi $E = n\hbar\omega$ va impuls momenti $\Delta j_z = nj_z$ ga teng bo'ladi.

(18.11) formulaga ko'ra bitta foton uchun

$$j_z = \hbar \quad (18.12)$$

hodani olamiz. Dipolga bitta foton tomonidan uzatilgan impuls momenti \hbar ga teng. U natijani boshqacha ta'riflasak, fotonning spini birga teng degan ma'no kelib chiqadi. Spini 1 ga teng bo'lgan zarra uchta yo'nalishga ega bo'lishi kerak. Bu uchta orientatsiyani xarakterlovchi kattalik vektorlarini olish mumkin. Elektromagnit maydon \vec{E} va \vec{B} dan iborat bo'lgan vektor maydondir. Foton spinning yo'nalishi (18.3 b)-rasmda keltirilgan. Shunday qilib erkin fotonning spini birga teng. Fotonning spini foton impulsiga yo'q parallel yoki antiparallel. Bu ikki holat o'ng yoki chap qutblanish holatlari deyiladi.

Foton uchun spin yo'nalish impuls vektoriga mos bo'lsa, maydonning elektr maydon vektori impulsiga perpendikular yo'nalgan bo'ladi.

18.5. Magnit maydonda magnit momentning harakati

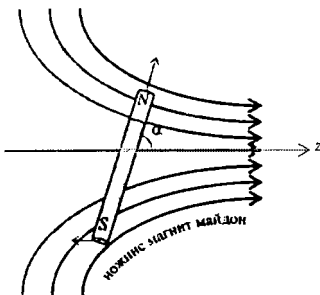
Elektromagnitizm kursidan ma'lumki magnit induksiyasi \vec{B} bo'lgan bir jinsli magnit maydonda doimiy magnit momentga ega bo'lgan atom giroskopga o'xshab magnit maydon yo'nalishi atrofida precession harakat qiladi. Bu precession harakatga Larmor pretsessiyasi deb ataladi. Elektronning orbital harakati uchun ushbu pretsessiyaning chastotasi

$$\omega_L = \frac{\mu_B B}{\hbar} \quad (18.13)$$

(18.13) munosabatga Larmor chastotasi deyiladi.

Biroq bir jinsli magnit maydon o'zining holicha atom magnit momenti yo'nalishi bilan magnit maydon induksiyasi yo'nalishi orasidagi burchakni o'zgartira olmaydi. Bir jinsli magnit maydonda atomga tezlanish beruvchi hech qanday kuchlar hosil bo'lmaydi.

Nojins magnit maydonda magnit momenti \vec{m}_i bo'lgan atomga



$$\begin{aligned} F_x &= \vec{m}_i \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial x}, \quad F_y = \vec{m}_i \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial y}, \\ F_z &= \vec{m}_i \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial z} \end{aligned} \quad (18.14)$$

kuch ta'sir ko'rsatadi.

Atom elektr jihatdan neytral bo'lgani uchun magnit maydonidan boshqa unga ta'sir etuvchi kuchlar yo'q. Shu sababli nojins magnit maydonda atomning magnit momentini o'lchash mumkin. Agar 18.5-rasmda ko'rsatilgan kabi nojins magnit

maydoni magnit dipolga (eslang, vodorod atomi-elementar dipol) ta'sir ko'rsatadi va uni burishga harakat qiladi.

Buruvchi effektidan tashqari

$$F = -\frac{d}{dz} \Delta E \quad (18.15)$$

$$F_y = 0, \quad F_z = 0$$

kuch hosil bo'ladi. Bu kuch intensivligi katta bo'lgan maydon yo'nalishiga qarab dipolni itaradi.

Natijada dipolni N qutbi B_z maydon yo'nalishiga, aksincha S qutbi esa magnit maydon yo'nalishi teskari tomonga itariladi. Bu holga mos keluvchi energiya

$$\Delta E = m_s \cdot 2 \frac{e\hbar}{2m} B = 2m_s \mu_B B \quad (18.16)$$

bunda $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m}$ Bor magnitoni, \vec{B} tashqi magnit maydon induksiyasi.

Bu formulani 17-bobda keltirib chiqargan edik.

Atomga ta'sir etgan natijaviy kuch

$$F = -\frac{\partial}{\partial z} \Delta E = -m_s 2 \frac{e\hbar}{2m} \cdot \frac{\partial B}{\partial z} \quad (18.17)$$

$F < 0$ va $-\frac{\partial B}{\partial z} > 0$ bo'lgani uchun $m_s = \frac{1}{2}$ ga ega atomlar z - o'qiga teskari

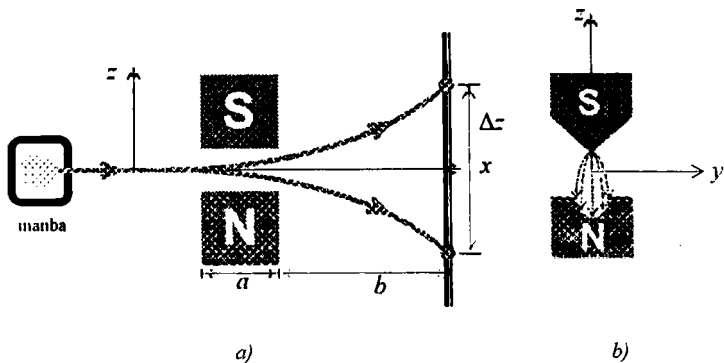
yo'naladi, chunki B musbat yo'nalishda o'sadi. Agar atomlar $m_s = -\frac{1}{2}$ kvant soniga ega bo'lsa, u holda $F > 0$ bo'lgani uchun atomlar z o'qi bo'ylab harakat qiladilar. Shu faktga asoslanib Shtern-Gerlax tajribasida—elektronlarning qutblanishini tushuntirish mumkin.

18.6. Shtern-Gerlax tajribasi

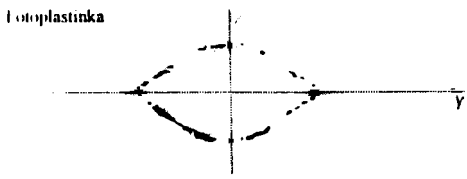
Elektronlarning spin momenti \vec{L}_s magnit maydonda fazoviy kvantlanganligi sababli, uni eksperimental isbotlash juda qiyin tuyuladi. Biroq 1921-yilda Otto Shtern atomning magnit momentini o'lchash g'oyasini berdi va Valter Gerlax bilan birgalikda bu g'oyani amalga oshirdi.

Shtern-Gerlax tajribasini sxemasi 18.6-rasmda ko'rsatilgan.

Shtern-Gerlax kumush atomlari ($_{47}Ag$) bilan tajribani o'tkazdilar. Kumush yuqori temperaturagacha manbadagi idishda qizdiriladi va hosil qilingan metall bug'lari (atomlari) kollimator tirqishlaridan o'tib juda kuchli nojins magnit maydonga kelib tushadi. 18.6-rasmda ko'rsatilgan magnitni S qutbi «tig'simon» bo'lib, N qutb esa botiq qilingan. Shu sababli yuqoridagi tig'simon qutbga yaqin sohada \vec{B} eng katta qiymatga ega. Magnit qutblari orasidan o'tgan kumush atomlari so'ng fotoplastinkaga kelib tushadi.



18.6-rasm. a) Shtern-Gerlax tajribasi; b) nojins magnitmaydonning hosil bo'lishi



18.7 rasm. Shtern-Gerlax tajribasida kumush atomlarini fotoplastinkada joylanishi.

Klassik nazariyaga ko'ra fotoplastinkaga kelib tushgan elektronlar bo'yalgan tasvir berishi kerak. Biroq bir jinsli bo'lmagan magnit maydondan o'tgan kumush atomlar ikkita bir-biridan keskin farq qiluvchi chiziq'larga ajraladi. Fotoplastin-kaning A va B nuqtalarida qora dog'lar hosil bo'ladi. Fotoplas-

tin-kaga kelib tushgan kumush atomlarining sohasi 18.7-rasmda bo'yab ko'rsatilgan.

Tajribadan kelib chiqadiki atomlarning magnit momentlarining yo'nalishi z - o'qiga parallel, z - o'qiga burchak ostida yo'nalmaydi. Magnit momentlarning magnit maydonga nisbatan oriyentatsiyasi diskret o'zgaradi. Bu hodisani *fazoviy kvantlanish* deyiladi. Shunday qilib faqat atom holatlari diskret bo'lmay, shu bilan birga tashqi magnit maydonga nisbatan atomning magnit momentlari ham diskret bo'linishi kashf qilindi.

Yadro atrofida orbitada harakat qilayotgan elektronlar har bir sathchada jufti bilan joylashgan bo'lib, bir juftining elektronining spini «yuqoriga», ikkinchisining spini «pastga» qaragan.

Bundan kelib chiqadiki, har bir to'ldirilgan orbitaning natijaviy spin momenti nolga teng.

Kumush atomida 47 ta elektron bo'lib, 47-elektronning jufti yetishmaydi. $5s'$ - qobug'ida faqat bitta elektron joylashgan. Shu sababli kumush atomi bir valentli hisoblanadi.

Bu elektronning orbital momenti $l=0$, to'la impuls momenti $j = \hbar\sqrt{J(J+1)}$, $J = l \pm s$ bo'lgani uchun $j = \frac{\hbar}{2}\sqrt{3}$ ga teng, chunki $J = \frac{1}{2}$ (to'la impuls momentining kvant soni). Spin momenti $L_s = \hbar\sqrt{s(s+1)}$ formulaga kvantlangan va z -o'qiga nisbatan $L_{sz} = L_s \cos\theta = m_s \hbar$ qiymatga ega.

Aylanayotgan elektron $\vec{\mu}_s$ magnit momenti hosil qiladi. Magnit maydon ta'sirida u burovchi $\vec{M} = \vec{\mu}_s \times \vec{B}$ ni hosil qiladi va u magnit momentini tashqi maydon \vec{B} yo'nalishiga qarab o'rnatishga harakat qiladi. Magnit moment bilan bog'langan energiya

$$\Delta E = -\vec{\mu}_s \cdot \vec{B} = -\mu_s B \cos\alpha \quad (18.18)$$

ga teng.

Shtern-Gerlax tajribasidan so'ng fazoviy kvantlanish hodisasi ustida ko'p tajribalar qilindi. Bu eksperimentlar barcha orbital moment uchun ham, spin orbital moment uchun ham fazoviy kvantlanish o'rinli ekanligini tasdiqlandi. Bu esa s ni fundamental kvant soni xabar beradi.

18.7. Spin – orbital o'zaro ta'sir energiyasi

Shtern-Gerlax tajribasi va atom spektrlarini nozik strukturasi tahlilidan ko'ramizki spin uchun giromagnit munosabat qiymati unga mos orbital impuls momentining giromagnit munosabatidan ikki marta katta.

Eksperimentdan olingan spin magnit momenti

$$\mu_s = 2,0024 \left(\frac{e}{2m} \right) L_s \quad (18.19)$$

Bu natijani nazariy jihatdan Dirakning relativistik kvant nazariyasidan ham olish mumkin.

Spin uchun giromagnit munosabat

$$\frac{\mu_s}{L_s} \approx 2 \left(\frac{e}{2m} \right) \quad (18.20)$$

Spin-orbital o'zaro ta'sir bilan bog'liq bo'lgan magnit potensial energiya

$$\Delta E_s = \mu_s B \cos\theta = 2 \left(\frac{e}{2m} \right) L_s \cos\theta \cdot B \quad (18.21)$$

(18.9) munosabatga ko'ra

$$\Delta E_s = 2 \left(\frac{e\hbar}{2m} \right) m_s B \quad (18.22)$$

μ_B – Bor magnetoni orqali ifodalasak

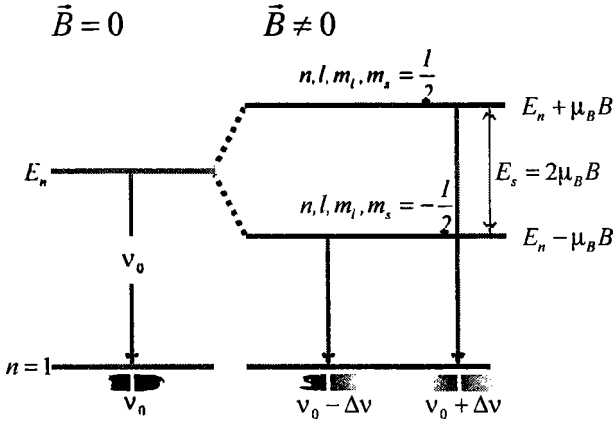
$$\Delta E_s = 2\mu_B \cdot m_s B = \pm \mu_s B, \quad (18.23)$$

bunda, $m_s = \pm \frac{1}{2}$.

Shunday qilib tashqi magnit maydon bo'lmaganda vodorod atomining to'la energiyasi

$$E_{n,l,m_s} = -\frac{me^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2} + 2\mu_B m_s B \quad (18.24)$$

formula bilan aniqlanadi.



18.8-rasm. n holatdan $n = 1$ holatga o'tishda sathning ajralishi (nozik struktura)

n – holatdan asosiy $n = 1$ holatga o'tganda ν – chastotaga ega bo'lgan bitta chiziq, nozik strukturani ajratish qobiliyati bo'lganda esa ikkita chiziqdan iborat bo'ladi.

$$\Delta E_s = \left(E_n + 2\mu_B \left(\frac{1}{2} \right) B \right) - \left[E_n + 2\mu_B \left(-\frac{1}{2} \right) B \right] = 2\mu_B \cdot B$$

Bu holat energetik holat 18.8-rasmda ko'rsatilgan.

$m_s = \pm \frac{1}{2}$ bo'lgani uchun chiziqning multipletligi $2S + 1 = 2 \cdot \frac{1}{2} + 1 = 2$, ya'ni

n, l, m kvant sonlari bilan xarakterlanuvchi har bir sath ikkita sathchaga $m = \frac{1}{2}$ va

$m = -\frac{1}{2}$ ga ajraladi. Bu qoidadan bitta istisno mavjud. Agar elektron s holatda

($l = 0$) yotgan bo'lsa, u holda $\vec{B} = 0$, demak $\Delta E_s = 0$ va nozik struktura yo'q, ya'ni S holat ajralmaydi.

Bu holat aynigan bo'ladi, chunki $m_s = \frac{1}{2}$ va $m_s = -\frac{1}{2}$ lar uchun ham energiyasi bir

va bu ayninishni yo'qotish uchun atomni tashqi magnit maydonga joylash kerak.

Shunday qilib n, l, m kvant sonlari uchun n^2 bo'lgan holat mavjud degan edik, endi

shuni inobatga olsak, holatlar $2n^2$ formula bilan aniqlanadi.

18.8. Ishqoriy metallarning spektrining dublet strukturasi va elektronning spini

Yuqori ajrata olish qobiliyatiga ega bo'lgan spektroskopik asboblarda yordamida nurlanishning har bir chizig'i ikkita chiziqdan – dublet xarakterdan iborat ekanligi aniqlandi.

Ajralish quyidagi qonuniyatlarga ega:

1. Bosh seriyaning chiziqlarining ajralish doimiy emas, chiziqdan chiziqqa o'zgaradi;

2. Diffuziya seriyasi uchun chiziqlar ajralishi bir xil;

3. Keskin seriya chiziqlarining ajralishi ham bir xil.

Yuqorida ko'rdikki chiziqlarning ajralishi faqat n, l, m_l kvant sonlarigagina emas, shu bilan birga m_s – spin soniga ham bog'liq.

Energetik sathlarning nozik strukturasi ishqoriy metallarning nurlanish spektrining omatlarini to'la tushuntiradi.

Buni litiy spektri misolida ko'raylik.

Nozik strukturani hisobga olgan holda litiy atomining barcha energetik sathlari 18.9-rasmda berilgan.

O'tish jarayonida n – bosh kvant soni har qanday songa o'zgarishi mumkin. $2s$ holatga istalgan p – holatdan o'tish mumkin. p holatdan $2s$ holatga o'tish natijasida hosil bo'lgan chiziqlar seriyasi *bosh seriya* deyiladi. Bu o'tishlarning chastotasi

$$\omega = 2s - mp \quad (m = 2, 3, 4, \dots)$$

ko'rinishda belgilaylik.

mp holatdan $2s$ holatga o'tish chastotasi ω . Litiy atomining spektrida bosh seriyadan boshqa seriyalar ham mavjud. Ulardan birinchisi diffuziya seriyasi. Bu seriyaning chastotasi

$$\omega = 2p - md \quad (m = 3, 4, 5, \dots)$$

Bu seriyadagi chiziqlar sal bo'yalgan bo'lgani uchun *diffuziya seriyasi* deyiladi.

Keskin seriya chiziqlari esa keskin bo'lib, chastotasi

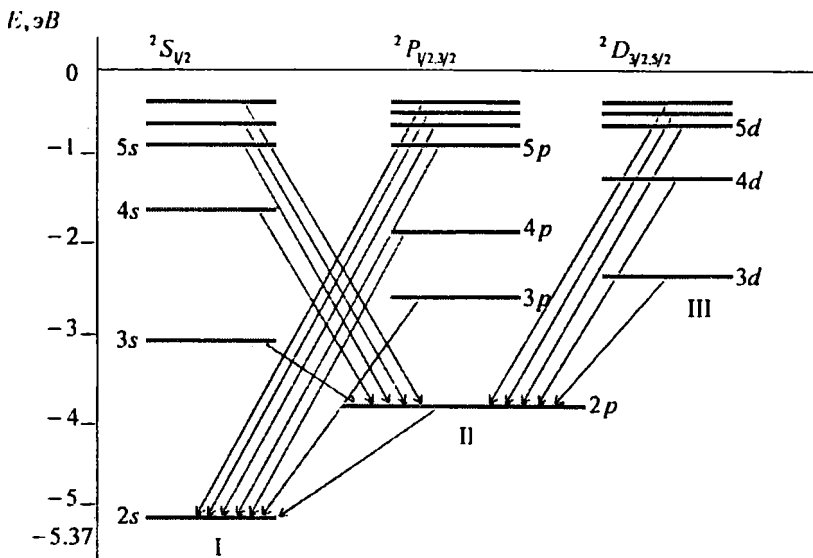
$$\omega = 2p - ms \quad (3, 4, 5, \dots)$$

formula bilan aniqlanadi.

f holatdan $3d$ holatga o'tishda hosil bo'lgan chiziqlar seriyasi spektrning infraqizil qismiga to'g'ri keladi va 18.10-rasmda ko'rsatilgan.

18.9-rasmdagi bosh seriyani tekshiraylik.

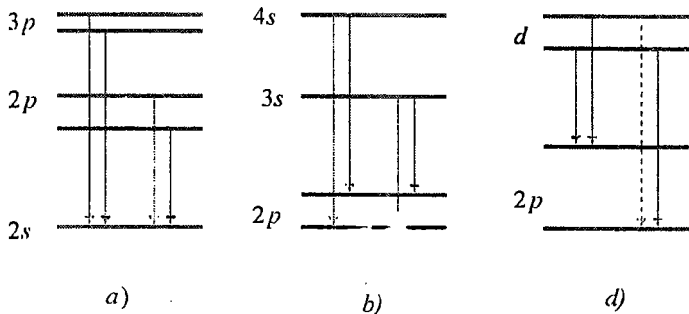
Bir-biriga juda yaqin joylashgan p – sathlardan $2s$ – holatga o'tishda ikki nurlanish chizig'i, ya'ni dublet hosil bo'ladi.



18.9-rasm. Litly atomning energetik sathlari spektri (multipletlik hisobga olingan):
 I bosh seriya;
 II diffuziya seriyasi;
 III keskin seriya.

($m=3,4\dots$)

p – sathlarni ajralishi turlicha; demak, bosh seriyaning turli dubletlarini ajralishi ham turlicha. Xuddi shunday manzara eksperimentda kuzatiladi (18.10-rasmda).



18.10-rasm. a) - p sathlardan $2s$ sathga o'tish chizmasi;
 b) - s sathlardan $2p$ sathga o'tish chizmasi;
 d) - d sathlardan $2p$ sathga o'tish chizmasi;

s sathlardan $2p$ sathga o'tish jarayonida keskin seriya chiziqlari hosil bo'ladi. Uu ajralishda chiziqlar seriyasi bir xil, ular keskin va yopiq ikkita chiziqdan iborat, d

holatdan $2p$ holatga o'tish jarayonida diffuziya seriyasi hosil bo'ladi. d sathlarning ajralishi $2p$ sathlarga ajralishga nisbatan kichikroq bo'ladi (orasidagi masofa d uchun kichik). d sathdan p sathga o'tishda asosan 3 ta chiziq hosil bo'ladi, chunki shtrix bilan ko'rsatilgan chiziq tanlash qoidasiga ko'ra man etilgan. d sathdan p sathga o'tishdagi dastlabki ikkita chiziq bir-biriga juda yaqin joylashgan, shuning uchun qo'shilib ketadi va buziladi. Shu sababli diffuzion chiziq hosil bo'ladi. Uchinchi chiziq, buzilgan chiziqlardan uzoqroqda joylashgan. Umuman olganda, bu uchchala chiziq dublet sifatida qabul qilinadi. Shunday qilib ishqoriy metallarning va vodorodning nurlanishi spektrining dublet tabiati elektronning xususiy magnit momenti borligi bilan yoki boshqacha aytganda spin-orbital o'zaro ta'sir orqali tushuntiriladi. Ajralishga elektronning magnit maydonidan tashqari relativistik effektlar ham ta'sir ko'rsatadi.

18.9. Spinning kelib chiqish tabiati haqidagi mulohazalar

Hozirgi zamonda yaratilgan atom fizikasi va kvant mexanika bo'yicha darslik kitoblarida Spining tabiati haqida deyarli hech narsa yozilmagan. Odatda spinni noorbital, «ichki» yoki «xususiy» impuls momenti degan atamalar bilan ataladi. Bu atamalardan spin tabiatini bilib bo'lmastlik, uni o'rganish mumkin emas degan xulosa kelib chiqadi.

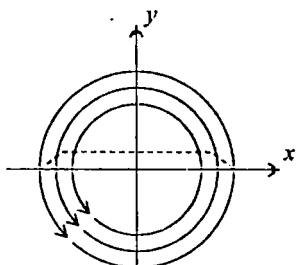
Ayrim manbalarda spining tabiati elektronning ichki tuzilishida yashirilib yotibdi degan xato fikrlarga kelishadi. Dirak tenglamasidan spin sonini bevosita kelib chiqishi ham spin tabiatini ochmaydi.

Kvant mexanikada spinning ko'rgazmali ravshan manzarasining haqida tasavvur yo'qligi uning eng katta kamchiliklardan biridir. Bu kamchiliklardan butunlay holi bo'lmamak ham uni biroz kamaytirish maqsadida 1939-yilda Belinfantning spin modeli va uni asoslashga harakat qilgan H.Oganyanning 1986-yilda «Spin nima o'zi?» degan maqolasiga murojaat qilamiz.

Belinfantning fikriga ko'ra elektron to'liqining maydonida sirkulatsiya (uyurma) qilayotgan energiya oqimi yoki impuls zichligini hosil qilgan momentini spin deb qaraydi. Spinning bunday modeli nafaqat elektronlar uchun, balki fotonlar, mezonlar va gravitonlar uchun ham o'rinlidir; hamma hollarda ham o'zlariga mos maydonlarda spin momenti vujudga keladi. Demak, bu modelga ko'ra elektron spinning klassik analogi bor deyish mumkin bo'ladi. Spin doira bo'ylab qutblangan elektromagnit to'liqinning impuls momentiga o'xshashdir. Bundan tashqari 1928-yilda Gordon elektron to'liqining maydonida zaryad uyurmasining harakati tufayli elektronning magnit momenti paydo bo'ladi degan fikrni beradi. Bundan chiqadiki, na spin, na magnit moment elektronning ichki hossasi emas, balki ularning ikkalasi ham uning to'liqiniga, maydon strukturasisiga bog'liq degan fikr kelib chiqadi. Spinning fizik tabiatini oydinlashtiradigan bu model nimagadir shu paytgacha tan olinmadi. Oganyan bu kamchilikni yo'qotish maqsadida o'zining maqolasida Belinfant va Gordon ishlarini yana bir bor eslatib, shu model foydasiga ma'lum bir hisoblar berdi.

Biz bu haqida juda qisqa to'xtalamiz va matematikasini keltirmaymiz. Elektromagnit maydonda energiya oqimi $\frac{(\vec{E} \times \vec{B})}{\mu_0}$ Poynting vektori bilan aniqlanadi.

Impuls zichligi \vec{G} esa undan faqat $\frac{1}{c^2}$ ko'paytmaga farq qiladi, ya'ni $\vec{G} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{\mu_0 c^2}$.



18.11-rasm. Doira'iy elektromagnit to'lqin paketida vaqt bo'yicha energiya oqimining sirkulatsiyasi.

Cheksiz yassi to'ldirida \vec{E} va \vec{B} vektorlar hamma yerda to'lqin vektorga perpendikular, energiya oqimi esa hamma yerda parallel. Biroq chekli ko'ndalang to'lqin uchun \vec{E} va \vec{B} vektorlarning har biri to'lqin vektorga parallel bo'lgan komponentaga (kuch chiziqdari yopiq), energiya oqimi esa perpendikulyar bo'lgan tashkil etuvchiga ega. 18.11-rasmda doira bo'ylab qutblangan to'lqinning ko'ndalang yo'nalishidagi energiya oqimini z yo'nalishida tarqalishi vaqt bo'yicha tasvirlangan.

To'lqin z o'qiga nisbatan silindrik simmetriyaga ega, x va y o'qlari bo'yicha uning o'lchamlari cheklangan. Energiya oqimi

uyurmasining tashkil etuvchisi 18.11-rasmda tasvirlangan. Biroq uni z o'qi bo'yicha parallel yo'nalgan bo'ylama tashkil etuvchisi ham bor. Shu bois sirkulatsiya qilayotgan natijaviy energiya oqimi speral ko'rinishda bo'ladi. Energiya oqimining sirkulatsiyasini bo'lishi to'lqin tarqalayotgan yo'nalish bo'ylab impuls momenti bor ekanligidan darak beradi. Xuddi shu impuls momentini to'lqin spin deb atash mumkin. Simmetriya buzilganda yoki to'lqin koordinata boshiga nisbatan surilganda qo'shimcha «orbital» impuls momenti hosil bo'ladi. Shunday qilib, spinning mavjudligi haqidagi fikrni elektron maydonida energiya oqimini sirkulatsiyasi orqali tushuntirilsa magnit momentining borligini elektron to'lqinining maydonida elektr zaryadi oqimining sirkulatsiyasi orqali tushuntiriladi. Elektron tinch holatda yotganda ham zaryad oqimi mavjud ekanligi Dirak nazariyasidan ham kelib chiqadi.

Shunday qilib, yuqoridagi modeldan quyidagi fikrlarni bildirish mumkin. Spin mohiyati ilmiy jihatdan kvant mexanik hossa emas; hisoblar ko'rsatadiki, klassik va kvant mexanikdan qat'iy nazar spin to'lqin hossadir. Ular orasidagi yagona farq shundaki, klassik to'lqin spini uzluksiz makroskopik kattalik, kvant spin esa kvant mexanik kvant bo'lib, u diskret qiymatlarga ega. Spin haqiqatan ham «xususiy» moment. Chunki u atrof muhit sharoitiga bog'liq emas. Biroq u ichki hossa emas, ya'ni spin to'lqin yoki elektronning ichki strukturasi bilan aniqlanmaydi. Albatta bu masalani yuqoridagi mavjud fikrlar bilan tushuntirish uchun original maqolaga murojaat qilish kerak.

SAVOLLAR

1. Qaysi muammolarni Shryodinger nazariyasi tushuntirib bera olmadi?
2. Spektrning nozik strukturasi deb nimaga aytiladi?
3. Multitpletlik nima? Singlet, dublet, triplet va kvartet chiziqlar qanday chiziqlar?
4. A.Kompton elektronni qanday zarra deb qaradi?
5. Gaudsmit va Ulenbek qanday gipotezani ilgari surdilar?
6. Geyzenberg, Bor, Kramerslar nima uchun Gaudsmit va Ulenbek gipotezasiga qarshi edilar?
7. Elektronni o'z o'qi atrofida aylana olishiga qarshi bo'lgan ikki gipotezani keltiring?
8. Spin deganda nimani tushunasiz?
9. Qaysi tenglamadan spin momenti bevosita kelib chiqadi?
10. Qo'shimcha magnit energiya qanday hosil bo'ladi? Uning formulasini yozing.
11. Spini e'tiborga olganda to'la energiya formulasini yozing.
12. Spin momenti va spin magnit momentini kvant sonlari orqali yozing va tushuntiring.
13. Nima uchun spin kvant soni, odatda, ko'p ishlatilmaydi?
14. Magnit kvant soni nima?
15. Elektronning atomdagi energetik holatini to'la tavsiflovchi kvant sonlarni yozing.
16. Spini yarim butun qiymatga ega bo'lgan zarralarga qanday zarralar deyiladi?
17. Spini 0,1,2 ga teng bo'lgan zarralarga qanday zarralar deyiladi?
18. Spini yarim butun qiymatga ega bo'lgan zarralar qanday statistikaga bo'ysunadi?
19. Spini butun qiymatga ega bo'lgan zarralar qanday statistikaga bo'ysunadi?
20. Spini $\frac{1}{2}$ ga teng bo'lgan zarralarning tashqi magnit maydonga nisbatan olgan holatlarini grafikda tasvirlang.
21. Spini 1 ga teng bo'lgan zarralar (masalan, foton) ning tashqi maydondagi holatlarini tasvirlang.
22. Fotonning impuls momenti uning energiyasi bilan qanday bog'langan?
23. Fotonning impuls momentining proyeksiyasi va formulasini yozing.
24. Mikroto'lqin dvigatelingning ishlash prinsipini tushuntiring.
25. Fotonning impuls momentini o'lchash g'oyasini kim bergan?
26. Nojins magnit maydonning dipol magnit momentga ta'sirini tushuntiring.
27. Larmor pretsessiyasi va chastotasini tushuntiring.
28. Atomga ta'sir etgan kuchni, protonning hosi qilgan magnit induksiyasi \vec{B} bilan bog'lang.

29. Shtern-Gerlax tajribasini tushuntiring.
 30. Nima uchun Shtern-Gerlax o'z tajribasini qilganda kumush atomlar dastasidan foydalandilar?
 31. Fotoplastinkaga tushgan elektronlar dastasi nima uchun ikkita ajraldi?
 32. Shtern-Gerlax tajribasi bilan elektronlarni saralab bo'ladimi?
 33. Fazoviy kvantlanish hodisasini tushuntiring.
 34. Spin-orbital o'zaro formulasini yozing va tushuntiring.
 35. Elektron uchun olingan xususiy giromagnit munosabat bilan orbital moment uchun giromagnit munosabatni siz qanday tushuntirasiz?
 36. Sathni dublet ajralishini biror misolda tushuntiring.
 37. Ishqoriy metallar spektr strukturasi qanday qonuniyatga bog'liq?
 38. Bosh seriya, diffuziya seriya va keskin seriyalar deb nimaga aytiladi?
- Ular uchun o'tish chastotalarini yozing.
39. Litiy atomining energetik sxemasini chizing va spektrini tushuntiring.
 40. Spinning kelib chiqish tabiati haqida siz qanday fikrsiz?
 41. Spinning fizik manzarasini Belinfant qanday tushuntiradi?
 42. Aytingchi, spinning fizik tabiatini bilib bo'ladimi?
 43. Kvant mexanikada yo'nalish va oriyentatsiya qanday tushuntiriladi?
 44. Elektronning magnit moment yo'nalishini aniqlash mumkinmi?
- Mulohazalaringizni tasdiqlang.
45. Mikrozarralarni oliy aql boshqaradi degan fikrga qanday qaraysiz?
 46. Spinni aylanishi deganda nimani tushunasiz?
 47. Elektron o'z atrofida 720° ga aylanganda o'zining asl vaziyatiga qaytadi. Nima uchun 720° da?
 48. Shu bob haqida o'z fikringizni bering.

MASALALAR

18.1. $\bar{\mu}_s$ ni z komponentasi $\bar{\mu}_{sz} = -2m_s\mu_B$ ga tengligini ko'rsating (Bunda z o'q yo'nalishiga protonning elektron atrofida orbital aylanishi tufayli hosil bo'lgan magnit maydon induksiyasi B ning yo'nalishiga mos tushadi. Bu komponentni eksperimental tushuntirish mumkinmi?). Bu natijaga ko'ra μ_B ni spin dipol momentini o'lchashning universal birligi deyish mumkinmi? $\bar{\mu}_s$ fazoviy aniqlanganmi? $\bar{\mu}_s$ fazoviy kvantlanish diagrammasini chizing.

18.2. $\bar{\mu}_s$ ni xy tekislikka proyeksiyasi $\bar{\mu}_s(xy) = 2\mu_B\sqrt{s(s+1) - m_s^2}$ formulasi bilan aniqlanishini isbotlang.

18.3. $\bar{\mu}_s$ ni absolut qiymati $\bar{\mu}_s = 2\mu_B\sqrt{s(s+1)}$ formulasi bilan aniqlanishini isbotlang. μ_x , μ_y va $\bar{\mu}_s(xy)$ larni soniy qiymatlarini toping? Bunda kvant sonlari

$$m_s = \frac{1}{2}; m_l = 2, m_s = -\frac{1}{2}; m_l = 1, m_s = -\frac{1}{2}; m_l = 1, m_s = \frac{1}{2}.$$

18.4. Nozik strukturani hisobga olgan holda vodorod atomining energetik sathlarining farqini quyidagi kvant sonlari guruhi uchun toping. $n = 2, l = 1, m_l = 0,$

$$m_s = \frac{1}{2} \text{ va } n = 2, l = 1, m_l = 0, m_s = -\frac{1}{2}.$$

- a) elektronvoltlar va joularda;
b) chastota birligida va metrlarda.

Atomni asosiy holatda deb hisoblang, $R = r_1 = 0,53 \text{ \AA}, f = 7 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$.

18.5. Bor nazariyasida n orbitada aylanayotgan elektronning tezligi

$$v_n = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar^2} \frac{1}{n^2} \text{ tenglikdan topiladi. Bu ifodani Bor postulatidan foydalanib toping.}$$

a) $n = 2, l = 1, m_l = 0, m_s = \frac{1}{2}$ holat uchun nozik strukturani inobatga olgan holda energiya farqini hisoblang. Atom $n = 2$ holatini uyg'ongan holatda deb hisoblang;

b) agar o'tish $n = 2, l = 1, m_l = 0, m_s = \frac{1}{2}$ holatdan $n = 2, l = 1, m_l = 0, m_s = -\frac{1}{2}$ holatga o'tgan bo'lsa, chiqqan fotonning to'liq uzunligini toping.

18.6. 18.5-masala shartiga ko'ra $\frac{v_n}{c} \approx \frac{7,33 \cdot 10^{-3}}{n}$ ekanligini ko'rsating.

a) agar bu tezlik uchun relativistik effektni hisobga olsak, Bor nazariyasida mumkin bo'lgan energiyalar $E_n = -\frac{me^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2 n^2} + \Delta E_n,$ bunda

$\Delta E_n = \frac{1}{4} \frac{v^2}{c^2} \left(-\frac{me^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2} \right)$ formuladan topiladi. Relativistik tuzatishni (Ev da) $n = 100$ va $n = 1$ sonlar uchun hisoblang.

$$b) \text{ aniq hisoblar } \Delta E_n = \left(-\frac{me^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2} \right) \frac{\alpha^2}{n} \left(\frac{3}{4n} - \frac{1}{l + \frac{1}{2}} \right), \text{ bunda } \alpha = \frac{v_1}{c} = \frac{e^2}{4\pi^2\epsilon_0\hbar c} -$$

nozik struktura doimiysi. Bu ifoda yordamida $n = 2, l = 1$ uchun ΔE_n ni hisoblang.

18.7. Nozik struktura doimiysi $\frac{1}{137}$ ga teng ekanligini hisoblang.

18.8. Vodorod atomi uchun spin-orbital o'zaro ta'sir tufayli hosil bo'lgan nozik struktura uchun to'liq uzunlik farqini toping.

18.9. Atom 4p holatda yotibdi. Topping:

- a) spin-orbital o'zaro ta'sir bo'lganda multipletdagi komponentalar sonini;
b) har bir komponenta magnit maydonda qancha sathchaga ajraladi?
d) 4p holatdagi atom magnit maydonda bo'lsa sathlarning to'la sonini.

18.10. Ishqoriy metallar uchun elektron nurlanish uchun quyida ko'rsatilgan o'tishlarni qaysi birlari tanlash qoidalari bilan man qilingan:

$${}^2D_{\frac{3}{2}} \rightarrow {}^2P_{\frac{1}{2}}; {}^2D_{\frac{3}{2}} \rightarrow {}^2S_{\frac{1}{2}}; {}^2F_{\frac{5}{2}} \rightarrow {}^2P_{\frac{3}{2}}; {}^2F_{\frac{7}{2}} \rightarrow {}^2D_{\frac{5}{2}}; {}^2D_{\frac{5}{2}} \rightarrow {}^2P_{\frac{1}{2}}?$$

18.11. Shtern-Gerlax tajribasida kumush atomlarining ingichka dastasi o'ta nojins magnit maydonidan o'tib fotoplastinkaga kelib tushadi (18.6-rasm). Magnit qutblari orasidan o'tgan dasta yo'lining uzunligi $a = 0,1M$, magnit bilan fotoplastinka orasidagi masofa $b = 0,2M$ va atomlarning tezligi $v = 300M/c$ bo'lsin. Nojins magnit maydon ta'sirida kumush atomlarining dastasi ikkita dastachalarga ajralishi tufayli fotoplastinkada hosil bo'lgan ikkita dog' orasidagi masofa $\Delta z = 2,0mM$ bo'lsa magnit maydon induksiyasining gradiyenti qanchaga teng bo'ladi?

18.12. Atomlarning ingichka dastasi Shtern-Gerlax quzilmasida kuchli nojins magnit maydonidan o'tkazildi (18.6-rasm). Agar dastaning 4,6 va 9 ta komponentalarga ajralishi ma'lum bo'lsa 4F , 6S va 5D holatdagi atomlarning magnit momentlari proyeksiyalarining maksimal qiymatlarini toping. 3D_2 va 5F_1 holatda yotgan atom dastalari nechta komponentalarga ajraladi.

18.13. ${}^4F_{\frac{3}{2}}$ holatda bo'lgan vanadiy atomlari dastasi Shtern-Gerlax quzilmasidagi nojins magnit maydonidan o'tkazildi. Agar $a = 0,1M$, $b = 0,2M$, $\frac{dB}{dz} = 23 \frac{kGc}{cm}$ va atomlarning kinetik energiyasi $K = 40MeV$ ga teng bo'lsa, u holda fotoplastinkada hosil bo'lgan dog'lar orasidagi masofani toping (18.6-rasm).

18.14. Atomlarning magnit momentini eksperimental aniqlash uchun Shtern-Gerlax metodidan foydalaniladi. Bu metodda kollimatsiyalangan atom dastalari qutblari maxsus formaga ega bo'lgan (18.6-rasm) magnitni hosil qilgan nojins magnit maydonidan o'tkazildi. Bunday nojins magnit maydonda atomga ta'sir qilgan kuch $F = (\vec{\mu}, \vec{\nabla})\vec{B}$ ekanligini ko'rsating. Bu formulada $\vec{\mu}$, atomning magnit momenti \vec{B} maydonning magnit induksiyasi. Bu masalani yechish uchun vektor tahlilning quyidagi formulasidan foydalaning:

$$\nabla(\vec{a}\vec{b}) = (\vec{b}\nabla)\vec{a} + [\vec{b}[\nabla\vec{a}]] + (\vec{a}\nabla)\vec{b} + [\vec{a}[\nabla\vec{b}]].$$

18.15. 18.14-masalaning natijasidan va vektor modeldan foydalanib z o'qi atroflida pretsessiya qilayotgan atom magnit momentini mos holda vaqt bo'yicha o'ttinchalangan $\langle F_z \rangle$ kuchni z o'qiga proyeksiyasini yozing.

18.16. 18.15-masalaning natijasidan foydalanib dasta atomlariga ta'sir etuvchi F kuchni kvant qiymatlar olishini ko'rsating. Ushbu kuchning barcha turli qiymatlarini to'la sonini toping.

18.17. Asosiy holatda bo'lgan vodorod atomlari va ${}^4F_{\frac{3}{2}}$ holatda bo'lgan asosiy atomlari Shtern-Gerlax tajribasida nechta komponentaga ajraladi.

18.18. Atomning elektron qobig'idagi elektronlarning z qanday bo'lganda Shtern-Gerlax tajribasida atomlarning dastlabki dastasi ajralganda hosil bo'lgan komponentalar soni qanday bo'ladi?

18.19. Shtern-Gerlax tajribasida magnit maydon gradiyenti $\frac{\partial B_z}{\partial z} = 500 \text{ T/m}$, $a = 0,1 \text{ m}$, $b = 1 \text{ m}$ (18.6-rasm). Tajribada kumush atomlari dastasi olingan bo'lib, uning magnit momentini z o'qiga proyeksiyasi μ_B ga teng. Kumush atomlari dastasi chiqayotgan manbaning harorati 600 K . Fotoplastinkada hosil bo'lgan ikkita dog' orasidagi masofani toping.

18.20. Vodorod atomida spin orbital o'zaro ta'sir tufayli hosil bo'lgan nozik struktura uchun to'lqin uzunliklar orasidagi farqni hisoblang.

**XIX bob. Mavzu: TASHQI MAGNIT MAYDONDA ATOM.
ZEYEMANNING NORMAL VA ANOMAL EFFEKTI**

Reja:

- 1) 1 Kvant sonlari, energetik sath va tashqi maydon.
- 1) 2 Tushqi magnit maydonning atomga ta'siri. Lorents tripleti. Zeyeman effekti.
- 1) 3 Zeyeman effektining klassik nazariyasi.
- 1) 4 Zeyeman effektining norelativistik Shryodinger tenglamasi asosida tushuntirish.
- 1) 5 Zeyeman normal effektining kvant tavsifi. Tanlash qoidalari.
- 1) 6 Kuchsiz magnit maydonda atom. Zeyeman anomal effekti.
- 1) 7 Kuchli magnit maydonda atom. Pashen-Bak effekti.

Musalaning qo'yilishi. Bu bobda magnit maydonga joylangan atomning chiqarish spektridagi spektral chiziqlarining bir qancha komponentlariga ajralishi va bu ajralishning sabablari haqida so'z boradi. Radiatsion o'tishlar tanlash qoidalari, Zeyemanning normal va anomal effekti, shuningdek, Pashen-Bak effektining kelib chiqish sabablari o'rganiladi. Zeyeman effektining klassik Lorents nazariyasi, norelativistik Shryodinger tenglamasi asosida tushuntirish va kvant nazariyasi bilan tanishtiriladi. Albatta Zeyeman effektining kvant nazariyasini faqat Dirak nazariyasi asosida yaratish mumkin va bu holda relativistik effektlar bilan bir qatorda spin effektlarini ham hisobga olish kerak bo'ladi. Biz bu bobda faqat Dirak nazariyasiga murojaat qilmasdan Zeyeman effektini ko'proq fizikasiga o'libormi qaratamiz.

Zeyeman effektini talaba yaxshi tushunishi va bilishi zarur. Zeyeman effekti faqat fizika sohaları uchun, balki shu bilan birga u astrofizika, kimyo va biologiya sohalaridagi magnit maydonga bog'liq bo'lgan kvant hodisalarini tushuntirishda ham foydali bo'ladi.

Mavzu qahramonlari

1) 1 J.Shtark – elektr maydonda spektral chiziqlarning ajralishi (parchalanishi) hodisasi (Shtark effekti) va kanal nurlarida Dopler effektini kashf etgan. 1919-yilda Nobel mukofotiga sazovor bo'lgan.

1) 2 H.A.Lorents – nurlanish jarayonida magnetizm ta'sirini o'rganganligi uchun 1902-yilda Nobel mukofotiga sazovor bo'lgan.

1) 3 Piter Zeyeman – Zeyeman effektini kashf etganligi uchun Lorents bilan birgalikda Nobel mukofotiga sazovor bo'lgan.

1) 4 J.Pashen – 1912-yilda E.Bak bilan birgalikda kuchli magnit maydonida spektral chiziqlarining ajralishini kashf qilgan.

1) 5 J.Bak – Pashen-Bak effektining mualliflaridan biri.

XIX bob. TASHQI MAGNIT MAYDONDA ATOM. ZEYEMANNING NORMAL VA ANOMAL EFFEKTI

19.1. Kvant sonlari, energetik sath va tashqi maydon

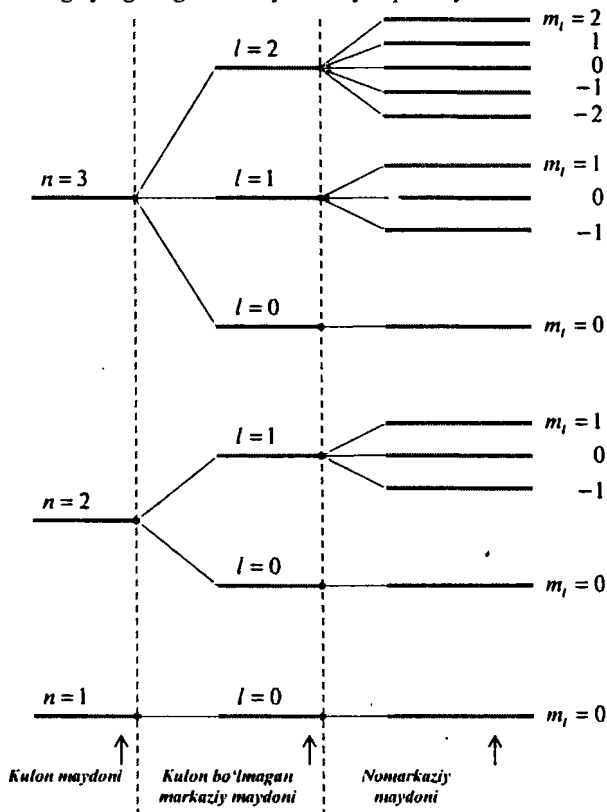
Shryodinger tenglamasini vodorod atomi uchun yechganda biz vodorod atomining energetik sathlari faqat bosh kvant soni n ga bog'liq bo'lib, l va m_l kvant sonlariga bog'liq emasligini ko'rsatgan edik. Demak, energiyani bilish uchun n qiymatini bilish yetarli, agar n aniqlangan bo'lsa, u holda energiya l va m_l kattaliklarga bog'liq emas. Shuning uchun ham umuman qaraganda bir xil energiyaga ega bo'lgan juda ko'p turli holatlar bo'lishi mumkin. Boshqacha aytganda sistema «aynigan» bo'lishi mumkin.

Eng pastki holat uchun $n=1$. Ushbu hol uchun radial to'liqin funksiya bitta tugunga ega bo'lib, u ham koordinata boshiga to'g'ri keladi. $n=N_r+l$ (N_r —radial to'liqin funksiyaning tugunlari soni) bo'lgani uchun $l=0$. Shuning uchun holat aynimagan, chunki $n=1$ da $l=m_l=0$ va faqat bitta to'liqin funksiya ega bo'lamiz.

Keyingi holat uchun $n=2$. Bu kvant soniga to'rtta holat to'g'ri keladi ($n=2$ uchun $l=0,1$ va $m_l=-1,0,+1$). $l=1$ uchun radial to'liqin funksiya ikkita tugunga ega bo'lishi mumkin ($N_r=2$ va $l=m_l=0$). Bosh kvant sonning katta qiymatlari uchun aynish darajasi ham yuqori bo'ladi. Masalan, $n=5$ bo'lsa, u holda 25 ta energetik sath bo'ladi. Lekin tashqiy maydon ta'siri bo'lmaganda bu sathlarning barchasining energiyasi bir xil qiymatga ega, ya'ni «aynigan» bo'ladi. «Aynish»ni yo'qotish uchun tashqi magnit maydon ta'sir etishi kerak bo'ladi.

Yuqorida aytilgan gaplar, ya'ni energiyaning faqat n ga bog'liq bo'lib, l ga bog'liq bo'lmashligi faqat vodorod atomi va uch o'lchovli izotropik garmonik ossillator uchun o'rinli, vodorod atomidan farqli bo'lgan boshqa atomlar uchun energiya faqat n ga bog'liq bo'lmashdan, shu bilan birga l ga ham bog'liqdir. Nima uchun? Vodorod bo'lmagan atomlarning berilgan elektroni uchun potensial energiya $-Ze^2/r$ ga teng bo'lmashdan, balki boshqa elektronlarning ekranlashtiruvchi ta'siri tufayli uning (potensial energiya) ko'rinishi boshqacha bo'lishi mumkin. Kulon potensialidan og'ishish qancha katta bo'lsa bir xil n ga ega bo'lgan energetik sathlar orasidagi energiya farqi shuncha katta bo'lishi mumkin va bu farq l ga bog'liq. Og'ir bo'lgan atomlar uchun bu og'ishish xarakterli. Shuning uchun bir xil n ga va turli l ga ega bo'lgan energetik sathlar orasidagi farq atomning tartib nomeri Z ga bog'liq. Z qanchalik katta bo'lsa, bu sathlar orasidagi farq ham shunchalik ortadi. Hatto n aynishga ega bo'lgan vodorod atomi uchun ham unga tashqi elektr maydon qo'yilganda l ga bog'liq har bir energiya sathni o'zgartirishi mumkin. Elektr maydon ta'sirida atomning energetik sathlarining o'zgarishiga *Shtark effekti* deyiladi. Spin va relativistik effektlarning ta'siri ham ushbu sathlarni ajratishi (parchalashi) mumkinki, bu holni odatda *nozik struktura* deb atashadi.

Bir xil n va l lekin turli m_l ga ega bo'lgan sathlarning aynishi barcha markaziy maydonlar uchun, ya'ni «radiusga bog'liq bo'lgan potentsiallar uchun hosidir. Bu ma'lum, chunki radial tenglama (17.4) dan topiluvchi energiyaning qiymatlari m_l ga bog'liq emas, balki l kvant soni bilan belgilanadigan to'la impuls momentiga bog'liq. Agar maydon markaziy bo'lmasa bu aynish yo'qoladi. Tashqi magnit maydon ta'sirida maydon markaziy bo'lmay qoladi va turli m_l kvant soniga ega bo'lgan turli energiyaga ega bo'lgan energetik sathlar hosil bo'ladi. Tashqi magnit maydon ta'sirida energetik sathlarning ajralishi *Zeyeman effekti* deyiladi va bu effekt bilan keyingi bandalarda mufassal tanishamiz. 19.1-rasmda vodorod atomining turli energetik sathlarning ayniganligi va bu aynishni yo'qotish yo'llari tasvirlangan.



19.1-rasm. Vodorod atomining energetik sathlarni aynishi va yo'qolishi yo'llari.

19.2. Tashqi magnit maydonning atomga ta'siri. Lorents tripleti. Zeyeman effekti

Tashqi magnit maydonga joylashtirilgan atomlar bug'ining nurlanish spektridagi chiziqlarni bir qancha komponentalarga ajralish hodisasiga *Zeyeman effekti* deyiladi. 1892-yilda gollandiyalik fizik Piter Zeyeman eksperimentlarining birida kuchli magnit maydon hosil qilgan magnit qutblari orasiga joylashtirilgan natriy alangasining spektrini yorqin sariq chizig'ini kengayganligini ko'rdi. Xedrik Lorentz bu eksperiment natijasini chuqur tahlil qilib, o'zi yaratgan elektron nazariya asosida spektr chiziqning kengayishiga sabab uni magnit maydoni ta'sirida qutblangan bo'lish kerak degan taxmini berdi. Lorentsning elektron nazariyasiga ko'ra bu chiziq uchta komponentadan iborat bo'lishi kerak edi. Zeyeman o'zining spektroskop metodini takomillashtirib, haqiqatan ham natriyni sariq chizig'i uchta komponentadan (chiziqcha) tashkil topganligini ko'rdi va Lorens nazariyasining to'g'ri ekanligini tasdiqladi. Maydon induksiyasining chiziqlariga nisbatan perpendikular yo'nalishda natriy olingan spektriga qaragan Zeyeman spektri chizig'ining chekka (chap va o'ng) qismlarida qutblanish tekisligi tashqi magnit maydon vektorining yo'nalishiga parallel ekanligini, spektarning markaziy qismida esa magnit maydon yo'nalishiga perpendikulyar ekanligini aniqlikda. Zeyeman bu tajribada Lorents aytgan uchta komponentani ko'rishga muvofiq bo'ldi. Uchta komponentadan tashkil topgan spektral chiziqni Lorents tripleti deb atashadi. Zeyemanning normal effekti klassik fizika tasavvuri asosida to'g'ri tushuntiriladi. Ushbu effektini klassik nazariyasiga binoan ham tushuntirib berish imkoni bo'lgani uchun ham normal effekt deb atashadi. Zeyemanning normal effekti Shryodingerning to'liq tenglamasi yordamida ham to'la tushuntiriladi.

Keyingi paytda qilingan eksperiment natijalari shuni ko'rsatadiki, turli atomlarning kuchsiz tashqi magnit maydonga joylashtirganda, ularning spektrlari uchta komponentalarga ajraladi, qutblanishning murakkab xarakteri namoyon bo'ladi. Spektral chiziqni uchta komponentalarga ajralish hodisasini Zeyemanning anomal effektini klassik elektron nazariya ham, Shryodingerning norelativistik kvant mexanikasi ham tushuntirib berolmadi. Bu hodisani tushuntirish uchun yangi tushuncha lozim edi. Dirakning relativistik kvant mexanikasi va spin tushunchasini qo'llash orqali Zeyemanning anomal effektini to'la tushuntirib berish imkoni bo'ldi.

1912-yilda F.Pashen va E.Bak juda kuchli bo'lgan magnit maydonida Zeyemanning anomal effektini yo'qolib, dublet va triplet chiziqlarni oddiy Lorentz tripletlariga o'tishini kashf qilishdi. Bu hodisani Pashen-Bak effekti deyiladi.

Umuman olganda, Zeyemanning normal va anomal effektlari hamda Pashen-Bak effekti hozirgi paytda kvant mexanik tasavvur asosida to'la tushuntiriladi. Atom tuzilishi va uni tashqi magnit maydon bilan o'zaro ta'siri to'la o'rganilgan.

19.3. Zeyeman effektining klassik nazariyasi

Lorentsning elektron nazariyasi tomsonning atom modeliga asoslangan bo'lib nurlanayotgan atomda elektron elastik kuch ta'sirida harakat qiladi, ya'ni

$$\vec{F} = -k\vec{r} \quad (19.1)$$

(19.1) formuladagi k -elastik koeffitsiyenti elektronning massasi va tebranishning doiraviy chastotasiga bog'liq:

$$k = m_e \omega_0^2 \quad (19.2)$$

Induksiyasi \vec{B} ga teng bo'lgan bir jinsli va doimiy maydonga elektronning harakati tenglamasi

$$m_e \ddot{\vec{r}} + m_e \omega_0^2 \vec{r} = -\frac{e}{c} [\dot{\vec{r}} \vec{B}] \quad (19.3)$$

Bunda e -elektron zaryadi.

(19.3) ni \vec{B} -magnit induksiyasi bo'ylab proyeksiyasini olsak, u holda $H_x = B_y = 0$, $B_z = B$. Natijada

$$\begin{aligned} \ddot{x} + \omega_0^2 x + \frac{e}{m_e c} \dot{y} B &= 0 \\ \ddot{y} + \omega_0^2 y - \frac{e}{m_e c} \dot{x} B &= 0 \\ \ddot{z} + \omega_0^2 z &= 0 \end{aligned} \quad (19.4)$$

tenglamaga ega bo'lamiz. (19.4) tenglamalar sistemasidagi ikkinchi tenglamani i ko'paytirib, birinchi tenglamaga qo'shamiz va

$$\ddot{\varepsilon} + \omega_0^2 \varepsilon - 2i\omega_L \dot{\varepsilon} = 0 \quad (19.5)$$

tenglamaga ega bo'lamiz, bunda $\varepsilon = x + iy$. $\omega_L = \frac{eB}{2mc}$ - tebranish Larmor chastotasi.

(19.5) tenglamani $\omega_L \ll \omega_0$ holdagi yechimi

$$\varepsilon = e^{i\omega_0 t} \left\{ A e^{i\omega_L t} + B e^{-i\omega_L t} \right\} \quad (19.6)$$

ko'rinishda bo'ladi. (18.4) dagi t -koordinata uchun

$$z = C e^{\pm i\omega_0 t} \quad (19.7)$$

Oxirgi ifodadan ko'rinadiki magnit maydon ta'sirida elektronning tebranish chastotasi (uch o'lchovli ossillator) o'zgaradi. Magnit maydonda turgan atom uchta chastotaga ega bo'lgan nurlanish hosil qiladi:

$$\omega_0 - \omega_L, \quad \omega_0, \quad \omega_0 + \omega_L \quad (19.8)$$

Klassik nazariyaga binoan o'z tebranishi yo'nalishida ossillator nur chiqarmaydi. Shuning uchun π -o'qi bo'ylab nurlanayotgan atomga qaraganda biz ikkita chiziqni ko'rsatamiz (Zeyeman effektida magnit kuch chiziqlari bo'ylab qaraganda ana shu ikkita chiziqni ko'rgan). π -o'qi bo'ylab tebranayotganda ω_0 -komponenta nurlanishi kuzatilmaydi. Boshqa barcha yo'nalishlarda uchinchi komponentalar kuzatiladi.

(19.6) va (19.7) formulalar yordamida elektronni tebranishini tavsiflash, tebranishni bo'ylama tashkil etuvchisini π -o'qi bo'ylab va ikkita ko'ndalang tashkil etuvchi yoyishni anglatadi. Ko'ndalang tashkil etuvchilardan biri o'ngga, ikkitasi esa chapga aylanishni xarakterlaydi. Bu degani magnit maydoni bo'ylama to'lqinga ta'sir ko'rsatmaydi, u faqat magnit maydonga perpendikular tekislikda joylashishi doiraviy nurlanishlarga ta'sir qiladi.

19.4. Zeyeman effekting norelativistik Shryodinger tenglamasi asosida tushuntirish

O'zgarmas magnit maydon uchun gamiltonianni qo'yidagicha yozish mumkin:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + \frac{eB}{2mc} \frac{\hbar}{i} \left(x \frac{\partial}{\partial y} + y \frac{\partial}{\partial x} \right) + \frac{e^2}{8mc^2} \bar{B}^2 (x^2 + y^2) + V \quad (19.9)$$

Bunda, \bar{B} – magnit o'qi bo'ylab yo'nalgan magnit maydon induksiyasi, $\frac{\hbar}{i} \left(x \frac{\partial}{\partial y} + y \frac{\partial}{\partial x} \right) = L_z$ – harakat miqdori momenti. x va y – koordinatalar, V – potensial, c – yorug'lik tezligi, m – elektron massasi, e – elektron zaryadi.

(19.9) tenglama yordamida magnit maydonida yotgan energetik sathlarini parchalanishiga doir masalalarni echish mumkin. Buning uchun \hat{H} – operatorni sferik koordinatada ifodalash qulay

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{L^2}{\hbar^2 r^2} \right) + \frac{e\bar{B}}{2\mu c} \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{e^2}{8\mu^2 c^2} \rho^2 + V(r) \quad (19.10)$$

Bunda, $\rho^2 = x^2 + y^2$, μ – keltirilgan massa, $V(r)$ – sferik simmetrik potensial, $L_z = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial \varphi}$ – impuls momenti operatori.

(19.10) gamiltonian magnit maydon bo'lmaganda gamiltonian bilan quyidagilar bilan farq qiladi.

1) $\frac{e\hbar}{2\mu c} \frac{B}{i} \frac{\partial}{\partial \varphi}$ had paydo bo'ladi. Bu had maydonga proporsional va B ga qo'shiladi.

2) $\frac{e^2 B^2}{2\mu c^2} \rho^2$ – had effektiv potensialga qo'shiladi. Bu hadda B^2 kattalik mavjud bo'lib, kuchsiz maydonlar uchun ikkinchi tartibiga tuzatish beradi va uni e'tiborga olmasa ham bo'ladi.

Birinchi tartibdagi effektini inobatga olsak, u holda gamiltonianda faqat $\frac{e\hbar}{2\mu c} \frac{B}{i} \frac{\partial}{\partial \varphi}$ had qoladi. Bu yaqinlashishda ham gamiltonian L^2 va L_z bilan kommutativdir. Bu deganni L^2 , L_z va B larni xususiy qiymatlarini bir vaqtda o'lichash mumkin.

Agar $L^2 = l(l+1)\hbar$ va $L_z = m\hbar$ desak

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{l(l+1)}{r^2} \right) + \frac{e\bar{B}}{2\mu c} \hbar m_l + V(r) \quad (19.11)$$

gamiltonianni olamiz. Bu gamiltoniandan ko'ramizki magnit maydonni atomga ta'siri natijada energiyaga qo'shiladigan doimiy kattalik magnit kvant soni m_l – turli bo'lgani uchun turli energiyalarga ega bo'lamiz va aynish yo'qoladi. Energetik sathlarni o'zgarishini quyidagicha tushuntiramiz.

19.2-rasmda induksiyasi \vec{B}_T ga teng bo'lgan kuchli magnit maydonga joylashish vodorod atomi tasvirlangan. Proton atrofida orbitada aylanayotgan elektronning magnit dipol momenti $\vec{\mu}_l$ tashqi magnit maydon induksiyasi bilan o'zaro ta'sirda bo'ladi. Bunday o'zaro ta'sir natijasida hosil bo'lgan magnit potensial energiya

$$\Delta U_m = -\vec{\mu}_l \cdot \vec{B}_T = \mu_l B_T \cos(\pi - \theta) \quad (19.12)$$

Avvalgi paragrafdan bilamizki, vodorod atomining magnit dipol momentining absolut qiymati

$$\mu_l = \frac{e}{2m} L = \frac{e\hbar}{2m} \sqrt{l(l+1)} \quad (19.13)$$

(19.12) ni (19.13) ga qo'ysak

$$\Delta U_m = \frac{e}{2m} L B_T \cos \theta = \frac{1}{2m} \vec{L} \cdot \vec{B}_T \quad (19.14)$$

Elektron impulsning orbital momenti $L = \hbar \sqrt{l(l+1)}$ ekanligini hisobga olsak (19.14) ni qo'yidagicha yozish mumkin:

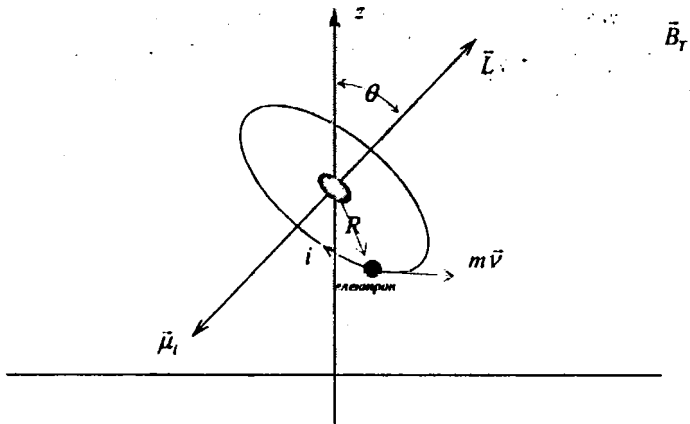
$$\Delta U_m = \frac{e\hbar}{2m} \sqrt{l(l+1)} B_T \cos \theta = \mu_B \sqrt{l(l+1)} B_T \cos \theta \quad (19.15)$$

Bunda, $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m}$ – Bor magnetoni.

Natijada magnit maydonida yotgan vodorod atomining to'la energiyasi

$$E_{n,l,m_l} = -\frac{me^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2} \mu_B \sqrt{l(l+1)} B_T \cos \theta \quad (19.16)$$

(19.16) formuladagi birinchi had elektron bilan proton orasidagi Kulon o'zaro ta'sir energiya, ikkinchi had esa elektronning dipol momenti bilan tashqi magnit maydon o'zaro ta'sir energiyasini xarakterlaydi, uni qo'shimcha potensial energiya deb ham atashadi.



19.2-rasmi.

(19.16) ifodadan ko'rinadiki to'la energiya uchta kvant soni n, l, m_l ga bog'liq. Bilamizki,

$$\cos \theta = \frac{m_l}{\sqrt{l(l+1)}}$$

Buni e'tiborga olsak (19.16) ni quyidagicha yozamiz:

$$E_{n,l,m_l} = -\frac{e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2} + \mu_B m_l B_T \quad (19.17)$$

Bu formuladagi ikkinchi had $\Delta E = \mu_B m_l B_T$ —magnit maydonda yotgan atomning energetik sathining energiyasini xarakterlaydi.

19.5. Zeyeman normal effektining kvant tavsifi. Tanlash qoidalari

Magnit maydonda atomning sathi (19.17) formulaga binoan

$$\Delta E = -\mu_B m_l B_T \quad (19.18)$$

kattalikka siljiydi. Bunda, $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m}$ — Bor magnetoni, m_l —impuls momentining z -o'qiga proyeksiyasi.

Zeyeman normal effekti spektr chiziqlarining tashqi magnit maydon ta'sirida uchta sathlarga ajralish hodisasidir. S -holatda Lande faktori l ga bog'liq emas va u l ga teng. Shuning uchun (19.18) formulada g -faktor yozilmagan.

Magnit maydon ta'sirida atomning energetik sathlarini siljishi nurlanish chastotasiga qanday ta'sir ko'rsatish uchun tanlash qoidalariidan foydalaniladi.

Uyg'ongan holatda atomning yashash vaqti juda qisqa, taxminan $10^{-8} c$ atrofida. Atom uyg'ongan holatdan to'la energiyasi kichik bo'lgan past holatga o'tadi va natijada kvant sonlari o'zgaradi. Ikkita energetik sath orasidagi o'tish har qanday yo'l

bilan bajarilishi mumkin, biroq albatta bu o'tishlar energiyaning saqlanish qonuniga bo'ysunadilar. Yuqori energetik sathdan quyi energetik sathga o'tishda nurlanish fotonining chastotasi

$$\nu = \frac{E_i - E_f}{h}, \quad (E_f < E_i) \quad (19.19)$$

formula bilan ifodalanadi. Bunda, E_i va E_f lar dastlabki va keyingi holatlarning to'la energiyasi. O'tish erkli va tartibsiz bo'lgani uchun, o'tishning aniq vaqtini oldindan aytib bo'lmaydi. Biroq kvant nazariyasiga binoan birlik vaqt ichida o'tish ehtimolini hisoblash mumkin. Bu hisoblashning natijalari E_i sathdan E_f sathga o'tishda kvant sonlarining qanday o'zgarishiga bog'liq. Qizig'i shundaki, o'tish jarayonida kvant sonlari ma'lum bir qoidaga bo'ysunadi. Bu qoida *tanlash qoidalari* deb ataladi. Masalan, dipol o'tishda qo'yidagi tanlash qoidalarga rioya qilinadi:

$$\begin{aligned} \Delta l &= l_i - l_f = \pm 1 \\ m_i &= (m_i)_i - (m_i)_f = 0 \text{ yoki } \pm 1 \end{aligned} \quad (19.20)$$

Bu o'zgarishlar tanlash qoidalari deb ataladi va kvant sonlarini ma'lum bir nuqtada cheklaydi.

Bu qoida bajarilgan o'zgarishlar uchun birlik vaqtdagi o'tish ehtimoli eng katta, ya'ni birga yaqin bo'ladi. Bu qoidaga bo'ysungan o'tishlarni *ruxsat etilgan o'tishlar* deyiladi. O'tish ehtimoli kichik bo'lgan hollar uchun ($10^{-6} c^{-1}$ tartibda) boshqa tanlash qoidalari mavjud; bu tanlash qoidalari man etilgan o'tishlar deyilib, u yoki bu darajada o'tish ehtimoliga ta'sir ko'rsatadi. Agar energiya qandaydir sabablarga binoan man etilgan o'tishlardan chiqarilayotgan bo'lsa tushunarliki uyg'ongan holatdagi atomlarning yashash vaqtidan ancha katta. Yulduzlar atmosferasidagi juda qizigan siyrak bulutlar spektri va o'ta yangi yulduzlar hosil qilgan tumanliklarda bunday o'tishlar sodir bo'lishi mumkin.

$m_i = 0$ o'tishda dastlabki sath siljimaydi, shuning uchun nurlanish chastotasi o'zgarishsiz qoladi. Agar $m_i = +1$ bo'lsa, u holda keyingi sath dastlabki sathga nisbatan ko'proq siljiydi va nurlanish chastotasi

$$\Delta \nu = \frac{\Delta E}{h} = -\frac{eB_T}{2m} \quad (19.21)$$

kattalikka kamayadi.

$m_i = -1$ bo'lganda, aksincha nurlanishning burchak chastotasi

$$\Delta \nu = +\frac{eB_T}{2m} \quad (19.22)$$

kattalikka ko'payadi.

Umuman olganda spektrial chiziq, klassik nazariya aytganidek, uchta komponentga parchalanadi.

Bosh kvant soni n uchun tanlash qoidasi yo'q, faqat $E_i > E_f$ shart bajarilsa bo'lgani.

Ruhsat etilgan o'tishlar uchun tanlash qoidasidan qanday foydalanish mumkinligini bilish uchun bitta misol keltiramiz.

Misol. Ko'zga ko'rinadigan nurlanish diapazonida ($\lambda \approx 6000 \text{ \AA}$) spektrli

$\Delta\lambda = 0,1 \text{ \AA}$ ga farq qiladigan chiziqlarni ajrata olish qobiliyatiga ega. Zeyemanning normal effektining eksperimental tasdiqlash uchun tashqi magnit maydonning induksiyasi qanday qiymatga ega bo'lishi kerak?

Yechish. Spektrning ikkita ketma-ket chiziqlari orasidagi energiya farqi

$$\Delta E = \mu_B B_T$$

ga teng. Bu energiya farqi mos kelgan chastota farqi

$$\Delta \nu = \frac{\mu_B B_T}{h}$$

Bu ifodani hosila amalidan foydalanib quyidagicha yozish mumkin:

$$|\Delta \nu| = \left| \Delta \frac{c}{\lambda} \right| = \frac{c}{\lambda^2} \Delta \lambda$$

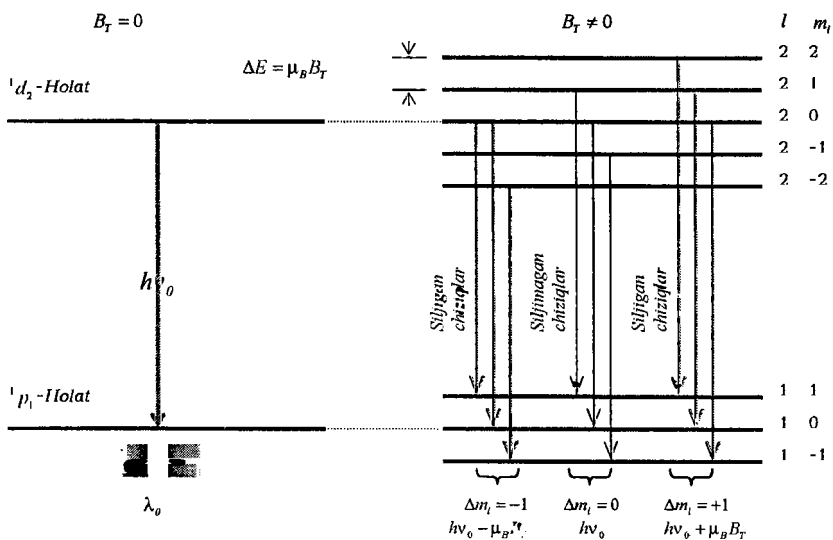
spektrli chiziqlarni komponentalarga ajratish uchun kerak bo'lgan tashqi maydon induksiyasi

$$B_T = \frac{hc}{\mu_B \lambda^2} \Delta \lambda$$

Bu formulaga kattaliklarning son qiymatlarini qo'yamiz:

$$B_T = \frac{6,62 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} \cdot c \cdot 3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}}{9,3 \cdot 10^{-24} \frac{\text{J}}{\text{T}} \cdot (6,0 \cdot 10^{-7} \text{ m})^2} \cdot 1,0 \cdot 10^{-11} = 0,059 T$$

$d(l=2)$ va $p(l=1)$ holatlar orasidagi ruxsat etilgan o'tishlar uchun vorodsimon biror atomni olaylik. 19.3 a)-rasmida tashqi magnit maydon bo'lmaganda va 19.3 b)-rasmida tashqi magnit maydon noldan farqli bo'lgani uchun o'tishlar sxemasi keltirilgan.



19.3-rasm.

(19.18) natija magnit maydonni atomning energetik sathlariga qanday ta'sir qilishini tushuntiradi. $B_T = 0$ holda (tashqi magnit maydon bo'lmaganda) energetik sath faqat birinchi had bilan aniqlanadi. Magnit maydon induksiyasi yetarli darajada katta bo'lganda ikkinchi had rol o'ynay boshlaydi. Bu holda m_l ni oladigan mumkin bo'lgan qiymatlarini hisobga olish kerak bo'ladi. n va l ning muayyan qiymatlarida m_l uchun $2l + 1$ ta qiymat olish imkoniyati mavjud. m_l ni har bir qiymatiga mos holda E_{nlm_l} ning qiymati mos kelishi dastlabki sathni $2l + 1$ ta sathga parchalanishidan darak beradi. Orbital magnit m_l kvant soni $-l$ dan $+l$ gacha bir birlikka o'zgaruvchi qiymatlar qabal qiladi. Ajralgan sathlar orasidagi energiya birligida masofa har doim $\mu_B B_T$ ga teng. $\mu_B B_T$ qiymat magnit maydondagi atom sathlari ajralishini o'lchaydigan tabiiy birlikni ifodalaydi va bu *normal siljish* deyiladi.

Endi bir misol ko'raylik. B_T tashqi magnit maydonga joylashtirilgan atomda elektron $n = 3$ holatda bo'lsa atomning mumkin bo'lgan energetik sathlarini toping.

Yechish. Agar $n = 3$ bo'lsa l va m_l quyidagi qiymatlarga ega bo'ladi:

l	0	1	2
m_l	0	± 1	$0, \pm 1, \pm 2$

(19.18) tenglamaga binoan olingan mumkin bo'lgan energetik sathlar jadvalda keltirilgan. (19.18) tenglamaga ko'ra ikkita ketma-ket kelgan energetik sathlar orasidagi masofa doimiy va $\mu_B B_T$ ga teng.

s-holat ($l=0$)			p-holat ($l=1$)			d-holat ($l=2$)		
n	l	m_l	n	l	m_l	n	l	m_l
3	0	0	3	1	1	3	2	2
			3	1	0	3	2	1
			3	1	-1	3	2	0
			3	1	-1	3	2	-1
			3	2	-2			
1			3			5		

19.3-rasmda keltirilgan chizmada ($^1d_2 \rightarrow ^1p_1$) o'tishga misol sifatida simob spektrining $\lambda = 0,579 \text{ mkm}$ to'liqin uzunlik bilan xarakterlanuvchi sariq chiziqi hizmat qiladi. Magnit maydon bo'lmaganda bitta o'tish kuzatiladi. Maydon ta'sirida 9 ta o'tish mavjud bo'lib, pirovardida ν_2, ν_0 to'g'ri keluvchi uchta o'tish kuzatiladi.

19.3 a)-rasmdan ko'ramizki $B_T = 0$ hol uchun faqat bitta o'tish mavjud. Nurlanish fotonining energiyasi Bor formulasi

$$\Delta E = h\nu_0 \quad (19.23)$$

formula bilan topiladi va bu energiya uchun mos kelgan to'liqin uzunlik

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0} \quad (19.24)$$

formula bilan aniqlanadi. Bunday o'tishda kvant soni l 2 dan birga o'zgaradi, ya'ni $\Delta l = 1$ tashqi magnit maydon ta'sirida 19.3 b)-rasm energetik sathlarning parchalanishi tasvirlangan. d -holat ($l=2$) 5 ta sathgacha parchalanadi, ya'ni $m_l = -2, -1, 0, +1, +2$ p -holat ($l=1$) 3 ta sathgacha parchalanadi, ya'ni $m_l = -1, 0, +1$.

$\Delta l = 1$ va $\Delta m_l = -1$ tanlash qoidasi mos kelgan birinchi guruhda uchta ruxsat etilgan o'tish mavjud, har bir o'tishda ajralgan energiya miqdori bir xil

$$\nu = \nu_0 - \frac{\mu_B B_T}{h} \quad (19.25)$$

va

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{c}{\nu_0 - \frac{\mu_B B_T}{h}} \quad (19.26)$$

$\Delta m_l = -1$ o'tish chap doiraviy qutblanishiga olib keladi. $\Delta l = 1$, $\Delta m_l = 0$ tanlash qoidasiga bo'ysungan ikkinchi guruhdagi o'tishlar uchun ajralgan energiya $h\nu_0$.

Spektrial chiziq'larga mos keluvchi chastota ν_0 , to'liqin uzunlik $\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0}$, chunki

$B_T = 0$. $\Delta m_l = 0$ da yorug'lik z -o'qi yo'nalish bo'ylab qutblanadi.

3-guruhga kiruvchi o'tishlarda nurlangan fotonning energiyasi

$$h\nu = h\nu_0 + \mu_B B_T \quad (19.27)$$

chastotasi

$$\nu = \nu_0 + \frac{\mu_B B_T}{h} \quad (19.28)$$

to'liqin uzunligi

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{c}{\nu_0 + \frac{\mu_B B_T}{h}} \quad (19.29)$$

$\Delta m_l = +1$ o'tish yorug'ilikning doiraviy qutblanishi o'ngga bo'ladi.

Shunday qilib, dastlabki spektral chiziqi to'liqin uzunliklari

$$\frac{c}{\nu_0 - \frac{\mu_B B_T}{h}}, \quad \frac{c}{\nu_0}, \quad \frac{c}{\nu_0 + \frac{\mu_B B_T}{h}} \quad (19.30)$$

μ_B teng bo'lgan uchta komponentaga ajraladi.

Shunday qilib chiziq uchta komponentaga parchalanadi; birinchidan, og'ishmagan komponent z -o'qi bo'ylab qutblangan va ikkinchidan $\pm \mu_B B_T$ mos kelgan ikkita komponenta va ular z -o'qiga perpendikular yo'nalishda qutblangan.

Zeyeman effektini quyidagicha izohlash mumkin. Magnit maydon atrofida magnit moment vektori pretsessiyalanadi, ya'ni oriyentatsiyasini o'zgartiradi. Bu impuls momentining kvantlanishidir. Agar Frank-Gerts tajribasi energiyaning kvantlanishi tasdiqlangan bo'lsa, Zeyeman effekti impuls momenti kvantlanishini isbot qiladi.

Borning chastotalar qoidasiga binoan chiziqli chastotasi

$$\begin{aligned} \nu &= \frac{E_n - E_m}{h} = \frac{(E + \Delta E) - (E' + \Delta E')}{h} = \frac{E - E'}{h} = \frac{\Delta E - \Delta E'}{h} = \nu_0 + \frac{\mu_B B}{h} (m_l - m_l') = \\ &= \nu_0 - \frac{\mu_B B}{h} \Delta m_l = \nu_0 - \Delta \nu_0 \Delta m_l \end{aligned}$$

E va E' – magnit maydon bo'lmagan paytda dastlabki va oxirgi holatlar energiyasi ΔE va $\Delta E'$ – maydon bilan atom o'zaro ta'sir tufayli hosil bo'lgan energiyalar. ν_0 – maydon bo'lmaganda spektral chiziq chastotasi $\Delta \nu_0 = \frac{\mu_B B}{h}$

chiziqning anomal siljish $\Delta m_l' = m_l' - m_l$ – magnit kvant sonini o'zgartiradi. Spektr chiziqlardan komponentalarga parchalanish hodisasi *nozik struktura* deyiladi.

Yuqorida ko'rdikki Zeyeman effektining kvant nazariyasi klassik nazariyada olingan natijalarni qaytaradi. Biroq ko'pchilik atomlarda kuzatiladigan Zeyeman effekti nisbati ancha murakkabdirdi.

19.6. Kuchsiz magnit maydonda atom. Zeyeman anomal effekti

Kuchsiz magnit maydondagi optikaviy o'tishlarda Zeyemanning anomal effekti kuzatiladi. Zeyemanning anomal effekti atomning spin hossalari bilan bog'langan, shuning uchun uni klassik nazariya ham, Shryodingerning to'liqin tenglamasi ham tushuntirib berolmaydi.

Zeyemanning anomal effekti holda qo'shimcha energiyaning ifodasida Lande faktori g hosil bo'ladi, bu faktor normal effekt uchun doimo birga teng.

Kvant mexanik hisoblarga ko'ra atomning magnit momenti

$$\mu_J = -\mu_B g \sqrt{J(J+1)} \quad (19.31)$$

Bunda,

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{J(J+1)} \quad (19.32)$$

Lande faktori deyiladi. Lande faktori atomining to'la magnit va mexanik momenti uchun giromagnit munosabat hisoblanadi.

Atomning spini $S=0$ da, to'la moment orbital momentga teng, ya'ni $J=L$. Agar $S=0$ va $J=L$ sonlarni (19.32) ga qo'ysak $g=1$ ni olamiz. Spin bo'lmaganligi sababli atomning magnit momenti faqat orbital moment bilan bog'langan ($\mu_J = \mu_B \sqrt{J(J+1)}$).

Orbital moment $L=0$ bo'lgan holda to'la moment spinga teng, ya'ni $J=S$. Bu sonlarni (19.32) ga qo'ysak $g=2$ ga teng bo'ladi. Endi atomning magnit momenti faqat spin bilan xarakterlanadi ($\mu_J = -2\mu_B \sqrt{S(S+1)} = -\mu_B \sqrt{3}$).

Magnit momentiga ega har qanday atomning tashqi magnit maydonida oladigan qo'shimcha energiyasi ΔE atom momentining tashqi maydonga nisbatan yo'nalishiga, ya'ni proyeksiyasi μ_z ga bog'liq. Oz o'qiga nisbatan atomning magnit moment proyeksiyasi

$$\mu_{Jz} = -\mu_B g \mu_J, \quad \mu_J = -J, -J+1, -J+2, \dots, J-1, J \quad (19.33)$$

Magnit maydon induksiyasi B_T ni yo'nalishi Oz o'qi yo'nalishiga mos bo'lsa, u holda

$$\Delta E = \mu_B g \mu_J B_T, \quad \mu_J = -J, -J+1, -J+2, \dots, J-1, J \quad (19.34)$$

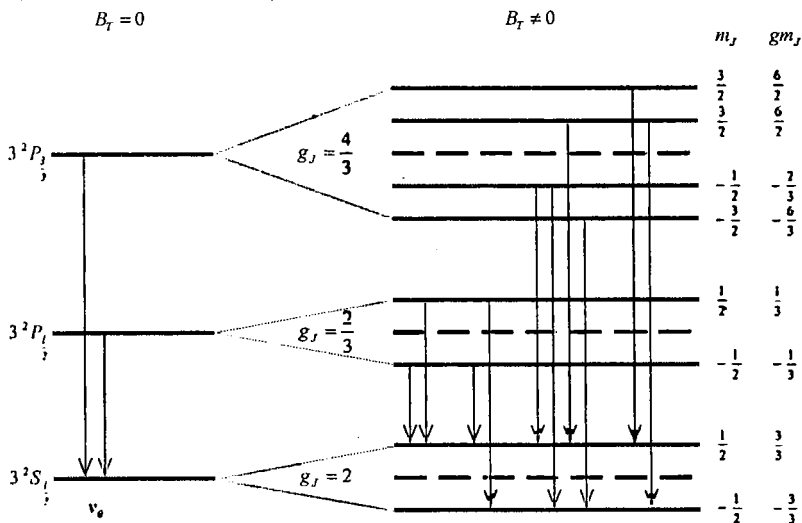
bo'ladi.

Bu formuladan ko'rinadiki, $2S+1 L_J$ termga javob beruvchi (L, S, J) energetik sath kuchsiz magnit maydonda bir-biridan bir xil masofada yotuvchi $(2J+1)$ ta sathchalarga parchalanadi (ajraladi). Ajralish qiymati berilgan holat uchun magnit maydon induksiyasi B_T va L, S, J kvant sonlariga Lande faktori orqali bog'liq. Magnit maydon bo'lmagan paytda m_J ning turli qiymatlari uchun barcha holatlar bir xil energiyaga ega, ya'ni $(2J+1)$ ta aynish mavjud. Magnit maydonda atom energiyasining sathlarining magnit kvant soni m_J bo'yicha aynish yo'qoladi. Aynishni yo'qolishiga sabab, atom to'la momenti fazosida turli sonlar turli oriyentatsiyalarga javob beradi. Fazo bir jinsli bo'lgani uchun, unda barcha yo'nalishlar teng, shuning uchun atom energiyasi m_J ga bog'liq emas. Magnit maydonning qo'yilishi esa fazoning izotropiligini buzadi va unda aniq yo'nalishlarni ajratadi.

Magnit maydonda sathlarning ajralishi o'z navbatida multipletdagi spektrial chiziqlarni parchalanishiga olib keladi. Undagi chiziqlar soni radiatsion o'tishdagi dastlabki va keyingi holatlarni parchalanish manzarasi va nurlanishning tanlash qoidalari yordamida topiladi.

Demak, Zeyemanning murakkab effektiga ko'ra berilgan tashqi magnet maydon induksiyasida atom sathining magnet ajralish kattaligi $g_J \mu_B$ ko'paytmaning son qiymati bilan aniqlanadi.

19.4-rasmda $3^2S_{\frac{1}{2}} \left(n=3, L=0, S=\frac{1}{2}, J=\frac{1}{2} \right)$, $3^2P_{\frac{1}{2}} \left(n=3, L=0, S=\frac{1}{2}, J=\frac{1}{2} \right)$ va $3^2S_{\frac{3}{2}} \left(n=3, L=0, S=\frac{1}{2}, J=\frac{3}{2} \right)$ sathlarning magnet maydonda ajralishi tasvirlangan.



19.4-pasm. Atom sathlarining kuchsiz magnet maydonda Zeyeman anomal ajralishi

Parchalanish manzarasini olish uchun Lande faktori va m_J uchun tanlash qoidasi loohatga olingan.

Lande faktori $S_{\frac{1}{2}}$ holat uchun $g = 2$, $P_{\frac{1}{2}}$ holat uchun $g = \frac{2}{3}$ va $P_{\frac{3}{2}}$ holat uchun

$g = \frac{4}{3}$ Atomning magnet momenti $\Delta m_J = 0$ da z o'qiga parallel yo'nalishdagi qutblangan komponentalar nurlanadi, $\Delta m_J = \pm 1$ da esa magnet maydon yo'nalishi perpendikular bo'lgan komponentalar qutblanadi.

(19.34) formulani

$$\Delta E = \mu_B g \mu_J B_T = \omega_A \hbar g m_J \quad (19.35)$$

ko'rinishda yozish mumkin, bunda

$$\omega_A = \frac{e \mu_B B_T}{2 m_0 c} \quad (19.36)$$

Larmor pretsessiyasi chastotasi.

(19.35) ga ko'ra chiziqlarning nurlanish chastotasi

$$\omega = \frac{E_i - E_f}{\hbar} = \omega_0 + \frac{\Delta E - \Delta E'}{\hbar} = \omega_0 + \frac{\mu_B B_T}{\hbar} (g m_J - g' m'_J) = \omega_0 - \omega_\Lambda (g' m'_J - g m_J) \quad (19.37)$$

bunda, ω_0 – magnit maydon $B_T = 0$ da ω nurlanish chastotasi. g va g' lar dastlabki va keyingi holatning Lande faktorlari. 19.4-rasmda anomal parchalanish uchun chiziqlarning nurlanish chastotasining siljishi

$$\begin{aligned} \Delta\omega_1 &= \omega_1 - \omega_0 = \frac{2}{3}\omega_\Lambda, & \Delta\omega_3 &= \frac{4}{3}\omega_\Lambda \\ \Delta\omega_2 &= \omega_2 - \omega_0 = -\frac{4}{3}\omega_\Lambda, & \Delta\omega_4 &= -\frac{2}{3}\omega_\Lambda \end{aligned}$$

Vodorod atomi va bir valentli elektronga ega bo'lgan atomlar uchun Lande

faktorini $g = \frac{j + \frac{1}{2}}{l + \frac{1}{2}}$ ko'rinishda yozish mumkin. Boshqa hollarda (19.32) formuladan foydalaniladi.

Misol. Tashqi magnit maydon ta'sirida natriyni D -chizig'ini parchalanishi uchun Lande faktorlarini hisoblang.

Yechish: $3^2P_{\frac{3}{2}} \rightarrow 3^2P_{\frac{1}{2}}$ va $3^2P_{\frac{1}{2}} \rightarrow 3^2S_{\frac{1}{2}}$ o'tishlar mavjud (19.4-rasm).

Lande faktorini hisoblaymiz.

$$3^2S_{\frac{1}{2}} \text{ term uchun } L=0, S=\frac{1}{2}, J=\frac{1}{2}$$

$$g = 1 + \frac{\frac{1}{2} \cdot \frac{3}{2} + \frac{1}{2} \cdot \frac{3}{2}}{2 \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{3}{2}} = 1 + 1 = 2$$

$$3^2P_{\frac{1}{2}} \text{ term uchun } L=1, S=\frac{1}{2}, J=\frac{1}{2}$$

$$g = 1 + \frac{\frac{1}{2} \cdot \frac{3}{2} + \frac{1}{2} \cdot \frac{3}{2} - 1 \cdot 2}{2 \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{3}{2}} = 1 - \frac{1}{3} = \frac{2}{3}$$

$$3^2P_{\frac{3}{2}} \text{ term uchun } L=1, S=\frac{1}{2}, J=\frac{3}{2}$$

$$g = 1 + \frac{\frac{3}{2} \cdot \frac{5}{2} + \frac{1}{2} \cdot \frac{3}{2} - 1 \cdot 2}{2 \cdot \frac{3}{2} \cdot \frac{5}{2}} = 1 + \frac{1}{3} = \frac{4}{3}$$

19.4-rasmda ko'rinadiki maydon qo'yilganda ω_0 -chastotali dastlubki chiziq yo'qoladi. Uning o'rniga 4 ta chiziq hosil bo'ladi va siljish chastotasi $\Delta\omega = \Delta\omega_0 \left[\pm \frac{2}{3}, \pm \frac{4}{3} \right]$ orqali topiladi.

19.7. Kuchli magnit maydonda atom. Pashen-Bak effekti

1912-yilda nemis fizik-eksperimentatorlari F.Pashen va E.Bak kuchli magnit maydonda Zeyemanning anomal effekti yo'qolib, oddiy Zeyeman effekti paydo bo'lishini kashf qildilar. Bu eksperimentda parchalanishning murakkab ko'p komponentli manzarasi uchta chiziqdan iborat bo'lgan oddiy manzaraga aylanadi. Kuchli magnit maydon ta'sirida spin-orbital bog'lanishni uzilishi hodisasiga *Pashen-Bak effekti* deyiladi.

Tashqi magnit maydon induksiyasi yetarli darajada kuchli bo'lsa, u holda atomning magnit momenti bilan magnit maydon orasidagi o'zaro ta'sir energiyasi spin-orbital o'zaro ta'sir energiyasidan katta bo'lib qoladi va natijada orbital moment bilan spin moment orasidagi o'zaro bog'lanish uziladi. Spin magnit moment va orbital magnit moment bir-biriga bog'liq bo'lmagan tarzda har biri tashqi magnit maydon bilan o'zaro ta'sirda bo'ladi. Boshqacha aytganda tashqi magnit maydon induksiyasi yo'nalishi atrofida ularning har biri mustaqil ravishda pretsessiya qiladi (19.5-rasm).

Yuqorida aytildiki, kuchsiz tashqi magnit maydon ta'sirida Zeemanning anomal effekti hosil bo'ladi. Bu holda tashqi magnit maydon induksiyasi spin-orbital bog'lanishni buzib tashlashga kuchi yetmaydi. Matematik nuqtayi nazardan bu holni

$$\Delta E_{C,0} \gg \Delta E_B$$

deb yozish mumkin. Spin-orbital hosil qilgan energiya ($\Delta E_{C,0}$) tashqi magnit maydon hosil qilgan energiya (ΔE_B) dan ancha katta.

Atom kuchli magnit maydon ta'sirida bo'lganda bu tengsizlikni aksincha

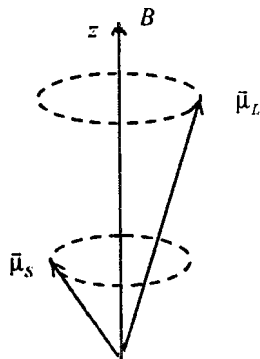
$$\Delta E_B \gg \Delta E_{C,0}$$

ko'rinishda yozish mumkin.

Bu tengsizlik bajarilganda tashqi magnit maydon spin magnit moment bilan orbital magnit moment orasidagi bog'lanishni uzadi. Natijada atomning orbital magnit momenti ham, spin magnit momenti ham mustaqil ravishda magnit maydon bilan o'zaro ta'sirda bo'ladi. Shuning uchun atomning magnit maydon bilan o'zaro ta'sir energiyasini

$$E = \Delta E_0 - \vec{\mu}_L \vec{B}_T - \vec{\mu}_S \vec{B}_T \quad (19.38)$$

shaklda yozish mumkin.



19.5-rasm. Kuchli magnit maydonda spin-orbital bog'lanishning uzilishi.

Bunda $(-\vec{\mu}_L \cdot \vec{B}_T)$ – orbital magnit moment bilan tashqi magnit maydon orasidagi o‘zaro ta’sir energiya, $(-\vec{\mu}_S \cdot \vec{B}_T)$ – spin magnit moment bilan tashqi magnit maydon orasidagi o‘zaro ta’sir energiya. ΔE_0 – elektron bilan proton (yadro) orasidagi kulon o‘zaro ta’siri.

Magnit maydon induksiyasi \vec{B}_T Oz – o‘qi bo‘yicha yo‘nalgan bo‘lsa, u holda atomning tashqi magnit maydonidan olgan qo‘shimcha energiyasi

$$\Delta E = -(\mu_L B_T - \mu_S B_T) = \mu_B B_T m_L + 2\mu_B B_T m_S = \mu_B B_T (m_L + 2m_S) \quad (19.39)$$

bunda, μ_B – Bor magnetoni.

Ruhsat etilgan elektrodipol o‘tishlar uchun qo‘yidagi tanlash qoidasi o‘rinli:

$$\begin{aligned} \Delta m_l &= 0, \pm 1 \\ \Delta m_s &= 0 \end{aligned} \quad (19.40)$$

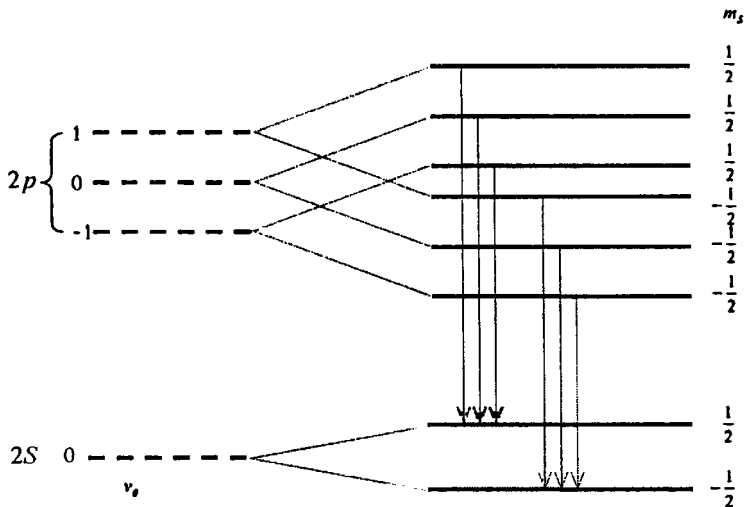
Bu tanlash qoidasi bilan spektr chiziqlari chastotasi qo‘yidagicha bog‘langan:

$$\begin{aligned} \omega &= \frac{E_i - E_f}{\hbar} = \frac{(E + \Delta E) - (E' + \Delta E')}{\hbar} = \\ &= \omega_0 + \frac{\mu_B B_T}{\hbar} [(m_L + 2m_S) - (m'_L + 2m'_S)] = \\ &= \omega_0 - \Delta\omega_0 (\Delta m_L + 2\Delta m_S) = \omega_0 - \Delta\omega_0 \Delta m_L \end{aligned} \quad (19.41)$$

(19.40) va (19.41) formulalardan ko‘ramizki, kuchli magnit maydonda chastotalari ω_0 va $\omega_0 \pm \Delta\omega_0$ bo‘lgan triplet chiziqlar hosil bo‘ladi. Bu esa normal Zeyeman effektidir. Shunday qilib kuchli magnit maydonlarda ($\Delta E_b \gg \Delta E_{C_0}$) anomal effekt normal effektga o‘tadi. Zeyemanning anomal effektidan normal Zeyeman effektga o‘tishi 19.6-rasmda natriy atomi misolida tasvirlangan. Kuchsiz magnit maydonda natriy atomining S va P sathlarni parchalanishini 19.4-rasmda ko‘rsatgan edik. Ushbu sathlarning kuchli magnit maydonda parchalanishi 19.6-rasmda keltirilgan. Kuchli magnit maydonning ta’sirida spin-orbital bog‘lanishini tuzilishi sababli atomning to‘la momenti haqida gap bo‘lishi mumkin emas. Shu sababga ko‘ra $2P_{1/2}$ –sath $2P_{3/2}$ –sathdan farq qilmaydi, chunki ikkalasi ham bitta sath

bilan xarakterlanadi. $L=1$ da atomning orbital momenti magnit maydon induksiyasiga nisbatan uchta yo‘nalishda ($m_L = -1, 0, 1$) oriyentatsiyalanadi. Bu o‘z navbatida o‘zaro ta’sir energiyasining uchta qiymatini beradi va P sathni uchta sathchalarga parchalanishiga olib keladi. Orbital magnit momenti har bir oriyentatsiyasi spin magnit momenti ikkita yo‘l bilan oriyentatsiya qilishi mumkin. Oqibatda uchta orbital sathlarni har biri o‘z navbatida ikkita sathlariga parchalanadi. Shunday qilib, kuchli magnit maydonda $2p$ sath oltita sathchalarga parchalanadi. $L=0$ holat uchun esa 2S sath faqat ikkita spin sathchalarga parchalanadi. 19.6-rasmda strelkali sathlar mumkin bo‘lgan o‘tishlarni ko‘rsatadi. 6 ta nurlanish spektri mavjud. Tashqi magnit maydon ta’sirida $2p$ va 2S sathchalarga parchalanadi. 6 ta nurlanishi chazig‘i juft-juft bo‘lib qo‘shilib eksperimentda faqat uchta chiziq kuzatiladi. Ko‘rib turibsiki, parchalanishda chiziqlar soni Zeyemanning normal effektidagi parchalanish chiziqlarining soniga teng. Demak, Pashen-Bak

effekti kuchli magnit maydonlarda Zeyemanning murakkab effektini Zeyemanning normal effektiga aylanishini ko'rsatadi. Zeyeman effektini ayniqsa yulduzlar va quyosh spektridagi optik, radio va rentgen chiziqlarni o'rganishda muhim ahamiyatga ega.



19.6-rasm. Pashen-Bak effekti (kuchli magnit maydonida) mavjudligiga doir natriy atomining nurlanishi bosh seriyadagi mumkin bo'lgan o'tishlar chizmasi.

SAVOLLAR

1. Zeyeman effekti deb nimaga aytiladi?
2. Zeyeman effektining turlari va ularni tushuntiring.
3. Lorents dubleti va tripleti haqida gapiring.
4. Normal Zeyeman effekti, anomal Zeyeman effekti va Pashen-Bak effektlari farqlari.
5. Qo'shimcha potensial energiyasining formulasini yozing va tushuntiring.
6. Tanlash qoidasi va uni ifodalarini yozib tushuntiring.
7. Ruhsat etilgan o'tishlar va man etilgan o'tishlar deganda nimani tushunasiz?
8. Lande faktori va u normal va anomal effektlari uchun qanday qiymatlarga ega?
9. Zeyemanning anomal effekti uchun qo'shimcha energiya formulasini yozing va tushuntiring.
10. Nurlanish chastotasini Zeyemanning normal effekti uchun yozing va tushuntiring.
11. Nurlanish chastotasini Zeyemanning anomal effekti uchun yozing va tushuntiring.

12. Nurlanish chastotasini Pashen-Bak effekti uchun yozing va tushuntiring.
 13. Larmor chastotasi formulasini yozing.
 14. Zeyeman effekti haqida umumiy xulosa bering.
 15. Kuchsiz magnit maydon deganda Zeyeman effektida nima nazarda tutiladi?
 16. Kuchli magnit maydon deganda nima nazarda tutiladi?

MASALALAR

- 19.1. Vodorod atomi uchun magnit moment formulasini kvant nazariyaga asoslanib keltirib chiqaring.
 19.2. n -bor orbitasida yotgan elektron uchun vodorodsimon ionda μ_l -magnit momentini toping.
 19.3. Spin uchun giromagnit munosabat impuls momenti uchun giromagnit munosabatdan ikki marta kattalikda foydalanib atomning magnit momenti ekanligidan va Lande faktorini vektor model yordamida toping.
 19.4. Spektral chiziqlarini Zeyeman parchalanishi uchun formulasini yozing.
 19.5. Zeyeman komponentalari qanday belgilanadi.
 19.6. Zeyeman effekti uchun tanlash qoidalari qanday formulalar bilan ifodalanadi.
 19.7. Atomning magnit momenti $\mu = -\mu_B g \sqrt{I(I+1)}$ bo'lsa va unda $g = 1 + \frac{I(I+1) + S(S+1) - L^2}{2I(I+1)}$ kattalikni Lande faktori desak, qachon $g = 1$ ga va $g = 2$ ga teng bo'lishini ko'rsating.
 19.8. Quyidagi atomlar uchun Lande faktorini hisoblang:
 a) S, P va D holatlarga bir valentli elektronlar uchun;
 b) $3p$ holat uchun;
 d) S holatlar uchun;
 e) singlet holatlar uchun.
 19.9. $S = \frac{1}{2}$, $I = \frac{5}{2}$, $g = \frac{6}{7}$ va $S = 1$, $L = 2$, $g = \frac{4}{3}$ sonlarni uchun termlarni spektral belgilarni yozing.
 19.10. 1F va ${}^2D_{\frac{3}{2}}$ holatdagi atomlar uchun μ -magnit momentni va Bor magnetoni proyeksiyasini mumkin bo'lgan qiymatlarini yozing.
 19.11. D -holatda bo'lgan atomning magnit magnetoni proyeksiyasi 4 ta Bor magnetoniga teng. Ushbu termning multipletligini aniqlang.
 19.12. $4p$ holatdagi atomning mumkin bo'lgan magnit momenti qiymatlarini yozing.
 19.13. Asosiy holatda yotgan vodorod atomi uchun magnit momentini hisoblang.

19.14. Klassik mexanika qonunlaridan foydalanib tashqi magnit maydon (B_1) da yotgan atomning magnit momenti $\mu_l = -\frac{e}{2m_l} \bar{L}$ bo'lsa, pretsessiya $\bar{\Omega}$ ni burchak tezligini toping.

19.15. 1F_3 -holatda bo'lgan atom induksiyasi B bo'lgan maydonda nechta sathga parchalanadi. Qo'shni sathlar orasidagi ΔE -energiya farqini yozing.

19.16. Induksiyasi $B = 1,0 \text{ kG}$ bo'lgan magnit maydonda 3F holatdagi atomning mexanik momenti $\omega = 5,5 \cdot 10^9 \text{ rad/c}$ bilan pretsessiya qiladi.

19.17. $^2P_{\frac{1}{2}}$ holatdagi atom $I = 10, A$ tokli doiraviy konturning o'qida yotibdi. Kontur markazi bilan atom orasidagi masofa $z = 5 \text{ cm}$, konturning radiusi $R = 5 \text{ cm}$. Atom bilan tok orasidagi o'zaro ta'sir kuchini hisoblang.

19.18. T -temperaturada va kuchsiz magnit maydonda atomning magnit momentini o'rtacha proyeksiyasi $\langle \mu_n \rangle = \frac{\mu^2 B}{\kappa T}$ ekanligini ko'rsating. Bunda $\mu = g \mu_B \sqrt{I(I+1)}$.

19.19. Induksiyasi $B = 3,00 \text{ kG}$ bo'lgan magnit maydonda atom yotibdi. 1D termni elektronlar ta'sirida to'la parchalanishini toping. Singlet termni spektral belgisini va to'la parchalanish 104 mK bo'lsa aniqlang.

19.20. $^1D \rightarrow ^1P$ va $^1F \rightarrow ^1D$ o'tishlar uchun magnit maydondagi mumkin bo'lgan o'tishlarni sxemasini ko'rsating. Bu o'tishlar uchun spektral chiziqlar nechta komponentaga ega.

19.21. Atomning singlet termlari orasidagi o'tish uchun spektral chiziq $\lambda = 6120 \text{ \AA}$ to'lqin uzunlikka ega. Agar magnit maydon induksiyasi $B_1 = 10,0 \text{ kG}$ bo'lsa, ushbu chiziqning chekkaviy komponentalari orasidagi $\Delta \lambda$ oraligini toping.

19.22. Zeyemanning normal effektida $\lambda = 5250 \text{ \AA}$ ga teng bo'lgan spektral chiziqning chekkaviy komponentalari orasidagi farq $\Delta \lambda = 0,22 \text{ \AA}$. Mos bo'lgan termlar uchun ikkita qo'shni sathchalar uchun elektron voltlarda energiya farqini toping.

19.23. Ajrata olish qobiliyati $\frac{\lambda}{\delta \lambda} = 1,0 \cdot 10^3$ bo'lgan spektrometr yordamida chiziqning to'lqin uzunligi $\lambda = 5360 \text{ \AA}$ ikkita singlet termlari orasidagi taqqoslash kerak. Agar kuzatish magnit maydon yo'nalishiga parallel va maydon yo'nalishiga perpendikular holda bo'lsa magnit maydon induksiyasi minimal qiymatini toping.

19.24. Tabiiy multiplet parchalanishiga nisbatan termni magnit parchalanishi ancha kichik bo'lsa Zeyemanning anomal effekti uchun magnit maydon kuchsiz hisoblanadi. Natriy atomining $3^2P_{\frac{1}{2}}$ va $3^2P_{\frac{3}{2}}$ termlarini qo'shni komponentalari orasidagi interval 3^2P - holatni tabiiy parchalanishi $\eta = 20\%$ ni

tashkil qilsa, u holda magnit maydon induksiyasining qiymati nimaga teng? Natriy rezonans chizig'ining dastlabki to'liq uzunliklari 5895,93 va 5889,96 Å ga teng.

19.25. Magnit momenti uchun yozilgan ifodadan foydalanib spektrial chiziqlarning parchalanishiga anomal Zeyeman effekti formulasini kuchsiz magnit maydon uchun yozing.

*XX bob. mavzu: NURLANISH FIZIKASI.
RADIATION O'TISHLAR EHTIMOLI*

Reja:

- 20.1. Nurlanishning klassik nazariyasi.
- 20.2. Nurlanishning Thomson modeli.
- 20.3. Nima uchun radioeshittirish va videotasvirni uzatish mumkin?
- 20.4. Nurlanayotgan atomning klassik omatlari.
- 20.5. Plazma diagnostikasi. Erkin elektronlarda lazerlar.
- 20.6. Nurlanishning kvant nazariyasi. Erkin va majburiy o'tishlar.
- 20.7. Erkli va majburiy o'tishlarning ehtimolini topish.
- 20.8. Ruhsat etilgan va man etilgan o'tishlar.
- 20.9. Tanlash qoidalari.

ADABIYOTLAR

1. I. I. Thomson. Conduction of Electricity through Gases 2d passe New York (original).
2. Heitler W. Owington Theory of Radio. Ohford, 1936. (original).
3. А.Н.Матвеев. Атомная физика. –М.: «Высшая школа», 1965.
4. А.А.Соколов, Ю.М.Лоскутов, М.Ю.Тернов. Квантовая механика. –М.: 1962.
5. Е.А. Нерсесов. Основные законы атомной и ядерной физики. Учебное пособие. –М.: «Высшая школа», 1988.
6. Р. Фейман. Квантовая электродинамика. –М.: «Мир», 1964.
7. Р. Фейман, Р. Лейтон, М. Сендс, Феймановские лекции по физике. –М.: «Мир», 1976, том 3.
8. Frauenfelder Hans, Henley Ernest M., Subatomic physics, 1974, New Jersey, p. 736.

Masalaning qo'yilishi. Ushbu bobda nurlanishning klassik va kvant nazariyasi quriladi. Nurlanishning kvant nazariyasi Thomson modeli orqali bayon qilinadi. Kvant nazariyasi esa Kvant elektrodinamika faniga asosan va Eynshteynning o'tish ko'effitsiyentlari orqali tushuntirilib beriladi. Nurlanish energiyasining zichligi turli shartlarni ya'ni ossillator uchun dipol va kvadropol hollari uchun ko'riladi. Radiation o'tish ehtimoli, o'tish turlari, tanlash qoidalari kabi masalalar ham ko'rilib, ular haqida yetarlicha ma'lumot beriladi. Savol va masalalar orqali bu bobning g'oyalari mohiyatiga o'tish uchun zamin tayyorlanadi.

**XX bob. NURLANISH FIZIKASI.
RADIATION O'TISHLAR EHTIMOLI**

20.1. Nurlanishning klassik nazariyasi

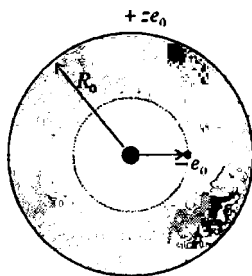
Kvant fizikasining shahdam rivojlanishi va uning ulkan yutuqlarga erishganligiga qaramay, hozirgi zamon fizikasida nurlanishning klassik nazariyasi ham o'z mavqeyini yo'qotmagan va talaygina amaliy masalalarni echishda hozirda ham undan keng foydalaniladi. Masalan, tormozlangan nurlanish nazariyasi, tezlatkichlarni radiatsion yo'qotish nazariyasi klassik nazariyaga asoslangan. Hatto atom hossalari masalasida ham elektromagnit nurlanishlarning asosiy alomatlari saqlanib qoladi. Shu sabablarga ko'ra nurlanish kvant fizikasini berishdan avval nurlanishning klassik nazariyasiga qisqacha to'xtalishni lozim topdik.

Umuman olganda, nurlanishning klassik nazariyasi Maksvell tenglamalariga asoslangan va uning kinematik aparati murakkab va u asosan elektrodinamika kursida o'tiladi. Biz bu bobda nurlanishning klassik nazariyasini D.J.Tomson tomonidan berilgan g'oya va fikrlari orqali bayon qilamiz. Tomsonning atom nazariyasi haqida ilgari (VI bobda) to'xtalgan edik. Biroz bo'lsa ham esga olamiz.

Tomsonning klassik atom modeliga ko'ra, musbat zaryad (+Ze₀) atomning butun hajmi bo'ylab bir tekis to'ldirilgan bo'lib, uning ichida nuqtaviy manfiy zaryadlar (-Ze₀) – elektronlar joylashgan. Masalan, vodorod atomida musbat zaryad R₀ – radiusga teng bo'lgan sferani bir tekis to'ldirgan (20.1-rasm).

Sfera ichidagi zaryad zichligi (Z=1):

$$\rho = \frac{3e_0}{4\pi R_0^3} \quad (20.1)$$



20.1-rasm. Vodorod atomi (Z=1) uchun Tomson modeli. Ze₀ musbat zaryad radiusi R₀ bo'lgan sfera ichida bir tekis taqsimlangan. -e₀ zaryadga ega elektron atom markazidan x₀ masofa uzoqda turibdi.

Bu nazariyaga binoan atom asosiy holatda bo'lganda elektron sferani markazida yotishi kerak. Va bu nuqtada \vec{E} elektr maydon qiymati nolga teng bo'ladi. Markazdan $r=h<R_0$ masofada \vec{E} elektr maydoni radius bo'ylab yo'nalgan bo'lib, uning qiymatini Gauss teoremasidan topish mumkin:

$$E_r r^2 = \frac{4\pi r^3}{3} \rho = \frac{e_0 r}{R_0^3},$$

bundan

$$\vec{E} = \frac{e_0}{R_0^3} \vec{r} \quad (20.2)$$

Atom markazidan h masofada $-e_0$ zaryad va m_0 massaga ega bo'lgan zarraga markazga intilma kvazaelastik kuch ta'sir qiladi, ya'ni

$$F = -e_0 E = -\frac{e_0^2}{R_0^2} \equiv -m\omega_0^2 x$$

bu kuchni hisobga olib, elektron harakatini tavsiflovchi quyidagi ikkinchi tartibli differensial tenglamani yozish mumkin:

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0 \quad (20.3)$$

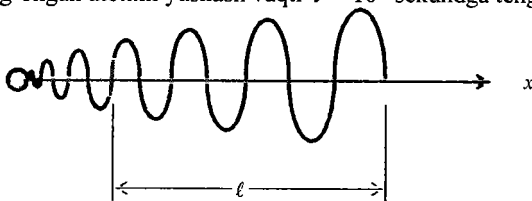
ushbu tenglamaning yechimi

$x = A \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$ ko'rinishda bo'lib, unda

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{e_0^2}{m_0 R_0^3}} \quad (20.4)$$

Balmer seriyasida kuzatiladigan chiziqlarining asosiy chastotasini ω_0 o'rniga qo'ysak, u holda $R_0 \approx 10^{-10} \text{m}$ qiymatni olamiz. Bu atomning radiusidir. Tomson modeli Lorensning klassik nazariyasiga juda mosdir. Shuning uchun atomni garmonik ossillator deb qarash o'rindidir. Bundan chiqadiki, Tomson modeli atomni juda kichik mikroossillator (Gerts vibratori) deb qaraydi. Mazkur modelga binoan har bir atomda elastik bog'langan elektron uyg'ongandan so'ng, impuls yoki to'lqin sugi ko'rinishidagi yorug'lik chiqaradi.

20.2-rasmda ana shunday to'lqinlar sistemasi (sug) tasvirlangan bo'lib, u x -o'qi bo'ylab tarqalayapti. (20.2-rasmdagi kabi h o'qi bo'ylab tarqalayotgan to'lqinlar sistemasini odatda **sug** deb ataladi). Sugni old tomonida ketayotgan bosh to'lqin tebranishning eng katta amplitudasiga ega. Uning ortidagi amplitudalar so'nishi tufayli asta-sekin kamaya boradi. Sugni uzunligi sifatida atomning optik aktivligi τ (uyg'ongan atomni yashash vaqti) paytida chiqargan to'lqinlar sistemasining uzunligi l olinadi. Odatda uyg'ongan atomni yashash vaqti $\tau \approx 10^{-8}$ sekundga teng.



20.2-rasm. Yorug'lik impulsi yoki to'lqinlar sistemasini - sug.

Albatta, l uzunlikning qiymatini aniqlashda amplitudasi uncha katta bo'lmagan to'lqinlar, ya'ni sug «dumi»ni e'tiborga olinmaydi (20.2-rasm).

Sug uzunligi l topish uchun τ vaqt oralig'ida to'lqinning o'tgan yo'li olinadi. Vakuumda

$$l = c \cdot \tau = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{M}}{\text{c}} \cdot 10^{-8} \text{c} = 3\text{M}$$

sug yetarli darajada uzun bo'lib, atom chiqarayotgan yorug'likning to'liq uzunligi ma'lum bo'lsa, u holda sugga joylashgan to'liq uzunliklar sonini hisoblash mumkin. Masalan, $\lambda=0,5 \cdot 10^{-8}$ m bo'lsa, $l=3$ m ga to'g'ri kelgan to'liq uzunliklar soni

$$n = \frac{l}{\lambda} = \frac{3M}{0,5 \cdot 10^{-6}M} = 6 \cdot 10^6.$$

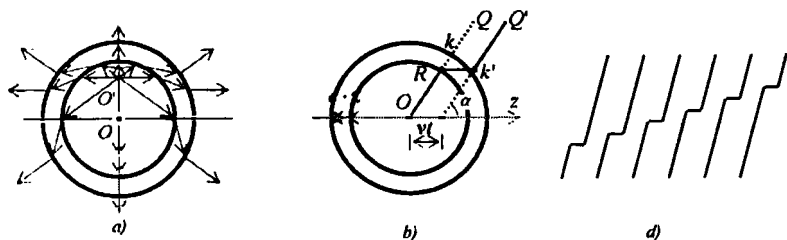
Ko'rib turibsizki, sug uzunligiga 6 millionta to'liq uzunlik joylashgan. Shu bois ham to'liq so'nishi sekinlik bilan bo'ladi. Aniqroq aytganda so'nish dekrementi juda kichik va u 20.2-rasmda aks ettirilgan. Gerts vibratori ham nurlanadi va uning nurlanishi ham sug ko'rinishida bo'ladi. Va sugni uzunligi yorug'lik sugi uzunligiga qaraganda ancha uzun va shuning uchun so'nish ham kuchliroq bo'ladi.

Kvant fizika tili bilan aytganda har bir sugga bitta foton to'g'ri keladi. Bu taqqoslashni shartli va to'la emasligi yorug'likni korpuskular to'liq dualizmida o'z aksini topgan.

20.2. Nurlanishning Tomson modeli

Dj.Tomson formulasi elektr zaryadni tezlanishi bilan u nurlayotgan elektromagnit maydonning elektr maydon kuchlanganligini bir-biriga o'zaro bog'laydi. Tomson o'zining atomni nurlanish modelini asoslashda elektromagnit to'liqlarining ikkita hossasiga tayanadi: 1) uning tarqalish tezligini cheklanganligiga va 2) to'liqlar maydonining ko'ndalang ekanligiga (elektr maydon kuchlanganligi vektori va magnit maydon induksiyasi vektori to'liqining tarqalish yo'nalishiga perpendikular). Yaxshi bilamizki, bu ikkala hossa ham Maksvell tenglamalarining tahlilidan kelib chiqadi.

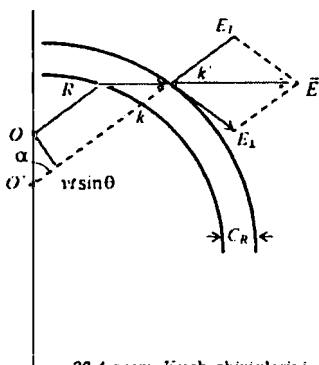
Dj. Tomsonning maqsadi elektr zaryadi tezlanishli harakat qilganida elektromagnit to'liqining bo'ylama maydonini ko'ndalang maydonga aylanishini ko'rsatishdir. Nurlanish modelini ko'raylik: $t=0$ vaqt momentida q nuqtaviy zaryad koordinata boshida tinch yotgan bo'lsin. 20.3,a-rasmda ushbu zaryadning elektr maydoni koordinata boshidan chiqayotgan radial kuch chiziqlari ko'rinishida tasvirlangan.



20.3-rasm. Tomsonning atom nurlanishi modeli.

a) q zaryadni tezlanishli harakati tufayli elektr maydonning kuch chizig'larida sinishlar; b) zaryad harakati to'xtashi oqibatida kuch chizig'ida bo'lgan sinish; d) zaryad harakati to'xtagandan so'ng vaqt momentida ketma-ket keluvchi kuch chizig'larining tasviri.

$t = 0$ vaqt momentida tashqi kuch ta'sirida q zaryad a o'zgarimas tezlanish bilan z o'qi yo'nalishida harakat qilsin. Qisqa τ vaqt o'tgandan so'ng, zaryadni tormozlanishi boshlanadi. Va τ vaqtni oxirida zaryad to'xtaydi. 20.3b-rasmda O nuqta zaryadni to'xtash vaziyatiga to'g'ri kelsin. OQ to'g'ri chiziq kuch chizig'laridan biri bo'lib, u zaryad harakati yo'nalishi bilan α burchak hosil qiladi. Agar zaryad v tezlik bilan harakatini davom ettirsa, u holda t vaqtdan so'ng O' nuqtada uning OQ kuch chizig'i ham u bilan birga ko'chib, $O'Q'$ vaziyatini olgan bo'lardi. Bu harakatda kuch chizig'larini formasida hech qanday o'zgarish sodir bo'lmaydi. Biroq τ momentda zaryad to'xtar ekan, u holda u bilan bog'angan kuch chizig'ining boshlang'ich uchastkasi ham to'xtaydi. Kuch chizig'ining boshqa uchastkalari esa zaryadni to'xtashi tufayli paydo bo'lgan deformatsiya ularga yetib boruncha, o'zining avvalgi harakatini davom ettiradi. Bu mulohazalarga mos bo'lgan formulani keltirib chiqaraylik. O nuqta atrofida c ($t - \tau$) radiusga ega bo'lgan sfera chizaylik. Bunda, c signalni tarqalish tezligi (yorug'lik tezligi). t vaqt momenti u holda sferani ichidagi barcha nuqtalarga zaryadni to'xtaganligi haqidagi axborot etib boradi. Shu bois, t vaqt momentida OR radiusli uchaskada signalning formasi va vaziyati O nuqtada tinch turgan zaryadnikiga mos bo'ladi. Biroq biz yana bir ct radiusli sfera o'tkazsak, u holda bu sferani tashqarisida maydonning shunday nuqtalari borki, u joylarga zaryadning to'xtaganligi haqidagi axborot hali yetib kelmagan bo'ladi. Shuning uchun maydonning bu qismidagi kuch chizig'larini «hech narsa bo'lmaganday», ya'ni zaryadni tormozlanganligi haqida axborotni olmagan holda dastlabki harakatini davom ettiradilar. Natijada, zaryadni O nuqtadan O' nuqtaga ko'chishiga mos holda kuch chizig'ini bir qismi $K'Q'$ vaziyatni oladi. K va O' nuqtalarni to'g'ri chiziq bilan birlashtiraylik. KK' to'g'ri chiziq tormozlanish davrida kuch chizig'larini deformatsiyasini xarakterlaydi. Oqibatda kuch chizig'ida qiyshayish (egilish yoki sinish) ro'y beradi. Va u kuch chizig'larini bo'ylab c tezlik bilan harakat qiladi. 20.3.d-rasmda zaryad to'xtagandan so'ng vaqt momentlarida bir-biriga ketma-ket keluvchi kuch chizig'larining formasi tasvirlangan (qulaylik uchun ta'viti gorizontal yo'nalishda bir-biriga nisbatan siljirilgan). Xuddi shunday mulohazalar boshqa kuch chizig'larini uchun ham o'rinli, bundan faqat bir kuch chizig'i



20.4-rasm. Kuch chiziqlarini egilishi sohasida \vec{E} -vektor

ko'ndalang elektr maydonidir. Ko'ndalang elektr maydonini hisoblaylik. τ va v/c kattaliklar juda kichkina bo'lgani uchun KK' yoyni to'g'ri chiziqqa aylantiramiz (almashtiramiz 20.3b-rasm). Kuch chizig'ini yo'nalishi elektr maydon kuchlanganligi bilan mos tushadi. 20.4-rasmda kuch chiziqlarining egilish sohasida \vec{E} vektor tasvirlangan.

Biz RK' uchastka kuchlanganligini OQ (yoki O'Q') ga perpendikular bo'lgan E_{\perp} kuchlanganlikni topishimiz kerak. 20.4-rasmga binoan, RKK' uchburchakdan

$$\frac{E_{\perp}}{E_{\parallel}} = \frac{vt \sin \alpha}{c\tau} \quad (20.5)$$

Kulon qonuniga ko'ra, kuchlanganlikni bo'ylama komponenti

$$E_{\parallel} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (20.6)$$

20.6 ni 20.5 ga qo'ysak,

$$E_{\perp} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cdot \frac{vt \sin \alpha}{c\tau} \quad (20.7)$$

bilamizki, $t = \frac{r}{c}$, u holda

$$E_{\perp} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cdot \frac{v \sin \alpha}{\tau} \quad (20.8)$$

τ vaqt ichida zaryad tezligi v qiymatdan 0 gacha kamayganligi uchun,

$$\frac{v}{\tau} = a \quad (20.9)$$

ifodani yozamiz. Bunda, a – tormozlanish natijasida zaryad olgan tezlanish. (20.9) ni (20.8) ga qo'ysak,

istisno qilinadi. U ham bo'lsa, zaryad yo'nalishi mos kelgan kuch chiziqlarining yo'nalishidir. Bu holda kuch chizig'ida qiyshayish hosil bo'lmaydi.

Tinch turgan yoki tekis harakat qilayotgan zaryad Kulon elektr maydoni hosil qiladi. Bu maydon bo'ylama xarakterga ega va uning kuch chiziqlari (yoki maydon kuchlanganligi nuqtaviy zaryaddan o'tkazilgan radius bo'ylab yo'nalgan). Yuqorida tavsiflangan zaryadni tezlanishli harakati tufayli vujudga kelgan kuch chiziqlarining egilishi radiusga perpendikular ravishda hosil bo'lgan elektr moment komponentasiga ekvivalent. Va u bo'ylab elektromagnit g'alayonlanishi (qo'zg'alashi) tarqaladi. Ana shu elektromagnit to'liqining

$$E_{\perp} = \frac{qa}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} \cdot \sin\alpha \quad (20.10)$$

formulaga ega bo'lamiz. (20.10) formula elektromagnit nazariyasidagi eng muhim formulalardan biridir. Ushbu formula nafaqat tormozlangan hol uchun, balki tezlanishli harakatning barcha hollari uchun ham o'rinlidir. Asosiy xulosa – zaryadning zaryadini har qanday tezlanishi elektromagnit to'liqini vujudga keltiradi. Aksincha, doimiy tezlik bilan harakat qilayotgan zaryad elektromagnit to'liqlarini yuzaga keltirmaydi.

20.3. Nima uchun radioeshittirish va videotasvirni uzatish mumkin?

(Radio va videotasvir mumkinligi haqida)

Endi elektromagnit to'liqinining elektr maydon kuchlanganligi uchun yozilgan (20.10) formuladan muhim xulosalar chiqaramiz. (20.10) formuladan ko'rinadiki, elektr maydonning ko'ndalang tashkil etuvchisi E_{\perp} masofaga teskari proporsional. Xolbuki, elektr maydonning bo'ylama tashkil etuvchisi E_{\parallel} esa masofani kvadratiga teskari proporsional (20.6). Bu degani, maydonning ko'ndalang komponentasi bo'ylama komponentiga nisbatan masofa o'zgarishi bilan sekinroq kamayadi. Ana shu holat elektromagnit to'liqlari yordamida axborotni uzoq masofalarga eltishga imkoniyat tug'diradi.

Shu sababli ham amaliy jihatdan radioeshittirish va videotasvir uzatish, umuman olganda, barcha aloqalarni amalga oshirishga asos bo'ladi. Elektr maydonning energiya zichligi $\frac{\epsilon_0 E^2}{2}$. Agar magnit maydonini ham nazarga olsak, u holda elektromagnit to'liqning energiya zichligi ikki marta ortadi, ya'ni $\epsilon_0 E^2$ ga teng bo'ladi. Birlik yuzadan o'tayotgan energiya oqimini W quvvati energiyani hajmiy zichligi $\epsilon_0 E^2$ ning yorug'lik tezligiga ko'paytmasiga teng.

Ya'ni,

$$W = \epsilon_0 c E^2 \quad (20.11)$$

(20.11) ifodani (20.10) ga qo'ysak,

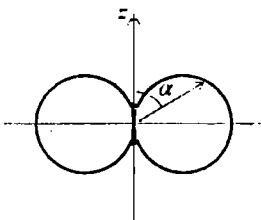
$$W = \frac{q^2 a^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3 r^2} \cdot \sin^2 \alpha \quad (20.12)$$

munosabatni hosil qilamiz.

20.12 munosabatdan ko'ramizki, elektromagnit nurlanish energiyasining oqimi masofaning kvadratiga teskari proporsional o'zgaradi. Va bu energiyani saqlanish qonuniga muvofiq keladi. Demak, W kattalik E_{\perp} ning kvadratiga proporsional. O'z navbatida E_{\perp} esa masofaga teskari proporsional o'zgaradi. Agar E_{\perp} va E_{\parallel} kabi o'zgariganda hech qanday radioaloqa va videotasvir haqida gap bo'lishi mumkin emas. E_{\perp} ham r^2 teskari proporsional ravishda o'zgariganda edi, W ni qiymati masofaning to'rtinchi darajasiga bog'liq ravishda kamayib, radiosignal shunday kuchsizlanib ketardiki, shu sababdan ham hech qanday radioaloqani uzatish imkoni bo'lmagan bo'lardi.

20.4. Nurlanayotgan atomning klassik alomatlari

Agar zaryad ν chastota bilan garmonik tebranayotgan bo'lsa, u holda chastotasi shu chastotaga teng bo'lgan elektromagnit to'liqlar yuzaga kelishi kerak. Shu hodisa radiouzatish qurilmasining antenasi hosil bo'ladi. Garmonik tebranishlarda zaryadning tezlanishi ν^2 ga proporsional. U holda (20.12) binoan nurlanish quvvati ν^4 proporsional bo'ladi. Ya'ni,



20.5-rasm.
Energiyaning burchak taqsimoti.

$$W = \frac{\omega^4 p_0^2}{32\pi^2 \epsilon_0 c^3 r^2} \cdot \sin^2 \alpha \quad (20.13)$$

r masofada dipol nurlanish intensivligi (20.13) formula bilan ifodalanadi. (20.13) formulada intensivlikni yo'nalishga bog'liqligi $\sin^2 \alpha$ ko'paytuvchi bilan xarakterlanadi. Ossilatsiya qilayotgan dipol nurlanishning taqsimoti 20.5-rasmda tasvirlangan. 20.5-rasmdagi diagrammadan ko'rinadiki, zaryad o'zini tezlanishi yo'nalishida nurlanmaydi, balki o'zining harakatiga perpendikular yo'nalishda kattaroq quvvatga ega bo'lgan nurlanish chiqaradi. Bunday yo'nalish diagrammasi radiouzatmaning to'g'ri chiziqli antenasi va nurlanuvchi atom ega. Foton tilida yo'nalish diagrammasi bu yoki u yoki yo'nalishda fotonni chiqishini xarakterlaydi.

Yaxshi bilamizki, atomba elektronning harakatini klassik nazariya orqali tavsiflab bo'lmaydi. Atomba elektronning tezlanishli harakati tufayli energiya yo'qotilishi sodir bo'ladi va natijada atom barqaror emasligi kelib chiqadi (VII-bobga qarang).

Biroq kvant mexanikada ham atomning nurlanish intensivligi ν^4 ga proporsional. Bundan chastota ortgan sari nurlanish intensivligi ham ortadi degan ma'no kelib chiqmaydi. Chunki, kvant mexanikada ν^4 kattalikdan tashqari formulaga bir spektr chiziqdan ikkinchi chiziqqa o'tishni xarakterlovchi murakkab va kuchli o'zgaruvchi hodisalar yuz beradi. Tajriba kvant nazariyasi to'g'riligini ko'rsatadi. Biroq yo'nalishlar bo'ylab atom nurlanishini taqsimlanishi masalasini klassik nazariya ham to'g'ri tavsiflaydi. Bu holda ham (20.13) formulaga ko'ra, tezlanishli harakat qilayotgan zaryadni energiya oqimi zichligi ham α ga bog'liq o'zgaradi. Demak, nurlanayotgan atomni ham dipol deb qarasa bo'ladi. E.Shryodinger eksperimentator sifatida nurlanayotgan atomning nurlanishini «ignasimon» xarakterga ega ekanligini keng burchakli interferensiyani kuzatish orqali isbot qilishga urindi. E.Shryodingerga ko'ra, atom turli yo'nalishlarga nokogerent nurlanish chiqarish kerak. Interferensiyon tajribalarda ko'p fotonlar ishtirok etishi va yorug'likning to'liqin hossasi namoyon bo'lganligi sababli muvaffaqiyatga erishmadi. S.I.Vavailov o'zining chiroyli tajribalari yordamida keng burchakli interferensiya orqali barcha kuzatiladigan effektlarni nurlanishning klassik yo'nalishi yordamida tushuntirib berdi.

Bir sekund ichida dipol nurlayotgan to'la energiyani topish mumkin. To'la nurlanish quvvati

$$P = \frac{\omega^4 p_0^2}{12\pi\epsilon_0 c^3} \quad (20.4)$$

(20.14) formulaga binoan ossilator chiqarayotgan quvvat dipol momenti amplitudasining kvadratiga va chastotaning to'rtinchi darajasiga to'g'ri proporsional yoki to'liq uzunligining to'rtinchi darajasiga teskari proporsional. Ushbu qonun yorug'likni sochilish nazariyasida ham katta o'rin tutadi. Nurlanish intensivligini to'liq uzunlikka bunday kuchli bog'lanishi orqali nima uchun osmon rangi zangori (ko'k) ekanligini tushuntirish mumkin. Qisqa to'liqlarni uzun to'liqlarga nisbatan kuchli sochilishi tufayli kunduzgi osmon havorangda, oqshomda esa quyoshning botish atrofidagi atmosfera qizil rang bo'lib ko'rinadi. Bu holda atmosferaning katta qalinligidan quyosh nuri o'tganda to'g'ri dastadan zangori nurlar qizil nurga nisbatan ko'proq sinadi. (20.14) formula bilan ifodalangan ossillatorning nurlanishi uni o'rab turgan atmosfera sirtini radiusiga bog'liq emas. Ossillatorni o'rab turgan fazoda o'tkazgichlar ham, elektr zaryadlar ham yo'q. Shu bois, ossilator nurlayotgan elektromagnit energiya energiyaning boshqa shakllariga aylanmaydi. Va fazoning juda ham uzoq joylariga energiyasini yo'qotmasdan biror joyda to'planmasdan o'tadi. Yuqorida aytganimizdek, bu hossa ayniqsa, (20.10) formulada ravshan ko'rinadi. (20.10) formula yorug'lik tezligiga nisbatan kichik tezlikda harakat qilayotgan zarralar uchun o'rinli. Relativistik zarralar uchun odatda (20.10) formulaga odatda tuzatishlar kiritish kerak bo'ladi. Bu esa o'z navbatida yo'nalish diagrammasini ham o'zgarishiga olib keladi. Va bu diagramma nosimmetrik bo'lib qoladi. Tezlik yo'nalishiga o'tkir bo'lgan burchaklarda nurlanish intensivligi ortadi.

20.5. Plazma diagnostikasi. Erkin elektronlarda lazer. Sochilishning Tomson kessimi

Hozirgi paytda plazmani tekshirish uchun erkin elektronlardan yorug'likning Tomson sochilishi nazariyasidan keng foydalaniladi. Buning uchun Rubin lazeridan chiqarayotgan katta quvvatga ega bo'lgan lazer nuri plazma ichidan o'tkaziladi. Va to'g'ri burchaklarda sochilgan nurning intensivligi o'lchanadi. Yorug'lik to'liqining elektr maydoni plazmadagi erkin elektronlarni tebratadi. Tezlangan ushbu elektronlar o'z navbatida ikkilamchi sochilgan to'liqlar hosil qiladi.

Yorug'lik to'liqini maydonida erkin elektronlarning harakat tenglamasi

$$ma = eE \quad (20.15)$$

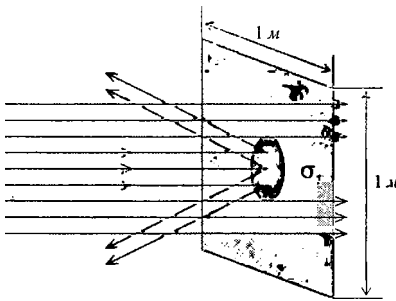
Ushbu formuladan a ni topib, (20.10) formulaga qo'ysak,

$$W = \frac{q^4}{16\pi^2 \epsilon_0^2 m^2 c^4} \cdot \frac{\sin^2 \alpha}{r^2} c \epsilon_0 E^2 \quad (20.16)$$

Hodun olamiz. (20.16) formulada $c \epsilon_0 E^2$ tushayotgan yorug'lik to'liqini oqimi ko'rsatadi. (20.16) formula bitta elektron sochgan nurlanish quvvatini xarakterlaydi. n elektronlar uchun quvvat n marta katta bo'ladi. Shunday qilib, sochilgan yorug'likning quvvatini bilish orqali, elektronlarni konsentratsiyasi n ni topish mumkin bo'ladi.

Erkin elektronlarda sochilishni tahlil etishda ko'pincha elektronlarda sochilishni Tomson kesimi tushunchasida foydalaniladi. Bu tushunchasi sochilish jarayonida energetik qarash nuqtayi nazaridan kelib chiqadi. Erkin elektronlarni barcha yo'nalishlarga sochayotgan nurlanish energiyalarini yig'indisini olib, tushayotgan yorug'lik to'liqining energiya oqimiga bo'lsak, E ga bog'liq bo'lmagan va yuza o'lchamiga ega bo'lgan σ kattalik kelib chiqadi. Ma'nosi jihatdan bu nishon yorug'lik sochayotgan yuzasi bo'lib, shunday sochilgan yorug'lik quvvatini olish uchun elektroni almashtirish kerak.

Haqiqatan ham tushayotgan yorug'lik to'liqinida energiyaning oqim zichligi bir kvadrat metr yuzadan o'tayotgan energiya oqimiga teng. Sochilishning Tomson kesimi tushayotgan ushbu oqimni elektron tomonidan ushlab qolinadigan va sochadigan ulushiga to'g'ri keladi. Va bu ulush ekvivalent nishonning yuzasi bilan aniqlanadi. Elektronning klassik radiusi



20.6-rasm. Sochilishning Tomson kesimi (σ_T).

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mc^2} = 2,8 \cdot 10^{-15} \text{ m bo'lgani}$$

uchun va 20.16 formulaga binoan

$$\sigma_T = \frac{8}{3} \pi \cdot r_0^2 \quad (20.17)$$

ekanligini topamiz.

(20.17) formuladagi σ_T radiusi r_0 ga

teng bo'lgan nishon yuzasidan $\frac{8}{3}$

ko'paytmaga farq qiladi va elektron yorug'likni qaytaruvchi sharcha sifatida o'zini namoyon qiladi. 20.6-rasmda Tomson kesimi chizmasi tasvirlangan.

Odatda Tomson kesimi $6,7 \cdot 10^{-29} \text{ m}^2$

ga teng. Plazmada elektronlarni konsentratsiyasi 10^{15} tadan ko'p emas. Shu bois, sochilgan yorug'lik, tushayotgan yorug'likni 10^{-14} qismini tashkil qiladi. Lazerlar yaratilguncha, Tomson sochilishini kuzatish imkoniyati yo'q edi. Taqqoslash uchun bir misol keltiramiz. Atom tarkibiga kiruvchi bog'langan elektron bilan elektromagnit to'liqining rezonansli o'zaro elektromagnit ta'sirini olaylik. To'liqinni chastotasi bog'langan elektronning xususiy chastotasiga mos kelganda kesim qiymati 10^{-14} kvadrat metrgacha ortadi. Bu kesim Tomson kesimidan million marta kattadir.

(20.12) formuladan ko'ramizki, bunday katta kesimni hosil qilish uchun bog'langan elektron juda katta tezlanish olishi kerak bo'ladi. Nyutonning ikkinchi qonuniga binoan bunday katta tezlanish hosil qilish uchun katta kuchlar kerak bo'ladi. Oddiy yorug'lik to'liqinini eE elektr kuchi esa unchalik katta emas. Bog'langan elektronlar bilan yorug'lik to'liqinini rezonansli o'zaro ta'sirni tushuntirish uchun (20.15) formulani o'rniga

$$ma = kx + eE \quad (20.18)$$

formulani olamiz. Rezonans ro'y berganda elektroni tebranishi oqibatida x ko'chish katta bo'lib qoladi. Va kvazielastik kuch (kx) elektr kuchi (eE) dan 10^7 marta katta

bo'lib qoladi. Shu bois, a tezlanish kvazielastik kuchning kuchi bilan aniqlanadi va erkin elektronning tezlanishidan shuncha marta katta bo'ladi. Shu narsani yoddan chiqarib, bu hodisada eE elektr kuchi elektronni ko'chirishini hosil qiladi va oqibatda kvazielastik kuch namoyon bo'ladi. (20.17) Tomson formulasi $h\nu \ll mc^2$ shart uchun o'rinli bo'lib, foton energiyasi elektronning tinchlikdagi energiyasiga teng bo'lganda kvant effektlar namoyon bo'ladi. Kvant effektlar Kleyn-Nishin formulasi

$$\sigma_{KN} = \sigma_T \left(1 - \frac{2h\nu}{mc^2} + \dots \right) \quad (20.19)$$

bilan hisobga olinadi.

Gamma nurlarini elektronda sochilish jarayonini o'rganishda ham Kleyn-Nishin formulasi foydalaniladi.

Katta energiyaga va katta tokka ega bo'lgan erkin elektronlar o'zgaruvchan va magnit maydonidan o'tganida ondulyator nurlanishi deb atalgan ingichka nurlanishlar hosil qiladi. Bu nurlanishlar asosida erkin elektronlarda lazer nurlarini vujudga keltirish imkoniyati yotadi. Erkin elektronlarda lazer nurlanishining FIK nihoyatda katta bo'lib, taxminan 70 % ga etadi. Bunday lazer qurilmalarni yaratish uchun juda katta energiyaga ($E = 10-100$ MeV) va juda katta tokka ($I = 10-100$ A) ega bo'lgan erkin elektronlar dastasi hosil qilish kerak. Bunday elektronlar dastasi chiziqli elektron tezlatkichlarida hosil qilinadi. Va elektronlar dastasi ishorasi o'zgaruvchan davriy magnit maydonidan o'tganda intensivligi yuqori bo'lgan lazer nuri paydo bo'ladi. Erkin elektronlarda lazer nurlanish mexanizmi elektron o'tishlarda ro'y beridigan lazer nurlaridan tamoman farq qiladi va bu nurlanish klassik nazariyada to'la tushuntiriladi. Hozirgi paytda bu sohada katta ijobiy natijalar qo'lga kiritilmoqda va yuqori FIK ga ega bo'lgan lazer qurilmalari yaratish sohasida samarali ishlar olib borilmoqda.

20.6. Nurlanishning kvant nazariyasi. Erkin va majburiy o'tishlar

Klassik elektrodinamika nazariyasiga binoan yorug'likning nurlanish manbai bu tezlanishli harakat qilayotgan zaryaddir. Yuqorida ko'rdikki, birlik vaqt ichida energiya miqdori

$$W_{kl} = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \langle \ddot{r}^2 \rangle \quad (20.20)$$

formula bilan hisoblanadi. Bu yerda $\ddot{r} = a$ – zaryad tezlanishi. Agar nurlanish manbai sifatida bir o'lchamli garmonik ossillator

$$x = A \cos \omega t \quad (20.21)$$

olsak, u holda nurlanish chastotasi ossillatorning mexanik chastotasiga, nurlanish intensivligi esa A^2 ga proporsional bo'ladi. Agar zaryadning harakati $x = f(t)$

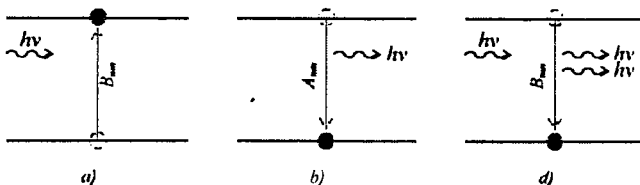
ko‘rinishidagi murakkab davriy qonun bo‘yicha harakat qilsa, u holda $f(t)$ funksiyani $\tau = \frac{2\pi}{\omega}$ davr bilan Furye qatoriga yoyish mumkin.

$$x = \sum_k A_k \cos \omega_k t \quad (20.22)$$

Bu holda nurlanishni $\omega_k = k\omega$, bunda $k = 1.2.3...$ chastotalariga ega bo‘lgan ossillatorlar sistemasi hosil qiladi, deb qarash mumkin. Nurlanish $k=1$ ga teng asosiy ton, va $k\omega$ ga teng bo‘lgan garmonikalarga ega bo‘ladi. Ularning intensivligi $A^2 k$ ga proporsionaldir. Shunday qilib, klassik nazariyaga binoan sistemaning nurlanishi faqat uning mexanik hossalari bilan to‘la aniqlanadi. Nurlanish chastotasi tebraneyotgan sistemaning chastotasiga teng yoki karrali bo‘ladi. Va garmonikasining intensivligi mos ravishda amplitudaning kvadratiga proporsionaldir.

Kvant mexanikada nurlanish masalasiga boshqacha qaraladi. Kvant nazariyada nurlanish ro‘y berishi uchun atom uyg‘ongan energetik holatdan energiyasi kichik bo‘lgan boshqa energetik holatda sakrab o‘tishi kerak. Ya‘ni sistema (atom) bir kvant energetik holatdan ikkinchi kvant energetik holatga o‘tganda nurlanish sodir bo‘ladi va bu jarayon doimo «yuqoridan pastga qarab» yuz beradi.

Bir xususiy holatdan ikkinchi bir xususiy holatga radiatsion o‘tish masalasini yechish – bu atomning elektromagnit nurlanishini chiqarish va yutilish muammosini o‘rganishga olib keldi. O‘tishlarning ikki turi mavjud: spontan (erkli) va induksirlangan (majburiy o‘tish). Uyg‘ongan energetik sathlardan energiyasi kichik bo‘lgan quyi energetik sathlarga o‘tish spontan o‘tish deyiladi. Va u erkli yuz beradi, Tashqi kuch ta‘sirida atom energiyasini istalgan yo‘nalishda o‘zgarishi bilan ro‘y beradigan o‘tishlarga induksirlangan yoki majburiy nurlanish (o‘tish) deyiladi. Atomning nur yutishi va nur chiqarishi quyidagi rasmda berilgan.



20.7-*расм*. Atomda pastdan yuqoriga ($n \rightarrow m$)

va yuqoridan pastga ($m \rightarrow n$) o‘tishlar.

a) yutilish; b) spontan nurlanish;

d) induksirlangan (majburlangan) nurlanish.

Borning chastotalar qoidasiga ko‘ra chiqqan fotonning chastotasi o‘tishda ishtirok etgan holatlarning energiya farqi bilan quyidagicha bog‘langan:

$$\nu_{mn} = \frac{E_m - E_n}{h} = \frac{\Delta E_{mn}}{h} \quad (20.23)$$

E_m va E_n boshlang‘ich va keyingi holat energiyasi. ΔE_{mn} esa o‘tish energiyasi, foton olib ketgan energiya.

Nurlanish masalasini kvant nazariyasida birinchi bo'lib, 1917-yilda Albert Eynshteyn o'rgandi. Spontan va majburiy nurlanishni xarakterlovchi A va V koeffitsiyentlarni (Eynshteyn koeffitsientlari) va ushbu koeffitsiyentlar orasidagi bog'lanishni Eynshteyn topdi. Nurlanish va yutilish jarayonlari orasidagi bog'lanishni kvant elektrodinamikani uslubiyotlaridan keltirib chiqarish mumkin. Biroq Eynshteynning koeffitsiyentlaridan foydalanib, bu masalaning yechish ancha osondir.

Nurlanishni kvant nazariyasining asosiy g'oyasi quyidagicha:

Biror atom sistemasini elektronlaridan biri energiyasi E_m ga teng bo'lgan uyg'ongan m sathda yotgan bo'lsin (20.7b-rasm). U holda ushbu elektron uchun m energetik sathdan n energetik sathga birlik vaqt ichida spontan o'tish ehtimoli A_{mn} mavjud. Bu jarayonda $h\nu = E_m - E_n$ energiyaga ega bo'lgan foton uchib chiqadi. Agar uyg'ongan atomlar soni N_m ta bo'lsa, u holda spontan o'tishlar tufayli bir vaqt ichida chiqqan nurlanish energiyasi

$$W_{chik}^{oi} = N_m A_{mn} h\nu \quad (20.24)$$

formula bilan aniqlanadi. Agar atomlarga tashqi elektromagnit nurlanish ta'sir qilsa, u holda u o'z navbatida yuqoridan pastga va pastdan yuqoriga o'lgan majburiy o'tishlarni yuzaga keltirishi mumkin. Agar majburiy o'tish pastdan yuqoriga ($n \rightarrow m$) bo'lsa, fotonlar yutiladi (20.7a-rasm). Aksincha, o'tish yuqoridan pastga bo'lsa, ya'ni ($m \rightarrow n$) u holda bir emas ikkita foton chiqadi (20.7v-rasm).

Eynshteyn belgilashlari asosida $m \rightarrow n$ majburiy o'tish ehtimoli B_{mn} va aksincha, $n \rightarrow m$ o'tish ehtimolini B_{nm} deb belgilaylik. Majburiy o'tish jarayonida o'tishlar soni ushbu nurlanishning u_ν – spektral zichligiga ham bog'liq. Shuning uchun majburiy o'tishlarning nurlanish energiyasi

$$W_{chik}^{mj} = N_m B_{mn} u_\nu h\nu \quad (20.25)$$

$$W_{yutil}^{mj} = N_n B_{nm} u_\nu h\nu \quad (20.26)$$

formulalar bilan ifodalanadi. Bunda, $N_n - n$ holatda bo'lgan atomlar soni.

Endi A_{mn} , B_{nm} orasidagi bog'lanishlarni topamiz. Atomlar sistemasi termodinamik muvozanatda bo'lganda ($m \rightarrow n$) va ($n \rightarrow m$) o'tishlar soni bir-biriga teng bo'ladi, ya'ni:

$$N_m A_{mn} h\nu + N_m B_{mn} u_\nu h\nu = N_n u_\nu B_{nm} \quad (20.27)$$

Boltzman taqsimotiga ko'ra,

$$\frac{N_m}{N_n} = \exp\left[-\frac{E_m - E_n}{kT}\right] = \exp\left[-\frac{h\nu_{mn}}{kT}\right] \quad (20.28)$$

bunda, k – Boltzman doimiysi, T – absolut temperatura.

II bobdagi (2.25) formulaga binoan, Plank formulasini quyidagicha yozamiz:

$$u_\nu(T) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp\left[\frac{h\nu}{kT}\right] - 1} \quad (20.29)$$

(20.28) va (20.29) ni (20.27) formulaga qo'ysak,

$$\frac{c^3}{4h\nu^3} \frac{A_{mn}}{B_{mn}} \left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right) + \frac{B_{mn}}{B_{mn}} = e^{\frac{h\nu}{kT}}$$

bu tenglik istalgan temperatura uchun o'rinli shuning uchun,

$$\frac{c^2}{4h\nu^3} \frac{A_{nm}}{B_{nm}} = 1, \quad \frac{B_{nm}}{B_{mn}} = 1 \quad (20.30)$$

(20.30) formuladan Eynshteyn munosabatlari kelib chiqadi:

$$B_{nm} = B_{mn} \quad \text{va} \quad B_{nm} = \frac{c^3}{4h\nu^3} A_{nm} \quad (20.31)$$

(20.31) formuladan quyidagi xulosa kelib chiqadi: Yuqoridan pastga va pastdan yuqoriga bo'lgan majburiy o'tishlar ehtimoliy teng va spontan o'tishning A_{mn} koeffitsiyentiga to'g'ri proporsional, zero, atom yoki molekula nurlanishini tavsiflash uchun ushbu koeffitsiyentlardan birini bilish yetarli.

20.7. Erkli va majburiy o'tishlarning ehtimolini topish

Kvant mexanikaga muvofiq, majburiy o'tishlar hodisasi atomning elektronlarini tashqi elektromagnit nurlanishi bilan bo'lgan o'zaro ta'siri orqali tushuntiriladi. Nima sababdan, yuqorgi energetik holatdan pastki energetik holatga elektronni spontan o'tishini Shryodinger nazariyasi tushuntirib berolmaydi? Bu masalani javobi elektromagnit maydonini kvantlanish apparati (ikkilamchi kvantlanish) qo'llanilgandan so'ng yechildi. Ikkilamchi kvantlanish nazariyasiga ko'ra, elektron nafaqat real mavjud bo'lgan fotonlar bilan, balki shu bilan birga virtual (hali paydo bo'lmagan) fotonlar bilan ham o'zaro ta'sirda bo'ladi. Boshqacha aytganda, elektronlar elektromagnit vakuumi bilan ham o'zaro ta'sirda bo'ladilar. Va bu o'zaro ta'sirlar natijasida spontan o'tish hodisasi sodir bo'ladi. Elektronlarni virtual fotonlar bilan bo'lgan o'zaro ta'siriga klassik analog sifatida harakat qilayotgan elektronga Plankning nur ishqalanish kuchlari ta'siri

$$F_{\text{nyr}} = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \ddot{x} \quad (20.33)$$

ni keltirish mumkin. Bu kuch tezlanishli harakat qilayotgan elektronning hosil qilgan elektromagnit maydoni shu elektronning o'ziga ta'sir qiladi. Ma'lum bir sharoit yaratilganda ushbu elektromagnit maydon elektrondan ajralib, yorug'lik nurlanishi ko'rinishida tarqaladi. Kvant elektrodinamika tili bilan aytganda fotonlar virtual holatdan real holatga o'tadilar.

Kvant elektrodinamika nazariyasidan foydalanib, Eynshteyn koeffitsiyentlari uchun aniq ifodani topish va nurlanish masalasini to'la yechish mumkin.

Biz bu yerda kvant elektrodinamika uslubiyatini qo'llamay, klassik nazariya natijalarini umumlashtirgan holda A koeffitsiyentni topamiz. Bu usulda topilgan natija ham ikkilamchi kvantlash apparati yordamida topilgan natijani beradi. Nurlanish energiyasi uchun yozilgan (20.10) klassik ifodani umumlashtirib va moslik prinsipidan foydalanib, kvant holda yozamiz. Buning uchun klassik \vec{r} vektor kattalikni kvant mexanik kattalikka aylantiramiz (XII-bob, 12.25 formulaga asosan):

$$\langle \vec{r} \rangle = \int \psi^*(t) \vec{r} \psi(t) dt \quad (20.34)$$

ikkinchi tomondan kvant nazariyaga binoan birlik vaqt ichida chiqqan nurlanish energiyasi uchun

$$W_{nm} = g_n g_m \hbar \nu A_{nm} \quad (20.35)$$

formulani yozish mumkin.

Bu yerda g_n va g_m koeffitsiyentlar Paüli prinsipiga ko'ra n va m holatlarda elektronlarni bo'lishini xarakterlaydi. (20.25) munosabatni (20.10) formulaga tenglasak va (20.34) inobatga olsak, u holda

$$g_n g_m \hbar \nu A_{nm} = \frac{2 e^2}{3 c^3} \langle \vec{r}^2 \rangle_{o'r} \quad (20.36)$$

ifodaga ega bo'lamiz.

Bu formulada ikkita o'rtachalash mavjud:

Birinchisi kvant mexanik, burchak qavslar bilan belgilangan. Ikkinchisi vaqt bo'yicha, «o'r» indeks bilan berilgan.

Elektron E_n va E_m energiyaga ega bo'lgan ikkita holatda bo'lishi mumkin. Shuning uchun to'liq funksiyani

$$\psi(t) = C_m e^{-\frac{i}{\hbar} E_m t} \psi_m + C_n e^{-\frac{i}{\hbar} E_n t} \psi_n \quad (20.37)$$

ko'rinishda yozish mumkin.

Kvant mexanik holatlar uchun radius vektorni o'rtachasini

$$\langle \vec{r} \rangle = |C_m|^2 \vec{r}_{nm} + |C_n|^2 \vec{r}_n + C_m^* C_n e^{i\omega t} \vec{r}_{mn} + C_n^* C_m e^{-i\omega t} \vec{r}_{nm} \quad (20.38)$$

topamiz. Bunda $\nu = \nu_{nm} = \frac{E_m - E_n}{\hbar}$.

Matritsa elementlari

$$\langle r_{nm} \rangle = \int \psi_n^* \hat{r} \psi_n dx \quad (20.39)$$

(20.39) munosabatdagi matritsa ermit bo'lganligi va t ga bog'liq bo'lmaganligi uchun (20.36) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$g_m g_n \hbar \nu A_{nm} = \frac{4 e^2}{3 c^3} (2\pi\nu)^4 |C_m|^2 |C_n|^2 |\vec{r}_{nm}|^2 \quad (20.40)$$

Xullas, $C_m^0 = 1$ va $C_n^0 = 0$ uchun $g_m g_n = 1$ deb yozsa bo'ladi. Natijada, quyidagi muhim formulalarni olamiz:

$$A_{nm} = \frac{4 e^2 \omega^3}{3 \hbar c^3} |r_{nm}|^2 \quad (20.41)$$

$$B_{nm} = B_{mn} = \frac{4\pi^2 e}{3 \hbar^2} |\vec{r}_{nm}|^2 \quad (20.42)$$

$$W_{nm} = \hbar \nu A_{nm} = \frac{4 e^2 \omega^4}{3 c^3} |\vec{r}_{nm}|^2 \quad (20.43)$$

Bu formulalardagi

$$|\vec{r}_{nm}|^2 = |x_{nm}|^2 + |y_{nm}|^2 + |z_{nm}|^2 \quad (20.44)$$

bo'lib, bunda

$$\begin{aligned}
 x_{nm} &= \int \psi_n^* x \psi_m dx . \\
 y_{nm} &= \int \psi_n^* y \psi_m dx \\
 z_{nm} &= \int \psi_n^* z \psi_m dx .
 \end{aligned}
 \tag{20.45}$$

Shunday qilib, energiyani xususiy qiymatlari chastotani, xususiy funksiyalar esa nurlanishning intensivligini topishga imkoniyat yaratadi. Shryodinger nazariyasi nurlanishning asosiy klassik xarakteristikalarini kvant hol uchun umumlashtiradi. (20.41) formuladan foydalanib, spontan o'tishlar uchun m uyg'ongan holatning yashash vaqti

$$\frac{1}{\tau} = A_{mn} = \frac{4}{3} \frac{e^2 \omega^3}{\hbar c^3} |r_{nm}|^2
 \tag{20.46}$$

aniqlanadi. Ko'p zarralardan iborat sistema uchun

$$e \vec{r}_{mn} \rightarrow \sum_i e_i \vec{r}_i
 \tag{20.47}$$

almashtirsak,

$$\frac{1}{\tau} = \frac{4}{3} \frac{\omega^3}{\hbar c^3} \left| \sum_i e_i \langle m | \vec{r}_i | n \rangle \right|^2
 \tag{20.48}$$

formulani olamiz. Demak, spontan nurlanishning energiya oqimi bitta elektron uchun radius vektorni matritsa elementining kvadratiga proporsional zaryadlar sistemasini uchun esa energiya oqimi elektr momentining kvadratiga proporsional.

20.8. Ruksat etilgan va man etilgan o'tishlar

(20.44) formuladan ko'rinadiki, nurlanish intensivligi noldan farqli bo'lishi uchun hech bo'lmaganda x_{nm}, y_{nm}, z_{nm} matritsa elementlaridan bittasi nolga teng bo'lmazligi kerak. Bunday o'tishlar kvant mexanikada **ruksat etilgan o'tishlar** deyiladi. Kvant mexanikada bir qator masalalarni echishda matritsa elementlarini hisoblash yo'li bilan cheklansa bo'ladi. Hisoblashlar yordamida ruksat etilgan o'tishlar uchun ma'lum bir tanlash qoidalari topish mumkinki, u kvant sonlarini ma'lum bir qonuniyatga bo'ysinadi. Tanlash qoidasini bilgan holda nurlanishning mumkin bo'lgan chastotalarini aniqlash mumkin. Klassik elektrodinamika tilida tanlash qoidasi berilgan sistemalar qanday turli garmonikalarning nurlanishiga ekvivalentdir. Agar kvant sonlarini ma'lum bir o'zgarishda matritsa elementlari nol bo'lsa, nurlanish sodir bo'lmaydi va bunday o'tishlar **man etilgan o'tishlar** deyiladi. Elektr dipol o'tishi uchun matritsa elementi

$$d_{mn} = -e_n r_{mn} = e \int \psi_m^*(\vec{r}) \vec{r} \psi_n(\vec{r}) dx
 \tag{20.49}$$

agar nurlanayotgan atomning o'lchami a bo'lsa, u holda elektr dipol momenti $d_{mn} \approx ea$ tartibga teng. (20.49) ifodani matritsa elementlari noldan farqli bo'lsa, nurlanishning elektr dipol momenti yoki qisqacha $E1$ – nurlanish deyiladi. Elektr dipol nurlanishida yuzaga kelgan fotonlarni ham $E1$ belgi bilan belgilanadi. $E1$

nurlanish ma'lum bir tanlash qoidalariga, ya'ni $\Delta l = 1$ va $\Delta m_l = 0, +1, -1$ o'tishlarga bo'ysinadi.

Agar $d_{mn} = 0$ bo'lsa, elektr nurlanish ehtimoli

$$P_{mn} = |er_{mn}|^2 = 0 \quad (20.50)$$

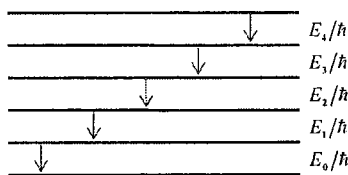
va bu nurlanish uchun o'tish man etilgan deyiladi. Biroq dipol o'tishlar bilan bir qatorda kvadrupol o'tishlar va yuqori multipletik yoki magnit o'tishlar ham bo'lishi mumkin. Odatda dipol o'tishning intensivligi

$$W_{dip} = \frac{2}{3} \frac{\ddot{p}^2}{c^3} \approx \frac{\omega^4}{c^3} (ea^2) \quad (20.51)$$

formula bilan kvadrupol nurlanishning intensivligi esa

$$W_{kv} \approx W_{dip} \cdot \left(\frac{a}{\lambda}\right)^2 \quad (20.52)$$

ifoda bilan aniqlanadi.



20.8-расм. Гармоник осциллятор uchun ruxsat etilgan o'tishlar

Xususan, agar atom o'lchami a taxminan 10^{-10} m, nurlanishning to'lqin uzunligi taxminan 10^{-7} m desak, u holda kvadrupol nurlanishning intensivligi dipol nurlanish intensivligidan million marta kichik bo'ladi. Agar, kvant sonlarini ma'lum bir o'zgarishlarini uchun dipol o'tish man etilgan bo'lsa, intensivligi juda kichik bo'lsa ham kvadrupol nurlanishga imkon tug'iladi va uni o'ta sezgir spektrograflar bilan o'lchash mumkin. Zaryadini massaga nisbati bir xil

bo'lgan sistemalar uchun dipol nurlanish yo'q. Bu holda ushbu sistemaning elektr dipol momenti koordinataning og'irlik markaziga proporsional, shuning uchun uning vaqt bo'yicha hosilasi nolga teng. Gravitatsion nurlanishlar uchun bu gap o'rinli. Chunki, gravitatsion zaryad (massa)ni inert massaga proporsional. Shu bois, dipol gravitatsion nurlanish umuman yo'q va kvadrupol nurlanish bo'lishi mumkin. Kvadrupol nurlanish atom yadrosi fizikasida muhim rol o'ynaydi. Chunki protonlar bir xil zaryad va massaga ega.

Magnit dipol moment μ_{mn} Bor magnetoni bilan chamlanadi. Ya'ni,

$$\mu_{mn} \approx \mu_B \approx \frac{e\hbar}{me}$$

bu kattalikni elektr dipol momenti $d_{mn} \approx ea \approx \frac{\hbar^2}{me}$ bilan taqqoslaylik.

$$\frac{\mu_{mn}}{d_{mn}} \approx \alpha = \frac{v}{c} \quad (20.53)$$

Hisoblash ko'rsatadiki, magnit dipol (M_1) o'tish ehtimoli E_1 nurlanish ehtimolidan $\alpha^2 \approx 10^{-4} - 10^{-5}$ marta kichikdir.

Yuqoridagi taqqoslashlardan shuni ko'ramizki, E_1 o'tishlar mumkin bo'lmagan holda boshqa o'tishlar bo'lishi mumkin. Lekin ularning intensivligi juda ham kam.

Hamda ularning energetik sathlari nisbatan kichik va yashash vaqtlari esa nisbatan katta bo'ladi. Bu o'tishlarda foton holati to'rtta kvant soni bilan ω -*qachnoma*, J -to'la moment va uning OZ o'qiga proyeksiyasi hamda R juftlik bilan xarakterlanadi.

Elektrodipol nurlanish foton uchun $R=-1$ magnit dipol nurlanig fotoni uchun $R=+1$. Elektrkvadrupol nurlanish fotoni uchun ham $R=+1$, magnitkvadrupol fotoni uchun $R=-1$.

20.9. Tanlash qoidalari

1. Garmonik ossilyator uchun tanlash qoidasi.

9-bobda chiziqli garmonik ossillator masalasini ko'rgan edik. $E_n > E_{n-1}$ shart uchun spontan nurlanish o'tishlar yuqoridan pastga bo'ladi. Garmonik ossillator nurlanish intensivligi

$$W_{n \rightarrow n-1} = W_{n, n-1} = \frac{2 e^2 \omega^2}{3 m c^2} n \hbar \omega = \frac{2 e^2 \omega^2}{3 m_0 c^3} (E_n - E_0) \quad (20.54)$$

$$W_{n \rightarrow n} = \frac{2 e^2 \omega^2 E}{3 m c^3} \quad (20.55)$$

klassik va kvant nurlanish intensivligi $n \gg 1$ kvant sonlari uchun mos tushadi (moslik prinsipi). Kichik kvant sonlari, o'tishlar va energetik sathlar 20.7-rasmda tasvirlangan.

Garmonik ossillator uchun tanlash qoidalari faqat n - kvant soni uchun beriladi:

$$\Delta n = n - n' = \pm 1 \quad (20.56)$$

bu formuladan ko'ramizki, o'tish faqat qo'shni sathlar uchun o'rinli.

2. Sferik simmetrik potensial uchun (spin e'tiborga olinmaganda) tanlash qoidalari:

1. Elektromagnit nurlanishi fotoning nurlanishi yoki yutilishi uchun (qutblanish yo'nalishi Oz o'qi bo'ylab) tanlash qoidasi.

$$\Delta l = l - l' = \pm 1, \Delta m = m - m' = 0$$

2. O'ng aylanish uchun

$$\Delta l = \pm 1, \Delta m = -1$$

3. Chap aylanish uchun

$$\Delta l = \pm 1, \Delta m = +1$$

shunday qilib, ruxsat etilgan o'tishlar uchun $\Delta l = \pm 1, \Delta m = 0, \pm 1$

4. Elektr kvadrupol nurlanish uchun

$$\Delta l = 0, \pm 2, \Delta m = 0, \pm 1, \pm 2$$

5. Magnit dipol nurlanishi uchun

$$\Delta l = 0, \Delta m = 0, \pm 1$$

Misol: vodorod atomi 2r-holatini yashash vaqtini toping.

Tanlash qoidasiga ko'ra, $2r \rightarrow 1S$ o'tish uchun radial to'liqin funksiyalar quyidagicha yoziladi:

$$R_{1s} = \frac{2}{3} e^{-\frac{r}{r_1}}, R_{2p} = \frac{1}{2} \frac{r}{r_1} e^{-\frac{r}{2r_1}}$$

Eslatma: Shryodingerning normallangan radial funksiyalari XVII bobda birinchi jadvalda keltirilgan.

U holda intensivlik

$$I = \int R_{1s} R_{2p} r^3 dr = \frac{192\sqrt{2}}{243} r_1$$

$$(2r \rightarrow s) \text{ uchun o'tish tezligi} = \frac{294912e^2 \omega^2 r_1^2}{177147\hbar c^3} = \frac{1152}{6561} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^3 \frac{me^4}{2\hbar^3} = 1,41 \cdot 10^9 \frac{1}{c}$$

bu yerda, $\frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$ -- nozik struktura doimiysi yoki elektromagnit o'zaro ta'sir konstantasi.

$$\frac{me^4}{2\hbar^3} = 2,067 \cdot 10^{16} \frac{1}{c} \text{ -- Ridberg doimiymi / } \hbar$$

$$\omega = \frac{3}{4} me^4 2\hbar^3 \text{ -- birinchi bor sathining chastotasi.}$$

$$r_1 = \frac{\hbar^2}{me} \text{ -- Bor radiusi.}$$

SAVOLLAR

1. Nima uchun hozirgi zamon fizikasida nurlanishning klassik nazariyasini o'rganish muhim?
2. Nurlanish nazariyasi o'rganish fizikaning qaysi sohasiga taalluqli?
3. Dj. Tomson atom modelini tushuntiring.
4. Uyg'ongan atomlar suglar chiqaradai, degan hodisani tushuntiring.
5. Sug deganda nimani tushunasiz? Yorug'lik nuri uchun sug uzunligi va to'liq uzunliklar soni nechga teng?
6. Qizil nur sugi bilan Gerts vibratori chiqargan sug uzunliklarini taqqoslang. Qaysi biri tezroq so'nadi?
7. Kvant fizikada sugga qanday tushuncha (qiyoslash) berish mumkin?
8. Nurlanish jarayoni uchun Tomson modelini bering.
9. Elektr maydonning kuch chiziqlarida egilish qanday ro'y beradi?
10. Zaryad harakati to'xtagandan so'ng, kuch chiziqlari ko'rinishini turli vaqt momentlarida tasvirlang.
11. 20.3 rasmdagi $c(t - \tau)$, st va c^τ ifodalarni ma'nosini toping?
12. Elektr maydon kuchlanganligini bo'ylama komponenti uchun formula yozing.
13. Elektr maydon kuchlanganligini ko'ndalang komponenti uchun formula yozing.
14. Elektromagnit to'liqinni zaryadni qanday harakati vujudga keltiradi?

15. Radioeshittirish va videotasvirni uzatish mumkinligini qanday tushuntiriladi?
16. To'liqdagi energiya oqimi uchun formula yozing va tushuntiring.
17. To'la nurlanish quvvatining formulasini yozing.
18. Ossillator nurlanishining quvvati chastotaga va dipol momentining amplitudasiga bog'liqligini ko'rsating.
19. Nima uchun osmon zangori rangda ko'rinadi? Nima uchun quyosh botishi paytida uning atrofidagi atmosfera qizil rangga bo'yaladi?
20. Relyativistik tezlikda harakat qilayotgan zaryadlangan zarralar uchun ma'ruzadagi (20.11) formula o'rinlimi?
21. Yorug'lik to'liqini maydonida yotgan erkin elektronning harakat tenglamasni yozing.
22. Yorug'lik to'liqini maydonida yotgan erkin elektronning nurlanish energiyasi zichligi formulasini yozing.
23. Elektronlar konsentratsiyasi plazmada qanday yo'l bilan topiladi?
24. Tomson sochilish kesimi formulasini yozing va tushuntiring.
25. Kleyn-Nishen formulasini yozing va uni qachon qo'llaniladi?
26. Erkin elektronlarda lazer nuri olish mumkinmi?
27. Erkin elektronlarda lazer nuri hosil qilish uchun elektron dastasining energiyasi va toki qanday bo'lishi kerak?
28. Erkin elektronlarda lazer nuri hosil qilish uchun elektron dastasi qanday ko'rinishdagi maydondan o'tishi kerak?
29. O'tishlarning necha turi mavjud?
30. Spontan o'tishlar qanday o'tishlar?
31. Majburiy o'tishlar qanday o'tishlar?
32. Bitta elektron uchun spontan nurlanish energiyasining oqimi nimaga proporsional?
33. Zaryadlangan zarralar sistemasi uchun spontan nurlanish energiyasining oqimi nimaga proporsional?
34. Ruhsat etilgan o'tishlar deb nimaga aytamiz?
35. Man etilgan o'tishlar deb nimaga aytamiz?
36. Kvant fizikadagi tanlash qoidalari klassik elektrodinimikada qaysi qoidalarga o'xshash?
37. Dipol nurlanishi intensivligi formulasini yozing.
38. Kvadrupol nurlanishi intensivligi formulasini yozing.
39. Kvadrupol nurlanish intensivligini dipol nurlanish intensivligiga nisbati qanday karakterlanadi?
40. Gravitatsion nurlanish uchun dipol nurlanishi bormi? Agar yo'q bo'lsa nima uchun?
41. Magnit dipol momenti bilan elektr dipol momentini taqqoslang.
42. Foton holati o'tish jarayonida nechta kvant soni bilan karakterlanadi?
43. Garmonik ossilator uchun tanlash qoidalarini yozing.
44. Sferik simmetrik potensial uchun tanlash qoidalarini yozing.
45. Elektr kvadrupol va dipol nurlanishlari uchun tanlash qoidalarini yozing.
46. Magnit dipol nurlanishlari uchun tanlash qoidalarini yozing.

47. Layman, Balmer seriyasi, Pikerinq sistemasi va Breket seriyalari uchun bir holatdan ikkinchi holatga o'tishlarga tanlash qoidalarini yozing.

48. Bu bob haqida o'z mulohazalaringizni bering.

MASALALAR

20.1. Uchta nurlanish manbayi mavjud: Gerts vibratori, uyg'ongan atom va uyg'ongan yadro. Toping: a) to'liqlar sugini uzunliklarini; b) har bir sugga to'g'ri kelgan to'liqlar sonini; d) har bir manba chiqargan sug uzunliklari sonini taqqoslang.

20.2. Magnetron chiqarayotgan elektromagnit to'liqlarning to'liq uzunligi 1000 mikrom. To'liqlar sugida nechta to'liqlar joylashgan?

20.3.0,1 mm to'liq uzunlikdagi radioto'liq sugida nechta to'liq uzunligi joylashgan?

20.4. 0,001 mm to'liq uzunlikdagi infraqizil sugida nechta to'liq uzunligi joylashgan?

20.5. Qizil nurning uzunligi 670,8 nm yashilniki – 546,1 nm, binafshaniki, 404,7 nm. To'liq uzunliklar sugini taqqoslang. Va har bir sugda nechadan to'liq uzunliklar joylashgan?

20.6 Atom yadrosi 0,01 nm to'liq uzunlikdagi rentgen nuri chiqaradi. Sugda nechta to'liq uzunligi joylashgan?

20.7. Gamma nurlanishning to'liq uzunligi 10^{-12} m. sug uzunligini va unga nechta to'liq uzunligi to'g'ri kelishini toping.

20.8. ${}^7_3\text{Li} + {}^1_1\text{p} \rightarrow {}^8_4\text{Be} + \gamma(17,6\text{MeV})$ – reaksiyasida chiqqan gamma kvantning energiyasi 17,6 MeV ga teng. Bu energiyaga qanday to'liq uzunligi mos keladi? Sug uzunligi va unga joylashgan to'liq uzunliklar sonini toping.

20.9. Relikt nurlanish temperaturasi 2,7 Kelvin bo'lsa, sug uzunligi va undagi to'liq uzunliklar sonini toping.

20.10. Vodorod spektri chizig'ining to'liq uzunligi $\lambda = 21\text{cm}$ (chastotasi 1429 MHz) Sug uzunligi va unga joylangan to'liq uzunliklar sonini toping.

20.11. N_2O molekulaning spektral chizig'ining to'liq uzunligi 1,35 sm. ON ning spektral chizig'ining to'liq uzunligi 18 sm bo'lsa, ularning suglarida nechta to'liq uzunligi joylashgan?

20.12. $n=2, l=1, m_l=0$ holatdagi vodorod atomi foton chiqarganda uning (aulining) o'rtacha yashash vaqtini toping. Tanlash qoidasiga binoan ushbu holatdagi atomlar ($n=1, l=0, m_l=0$) holatga o'tishi mumkin.

20.13. Asosiy holatga o'tish uchun, $l=2, n=3$ holatdagi vodorodsimon atom qanday ko'rinishdagi o'tish talab qilinadi? Ushbu o'tish ehtimolini ma'ruzada ko'rilgan masaladagi o'tish ehtimoliga nisbatan yozing.

20.14. Kvadrupol nurlanishni klassik formulasini umumlashtirib va moslik kriteriyalaridan foydalanib, kvant holi uchun kvadrupol nurlanish ehtimolini toping.

20.15. Cheksiz baland devorga ega potensial o'rada yotgan zarraning dipoli va kvadrupol nurlanishlari uchun tanlash qoidalarini toping.

20.16. Atomlar sistemasi o'zining nurlanishi bilan birgalikda T temperatura termodinamik muvozanatda yotibdi. Statistik koeffitsiyentlari g_1 va g_2 bo'lgan E_1 va E_2 energetik sathlar orasidagi o'tishga ω chastota va A_{21} , V_{21} va V_{12} Eynshteyn koeffitsiyentlari mos kelsin. Termodinamik muvozanatda to'g'ri va teskari o'tishlar ($E_1 \rightleftharpoons E_2$) ekanligini inobatga olib, issiqlik nurlanishi energiyasini spektral zichlik uchun ifodalar toping.

a) Majburiy nurlanishni hisobga olib, Eynshteyn koeffitsiyentlari orasidagi bog'lanishni toping:

b) majburiy nurlanishni e'tiborga olmasdan, Eynshteyn koeffitsiyentlari orasidagi bog'lanishni toping.

**XVI bob. mavzu: UYG'ONGAN ENERGETIK HOLATLAR FIZIKASI
(UYG'ONGAN ENERGETIK HOLATLAR VA SPEKTRAL
CHIZIQLARNING STRUKTURASI)**

Reja:

- 21.1. Spektral chiziqlarning kengligi va formasi.
- 21.2. Spektral chiziqlarning analitik formasi. Chiziqning tabiiy kengligi.
- 21.3. Dopler kengligi.
- 21.4. Sathlarning to'qnashish kengligi.
- 21.5. Nozik struktura doimiysi va atom (yadro) ning yashash vaqti.

ADABIYOTLAR

1. А.Н.Матвеев. Атомная физика. –М.: 1989г.
2. Г.Герцберг. Атомные спектры и строение атомов. –М.: ИЛ, 1948.
3. О.Бор. Моттelson. Структура атомного ядра. 1-2. – Т.: 1986 г.
4. Е.А.Нерсесов Основы законы атомной и ядерной физики. –М.: 1988 г.
5. М.Борн, Е.Волф. Основы оптики. –М.: 1973 г.

Masalaning qo'yilishi

Molekula, atom, yadro va ayniqsa, amaliyot fizika ham texnikada uyg'ongan energetik sathlar fizikasi va o'tish jarayonlarida hosil bo'ladigan spektral chiziqlarning strukturasi – kengligi va shakli haqida ma'lumotlarga ega bo'lish juda muhim ahamiyatga ega. Shuning uchun mazkur bobda biz asosiy e'tiborni spektr chiziqlarning kengligi va shakli, uyg'ongan holatlarning yashash vaqti, sathlarning kengligi kabi masalalarga qaratamiz. Ushbu bobda shuningdek, spektr chizig'ining tabiiy kengligi, Dopler kengayishi va sistemadagi atom yoki yadrolarning to'qnashishi tufayli vujudga keladigan spektr chiziqlarining kengayishi kabi hodisalarni fizikasini o'rganamiz. Keyingi ikki bobda ushbu bobda ko'rilgan nazariy bilimlarni amaliy masalalarga, masalan, lazer va mazer kabi qurilmalar va Myossbauer effekti va uni qo'llanilishiga bag'ishlanadi.

**UYG'ONGAN ENERGETIK HOLATLAR FIZIKASI
(UYG'ONGAN ENERGETIK HOLATLAR VA SPEKTRAL
CHIZIQLARNING STRUKTURASI)**

21.1. Spektral chiziqlarning kengligi va formasi (shakli)

Avvalgi boblarda biz asosan asosiy holatda yotgan atomlarning energetik sathlari va spektrlar haqida ma'lumot berdik. Endi uyg'ongan energetik sathlarning

strukturasi va hossalarni o'rganishga navbat keldi. Uyg'ongan energetik sathlarni xarakterlovchi parametrlar ko'p. Bu bobda biz faqat spektr chizig'ining kengligi va shakli (formasi) haqida fikr yuritamiz.

Uyg'ongan energetik sathlar fizikasini o'rganish lazerlar, Myossbauer effektiga bog'liq bo'lgan hodisalar, o'ta o'tkazuvchanlik muammolari va boshqa juda ko'p hodisalarni o'rganishda va ular asosida amaliy jihatdan juda zarur va katta ahamiyatga ega bo'lgan qurilma va uskunalar yaratishda muhimdir.

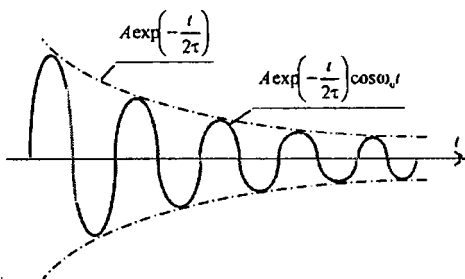
Atomlar, yadrolar va molekullarning energetik sathlarini e'tiborli tahlilidan shu narsa ma'lum bo'ladi, energetik sathlar farqiga mos chastotalarda sistema (atom, yadro, molekula) rezonansga duchor bo'ladi. Shu bois ham energetik sathlar farqi **rezonanslidir**.

Faraz qilaylik, asosiy holatdan uyg'ongan holatga o'tish jarayonida atom chiqargan fotonning chastotasini o'lchash orqali biz sathning energiyasini (asosiy holatdan hisoblaganda) aniqlamoqchimiz. Boshqacha aytganda, atom rezonanslanadigan (uyg'onadigan) chastotani topmoqchimiz. Qizig'i shundaki, bunday yagona chastota yo'q, uncha keng bo'lmagan chastotalar intervaliga atom «javob» (sado) beradi. Albatta, rezonans egrilikni maksimumiga to'g'ri keluvchi ω_0 chastota energetik sathni aniqlashda eng to'g'ri chastota, lekin eksperimental tajribalardan yaxshi ma'lumki, atom ana shu ω_0 chastotaga yaqin bo'lgan chastotalar uchun ham sado beradi. Va shu sababdan atom yutilish spektri chizig'i ham ingichka bo'lmasdan, balki chekli kenglikka ega bo'ladi. Demak, yutilish spektr chizig'i haqiqatda bitta chiziqdan iborat bo'lmasdan, balki u chekli kenglikka va ma'lum bir shaklga ega bo'ladi. Biz xohlaymizmi, yo'qmi, bu eksperimental faktidir. Shuningdek, eksperimentdan va nazariy mulohazalardan shu narsa ma'lumki, chiqarish spektri chizig'i ham chekli kenglikka va shaklga ega. Va ushbu kenglik atomning ichki xususiyatidir. Chiqarish chizig'ining kengligi yutilish chizig'ining kengligiga teng.

Energetik sathlar holatini aniqlash uchun biz yutilish va chiqarish spektrlarini kuzatishdan va uni o'lchashdan foydalanamiz. Demak, bundan chiqadiki, uyg'ongan holatlar energiyasi ham bitta aniq energiyaga ega bo'lmasdan, u ham ma'lum bir kenglikka ega bo'ladi. Asosiy holatdagi sathdan boshqa barcha sathlar chekli kenglikka ega bo'ladi. Va haqiqatda uyg'ongan sath kengligi $\Delta E = \hbar\Delta\omega$ ga tengdir. Energiya sathi chekli kenglikka ega bo'lsa, u holda «o'rtacha energiya» atamasini ishlatish lozim bo'ladi. Lekin sath energiyasi deganda, biz o'rtacha energiyani ko'zda tutib, «o'rtacha energiya» atamasini ishlatmaymiz.

Sathlar chekli kenglikka ega ekanligini tasavvur qilish uchun klassik mexanikadan bitta misol keltiramiz. Biror mayatnikni turtib, uni tebranma harakatga keltiraylik. Havoning qarshilik kuchi kichik bo'lsa-yu, lekin nolga teng bo'lmasa, u holda mayatnik bir necha yuz marta tebranishlar qilgandan so'ng, uning energiyasi boshlang'ichiga nisbatan e marta kamaysin (ushbu tebranishlar vaqti tebranma holatning «o'rtacha yashash vaqti» deyiladi). Mayatnikning chap tomonga ikki marta ketma-ket og'ishi uchun ketgan vaqt 1 s bo'lsin. U holda mayatnikning tebranish chastotasi 1 Gs (Gers) ga teng deymiz. Bu ma'noli javob bo'lishiga qaramasdan, to'g'ri javob bo'lmaydi. Chunki chastota deganda, biz davriy jarayonlarning qaytarilishini tushunamiz. Biz qarayotgan mayatnikning tebranishi deyarli davriydir.

Chunki uning amplitudasi vaqt o'tishi bilan kamayadi. So'navotgan garmonik tebranishning chastotasi esa aniq aniqlanmaydi. Nurlanayotgan atom so'navotgan mayatnikka o'xshaydi. Nurlanish jarayoni abadiy davom etmaydi. Bundan chiqadiki, «atom ichidagi tebranish» so'nuvchidir. So'navotgan tebranish qat'iy davriy jarayon bo'lmaganligi uchun vujudga kelgan elektromagnit nurlanish monoxromatik emas. Chiqarish chizig'i chekli kenglikka ega. Eksponensial so'navotgan tebrashi 21.1-rasmda tasvirlangan. 21.1-rasmdagi manzaraga qarab, so'nish qancha sekin bo'lsa, shunchalik chastotani aniq topish mumkin, degan fikrga kelamiz. Chastotani topishdagi $\Delta\omega$ noaniqlik o'rtaacha yashash vaqti τ ga teskari proporsional. Shunday qilib, ossillator modeliga taqlid qilib, atomni yorug'lik chiqarishi va sochilishini ham o'rganish mumkin.



21.1-pasm. Eksponensial so'nuvchi tebranish jarayon deyarli davriy bo'lib, tebranish chastotasi taxminan ω_0 ga teng.

21.2. Spektr chiziqlarining analitik formasi. Chiziqning tabiiy kengligi.

Atom fizikasida ikki turdagi holatlar, ya'ni statsionar va statsionar bo'lmagan (nostatsionar) holatlarni qarashga to'g'ri keladi. Tashqi kuchlar ta'sir etmaganda asosiy holatda yotgan atomlar asosan statsionar holatda bo'ladilar. Atomning har qanday uyg'ongan holatiga **nostatsionar** holat deyiladi. Nostatsionar holatda yotgan atom spontan (erkli ravishda) holda nurlanib, uyg'ongan yuqorigi energetik sathdan pastki energetik sathga o'tadi.

Uyg'ongan holatning beqarorligi (noturg'unligini) xarakterlovchi miqdoriy xarakteristikasi sifatida holatning yashash vaqti τ olinadi. τ vaqt sistemadagi uyg'ongan holatdagi atomlar sonini e (taxminan 2.7278) marta kamayganligini xarakterlaydi. τ vaqtga holatning **yashash vaqti** deyiladi. Kvant mexanika yashash vaqtini yuqorigi energetik holatdan pastki energetik holatga spontan radiatsion o'tish ehtimoli bilan bog'laydi. Nostatsionar holatdagi atomni yashash vaqtini chekli kengligini hisobga olish uchun to'lqin funktsiya ifodasiga so'nishni xarakterlovchi koeffitsient kiritish kerak bo'ladi. Statsionar holatni xarakterlovchi to'lqin funktsiya

$$\psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r}) \exp\left[-\frac{Et}{\hbar}\right] \quad (21.1)$$

so'nishni xarakterlovchi koeffitsiyentni γ deb belgilasak, u holda so'nayotgan tebranish uchun to'lqin funksiya

$$\psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r}) \exp\left[-\frac{Et}{\hbar} - \frac{\mathcal{M}}{2}\right] \quad (21.2)$$

ifodani hosil qilamiz.

Statsionar holatni tavsiflovchi to'lqin funksiya (21.1) dan farqli o'laroq (21.2) funksiya $\omega = \frac{E}{\hbar}$ chastota bilan tebranish bilan bir qatorda eksponent darajasida $\frac{-\mathcal{M}}{2}$ qo'shiluvchi bo'lganligi sababli, vaqt bo'yicha so'nadi. (21.2) holatda atomni bo'lish ehtimol zichligi

$$|\psi(\vec{r}, t)|^2 = |\psi(\vec{r})|^2 \exp\left[-\frac{\mathcal{M}}{2}\right] \quad (21.3)$$

Ehtimol zichligi e marta kamaygan vaqt bu holat vaqti τ dir. (21.3) ko'ramizki, $\gamma\tau = 1$ va bundan

$$\gamma = \frac{1}{\tau} \quad (21.4)$$

(21.4) munosabat bilan aniqlanadigan γ kattalikka **so'nish doimiysi** deyiladi. 21.1 baddan ma'lumki, yashash vaqti chekli bo'lgani uchun uyg'ongan holat energiyasi ham to'la aniqlanmagan. Va unga mos kelgan energetik sath chekli kenglikka ega. Odatda, sath kengligi Γ - harfi bilan belgilanadi. Uyg'ongan holatni eksponensial so'nishda energiyaga kichik mavhum qism ham qo'sxiladi:

$$E = E_0 - \frac{1}{2}i\Gamma \quad (21.5)$$

bunda, E va Γ haqiqiy sonlar, $i = \sqrt{-1}$ mavhum birlik, $\frac{1}{2}$ koeffitsiyent qulaylik uchun kiritilgan. (21.5) munosabatni (21.2) ga qo'ysak, u holda

$$|\psi(t)|^2 = |\psi(0)|^2 \exp\left[-\frac{\Gamma t}{\hbar}\right] \quad (21.6)$$

ehtimolni olaniz.

Zarra tinch yotganda uning impulsi $\bar{p} = 0$ ga teng. U holda to'lqin funksiya

$$\psi(t) = \psi(0) \exp\left[-\frac{iEt}{\hbar}\right] \quad (21.7)$$

ko'rinishga ega bo'ladi. (21.7) dan

$$|\psi(t)|^2 = |\psi(0)|^2$$

shunday qilib, sath kengligi

$$\Gamma \approx \frac{\hbar}{\tau} = \hbar\gamma \quad (21.8)$$

ifoda bilan topiladi.

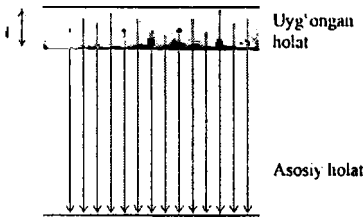
Sathning kengligi haqidagi tushunchaga Geyzenbergning noaniqlik munosabatidan ham kelish mumkin. Energiya va vaqt kanonik qo'shma kattaliklar bo'lib, ularning operatorlari nokommutativdir. Shuning uchun

$$\Gamma \tau \approx \hbar \quad (21.9)$$

munosabat o'rinni.

Energetik sathlarni «bo'yalganligiga» bir nechta turli sabablarni ko'rsatish mumkin. (21.8) formuladagi Γ kattalik radiatsion spontan o'tishlar ehtimoli bilan bog'langan va uni **sathning tabiiy kengligi** deyiladi. Asosiy holatdan tepada turgan sath qancha yuqorida bo'lsa, uning kengligi ham shunchalik katta bo'ladi. Atomning asosiy holati statsionar. Statsionar holatlardan boshqa holatlarga spontan o'tish mumkin emas. Shuning uchun $\Gamma=0$ va asosiy holat energiyasi aniq qiymatga ega.

Uyg'ongan sath kengligi chekli. Shu bois, muayyan atom o'tishiga tegishli bo'lgan fotonlar energiyasi ham tarqoq (har xil) bo'ladi. 21.2-rasmda asosiy holat va



21.2-rasm. Uyg'ongan sath kengligi va undan asosiy holatga o'tishlar

Γ kenglikka ega bo'lgan uyg'ongan energetik sath tasvirlangan. Rasmdagi vertikal ko'rsatkichlar o'tishlarni xarakterlaydi. Uyg'ongan sath ma'lum bir kenglikka ega bo'lgani uchun o'tishlarqa mos kelgan spektral chiziqlar ham turli chastotaga ega. Demak, chiqayotgan fotonlar energiyasi ham har xil bo'ladi.

O'tish jarayonida hosil bo'lgan fotonlar energiyasi har xil bo'lganligi uchun nurlanish intensivligi ham chastotalar bo'yicha taqsimlanadi. Nurlanish intensivligini chastotalar bo'yicha taqsimlanishini oldinda **nurlanish energiyasi formaga (shakliga)** ega deb atashadi. Kvant mexanikada spektr chizig'ini analitik formasi $I(\omega)$ quyidigicha olinadi:

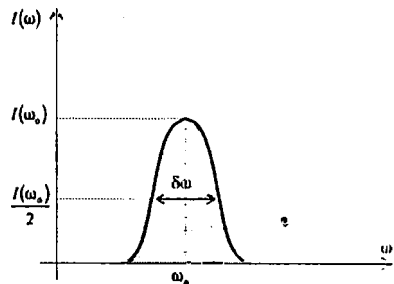
$$I(\omega) = I_0 \frac{\gamma}{2\pi} \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\gamma^2}{4}} \quad (21.10)$$

bunda, ω_0 – xususiy chastota. $I(\omega)$ funksiya nurlanish chizig'ini shaklini aniqlaydi va u 21.3-rasmda tasvirlangan. Chiziqning bunday shakli Lorents yoki G.Breyt va I.Veyner formasi deyiladi. (21.10) ko'rinishdagi rezonans formula ayniqsa yadro fizikasida ko'p ishlatiladi. Yadro fizikasida (21.10) formulani bitta sath uchun Breyt-Lorentz rezonans formulasi ham deb atashadi.

21.3-rasmdan ko'ramizki, ω_0 chastotaga nisbatan egrilik simmetriyaga ega. Va shu chastotada intensivlik eng katta qiymatga ega:

$$I(\omega_0) = \frac{2I_0}{\pi\gamma} \quad (21.11)$$

Uchlik ostidagi yuza nurlanish intensivligining to'la intensivligi I_0 ga teng. Chiziqning eng muhim xarakteristikasi **bu uning kengligi**.



21.3-rasm. Nurlanish chizig'ining formasi.

Nurlanish intensivligi 2 marta kam bo'ladigan chastotalar intervaliga **chiziq kengligi** deyiladi (21.3-rasm). (21.10) formula va chiziq kengligi ta'rifiga binoan

$$\frac{2I_0}{\pi\gamma} = I_0 \frac{\gamma}{2\pi} \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\gamma^2}{4}}$$

va bundan

$$\Delta\omega = (\omega - \omega_0) = \gamma = \frac{1}{\tau} \quad (21.12)$$

kelib chiqadi.

Rezonansning egrilik kengligi $\Delta\omega$ maksimal intensivlikning yarmi $\left(\frac{I\omega_0}{2}\right)$ da so'nish koeffitsiyentiga teng. Uyg'ongan holatda atomning yashash vaqti qancha katta bo'lsa, u holda u chiqarayotgan spektr chizig'i shunchalik ingichka bo'ladi. (21.12) ifoda bilan aniqlanadigan chiziq kengligiga **tabiiy kenglik** deyiladi. Va $\Delta\omega_{\text{tab}}$ kabi belgilanadi. (21.8) va (21.12) formulalarni taqqoslash orqali chiziqning tabiiy kengligini sath kengligi bilan quyidagi munosabat orqali bog'lash mumkin:

$$\Delta\omega_{\text{mas}} = \frac{1}{\tau} = \frac{\Gamma}{\hbar} \quad (21.13)$$

Ushbu formulani chiziqlarning tabiiy kengligini topish uchun ishlatish mumkin (21.13 formulada aniqlik uchun tenglik belgisini yozdik).

Uyg'ongan sath energiyasining kengligi $\Delta E = \hbar\Delta\omega$ teng bo'lganligi uchun (21.12) formula yordamida

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\tau} \quad (21.14)$$

formulani hosil qilamiz.

Ushbu formula sath energiyasini ΔE noaniqligini holatning o'rtacha yashash vaqti bilan bog'laydi. Holat qancha uzoq yashashga moyil bo'lsa, uning energiyasi shunchalik yaxshi aniqlanadi. $\Delta\omega_{\text{tab}}$ ni chamalashga bitta misol keltiramiz. Uyg'ongan holatdagi atomlarning yashash vaqti eksperimentlarda yaxshi o'lchangan. Elektrodipol o'tishlari uchun τ taxminan 10^{-8} - 10^{-9} sekundgacha. Masalan, vodorod atomining $2r_{1/2}$ holatining yashash vaqti $\tau = 1,6 \cdot 10^{-9} c$. Vodorodning $2s_{1/2}$ holatini yashash vaqti uzoq bo'lib, $\tau = 0,14c$. Uzoq yashaydigan uyg'ongan holatlar metastabil holatlar deyiladi. Bunday uzoq yashash vaqtiga ega bo'lgan sathning bo'lishiga sabab $2s_{1/2}$ holatdan asosiy holatga o'tish man etilganligidir.

(21.14) formuladan foydalanib energetik sathlarni va chiziq kengligini chamalaymiz. $\tau = 10^{-8} c$ uchun $\Delta\omega_{\text{mas}} = \frac{1}{\tau} = 10^8 \Gamma_4$

$$\Gamma = \frac{0,66 \cdot 10^{-15} \text{ эВ} \cdot c}{10^{-8} c} \approx 0,7 \cdot 10^{-7} \text{ эВ}.$$

Shunday qilib, spektral chiziq kengligi faqat atomning uyg'ongan holatlarini murakkab xarakteristikasi bo'libgina qolmay, shu bilan birga yadroning uyg'ongan holatlari hamda nostabil yadrolar va subatom zarralarining ham eng muhim

arakteristikasi hisoblanadi. Masalan, $\rho(\rho^0)$ - mezonining to'la kengligi $\Gamma_\rho=125$ MeV, u holda uning yashash vaqti

$$\tau_\rho = \frac{\hbar}{\Gamma_\rho} \approx 6 \cdot 10^{-24} \text{ c.}$$

$t \sim \hbar$ chiziqli munosabatni Geyzenbergning noaniqlik munosabati $\Delta t \Delta E > \hbar$ kabi talqin qilinadi.

Agar $\Delta E = \Gamma$ va $\Delta t = \tau$ deb belgilasak, u holda Δt zarraning yashash vaqtini ko'rsatadi. Misol uchun, π^0 - mezonni olaylik. Uning to'la kengligi $\Gamma_{\pi^0} = 7.95$ MeV, ω mezonni uchun $\Gamma\omega=10.0$ MeV bo'lsa, ularning yashash vaqtlarini topish mumkin. Qizig'i shundaki,

neutronning yemirilishi (Δ) uchun: $\Delta t \approx t = 10^{-23} \text{ c}$

elektromagnit yemirilishi (π^0) uchun: $\Delta t \approx t = 10^{-18} \text{ c}$

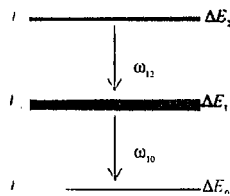
kuchsiz yemirilish (Λ) uchun: $\Delta t \approx t = 10^{-10} \text{ c}$

bo'lib, ular bir-biridan keskin farq qiladi.

Quyidagi jadvalda ayrim elementar zarralarning yashash vaqtlari keltirilgan:

Zarralar	Massalari, MeV/s ²	Yashash vaqtlari, s
μ	106	$2,2 \cdot 10^{-6}$
π^\pm	140	$2,6 \cdot 10^{-8}$
π^0	135	$7,6 \cdot 10^{-17}$
η	549	$3 \cdot 10^{-19}$
ρ	765	$6 \cdot 10^{-24}$
n	940	$0,93 \cdot 10^3$
Λ	1116	$2,5 \cdot 10^{-10}$
Δ	1236	$6 \cdot 10^{-24}$
${}^8\text{Be}^*$	-	$6 \cdot 10^{-22}$

Endi ikkita uyg'ongan holat orasida o'tish ro'y berganda chiqarish spektrining ko'rinishi masalasini ko'ramiz. Bu holda 21.4-rasmda tasvirlangan. Ketma-ket o'tishlar kaskad deyiladi.



21.4-rasm. Kaskad sathlar chizmasi.

Bizda kaskad ikkita o'tishdan iborat: ikkinchi holatdan birinchi holatga o'tish uchun (ω_{10} - chastotali) chiziq kengligi, $\Delta\omega_{10}$ va ikkinchi o'tish $\Delta\omega_{21} = \frac{\Delta E_2}{\hbar}$. Kaskad o'tishda chiqarilgan nur uchun ikkita chastota yig'indisining noaniqligini topish uchun $\omega_{20} = \omega_{21} + \omega_{10}$ dan foydalanamiz. Ya'ni $\omega_{20} \approx \frac{\Delta E_2}{\hbar}$.

Energiyaning saqlanish qonuniga binoan o'tishda ajralgan to'la energiya ikkinchi uyg'ongan holatning

noaniqligiga teng bo'lishi kerak. Birinchi o'tishda $\Delta\omega_{21} = \frac{\Delta E_2 + \Delta E_1}{\hbar}$. Agar birinchi uyg'ongan holat kengligi katta bo'lsa, u holda chiqarish chizig'ining kengligi ham katta bo'ladi. Umuman olganda, chiziqning kengligi ikkala uyg'ongan sath kengligiga bog'liq.

Endi to'liq uzunliklar uchun nisbiy noaniqlikni topamiz. $\Delta\omega = \frac{1}{\tau}$ bo'lgani uchun va $\lambda = \frac{c}{\nu}$ dan foydalanib,

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{1}{\omega\tau}$$

ni yozamiz.

Optik o'tishlar uchun $\omega\tau$ juda katta: $\nu = \frac{\omega}{2\pi} \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ Гц}$, $\tau = 10^{-6} - 10^{-8} \text{ c}$ u holda nisbiy noaniqlik $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\omega}{\omega} = 10^{-7}$ va bu ancha kichik son. Demak, spektral chiziqlarining nisbiy kengligi $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\omega}{\omega} = 10^{-7}$ tartibga teng.

21.3 Dopler kengayishi (kenglik)

Nurlanayotgan gaz muhitlarda chiziqning qo'shimcha kengayishi kuzatilgan. Bu kengayish nurlanayotgan atomlarni tartibsiz issiqlik harakati natijasida vujudga keladi. Va uni **Dopler kengayishi** deb atashadi.

Atomni nurlanishi paytida olgan impulsi \vec{p}_0 va ilgari lanma harakat energiyasi $\frac{p_0^2}{2m_a}$ ga teng bo'lsin (m_a – atomning massasi). Atom tomonidan chiqarilgan foton o'zi bilan $\hbar\vec{k}$ impuls va energiyani olib ketadi. Impulsni saqlanish qonuniga binoan nurlanishdan so'ng atom impulsi $\vec{p} = \vec{p}_0 - \hbar\vec{k}$, ilgari lanma harakat energiyasi $\frac{(\vec{p}_0 - \hbar\vec{k})^2}{2m_a}$ ga teng bo'ladi. Natijada atom tepki oladi. Va tepki energiya

$$\frac{p_0^2}{2m_a} + E_{meu} = \frac{(\vec{p}_0 - \hbar\vec{k})^2}{2m_a} \quad (21.15)$$

tenglik bilan aniqlanadi. Atomni dastlabki holat energiyasi E_n va keyingi holat energiyasi E_m deb belgilaylik va ular orasidagi o'tish natijasida foton hosil bo'ladi. Bu hol uchun to'la energiyaning saqlanish qonuni atomning ichki va kinetik energiyalari yig'indisi bilan aniqlanadi:

$$E_n + \frac{p_0^2}{2m_a} = E_m + \frac{(\vec{p}_0 - \hbar\vec{k})^2}{2m_a} + \hbar\bar{k} \quad (21.16)$$

yoki ichki energiyaning kamayishi

$$\Delta E_{nm} = E_n - E_m = \hbar\omega + \frac{(\vec{p}_0 - \hbar\vec{k})^2}{2m_a} - \frac{p_0^2}{2m_a} \quad (21.17)$$

(21.17) dagi oxirgi ikki had yig'indisi

$$E_{men} = \frac{(\vec{p}_0 - \hbar\vec{k})^2}{2m_a} + \left(-\frac{p_0^2}{2m_a} \right) \quad (21.18)$$

(21.18) ga tepki energiya deyiladi. Tepkisini inobatga olinganda (21.17) formula

$$\Delta E_{nm} = \hbar\omega_0 \quad (21.19)$$

ko'rinishiga keladi. Atom tepkisini hisobga olinganda 21.17 formula

$$\Delta E_{nm} = \hbar\omega + E_{tep} \quad \text{yoki}$$

$$\hbar\omega = \hbar\omega_0 - E_{men} \quad (21.20)$$

ko'rinishiga keladi. Endi tepki energiyasini chamalaylik. (21.18) formuladagi

$(\vec{p}_0 - \hbar\vec{k})^2 = p_0^2 - \hbar p_0 k \cos \alpha + \hbar^2 k^2$ bo'lgani uchun va $k = \frac{\omega}{c}$ b $v_0 = \frac{p_0}{m_a}$ desak, u

holda, (21.18) formula quyidagi ko'rinishga keladi.

$$E_{men} = \frac{\hbar^2 \omega_0^2}{2m_a c^2} - \frac{v}{c} \hbar\omega_0 \cos \alpha \quad (21.21)$$

Atomlarning issiqlik harakati tufayli tepki energiyani o'rtachasi haqida so'z yuritish mumkin. Spontan nurlanish paytida fotonning nurlanishi atomning harakat yo'nalishi bilan bog'lanmagan (korrelatsiyaga ega emas). Atomning v_0 tezligi yo'nalishiga nisbatan foton istalgan α burchakda chiqarilishi mumkin. Harakatsiz atomlar sistemasida $\cos \alpha$ bir xil ehtimol bilan -1 dan $+1$ qiymatgacha bo'lgan istalgan qiymatlarga ega bo'lishi mumkin. Shu sababli 21.21 formuladagi $\cos \alpha = 0$ tenglik va

$$\langle E_{men} \rangle = \frac{\hbar^2 \omega_0^2}{2m_a c^2} = \frac{(\Delta E_{nm})^2}{2m_a c^2} \quad (21.22)$$

Yuqorida keltirilgan munosabatlarni baholash uchun quyidagi hisoblarni keltiramiz:

Uyg'ongan atomning nurlanishi natijasida vujudga kelgan fotonning to'liq inozirli bo'lsin. Fotonning olgan energiyasi

$$\hbar\omega = \frac{2\pi\hbar c}{\lambda} = \frac{6,28 \cdot 0,6582 \cdot 10^{-15} \text{ } \mathcal{E}B \cdot c \cdot 3 \cdot 10^8 \frac{\text{M}}{\text{c}}}{5 \cdot 10^{-7} \text{M}} \approx 2\mathcal{E}B.$$

Atomning ilgari lanma harakat energiyasini baholash uchun kT dan foydalanamiz. So'nin temperaturasi $T = 300$ K bo'lsa, u holda kT taxminan $0,03$ eV ga teng. Bu hisoblardan ko'ramizki, atomni ilgari lanma harakati xona temperaturasida foton energiyasidan ancha kichik.

Atomni tepki energiyasi massa soni $A=100$ ga ($m_a c^2 = 10^2 \cdot 9 \cdot 10^8 \text{ } \mathcal{E}B \approx 10^{11} \text{ } \mathcal{E}B$) hisoblaylik, ya'ni

$$\langle E_{men} \rangle = \frac{4\vartheta B^2}{2 \cdot 10^{11} \vartheta B} = 2 \cdot 10^{-11} \vartheta B$$

bu qiymat atomning o'rtacha ilgari lanma harakatidan ham kichik. Shuning uchun $\hbar\omega \approx \hbar\omega_0 = \Delta E_{mn}$ taxmin o'rindir.

Bir qator nozik effektlar ustida olib borilgan tajribalar $\langle E_{men} \rangle$ ni e'tiborga olish kerakligini ko'rsatdi va shu bois, foton energiyasini aniqlashtirish kerak bo'ladi.

Nurlanish chastotasini siljishini topish uchun (21.20) formuladagi E_{tep} o'rniga (21.21) ifodani qo'yamiz:

$$\omega = \omega_0 - \frac{\langle E_{men} \rangle}{\hbar} + \frac{v}{c} \hbar\omega_0 \cos \alpha \quad (21.23)$$

sistemada nurlanayotgan atomlarning o'rtachasi uchun $\langle \cos \alpha \rangle = 0$ va

$$\omega = \omega_0 - \Delta\omega_{men} \quad (21.24)$$

$$\Delta\omega_{men} = \frac{E_{men}}{\hbar} = \frac{(\hbar\omega_0)^2}{2m_0c^2} \approx \frac{(\hbar\omega)^2}{2m_a c^2} \quad (21.25)$$

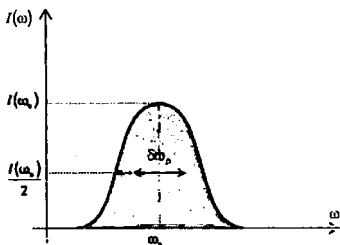
(21.25) formulani tahlilidan muhim natija kelib chiqadi. Atom tepkiga duch bo'lgani uchun spektral chiziq ω_0 chastotaga nisbatan chastotalarning past tomoniga siljiydi. ω_0 chasfota chiziqni o'rtasiga tegishli deb hisoblasak, u holda chiziqning tabiiy kengligi hisobga olish olingan natijaga hissa qo'shmaydi. Tajribada olingan spektral chiziqning kengligi tabiiy kenglikdan kattaroq bo'ladi.

(21.23) formuladagi $\frac{v}{c} \hbar\omega_0 \cos \alpha$ had chiziqning holatida o'rtacha qaraganda ta'sir etmasa ham Dopler kengayishiga ham olib keladi. Nurlanayotgan atomlar xaoitik issiqlik harakatida bo'lganliklari uchun atomlarni bir qismi kuzatuvchi tomon harakat qilsa, ikkinchi qismi, aksincha, teskari yo'nalishda harakat qiladilar. Natijada spektral chiziq juda ko'p atomlarning chiqarayotgan chiziqlarining superpozitsiyasidan iborat bo'lganligi uchun spektr chiziq kengayadi. Agar atom v

tezlik bilan kuzatuvchi tomon harakat qilsa, chastotaning Dopler siljishi $\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)_D = \frac{v}{c}$

ga teng bo'ladi. Kuzatuvchidan uzoqlashayotgan atomlar uchun esa $\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)_D = -\frac{v}{c}$

bo'ladi. Modomiki, gazda atomlar turli tezlikda va turli yo'nalishga ega ekanlar, har xil atomlar uchun chatosta bo'ylab chiziqning siljishi ham har xil. Natijada nurlanish chizig'ining ma'lum bir formaga ega bo'ladi va uni aks ettiruvchi funksiyalar nurlanayotgan atomlar tezliklari bo'yicha taqsimoti 21.5-rasmdagi kabi bo'ladi.



21.5-rasm. Spektral chiziqning Dopler kengligi.

Agar kuzatuvchi Ox o'qi yo'nalishi bo'ylab atom chiqargan yorug'likni kuzatayotgan bo'lsa, u holda 21.23 formulaga binoan

$$\omega = \omega_0 + \omega_0 \left(\frac{v_x}{c} \right) \quad (21.26)$$

$$(21.23) \text{ formuladagi } \frac{\langle E_{men} \rangle}{\hbar} \text{ had}$$

chastota bo'ylab barcha chiziqni yaxlit sifatida siljitishi mumkin. Shuning uchun spektral chiziqni formasiga ta'sir ko'rsatmaydi. Tabiiyki, (21.26) formula bilan aniqlanadigan chastotada nurlanish gazda harakat qilayotgan atomlar soniga

intensivligi v_x yo'nalishi bo'ylab proporsional.

$$I(\omega)d\omega \approx \varphi(v_x)dv_x \quad (21.27)$$

$\varphi(v_x)$ taqsimot funksiyasini Maksvell qonuni bilan ifodalash mumkin.

$$\varphi(v_x) = A \exp \left[-\frac{m_a v_x^2}{2kT} \right] \quad (21.28)$$

bunda, A – normallashtiruvchi koeffitsiyenti, T – gaz temperaturasi, v_x dv_x kattaliklarni 21.26 dagi ω , ω_0 va $d\omega$ lar orqali ifodalasak,

$$I(\omega)d\omega = \text{const} \cdot \exp \left[-\frac{m_a c^2}{kT} - \frac{(\omega - \omega_0)^2}{\omega_0^2} \right] d\omega \quad (21.29)$$

ni olamiz. (21.29) formula bilan chiziq shakli aniqlanadi va uni Dopler kenglik deb ataladi (21.5-rasm). (21.5) rasmdan chiziqning Dopler kengligi xuddi tabiiy kenglikdagi kabi topiladi.

$$\Delta\omega_D = 2\omega_0 \sqrt{\frac{2kT}{m_a c^2} \ln 2} \quad (21.30)$$

chamalanish uchun

$$\left(\frac{\Delta\omega}{\omega} \right)_D = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{kT}{M A M_p}} = 0,52 \cdot 10^{-5} \sqrt{\frac{1}{A} \frac{T}{293[K]}} \quad (21.31)$$

formuladan foydalanish mumkin. Bunda $M \approx A M_p$ – atom massasi (M_p – protonning massasi). Xona temperaturasi uchun $kT \approx 0,03 \text{ eV}$, $m_a c^2 \approx 9 \cdot 10^{10} \text{ eV}$, $\omega_0 \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ Gy}$ ($\hbar\omega \approx \hbar\omega_0 = 2 \text{ eV}$) bo'lsa, u holda $\Delta\omega_D \approx 4 \cdot 10^{-9} \text{ Gy}$ yoki $\hbar\Delta\omega_D \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ eV}$ bo'ladi. Agar xona temperaturasida $\Delta\omega_{mas}$ va $\Delta\omega_D$ ni bir-biriga taqqoslasak, $\Delta\omega_D > \Delta\omega_{mas}$ ekanligi kelib chiqadi. Biroq intensivlikning spektral taqsimoti (21.29) eksponensial xarakterga ega va u $\omega = \omega_0$ dan uzoq nuqtalarda keskin kamayadi va silliq darajali ko'rinishga ega bo'ladi.

21.4. Sathlarning to‘qnashish kengligi

Gazda uyg‘ongan atomlarning bir-biri bilan o‘zaro to‘qnashish jarayoni natijasida ham spektral chiziqlar kengayishi yuz beradi. Har bir to‘qnashish jarayonida nurlanish fazasi o‘zgaradi va nurlanish chizig‘i monoxromatik buziladi. Bu effektini baholash uchun qaralayotgan atomni ikkita ketma-ket to‘qnashishlar orasidagi vaqt oralig‘ini τ_{ulk} deb olaylik. $\frac{1}{\tau_{ulk}}$ kattalik birlik vaqt ichidagi to‘qnashishlar sonini xarakterlaydi. Faraz qilaylik, har bir to‘qnashish oqibatida nurlanish jarayoni bir zumga to‘xtab qoladi. Bu holda τ_{myk} kattalik atom yashashining effekti vaqtini xarakterlaydi va unda (21.4) ifodaga qiyos qilib

$$(\Delta\omega_{ulk}) = \frac{1}{\tau_{ulk}} \quad (21.32)$$

yozamiz. $\frac{1}{\tau_{ulk}}$ birlik vaqtdagi to‘qnashishlar sonini chamalaylik. Atomning radiusi r ga teng bo‘lsin va to‘qnashishdan so‘ng, muayyan bir atomga diqqatimizni jalb etaylik. Bu atomni tezligi v ga teng. Ikkinchi to‘qnashish sodir bo‘lguncha ketgan o‘rtacha yashash vaqti τ_{myk} ni bilmocchimiz. Bu kattalikni bilish uchun gazning boshqa atomlari tinch turibdi deylik. Albatta, τ_{myk} aniq bilish uchun barcha atomlarning to‘qnashlarini hisobga olish kerak. dt vaqtda biz qarayotgan atom vdt yo‘l o‘tadi. $2r$ radiusga ega bo‘lgan silindr olaylik va uning o‘qi atom trayektoriyasiga mos tushsin. Silindrning balandligi vdt . Agar silindr ichida atomlar bo‘lmasa, u holda dt vaqt ichida bizning atom to‘qnashiga duchor bo‘lmaydi. Va to‘qnashish ehtimoli shu silindr hajmi ichidagi boshqa atomni uchrashiga ehtimoliga tengdir. Silindrning hajmini $4\pi r^2 vdt$ va gazning birlik hajmidagi atomlarni o‘rtacha sonini n desak, u holda silindrdagi atomlar soni $4\pi r^2 vdt$ ga teng bo‘ladi. Agar ushbu son birdan kichik bo‘lsa, u holda u silindr hajmida bitta atomni uchratish ehtimolini beradi va shu bilan birga τ_{myk} vaqtdagi to‘qnashish ehtimolini ham xarakterlaydi. Shunday qilib, τ_{myk} ni chamalash uchun

$$4\pi r^2 n v \tau_{myk} \approx 1$$

yoki

$$\frac{1}{\tau_{ulk}} \approx 4\pi r^2 n v \quad (21.33)$$

Bu munosabat radiusi $2r$ va balandligi $v\tau_{myk}$ ga teng bo‘lgan silindrdagi atomlarning o‘rtacha sonini xarakterlaydi. Istalgan gazning bir molidagi molekularlar soni $N_A = 6.02 \cdot 10^{23}$ ga teng ekanligi va normal sharoitda ushbu gaz 22,4 litr hajmga ega bo‘lishini e‘tiborga olsak, u holda hajm birligidagi atomlar soni

$$n_0 = \frac{N_A / \text{моль}}{22,4 \text{ л} / \text{моль}} \approx 2,7 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-3} \quad (21.34)$$

P bosim va T temperatura uchun atomlar soni

$$n = n_0 \frac{P}{1 \text{ atm}} \left(\frac{T}{273 \text{ K}} \right)^{-1} \quad (21.35)$$

bu natija ideal gazning holat tenglamasidan kelib chiqadi.

Agar $r = r_B = 0.53 \text{ \AA}$ (Bor radiusi) desak, u holda tezlikni topish uchun

$$\frac{Mv^2}{2} = \frac{3kT}{2} \quad (21.36)$$

formuladan foydalanamiz. Va

$$v = \sqrt{\frac{3kT}{M}} \quad (21.37)$$

atomning massasi $M = AM_p$ desak, u holda

$$\Delta\omega_{\text{Dop}} = \frac{1}{\tau_{\text{Dop}}} \approx 2 \cdot 10^9 \frac{1}{c} \frac{P}{1 \text{ atm}} \sqrt{\frac{1}{A} \frac{273 \text{ K}}{T}} \quad (21.38)$$

To'qnashish oqibatida vujudga kelgan spektral chiziqning kengayishini Dopler effekti tufayli hosil bo'lgan chiziq kengayishi bilan taqqoslasak, shuning guvohi bo'lamiz: kichik bosimlarda to'qnashish hisobiga to'ladigan kengayish kamayadi va Dopler kengayishi ustunlik qiladi. Dopler kenglik chiziqning spektral chiziqlarini kengligini chekli ekanligiga asosiy sabab bo'ladi. Chiziqning tabiiy kengligini kuzatish uchun esa alohida sharoitlar yaratish lozim bo'ladi. To'qnashi va Dopler effekti sababli spektr chiziqni kengayish hodisasi amaliy jihatdan katta ahamiyatga ega. Biroq atomning yorug'lik yutish va chiqarish hodisasiga bevosita aloqasi yo'qdir.

21.5. Nozik struktura doimiysi va atomning yashash vaqti

20 bobdagi (20.1) formulaga (ea) – elektr dipolini birlik vaqt ichida chiqargan energiya miqdori

$$W = \frac{\omega^4 (ea)^2}{3c^3} \quad (20.39)$$

formula bilan aniqlanadi. Bu formula nurlanish quvvatini beradi. Atom yoki yadro bitta bittadan (yakka-yakka) fotonlar chiqargani uchun bizning $\hbar\omega$ energiyaga ega bo'lgan fotonni chiqishi uchun qancha τ vaqt ketishi qiziqtiradi. Bu vaqtni topish uchun W ni $\hbar\omega$ ga bo'lamiz. Ya'ni

$$\frac{1}{\tau} = \frac{W}{\hbar\omega} = \frac{\omega e^2}{3 \hbar c} \left(\frac{a\omega}{c} \right)^2 \quad (21.40)$$

hunda, τ ni uyg'ongan holatni o'rtacha yashash vaqti deb talqin etamiz.

(21.40) formuladagi

$$\frac{e^2}{\hbar c} = \alpha \quad (21.41)$$

holda nozik struktura doimiysi bo'lgani uchun (21.40) ni

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\omega}{3} \alpha \left(\frac{a\omega}{c} \right)^2 \quad (21.42)$$

shakda yozish mumkin. (21.42) formulaning ikkala tomonini ω ga bo'lib, hosil bo'lgan ifodani teskarisini yozsak,

$$\omega\tau \approx \frac{3}{\alpha} \left(\frac{a\omega}{c} \right)^{-2} \quad (21.43)$$

bo'lisham kattalik hosil bo'ladi. (21.43) formula foton chiqayotgan paytda sistemaning nechta tebranish qilganligini tavsiflaydi. Tabiiyki, uyg'ongan holat qanchalik barqaror bo'lsa, shunchalik $\omega\tau$ katta bo'ladi. $\omega\tau$ ni katta bo'lishiga ikki sabab bor: birinchidan, (21.43) formuladagi $\frac{1}{\alpha} \approx 137$ (katta son) ga ega bo'lganligi

va ikkinchidan, $\frac{a\omega}{c}$ sonni kvadrati katta bo'lganligi uchun ham $\omega\tau$ katta qiymatga ega bo'ladi. Masalan, atom uchun $a = r_B$ desak, u holda quyidagi

$$r_B = \frac{1}{\alpha} \frac{\hbar}{m_e} \quad (21.44)$$

hosil bo'ladi.

Optik o'tishlar chastotasi $\omega \approx \frac{\alpha^2 m_e c^2}{\hbar}$ tartibga ega. Va bu holda $\omega\tau$ va τ nozik struktura doimiysi bilan bog'liq bo'lgan quyidagi munosabatlarni olamiz:

$$\omega\tau \approx \alpha^3$$

va

$$\tau \approx \frac{\hbar}{m_e c^2} \frac{1}{\alpha^5} \quad (21.45)$$

Endi, uyg'ongan yadroni yashash vaqtini ushbu formula bilan chamalaylik. Yadro uchun $a = 10^{-15}, 200 \text{ keV}$ energiyaga ega bo'lgan gamma kvantning to'liq uzunligini $6 \cdot 10^{-12} \text{ m}$ desak, elektrodipol o'tish jarayonida $\tau \approx 10^{-12} \text{ c}$ ga teng bo'ladi. Chamalashdan chiqqan bu son eksperimentda kuzatiladigan songa mos keladi. (21.45) formulaga binoan yashash vaqti chiqarilgan fotonning chastotasini kubiga teskari proporsional.

Elektr kvadrupol nurlanish vaqtini elektr dipol nurlanishi bilan taqqoslash uchun quyidagi munosabatni yozsa bo'ladi:

$$\frac{\tau_{E_2}}{\tau_{E_1}} \approx \left(\frac{a\omega}{c} \right)^{-2} \quad (21.46)$$

bunda τ_{E_1} va τ_{E_2} elektrdipol va elektrkvadrupol o'tishlarni yashash vaqti. Atom uchun $\frac{a\omega}{c}$ ifoda α tartibda bo'lganligi uchun ushbu munosabat,

$\frac{\tau_{E_2}}{\tau_{E_1}} \approx 10^{-4} - 10^{-6}$ atrofida bo'ladi. Huddi shunday mulohazalar yuritish orqali yadro

... ham ham ushbu munosabatlarni ko'rish mumkin. Bu hol uchun $\frac{a\omega}{c}$ kattalik kichik

bo'lib, taxminan 10^{-3} yoki undan kichik tartibda bo'ladi.

Magnit dipol o'tishlarining o'rtacha yashash vaqti

$$\frac{\tau_{M_1}}{\tau_{E1}} \approx \left(\frac{a\omega}{c} \right)^{-2} \quad (21.47)$$

munosabat o'rinli bo'ladi.

SAVOLLAR

1. Atom fizikasida energetik holatlarni necha turga bo'lishadi?
2. Statsionar va nostatsionar holatlarni ta'riflang.
3. Spontan o'tish nima?
4. Holatlarni yashash vaqti τ ni statsionar holatlar uchun ham ishlatsa bo'ladimi?
5. Atomning yashash vaqti chekli deganda nimani tushunasiz?
6. Nima uchun to'liqin funksiya ifodasiga so'nishni anglatuvchi had kiritiladi?
7. γ -so'nish doimiysining fizik ma'nosini ayting.
8. Geyzenbergning noaniqlik munosabatidan foydalanib Γ bilan γ ni va ni bilan τ ni bog'lang.
9. Sathning tabiiy kengligi deb nimaga aytiladi?
10. $\Gamma=0$ bo'lsa atom qanday holatda, $\Gamma=\infty$ bo'lgandachi?
11. Sathning kengligi Γ chekli deganda nimani tushunasiz?
12. Nurlanish chizig'i nima uchun formaga ega?
13. Nurlanish intensivligini chastotaga bog'liqlik formulasini yozing.
14. $I(\omega)$ funksiyani shaklini chizing va uni tushuntiring.
15. Lorents formulasi yoki Breyt-Vigner formasi qanday forma?
16. Uyg'ongan holatdagi atomning yashash vaqti bilan spektr kengligi biri-biri bilan qanday bog'langan.
17. Chiziqning tabiiy kengligi uchun kenglik sathining formulasini yozing.
18. $\Delta\omega_{mas}$ va Γ ni biron bir uyg'ongan energetik sath uchun chamalang.
19. Ma'ruzada keltirilgan jadvaldan foydalanib, bir nechta zarralar uchun ularning yashash vaqtini hisoblang.
20. Metastabil holat qanday holat?
21. Nurlanish chizig'ining Dopler kengayishini tushuntiring.
22. Chiziqning Dopler kengayish formulasini yozing.
23. Nurlanish chizig'ining Dopler kengayishi bilan tabiiy kenglikni taqqoslang.
24. To'qnashish kenglik deb nimaga aytiladi?
25. Γ va τ larni astrofizikada, yadro va molekular fizikasidagi tutgan o'ri?

MASALALAR

- 21.1. Simobning rezonans chizig'ining o'rtacha yashash vaqti $\tau = 0,15$ mks. So'nish doimiysini toping. τ va γ kattaliklarning ma'nosini tushuntiring.
- 21.2. Natriyning uyg'ongan atomlarini holatlaridan birining o'rtacha yashash vaqti $\tau = 16$ ns. Bu holatni xarakterlovchi chiziqning kengligini toping. Chiziq kengligini ta'riflang.
- 21.3. π^0 mezonning yashash vaqti $7,6 \cdot 10^{-17}$ s bo'lsa, uyg'ongan sathning kengligini chamalang.

21.4. Chiziqning tabiiy kengligi $\Delta\omega = 3.85 \cdot 10^7 c^{-1}$. Uyg'ongan holatning o'rtacha yashash vaqtini toping.

21.5. Ro (ρ) mezonning yashash vaqti taxminan $6 \cdot 10^{-24}$ s. Spektr chiziqning tabiiy kengligini hisoblang.

21.6. Breyt-Vigner rezonans formulasini keltiring va tushuntiring?

21.7. 21.6-rasmdagi chizmada ikkita uyg'ongan sathlar orasidagi o'tishlar diagrammasi keltirilgan. Toping: $\Delta\omega_{10} = ?$; $\Delta\omega_{20} = ?$; $\Delta\omega_{21} = ?$ (21.4-rasm).

21.8. Simob atomlari 6^1P holatdan asosiy holatga o'tganda to'liq uzunligi $\lambda = 185,0$ nm bo'lgan nur chiqaradi. Va uning tabiiy kengligi $\Delta\lambda = 1,5 \cdot 10^{-5}$ nm. To'liq uzunlikni aniqlashdagi nisbiy noaniqlikni hamda chastotani aniqlashdagi nisbiy noaniqlikni toping.

21.9. Tabiiy kengayishga ega bo'lgan spektral chiziqda nurlanish

intensivligining taqsimlanishi $I(\omega) = I_0 \frac{\left(\frac{1}{2\tau}\right)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{1}{2\tau}\right)^2}$ ko'rinishga ega. Bunda I_0

spektr chizig'ining markazidagi intensivlik ($\omega = \omega_0$ da) τ chiziqning o'rtacha yashash vaqti. Toping: a) γ qiymatga ega bo'lgan chiziqning tabiiy kengligi $\Delta\omega$ ni; b) simobni 6^1P holatdan asosiy holatga o'tganda chiqargan nurlanishning to'liq uzunligi $\lambda = 185,0$ nm va tabiiy kengligi $\Delta\lambda = 1,5 \cdot 10^{-5}$ nm bo'lsa, 6^1P holatni o'rtacha yashash vaqti.

21.10. Agar atom kuzatuvchi tomon v tezlik bilan harakat qilayotgan bo'lsa, chastotani Dopler siljishi formulasini yozing.

21.11. Gazda atomlarni temperaturaga bog'liklik o'rtacha tezligini formulasini yozing.

21.12. Xona temperaturasida kumush atomlarining o'rtacha tezligini toping. U uchun chiziqning Dopler kengligini toping.

21.13. Simobni rezonans chizig'ining to'liq uzunligi $\lambda = 253,65$ nm. Rezonans chiziqni o'rtacha yashash vaqti 0,5 mks. $T = 300$ K temperaturadi ushbu chiziqni Dopler kengayishini tabiiy kenglikka nisbatini toping.

21.14. 473 K temperatura va 10 mm simob ustuni bosimi ostida idish argon gazi bilan to'ldirildi. Idishda uncha katta bo'lmagan natriy ushug'i ham bor. Qizdirilgandan so'ng idish ichini natriy bugi qoplaydi. Idish volframni qizigan tolasidan chiqqan nurlanish bilan yoritilganda idishdan chiqqan 589,6 nm to'liq uzunlikka teng bo'lgan natriy yutilish chizig'ini ko'rishga muyassar bo'lamiz. Natriy atomini $3P_{1/2}$ holatining yashash vaqti taxminan 10^{-8} sekundga teng bo'lsa, quyidagilarni chalamang:

Chiziqning tabiiy kengligini;

Chiziqning Dopler kengayishini;

To'qnashishlar tufayli chiziqning kengayishini. Olingan natijalarni to'liq sonlarda ifodalang. Hosil bo'lgan kengliklarni natriyni D_1 va D_2 chiziqlar orasidagi masofaga solishtiring (D_1 uchun $\lambda_1 = 5895,80 \text{ \AA}$, D_2 uchun $\lambda_2 = 5889,963 \text{ \AA}$.)

21.15. Dopler kengayishga moyil bo'lgan spektral chiziqda nurlanish intensivligini taqsimoti quyidagi ko'rinishga ega. $I(\omega) = I_0 \exp\left(-\frac{m_a c^2 (\omega - \omega_0)^2}{2kT \omega_0^2}\right)$, bunda I_0 spektr chizig'i markazida spektral intensivlik, m_a - atom massasi T - gaz temperaturasi. k Boltsman doimiysi. Maksvell taqsimotidan foydalanib ushbu formulani keltirib chiqaring.

21.16. Yadrolardan chiqayotgan gamma kvantlarning energiyalari keV dan bir necha MeV gacha bo'ladi. Shunga mos kelgan to'liq uzunliklarini toping.

21.17. Agar fotonning to'liq uzunligi λ , u bilan o'zaro ta'sirlashadigan yadro o'lchami R dan katta bo'lsa, multipolning qaysi qiymatlari amalga oshadi?

21.18. 2^L multipollik elektr kvantlari nurlash ehtimolligining $E1$ kvantlari nurlash ehtimoliga nisbati qanday tartibda bo'ladi?

21.19. Multipolliklar bir xil bo'lganda magnit kvant nurlashi elektr kvant nurlashiga nisbatan necha marta sekinlashadi?

21.20. Yadrolarda mumkin bo'lgan o'tishlardan qaysi biri realroq?

21.21. Berilgan multipollik L da ML o'tish EL o'tishga nisbatan necha marta sekinlashgan bo'ladi?

21.22. Tanlash qoidalariga asosan qaysi o'tishlar o'ta ruxsat etilgan o'tishlarga kiradi?

21.23. Yadroning turli kvantlar chiqarishi bo'yicha o'rtacha yashash vaqti nimaga bilan xarakterlanadi?

21.24. Dipol kvantlar chiqarayotganda o'rtacha yashash davri nimaga bog'liq? Bu vaqt qanchaga teng?

21.25. Yadroning kvadrupol gamma kvantlar chiqarishiga nisbatan o'rtacha yashash davri qanday topiladi?

21.26. Qanday yadrolar izomer yadrolar deyiladi?

21.27. Izomer yadrolar asosan qanday yadrolarda kuzatiladi?

21.28. Orbital kvant soni l bo'yicha tanlash qoidasi qanday yoziladi?

21.29. Nurlanish turi juftlik bo'yicha qanday tanlash qoidasi orqali topiladi?

21.30. Har bir aniq o'tishda asosan qaysi multipollik bilan ish ko'riladi?

21.31. $T=3000K$ temperaturada litiy gazining $2r$ holatdagi uyg'ongan atomlari sonini asosiy holatdagi atomlar soniga nisbatini formulasini yozing.

21.32. $N=3 \cdot 10^{16}$ atomdan tashkil topgan litiy gazi $T=1500 \text{ K}$ temperaturada yotibdi. ($2r \rightarrow 2s$) rezonans chizig'ining to'liq uzunligi $\lambda = 670,8 \text{ nm}$ bo'lib, chiqish quvvati $R=0,25 \text{ Vt}$ ga teng. Uyg'ongan litiy atomlarining o'rtacha yashash vaqtini toping.

XXII bob. Mavzu: LAZERLAR VA GOLOGRAFIYA ASOSLARI

Reja:

- 22.1. Optikaviy kvant generatorlari.
- 22.2. Kuchaytiruvchi muhitni damlash.
- 22.3. Teskari bog'lanish.
- 22.4. Musbat teskari bog'lanish.
- 22.5. Optikaviy kvant generatorlarida atom sathi kengligining o'rni.
- 22.6. Lazer.
- 22.7. Golografiya va uning elementlari:
 - a) golografiya, fotografiya va ularning bir-biridan farqlari;
 - b) qanday qilib faza qayd qilinadi;
 - d) obyektning gologrammasi qanday qabul qilinadi;
 - e) nuqtaviy obyektning gologrammasi;
 - f) haqiqiy va mavhum tasvirlar.
- 22.8. Kogerent maydonning hossalari:
 - a) ikkita kogerent maydonni qo'shish;
 - b) ikkita kogerent to'liqinni qo'shish;
 - d) ikkita kogerent yassi to'liqinni qo'shish;
 - e) sferik va yassi to'liqlarni qo'shish.
- 22.9. Golografiya va gologramma.

ADABIYOTLAR

1. I.D.Gabor. A new microscopic principle, *Nature*, 161, 777 (1948); *Proc. Roy. Soc.*, A197, 454 (1969); *Proc. Phys. Soc.*, B64, 449 (1951); (original ishlar)
- 2. Yu.N.Denisyuk Ob otrajenii opticheskikh svoystv obyektu v silovom pole rasseyannogo izlucheniya. - *Doklad akademii Nauk*. 1962 y. T144 st.1275 (original)
3. V.A.Benton. Hologram reconstruction with incoherent ehtender sources, *J. Opt. Soc.Amer.* 59, 1545 (1965) (original)
4. L.Cross, Multipls holograms, *Pros. SPIE Seminar 3D Imaging*, 1977 (original)
5. E.N.Leith, J Upatnicks, Reconstructed wave fronts and commication Heary, *J. Opt. Soc.Amer.* 52, 1123 (1963) (original).
6. A.Л.Шавлов. Успехи в создании оптических лазеров. Вип 15. С.47 1967 г.
7. A.Л.Шавлов. Оптические мазери. УФН, 1961, Т75 вип 3.
8. Н.Г. Басов, О.Н Крохин, Ю.М.Попов Генераторы и усилители света. «*Природа*», № 12. С.16-25, 1961 г.
9. A.Л.Шавлов Современные оптические квантовые генераторы. УФН, Т81, вып. 4 1963.

10. Маленкая энтциклопедия, под ред. С.А.Ахманова «Квантовая электроника». –М.: 1969 г.

Masalaning qo'yilishi. Ushbu bobda avvalgi boblarda uyg'ongan energetik holatlar va spektr chiziqlari strukturasi haqidagi olingan nazariy bilimlar asosida lazer qurilmasi, uning elementlari va yaratilishi haqida so'z boradi. Lazerning eng noyob bo'lgan kogerentlik hossasi va boshqa muhim hossalari mazer va lazer qurilmalarni yaratilishiga olib kelganligi haqida so'z boradi. Golografiya va fotografiya asoslari va ularning farqi haqida to'xtalinadi. Golografiya masalasi klassik masala bo'lishiga qaramasdan, uning amaliy asosi kvant fizika, ya'ni lazer fizikasiga kelib taqaladi. Shuningdek, lazer, golografiya, dualizm va inson miyasi kabi yirik masalaga ham bir muncha to'xtalinadi. Vigler nurlanishi, ondulator nurlanishi ustida juda katta amaliy ishlar olib borilmoqda. Shuningdek, rentgen lazeri va gamma lazerlari ustida ham tadqiqotlar o'tkazilmoqda. Qiziqqan talaba-yoshlar shu boblar asosida bu masalalar ustida ham ishlashlari mumkin.

Mavzu qahramonlari

1. Ch.H.Tauns, N.G.Basov, A.N.Prohorov. Kvant elektronikasi sohasidagi fundamental izlanish asosida tamomila yangi tipdagi generatorlar va kuchaytirgichlar – mazer va lazerlar yaratganliklari uchun 1964-yilda Nobel mukofotini olganlar.

4. Denis Gabor – ingliz fizigi, 1947–1948-yillarda elektron mikroskopini takomillashtirish ustida ish olib borayotgan paytida golografiya g'oyasiga keldi. 1971-yilda golografiyani yaratilishi va uni rivojlantirilishi ustida katta yutuqlarga erishgani uchun Nobel mukofoti bilan mukofotlandi.

5. E.Leyt va Dj.Yu.Upatniks – 1962-yilda Amerika radiofiziklari birinchi bo'lib optikaviy gologrammalar olishga muvassar bo'ldilar.

6. Yu.N.Denisyuk. 1967-yilda Hajmiy golografiyani rivojlanishiga asos soldi.

LAZERLAR VA GOLOGRAFIYA ASOSLARI

22.1. Optikaviy kvant generatorlari

XX bobda va shu bobdagi o'tilgan mavzulardan foydalanib bu badda amaliy texnik jihatdan juda katta ahamiyatga ega bo'lgan lazerlar fizikasi haqida biroz ma'lumot beramiz.

Optikaviy kvant generatorida bog'langan elektronlar bilan elektromagnit to'lqinlarning o'zaro ta'siri hisobiga elektromagnit to'lqinlarini kogerent kuchaytirishdan foydalaniladi. (Eslatma: ultra qisqa radioto'lqin generatorida elektromagnit to'lqinlarini kuchaytirish uchun erkin elektron bilan o'zaro ta'sirida, yarim o'tkazgichli optik kvant generatorlarida esa yarim erkin, yarim bog'langan elektronlardan foydalaniladi). Bog'langan elektronlar harakati kvant qonunlariga bo'ysinadi. Shu sababdan ham elektronikada «kvant kuchaytirgich» va «kvant» generator degan atamalar ishlatiladi. Bog'langan elektronlardan foydalanish imkoniyati paydo bo'lganligi sababli, yorug'lik diapozoniga to'g'ri kelgan chastotalarda elektromagnit to'lqinlari generatorini yaratish imkoniyati tug'ildi. Erkin elektron asosida yasalgan qurilmalar yuqori chastotalar (10^{15} Gts) va qisqa to'lqin uzunlik (10^{-7} m) sohasida ishlashga qodir emas.

Optikaviy kvant generatorlari (OKG) ikkita asosiy elementdan tashkil topgan: burchichi kuchaytiruvchi (aktiv) muhit bo'lsa, ikkinchisi, bu rezonatordir.

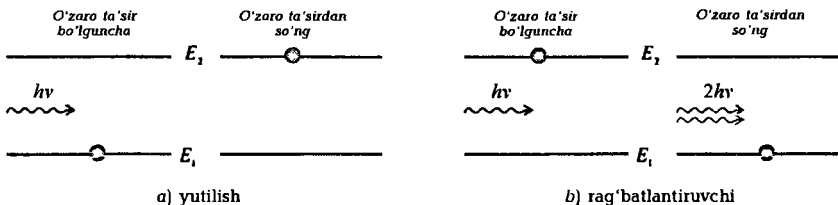
1. Kuchaytiruvchi muhit. Siz optikadan yaxshi bilasizki, yorug'lik nuri har qanday muhitdan o'tganda qisman kuchsizlanadi. Lekin shunday muhit yaratish mumkinki, bu muhit yorug'lik nurini kuchsizlantirmasdan, aksincha, uni kuchaytirishga xizmat qiladi. Ana shunday muhit yaratish mumkinligi haqida 1939-yilda V.A.Fabrikant p'oya bergan. Bunday muhit o'z energiyasini yorug'lik nuriga xuddi erkin elektronlar quyuuqlanmasi (sgustok) yugurma to'lqin lampasidagi elektromagnit to'lqinining quyuuqlanmasiga o'xshash bo'ladi.

Yorug'likni atomlar bilan o'zaro ta'sirini kvant manzarasidan kelib chiqib, yorug'likni kuchaytiruvchi bunday muhit yaratish mumkinligiga A.Eynshteyn bergan (XX bob).

Atomda bog'langan elektronning ikkita statsionar holatiga mos keluvchi energetik sathlar 22.1-rasmda tasvirlangan. Agar atom elektroni yoki boshqacha aytganda, atom pastki (asosiy) energetik holatda yotgan bo'lsa, u holda atom ν_{21} chastotaga ega bo'lgan fotonni yutadi va natijada E_2 energiyali yuqori sathga o'tadi. Borning chastotalar shartiga binoan bu jarayon $h \nu_{21} = E_2 - E_1$ formula bilan xarakterlanadi. To'lqin tilida bu shart elektromagnit to'lqin va atom orasidagi rezonansga to'g'ri keladi. Bunda ν_{21} chastota atomning xususiy chastotasi vazifasini o'taydi. Muhit atomlari atomlarni yutilishi natijasida yorug'li nuri kuchsizlanadi. Biroq A.Eynshteyn (XX bob) ko'rsatadiki, agar yuqorigi energetik sathda atomlar yotgan bo'lsa, u holda uyquqongan holatda bo'lgan ushbu atomga $h \nu_{21} = E_2 - E_1$ shartni qanoatlantiruvchi

chastotadagi foton kelib tushsa, u holda E_2 sathdan E_1 sathga o'tishni rag'batlantirib, $h\nu_{21}$ chastotali yana bitta foton chiqishi mumkin.

Bu jarayonga majburiy (indutsirlangan, rag'batlantirilgan) chiqarish deyiladi (XX bob) yangi foton shu fotonni tug'ilishiga sabab bo'lgan dastlabki fotonga egizakdir.

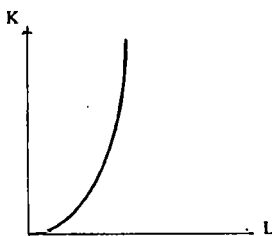


22.1-rasm. Yorug'likni muhit atomlari bilan o'zaro ta'siri.

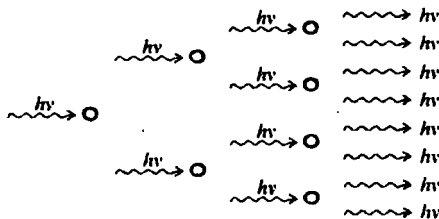
Paydo bo'lgan bu ikki foton bir xil yo'nalishda harakat qiladi. Yangi fotonning paydo bo'lishi yorug'lik nurining quvvatini oshiradi. Muhitni kuchaytirish hossasini xarakterlovchi munosabat yutilish aktlari va rag'batlantiruvchi fotonlar chiqish munosabatiga bog'liq. Yutilish akti ustun bo'lganda yorug'lik nurini kuchsizlantiradi va aksincha, majburiy nurlash (rag'batlantirish) akti ustun tursa, muhit yorug'lik nurini kuchaytiradi. Qalinligi L ga teng bo'lgan qatlamini kuchaytirish koeffitsiyenti K ni topish uchun muhitni kuchaytirish ko'rsatkichi χ degan kattalik kiritiladi. Ushbu formula 1951-yilda F.A.Fabrikant tomonidan berilgan:

$$K = \exp(\chi L) \quad (22.1)$$

bunda, K – muhit qatlami ichidan o'tgan nurning quvvatini muhitga kirayotgan nurni quvvatiga nisbati bilan aniqlanadi. Odatda kuchaytiruvchi muhitni ko'pincha muhitni yutilishini manfiy ko'rsatkichi deb atashadi. K ni L ga bog'liqlik ortishi 22.2-rasmda tasvirlangan. Foton tilida fotonlar lovinasi rag'batlantirilgan chiqarish aktining ustunligi tufayli vujudga keladi. Bitta foton o'z yo'lida duch kelgan atomni ikkinchi fotonning tug'ilishini rag'batlantiradi va natijada ikkita foton hosil bo'ladi. Ular o'z yo'lida ikkita uyg'ongan atomga duch keladilar, natijada yana to'rta foton hosil bo'ladi.



22.2-rasm. Kuchaytirish koeffitsiyenti K ni muhit qatlamining qalinligi L ga bog'liqligi.



22.3-rasm. Foton lavinasining (uyumi) hosil bo'lishi

Fotonlar soni geometrik progressiyaga binoan, yorug'lik o'tayongan muhit qatlamining qalinligi esa arifmetik progressiya bilan o'sadi. Bu hodisa (22.1)

formulada o'z aksini topgan. To'liqin tilida (22.1) formula uyg'ongan atomlardan energiyani «so'rib olish» hisobiga yorug'lik to'liqini amplitudasini uzluksiz ortishini xarakterlaydi. Birinchi va ikkilamchi fotonlar to'la ma'noda aynan zarralar bo'lib, to'liqin tilida ularning fazasi bir-biriga mos keladi. Birlamchi to'liqinni ikkilamchi to'liqin qo'shilishi oqibatida birlamchi to'liqin kogerent kuchayadi. Ikkita kogerent yorug'lik to'liqini kuchaygandan so'ng o'zini kogerentligini yo'qotadi va interferensiyon manzara bermaydi. Kuchaytirish ko'rsatkichi

$$\chi = a(n_2 - n_1) \quad (21.2)$$

formula bilan aniqlanadi. Bunda n_2 va n_1 mos ravishda E_2 va E_1 sathlardagi

elektronlarning konsentratsiyasini xarakterlaydi. $\chi > 0$ da $K > 1$, shuning uchun muhit kuchaytirish vazifasini bajaradi. Bu holda albatta $n_2 > n_1$ shart bajariladi. Kuchaytiruvchi muhitda atomlarning konsentratsiyasi yuqorigi sathda pastki sathdagi atomlar konsentratsiyasidan ko'p bo'ladi. Demak, termodinamik muvozanatda $n_2 < n_1$ konsentratsiyalar teskari munosabatda bo'lishi mumkin. Natijada inversion joylanish yuz beradi. (*Inversio* – o'rin almashish degan ma'noni bildiradi) va bu muayon 22.4-rasmda tasvirlangan.



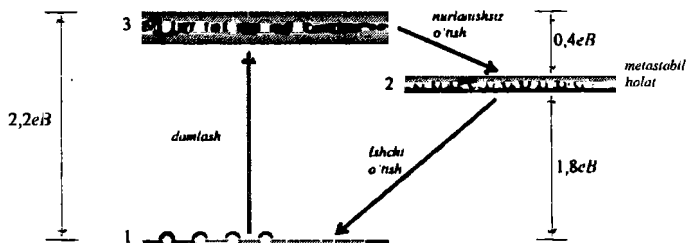
22.4-rasm.

a) termodinamik muvozanat; b) inversiya holati.

22.2. Kuchaytiruvchi muhitni damlash (nakachka)

Muhitni teskari inversion holatga olib kelish jarayoni **damlash** deyiladi. Inversiyani amalga oshirish jarayonida yuqorigi tartibdagi atomlar sonini pastki sathdagi atomlarning soniga nisbatan ko'paytirishning chorasini topish kerak. Uchinchi qaraganda bevosita muhit atomlarini chastotasi ν_{21} bo'lgan tashqi manba atomlari yordamida nurlantirilib, (optik damlash) yoki elektr damlash (elektronlar yordamida gazda razryad hosil qilish) amalga oshirsa bo'ladi. Lekin bu biz o'ylapanchalik oson ish emas. Yorug'likni atomlar bilan o'zaro ta'sirida bir-biriga qarama-qarshi bo'lgan ikkita jarayon – chiqarish, n_2 ni ko'paytirib, n_1 ni kamaytiradi va ikkinchi rag'batlantiruvchi chiqarish aksincha n_2 ni kamaytirib, n_1 ni ko'paytiradi. Spontan nurlanish mavjudligi yanada vaziyatni qiyinlashtiradi. Oldingi bobdan yaxshi bilamizki, atom yuqorigi sathda juda qisqa muddat (10^{-8} s) yashab, ν_{21} chastotali foton chiqarish bilan asosiy holatga o'tadi. Shu sabablarga ko'ra ham muhitni qanchalik kuchli nurlantirmaylik, baribir yuqori sathdagi atomlar soni pastki sathdagi atomlarni sonidan kam bo'lib qolaveradi. Yuqorida keltirilgan sabablarga ko'ra ikki sathli sxemadan foydalanib, biz inversiya joylanishini amalga oshira olmaymiz. Shuning uchun yana bitta qo'shimcha uchinchi sathdan foydalanish kerak.

Optikaviy kvant generatorida atomlarning inversion joylanishini hosil qilish uchun 1955-yilda N.G.Basov, A.M.Proxorov tomonidan taklif qilingan uch sathli sxemadan foydalaniladi. 22.5-rasmda uch sathli sxema tasvirlangan.

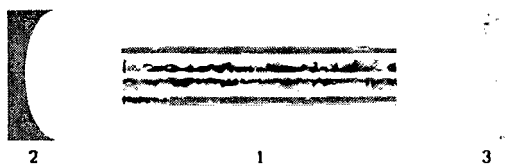


22.5-rasm. 3 sathli lazerning energetik chizmasi (yoqut misolida).

Rasmda OKG rubin kristaliga asoslangan bo'lib, unda xrom ionlari aktiv zarralar vazifasini o'taydi. Damlash lampasining yorug'lik impulslari ta'sirida xromning uyg'ongan ionlarini E_1 dan E_3 sathga olib chiqadi va undan metastabil deb atalgan E_2 sathga o'tadi va u yerda ionlar yig'ila boshlaydi. E_2 sathda ionlar konsentratsiyasi E_1 sathdagi ionlar konsentratsiyasidan katta qilish mumkin. Bu ikki sath orasida inversion joylanish yuzaga keladi. Natijada rubin ν_{21} chastotadagi ($\lambda = 6943 \text{ \AA}$) yorug'likni kuchaytiruvchi muhit vazifasini bajaradi. E_2 dan E_1 ga to'g'ridan to'g'ri o'tish tanlash qoidalari bilan man etilgan.

22.3. Teskari bog'lanish (qayta bog'lanish)

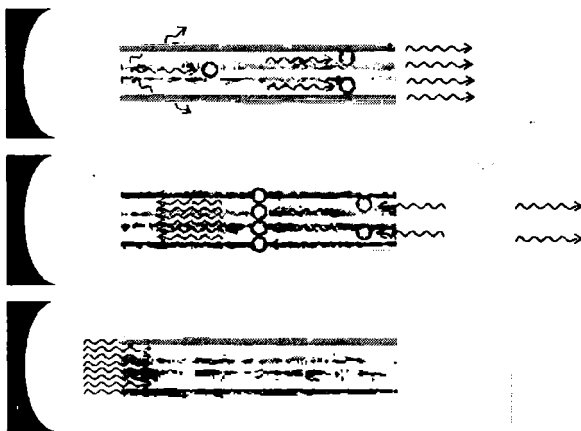
Har qanday generatoridagi kabi OKG da ham generatsiya rejimini hosil qilish uchun teskari bog'lanish zarurdir. OKGda teskari bolanish ko'zgular yordamida amalga oshiriladi. Kuchaytiruvchi muhit (aktiv muhit) yassi yoki botiq ikkita ko'zgu orasiga joylashtiriladi bitta ko'zgu yaxlit, ikkinchisi esa qisman tiniq qilinadi (22.6-rasm).



22.6-rasm Optikaviy kvant generatorining prinsipial chizmasi
1-aktiv muhit; 2-yaxlit ko'zgu; 3-yarim tiniq ko'zgu.

Generatsiya jarayoni boshlanishi uchun aktiv muhit atomlarini damlash (nakachka) orqali uyg'ongan sathlarni spontan ravishda fotonlar chiqarishidan foydalaniladi.

Kristall (aktiv muhit) o'qiga parallel yo'nalishda harakat qilayotgan fotonni qaraylik. Ushbu foton shu yo'nalishda fotonlar lavinasi (uyumi) ni tug'diradi. Yarim tiniq ko'zuga yetib borgan lavinani bir qismi ko'zgudan qaytsa, qolgan qismi ko'zgudan o'tib tashqariga chiqadi (22.7-rasm).



22.7-rasm. Optikaviy kvant generatorida foton lavinasi (uyumi) hosil bo'lishi.

Ko'zgudan qaytgan fotonlar qayta aktiv muhitdan o'tib, yana yangi fotonlar to'pini tug'diradi va ushbu fotonlar yaxlit ko'zuga yetib boradi va undan qaytgan fotonlar aktiv muhitdan o'tib, yangi fotonlar guruhini tug'diradi va hokazo. Shunday birinchi foton tug'dirgan fotonlar oqimi o'z navbatida yangi fotonlar oqimini tug'dirishga sabab bo'ladi. Ana shunday yo'l bilan teskari bog'lanish joriy qilinadi. So'ng jarayon qaytarilib, yarim tiniq ko'zgudan qaytgan fotonlar optikaviy kvant generatoridan chiqib, nur hosil qiladi. OKG da o'z uyg'onish vujudga kelgani uchun ikkita ko'zgu orasidagi fotonlarning kuchayishi ko'zguda qaytish natijasida yo'qolgan fotonlarga barobar bo'lishi kerak. (22.1) formulaga binoan ikki ko'zgu orasidagi masofa $2L$ ga teng bo'lgani uchun kuchayish $2\chi L$ ga teng bo'ladi.

Ko'zgularda qaytish tufayli fotonlarning yo'qolishi K_1 va K_2 kabi qaytish koeffitsiyentlari bilan aniqlanadi. K_1 va K_2 qanchalik kichik bo'lsa, u holda yo'qotish shuncha katta bo'ladi. Fotonlar navbatma-navbat ikkita ko'zgudan qaytgani uchun K_1K_2 ko'paytmani olish kerak bo'ladi. Va barobarlashlashtirish (kompensatsiya) sharti

$$K_1K_2\exp(2\chi L)=1 \quad (22.3)$$

ko'rinishga ega bo'ladi. Bundan

$$\chi = -\frac{1}{2L} \ln K_1K_2 \quad (22.4)$$

ifodani olamiz. χ ni qiymati inversiyani hosil qiluvchi damlash quvvatiga bog'liq bo'lgani uchun (22.4) formula generatsiyani uyg'otish uchun zarur bo'lgan damlash quvvati bo'sag'asini (porogini) topishda ishlatiladi. Damlash quvvatini orttirish va kuchaytirishni yo'qotishdan katta qilish yo'li bilan fotonlar lavinasi kvant generatoridan cheksiz ko'paytirib bo'lmaydi. Har qanday generatorda bo'lgani kabi OKG da ham statsionar rejimni nochizizlik hal qiladi. Aktiv muhitdan o'tayotgan fotonlar oqimi yuqorigi energetik holatdan pastki energetik holatga o'tishlarni rag'batlantirganiga qaramay, inversiyaning kamayishiga sabab bo'ladi. Natijada kuchaytirish ko'rsatkichi kamayadi. Va foton lavinasi ortishi sekinlashadi. Bu hodisaga **to'yinish** deyiladi. To'yinish paytida muhitning kuchaytirish ko'rsatkichi χ bilan boshlang'ich kuchaytirish ko'rsatkichi χ_0 orasidagi bog'lanishni

$$\chi = \chi_0 \frac{1}{1 + bP} \quad (22.5)$$

formula bilan ifodalanadi. Bunda P – yorug'lik oqimining quvvati, b to'yinish koeffitsiyenti bo'lib, u damlash quvvatiga bog'liq. To'yinish bevosita energiyaning saqlanish qonunidan kelib chiqadi: kuchaytirayotgan muhitda yorug'lik energiyaning ortishi damlash orqali muhitga berilayotgan energiya hisobiga bo'ladi. Damlash energiyasi cheklangan bo'lgani uchun yorug'lik nurining energiyasi ham chegaraga egadir.

(22.5) formulada «to'yinmagan» kuchaytirish ko'rsatkichi χ_0 ham kirgan (22.4) formuladagi χ ni o'rniga (21.52) ni qo'ysak,

$$\frac{\chi_0}{1 + bP} = -\frac{1}{2L} \ln K_1K_2 \quad (22.6)$$

tenglikni olamiz. Ushbu formuladan nur quvvatini hisoblashda foydalaniladi. OKG ning yarim tiniq ko'zgidan tashqariga chiqayotgan yorug'lik oqimi quvvatini topish uchun quyidagicha belgilashlar kiritamiz: kuchaytiruvchi muhitda chapdan o'ngga harakat qilayotgan yorug'lik oqimining chiqish ko'zgusi oldidagi quvvati R_1 , teskari tomonga bo'lgan quvvatini esa R_2 desak, u holda

$$R_2 = K_2R_1 \quad (22.7)$$

formulaga ega bo'lamiz. (22.10) formuladagi R ni o'rniga $R_1 + R_2$ yig'indini yoki $R_1(1+K_2)$ ni qo'ysak, u holda (22.6) tenglikni quyidagicha yozsak bo'ladi:

$$\frac{\chi_0}{1 + b(1 + K_2)P_1} = -\frac{1}{2L} \ln K_1K_2 \quad (22.8)$$

bundan,

$$P_1 = \frac{1}{b(1+K_2)}(M-1) \quad (22.9),$$

bunda,

$$M = \frac{\chi_0 L}{\ln(K_1 K_2)^{\frac{1}{2}}} \quad (22.10)$$

(21.10) dagi M – orttirish koeffitsiyenti deyiladi. Ushbu koeffitsiyent to‘yinmagan kuchaytirishni ko‘zguda ro‘y beradigan yo‘qotishlardan ustunligini bildiradi. Yorug‘likning K_2 ga teng qismi chiqish ko‘zguvidan qaytishni xarakterlagani uchun OKG dan chiqayotgan nur quvvati R

$$P = (1-K_2)P_1$$

ga teng bo‘ladi. (22.9) ga asosan:

$$P = \frac{(1-K_2)}{b(1+K_2)}(M-1) \quad (22.11)$$

Generatsiya rejimi tamomila o‘rnatilganda quvvat (22.11) formula bilan aniqlanadi. Generatorni chayqalish (raskachka) jarayoni quyidagicha kechadi: avvalida rezonatorida nurlanish energiyasining zichligi kichik bo‘lgan paytda kuchaytirish jarayoni to‘yinmagan ko‘rsatkich χ_0 bilan xarakterlanadi. Va kuchaytirish yo‘qotishdan ustun keladi va oqibatda nurlanish o‘sadi. Nurlanish zichligi tobora o‘sib borgani sari, o‘z navbatida to‘yinish ham o‘zini ko‘rsata boshlaydi va pirovardida (22.8) tenglik bilan xarakterlanuvchi rejim hosil bo‘ladi. Bu rejimdan esa (22.11) ifodaga kelamiz. (22.11) formuladan ko‘rasmizki, quvvat to‘yinish parametri b ga bog‘liq, damlash quvvati ortgan sari ushbu parametr kamayadi. Damlash qancha kuchli bo‘lsa, shunchalik yorug‘lik nuri ta‘siriga kuchaytiruvchi muhit qarshilik qiladi. (22.11) dan quramizki, damlash ortgani sari generator nurini ortishi b ga bog‘liq. Damlash quvvatini foydali quvvatiga cheklovchi bir qator sabablar mavjud. χ_0 va b_0 kattaliklar damlash quvvatini ma‘lum chegarasigacha monoton o‘zgarishi mumkin. Bu chegara o‘z navbatida turli konstruksiyaga ega bo‘lgan OKG lar uchun har xil bo‘ladi.

22.4. Musbat teskari bog‘lanish. OKG ning spektri

Yuqorida keltirilgan (22.3) formula yo‘qotishlarni kompensatsiyalovchi formula bo‘lib, generatsiya rejimini vujudga keltirishda zaruriy shart, lekin yetarli shart emas. Radiotexnikadan yaxshi bilamizki, har qanday teskari bog‘lanish ham generatsiyani vujudga keltirmaydi. Generatsiyani vujudga keltirish uchun **musbat teskari bog‘lanishdan** foydalanish kerak bo‘ladi. Optik kvant generatorida ham musbat teskari bog‘lanishni bo‘lmasligiga sabab kuchaytirishni kogerent xakteri va yorug‘likning to‘lqin hossasidir.

Musbat teskari bog‘lanish hosil qiluvchi kuchaytiruvchi muhitni dastlabki nuqtasiga qaytgan nur fazasi qaytishlar sonidan qat‘iy nazar birlamchi to‘lqinni fazasiga mos bo‘lishi shart. Shunda birlamchi to‘lqinni barcha ikkilamchi to‘lqinlarga qo‘shilishi natijasida hosil bo‘lgan natijaviy to‘lqinning amplitudasi juda katta

qiymatga erishadi. Bu shart bajarilishi uchun albatta ikkita qaytishlar bir nuqtaga kelganda

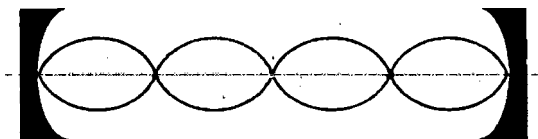
$$2L = n\lambda \quad (22.12)$$

tenglik bajarilishi kerak. Bunda $n=1,2,3,\dots$ butun sonlar; L – ikkita ko‘zgu orasidagi masofaga butun sondagi yarim to‘lqinlar joylanishi kerak.

(22.12) shart bajarilgan taqdirda muhitning har bir nuqtasida barcha to‘lqinlarni qo‘shishdan hosil bo‘lgan yig‘indi nolga yaqin bo‘ladi. Chunki, 2π kenglikda ikkilamchi to‘lqinlarning fazasi har qanday qiymatlarga ega bo‘ladi. (22.12) shartni zarurligini quyidagicha tushuntirish ham mumkin. Kuchaytirishning kogerent xarakterga ega bo‘lishi tufayli yarim tiniq ko‘zgudan chiqayotgan nurlar har bir qaytishda to‘lqinlar o‘zaro kogerent bo‘lishi mumkin. Har bir to‘lqin o‘zidan oldingi to‘lqinga nisbatan doimo bitta fazaga ya‘ni $\Delta\varphi$ ga farq qiladi. Va u

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{2L}{\lambda} \quad (22.13)$$

faza bilan xarakterlanadi. OKG dan chiqayotgan nur ushbu kogerent to‘lqinlarning qo‘shilishini, boshqacha aytganda interferentsiyasini tavsiflaydi. Bu jihatdan OKG Fabri-Perro interferometrini o‘zidir (Fabri-Perro interferometri ikkita ko‘zgu va ular orasidagi aktiv muhitdan tashkil topgan). Juda ko‘p sondagi kogerent to‘lqinlar qo‘shilishi natijasida hosil bo‘lgan interferensiyalar keskin bo‘ladi. (22.12) tenglik sal buzilsa ham natijaviy amplituda nolga teng bo‘ladi. Generatsiyani vujudga kelishi uchun energetik shart (22.4) bilan bir qatorda fazoviy shart (22.12) bajarilishi kerak. Shu bilan bir qatorda (22.12) shart ikkita ko‘zgudan iborat rezonator turg‘un to‘lqinlarning vujudga kelishi uchun asosiy shartdir (22.7-rasm).



22.7-rasm. Rezonator turg‘un to‘lqin.

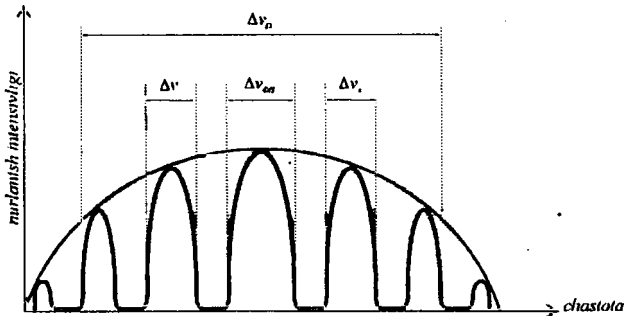
Shuning uchun, (22.12) shart yorug‘lik to‘lqini va ko‘zguli rezonator orasidagi klassik rezonansning sharti deb qarash ham bo‘ladi. Rezonans paytida OKG ichida kuchli turg‘un to‘lqin hosil bo‘ladi. Va u yarim tiniq ko‘zgudan o‘tayotgan nurni ta‘minlaydi. (22.12) formula va $v\lambda = c$ munosabatdan foydalanib, OKGda vujudga kelayotgan nur chastotasini hisoblash formulasini yozish mumkin.

$$\nu = \frac{cn}{2L} \quad (22.61)$$

n ni har bir qiymatga mos kelgan tebranish turi hosil bo‘ladi va odatda uni **bo‘ylama moda** deb yuritishadi. Biroq OKG da bir vaqtda Borning chastotalar sharti ($h\nu_{21} = E_2 - E_1$) bajarilishi kerak. Bu shart kuchaytiruvchi muhitni yorug‘lik to‘lqinlari bilan kvant rezonansini bajarilishini ta‘minlaydi.

22.5. Optikaviy kvant generatorida atom sathi kengligining o'rni

(22.8) fazaviy shart va (22.4) energetik shart birgalikda qat'iy bajarilishi talab qilinganligi uchun amaliy jihatdan optikaviy kvant generatorini yaratish juda qiyin masala. (22.10) formulaga ko'ra, (22.9) shartni bir vaqtda bajarilishini ta'minlash uchun ko'zgular orasidagi masofa L ni juda ham katta aniqlikda o'rnatish talab qilinadi. Lekin buning iloji yo'qdir. Qizig'i shundaki, bizni atomni rezonator sifatida nomukammal ekanligi qutqaradi. Ya'ni energetik sathlarning «bo'yalganligi» chekli kenglikka ega ekanligi ishimizni osonlashtiradi. Ayniqsa atomlarning issiqlik harakati bilan bog'liq bo'lgan Dopler effekti bunda qo'l keladi. Atomning rezonans egriligi 22.8-rasmda ko'rsatilgan. Rasmdagi egrilik shu bilan birga spontan nurlanayotgan atomning alohida spektral chizig'ini energiyasini chastotalar bo'yicha taqsimlanishi va bitta spektral chiziq oralig'idagi kuchaytirish ko'rsatkichi χ ni chastotaga bog'liqlik egriligini xarakterlaydi.



22.8-rasm. Optikaviy kvant generatorida nurlanish chizig'ini xarakterlovchi kattaliklar: $\Delta\nu$ – chiziqning tabiiy kengligi; $\Delta\nu_{FP}$ – Fabri-Perro interferometrining chiziq kengligi; $\Delta\nu_D$ – chiziqning Dopler kengligi; $\Delta\nu_A$ – generator chiqarayotgan nurning chiziq kengligi.

Atomning rezonans egriligining kenligi qancha katta bo'lsa (22.2) formuladagi a konstanta shunchalik kichik bo'ladi. 22.8-rasmda bo'm-bo'sh ko'zgul rezonator uchun ham rezonans egriliklar (Fabri-Perro interferometri uchun) tasvirlangan. Va bu rezonanslar turli n butun songa to'g'ri keladi. Rasmdan ko'ramizki, spektral chiziq oralig'iga ko'zgul rezonatorning bir qator rezonans maksimumlari joylashadi. Kuchaytiruvchi muhitning ta'siri tufayli bu maksimumlar kengligini kichraytirish mumkin. Lekin ideal monoxromatik to'lqin olib bo'lmaydi. Rasmdan shuni ko'ramizki, optikaviy kvant generatorining nurlanish spektri umuman olganda juda to'p, ingichka chiziqlar qatoridan iborat. Ularning chastotasi bir-biridan $c/2L$ masofada turadi. Gazda ishlaydigan kvant generatorlari uchun L – taxminan 1 m ga teng. Va modalar orasidagi masofa 150 MGts. Alohida maksimumni kengligi spektral chiziqning tabiiy kengligidan kichik. Ayrim modalarni ajratib olish uchun maxsus quilmalar: monomodlardan foydalaniladi. Rezonatorning shalgina deformatsiyasi chastotaning siljishiga olib keladi. Shuning uchun ham gazli lazerlarda chastotani

stabil saqlash yengil ish emas. Shuningdek, temperatura ham chastotaning stabilashishida katta rol o'ynaydi.

OKGda nurning burchak yoyilishi juda ham kichik. Bu uning eng qimmatbaho xususiyatidir. OKG da, lazerlarda nurning burchak yoyilishi

$$\theta = \left(\frac{\lambda}{R}\right)^{\frac{1}{2}} (pad) \quad (22.15)$$

formula bilan topiladi. Bu burchakka difraksiya burchagini ham qo'shish kerak bo'ladi. Difraksiya burchagi quyidagicha topiladi:

$$\theta_{\min} \geq \frac{\lambda}{D} (pad) \quad (22.16)$$

bunda, D – ko'zgu kesimi diametri. Odatda $\theta_{\min} \approx 10^{-5} - 10^{-6} (pad)$ atrofida bo'ladi.

Neon-geliy lazeri qurilmasi uchun $\theta_{\min} = \theta$.

OKGlar oddiy yorug'lik manbayiga nisbatan juda katta afzalliklarga ega va ularni qo'llanilmagan sohasi deyarli yo'q deb hisoblasak bo'ladi. Biz OKG larining asosan fizikasi va ishlash prinsipi bilan tanishdik. U haqdagi boshqa ma'lumotlarni boshqa kitoblardan ham olish mumkin.

21.6. Lazer

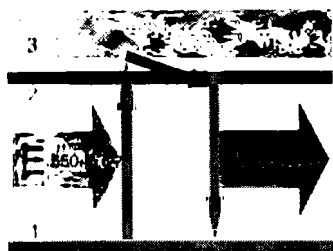
Inson miyasining ijodiy mushohadasi natijasida tug'ilgan hodisalarni o'rganish hozirgi zamon fizikasining asosiy vazifalaridan biri. Yuqorida keltirilgan g'oyalar asosida inson miyasida tug'ilgan hodisalardan biri lazer bo'lib, bu bizga yorug'likning tamomila boshqacha sifatini namoyon qiladi. Yorug'likning bu yangi sifati qutblanganligi va kogerentligi bilan tabiatning hech qayerida uchramaydi. Biz bu yerda lazerni faqat fizikasi va ayrim prinsiplar momentlari haqida so'z yuritamiz va tushuntirishda klassik misol bo'lib qolgan yoqut (Al_2O_3) kristalidan foydalanamiz. Yoqut xot'in-qizlarning qimmatbaho bezagigina bo'lib qolmay, bu yorqin qizil sun'iy kristall lazerning «nurlovchi yuragidir». Yuksak intensivlikka ega bo'lgan juda ingichka va monoxromatik kogerent yorug'lik dastasi hosil qiladigan asbobga **lazer** deyiladi. Lazer nuri deyarli ideal yassi to'liqdir.

Tabiiy yorug'lik manbayidan chiqayotgan nurlanish hamma yo'nalishga sochiladi va uning intensivligi masofa ortishi bilan juda tez kamayadi. Va u kogerent ham emasdir. Yorug'lik nurlanishining nokogerentligiga asosiy sabab uyg'ongan atomlarni bir-biriga bog'liq bo'lmagan holda nurlanishidir. Har bir fotonni to'liqin sugi deb qarash mumkin. Ushbu sugning uzunligi taxminan 0,3 metr, demak, yashash vaqti 10^{-8} sekund. Tarqalayotgan bunday suglar orasida qat'iy aniq bir fazaviy munosabat yo'q. Shu sababdan tabiiy nurlanish asosida lazer nuri olib bo'lmaydi.

Lazerning ishlash prinsipi kvant effektga asoslangan. 1952-yilda Ch. Tauns birinchi bo'lib uyg'ongan holatda ko'p sondagi atomlarni hosil qilish va ularni ushlab turish yo'lini ko'rsatdi. Bu hodisa inversion joylanish (inversionnoy zaselennostyu). Inversion joylanish birinchi bo'lib, mikroto'liqin qurilmasida hosil qilindi va bu qurilmani mazer deb atashdi. Mazer so'zi quyidagi inglizcha so'zlarni bosh harflaridan tashkil topgan: Microwave Amplification by the Stimulated Emission of

Radiation. Keyinroq inversion joylanish ko'zga ko'ringadigan yorug'lik qurilmasida ham hosil qilindi va ushbu qurilmaga **Lazer** deb nom berildi. E'tiborga berilsa, bu so'zni bosh harfi inglizcha Light (yorug'lik) ni birinchi harfidir. Infraqizil nurlar tohasida ishlovchi bunday asboblari **lazer** deb ataladi. Bu so'zni ikkita harfi inglizcha Infrared co'zidagi harflardan olingan. A.M.Proxorov va N.G.Basovlar ham mazer va lazerlar ustida katta ishlar qilishdi. Shuning uchun 1964-yilda ular Ch.H.Tauns bilan birgalikda Nobel mukofotiga sazovor bo'lishadi.

Yoqut lazerida asosiy modda sifatida Al_2O_3 aluminiy oksidi olinib, juda oz miqdorda (0,05 %) unga xromni 3 valentli ionlari qo'shiladi. Ana shu ionlarni kerakli bo'lgan holda uyg'otilsa, ular lazerdagi barcha jarayonlarni sababchisi bo'lishadi. Xrom ionlarini energetik sathlariga murojaat qilsak, unda asosiy holat (1) dan tashqari yana bir nechta uyg'ongan holatlari mavjud va u 22.9-rasmida, xususan 2 va 3 holatlar tasvirlangan. Murakkab atomlarni hosil qilgan termlar chizmasida energetik sathlar orasida har qanday o'tishlar bo'lavermaydi. Yuqorida keltirilgan kvant nazariyadan yaxshi ma'lumki, energetik sathlar orasidagi o'tishlar bir qator turlash qoidalariga bo'ysinadi va ularga nisbatan ma'lum bir o'tishlarga ruxsat etilgandir. Xususan, bizning holda bu qoidalar ikkinchi sathdan birinchi sathga o'tishni man etadi. Natijada ikkinchi sathning yashash vaqti katta bo'lib qoladi. Biroq ko'p atomlar bo'lganligi uchun bu man etish kuchaytlanadi va bu holatning yashash vaqti taxminan $3 \cdot 10^{-3}$ s ga teng bo'ladi. Tabiiy sathlardan farqli ravishda bunday sathlarni metastabil sath deb atashadi.



22.9-rasm. Yoqut lazerida xrom ionlari termlaridan ayrimlarining chizmasi.
 A – tushayotgan yasxil yorug'lik nuri.
 V – lazer nurlayotgan qizil nur.

Metastabil sathning yashash vaqti oddiy uyg'ongan sathning yashash vaqti ($\sim 10^{-8}$ s) dan yuz ming marta katta. Shuning uchun lazerda bunday holat energiyani qisqa muddatga g'amlovchi manba sifatida hizmat qiladi.

Lazerning asosiy ishlash mexanizmi ham shundaki, ana shunday metastabil holatlarda iloji boricha ko'p energiyani g'amlash va so'ng uni birvarakayiga chiqarish. Shunday qilib, metastabil holatga etarli sondagi atomlarni o'tkazish kerak bo'ladi. Buni amalga oshirish uchun optikaviy damlash (nakachka)dan foydalaniladi. Kristaldan tashqarida joylashtirilgan yorug'lik

manbayidan chiqqan yorug'lik dastasi tiniq yoqut dastasidan o'tadi. Yoqut lazeri atomlarni uyg'otishi uchun ksenon lampasidan chiqqan yasxil nurdan foydalaniladi. Yasxil nurning to'lqin uzunligi 550 nm ga teng. Bu nurlanish xrom ionlarini (1) asosiy holatdan (3) energetik holatga olib chiqadi. (3) uyg'ongan holatda turgan ionlar birdan qayta birinchi holatga tushmasdan, aksincha ularning ko'pchiligi metastabil deb atalgan (2) holatga o'tadilar. (1) va (2) sathga o'tish ehtimollarining nisbati 1:1000. shunday qilib, ma'lum bir muddat ichida uyg'ongan sathda ionlarni tashlab turish imkoniyati tug'iladi. Agar bunday uyg'ongan atomga yorug'lik kvanti

kelib tushsa, u holda bu kvant atomni muddatidan oldinroq energiyasini chiqarishga majbur qiladi (Eynshteyn).

Yoqut lazerida metastabil sathlarda to'plangan energiyani chiqarish uchun to'liq uzunligi $\lambda = 694,3$ nm ga teng bo'lgan qizil nur rol o'ynaydi. Shunday qilib yorug'lik kvantidan natijada ikkita kvant, ular o'z yo'lida boshqa uyg'ongan atomlarga duch kelib, yana har biri ikkitadan kvant chiqaradi. Va bu jarayon davon etib, fotonlar lavinasi hosil bo'ladi (22.9-rasm).

Fotonlar lavinasi qurilmada qo'yilgan ko'zgulardan ko'p marta qaytib, va kuchayib, va yarim tiniq ko'zguidan o'ta quvvatli kogerent nuri otilib chiqadi. Yorug'likning barcha kvantlari fazasi bir-biriga tamomila mos tushadi. Kristalga tushayotgan yorug'likni ham, uyg'ongan sathlardan chiqayotgan yorug'lik kvantlari ham to'liqlarini do'ngliklari va o'nqirlari bir-biriga qat'iy mos tushadi. Shakli ham, miqdori ham teng bir xil bo'ladi. Boshqacha aytganda, to'liq – sugalar o'zaro kogerent bo'ladi. Tabiiy yorug'lik nuri esa fazoda va vaqtda moslanmagan juda ko'p sondagi nurlanish akslaridan iboratki va bu to'liq suglarining uzunligi 2-3 metr atrofida bo'ladi. Lazer yordamida esa kogerent uzunligi 15 ming kilometr gacha bo'lgan to'liq suglarini hosil qilish mumkin. Bunday to'liqlar bir xil yo'nalishdagi qutblanishga ega bo'ladilar. Lazer nurlari bir-biriga qat'iy parallel bo'lib, faqatgina difraksiyagina ularning yon tomonini buzish mumkin. Texnikada qo'llaniladiga, SO₂ lazerining FIK i 33 % ga teng. Bu lazer quvvati 18 kVt bo'lib, u g'ishtni bemalol teshib o'tadi.

Appalon–12 ni Oya qo'ndirishda lazer nuridan foydalanildi va bu nur Oy sirtida diametri 4 km ga teng bo'lgan yorug'lik dog'i hosil qilgan (Yer bilan Oy orasidagi masofa 384 km ga teng).

Geliy-neon lazerida 15 % geliy va 85 % neon gazining aralashmasidan foydalaniladi. Ikkala gazning o'rinli aralashmasidan aktiv muhit hosil bo'ladi. Juda quvvatli, uzluksiz rejimda ishlaydigan lazerdan 4 sathli atomlardan foydalaniladi. Masalan, Flyuorit kristali (SaF₂) dagi disproziy (Dy) atomlari shunday energetik sathlarga ega va uning strukturasi o'ta quvvatli lazer nurlari olishga imkoniyat yaratadi (22.10-rasm).

Quvvati katta bo'lgan yorug'lik lampasi yordamida (SaF₂) kristali yoritilganda disproziy (Dy) atomlari E₃ sathdan E₂ sathga o'ta boshlaydi. Yoqutdan farqli ravishda disproziy (Dy) da E₄ sath mavjud bo'lib, u E₁ va E₂ sathlar oralig'ida yotadi. Suyuq azot temperaturasida E₄ sath bo'm-bo'sh bo'ladi. Shu sababdan ham bu sathni yoqutdagi kabi atomlar bilan damlashni hojati yo'q. $\Delta N = N_2 - N_4$ farq hosil qilinsa bas va ΔN bo'sag'ada lazer jarayoni vujudga keladi.

Lazerning turi ham, ishlatish imkoniyatlari ham juda ko'p. Bizning maqsadimiz faqat fizika qonunlarini ko'rsatish edi. Lekin shunga qaramay, keyingi bandeda lazerning golografiyadagi o'rni haqida to'xtalamiz.

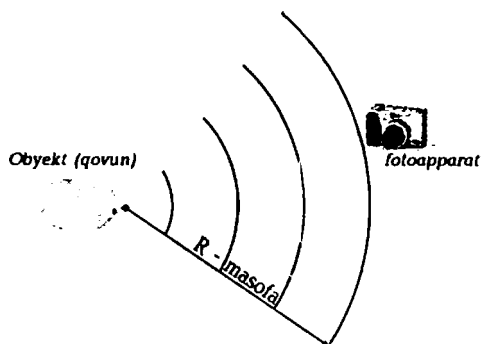
22.7. Golografiya va uning elementlari

Golografiyada lazerlar (OKG) ning eng noyob hossasi ularning kogerent yorug'lik manbayi ekanligi to'la ravishda namoyon bo'ladi. Golografiyaning taraqqiyoti o'z

navbatida lazer nurlanishining kogerent hossalari bo'lgan talabni yanada oshirdi va natijada lazer qurilmalarining takomillashishiga katta hissa qo'shdi. Golografiya fotografik jarayonga o'xshagan bo'lsa ham undan sifat jihatidan tamomila farq qiladi. Uning asosiy vazifasi nafaqat tasvirni energetik yoritilganligini taqsimlanishi, balki to'la to'liqin maydonini ham namoyon qilishdir. To'la to'liqin maydonini yozish deganda amplituda bilan bir qatorda fazani ham yozish tushuniladi. Amplitudani yozish qiyin emas. Uni har qanday fotomaterial yordamida bajarish mumkin. Biroq birorta ham detektor yo'q-ki, uning yordamida maydonni turli tashkil etuvchilari orasidagi faza farqini qayd qilish imkoni bo'lsa. Buyum haqidagi ma'lumotni faqat amplituda emas, shu bilan birga maydonning fazaviy strukturasi ham tashkil qiladi. Shu sababdan ham to'liqin maydonni to'la yozish uchun ikkala strukturalari ham qayd qilish kerak bo'ladi. Tasvirni prinsipial yangi uslubiyat asosida olish haqidagi maqola 1948-yilda ingliz fizigi D.Gabor tomonidan chop qilindi. Gabor ixtiro qilgan golografiyada asosiy muammo yechimini topdi. U tayanch to'liqindan foydalanib, faza farqini intensivliklar farqiga aylantirish yo'lini topib berdi. Shunday qilib, kattalikda kodirlangan fazani fotoplastinkaga yozish imkoniyati paydo bo'ldi. Ushbu yozuvni Gabor gologramma yoki to'la yozuv deb atadi. Denisjuk golografiya sohasida olib borgan ishlari tufayli hajmiy golografiyaga, rangli tasvirlar olish imkoniyatiga katta hissa qo'shdi. Denisjuk kashfiyoti tufayli juda yuqori sifatga ega bo'lgan gologrammalar tayyorlana boshlandi. 1970-yilda Benton kamalakli gologrammani so'ng, kros tarkibiy gologrammani taklif qildi. Hozirgi paytda multiplik gologrammalar, raqamli gologrammalar kabi effektiv usullar ustida katta izlanishlar olib borilmoqda.

Fotografiya va golografiya

Oddiy usul bilan fotosuratga olish uslubiyatida yoritilgan buyumning ayrim nuqtalaridan chiqayotgan sferik yorug'lik to'liqlari linza yordamida fotoplastinka sirtli nuqtasida yig'iladi. Fotoapparat mo'ljalinu tekisligida yotgan buyumning qismlariga keskin tasvir beradi. Yorug'lik kuchini kamaytirish (obyektivni diffraktsion bilan) orqali keskinlik chuqurligini oshirish mumkin. Oddiy yo'l bilan olingan fotosurat aslinu qaraganda buyumning ayrim qismlari fotoapparatdan qanday masofada yotganligi haqida to'g'ridan-to'g'ri ma'lumot bermaydi. Bunga asosiy sabab fotoplastinka o'ziga kelib tushayotgan yorug'lik to'liqlinining faqat amplitudasini qayd qiladi. Fotoemulsiyani qorayishi unga tushayotgan yorug'lik to'liqlinining amplitudasi kvadratika, ya'ni yorug'lik intensivligiga proporsional. Fotosuratdagi nuqtalarning qararoq yoki yorug'roq bo'lishi buyumdan chiqayotgan yorug'lik to'liqlari amplitudasining kattaligi yoki kichikligiga bog'liq. Buyumdagi nuqtadan to'liqlar chiqayotgacha bo'lgan masofa obyektivga yetib kelgan to'liqlin sirtlarining egriligi (krivizna) radiusi R ga bog'liq (22.10-rasm).



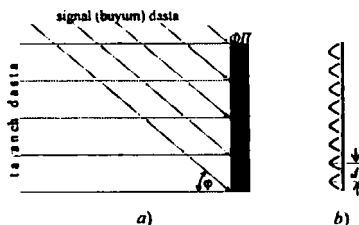
22.10-rasm.

Fotosuratda obyektдан chiqayotgan yorug'lik to'liqining amplitudasining katta yoki kichikligiga qarab yorug'roq yoki qoraroq nuqtalar hosil bo'ladi (obyektning nuqtalaridan fotoapparatgacha bo'lgan masofa to'liqin sirti kriviznasing R radiusiga teng).

Bundan chiqadiki, obyektivga kelib tushadigan to'liqin sirtning shakli masofaga bir qiymatli bog'langan. Binobarin faqat amplitudani emas, shu bilan birga yorug'lik to'liqinini formasini ham qayd qilishni iloji topilsa, u holda obyektning qismlariga bo'lgan masofalar haqida ham ma'lumot olish imkoni paydo bo'ladi. Modomik to'liqin sirt – bu teng fazalar sirti ekan, u holda ish yorug'lik to'liqinini fazalarini qayd qilishga olib keladi.

Golografiya uslubini fotografiyadan prinsipial farqi ham shundaki, undan buyumdan chiqayotgan yorug'lik to'liqini haqidagi barcha axborot to'la saqlanadi. Oddiy fotosuratga olishda esa yorug'lik to'liqinining fazasi haqidagi ma'lumot tamomila yo'qoladi (To'liqin sirt qurilmasi fotoapparatni faqat fokusirovka sifatida aniqlaydi). Golografik uslubiyatda nafaqat amplituda, balki yorug'lik to'liqinining fazasi ham qayd qilinadi. Yorug'lik to'liqinini fazasini qayd qilish uchun interferensiya hodisasidan foydalaniladi. Ikkita interferensiyalanuvchi to'liqinlarning qo'shilishidagi hosil bo'lgan natijaviy to'liqin amplitudasining kvadrati ushbu to'liqinlarning faza farqi bilan aniqlanadi. Demak, natijaviy to'liqin intensivligi yozuvida ushbu fazalar farqi haqida ma'lumot bor. Agar to'liqinlarning birini fazasini ma'lum bo'lsa (tayanch to'liqin), u holda faza farqi asosida ikkinchi to'liqinining fazasini topish mumkin. Boshqa so'z bilan aytganda, interferensiya yorug'lik to'liqinlarini fazaviy munosabatlarini intensivlik «tiliga» o'tkazadi. Vektor fotoplastinkaga yozish imkoniyati tug'iladi. Biroq OKG paydo bo'lguncha golografiya uslubiyatni amaliy jihatdan amalga oshirish uchun bop bo'lgan yorug'lik manbalarini yo'q edi. Interferentsiyani hosil qilish uchun koherent yorug'lik zarurdir. Aniq shundan ham bilsa bo'ladiki, lazerlar yorug'lik manbasi sifatida golografiya uchun

bebahodir. D.Gabor sxemasini takomillashtirish natijasida 1963-yilda Amerika fiziklari E.Leyt va Yu.Upatnikes lazer nuri yordamida birinchi gologrammani olishga muvaffaq bo'ldilar. Buyum gologrammasi qanday olinadi? Fazani golografik yozuvini qanday qilib hosil qilinishini tushuntirish uchun quyidagi misolni ko'raylik: yassi to'liqlar yoki boshqacha aytganda fotoplastinkaga parallel nurlar dastasi qiyshiq (burchak ostida) tushayotgan bo'lsin (22.11-rasm). Nur ta'sirida fotoplastinka bir tekis qorayadi. Bu suratga qarab, qorayishni vujudga keltirishiga sabab bo'lgan yorug'lik dastasini yo'nalishi haqida hech qanday ma'lumotga ega bo'lmaymiz. Agar biz fotoplastinkaga bir vaqtning o'zida birinchi dasta (buyum dastasi) bilan birga plastinka sirtiga perpendikular bo'lgan ikkinchi dastani (tayanch dasta) yuborsak, vaziyat tamomila boshqacha tus oladi. Dastalar kongerent bo'lsa, u holda plastinkada parallel tasmalardan (polosalar) tashkil topgan interferensiya manzarasi namoyon bo'ladi.



22.11-rasm. Qo'shni interferensiyon tasmalar orasidagi masofa.

- a) Fotoplastinkaga φ burchak ostida tushayotgan parallel nurlar dastasi (signal dasta) va perpendikular tushayotgan nurlar dastasi (tayanch dasta);
 b) dastalar kongerent bo'lganda fotoplastinkada parallel polosalar ko'rinishidagi interferensiya manzarasi ro'y beradi.

Qo'shni interferensiyon tasmalar orasidagi masofa

$$d = \frac{\lambda}{\sin \varphi}$$

mu teng bo'ladi. Bunda λ – yorug'lik to'liqining to'liq uzunligi. φ – buyum yorug'lik dastasining tushish burchagi.

Haqiqatan ham bir interferensiyon tasmadan qo'shni tasmaga o'tganda qiyshiq tushayotgan to'liqning fazasi 2π ga ortishi kerak. Natijada optik yo'lining uzunligi $\Delta \mu$ ortadi. Tushayotgan dastani yo'nalishi bo'yab yo'lining uzunligi ortishiga fotoplastinka tekisligidagi $\frac{\lambda}{\sin \varphi}$ da mos keladi.

Fotoplastinkada qayd qilingan interferension manzara ochiltirilsa va fiksirlansa u holda u fotoplastinkaga qiyshiq tushayotgan yassi to'qlinlarning gologrammasini beradi. Ushbu gologramma doimiysi

$$d = \frac{\lambda}{\sin \varphi} \quad (22.17)$$

ga teng o'ziga hos bo'lgan difraksiyon panjarani xarakterlaydi. Gologramma oddiy difraksiyon panjaradan tiniq joydan notiniq joyga silliq o'tishi bilan farqlanadi.

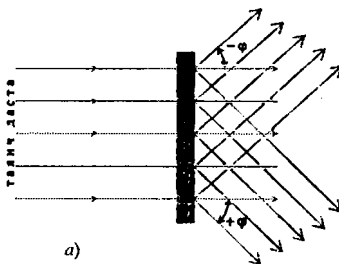
Endi xuddi shu gologrammadan yorug'likning tayanch dastasini o'tkazsak, uchta to'qlin paydo bo'ladi (22.12-rasm): bitta to'qlin gologramma ichidan og'masdan o'tgan tayanch dastani bir qismiga mos keladi. Va qolgan ikkita to'qlin ikkita difraksiyon maksimumga to'g'ri kelgan birinchi tartibli to'qlinlarga mos keladi. Mazkur to'qlinlarning tarqalish yo'nalishi burchagi φ gologrammaga perpendikular bo'lgan dasta bilan buyum dastasi orasidagi burchakka teng bo'ladi. Birinchi tartibli maksimumlar uchun θ difraksiya burchagi

$$\sin \theta = \pm \frac{\lambda}{d} \quad (22.18)$$

formula bilan topiladi. (22.17) va (22.18) formulalardan

$$\sin \theta = \pm \sin \varphi \quad (22.19)$$

ekanligini topamiz. Bundan esa $\theta = \varphi$ kelib chiqadi.

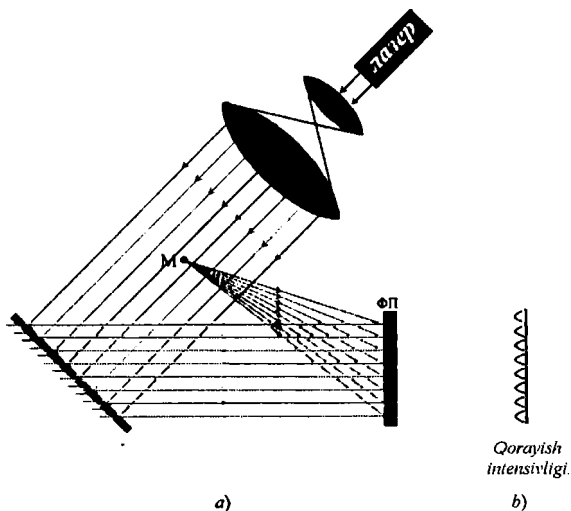


22.12-rasm.
Gologrammada faqat tayanch dasta o'tishi natijasida uchta to'qlin hosil bo'lishi.

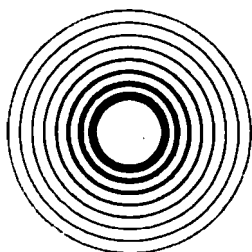
Plastinkaga normal bo'lgan $+\varphi$ burchak ostida tarqalayotgan to'qlinlar buyum dastasini tiklanganligini xarakterlaydi. Normalga $-\varphi$ burchak ostida tarqalayotgan to'qlinlar gologrammani bir qiymatli emasligini xarakterlaydi: fotoplastinkaga tushayotgan birlamchi dasta sifatida fotoplastinka normaliga $-\varphi$ burchak ostida tushayotgan dastani olsak, u holda yuqorida olingan gologrammaning xuddi o'zini olamiz. Gologrammada qorayish taqsimlanishi qonunini tanlash yo'li bilan birinchi tartibda boshqa yuqori tartibli difraksiyon maksimumlarini yo'qotish mumkin.

Sferik to'liqlarni golografiyasini olish metodi bilan tanishaylik.

Nuqtaning gologrammasini olamiz. Nuqta ko'rinishidagi buyumning gologrammasi 22.13-rasmda tasvirlangan. Masalan, u chang zarrasi A bo'lsin. Lazer nuri nihoyatda ingichka dasta hosil qiladi. Uni kengaytirish uchun ikkita qavariq linzadan foydalanamiz. Dastani kengaytirishdan asosiy maqsad birinchidan, buyumni yoritish bo'lsa, ikkinchidan, tayanch dastasini yaratishdir (bu dastani yassi ko'zguga aks ettirish bilan amalga oshiriladi).



22.13-rasm. Nuqtaviy obyektning gologrammasi.
 a) chang zarrasining gologrammasi;
 b) qorayish intensivligi.

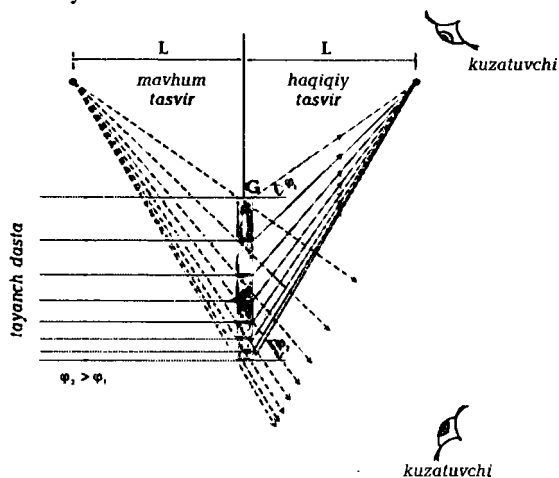


22.14-rasm. Nuqtaning gologrammasi.

Lazer nuri tayanch va buyum dastalarini vaqt va fazo bo'yicha kogerentligini yetarli darajada ta'minlaydi. Natijada nuqtaviy buyumdan qaytgan buyum dastasi va tayanch dastasining qo'shilishi natijasida fotoplastinka sirtida nuqtaviy buyumni xarakterlovchi interferension manzara hosil bo'ladi va uni nuqtaviy buyumning gologrammasi desa bo'ladi va u 22.14-rasmda tasvirlangan.

I fotoplastinka tekisligi tayanch dastaning yassi to'liqin sirti bilan mos tushadi va hosil bo'lgan interferension tasmlar buyum dastasining chiziqlari bilan fotoplastinka tekisliklari kesishgan nuqtalarini tasvirlaydi. Biz qarayotgan hol uchun bu chiziqlar

aylanalardan iboratdir: chang zarrasining gologrammasi Frenel zonali plastinkasining xuddi o'zidir. Zonali plastinka linza kabi fokusluch xususiyatga ega. 22.15-rasmdagi tekislikka mos keluvchi gologramma tekisligini ko'raylik. Bu holda qo'shni interferension tasmlar orasidagi masofa doimiy bo'lmaydi. Chunki, buyumdan socxilayotgan nur bilan fotoplastinkaga normal nur orasidagi burchak φ pastdan yuqoriga orta boradi. U holda (22.17) formulaga binoan interferension tasmlar orasidagi masofa kamaya boradi.



22.15-rasm.
Gologrammadan tayanch dastaning o'tishi va obyektning haqiqiy va mavhum tasviri.

Natijada qo'shni tirqishlar orasidagi masofa uzluksiz o'zgaradigan difraksiyon panjarani hosil qiladi. Shunday panjaradan tayanch dastaga o'xshagan yorug'lik dastasi o'tkazaylik (22.15-rasm). Difraksiya tufayli birinchi tartibdagi maksimumlar vujudga keladi. (22.18) formulaga binoan bu maksimumlarni normalga nisbatan qancha kichik bo'lsa, og'ish shuncha katta bo'ladi. Natijada nurlarning ikkita sferik to'lqinlar sistemasi hosil bo'ladi va ular qavariq va botiq to'lqinlarga mos keladi. Sochiluvchi to'lqinlar tasviri go'yoki, mavhum nuqtaviy manbadan chiqayotganday bo'ladi. Yaqinlashuvchi nurlar esa haqiqiy buyumning tasvirini beradi. Pastdan gologrammaga qarayotgan kuzatuvchi buyumning mavhum tasvirini ko'radi. Yuqoridan gologrammaga qarayotgan kuzatuvchi esa aksincha, buyumning haqiqiy tasvirini ko'radi. Agar buyum murakkab ko'rinishda bo'lsa, u holda uning har bir nuqtasi mos interferension manzara hosil qiladi. Bu manzara bir-birini ustiga taxlanib, buyumga hech o'xshamagan murakkab gologrammani beradi. Lekin bu gologramma tayanch dasta bilan yoritilganda obyektning har bir nuqtasiga mos kelgan ikkita aniq – mavhum va haqiqiy tasvir hosil bo'ladi. Buyumning aniq hossasini beruvchi to'g'ri tasvir mavhum tasvir bo'ladi. Haqiqiy tasvir esa to'nkarilgan bo'ladi. Shunday qilib, buyum va qator plastinka oralig'iga linza qo'yilmasa ham buyumning tasviri namoyon bo'ladi. Shu sababli buyumning har bir

nuqtasidan chiqqan nur gologramani barcha nuqtalariga tushadi. Natijada gologrammani istalgan nuqtasida buyumning barcha nuqtalari haqida axborot yotadi. Gologrammadan iborat bo'lgan plastinkani mayda bo'laklarga bo'lib tashlasak va ularning har biri tayanch dasta bilan yoritilganda buyumning to'la tasviri paydo bo'laveradi. Faqat bo'laklar juda kichik bo'lsa, u holda nur ajratish qobiliyati kamayganligi uchun tasvir sifati yomonlashadi. Gologrammada buyumdan bo'lgan masofa haqida axborot bo'lgani uchun tasvir hajmiy xarakterga ega bo'ladi. Gologrammaning nazariy asosi yorug'likning to'liq nazariyasiga asoslangan. Biroq gologramma metodining keng ravishda amaliy qo'llanishi optik kvant generatorlarini yaratilishi tufayli bo'ldi.

22.8. Kogerent maydonlar xossasi. Ikkita kogerent to'liqlarni qo'shish

Umuman olganda, optik maydonni fazoviy koordinatalar va vaqtga bog'liq funktsiya ko'rinishida yozish mumkin. Spektr chizig'i tor bo'lgan yorug'likni elektr maydon vektori tashkil etuvchisini dekart koordinatasi x o'qiga nisbatan $E(x,t)$ ko'rinishida yozish mumkin. Maydon kompleks funktsiya bo'lib, undagi yorug'lik oqimini tabiiy fluktuatsiyalari taxminan bir sekundda 10^{14} martagacha o'zgarib turadi. Detektor yordamida bu maydonni kuzatish asosiy maqsaddir. Natijada intensivlik o'lchanadi. Intensivlik

$$I(x) = \langle E(x,t) E^*(x,t) \rangle \quad (22.20)$$

ifodalanadi. Bunday burchak qavslar vaqt bo'yicha o'rtachalashni anglatadi. * esa kompleks qo'shma kattalikni xarakterlaydi. (22.20) ifoda nokogerent maydon, qisman kogerent maydon va to'la kogerent maydonlar uchun ham o'rindir.

To'la kogerent maydon uchun

$$\langle E(x_1,t) E^*(x_2,t) \rangle = \text{Max} \quad (22.21)$$

Bu ifoda x_1 nuqtadagi tebranish x_2 nuqtadagi tebranishga vaqt bo'yicha moslikni xarakterlaydi. Bu holda avvalgidек kabi o'rtacha qiymatni olsak ham o'zaro korrelyatsiya funktsiyasi qiymati o'rtachalash jarayoniga bog'liq emasligini xarakterlaydi. Bundan kelib chiqib, optikaviy maydonni tasvirlovchi funktsiyani ikkita qismga: vaqtga bog'liq va faqat koordinatalarga bog'liq qismga bo'lish mumkin.

Demak,

$$E(x,t) = \psi(x) \exp(-2\pi i \nu t) \quad (22.22)$$

bunda, $\psi(x)$ maydonning kompleks amplitudasi, ν chastota. U holda (22.22) ifodani

$$\langle E(x_1,t) E^*(x_2,t) \rangle = \psi(x_1) \psi^*(x_2) \quad (22.23)$$

shaklda yozish mumkin.

x_1 va x_2 nuqtalarda intensivliklar

$$I(h_1) = \langle E(x_1,t) E^*(x_1,t) \rangle = \psi(x_1) \psi^*(x_1) \quad (22.24)$$

$$I(h_2) = \langle E(x_2,t) E^*(x_2,t) \rangle = \psi(x_2) \psi^*(x_2) \quad (22.25)$$

bu teng bo'ladi.

Ushbu intensivliklar avvalgidek vaqt bo'yicha o'rtachalangan kattaliklar orqali ifodalangan. Lekin bu holda vaqt bo'yicha qaralayotgan funktsiyaning qiymatini o'zgartirmaydi.

(22.23) ifoda uchun normallashtirish quyidagicha yoziladi:

$$\frac{< E(x_1, t) E^*(x_2, t) >}{\sqrt{I(x_1) I(x_2)}} = \frac{\psi(x_1) \psi^*(x_2)}{\sqrt{I(x_1) I(x_2)}} \quad (22.26)$$

$\psi(x)$ kompleks funktsiya bo'lganligi uchun uning haqiqiy va mavhum qismlarini, ya'ni amplituda va fazasini ko'paytmasi ko'rinishida yozgan ma'qul:

$$\psi(x) = a(x) \exp(i\varphi(x)) \quad (22.27)$$

bunda, $a(x)$ – haqiqiy va musbat funktsiyani tavsiflovchi amplituda $\varphi(x)$ – faza. Shunday qilib, quyidagi munosabatlarni keltirib chiqarish mumkin.

$$I(x) = \psi(x) \psi^*(x) = a^2(x) \quad (22.28)$$

$$\psi(x_1) \psi^*(x_2) = a(x_1) a(x_2) \exp\{i[\varphi(x_1) - \varphi(x_2)]\} \quad (22.29)$$

$$\frac{\psi(x_1) \psi^*(x_2)}{\sqrt{I(x_1) I(x_2)}} = \exp\{i[\varphi(x_1) - \varphi(x_2)]\} \quad (22.30)$$

Ikkita kogerent maydonni qo'shish

Golografiyada, interferometriyada, tasvirlarni shakllantirishda va axborotni optikaviy qayta ishlashda ikkita kogerent yorug'lik dastasini qo'shish kerak bo'ladi. Qisqa holda bu holni matematikasini keltiramiz. Ikkita maydonni kompleks amplitudalar funktsiyalari $\psi_1(x)$ va $\psi_2(x)$ bo'lsin; u holda, kompleks amplitudalari natijaviy funktsiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$\psi_R(x) = \psi_1(x) + \psi_2(x) \quad (22.31)$$

$$a_R(x) \exp(i\varphi_R(x)) = a_1(x) \exp(i\varphi_1(x)) + a_2(x) \exp(i\varphi_2(x)) \quad (22.32)$$

bunda, mos ravishda $a_1(x), a_2(x), a_R(x)$ – amplitudaviy funktsiyalar, $\varphi_1(x), \varphi_2(x), \varphi_R(x)$ – fazaviy funktsiyalar. Bizni esa albatta natijaviy intensivlik qiziqtiradi.

$$\begin{aligned} I_R(x) &= \psi_R(x) \psi_R^*(x) = [\psi_1(x) + \psi_2(x)] [\psi_1^*(x) + \psi_2^*(x)] = \\ &= a_1^2(x) + a_2^2(x) + a_1(x) a_2(x) \exp\{i[\varphi_1(x) - \varphi_2(x)]\} + \\ &+ a_1(x) a_2(x) \exp\{-i[\varphi_1(x) - \varphi_2(x)]\} \end{aligned} \quad (22.33)$$

(22.33) ifoda «golografistlarning» asosiy formulasi bo'lib, uni interferensiya qonuniga muvofiq quyidagicha yozish mumkin:

$$I_R(x) = I_1(x) + I_2(x) + 2\sqrt{I_1(x) I_2(x)} \cos\{\varphi_1(x) - \varphi_2(x)\} \quad (22.34)$$

bunda, $I_1(x)$ va $I_2(x)$ birinchi va ikkinchi maydonga bog'liq bo'lgan intensivliklar.

Ikkita kogerent to'liqlarni qo'shish

Avvalgi bandda keltirilgan holni real holga, ya'ni eksperimental amalga oshiriladigan holga umumlashtiramiz. Buning uchun yorug'lik tarqalishi haqida bir necha og'iz gapiramiz.

$E(x, t)$ – optikaviy to'liqin:

$$\nabla^2 E(x, t) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E(x, t) \quad (22.35)$$

tenglama ko'rinishida fazoda tarqaladi. ∇^2 – koordinatalar bo'yicha ikkinchi tartibli hosila, s – yorug'lik tezligi. Kogerent yorug'lik uchun (22.25) ifodadan foydalanamiz. Uni (22.35) ga qo'ysak, Gelmgolts (to'liqin) tenglamasini olamiz. I to'liqin tenglama kompleks amplitudani tarqalishini xarakterlaydi:

$$\nabla^2 \psi(x) + k^2 \psi(x) = 0 \quad (22.36)$$

bunda, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ – yorug'likning to'liqin uzunligi. Bu tenglamani quyidagi yechimlari ahamiyatga molik:

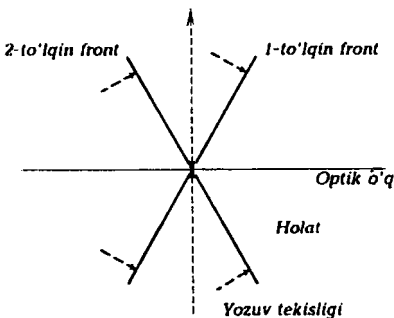
1. z – o'qi bo'ylab tarqalayotgan yassi to'liqin,

$$\psi(z) = A \exp(ikz), \quad A - \text{doimiy.} \quad (22.37)$$

2. Yaqinlashuvchi (manfiy eksponenta) va uzoqlashuvchi (musbat eksponenta) sferik to'liqlar

$$\psi(r) = A \exp(\pm ikr) \quad (22.81)$$

bunda, r – sferik to'liqinning radiusi. Ideal nuqtaviy manba uzoqlovchi sferik to'liqin funksiya nurlaydi; Cheksizlikka joylashtirilgan manba yassi to'liqin beradi. Misol sifatida ikkita yassi to'liqinni qo'shaylik. Ikkita ideal nuqtaviy manbani intensivligi bir xil va cheksiz uzoqlikda joylashgan bo'lsin. Natijada ular 2θ burchak ostida bir-biriga yaqinlashuvchi ikkita yassi to'liqin beradi. Boshqacha aytganda, ularni o'zaro ta'sirlari oqibatida hosil bo'lgan natijaviy intensivlikni yozmoqchi



22.16-rasm. Optik o'qqa nisbatan simmetrik joylashgan ikkita yassi to'liqlarni qo'shish.

bo'lgan tekislikka nisbatan bu ikki yassi to'liqin fronti bir-biriga nisbatan θ burchaklar hosil qiladi.

() nuqtada ikkala to'liqin bir xil fazaga ega bo'lsin (22.32), u holda natijaviy kompleks amplituda quyidagi shaklda yoziladi:

$$a_R(x) \exp(i\varphi_R(x)) = a_1(x) \exp(i\varphi_1(x)) + a_2(x) \exp(i\varphi_2(x))$$

u yer θ burchak kichik bo'lsa ($\sin \theta \approx \theta$) u holda $I_R(x)$ intensivlik uchun

$$I_R(x) = 2I(1 + \cos(kx2\theta)) \quad (22.39)$$

formulani olamiz. I_R harfi har bir yassi to'liqin bilan bog'langan doimiy intensivlik. Natijada

$$I_R(x) = 4I \cos^2(kx\theta) \quad (22.40)$$

tenglamaga kelamiz. Golografik izlanishlar uchun (22.39) tenglamani quyidagicha ko'rinishda yozgan ma'qul:

$$I_R(x) = 2I + I \exp(ikx2\theta) + I \exp(-ikx2\theta) \quad (22.41)$$

Agar $I_R(x)$ – intensivlikni fotografiya uchun yozsak va so'ngra negativni $e^{ik\theta}$ to'liqin bilan yoritib, u holda (22.41) ifodani 2- va 3-had dastlabki va qo'shma to'liqinni qayta tiklaydi. (22.40) formulaga binoan natijaviy intensivoik interferensiya polosalari seriyasidan iborat bo'lib, uning profili kosinusning kvadrati shaklida bo'ladi va u 22.17b-rasmda tasvirlangan. Agar ikkita to'liqin kogerent bo'lmasa, ularning natijaviy intensivligi $2I$ ga teng (22.17(a)-rasm). 22.17(v)-rasmda qisman kogerent intensivligi tasvirlangan.

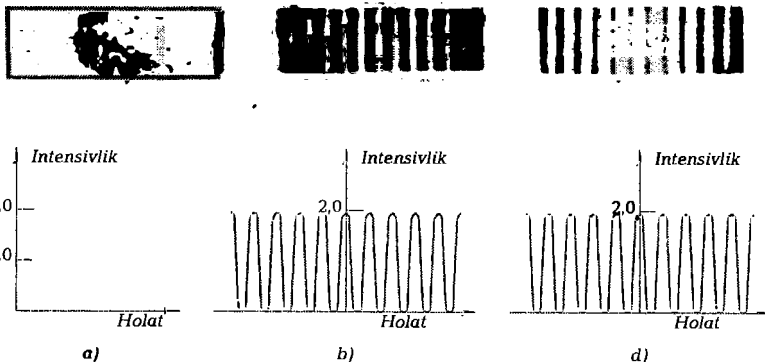
Yassi va silindr (yoki sferik) to'liqlarni qo'shganda natijaviy intensivlik quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$I_r(x) = I \{ 2 + \exp[ikx^2 / 2r] + \exp[-ikx^2 / 2r] \}$$

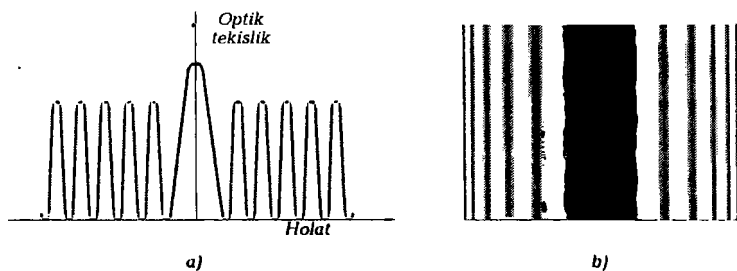
yoki

$$I_r(x) = 2I [1 + \cos(kx^2 / 2r)] = 4I \cos^2(kx^2 / 4r). \quad (22.42)$$

Natijaviy intensivlikning profili \cos^2 ko'rinishga ega va interferensiya polosalari seriyasidan iborat. cos ning argumenti fazoviy koordinatiga bog'liq (22.17-rasm).

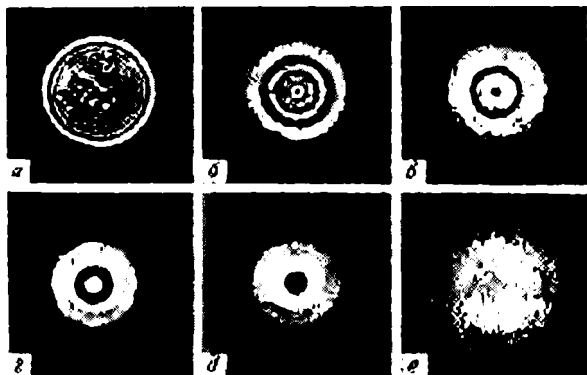


22.17-rasm. Ikkita to'liqinni qo'shilishi natijasida hosil bo'lgan normalangan intensivlik: a) nogogerent; b) kogerent; d) qisman kogerent.

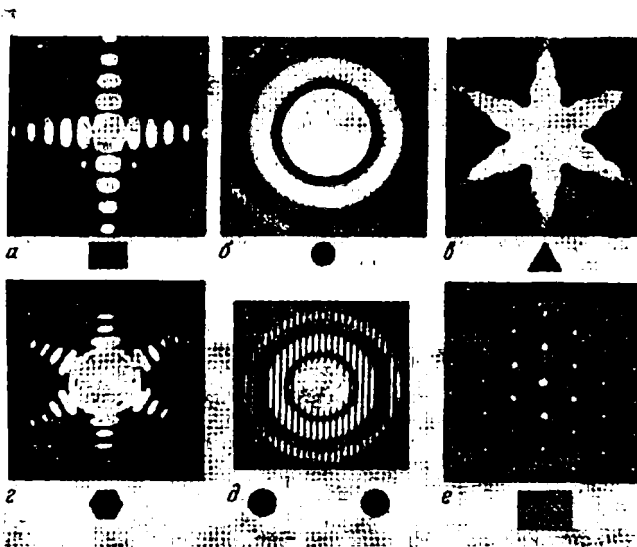


22.18-rasm. Yasssi va silindrik to'liqlarni interferensiyasi tufayli intensivlikning taqsimlanishi.

Frenel va Fraungofer difraksiyasi, ya'ni kogerent yorug'likning tarqalishi 22.19 va 22.20-rasmlarda tasvirlangan.



22.19-rasm. Doiraviy tirqishda Frenel difraksiyasi.
 z_0 kattalik o'zgarmas, z esa a dan e gacha o'sib boradi.



22.20-rasm. Ba'zi tirqishlarda Fraungofer difraksiyasi.

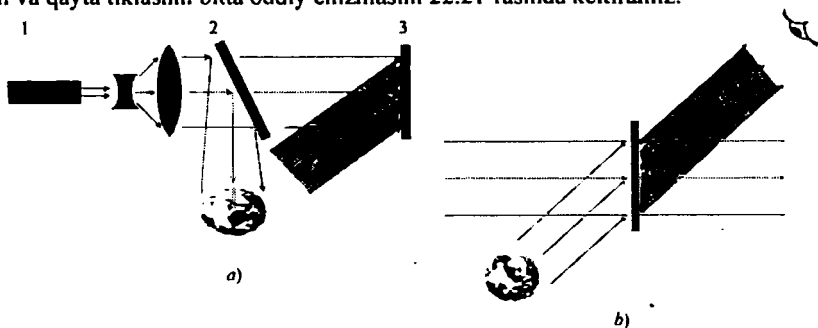
22.9. Golografiya va gologramma

Lazer nurining eng qiziq tatbiqlaridan biri – uch o'lchamli tasvir –gologramma olishdir.

Uch o'lchamli (stereoskopik) fotografiyaga golografiya deyiladi. 1947-yilda venger millatiga mansub bo'lgan, angliyadagi «Simens» firmasining xodimi Dennis Gabor uch o'lchamli linzasiz fotografiyani tavsiflashda «golografiya» va «gologramma» tushunchalarini kiritdi. Golografiya atamasini o'zbekchaga o'g'irganda «to'la» (hajmiy) degan ma'noni beradi. Oddiy fotografiya yorug'likning faqat intensivligini fiksirlaydi va buyumning yassi tasvirini beradi. Golografiya esa yorug'lik nurlanishining to'liq frontini qayd qilib, buyumning uch o'lchamli hajmiy tasvirini beradi.

Golografiya prinsipiga matematikani qo'llab nazariy keltirib chiqarilgan edi va bu ishlar uchun D.Gaborga Nobel mukofoti berildi. Lekin o'sha paytda texnik imkoniyatlar bo'lmaganligi sababli D.Gabor va uning do'sti J.Strouk bu prinsiplarni amaliyotda to'la namoyon qila olmadilar. Imkoniyat 1965-yilda lazer ixtiro etilgandan keyin yuzaga keldi. Michigan universitetining fiziklari Emmet Leyet va Yuris Upatniks transparentlar yordamida gologramma olishdan voz kechib, uch o'lchamli obyektlar bilan ishlay boshladilar va birinchi bo'lib lazer nurlari yordamida birinchi gologrammani oldilar. Bu gologrammalar juda mukammal bo'lib, qayta tiklangan tasvir kuzatilayotgan buyumning shunchalik aniq va ravshan tasvirini beradiki, go'yoki u buyumning naq o'zi edi. Sizning ro'parangizda ro'yi-rost butun hajmi bilan gavdalangan buyumning o'zi namoyon bo'lar ediki, har qanday tomoshabin uni ko'rgandan hayajonlanardi. Hozirgi paytda lazer qurilmalarini xarid

qilish keng omma uchun bemalolligi sababli gologrammani yaratish qiyin ish emas. Ayniqsa, maktablarning fizika kabinetlarida yoki universitetlarning fizika kafedralarida bu ishni uddasidan chiqish mumkin. Biz bu yerda amaliy gologramma olish va qayta tiklashni bitta oddiy chizmasini 22.21-rasmda keltiramiz.



22.21-rasm.

- a) gologramma yozish chizmasi. 1 lazerdan chiqqan yorug'lik dastasi linzalar yordamida kengaytiriladi va yarimtoniq 2 ko'zgu yordamida ikkita dastaga ajratiladi. 3 gologramma sirtida lazerdan bevosita keluvchi dasta bilan buyumdan qaytgan nur dastasi qo'shiladi;
- b) gologrammani o'qish (buyumni tiklash) chizmasi.

Lazer nuri yordamida fotoplastinkani va rasimga olmoqchi bo'lgan buyumimizni, masalan, qovunni yoritdik (22.21-rasm). Fotoplastinkaga yassi ko'zgu orqali bevosita tushayotgan yorug'likni «tayanch» dasta deylik. Qovundan aks etgan yorug'likni esa «buyum» dastasi deylik. U ham fotoplastikaga tushayapti. Fotoplastinkaga tushgan bu ikkala yorug'lik dastasi bir-biri bilan qo'shiladi, ya'ni interferensiya hosil bo'ladi. Fotoplastinkaga yozilgan bu natijaviy yorug'lik – interferensiya hech ham biz 22.21(a)-rasmda olayotgan buyum, ya'ni qovunni eslatmaydi. Fotoplastinkaga yozilgan yozuv xuddi bir to'da mayda toshlarni birdaniga suvga tashlaganda uning sirtida hosil bo'lgan to'liqin mavjlariga o'xshaydi. Suv yuzasida hosil bo'lgan doirachalar o'nqir va cho'nqirlar hosil qilib, suv sirtida tarqaladi. Haqiqiy to'liqin namzarasi paydo bo'ladi.

Ana shunday to'liqin manzara yorug'likning «tayanch» dastasi bilan «buyum» dastasining o'zaro ta'siri natijasida interferension manzara hosil bo'ladi va u fotoplastinkada qotib qolganday bo'ladi. Ana shu hodisani golografiya deyiladi. Endi, qovunni olib qo'yaylik. Lazer nuri yordamida ushbu plastinkani yoritsangiz sizning qarashingizda sirli ravishda o'zining butun malohati bilan uch o'lchovli qovun namoyon bo'ladi. Bu qovun gologrammadir. Bu qovun shunchalik voqe' ko'rinadiki, uni ushlab ko'ringiz keladi. Bu gologramma shunchalik realki, uni haqiqiy qovundan farq qilolmaymiz. Hayajonga tushib taajjublanasiz, biroq qo'lingizni uzatib, uni ushlamoqchi bo'lsangiz, qo'lingiz bo'shliqda, havoda qoladi. Gologramma – bu hayolotdir, illuziyadir. Haqiqatdan yiroqdir. Fotoplastinkaga yozilgan golografiya tubayli qovundan aks etgan yorug'lik to'liqinini to'la-to'kis tiklash mumkin. Va uni to'la tasvirini namoyon qila olamiz. Shunday qilib, hayolot (illyuziya) yaratish uchun

to'rtta narsa kifoya qiladi: fotoplastinkada interferensiya manzarasi, ikkinchisi lazer nuri, ko'z va idrok (aql).

Yana bir narsa ajablanarliki, agar, siz lazer nuri yordamida fotoplastinkani qanday bir qismini yoritmang, baribir siz o'sha gologrammani, ya'ni o'sha qovunni ko'rasiz, boshqacha aytganda, qovun haqidagi yorug'lik maydoni to'lqin dinamikasining axboroti interferensiya manzarasi ko'rinishida fotoplastinkaning har bir bo'lagiga yozilgandir. Bundan juda ham qiziq bir xulosa kelib chiqadi. Ya'ni butun qismiga shu butun haqidagi axborot yozilgan. Bu xulosa alohida va juda qiziq mavzudir. Biz birinchi mavzuda dunyoning yaxlitligi va bir-butunligi haqida fikr yuritgan edik. Ko'rib turibsizki, golografiya misolida butun va butunning qismi bir-biri bilan uzviy bog'lanib ketgan. Golografiya – bu juda katta fandir. Biz bu bandeda sizga qisqacha ma'lumot berdik. Agarda qiziqqan bo'lsangiz, u holda u yog'i o'zingizda. Golografiya fenomeni dunyoni idrok etishda inson organlari va mushohada, fikrlash masalalarini qayta ko'rishni taqozo etadi. Kvant fizika, golografiya va inson miyasi orasida o'zaro bog'liqlik mavjud va inson ruhiyatini o'rganishda ham bu kashfiyotlarga olib kelishi mumkin.

SAVOLLAR

1. Optikaviy kvant generatorlari deb nimaga aytiladi?
2. Optikaviy kvant kuchaytirgich deb nimaga aytiladi?
3. Ultra qisqa radiotulqin sohasida ishlaydigan kvant generatorlari qanday nom bilan ataladi. Ularni kim va qachon ixtiro qilingan?
4. Erkin elektronlarda yasalgan generatorlar bilan bog'langan elektronlarda yasalgan generatorlar orasidagi farqni ayting.
5. OKGni asosiy elementlari nimalardan iborat?
6. Muhitni kuchaytirish ko'rsatkichi nimani ifodalaydi?
7. Manfiy ko'rsatkichli yutilishni qanday tushunasiz?
8. Lazerlar kim tomonidan yaratilgan?
9. Kuchaytirish koeffitsiyenti nimaga bog'liq?
10. Inversion joylanish hodisasini tushuntiring.
11. Foton lavinasini tushuntiring.
12. Nima uchun OKGlarda ikki sathli atomlardan foydalaniladi?
13. Muhit kuchaytirishini damlash?
14. Uch sathli atomlarda lazer prinsipini tushuntiring.
15. Teskari bog'lanish hodisasini tushuntiring.
16. Nima uchun OKG da qaytaruvchi ko'zgular ishlatiladi?
17. Kuchaytirish ko'rsatkichi uchun formula yozing va uni tushuntiring.
18. Muhitni kuchaytirish ko'rsatkichi bilan to'yinish orasida qanday bog'lanish mavjud?
19. Qachon to'yinish yuz beradi?
20. To'yinmagan kuchaytirish ko'rsatkichi nimani anglatadi?
21. Lazerdan chiqqan yorug'lik oqimi quvvatining formulasini yozing.
22. Generatsiya vujudga kelishi uchun fazaviy shartni yozing.
23. Generatsiya vujudga kelishi uchun energetik shartni yozing.

24. Nima uchun energetik va fazaviy shartlar bir vaqtda bajarilganda generatsiya paydo bo'ladi?

25. OKG da tug'iladigan nur chastotasining formulasini yozing.

26. OKG ni yaratish uchun atomni qaysi kamchiligidan foydalaniladi?

27. Fabri-Perro chizig'ining kengligini toping.

28. Dopler kenglik nima?

29. OKG dan chiqayotgan nurlanish chizig'ining kengligi qanday topiladi?

30. OKG dan chiqayotgan nurni modalarga ajratish qaysi qurilmalardan foydalaniladi?

31. OKG da lazer nurining yo'nalishi qanday bo'ladi?

32. Fazoviy va vaqt kogerentligini tushuntiring.

33. Burchak yoyilish formulasini keltiring.

34. Golografiya kim tomonidan va qachon ixtiro qilingan?

35. Golografiya so'zi nimani anglatadi?

36. Fotosuratga olish uslubiyatini tushuntiring.

37. Fotografiyada yorug'likning qaysi kattaligi fotoplastinkada qayd qilinadi?

38. Golografiyada yorug'likni qaysi kattaligi fotoplastinkada qayd qilinadi?

39. Golografiyada yorug'lik to'liqinining qaysi hodisasidan foydalaniladi?

40. Golografiyada kogerentlik hodisasini o'rni qanday?

41. Birinchi lazer gologrammalari qachon va kim tomonidan olingan?

42. Yorug'likning tayanch dastasi deganda qanday dastani tushunasiz?

43. Yorug'likning buyum dastasi qanday dasta?

44. Golografiyada qanday qilib faza fotoplastinkada qayd qilinadi?

45. Fotoplastinkaga qiyshiq tushayotgan yorug'lik dastasi qachon birtekis qorayish va qachon difraksiyon panjara beradi?

46. Fotoplastinkaga tushayotgan yorug'lik dastasining tushish burchagi bilan difraksiya doimiy orasida qanday bog'lanish mavjud?

47. Golografiya deb nimaga aytiladi?

48. Gologramma deb nimaga aytiladi?

49. Sferik to'liqlar gologrammasi qanday olinadi?

50. Tayanch dastasi va buyum dastasi hosil qilinishi chizmasini chizib uni tushuntiring.

51. Nuqtaviy obyekt gologrammasi qanday olinadi? Va uni chizib ko'rsating?

52. Kogerent maydonlar qanday hossalarga ega?

53. Optikaviy maydonni $E(h,t)$ deb belgilasak. U holda intensivlik qanday ifodalalanadi?

54. Nokogerent qisman kogerent va to'la kogerent hollar uchun intensivlik formulalarining ko'rinishi qanday bo'ladi?

55. Ikkita kogerent maydonni qo'shish formulasi qanday ko'rinishda bo'ladi?

56. Ikkita kogerent to'liqin funksiyani qo'shish formulasi qanday ko'rinishda bo'ladi?

57. Ikkita yassi to'liqinni qo'shish formulasini qanday bo'ladi?

58. Sferik va yassi to'liqlarni qanday qo'shiladi?

59. Golografiyaning qanday turlari mavjud?

MASALALAR

22.1. Yoqut(rubin) atomining spektral chizig'i $\Delta\nu_a = 10^{11}$ Gts. Rezonans chastota $\nu_0 = 4.10^{14}$ Gts bo'lsa, u holda $\Delta\nu_a / \nu_0$ ni toping. Grafikni chizing. Bu holda diskret sathlar va spektral chiziqlar haqida nima deyish mumkin?

22.2. Yoqut lazerida rezonatorning uzunligi $L=0.75$ m va rezonansli to'liqin uzunlik $\lambda = 0.6943$ mkm ga teng. Faza shartidan foydalanib bo'ylama modalarning sonini toping.

22.3. 2-masala shartidan foydalangan holda Fabri-Pero rezonatorining xususiy chastotasini toping.

22.4. Yoqut lazerida rezonatorning uzunligi 0.75 m. Old ko'zguning qaytarish koeffitsiyeti $R_1=0,4$. Orqa ko'zguni qaytarish koeffitsiyenti $R_2=1$ ga teng. Lazer qurilmasidan chiqayotgan nurlanish impulsining kogerentlik uzunligini toping.

22.5. Yoqut lazerida rezonatorning uzunligi $L= 0,75$ m va rezonansli to'liqin uzunlik $\lambda_0=0,6943$ mkm. Lazer nurlanishi spektrining kengligini toping?

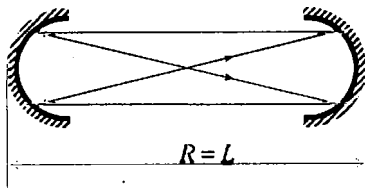
22.6. Yoqut lazerida kogerent uzunlik 0,75 m. Rezonatorning uzunligi 1,0 m. Lazer qurilmasidagi old ko'zguning qaytirish koeffitsiyentini toping.

22.7. Yoqut lazerida nurning to'liqin uzunligi 0,6943 mkm. Rezonatorning uzunligi 0,75m. nurlanishda to'liqinlarning ikkilamchi fazasini toping.

22.8. Yoqut lazerida rezonatorning uzunligi $L=0,75$ m. Old ko'zguning qaytarish koeffitsiyenti $R_1=0,4$. Orqa ko'zguni qaytarish koeffitsiyenti $R_2=1$ ga teng. Kuchaytirish ko'rsatkichini toping.

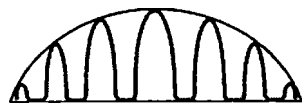
22.9. Gaz lazerining nurlanish spektri umuman olganda bir qator ingichka chiziqlardan iborat. Agar rezonatorning uzunligi 0,75 m bo'lsa, bir-biridan narida turgan chiziqlarning chastotasini toping.

22.10. Yoqut lazerida $\lambda = 0.6943$ mkm va ko'zguning ko'ndalang diametri 10 mm bo'lsa, difraksiya burchagini toping.



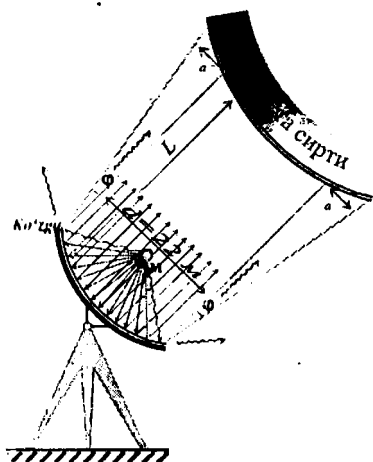
22.11. Ko'zgularning egrilik radiusi R shunday tanlanganki, u holda ko'zgularning fokuslari bir-birining ustiga tushadi (1-rasm). Bu holni konfokal rezonator deyiladi. Agar $\lambda = 0.6943$ mkm va $L=0,75$ m bo'lsa, OKG ni burchak yoyilishini toping.

22.12. 2-rasmda atomning rezonans egriligi keltirilgan. Rasimga qarab, OKg nurlanish chizig'ining kengliklarini xarakterlovchi faktorlarni belgilang. Ular quyidagilar: $\Delta\nu$ – chiziqning tabiiy kengligi, $\Delta\nu_{\text{ФП}}$ – Fabri-Pero interferometrining chiziq kengligi. $\Delta\nu_D$ – chiziqning Dopler kengligi. $\Delta\nu_a$ – OKG dan chiqayotgan signal (nur) kengligi.



2-rasm.

22.13. 3-rasmda planetalarning radiolokatsiya qiluvchi ko'zguli radioteleskop tasvirlangan. Radioteleskopni ko'zrusining diametri 22 m bo'lsin. Ko'zgu fokusiga o'rnatilgan radio to'lqin manbasining chiqarotgan radioto'lqinining uzunligi $\lambda = 1\text{ m}$. Ko'zrudan manbadan chiqayotgan radio-nurlarni parallel nurga aylantiradi. Ko'zgu chekkalarida elektromagnit to'lqinlarining difraksiya tufayli 22m diametrga ega bo'lgan parallel dasta olib bo'lmaydi. Difraksiya tufayli hosil bo'lgan dastaning yoyilish burchagini toping. Radiodog' diametri qanchaga teng? Kuzatilayotgan sirt Oyning sirti bo'lsin (Oygacha masofa 384 000 km). Planeta sirtidan qaytgan ikkilamchi signal intensivligi oy sirtini tadqiq qilishga imkoniyat beradimi?



3-rasm. Planetani radiolokatsiya qiluvchi radioteleskop.

M - nurlagich; d - radionurlar dastasining kengligi
 φ - yoyilish burchagi (difraksiya tufayli); $d + 2a$ - planeta sirtida radiodog' diametri.

22.14. Oy sirti $\lambda = 1\text{ m}$ to'lqini uzunlikka ega bo'lgan yorug'lik nuri bilan yoritilsa, ko'zrusining diametri esa 0,1 metr bo'lsa, yoyilish burchagini toping.

22.15. Radionurlar yordamida metallarni qirqish, teshish kabi ishlarni amalga oshirish mumkinmi?

22.16. Yorug'lik kogerent to'lqini yordamida metallarni qirqish, teshish kabi ishlarni amalga oshirish mumkinmi?

22.17. T temperaturada qizdirilayotgan jismlarning issiqlik nurlanish quvvatini ν va $\nu + \Delta\nu$ chastotalar intervali uchun yozing.

22.18. Lazyerda teskari bog'lanish jarayoni qanday amalga oshiriladi? Batafsil tushuntiring.

22.19. Fotonlar lavinasi qanday hosil bo'ladi?

22.20. Kogerent yorug'lik manbayi yaratish uchun qanday shartlar bajarilishi mumkin?

- 22.21. Yoqut moddasini xarakterlang.
- 22.22. Sr atomlarini Rubin kristalidagi energetik spekterini chizing va tushuntiring.
- 22.23. Optik damlash jarayonini tushuntiring.
- 22.24. Lazer nuri hosil qilish uchun uch sathli sistemalardan foydalanishni sababi nimada?
- 22.25. Lazer generetsiya qilinishi uchun aktiv zarralar soni $\Delta N = N_2 - N_1$ ma'lum bir ΔN_B bo'sag'a qiymatidan katta bo'lishi kerak. Yuqoridan ko'rdikki, chaqnash lampasi yordamida kristalda generatsiya uyg'otish uchun $5 \cdot 10^{18}$ atom/sm³ ni uyg'ongan holatga keltirish kerak. Haqiqatda esa bundan ko'proq zarra damlash kerak bo'ladi. Bunga sabab elektromagnit energiyani ko'zgularda sochilishi va yutilishi hamda yorug'likning tashqariga chiqishi kabi yo'qotishlar sabab bo'ladi. Agar ko'zgudan yorug'likning yo'qotish koeffitsiyenti taxminan 90% kristall uzunligi 10 sm bo'lsa bo'sag'a qiymat farqi $\Delta N_n \approx 10^{17}$ atom/sm³, bu degani yuqorida olib chiqilgan xrom atomlarining yarmisidan ($5 \cdot 3 \cdot 10^{18}$ atom/sm³) tashqari yana bir qancha foiz uyg'ongan atomlarni qo'shish orqali generatsiya hosil qilish mumkin. Shu hol uchun chiqish lampasining quvvati yuqoriroq olinadi. Shu quvvatni toping.
- 22.26. Qaytgan to'lqin fazasi tushayotgan to'lqin fazasi bilan mos tushishi uchun ko'zgular orasidagi masofaga butun sondagi yarim to'lqinlar joylanishi kerak. Bu shartni qanoatlaniradigan formulani yozing.
- 22.27. Golografiyani amalga oshirish uchun qanday zaruriy shartlar bajarilishi kerak?
- 22.28. Golografiya olish uchun fotoplastinkaga lazer nuri 30° burchak ostida tushayapti. Bir vaqtning o'zida yuborilgan tayanch dasta ta'sirida fotoplastinkada interferensiya manzarasi hosil qilinadi. Hosil bo'lgan interferensiya tasmlari orasidagi masofani toping. Lazer nurining to'lqin uzunligi 0,7 mkm.
- 22.29. 30 mVt quvvatga ega bo'lgan geliy-neon lazerining parametrlari quyidagidan iborat: 1) intensivligi 10^{17} fotonlar/s, 2) to'lqin uzunligi 632,32 nm; 3) kogerentlikni bo'ylama uzunligi 30 sm (500000λ); 4) kogerentlikning ko'ndalang uzunligi 1 sm (1500λ). Ushbu lazer qurilmasining parametrlarini fizikasini tushuntiring.
- 22.30. Ondulordagi sinxrotron nurlanish parametrlari quyidagilardan iborat: 1) intensivligi 10^9 fotonlar/s, 2) to'lqin uzunligi 0,15 mkm; 3) kogerentlikni bo'ylama uzunligi 1,5 mkm (100000λ); 4) kogerentlikning ko'ndalang uzunligi 10 mkm (60000λ). Ushbu parametrlarning fizikasini tushuntiring va 29-masaladagi parametrlar bilan solishtiring.
- 22.31. To'lqin uzunligi $\lambda = 0,15$ nm ga teng bo'lgan rentgen nurlanishining kogerentligini, bo'ylama uzunligini hisoblang. Rentgen nurlanish sohasida $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 10^{-4}$ deb hisoblang.

XXIII bob. Mavzu: REZONANSLI FLUORESSENSIYA VA YADROVIY GAMMA REZONANS

Reja:

- 23.1. Nurlanishning atomda va yadroda sochilishi.
- 23.2. Rezonansli fluoressensiya fizikasi.
- 23.3. Yadroviy gamma rezonans.
- 23.4. Myossbauer effekti –energiyaning eng aniq o‘lchash usuli.
- 23.5. Myossbauerning ikki eksperimenti.
- 23.6. Temir-57 izotopida Myossbauer effekti.
- 23.7. Chiziqning o‘ta nozik ajralishi.
- 23.8. Uyg‘ongan yadrolarning elektr va magnit momentlarini aniqlash.

ADABIYOTLAR

- A.Н.Матвеев Атомная физика. –М.: 1989.
В.Н.Беляков, Р.Н. Кузмин Мёссабауерграфия. –М.: 1979.
О.Бор и Мотельсон «Структура атомного ядра». I и II том, –М.: 1988.
Е.Н.Персесов. Основные законы атомной и ядерной физики. –М.: 1988.
R.Bekjanov.V.Ahmadxo‘jayev. Atom fizikasi. –T.: 1979.

Masalaning qo‘yilishi

O‘tgan boblarda biz spektral chiziqlarning kengligi va formasi chiziqning tabiiy va dopler kengligi haqida ma’lumotlar bergan edik. Bu bobda shu haqidagi fizikaning davom ettirib atom va yadroni nurlash kvantlari bilan bo‘ladigan o‘zaro ta’sirlar haqida to‘xtalamiz. Atomda rezonansli fluoressensiya va yadroviy gamma-rezonansni aniqlashni eksperimental metodlari va natijalari haqida ma’lumot beramiz. Ayniqsa, hozirgi zamon eksperimental texnikasining energiyalarni aniq o‘lchashdagi gultojisi bo‘lgan Myossbauer effekti haqida va uni yadro fizikasi qattiq jismlar fizikasi, metallurgiya, kimyo va biologiyadagi o‘rni haqida qisqacha to‘xtalamiz. Bu bo‘lim ko‘proq yadro fizikasidagi uyg‘ongan energetik sathlar strukturasi bag‘ishlangan bo‘lib hozirgi zamon fizikasining eng yangi eksperimentlari va g‘oyalari haqida so‘z boradi.

Mavzu qahramonlari

Robert Vud –amerika fizigi 1902-yilda rezonansli fluoressensiya hodisasini kashf etgan.

Rudolf Myossbauer – 1929-yilda Myunxenda tug‘ilgan (Germaniya) 1935 – 42-yilda oddiy maktabda o‘qidi. Texnika universitetning matematik bo‘limida dars berdi va diplom ishini bajardi. Maks Plank nomidagi universitetda (Geydelberg)gamma rezonansli yutilish bo‘yicha eksperimental metodikani ishlab chiqdi va tajribalar qildi. 1961-yilda Myossbauer yadroviy gamma rezonans bo‘yicha qilgan ilmiy ishlari uchun Nobel mukofotiga sazovor bo‘ldi.

R.V.Paund va G.N.Rebka – amerika fiziklari. 1960-yilda gravitatsion maydonda gamma kvantning «qizil siljishi» ni eksperimental isbot qildilar. Umumiy nisbiylik nazariyasining ekvivalentlik prinsipi o‘z tasdig‘ini ya’na bir bor topdi.

XXIII bob. REZONANSLI FLUORESENSIYA VA YADROVIY GAMMA REZONANS

23.1 Nurlanishning atomda va yadroda sochilishi

Kvant mexanika nuqtayi nazardan qaraganda yorug'likni atomda sochilishi jarayoni chastotasi ω ga teng bo'lgan fotonni (birlamchi) atom tomonidan yutilishi va shu zaxotiy oq ushbu atom ω' chastotaga ega bo'lgan ikkilamchi fotonni chiqarilishi bilan xarakterlanadi. Mazkur jarayonda foton chiqarilgandan so'ng atom o'zining dastlabki holatiga qaytsa bunday jarayon kogerent sochilish deb ataladi. Qandaydir sabablarga ko'ra uyg'ongan atom o'zining dastlabki holatiga o'tmay, balki boshqa biror holatga o'tsa, u holda bunday jarayon nokogerent sochilish deyiladi. Yorug'likning nokogerent sochilishini odatda kombinatsion sochilish deb ham atashadi.

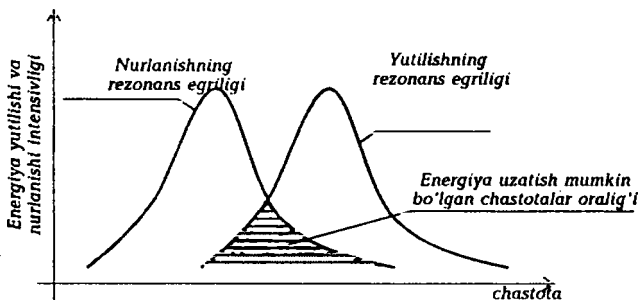
Kombinatsion sochilishda atomning dastlabki va keyingi holatlari o'zaro oraliq holat vositasida kombinatsiyalashadi. Oraliq holat dastlabki va keyingi holatlar bilan turlicha kombinatsiyada bo'ladi. Shu bois ham yorug'likning kombinatsion sochilishi kogerent bo'lmaydi. Nokogerent sochilishda yutilish va nurlanish oralig'ida faza o'zgarishi sodir bo'ladi.

Tushuvchi yorug'lik chastotasi bilan kombinatsion sochilishda paydo bo'lgan chastotasi orasidagi farq sochuvchi moddaning infraqizil yutish sohasi chastotalariga to'g'ri keladi. Ushbu chastotalar molekulaning aylanma va tebranma holatlarini tavsiflaydi.

Kombinatsion yoki siljigan sochilishni 1928-yilda hind olimlari Raman va Krishnan kashf etgan. Bu hodisani o'sha yillarda rus olimlari Landsberg va Mandelshtamlar ham kuzatgan. Kombinatsion sochilish haqida biz V bobda batafsil to'xtalganmiz. Shuning uchun, bu yerda u haqda to'xtalmaymiz. Lekin faqat shuni aytilishimiz mumkinki, Raman spektrlari asosida molekularlarning inersiya momentlarini hamda xususiy tebranish chastotalarini aniqlash mumkin. Kimyoviy murakkab aralashmalarni o'rganishda ham bu effektning o'ziga xos o'рни bor. Bu bobda biz kogerent nurlanish haqida ma'lumot beramiz. Tushayotgan nurlanishning ω chastotasi atomni asosiy holatdan uyg'ongan holatlardan biriga o'tishdagi chastotasiga mos kelsa, u holda atom bu yorug'likni intensiv yutadi. Atomlar tomonidan nurlanishni intensiv yutilish hodisasiga **rezonans** yutilish deyiladi.

Atom uyg'ongan holatidan o'zining dastlabki holatiga kogerent nurlanish bilan qaytishi hodisasiga **rezonansli nurlanish yoki rezonanslik fluorensensiya** deyiladi. Kogerent sochilish jarayonida tushayotgan nurlanish energiyasini yutilishi va ikkilamchi nurlanishning paydo bo'lish oralig'ida nurlanish fazasining o'zgartiruvchi hurr qanday jarayon yuz bermaydi. Ravshanki, atom tepkisini e'tiborga olinmaganda nurlanish va yutilish jarayonida birlamchi va ikkilamchi fotonlarning chastotalari ω va ω' chiziqning tabiiy kengligi oralig'ida bir-biriga mos tushadi.

Rezonansli yutilish jarayonini xarakterli xususiyati shundaki, bu holda yutilgan energiyaning intensivligining chastotaga bog'liqligi keskin bo'ladi. Bunga klassik misol qilib, torda bo'ladigan hodisani ko'raylik. Ma'lum bir chastotaga sozlangan tor shu tor chastotasiga mos kelgan tovush to'liqiniga kelib tushganda tebranma harakatga keladi. Mabodo tovush to'liqinining chastotasi yoki torning xususiy chastotasini o'zgartirsak, energiya yutilishi keskin kamayadi va tor tebranma harakatga kelmaydi. Radioaloqada qo'llaniladigan radioto'liqinni qabul qiluvchi va uzatuvchi sistemalarda ham nurlovchi yoki yutiluvchi elektr rezonanslarga duch kelamiz.

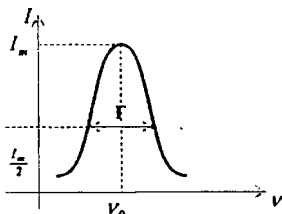


23.1-rasm.
Nurlanish va yutilishning rezonans egriliklari

Barcha bunday sistemalarning rezonansli hossalari energiya yutilishi va nurlashi intensivligining chastotaga bog'liqlik grafigi 23.1-rasmda tasvirlangan.

Agar ikkita tebranish sistemasi berilgan bo'lsa, ular orasida o'zaro energiya uzatish mumkinmi?, degan savolga javob berish uchun ularning rezonans egriliklarini taqqoslash kerak. Sistemalarning rezonans chastotalari bir-biridan ancha farq qilsa, u holda ular orasida energiya uzatilishi ro'y bermaydi. Agar sistemalarning rezonans chastotalari bir-biriga yaqin bo'lsa, u holda kam intensivlikka ega bo'lsa ham

energiya uzatish ehtimoli mavjud va oxiri sistemalarning rezonans chastotalari bir-biriga teng bo'lsa, u holda rezonans egriliklar bir-birini ustiga tushadi va haqiqiy rezonans ro'y beradi. Rezonans egriligi kenglik bilan xarakterlanadi (XXI bobga qarang). Va u 23.2-rasmda rezonans egrilikning kengligi tasvirlangan.



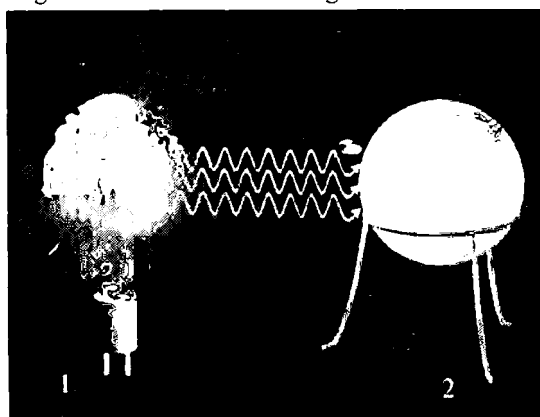
23.2-rasm. Rezonans egriligi va uning kengligi.

Egrilikning kengligi Γ egrilik balandligining yarmida o'Ichanaadi. Egrilik kengligi rezonans chastotasiga nisbatan tebranayotgan sistemani sifatining xarakterlaydi. Tabiatda nihoyatda tor rezonans egriligiga ega sistemalar mavjud. Bu sistemalarga misol sifatida atom va atom

yadrolarini olish mumkin. Atomlarning optik spektrlarida monoxramatik spektrlarning mavjudligi berilgan elementning bir atomlaridan uning boshqa atomlariga energiyani rezonans uzatish mumkin degan fikrni tug'diradi.

Rezonansli fluoressensiya hodisasi 1902-yilda Amerika fizigi Robert Vud tomonidan eksperimental kuzatilgan. Uning tajribasini qisqacha bayon qilamiz.

Primus alangasiga oz miqdordagi osh tuzini sepib, biz shunday yorug'lik manbai hosil qildik-ki, uning spektrida natriyni o'sha paytda ma'lum bo'lgan sariq spektr chizig'i bor edi. So'ng ushbu yorug'lik dastasi yo'liga rezonansli yutkich (shisha ballon ichiga sovuq natriy bug'ini joyladi) qo'ydi. Shunda birlamchi yorug'lik dastasi ta'sirida ballon ichidagi natriy bug'i ham kuchsiz bo'lsa ham yorug'landi va Vud natriyni sariq chizig'ini ko'rdi. Ballonda natriy bug'i bo'lmaganda, yoki unga boshqa moddalar bug'i kiritilganda fluoressensiyali yorug'lanish kuzatilmadi. 23.3-rasmda Vud tajribasida hozirgi zamon ko'rinishi tasvirlangan.



23.3.-rasm. Natriy bug'ini rezonansli yorug'lanishi. 1) Natriy bug'i joylashtirilgan lampochka; 2) rezonansli kovak.

To'liq uzunligi 5893 \AA ga teng bo'lgan yorug'likning kvantlari lampadan chiqib, shisha ballondagi asosiy holatda yotgan natriy atomlariga kelib tushadi. Tushayotgan yorug'likning chastotasi natriy atomini uyg'otish uchun kerak bo'lgan chastotaga mos tushgani uchun natriy atomlari yorug'lik kvantlarini yutadi va shu ibtidoiy yorug'lik kvantlari yana qayta chiqariladi. Shunday qilib, ballondagi natriy atomlarini yoritilganda rezonansli yorug'lanish, ya'ni rezonansli fluoressensiya yuz beradi.

Rezonansli fluoressensiya uyg'ongan atomlardan birining nurlanishidan hosil bo'lgan yorug'lik kvanti boshqa atomlarning biri tomonidan yutiladi va ushbu atom energiyasi katta bo'lgan energetik holatga o'tadi. Biroz vaqt uyg'ongan holatda bo'lgan atom yorug'lik kvanti chiqarib, o'zining dastlabki (asl) holatiga keladi. Shu natijani aytish mumkinki, rezonanslik yutkich atomlar asosan uyg'onmagan, ya'ni asosiy holatda bo'ladilar. Shu sababli ham atomning asosiy holatida bo'ladigan

rezonans o'tishlar tajribada kuzatiladi. Atom rezonanslari uchun xarakterli bo'lgan kenglik — bu sistemalarning uyg'ongan holatda bo'lgan sathlarining o'rtacha yashash vaqti bilan bevosita bog'langan. Vaqtning bir momentida n_0 ta uyg'ongan atom bo'lsa, u holda t vaqtdan so'ng ularidan faqat $n=n_0 \exp(-t/\tau)$ tasi qoladi. Bunda τ uyg'ongan holatdagi atomning o'rtacha yashash vaqti. Atomning o'rtacha yashash vaqti qancha kichik bo'lsa, ushbu energetik sathning kengligi Γ va unga mos kelgan spektral chiziqning kengligi shuncha katta bo'ladi. Rezonans egrilik kengligi Γ bilan o'rtacha yashash vaqti orasidagi munosabat $\Gamma\tau = \hbar$ bilan xarakterlanadi. Agar atomning uyg'ongan holatdagi o'rtacha yashash vaqti taxminan 10^{-8} s desak. U holda unga mos kelgan sath eV kengligi 10^{-7} eV ga teng bo'ladi.

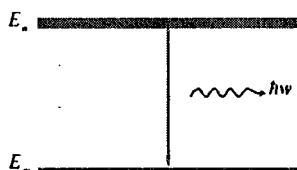
23.2 Rezonansli fluoressensiya fizikasi

Rezonansli fluoressensiya hodisasi fizikasini yaxshi tushunish uchun matematikaga biroz murojaat qilamiz.

Nurlanish momentida atomning impulsi \vec{p}_0 va ilgari lama harakat energiyasi $\frac{p_0^2}{2M}$ ga teng bo'lsin. Bunda M – atom massasi. Atom chiqargan foton $\hbar\vec{k}$ – impuls va $\hbar\omega$ ($k=\omega/s$) energiyani o'zi bilan olib ketadi. Impulsning saqlanish qonuniga muvofiq nurlanishdan so'ng atom impulsi $\vec{p} = \vec{p}_0 - \hbar\vec{k}$ va ilgari lama harakat energiyasi $\frac{(\vec{p}_0 - \hbar\vec{k})^2}{2M}$ ga teng bo'lib qoladi. Fotonni atom bilan o'zaro ta'siri tufayli atom tepki sezadi va atom olgan tepki energiya E_T quyidagi tenglikdan topiladi:

$$\frac{p_0^2}{2M} + E_T = \frac{(\vec{p}_0 - \hbar\vec{k})^2}{2M} \quad (23.1)$$

Atomning dastlabki va oxirgi holatini E_n va E_m deb belgilasak, ular orasidagi o'tishda foton nurlanadi (23.4-rasm). Bu hol uchu to'la energiyani saqlanish qonunini yozamiz. U atomni ichki va kinetik energiyalarining yig'indisiga teng.



23.4-rasm. E_n dan E_m ga o'tish.

$$E_n + \frac{p_0^2}{2M} = E_m + \frac{(\vec{p}_0 - \hbar\vec{k})^2}{2M} + \hbar\omega$$

yoki

$$\Delta E_{nm} = \hbar\omega + \frac{(\vec{p}_0 - \hbar\vec{k})^2}{2M} - \frac{p_0^2}{2M} \quad (23.2)$$

Bunda ΔE_{nm} = atomni ichki energiyasining kamayishini xarakterlaydi. Bu formulani yozganda biz chiziqni tabiiy kengligini e'tiborga olmadik. Agar tepki uchun ketgan energiyani e'tiborga olmasak, u holda

fotonning energiyasi ΔE_{nm} ga teng bo'lib qoladi, ya'ni

$$\hbar\omega_0 = \Delta E_{nm} \quad (23.3)$$

Bunda ω_0 – tepki energiyani inobatga olmagan holdagi foton chastotasi. Agar atomning tepkisini eʻtiborga olsak, u holda (23.1) va (23.2) tenglamaga binoan

$$\Delta E_{nm} = \hbar\omega_0 = \hbar\omega + E_T$$

yoki (23.4)

$$\hbar\omega = \hbar\omega_0 - E_T$$

(23.1) formulaga koʻra

$$E_T = \frac{(\bar{p}_0 - \hbar\bar{k})^2}{2M} - \frac{p_0^2}{2M} = \frac{p_0\hbar k}{M} + \frac{(\hbar k)^2}{2M}$$
(23.5)

bu formuladagi k ning oʻrniga $\frac{\omega}{c}$ va nurlanishgacha boʻlgan atom tezligi $v_0 = \frac{p_0}{M}$ ni kiritsak, u holda

$$E_T = \frac{\hbar^2\omega^2}{2Mc^2} - \frac{v_0}{c}\hbar\omega\cos\alpha$$
(23.6)

tenglikka ega boʻlamiz. Bu yyerda $\alpha - \bar{p}_0$ va \bar{k} lar orasidagi burchak. Yaʼni atomning dastlabki harakatidagi yoʻnalishi bilan nurlangan foton orasidagi burchak.

23.6 formulada $\omega \approx \omega_0 = \frac{\Delta E_{nm}}{\hbar}$ desak, (atom tepki uchun taxmin oʻrinli), hamda v_0 atomlarning issiqlik harakatidagi oʻrtacha tezligi v ga teng desak, u holda

$$E_T = \frac{\hbar^2\omega_0^2}{2Mc^2} - \frac{v_0}{c}\hbar\omega_0\cos\alpha$$
(23.7)

formulani olamiz.

Atomlarning issiqlik harakati tartibsiz boʻlgani uchun tepki energiyani oʻrtachasi bilan qiziqamiz. Spontan nurlanishda kvantni uchish yoʻnalishi atom harakatini yoʻnalishi bilan korrelatsiyalanmagan v_0 tezlikni yoʻnalishiga foton istalgan α burchak ostida bir xil ehtimol bilan chiqarilishi mumkin. Nurlanayotgan atomlar sistemasida $\cos\alpha$ ni qiymati minus bir bilan plus bir orasida bir xil ehtimolga ega. Shuning uchun (23.7) formuladagi ikkinchi had nolga teng. Oʻrtacha tepki energiyani R deb belgilasak, u holda

$$\langle E_T \rangle \equiv R = \frac{\hbar^2\omega_0^2}{2Mc^2} = \frac{\Delta E_{nm}^2}{2Mc^2}$$
(23.8)

Atomning olgan tepki energiyasi nihoyatda kichik. Bunga ishonch hosil qilish uchun kuyidagi hisobni keltiramiz. Optik kvant (foton) ning toʻlqin uzunligi $\lambda = 5 \cdot 10^{-7} \text{ m}$ boʻlsa, u holda

$$\hbar\omega = \frac{2\pi\hbar c}{\lambda} = \frac{2 \cdot 3.14 \cdot 0.66 \cdot 10^{-15} \text{ эВ} \cdot c \cdot 3 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}}}{5 \cdot 10^{-7} \text{ м}} \approx 2\text{эВ},$$

demak,

$$\Delta E_{nm} = \hbar\omega_0 \approx \hbar\omega \approx 2\text{эВ}$$

atomni ilgari lanma harakat energiyasini baholash uchun $k \cdot T$ dan foydalanamiz. Agar

$T = 300 \text{ K}$ (27° S) desak, $k \cdot T \approx 0,03 \text{ eV}$ ($k = 0.8617 \cdot 10^{-4} \frac{\text{эВ}}{\text{K}}$ – Boltzman doiyמיysi). Bu

baholashdan ko‘rinadiki, odatdagi temperaturada atomlarning ilgari lanma harakat energiyasi fotonning energiyasiga nisbatan ancha kichik. Endi R ni kichik son ekanligini ko‘rsatamiz.

$$R = \frac{(2\pi B)^2}{10^{11} \pi B} \approx 4 \cdot 10^{-11} \pi B$$

(bunda atom og‘irligi $A=100$ deb, $Mc^2 = 100 \cdot 9 \cdot 10^8 \text{ eV} \approx 10^{11} \text{ eV}$)

Shunday qilib, atom olgan tepki energiya atomlar harakatining o‘rtacha kinetik energiyasida ham juda kichik, shu sababli ham $\hbar\omega \approx \hbar\omega_0 = \Delta E_{nm}$ taxmin o‘rinlidir. Demak, atomlarda rezonansli fluorestsentsiya o‘rinli bo‘lib, nurlanayotgan atom deyarli energiyasini atomga bermaydi. Boshqacha aytganda, atom tepki atomdagi rezonansli fluorensensiyada rol o‘ynamaydi. Nurlanish chizig‘ini siljishini chastotasini (23.8) formuladan topamiz. Buning uchun (23.4) formuladagi E_T ning o‘rniga 23.8 ni qo‘yamiz.

$$\omega = \omega_0 - \frac{R}{\hbar} + \frac{v}{c} \omega_0 \cos \alpha \quad (23.9)$$

sistemadagi nurlanayotgan atomlar uchun o‘rtacha $\langle \cos \alpha \rangle = 0$ va

$$\omega = \omega_0 - \Delta\omega_R \quad (23.10)$$

bunda

$$\Delta\omega_R = \frac{R}{\hbar} = \frac{\hbar^2 \omega_0^2}{2Mc^2} \approx \frac{\hbar^2 \omega^2}{2Mc^2} \quad (23.11)$$

(23.11) – formuladan quyidagi xulosaga kelamiz. Atom tepkiga duchor bo‘lgani uchun spektral chiziq ω_0 chastotaga nisbatan $\Delta\omega_R$ kichik chastotalar tomon siljiydi. Hotimada yana bir muhim narsani aytishga to‘g‘ri keladi. $\hbar\omega$ energiya va $\hbar k$ impuls ga ega bo‘lgan fotonni atom yutganda atom tepki his etadi. Ushbu atomning o‘rtacha olgan qo‘shimcha ilgari lanma harakat energiyasi tepki energiya R bilan bir xil bo‘ladi. Demak, atomni rezonansli uyg‘otish uchun $E_m \rightarrow E_n$ o‘tishda foton olgan energiya

$$\hbar\omega = \Delta E_{nm} + R$$

yoki chastotasi

$$(23.12)$$

$$\omega = \omega_0 + \Delta\omega_R$$

ko‘zga ko‘rinadigan yorug‘lik uchun chastotalarning nisbiy siljishi juda kichik.

Va $\frac{2\Delta\omega_R}{\omega} = \frac{2R}{\hbar\omega} \approx 10^{-11}$ bu misolni yadroviy gamma rezonansda batafsilroq

yoritamiz. Rezonansli yutilish jarayoni faqatgina atomlar uchun o‘rinli bo‘lib qolmay, balki bu hodisa yadroda nurlanishni yutilishi va sochilishi jarayonlariga ham o‘rinlidir. Yadro bilan nurlanish orasidagi rezonansli fluorensensiyani ko‘pincha yadroviy gamma rezonans yoki qisqacha YaGR deb atashadi. Yadroviy gamma effektini nemis olimi Myossbauer kashf etganligi uchun uni Myossbauer effekti ham deb yuritiladi.

23.3. Yadroviy gamma rezonansi

Yadroviy elektromagnit o'tishida rezonansli fluoressensiya yanada tor chastotalar intervalida ro'y berishi kutiladi. Chunki yadrodagi juda ko'p uyg'ongan sathlarning o'rtacha yashash vaqti 10^{-8} - 10^{-9} tartibidadir. Biroq yadroviy rezonansli fluoressensiya kuzatishdagi dastlabki barcha urinishlar zoye ketdi. Nima uchun yadroviy gamma rezonansni kuzatishdagi barcha urinishlar zoye ketdi. Buni quyidagicha tushuntirish mumkin: Atom yadrosi E_n energetik holatga o'tganda E_γ energetik holatga ega bo'lgan gamma kvant chiqaradi. Lekin bu energiya miqdori $E_n - E_m$ ayirmaning miqdoridan E_T ga kichik bo'ladi. E_T tepki yadroni kinetik energiyasi. E_T energiyani hisoblab ko'raylik. Agar gammâ kvant energiyasi E_γ bo'lsa, u holda ushbu kvantning impulsi $p = E_\gamma/c$ (bunda c – yorug'lik tezligi)ga teng bo'ladi. Impulsning saqlanish qonuniga binoan tepki yadro impulsi ham shu impulsga ega bo'ladi. Ya'ni:

$$Mv = \frac{E_\gamma}{c} \quad \text{va} \quad E_T = \frac{Mv^2}{2} = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2} \quad (23.13)$$

bunda, M va v – yadro tepki yadro massasi va tezligi.

$E_T \ll E_\gamma$ bo'lgani uchun E_γ ni $E_n - E_m$ bilan almashtirib,

$$E_T = \frac{E_n - E_m}{2Mc^2} \quad (23.14)$$

formulaga ega bo'lamiz. (23.14) formula 23.8 formulaning xuddi o'zidir.

Yuqorida atom o'tishlar uchun qilgan hisobimizda $E_n - E_m$ taxminan 2 eV bo'lib, $\Gamma_T = R = 10^{-11}$ eV ni tashkil qilgan edi. Endi xuddi shunday hisobni yadroviy o'tishlar uchun bajaramiz.

^{191}Ir – iridiy yadrosining uyg'ongan holati uchun $E_\gamma = 129$ keV, $M = 191$ – massa soni. U holda

$$E_T = \frac{(1,29 \cdot 10^5 \text{ eV})^2}{2 \cdot 191 \cdot 931 \cdot 10^6 \text{ eV}} \approx 0,05 \text{ eV}$$

Demak, iridiy yadrosining tepki energiyasi yetarli darajada kattadir (atom uchun $\Gamma_T = 10^{-11}$ eV edi).

Umuman olganda, yadroviy o'tishlar uchun tepki energiyasi 10^{-4} bilan 10^2 oralig'ida bo'ladi. Iridiy yadrosining uyg'ongan ushbu sathini o'rtacha yashash vaqti $\tau \approx 10^{-10}$ c bo'lgani uchun sath kengligi

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \approx 0,7 \cdot 10^{-3} \text{ eV bo'ladi.}$$

Ko'rinib turibdiki,

$E_T \approx 1000\Gamma$ atrofida bo'lib, $E_T \gg \Gamma$ shart bajariladi.

Atom o'tishlari uchun tepki yadro energiyasi nihoyatda kichik, shuning uchun rezonans sharti buzilmaydi va

$$E = E_\gamma^{\text{chik}} = E_\gamma^{\text{yatal}} \quad (23.15)$$

tenglik bajariladi. Sath energiyasi E , γ kvant chiqarayotgan E_γ^{chik} va yutilgan gamma nur energiyasi chiziqning tabiiy kenglik sohasida bir-biriga mos tushadi. Yadroviy o'tishlar uchun ahvol tamomila boshqacha. Tepki energiyasi katta va nurlanish chastotasi jiddiy o'zgaradi. Shuning uchun,

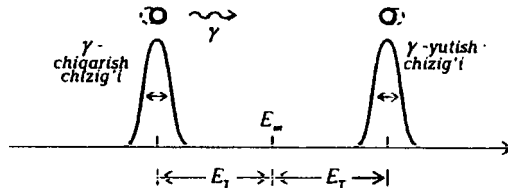
$$E_\gamma^{chik} < E + \Gamma$$

$E_\gamma^{yutil} < E + \Gamma$ (23.16) o'rinli va (23.15) shart bajarilmaydi.

Bunga qo'shimcha qilib yana shuni aytamiz. Yadro tomonidan gamma kvantning yutilishi uchun rezonans chastotasiga to'g'ri kelgan energiyaga nisbatan qo'shimcha energiya bo'lishi kerak. Gamma kvant yutilishi tufayli yadro impuls oladi va harakatga keladi. Bu harakatni kinetik energiyasi faqat gama kvantning energiyasi hisobiga bo'ladi. Xuddi shuningdek, gamma kvant chiqarilishida ham yadro olgan energiya E_T ga teng bo'ladi. Shunday qilib, gamma kvant bilan yadroni rezonansli uy'otish uchun yetishmagan energiya

$$2E_T = \frac{(E_n - E_m)^2}{mc^2} \quad (23.17)$$

ga teng bo'ladi. Hisoblardan ko'ramizki, yadroviy o'tish jarayonida yadro tepki energiyaga ega bo'lgani uchun gamma kvantning yutish chizig'i va nurlanish chizig'i bir-biriga nisbatan rezonans nuqtadan (E_m) ancha siljigan ($2R \gg G$) bo'ladi va ularning rezonans egriliklari bir-birining ustiga tushadi. Nurlanish va yutish chiziqlarining bir-biriga nisbatan siljishi 23.5-rasmda tasvirlangan.



23.5-rasm. Yadroviy nurlanish va yutilish jarayonida yutilish va chiqarish chiziqlarining bir-biriga nisbatan ko'chishi.

Shunday qilib, atom o'tishlar uchun yutilish va nurlanish chiziqlarining bir-biriga nisbatan siljishi

$$2\Delta\omega_T = \frac{2R}{\hbar}, \quad (R \cong E_T) \quad (23.18)$$

formula bilan aniqlanadi. Yorug'lik kvanti uchun bu siljish $\Delta\omega$ tabiiy kenglikdan va $\Delta\omega_D$ kenglikdan ancha kichik. Shu bois, atomlar uchun chiqarish spektri va yutilish spektri amaliy jihatdan qaraganda bir-birining ustiga tushadi va rezonansli fluoressensiya yuz beradi.

Yadroviy gamma nurlanish uchun ahvol tamomila boshqacha, chunki, gamma kvantning energiyasi yorug'likning kvant energiyasidan ancha katta. Shuning uchun, (23.15) formuladagi surat katta, natijada yadro olgan tepki energiya ham katta bo'ladi. Boshqacha aytganda, yadro tomonidan nurlangan gamma kvanti xuddi shunday boshqa yadro yutolmaydi va yadroviy rezonansli fluoressensiya hodisasi

to'ya bermaydi. Shu sababdan ham Myosbauer eksperimentigacha bo'lgan ko'p muvazirlarga qaramay yadroviy gamma rezonansni kuzatish imkoni bo'lmadi. Yadroda ham rezonansli yutilish hodisasini kuzatish uchun

$$E = E\gamma^{chik} = E\gamma^{nuv}$$

tenglikni bajarilishi yo'llarini izlash kerak.

Bu tenglikni bajarilishi uchun maxsus shartlarni bajarish kerak bo'ladi. Bular usosan ikkita:

Birinchi shart: tekshirilishi kerak bo'lgan obyektning tanlash bilan bog'langan; ikkinchi shart esa temperaturani tanlash bilan bog'liq. Siz yaxshi bilasiz, to'pni tepki energiyasini keskin kamaytirish uchun uni og'ir lafetga (massiv jism) o'rnatishadi. Energiya va saqlanish qonuniga binoan to'pdan snaryad otilganda energiyani deyarli barchasi snaryadga beriladi, tepkiga esa faqat $\frac{m}{M+m}$ qismi uzatiladi. (Bunda m snaryad massasi, M – lafet va to'p massasi). Xuddi shunga o'xshash yadroni tepki energiyasini amaliy jihatdan nolga keltirish uchun gamma nurlatkichlar sifatida kristall panjaraga bog'langan yadrolarni olish kerak. Kristallarda atomning bog'lanish energiyasi taxminan 1 eV, yadroni tepki energiyasi $E_T = R \approx 0,1$ eV bo'lgani uchun panjaradan yadroni uzib olishga energiyasi yetmaydi va shu sababga ko'ra, og'ir kristallarda yadro mustahkam bog'langan (to'p lafetda turgani kabi) bo'ladi. Natijada tepki impulsi bitta nurlovchi yadroga emas, balki N ta sondagi yadrolardan iborat kristallga beriladi. Agar $N = 10^8$ (^{191}Ir -izotopi uchun o'rinli) bo'lsa, kristallga berilgan energiya E_{kr} , bitta yadroni tepki energiyasidan taxminan 10^8 marta kichik bo'ladi, ya'ni:

$$E_{kp} = \frac{E_T}{N} \approx 10^{-8} E_T$$

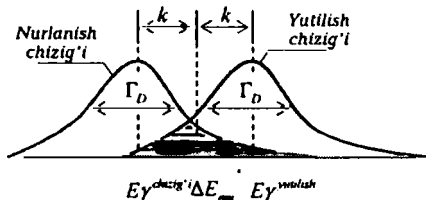
O'z navbatida kristall olgan tepki energiya chiziqning tabiiy kengligi Γ dan ham 10 ming marta kichik bo'ladi. Boshqacha aytganda, E_{kr} taxminan $10^{-4} \Gamma$ ga teng. Bu shart bajarilganda $10^{-4} \Gamma$ aniqlikda

$$E = E\gamma^{chik} = E\gamma^{nuv}$$

tenglikni bajarilishiga sharoit yaratiladi.

Haqiqatda esa kristall panjarada atomlar absolut qat'iy o'rnatilmagan, ular o'zining muvozanat holati atrofida tebranma harakatda bo'ladilar. Ushbu tebranishlarning amplitudasi va energiyasi kristallning temperaturasiga bog'liq. Temperatura ortsa, bu parametr ham kattalashadi. Kvant nazariyaga binoan, atom (ossillator) energiyasi kvantlangan, diskret o'zgaradi va u $n\Delta E$ ulushlariga teng, n – butun son. Temperatura qancha katta bo'lsa, n soni ham shuncha katta va ossillatorning energiyasi $\left(n + \frac{1}{2}\right) \cdot \Delta E$ ham katta. Ossillatorning oladigan va beradigan eng kichik energiyasi $\Delta E = h\nu_0$, bunda, h – Plank doimiysi, ν_0 – ossillatorning xususiy chastotasi (kristallning bikirligini karakterlaydi). $n \gg 1$ bo'lsa, u holda kristall atomlari intensiv tebranma harakatda bo'ladilar. Gamma-Kvantning

chiqarilishi (yutilishi) juda tez harakatdagi yadrolar hisobiga bo'lad. Shu bois, Gamma-kvantning chastotasi dopler o'zgarishga uchraydi, bu esa o'z navbatida, chiziqning dopler kengayishiga sabab bo'lad, ya'ni $\Gamma_D \gg \Gamma$. Bu holda Gamma-kvantlarning rezonans yutilishi va nurlanish ro'y berishi chiziqlarning dopler kengayishi hisobiga bo'lishi mumkin (23.6-rasm).



23.6-rasm. Chiziqlarning dopler kengayishi hisobiga yadroviy gamma rezonansining ro'y berishi.

23.6-rasmda $\Delta E_{\nu n} = E - o'tish$ energiyasi; $R = E_T - o'tacha$ tepki energiya.

Rasmdan ko'rinadiki, dopler effekti hisobiga nurlanish va yutilish chiziqlari qisman bo'lsa-da, bir-birini qoplaydi.

Gamma-kvantni yetishmagan energiyasini to'ldirish va yadroviy rezonansi fluorensiyasini ro'yobga chiqarish uchun nurlanayotgan yadroni yutkich (yadro)ga nisbatan harakat qildirib, yetishmagan energiyani to'ldirish mumkin. Ushbu holda nurlovchi yadro (23.3-rasm) gamma nurlanish momentida v tezlikka bog'liq bo'lsin. Bu tezlikni gamma kvantni harakat yo'nalishidagi proyeksiyasi $\pm V_\gamma$ ga teng. Doplerni bo'ylama effektinga binoan gamma kvant energiyasi

$$\Delta E_\gamma = E_\gamma \frac{\pm V_\gamma}{c}$$

kattalikka o'zgaradi. V_γ tezlikni shunday tanlash mumkin bo'ladiki, bu holda ΔE_γ ni qiymati (23.17) formuladagi tepki yadro energiyasining ikkilanganiga teng bo'lsin. Bu tenglik bajarilsa tepki ta'sir kompensatsiyalashadi va rezonansli gamma nurlanishni kuzatish mumkin bo'lib qoladi. Bu shartni bajarilishi 23.3-rasmdagi rezonans egriliklarni bir-biriga yaqinlashishi va to'la bir-birini ustiga tushishiga to'g'ri keladi. Turli hollar uchun talab qilinadigan bunday energetik kompensatsiyani bajarilishi uchun yadrolarga 10 m/s dan 10^5 m/s gacha tezlik berish talab qilinadi. 1 km/s tezliklar yordamida manbani yutkich nisbatan harakat qildirish uchun mexanik qurilmalardan foydalanish mumkin. Nurlanayotgan yadrolarni katta chiziqlarda harakat qildirishning yana bir yo'li manbani yuqori temperaturagacha qizdirishdir. Issiqlik harakatida bo'lgan yadrolar ichida berilgan vaqt davomida kerakli yo'nalishda va kerakli tezlikda bo'lgan yadrolar topiladi. Yadroni juda katta tezliklari esa yadro reaksiyalari orqali amalga oshiriladi. Shunday qilib, yadroviy gamma rezonansni olish uchun manbani qizdirish va Dopler effektidan foydalanish kerak

degan fikrga tadqiqotchilar ishongan edilar. Afsuski, bu yo'l bilan kuzatiladigan rezonansli fluoressensiya hodisasini kuzatib bo'lmadi.

Haqiqiy rezonansli fluoressensiyani real kuzatish mumkinligi g'oyasini Rudolf Myossbauer berdi va bu haqda alohida to'xtalamiz.

23.4. Myossbauer effekti

Energiyani eng aniq o'lchash usuli. Myossbauer effekti – bu gamma kvantlarini yadroviy nurlanishi va yutilishi bo'lib, bunda nurlanayotgan va yutayotgan qattiq jismlarning atom yadrolari tepkini sezmaydi. Bu hodisa asosida eksperimentatorlar juda ham nozik eksperimental tadqiqotlar qilib, yadro strukturasi va yadroviy jarayonlarning sir-asrorlarini, moddalarning ichki elektr va magnit maydonlarini, kristall panjara va ularning nuqsonlarini, kimyoviy bog'lanishlar tabiatini bilmoqdalar. Myossbauer effekti ham energiyaning rezonansli yutish kabi juda ko'p hodisalarga tegishli bo'lib, bu jarayonlarning eng xarakterli xususiyati energiyaning yutilishi va chiqarish intensivligini chastotaga keskin bog'liqligidir. Myossbauer effekti hozirgi vaqtda energiyaning aniq o'lchash usulidir. Quyida biz Myossbauer effekti ustida to'xtalamiz.

Atomlar kabi yadrolar ham diskret energetik spektrlar bilan xarakterlanadi. Eng kichik energiyaga ega bo'lgan holat asosiy, qolgan holatlarni uyg'ongan holat deb atashadi. Yadroviy energetik sathlar orasidagi radiatsion o'tish jarayonida juda qisqa to'lqinga ega bo'lgan elektromagnit nurlanishlar hosil bo'ladi. Mazkur nurlanishlarni gamma nurlar yoki kvant tilida gamma kvantlari deb atashadi. Yadroviy o'tishlar energiyasi (gamma kvantlar energiyasi) bir necha o'nlab keV dan bir necha o'nlab MeV lar oralig'ida bo'ladi (bu atom o'tishdagi energiyalardan minglab marta katta). Uyg'ongan yadroviy energetik sathlarning yashash vaqtlari 10^{-7} - 10^{-12} s oralig'iga to'g'ri keladi. Atomlardagi kabi yadrolarda ham anomal katta yashash vaqtiga ega bo'lgan uyg'ongan energetik sathlar uchraydi. Anomal katta yashash vaqtiga ega bo'lgan bunday metastabil holatlarni yadro fizikasida **izomerlar** deb atashadi. Yadroda metastabil holatlar asosiy holatga juda ham yaqin joylashgan va bu holatlardan asosiy holatlarga o'tish oliy darajada tanlash qoidalari bilan ta'qiqlangan. Yadroviy rezonans fluoressensiyasini darrov kashf etib bo'lmadi. Buning sabablarini yuqorida bayon qilgan edi. Yadroviy gamma rezonansni eksperimental kuzatishdan avval energiyani qanday o'lchash mumkinligi haqida qisqacha to'xtalamiz.

Yadro fizikasi energiyani o'lchashning eng aniq metodini taklif qildi. Bu metod yadro chiqarayotgan gamma nurlanishining rezonans yutilishiga asoslangan. Asosiy holatdan boshqa yadroning qolgan energetik holatlarini asosiy xarakteristikasi bu ularning yashash vaqti τ dir. Energetik sathning yashash vaqti τ va uning energiyasi (E^*) ni ΔE noaniqlik darajasida aniqlanadi. Ya'ni $\tau^* \Delta E \approx \hbar$ ga teng. Uyg'ongan holat energiyasi $E \pm \Delta E$ yoki $\Delta E \approx \frac{\hbar}{\tau}$ aniqlikda topish mumkin.

τ ni qiymati turli uyg'ongan sathlar uchun har xil bo'lib, uning qiymati 10^{-18} s dan to minglab yilgacha bo'lishi mumkin. τ ni yetarli katta qiymatlarida ΔE noaniqlik juda kichkina bo'ladi va bundan sath energiyasining yetarli darajada aniq o'lchash mumkinligi kelib chiqadi.

Masalan, ^{191}Ir -iridiy yadrosining uygʻongan holati $E^*=129\text{ keV}$ va oʻrtacha yashash vaqti $\tau=10^{-10}$ uchun ΔE noaniqlik

$$\Delta E \approx \frac{\hbar}{\tau} = 7 \cdot 10^{-6} \text{ eB}$$

Sath energiyasini fiksatsiyalash aniqligi

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{7 \cdot 10^{-6} \text{ eB}}{1,29 \cdot 10^6 \text{ eB}} = 5,4 \cdot 10^{-12}$$

Koʻrib turibsizki sath energiyasi bir foizning besh milliard ulushiga teng aniqlikda oʻlchash mumkin. Energiyaning oʻta aniq oʻlchashni bu yagona metodidir.

Demak, yadro uygʻongan sathdan asosiy holatga oʻtganda $5 \cdot 10^{-11}$ aniqlikdagi monoxromatik gamma-nur chiqaradi. Aniqlikdagi monoxromatik gamma-nur chiqaradi. Nurning nomonoxromatligi chiziqlarning tabiiy kengligi G bilan xarakterlanadi. Agar gamma nurlanishning uzluksiz spektridan chiziqlarning tabiiy kengligiga teng boʻlgan aniqlikdagi monoxromatik nurlanish chiziqlarini oʻlchash imkoniyati yaratilsa, u holda yadro fizikasida energiyani oʻlchashni eng oliy darajadagi uslubi topildi desa boʻladi. Ana shunday uslubni 1958-yilda Rudolf Myossbauer topdi va eksperimental yadro fizikasida «koʻz koʻrmagan va quloq eshitmagan» aniqlikdagi oʻlchash uslubini berdi.

23.5. R.Myossbauerning ikki eksperimenti

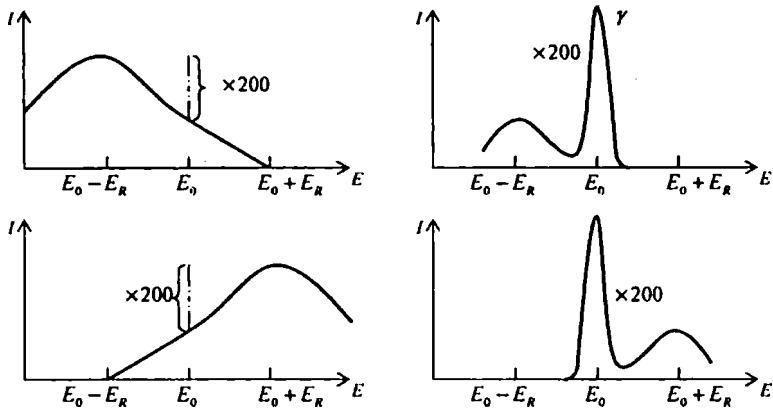
Birinchi eksperiment: qizitishdan koʻra sovutish afzalroq.

Qattiq jismlarda yadroviy gamma rezonansi oʻrganish maqsadida yosh doktorant Rudolf Myossbauer 1955-yilning yoz oyida Geydelbergdagi Maks Plank nomli institutga keladi va u yerdagi past temperaturalarda kristallar tebranishlari spektrlari haqida maʼlumot olish uchun eksperimental metodika yaratishga kirishadi. Bu niyat uning hamkasblari uchun juda gʻalati tuyuladi. Chunki koʻpchilik gamma nurlarni rezonansli yutilishi effektini payqash uchun albatta manba yoki yutkichni qidirish kerak, degan fikrga koʻnikkan edilar. Aftidan oʻsha paytda Myossbauerning oʻzi ham temperaturani pasayishi bilan rezonansli fluoressensiya effekti ham kamayib boradi, modomiki gamma chiziqlarning kengligi kamayishi kerak va binobarin rezonans yutilishi uchun zarur boʻlgan gamma nur energiyasini ulushi ham kam boʻladi.

Oʻrganish obyekti sifatida Myossbauer irridiy izotopi – ^{191}Ir ni oldi. Oʻrganilayotgan oʻtishning energiyasi $\Delta E_{nm}=129\text{ keV}$, yadroning tepki energiyasi uncha katta emas. Taxminan $E_R=0,046\text{ eV}$ ga teng. Xona temperaturasida irridiy yadrosining chiqarish va yutish chiziqlari xiyla darajada bir-birini qoplaydi. Shu sababdan ham rezonansli fluoressensiya effektini payqash mumkin, degan umid bor edi.

Manba va yutkichni suyuq kislorod temperaturasigacha sovutgan Myossbauer juda gʻaroyib hodisaning guvohi boʻldi: gamma kvantlarning rezonansli yutilishi kamayishi oʻrniga, aksincha, koʻpayishi yuz berdi. Oʻzi ochgan bu yangi hodisani tushunishga uringan Myossbauer Iensennning maslahati bilan Lemning kristallarda

sust neytronlarni yutilishi degan maqolasi bilan tanishib chiqdi va o'zi payqagan effektini nazariyasi bundan 20 yil avval ham ma'lum ekanligiga ishonch hosil qildi. L.embning nazariyasidan foydalangan holda Myosbauer o'zi ochgan effektini quyidagicha tushuntiradi: Gamma kvant chiqarayotgan yadro kristall panjarada bog'langan bo'lib, pirovardida tepki yadro olgan impuls barcha kristall tomonidan his qilinadi. Ushbu holda yadrodan kristallga impulsning uzatilishi gamma kvant energiyasining kamayishi hisobiga bo'ladi. Agar kristall panjaradagi yadroning bog'lanish energiyasi tepki energiyasidan kichik bo'lsa, bu holda yadro birorta kinetik energiya qabul qilib, o'zini joyini tashlab ketadi va natijada gamma kvant o'z energiyasini bir qismini yo'qotadi (noelastik jarayon). Gamma kvant energiyasining bir qismini yo'qolishi boshqacha yo'lda ham bo'lishi mumkin. Ya'ni gamma nurning chiqarilishi kristall panjara uyg'onishini uyg'otgan bo'lsa. Agar tepki energiyasi panjaradagi yadroning bog'lanish energiyasidan kichik bo'lsa va shu bilan birga kristall panjaraning tebranishini uyg'otmasa, u holda gamma kvant o'zini energiyasini juda ham oz ulushini yo'qotishi mumkin. Bu yo'qolgan energiya butun kristallga uzatiladi. Agar kristallning chiziqli o'lchami bir mikron tartibida desak, u holda unda taxminan 10^{10} - 10^{11} ta atom bo'lishi mumkin. U holda (23.5) formulani mahrajidagi M massani o'rniga (10^{10} - 10^{11})M marta ko'p massani qo'yishga to'g'ri keladi. Natijada, (23.5) formuladagi E_R juda kichik qiymatga ega bo'ladi. U hatto rezonans sath kengligidan ham kichikroq bo'lib qoladi. Kristall temperaturasi pasayganda, panjara tebranishining uyg'onish ehtimoli ham kamayadi. Shuning uchun kristall tarkibiga kirgan yadrolarning gamma nurlaning spektrida siljimagan chiziq paydo bo'ladi. Qizig'i shundaki, bu chiziq Dopler kengayishiga duchor bo'lmaydi va turli qo'zg'atuvchi faktorlar bo'lmaganda u tabiiy kenglikka ega bo'lib, ya'ni gammaga teng bo'ladi. Xuddi shunday ahvol kristall yadrolari gamma kvantni yutganda ham ro'y beradi. Shunday qilib, manba va yutkichni sovitish natijasida gamma rezonansning yutilishi intensivligini ortishiga sabab gamma nurning bir qismi bu sharoitda tepki yadroga energiyasini bermasdan, chiqish va yutilishni olish mumkin. 23.7-rasmda 88 K temperaturada iridiy-191 izotopi gamma kvant nurlanishi va yutilishi spektri tasvirlangan.

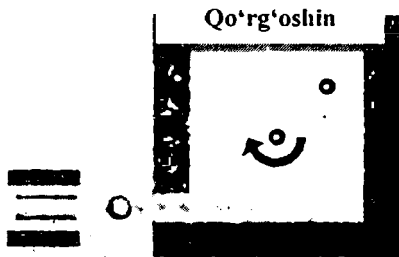


23.7-rasm. 88 K temperaturada $^{191}_{77}\text{Ir}$ -iridiy izotopi uchun gamma kvantlarni chiqarilishi va yutilishi.

23.7-rasmdan ko‘rinadiki, atomlarning issiqlik harakati tufayli maksimum bo‘yalgan va aniq rezonans E_0 nuqtaga nisbatan bir-biriga qarama-qarshi tomonga siljigan va ingichka siljimagan chiziqlar uchun rezonans yutilishning asosiy ulushi to‘g‘ri keladi. Ushbu effektga bag‘ishlangan maqolani Myossbauer 1957-yil nashrga berdi. Lekin bu maqolaga deyarli ko‘pchilik fiziklar ahamiyat bermadilar, ushbu maqola ahamiyatsiz bo‘lib qoldi. Biroq Myossbauerning ikkinchi maqolasi juda katta shov-shuvga sabab bo‘ldi va u aksincha, juda ko‘pchilikda katta qiziq uyg‘otdi.

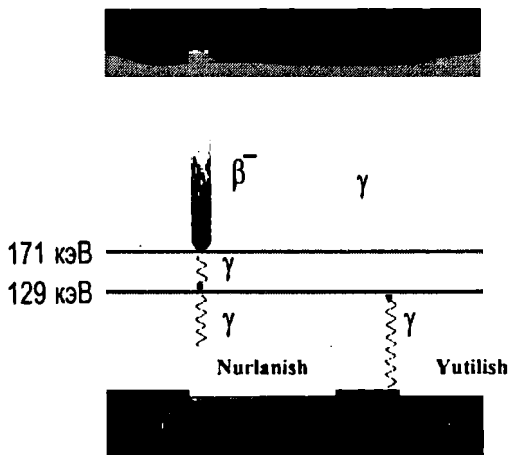
Ikkinchi eksperiment: Gamma kvantlarning tabiiy kengligini o‘lchash.

Myossbauer o‘zining ikkinchi eksperimentida juda oddiy eksperimental qurilmada iridiy izotopi 191 ni 129 keV energiyali o‘tishga to‘g‘ri kelgan gamma kvantlarning tabiiy kengligini o‘lchashga muvaffaq bo‘ldi. 23.8-rasm Myossbauerning eksperimental qurilmasi chizmasi keltirilgan.



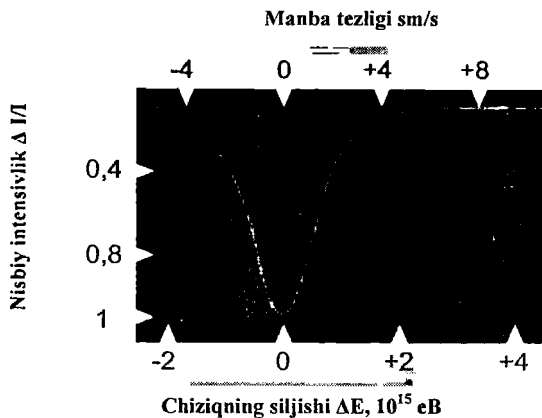
23.8-rasm. Myossbauerning eksperimental qurilmasining chizmasi.

Radiaktiv manba $^{191}_{76}\text{Os}$ –osmiyni β yemirilishi natijasida iridiy $^{191}_{77}\text{Ir}$ izotopi hosil bo‘ladi. Aktivligi 65 mKu bo‘lgan osmiy nuklidi qo‘rg‘oshindan qilingan g‘itof ichiga joylashgan kriostatga o‘rnatilgan. Kriostat esa aylanadigan M stolchaga mahkamlangan. Osmiy 191 nuklidi β zarradan tashqari 129 keV energiyaga ega bo‘lgan gamma kvant ham chiqaradi. Uyg‘ongan holatdagi iridiy 191 izotopi bir necha energiyaga ega bo‘lgan gamma kvantlar chiqaradi. Shular qatoriga 129 keV li chiziq ham kiradi. Stolchani aylantirish orqali gamma kvantlar tashqi doiraga urinma ravishda chastotasi Dopler chastotaga siljiydi. Bu siljishni oson hisoblash mumkin. Manbadan shu yo‘l bilan chiqqan gamma nurlar A-yutkichga tushib, va undan D-detektorga kelib tushadi. Nurlar qo‘rg‘oshindan qilingan silindr kollimatoridan o‘tadi. Detektor vazifasini gamma kvantlarni qayd qilishga moslangan ssintllatsion sanog‘ich xizmat qiladi. Yutkich sifatida iridiy 191 yadrolari olinadi. Shunday qilib, yutkichdagi nurlarish ssintllatsion sanog‘ich bilan qayd qilinadi va o‘lchov apparatida o‘lchanadi. Osmiy 191 ning yemirilish chizmasi 23.9-rasmda keltirilgan.



23.9-rasm. Osmiy 191 ning yemirilish chizmasi.

Manba tezligini uzluksiz o‘zgartirish bilan yutkich nurlanish intensivligini o‘zgartirish mumkin. Unga mos ravishda chastotani Dopler siljishi va nurlanish energiyasi ham o‘zgaradi. Yutkich nurlanish intensivligi maqbaning tezligini o‘zgarishiga bog‘liqligi grafigi 23.10-rasmda tasvirlangan.



23.10-rasm. Yutgich nurlanish intensivligining manba tezligini o'zgarishiga bog'liqlik grafigi.

Rasmdan ko'rinadiki, iridijda gamma kvantning nisbiy yutilish rezonans egriligi manba qo'zg'almas bo'lgandagiga nisbatan kuchli. Shunday qilib, sanog'ich qayd qilgan gamma nurlarning E energiyasi $\frac{v}{c}$ kattalikka bog'liq ravishda o'zgaradi.

Bunda v – manba tezligi. v ning qiymatini o'zgartiradi va uni unga mos o'lchashlar qilish orqali rezonans chiziqni formasini aniqlash mumkin (23.10-rasmda tasvirlangan). Demak, Myossbauer metodikasidan foydalanib, manbani sekundiga bir necha kilometr tezlik bilan aylantirish kerak emas, balki sekundiga bir necha santimetr tezlik berish kifoya qiladi. Rasmdan foydalanib, rezonans egrilikni uchiga to'g'ri kelgan intensivlik va chastota o'zgarishini o'lchash mumkin. Rasmdan ko'ramizki, birlik masshtab sifatida 10^{-5} eV qabul qilingan.

Ayniqsa, ^{57}Fe izotopini 14,4 keV o'tishga to'g'ri kelgan gamma chiziqning kengligi $\Gamma=0,47 \cdot 10^{-8}$ eV, nisbiy birliklarda esa $\Gamma/\Delta E_{nm}=3,4 \cdot 10^{-13}$ ga to'g'ri keladi. Hozirgi paytda spektrni bunday yuqori aniqlikda o'lchaydigan bundan boshqa asbob yo'qdir. Bu metodika yordamida atom soatlari yaratilishi imkoniyati tug'ildi. Myossbauerning bu effekti ma'lum bo'lgandan so'ng, fiziklar orasida shunday bir fikr tug'ildi. Yadroga qandaydir ta'sir orqali rezonans gamma chiziqlarni formasiga bu ta'sir natijasi qanday bo'ladi, degan masala qo'yildi.

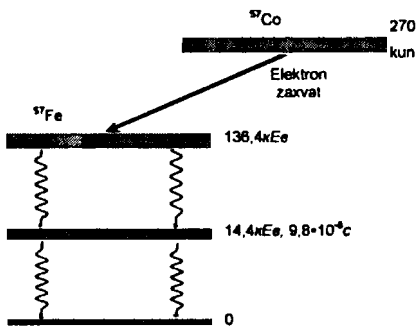
23.6. Temir – 57 izotopida Myossbauer effekti

Myossbauer effekti radioaktiv izotoplar ^{57}Fe va ^{119}Sn larda ayniqsa yaxshi namoyon bo'ladi. Juda kichik tabiiy kenglikka ega bo'lgan quyi energetik sathlarda ham o'tishlarni kuzitilishi yadro fizikasi va qattiq jismlar fizikasidagi ko'p masalalarni yechishga imkon beradi. Bu yadrolarda chiziqning tabiiy kengligi o'tish energiyasiga nisbatan juda kichik ($\Gamma \ll \Delta E$) masalan, ^{119}Sn yadrosi (qalay) uchur

Myossbauer o'tish parametrlari quyidagicha: $\Delta E_{nm} = 23,8 \text{ keV}$, $\Gamma = 0,27 \cdot 10^{-7} \text{ eV}$ (yashash vaqti $\tau = 2,7 \cdot 10^{-8} \text{ c}$) va $\Gamma/\Delta E = 0,27 \cdot 10^{-12}$. Temirning ^{57}Fe izotopi uchun $\Delta E_{nm} = 14,4 \text{ keV}$, $\Gamma = 0,47 \cdot 10^{-8} \text{ eV}$ (yashash vaqti $\tau = 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ c}$) va $\Gamma/\Delta E = 3,4 \cdot 10^{-13}$.

Myossbauer chiziqlarining nurlanishi juda ham yuqori monoxromatik xususiyatga ega bo'lgani uchun spektr tadqiqotlarini juda yuqori ajratish qobiliyati bilan olib borishga imkon beradi. Temirning ^{57}Fe izotopini yana bir ajoyib xususiyati shundaki, Myossbauer effekti hatto xona temperaturasida ham namoyon bo'ladiki, bu o'z navbatida juda ko'p tadqiqotlarni amalga oshirishda qulaylik tug'diradi.

Temirning ^{57}Fe izotopini olish uchun yarim yemirilish davri 280 kunga teng bo'lgan kobalt-57 izotopidan foydalanamiz. Kobalt – 57 yadrolari yemirilib temir ^{57}Fe $\left(\frac{5}{2}\right)$ ni uyg'ongan yadrolariga aylanadi. Temirning bu yadrolarining yarim yemirilish davri $\tau = 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ c}$ ga $\left(\frac{3}{2}\right)$ teng bo'lib, $3 \cdot 10^{18}$ chastotada tebranadi. Shunday qilib, temir 57 $\left(\frac{1}{2}\right)$ ni bitta yadrosi taxminan 10^{12} ta to'lqin chiqaradi.



23.11-rasm. $^{57}\text{Co} \rightarrow ^{57}\text{Fe}$ yemirilish chizmasi.

23.11-rasmda ^{57}Fe izotopining birinchi uyg'ongan energiyasi (14,4 keV) va gamma o'tishlar tasvirlangan.

Kobalt 57 dan hosil bo'lgan ^{57}Fe yadrosining birinchi uyg'ongan sathining energiyasi 14,4 keV va yarim yemirilish davri $9,8 \cdot 10^{-8}$ ga teng. Sath chekli yarim yemirilish davriga ega bo'lganligi uchun nurlanish energiyasi monoxromatik bo'lmaydi. Ya'ni spektr chiziqning tabiiy kengligi mavjud bo'lib, uni

$$\tau \cdot \Gamma = \hbar$$

formuladan hisoblash mumkin.

^{57}Fe ni $\left(\frac{3}{2}\right)^-$ sathi uchun

$$\Gamma\left(\frac{3}{2}\right)^- = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{\hbar \ln 2}{T_{1/2}} = 4,67 \cdot 10^{-9} \text{ eV}.$$

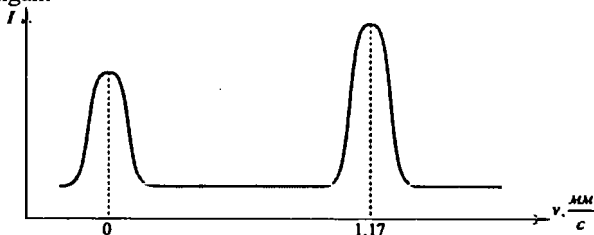
Shuning uchun,

$$\frac{\Delta E}{\Gamma} = 3,2 \cdot 10^{12}$$

^{57}Fe yadrosini 14,4 keV o'tishi uchun tepki energiya $E_T=R=1,9\cdot 10^3$ eV. Ko'pgina qattiq jismlar uchun Debay harorati 200 K, ya'ni $k\theta = 1,7\cdot 10^{-2}$ eV. Shularni e'tiborga olib, rezonansli gamma nurlanish ehtimolini hisoblaymiz:

$$P = e^{-3R/2k\theta} \approx 1$$

ko'rinib turibdiki, R ehtimol juda katta, deyarli 1 ga yaqin. Myossbauer spektrometri 23.8-rasmda tasvirlangan. ^{191}Ir izotopi o'rniga ^{57}Fe izotopi olinadi. Manba va yutkich bir xil yadrolarda, ya'ni ^{57}Fe dan tashkil topgan. Myossbauer temir – 57 bilan qilgan eksperimentda manbani proigrivatelni gramplastinkasiga qo'yadigan aylantiruvchi diskka joylashtirdi. Manba va yutkich tinch turganda, ya'ni rezonans shaklida hosil bo'lgan rezonans egrilik (nurlanishning yutkichdan o'tgan qismi va yutkichni 1,17 mm/s tezlik bilan ko'chirganda hosil bo'lgan rezonans egriligi 23.12-rasmda tasvirlangan.



23.12-rasm. Yutkichdan (yutuvchi modda) o'tgan gamma kvantlarni ossillogrammasi.

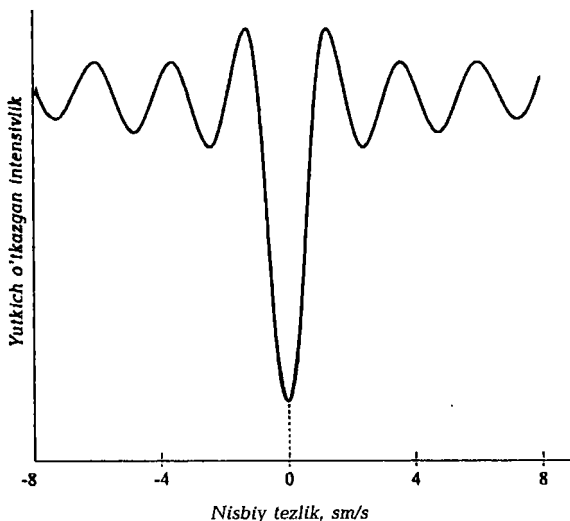
Chap rezonans egrilik manba va yutkich tinch turgan paytda yutkichdan o'tgan gamma nurlarini xarakterlaydi. Bu egrilikning cho'qqisi rezonans shartiga to'g'ri keladi. O'ng rezonans egrilik yutkich manbaga nisbatan 1,17 mm/s tezlik bilan ko'chganda yutkichdan o'tgan gamma nurlarini intensivligini oshishini ko'rsatadi.

^{57}Fe izotopini rezonans chizig'idan ham juda ingichka bo'lgan chiziqlar mavjud. Shunday izomerlar borki, ularning yarim yemirilish davri sekundlar, hatto oylar bilan o'lchanadi. Va ularning chiziqlarining kengligi ^{57}Fe nikidan million marta ingichka bo'lishi mumkin. Bunday chiziq'larga mos bo'lgan rezonanslarni kuzatish mumkinmi? Hozircha yo'q, chunki manba va yutkichlarning nisbiy tezliklari 10^{-6} sm/s va undan ham kamroq bo'lishi mumkin. Hozirgi paytda bunday tezliklarni hosil qilish va nazorat etish deyarli mumkin emas.

23.7. Chiziqning o'ta nozik ajralishi va magnit maydon

Tepkini yo'qotilishi va rezonansni olish natijasida manbani yutkichga nisbatan ozgina harakati ham chastotani surishga (Dopler effektiga binoan) va rezonansni nosozlash (buzish) mumkin. Bu bizga Dopler effektini kuzatish uchun misli ko'rilmagani darajadagi o'ta sezuvchan metod beradi. Avvallari ushbu effektini

kuzatish uchun, to'liqlarni hosil bo'lishi uchun kerak darajadagi nisbatan katta tezliklar kerak bo'lardi. Akustik Dopler effektini payqash uchun juda tez harakatlanayotgan (masalan: poyezd) jism kerak. Optik (elektromagnit) Dopler effektini o'lchash uchun astronomik yoki atom masshtabli katta tezliklar kerak. Yadroviy rezonans yordamida Dopler effekti chastota o'zgarishini o'lchash uchun kulgili darajadagi juda kichik tezliklar kerak bo'ladi. Myossbauer manbani progrevatelni aylanayotgan diskiga o'rnatilganda rezonans yo'qoladi. Manba sifatida ^{57}Fe olinganda rezonansning buzilishi juda ham kichik tezliklarda, ya'ni minutiga bir necha sm tezlik bilan harakat qilganda ham ro'y beradi.



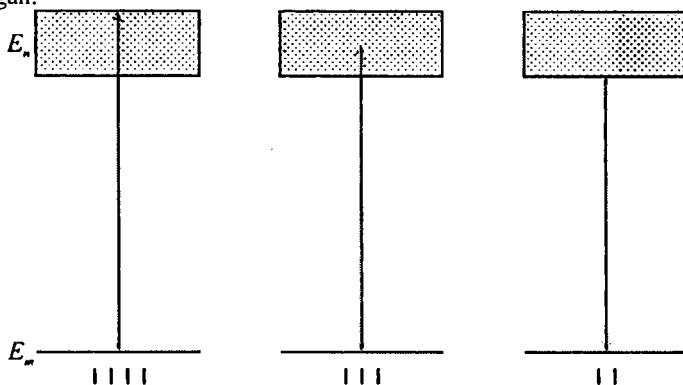
23.13-rasm.

Manbaga nisbatan yutkichni harakat qildirganda yutkichdan o'tgan nurlanish intensivligini yutkich tezligiga bog'liqligi. Manba va yutkich bir-birlariga yaqinlashganda musbat qiymat, aksincha, bir-biridan uzoqlashganda manfiy qiymatlar bilan xarakterlanadi. Egrilikdagi cho'nqirlar yadro magnetizmi bilan bog'liq bo'lgan o'ta nozik ajralishni xarakterlaydi.

^{57}Fe uchun Myossbauer o'tishini parametrlari yuqorida keltirilgan bo'lib, bizga ma'lum bo'lgan rezonans chiziqlardan juda ham ingichka emas. ^{57}Fe yarim yemirilish davri 10^{-7} s bo'lib, hatto uy temperaturasida ham intensivligi yetarli bo'lgan o'tkir rezonans beradi. Shunday izomerlar borki, ularning yemirilishi sekundiga yoki hatto oylarda o'lchanishlari va chiziq kengligi esa million marta torroq bo'lishi mumkin. Bunday rezonanslarni kuzatish uchun manba va yutkichni nisbatan tezliklarini bir sekunddagi harakat tezligini santimetrning yuz milliondan bir ulushini nazorat qila bilish kerak. Bu juda ham nozik masaladir. Yadrov y rezonans hossalarni shinchiklab o'rganish uchun manbaning yutkichga nisbatan tezligini unga yaqinlashtirganda yoki uzoqlashtirganda jiddiy ravishda nazorat qila olishimiz va yutkichga uzatilgan yorug'lik intensivligini o'lchay olishimiz kerak bo'ladi. 23.13-

rasmda $^{57}\text{Fe}^{\bar{m}}$ izotopi uchun manba harakati tezligiga bog'liq bo'lgan yutilgan intensivlikning grafigi tasvirlangan. Grafikdan ko'rinadi, rezonans egriligidagi chuqur minimum bo'lib, u manbaning nolinci tezligiga to'g'ri keladi.

Shuningdek, bu minimumni chap va o'ng tomonlarida uncha chuqur bo'lmagan minimumlar kuzatiladi. Egrilikni bunday qiyofasi haqiqatda rezonans chizig'ini bir nechta bir-biriga yaqin bo'lgan chiziq'larga ajralishini ko'rsatadi. Chiziqning bunday ajralishiga o'ta nozik ajralish deb ataladi. Uning vujudga kelishiga sabab sifatida yadroning magnit hossalari qaraladi. Har bir yadro jaji magnitdir. Temir kristali ichida mavjud bo'lgan kuchli magnit maydonida ^{57}Fe yadrolari yotadi. Kvant nazariyaga binoan bunday yadro magnitlarni tashqi maydonga nisbatan oriyentatsiyasi kvantlangandir. Har bir oriyentatsiya uchun o'ziga hos bo'lgan energiya bo'lib, bu energiyalar bir-biridan sal bo'lsa ham farq qiladi. Shuning uchun yadroning har bir energiya sathi bir qancha sathchalarga ajraladi. Va bu sathchalar magnit maydoni yadroviy magnitlari mumkin bo'lgan har xil oriyentatsiyani xarakterlaydi. Bu jarayonda chiqqan fotonlar ham o'tishni qaysi sathi orasida bo'lishiga qarab energiyalar yoki chastotalari bir-biridan farq qiladi. 23.14-rasmda keng polosaga ega bo'lgan energetik sathning sathlarida asosiy sathga o'tishlar tasvirlangan.



23.14-rasm.

Katta energiyaga ega bo'lgan bo'yalgan energetik sathdan energiyasi kichik bo'lgan asosiy energiya sathiga o'tishlar tasvirlangan. O'tishlar fotonlarni yutilishi va chiqarilishini ko'rsatadi. Fotonlar chastotasi bilan bir-biridan salgina farqlanadi.

Chunki, uyg'ongan holat har xil chastotaga ega bo'lgan energiya polosasini xarakterlaydi. Fotonlarning chiqarilishi va yutilishini eng katta ehtimoli fotonlarning o'rtacha energiyasiga to'g'ri keladi.

Kvantlar spektrida yagona chiziq emas, balki bir nechta chiziq'lar hosil bo'ladi. Bu chiziq'larning intensivligi va ular orasidagi masofa magnit maydon induksiyasiga va yadro spini I va μ magnit momentiga bog'liq. Yadro spinini magnit maydon yo'nalishiga proyeksiyasi $I, I-1, \dots, 0, \dots, -(I-1), -I$ qiymatlar qabul qiladi. Va $2I+1$ ta qiymatga ega bo'ladi. Yadro elektr maydonida bo'lganida ham uning sathlari sathchalarga ajralishi mumkin. Sathni ajralishi uchun elektr maydon nojinsli bo'lishi, ya'ni noldan farqli elektr maydon gradiyenti va yadroviy kvadrupol elektr moment Q

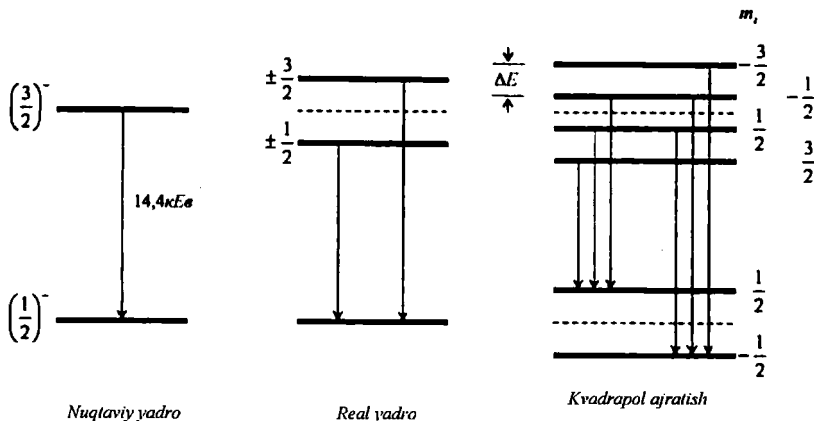
ga ega bo'lishi kerak. Texnika nuqtayi nazaridan magnit maydonda Myossbauer chiziqlarini o'ta nozik ajralishi osonroq. Biroq sun'iy elektr maydonlar ta'sirida yadroda energiya sathlarini kvadropol ajralishi amaliy jihatdan mumkin emas. Chunki buning uchun, maydon gradiyenti $10^{17} - 10^{18} \text{ V/s}^2$ tartibda bo'lishi kerak.

Myossbauer yadrolari majud bo'lgan turli moddalarni ichki maydonlari haqida ma'lumot olingan. Masalan, nodirer birikmalari va qotishmalarida ferromagnit elementlar bo'lsa, u holda manba ichida magnit maydon bir necha erstedga teng bo'lishi mumkin. Masalan, godalniy panjarasida kirishma sifatida kirib qolgan disproziy yadrosi ta'sir etishi uchun 5 K temperaturada $7,3 \cdot 10^6$ erstet magnit maydon kuchlanganligi kerak bo'ladi. Eksperimentlardan ma'lumki, o'ta nozik Myossbauer spektrlarini ajratish moddaning fazoviy holatiga bog'liqdir.

23.8. Uyg'ongan yadrolarning elektr va magnit momentlarini anqlash

Uyg'ongan yadrolarning elektr va magnit momentlarini o'lchash yadroning turli nazariy modellarini taqqoslashda muhim bo'lib, uyg'ongan yadro holatlari haqida muhim ma'lumotlar beradi. Magnit maydonida energetik sathlarning ajralishi (Zeyemanning yadroviy effekti) va Myossbauer spektrida chiziqlarning komponentalarini hosil bo'lishi uyg'ongan yadrolarni magnit momentlarini o'lchashga imkon yaratadi. Myossbauer effekti kashf etilguncha yadroviy spektral chiziqlarini ajralishini kuzatishga mutlaqo imkoniyat bo'lmadi.

Hozirgi zamon magnit induksiyalari hosil qilishdagi katta yutuqlar ham va Dopler effekti tufayli spektr chiziqlar kengayishi uchun magnit maydonlarda chiziqlarning o'ta nozik ajralishini kuzatishga qodir emas. Myossbauer effektidan foydalanish bilan yadroviy spektrlarni o'ta nozik ajralishi uchun kerak bo'lgan maydon 200 000 Gauss tartibida. Bunday maydonlarni elektromagnitlar bilan olish amalda juda qiyin, lekin tekshirilayotgan yadrolarni ferromagnit moddalarga joylab, masalan, bizni qiziqtirayotgan temir, nikel yoki koboltning qotishmalari yaratilsa, moddaning ichki magnit maydoni juda katta qiymatlarga erishadi. Ana shu qotishmalarni magnit ajratish kuzatiladigan darajaga ega bo'ladi. Bunday tajribalar yordamida uyg'ongan holatlarning magnit momentini o'lchash mumkin bo'lib qoladi. Yashash vaqti katta bo'lgan uyg'ongan holatli yadrolar mavjudligi ularning spektr chiziqlarini magnit ajralishiga past kuchlanishlarda ham namoyon bo'ladi. Ularning ichida eng qulayi ^{57}Fe izotopini 14,4 keV ga bo'lgan energetik sathidir. 23.15-rasmda 14,4 sathdan asosiy sathga o'tishdagi ajralgan energetik sathchalar va o'tish chiziqlari tasvirlangan.



23.15-rasm. ^{57}Fe izotopida chiziqlarning o'ta nozik ajralishi.

Kimyoviy masalalarni o'rganishda ^{57}Fe yadrosining sathlari 3 xil vaziyati 23.16-rasmida tasvirlangan: nuqtaviy yadro, real yadro va elektr maydon gradiyenti bo'lgan yadro. Nuqtaviy yadrodan real yadroga o'tishda energetik sathlarning siljishi

$$H_M = \frac{2\pi}{3} Ze^2 \langle r^2 \rangle |\psi(0)|^2 \quad (23.19)$$

elektron maydon gradiyenti bo'lgan hol uchun

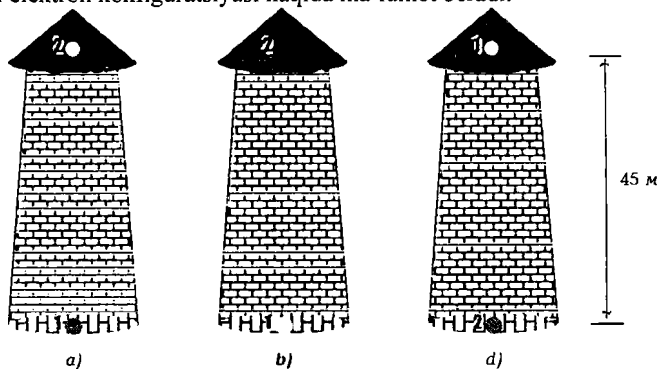
$$H_Q = \frac{1}{4} eV_{zz} Q \frac{3m^2 - I(I+1)}{I(2I-1)} \quad (23.20)$$

formulari bilan aniqlanadi. Bunda N_{M^-} o'zaro ta'sir yadro sathining energiyasini siljitadi., $\langle r^2 \rangle$ - o'rtacha kvadratik radius, $|\psi(0)|^2$ elektronnin yadro atrofida qayd qilinish ehtimoli. Shunday qilib, siljish $\langle r^2 \rangle$ va ehtimol zichligiga proporsional. H_Q kvadrupol o'zaro ta'sir bo'lib, $I \geq 1$ spinli yadro sathlarini ajratadi. Spektir siljishi yadroni elektr kvadrupol momenti Q ga proporsional. Zeyeman effektida $E = E_0 - g\mu_B MB$, (23.19) va (23.20) formulalar kimyoviy molekular spektrini o'rganishdagi asosiy formulalardir.

^{57}Fe manbayi uchun nuqtaviy yadro chekli o'lchamga ega. Chekli o'lchamga ega bo'lgan real yadro tashqi elektr maydonisiz va maydonda bo'lgan hollar 23.15-rasmida tasvirlangan. Elektr maydonining gradiyenti $\frac{3^-}{2} \rightarrow \frac{1^-}{2}$ chiziqlarning kvadrat dubletga parchalaydi. Bu kvadrupol dubletni eksperimentda kuzatish mumkin. Ikkita kvadrupol parchalanish chiziqlari orasidagi energetik farq

$$\Delta E_Q = \frac{1}{2} eV_{zz} Q \quad (23.21)$$

buunda, Q – ^{57}Fe yadrosining uygʻongan holatlarining biri kvadrupol momenti. Myossbauer effektida bu moment $Q\left(\frac{3}{2}\right) = 0,28 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \Delta E_0$ dan V_{zz} maydonning gradientini topish mumkin. Bu esa oʻz navbatida tashqi maydon strukturasi va V_{zz} hosil qilgan elektron konfiguratsiyasi haqida maʼlumot beradi.



23.16-rasm. Gravitatsion maydonda gamma kvantni qizil siljishi. R.V.Paund va G.A.Rebke tajribasi.

Oʻzining estetik koʻrkamligi, matematik nafisligi va umumiy falsafiy jihatdan jozibadorligi sababli umumiy nisbiylik nazariyasiga hozirgi zamon fiziklari ishonadilar. Kosmologiyaga tegishli masalalarni, koinot kriviznasi, uning oʻlchamlari, ibtidosi evolutsiyasi va oxiri haqidagi mulohazalarda, bahslarda umumiy nisbiylik nazariyasiga tayanadilar. Myossbauer effekti kashf etilgandan soʻng u turli sohalarida keng qoʻllanila boshadi. Ayniqsa, atom va yadro fizikasida yadro ichida vujudga keladigan gamma-chiziqlarning eng nozik detallarini oʻlchash imkoniyatiga ega boʻldilar. Bu esa oʻz navbatida nurlanishning yadroviy spektroskopiyasini rivojlanishiga turtki boʻldi.

Umumiy nisbiylik nazariyasini toʻgʻriligini tekshirishda ham Myossbauer effektidan foydalanish kerak degan takliflar paydo boʻldi. Masalan, Yerning gravitatsion maydonida nurlanish kvantlarini «qizil siljishini» Myossbauer effekti yordamida tekshirish mumkin. Eksperimentning gʻoyasi juda oddiy. Yerdan ancha yuqori oʻrnatilgan ^{57}Fe izotopi boʻlgan manbadan vertikal ravishda pastga fotonlar yoʻnaltiriladi. Yerning gravitatsion taʼsirida fotonlar koʻshimcha energiyaga va demak, chastotasini oshirish imkoniyatiga ega boʻladilar. Bu haqiqatan ham shundaymi? Bu savolga R.V.Paund va G.A.Rebka eksperimenti javob berdi.

Eynshteynning mashhur tenglamasi

$$E=mc^2$$

ga binoan nurlanishning har bir kvanti $m=E/c^2$ massaga ega boʻlishi kerak. Agar, bu haqiqatan ham shunday boʻlsa, u holda, foton tosh kabi tushayotganda yerning gravitatsion maydonida oʻzining potensial energiyasini

$$E=mgh$$

formulaga muvofiq kamaytirishi kerak. h – tushish balandligi. Aksincha, nurlanish kvantini pastdan yuqoriga vertikal yo‘naltirsak, foton xuddi snaryad kabi o‘zini potentsial energiyasini oshirishi kerak. Otilganda bu oshish snaryadning kinetik energiyasi hisobiga bo‘lishi mumkin. Chunki, balandlikni ortishi bilan uning tezligi kamayadi. Yorug‘lik kvanti fotonning «Ichki rezervi» yo‘q, chunki fotonning tezligi doimó s ga teng. Demak, fotonning energiyasi faqat v chastotani kamayishi hisobiga bo‘lishi mumkin va energiya

$$E=hv$$

kabi o‘zgaradi. Bu degani fotonning to‘lqin uzunligi ($\lambda = \frac{c}{\nu}$) ortadi. Va spektrning qizil siljishi ro‘y beradi. Nisbiy birliklarda yorug‘lik kvanti energiyasi o‘zgarishini

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{mgh}{mc^2}$$

formula bilan ifodalash mumkin. Bu formulani suratida turgan massa «og‘ir» massa bo‘lib, u jismlarning bir-biriga tortilishi hossasini ifodalaydi. Maxrajda turgan massa esa «inert» massa bo‘lib, u jismini harakatida uning holatini harakatiga bo‘lgan qarshiligini karakterlaydi. Eynshteynning nisbiylik nazariyasi bu massalarni ekvivalent deb hisoblaydi. Massalar ekvivalent bo‘lganligi uchun yuqoridagi formuladan

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{gh}{c^2}$$

tenlikni hosil qilamiz. Massalarning tengligini isbot qilish uchun nazariy $h \frac{\Delta E}{E}$ ni topilgan qiymati o‘lchashda olingan qiymatga mos tushishi kerak va bu maksimal aniqlikda tasdiqlanishi lozim. Nazariy hisobdan

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{9,81 \cdot 1m \cdot c^2}{c^2 \cdot 9 \cdot 10^{16} M^2} = 1,1 \cdot 10^{-16}$$

Bundan chiqadiki, ko‘tarilishning har bir metri uchun

$$\frac{\Delta E}{E} = 0,000\,000\,000\,000\,000\,11.$$

Oddiy vositalar yordamida bunday aniqlikni olishning hech qanday imkoniyati yo‘q.

1960-yilda Amerika fiziklari Paund va Rebke 45 metrli minoraning ostiga nurlanish manbayi ^{57}Fe ni aylanuvchi stolchaga o‘rnatdilar. Yutkich moddani minoraning tepasiga o‘rnatdilar. Manbaning tezligini tanlash orqali chiziqning ko‘chishi kompensatsiyalanadi. Tajribaning natijasi ajoyib edi. Eksperiment natijasi nazariya bergan qiymat bilan mos tushadi. To‘la balandlik uchun farq $5 \cdot 10^{-15}$ bo‘lib, $\mp 10\%$ aniqlikda olingan.

Baland minoraning poliga uyg‘ongan yadro (^{57}Fe), uning uyg‘ongan holatdagi energiyasi $E_0 + \Delta E$, massasi $m_0 + \Delta m = m_0 + \frac{\Delta E}{c^2}$. Uyg‘onmagan yadro $h=45$ metr balandlikdagi minorani tepasiga qo‘yilgan. Uning energiyasi $E_0 = m_0 c^2$. τ vaqt o‘tgandan so‘ng pastdagi yadro gamma kvant chiqaradi. Va asosiy holatga o‘tadi.

Agar bu chiqarilgan fotonni yuqoridagi yadro yutib olsa, u holda bu yadro uygʻongan holatga oʻtadi va uning energiyasi $E_0 + E_\gamma = E_0 + \Delta E$, massasi $m_0 + \frac{\Delta E}{c^2} = m_0 + \Delta m$ (23.11-rasm b). Natijada bir va ikki yadrolar oʻz oʻrinlarini almashtiradilar: yaʼni uygʻongan yadro yuqorida, uygʻonmagan yadro esa pastda. Avvalgi holatni tiklaylik, birinchi yadroni minora tepasiga, ikkinchi yadroni esa pastga qoʻyamiz (23.11-v rasm). Buning uchun birinchi holda m_0gh bajarilishi, ikkinchi holda sistema ($m_0 + \Delta m$)gh energiya berishi kerak. Yadrolar mutlaqo aynan boʻlgani uchun ular ustida bajarilgan turli amallar hech qanday oʻzgarishga olib kelmasligi kerak. Lekin shunga qaramay, energiyadan olingan foyda

$$(m_0 + \Delta m)gh - m_0gh = \Delta mgh$$

bu protsedurani qaytarib, hech narsadan uzluksiz energiya olish mumkin. Savol tugʻiladi? Abadiy dvigatel yasadikmi? Albatta yoʻq. Bizning mulohazalarimizdagi asosiy xato quyidagilardan iborat. Gamma kvant E_γ energiyaga ega. Shuning uchun u

$\Delta m = \frac{E_\gamma}{c^2}$ massaga ega. Pastdan yuqoriga harakat qilayotgan foton Yerning

gravitatsion maydoni harakatiga teskari harakat) $\Delta mgh = \frac{E_\gamma}{c^2} gh$ energiyani

yoʻqotishi kerak. Bu esa biz olgan foydali energiyaga tengdir. Saqlanish qonuni oʻrinli boʻlsa, gravitatsion maydon yoʻnalishiga qarshi h balandlikka uchgan foton

$\Delta E_\gamma = \frac{E_\gamma}{c^2} gh$ energiya yoʻqotishi kerak va aksincha, Yer tomon yoʻnalgan foton esa

$\Delta E = \frac{E_\gamma}{c^2} gh$ energiyaga ega boʻlishi kerak (binafsha siljish). Shunday qilib, yer

sharoitida fotonning «qizil siljish»i oʻlchanib, umumiy nisbiylik nazariyasini ekvivalentlik prinsipi toʻla tasdiqlandi. Bunday eksperimentlarga tasanno aytish ham kamlik qiladi va qoyil qolasan.

SAVOLLAR

1. Kogerent va nokogerent sochilish deb nimaga aytiladi?
2. Rezonansli va kombinatsion sochilish deb nimaga aytiladi?
3. Rezonans yutilish va rezonansli flouressensiyani tushuntiring.
4. Rezonansli flouressensiyani kim kashf etgan va qaysi atomlarda kuzatilgan?
5. Yadroviy rezonansli flouressensiya boʻlishi mumkinmi?
6. Izomerlar va ularning yashash vaqti haqida nima bilasiz?
7. Energiyani oʻlchashda noaniqlik munosabati qanday?
8. ^{191}Ir yadrosi uchun $\frac{\Delta E}{E}$ munosabat nimaga teng va u nimani anglatadi?
9. Atomda rezonansli yutilish boʻlishi uchun qanday shartlar bajarilishi kerak?
10. Tepki atom, tepki yadro deganda nimani tushunasiz va formulalarini yoza olasizmi?

11. Yadroning tepki energiyasi R bilan sath kengligi r orasidagi bog'lanish qanday?
12. Iridiy yadrosi uchun chiziqning tabiiy kengligi nimaga teng?
13. Yadroda rezonans yutilish bo'lishi uchun qanday shartlar bajarilishi kerak?
14. Nurlanish va yutilish spektrlarini joylanishini tasvirini chizing va tushuntiring.
15. Myossbauer tajribasining qurilmasini tushuntiring.
16. Myossbauer effektida manbaning aylanish tezligi nimaga teng va u nimani anglatadi?
17. Osmiyning yemirilish sxemasini chizing va tushuntiring.
18. Manbaning tezligi qanday bo'lganda Myossbauer effekti eng katta bo'ladi.
19. Chiziqning siljishi bilan nurlanish intensivligi orasidagi bog'lanish grafigini tushuntiring.
20. Kimyoda energiya qanday birlikda o'lchanadi va uni eV larda hisoblang.
21. Temir – 57 uchun Myossbauer effektini tushuntiring.
22. Dopler siljishini inobatga olgan ΔE formulasini yozing.
23. «Qizil siljish» effektini tushuntiring.
24. «Qizil siljish» tajribasi kim tomonidan bajarilgan?
25. «Qizil siljish» effektida og'irlik massa va inert massa qanday rol o'ynaydi.
26. 1 m balandlik uchun $\frac{\Delta E}{E}$ munosabat nimaga teng?
27. Paund va Rebke tajribasini tushuntiring.
28. Myossbauer effektini boshqa sohalarida qo'llanishi haqida qanday ma'lumotga egasiz?
29. Sizing bu bob haqidagi mulohazalaringiz?

MASALALAR

- 23.1. Paund va Rebke fotonning «qizil siljishi»ni o'lchashda 45 metrli minoradan foydalanishdi. 45 metrli balandlik uchun fotonning $\frac{\Delta E}{E}$ ni hisoblang.
- 23.2. Gamma kvant energiyasining o'zgarishi birinchi marta Garvard universitetining 23 metrli minorasida Myossbauer effektidan foydalanib bajarildi. $\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma}$ ni hisoblang.
- 23.3. «Qizil siljish» uchun energiyaning saqlanish qonunini yozing. «Qizil siljish» va «Binafsha siljish» qanday tushuntiriladi?
- 23.4. Iridiy-191 yadrosining uyg'ongan holatdagi energiyasi $E^*=129$ keV, yashash vaqti $\tau=10^{-10}$ s. ΔE noaniqlik va $\frac{\Delta E}{E}$ nisbatni toping.
- 23.5. Temir-57 yadrosi uchun $E^*=14.4$ keV, chiziq kengligi $\Delta E=4,6 \cdot 10^{-9}$ eV. τ ni toping.
- 23.6. Iridiy-191 atomi uchun tepki energiyani toping.

23.7. Agar kristaldagi yadrolar soni $N=10^8$ ta bo'lsa, T_{kr} tepki energiyani hisoblang.

23.8. Kristalning tepki energiyasi $T_{kr}=10^{-8}T_{ya}$ bo'lsa, u holda iridiy chizig'ining tabiiy chizig'idan necha marta kichik.

23.9. ^{67}Zn uchun $\frac{\Gamma}{E}=5,2 \cdot 10^{-6}$ bo'lsa, o'rtacha yashash vaqtini hisoblang.

23.10. Temir-57 yadrosining birinchi uyg'ongan holatini yarim yemirilish davri $9,8 \cdot 10^{-8}$ s. Sathning kengligini toping.

23.11. Temir-57 yadrosi uchun o'tish energiyasi 14,4 keV bo'lsa, tepki energiya R ni hisoblang.

23.12. Yadroviy rezonans sochilish uchun gamma kvantning nurlanish ehtimolini toping. Debay temperaturasi 200 K.

23.13. Gamma nurlanish energiyasi Dopler siljishini hisobga olgan holda qanday formula bilan topiladi?

23.14. Myosbauerning qurilmasida manba 3 m/s tezlik bilan aylantirildi. Nurlanish energiyasi 14,4 keV bo'lsa, u holda Dopler siljishini toping.

23.15. Qalay-119 uchun $\tau=2,7 \cdot 10^{-8}$ s. Energik sathning kengligi va chiziqning tabiiy kengligini toping.

23.16. Temir-57 uchun $\Gamma=0,46 \cdot 10^{-8}$ eV. $\Delta\omega_{tab}$ va τ ni toping.

23.17. Optik kvantning to'lqin uzunligi $5 \cdot 10^{-7}$ bo'lsa, uning energiyasini toping.

23.18. $kT=0,03$ eV, $m_0c^2=9 \cdot 10^{10}$ eV, $\omega_0=3 \cdot 10^{15}$ Gts bo'lsa, chiziqning Dopler kengayishini hisoblang.

23.19. $^{81}Se^m$ izomer yadroning uyg'onish energiyasi 103 keV bo'lib, asosiy holatga o'tganda gamma kvant yoki K qobiqdan konversion elektron chiqaradi (K - qobiqning bog'lanish energiyasi 12,7 keV). Ikkala hol uchun yadro tepki tezligini toping.

23.20. Iridiy-191 yadrosini uyg'onish energiyasi 129 keV. Iridiy asosiy holatga o'tganda gamma kvant chiqaradi. Energiyani nisbiy o'zgarishini hisoblang.

23.21. Manba va yutuvchi moddalar qanday tezliklar bilan yaqinlashganda Iridiy atomida gamma kvantlarning maksimal yutilishi ro'y beradi?

XXIV bob. Mavzu: MOLEKULA STRUKTURASI VA SPEKTRI

Reja:

- 24.1. Orbitalar metodi.
- 24.2. Molekula strukturasi va valentli bog'lanish metodi.
- 24.3. Ikki atomli molekula energiyasi, termi, multipletligi va valentlik.
- 24.4. Gibridlanish (chatishish).
- 24.5. Atomlar orasidagi karrali bog'lanish. σ - va π - elektronlar.
- 24.6. Molekulani energetik holati.
- 24.7. Ikki atomli molekulada rotatsion va vibratsion energiyalar.
- 24.8. Rotatsion (aylanma) spektr.
- 24.9. Vibratsion (tebranma) spektr.
- 24.10. Molekula spektri. Rotatsion-vibratsion spektrlar.
- 24.11. Elektron, rotatsion va vibratsion spektrlarni taqqoslash.

ADABIYOTLAR

1. А.А.Соколов, Ю.М.Лоскутов, И.М.Тернов. Квантовая механика. –М.: 1962.
2. А.Н.Матвеев. Атомная физика. –М.: 1989.
3. Е.А.Нерсесов. Основные законы атомной и ядерной физики. –М.: 1988.
4. И.Е.Иродов. Задачи по квантовой физике. –М.: 1991.
5. Д.Блохинцев. Квантовая механика. –М.: 1963.

Mavzuning qo'yilishi. Molekula atomga nisbatan ancha murakkab bo'lib, uning tuzilishi va strukturasi tushuntirishda kvant nazariya juda muhim rol o'ynaydi. Molekulaning tuzilishi, strukturasi, energetik spektrlari, elektromagnit hossalari, atomda ko'rilgan shu masalalardan farq qiladi. Shu munosabat bilan juda qisqa holda bo'lsa ham molekula strukturasi va spektriga tegishli masalalarni bu bobga kiritishni lozim deb topdik. Molekula strukturasi valentlik masalasi, getero va gomeopolar bog'lanishlarini kelib chiqishini va ularni kvant nazariyasining matematikani qo'llamasdan tushuntirishga harakat qilamiz. Shuningdek, atomlarning gibridlanishi, atomlarning karrali bog'lanishi kabi masalalarga ham e'tibor beramiz. Rotatsion, vibratsion, elektron spektr va ularni taqqoslash kabi masalalarni ham ko'rib o'tamiz. Molekulalarning kvant fizikasini bilish nafaqat nazariy jihatdan, balki amaliy jihatdan ham katta ahamiyatga ega. Molekulani o'rganish qat'iq jismlarning mikroskopik tuzilishini o'rganishga ham katta zamin tayyorlaydi. Molekula strukturasi o'rganish ammiakli mazerlarning yaratilishida va sozlanadigan lazer qurilmalari qurilishida ham muhim ahamiyatga ega.

Mavzu qahramonlari

Kossel – geteropolar kimyoviy birikmalaroni kvant nazariyasini bergan.

Gayler va London – nemis fiziklari – 1927-yilda gomeopolar molekula strukturasi o'rganishda kvant nazariyasini qo'llashgan. Vodorod molekulasi kovalent bog'lanishini kvant nuqtayi nazaridan tushuntirib berishgan.

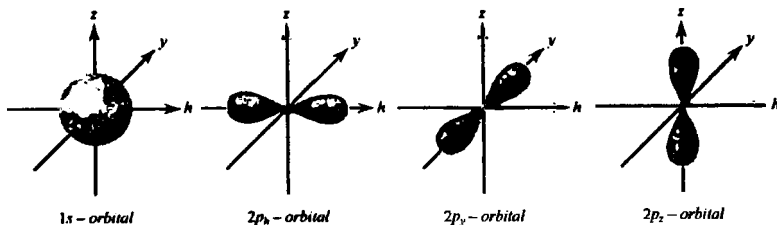
Gerxard Gertsberg – (1904-y.) – Germaniyada Gamburg shahrida tug'ilgan. Darmshtat texnologiya intstitutini tamomlagan. Soskachevan universitetida va Erk observatoriyasida (Chikagoda) ishlagan. U atom va molekula spektroskopiyasi tadqiqotlari ustida, planetalar atmosferasi, kometa va yulduzlararo fazodagi molekulalarni identifikatsiya qilishda faol ishlagan. Molekulalar geometriyasi va elektron strukturasi ustida qilgan fundamental ishlari uchun 1971-yilda kimyo fani bo'yicha Nobel mukofotiga sazovor bo'lgan.

24.1. Orbitallar metodi

Birinchi qaraganda molekula fizikasi atom fizikasida uncha farq qilmaydi, lekin bunda bir qiyin muammo mavjud. U ham bo'lsa, hatto 3 ta atomdan tashkil topgan molekula masalasi uchun yozilgan Shryodinger tenglamasini analitik usul bilan yechib bo'lmastir. Atom fizikasidan yaxshi ma'lumki, nazariy jihatdan qaraganda vodorod atomi eng oddiy sistema sifatida qaraladi va uning natijalari boshqa murakkab atomlarni tavsiflashda muhim rol o'ynaydi. Molekula fizikasida xuddi shunday vazifasini vodorod molekulasi ioni H_2^+ va uning uchun Shryodinger masalasini yozish va yechish juda muhimdir. H_2^+ ion ikkita proton va bitta elektrondan tuzilgan sistema. H_2^+ ion molekula ioni uchun hech bo'lmaganda Shryodinger tenglamasini taxminan bo'lsa ham tuzib, so'ng uning yechimini topish kerak bo'ladi. Buning uchun odatda Born-Oppengeymerni taxminiy metodidan foydalaniladi. Born-Oppengeymerni taxminiy metodida vodorod molekulasi ioni uchun Shryodinger tenglamasini aniq yechimini topish mumkin. Shryodinger tenglamasini aniq yechimini bilish katta ahamiyatga ega, chunki uni eksperiment natijalari bilan taqqoslash orqali kvant mexanikani molekulalar sistemasiga qanchalik qo'llanilishi mumkinligini bilishga imkon yaratiladi. Aniq yechim Born-Oppengeymerning taxminiy metodini qanchalik o'rinni ekanligini va o'rinni bo'lsa uning doirasida murakkab molekulalar nazariyasini yaratish mumkin bo'ladi. Biz bu yerda Shryodinger tenglamasini molekula uchun ko'rinishini va yechimini keltirmasdan shuni aytishimiz mumkinki, elliptik koordinatalarda Shryodinger tenglamasining aniq yechimi molekulaga o'xshagan sistemalar uchun kvant mexanikani qo'llash to'la o'rinni ekanligi, shu bilan birga xususan, Born-Oppengeymerning taxminiy metodi ham o'rinni ekanligini ko'rsatadi. Kimyogarlar molekulani o'rganish uchun odatda boshqa taxminiy metoddan foydalanishadi. Bu metod orbitallar metodi bo'lib, bunda molekulaning to'liq funksiyasini uni tashkil qilgan atomlarning to'liq funksiyalarining yig'indisi yoki ayirmasi ko'rinishida olishadi. Elektronning bo'lishi ehtimoli 90 % bo'lgan atom qobig'ining sohasi muayyan bir energetik sath bilan xarakterlanadi. Kimyo fanida n, l, m_l kvant sonlariga bog'liq bo'lgan to'liq funksiyani orbital deb atashadi. Pauli prinsipiga binoan har bir orbitalda spin proyeksiyalari $m_s = +1/2$ va $m_s = -1/2$ bo'lgan ikkita atom joylashishi mumkin.

1, 2, 3 va 4 bo'lgan sathlarga s orbitaldan tashqari mos ravishda uchta $r-$, beshta $d-$, va yettita $f-$ orbitallar tegishli bo'lishi mumkin.

24.1-rasmda $1s-, 2p_x-, 2p_y-$ va $2p_z-$ orbitallar tasvirlangan. s orbitalga nisbatan $r-, d-,$ va $f-$ tipidagi orbitallar murakkab formaga ega.



24.1.-rasm. Molekula orbitalari.

Molekula to‘lqin funksiyasini atomlar orbitalarining yig‘indisi yoki ayirmasi ko‘rinishida tavsiflash metodiga atomlar orbitalarini **chiziqli kombinatsiya metodi** yoki sodda ravishda **orbitalar metodi** deb ataladi. Ushbu metodda haqiqiy molekular orbitalar o‘rniga o‘rinli bo‘lgan atom orbitalarining chiziqli kombinatsiyasi olinadi.

H_2^+ ionning funksiyasi a va b nuqtalarda joylashgan vodorod atomlarining asosiy holatini xarakterlovchi to‘lqin funksiyalari, ya‘ni atom orbitalari yordamida tuziladi. ψ_a, ψ_b orbitalarni bir soniga normallab, ulardan orbitalar metodiga binoan tuzilgan molekulaning to‘lqin funksiyasini quyidagicha yozish mumkin.

$$\psi_c = A_c(\psi_a + \psi_b) \quad (24.1)$$

$$\psi_{ac} = A_{ac}(\psi_a - \psi_b) \quad (24.2)$$

bu yerda, ψ_c va ψ_{ac} – simmetrik va antisimmetrik to‘lqin funksiyalar. A_s va A_{as} – normallangan doimiylar. ψ_c va ψ_{ac} funksiyalar ham 1 ga normallangan bo‘lishi kerak. U holda,

$$\begin{aligned} \int A_c^2 |\psi_a + \psi_b|^2 dV &= A_c^2 \left(\int |\psi_a|^2 dV + \int |\psi_b|^2 dV + 2 \int \psi_a \psi_b dV \right) = \\ &= 2A_c^2 (1 + \int \psi_a \psi_b dV) \end{aligned} \quad (24.3)$$

agar

$$s = \int \psi_a \psi_b dV \quad (24.4)$$

belgilash kiritsak u holda (24.3) formuladan

$$A_c = \frac{1}{2(1+c)} \quad (24.5)$$

$$A_{ac} = \frac{1}{2(1-c)} \quad (24.6)$$

munosabatni topamiz.

(24.4) ifodadagi c – integralga **qoplash integrali** deyiladi.

Bu kattalik ψ_c va ψ_b to‘lqin funksiyalarni bir-biriga qanchaga qoplash miqdorini o‘lchovini ifodalaydi. Qoplash integrali

$$c = \left(1 + \frac{R}{r_0} + \frac{R^2}{3r_0^2} \right) e^{-\frac{R}{r_0}} \quad (24.7)$$

formula yordamida. Bunda R ionlar orasidagi masofa, r_0 – vodorod atomi uchun Bor radius. c –ni qiymati 0 ($R=\infty$ da) dan to 1 gacha ($R=0$) da o'zgaradi.

H_2^+ ionida muvozanat holati uchun $R=2r_0$ va $s=0,6$ ga mos keladi. Simmetrik va antisimmetrik holatlar uchun elektron energiyasi

$$E_c = \int \psi_c^* \hat{H} \psi_c dV \quad (24.8)$$

$$E_{ac} = \int \psi_{ac}^* \hat{H} \psi_{ac} dV \quad (24.9)$$

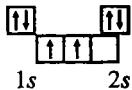
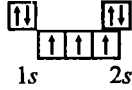
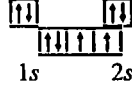
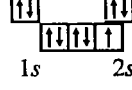
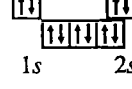
formulalar topiladi. (24.8) va (24.9) formulalardagi N operator

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_a} + \frac{1}{r_b} \right) \quad (24.10)$$

ko'rinishga ega va uni elektron uchun gamilton operatori deyiladi.

Orbitalarni elektronlar bilan band etilishi elektron konfiguratsiyasi deb ataladi. Orbitalarda elektronlar ikkita qoidaga asosan, ya'ni energiya minimumi prinsipi va Pauli prinsipiga binoan joylanadi.

Belgi	Orbitalarning band etilishi	Elektron konfiguratsiyalar	Asosiy term	Ionlashish energiyasi, eV
H	1s	$1s^1$	$^2S_{1/2}$	13,6
He	1s	$1s^2$	1S_0	24,6
Li	1s 2s 2p	$1s^2 2s^1$	$^2S_{1/2}$	5,4
Be	1s 2s 2p	$1s^2 2s^2$	1S_0	9,3
B	1s 2s 2p	$1s^2 2s^2 2p^1$	$^2P_{1/2}$	8,3

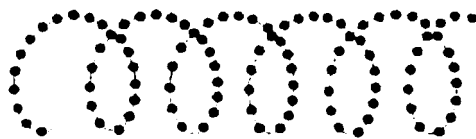
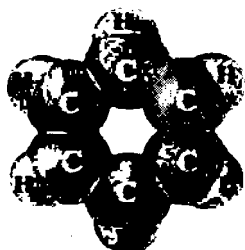
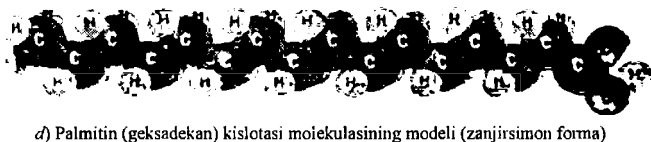
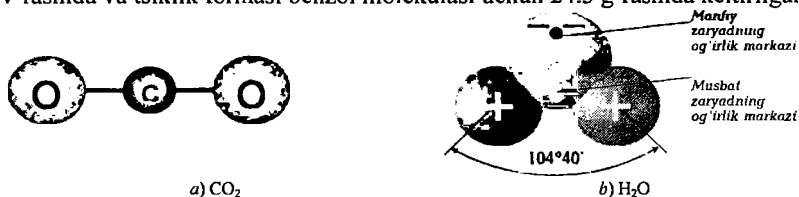
	$1s$ $2s$ $2p$			
C		$1s^2 2s^2 2p^2$	3P_0	11,3
N		$1s^2 2s^2 2p^3$	$^4S_{3/2}$	14,53
O		$1s^2 2s^2 2p^4$	3P_2	13,6
F		$1s^2 2s^2 2p^5$	$^2P_{3/2}$	11,4
Ne		$1s^2 2s^2 2p^6$	1S_0	21,6

24.2-rasmda asosiy holatda bo'lgan atomlar uchun elektron konfiguratsiyalar keltirilgan.

24.2. Molekula strukturasi va valent bog'lanish metodi

Ikki va undan ortiq bir xil yoki har xil atomlarni turli-tuman ichki bog'lanishlaridan qaror topgan sistema **molekula** deyiladi. Sistemada atomlarning fazoviy joylanishi va ular orasidagi bog'lanishlar molekulaning strukturasi belgilaydi. Atomlarning soni va ular hosil qilgan bog'lanishlar turiga qarab molekular turli formaga ega bo'ladi. Molekularning formasi 24.3-rasmda keltirilgan. SO_2 molekulasida atomlar bir chiziqda (24.3 a-rasm), N_2O suv

molekulasida atomlar uchburchakning uchlarida (24.3 b-rasm) joylashgan. Molekulaning zanjir ko'rinishidagi formasi palmitin (geksadekan) uchun 24.3 v-rasmda va tsiklik formasi benzol molekulasida uchun 24.3 g-rasmda keltirilgan.

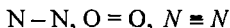


24.3-rasm. Molekulaning turli formalari.

24.3-rasmdagi ko'rsatilgan molekula formalaridan boshqa juda turli xil ko'rinishdagi formalar mavjud va ular bilan kimyo fani shug'ullanadi. Rasmda keltirilgan formalariga diqqat qilib qarasa, molekularning strukturasi ularda joylashgan atomlarning kimyoviy valentligini yo'nalishiga bog'liq. Atomda valentli elektronlar hosil qilgan elektron buluti zichligi bir tekis taqsimlanmaganligi tufayli

valentli yoʻnalish vujudga keladi. Atomning tashqi orbitalida joylashgan ana shu valentli elektronlar elementlarining kimyoviy va fizikaviy hossalarni belgilaydi.

Elektron buluti zichligi eng koʻp taqsimlangan tomon atomning valentlik yoʻnalishini taqsimlaydi. Albatta, valentli elektron boʻlmogʻi haqida gapirish uchun atomda hech boʻlmaganda ikkita valentli elektron boʻlmogʻi lozim. Ana shunda valentli yoʻnalishlar orasidagi burchakni aniqlash mumkin boʻlib qoladi. Valentli bogʻlanish metodini molekulyar va atom orbitallar metodi bilan birga qoʻshib tatbiq etish natijasida molekular strukturasi haqida koʻrgazmaga talqin berish mumkin boʻladi. Molekulalarda atom koʻpincha kovalent bogʻlanadi. Kovalent bogʻlanishni taʼminlovchi elektronlarning har bir juftini mos ravishda atomlar orasida oʻtkazilgan chiziqlar bilan tasvirlash mumkin. Masalan, N_2 , O_2 , N_2 molekular atomlarini tashqi qobiqlarini tahlil qilsak, ularda kovalent bogʻlanish hosil qilishda bir, ikki va uch juft elektronlar ishtirok etadi. Bu molekular strukturasi



koʻrinishga ega.

Hund qoidasiga binoan, elektron qobigʻida bir xil spin yoʻnalishiga ega boʻlgan elektronlarni joylanishi ehtimoli katta. Bundan berkilmagan qobiqda albatta juftlanmagan elektronlarning boʻlishi va ularni kovalent bogʻlanishlarida ishtirok etishi mumkinligi kelib chiqadi. Shu sababdan ham ularni **valentli elektronlar** deb atashadi.

Atomning tashqi qobigʻidagi elektronlar turli konfiguratsiyalar hosil qilishi mumkin. Har xil konfiguratsiyalar uchun valentlik ham har xil. Uygʻongan atom valentligi ham uygʻonmagan atom valentligidan farq qiladi. Valentlik deganda, odatda, atomning asosiy holatdagi valentligi tushuniladi.

Vodorod atomiga nisbatan valentlik deganda, erkin spinga ega boʻlgan elektronlar soni tushuniladiki, qaysiki, u boshqa atomlarning unga mos kelgan elektronlar soni bilan almashuvda ishtirok eta olsin.

Yuqoridagi mulohazalardan kelib chiqib, quyidagilarni aytishimiz mumkin: tashqi qobiqlari berk (yopiq) boʻlmagan barcha elementlar kimyoviy birikmalar hosil qilishi mumkin. Masalan, $H - H$, $O = O$, $N \equiv N$ strukturalarning qanday paydo boʻlishini koʻraylik. Buning uchun 24.2-rasmda keltirilgan elementlarning elektron konfiguratsiyalaridan foydalanamiz. Vodorod atomining strukturasi $1s'$, demak ushbu atomda juftlanmagan bitta elektron mavjud. Shu bois, vodorod molekulasining strukturasi $N-N$. 24.2-rasmda kislorod atomi konfiguratsiyasi $1s^2 2s^2 2p^4$ koʻrinishida berilgan. Kislorod atomining tashqi berkilmagan qobigʻi $2r$ – holat boʻlib, unda toʻrtta elektron bor va ularo bir-biri bilan juftlanmagan- $\uparrow\downarrow\uparrow\uparrow$. Demak, $2r$ – holat uchta turli koordinata holatiga ega: $m_l = -1, 0, +1$. Ushbu holatlarni bir xil spin yoʻnalishiga ega boʻlgan uchta elektron egallagan boʻlib, toʻrtinchi elektron boʻlsa bu holatlardan biriga teskari spin bilan yoʻnalgan boʻladi. Natijada kislorod atomining tashqi qobigʻida bir xil yoʻnalishdagi spinlarga ega boʻlgan ikkita elektron joylashgan va ushbu elektronlar boshqa atomning boshqa atomning elektronlari bilan juftlanishga tayyordir. Shunday qilib, kislorod atomining valentligi ikkiga teng va kislorod molekulasining strukturasi esa $O=O$ koʻrinishiga ega.

Endi azot atomining strukturasi murojaat qilaylik. 24.2-rasmdan bilamizki, uning atomi strukturasi (konfiguratsiyasi) $1s^2 2s^2 2p^3$. R-holatda bir xil spin yo'nalishiga ega bo'lgan uchta elektron joylashgan $-\overline{\uparrow\uparrow\uparrow}$, shuning uchun uning koordinata holatlari $m_l = -1, 0, +1$ va tashqi qobig'ida parallel spinga ega bo'lgan uchta elektron bor. Azot atomining valentligi uch . va azot molekulasining strukturaviy formulasi esa $N \equiv N$.

Shunday qilib, molekula strukturasi deganda, molekulada atomlarning fazoviy joylanishi tushuniladi. SO_2 molekulasida atomlar to'g'ri chiziq bo'ylab joylashgan (24.3a-rasm), N_2O – suv molekulasida atomlar uchburchak uchlarida yotadi. Suv molekulasini tushuntirish uchun atomlarning kimyoviy valentligi muayyan yo'nalishga ega degan tushunchaga kelamiz. Haqiqatan ham, suv molekulasida O-H va O-H bog'lanishlar orasidagi burchak $104^\circ 45'$ (24.3b-rasm). Elektronlarning burchak taqsimoti to'liqin funksiya modulining kvadrati bilan aniqlanadi. Hisoblashlardan kelib chiqib, shuni aytish mumkinki, burchak taqsimoti ehtimolining maksimal zichligi ushbu elektronlar uchun 90° burchak hosil qiladi. Bu hisobni eksperiment ham taqsimlaydi. Masalan, NH_3 ammiak molekulasida piramida shaklida tuzilgan bo'lib, N-H kovalent bog'lanishlar orasidagi burchak $107,3^\circ$. Bu burchakni 90° dan farq qilishiga sabab qilib vodorod atomlar orasidagi itarilish kuchini keltirish mumkin.

24.3. Ikki atomli molekulaning energiyasi, term multipletligi va valentlik

Molekula atomga nisbatan ancha murakkab sistema. Biz eng sodda molekula, ya'ni ikki atomli molekula haqida to'xtalamiz.

Molekuladagi atomlar orasida ikki xil turdagi bog'lanish mavjud bo'lishi mumkin. Agar molekula ikkita qarama-qarshi ishoraga ega bo'lgan ionlardan tarkib topgan bo'lsa, bu holda ulardagi o'zaro bog'lanish elektrostatik tortilish kuchlari hisobiga bo'ladi. Bunday bog'lanishni **geteropolar** yoki **ion** bog'lanish deyiladi. Geteropolar bog'lanish $NaCl$, KCl , HF va boshqa molekullarni ko'rsatish mumkin. Ikkinchi xil turdagi bog'lanishda elektr neytral atomlar o'zaro birlashib molekula hosil qilishi mumkin. Bu holda atomlarni tashqi qobig'ida joylashgan elektronlar ikkala yadro atrofida harakat qilib, ularni bir-biriga birlashtiradi. Bunday bog'lanishni **gomeopolar** yoki **kovalent** bog'lanish deyiladi. Gomeopolar bog'lanishda atomlarning ichki qobig'ida joylashgan elektronlar uncha rol o'ynamaydi. Gomeopolyar bog'lanish mexanizmi 1927-yilda nemis fiziklari V.Gaytler va F.London tushuntirib berishgan. Gomeopolyar bog'lanishga ega bo'lgan molekullarga misol sifatida bir xil atomlardan tashkil topgan H_2 , N_2 va O_2 , har xil atomlar uchun esa CN ni keltirish mumkin.

Gomeopolar bog'lanishga ega bo'lgan molekullar mexanizmini tushuntirish uchun Shryodingerni statsionar tenglamasi ta'riflanadi, tuziladi va yechiladi. Tenglamani echish natijasida olingan $\epsilon_m(\vec{R}_i)$ kattalik molekuladagi elektronlarning energetik sathlarini xarakterlaydi va ularni elektronaviy (elektronli) termlar deb atashadi. Atomdagi energetik stahlar muayyan bir son bilan aniqlanishini siz yaxshi bilasiz. Ammo bu yerda elektronaviy termlar son bilan emas, balki molekuladagi

yudrolarni radius vektorlarining funksiyasi bilan xarakterlanadi. Molekula uchun tuzilgan Shryodinger tenglamasini eng muhim xususiyati ham shundaki, bunda elektron sistemalarining energiyasi $E_n(\vec{R}_2)$ elektronaviy termlar yadrolar uchun potensial energiya vazifasini o'taydilar. O'z navbatida molekulaning to'la energiyasi E holatning elektronaviy termlariga bog'liq bo'ladi.

Molekuladagi elektronaviy termlarni qanday fizik kattaliklar xarakterlaydi. Bu maqsad uchun atomlar holidagi kabi elektronaviy sistemalarni statsionar holatida muayyan bir qiymatga ega bo'lishida, boshqacha aytganda harakat integrallaridan foydalanish mumkin. Molekulalarda esa umuman olganda elektronlarning to'la momentini saqlanishi qonuni ishlaymaydi. Chunki uni tashkil qilgan bir necha yudrolarning maydoni markaziy simmetriyaga ega emas. Lekin shunga qaramay ikki atomli molekula silindrik simmetriyaga ega. Ikki atomli molekulada maydoni ikkala yudrodan o'tgan to'g'ri chiziqqa (molekulani simmetriya o'qi) nisbatan aksial simmetriyaga ega. Shu bois, bunday molekulada saqlanuvchi kattalik sifatida elektronlarning to'la momentini simmetriya o'qiga proyeksiyasi olinadi.

Elektronlarning to'la momenti (umumiy orbital moment) ni simmetriya o'qiga proyeksiyasini absolut qiymati saqlanganligi uchun Λ harfi bilan belgilanadi va bu yerda ham term tushunchasi kiritiladi.

Har bir elektroni energetik holatini tavsiflash uchun molekula fizikasida ham atom fizikasidagi kabi turli to'la momentlarni kvant sonlariga mos kelgan bosh harflardan iborat bo'lgan spektroskopik belgilar ishlatiladi:

Λ ni qiymati: 0, 1, 2, 3, ..., L
Term belgisi $\Sigma, \Pi, \Delta, \Phi, \dots$

Umuman qabul qilingan qisqa yozuvga ko'ra term

$^{2S+1}\Lambda$ yoki $\nu\Lambda$

kabi belgilanadi. Bunda: $\nu = 2S + 1$ – term multiplitligi, Λ belgisi deyilganda $\Sigma, \Pi, \Delta, \Phi, \dots$, harflardan biri nazarda tutiladi va ular to'la orbital moment L ga bog'liq. S – to'la spin kvant soni.

$\nu = 2S + 1$ con term komponentalarini xarakterlaydi va term multiplitligi deb yuritiladi.

Agar termni multiplitligi $\nu = 1$ bo'lsa, bunday term singlet, $\nu = 2$ da dublet, $\nu = 3$ da triplet, $\nu = 4$ da kvartet deb atashadi. Shunday qilib har bir elektron holat molekuladagi barcha elektronlarni to'la spini S bilan belgilanadi. S ni har berilgan qiymati uchun $\nu = 2S + 1$ ta holat bo'lishi mumkin. Agar to'la spin $S = 0$ bo'lsa, u holda $\nu = 1, S = 1$ bo'lsa, multiplitlik 3 ga teng va hokazo. Bunday belgilashlar uchun to'liqin funksiyani koordinata qismiga tegishli bo'lgan simmetrik yechimi (ψ_c) ga $^1\Sigma$ term ($\Lambda = 0, S = 0, \nu = 1$) mos keladi, antisimmetrik (ψ_{ac}) yechimiga esa $^3\Sigma$ term ($\Lambda = 0, S = 1, \nu = 3$) to'g'ri keladi. Ravshanki, $^3\Sigma$ termga 3 ta holat to'g'ri keladi. Ikki holat uchun spinlar molekulani simmetriya o'qi bo'ylab (bir yo'nalishda yoki qarama-qarshi yo'nalishda) va uchinchi holat uchun spin yo'nalishi simmetriya o'qiga perpendikular bo'ladi. $\Lambda = 0$ termlar uchun spinni o'qqa nisbatan

orientatsiyasi yo'q, shuning uchun Σ kvant soni ham fizik ma'noga ega bo'lmaydi. Odatda alohida olingan elektron holatlari quyidagicha belgilanadi:

Holatlar: $\lambda = 0,$	1,	2,	3,...
Belgi	σ	π	δ φ, \dots

Endi kvant mexanika asosida kimyoviy valentlik tushunchasini qisqacha tushuntirishga harakat qilamiz. Kimyoviy valentlik deganda, atomni muayyan sondagi boshqa atomlarni biriktira olishi xususiyati tushuniladi. Atomlarning kimyoviy hossalarni kvant nazariyasi yordamida tushuntirishda birinchi yutuqni Kossel kiritdi. Atomlarni tashqi qobig'idagi elektronlarning qayta taqsimlanishi tufayli geteropolar kimyoviy biriklarini Kossel nazariyasi tushuntirib berdi. Bu nazariya muvofiq valentlikni son qiymati boshqa atomlarga berayotgan elektronlarining soni bilan (musbat ion valentlik) yoki boshqa atomlardan olayotgan elektronlar soni bilan (manfiy ion valentlik) aniqlanadi. Molekula bunyod bo'layotgan paytda atomlarning tashqi qobiqlaridagi elektronlar shunday qayta taqsimlanadiki, natijada atomlarning valentligida to'yinish yuz beradi. Gaydler-London nazariyasi esa gomeopolyar molekullarni kvant nazariya asosida tushuntirishda katta rol o'ynadi. Bu nazariya yordamida gomeopolar molekula N_2 ni bunyod bo'lishini yaxshi tushuntirib berildi. Natijada, kovalent bog'lanish deyilgan hozirgi zamon tasavvuri paydo bo'ldi. Bu nazariyaga binoan gomeopolar vodorod molekulasi tashkil topishida valentli elektronlarning spinlarini o'zaro kompensatsiyasi (eyishib ketishi) yuz beradi. Shuning uchun bunday valentlikni spinli deb atash o'rinni bo'ladi.

Modomiki valentlikni to'yinishi valentli elektronlar spinlarining o'zaro kompensatsiyasidan iborat ekan, u holda atomlarning kimyoviy valentlikni tashqi qobig'idagi kompensatsiyalanmagan spinga ega bo'lgan elektronlar soni bilan aniqlasa bo'ladi. Ushbu g'oyani oydinlashtirish maqsadida e'tiboringizni 24.2-rasmdagi elementlarning elektron konfiguratsiyalariga qaratamiz. Ushbu rasmda davriy sistemadagi bir qancha elementlarning asosiy holatda bo'lgandagi konfiguratsiyasi keltirilgan. Elektron holatlar yacheyka ko'rinishida tasvirlangan va har bir elektronlar ko'rsatkichlar shaklida tasvirlanib, ularning yo'nalishi spinlarni yo'nalishiga mos keladi. 24.2-rasmdan ko'rinadiki, vodorod atomining tashqi konfiguratsiyasi $1S$, termi 2S va bu bir valentli bog'lanishga mos keladi. Vodorod atomining termining multiplitligi 2 ga teng. Valentligi esa undan bittaga kam. Keyingi atom geliy ni ko'rayilik. 24.2-rasmga binoan uning elektron konfiguratsiyasi $2S^2$, termi, 1S , multiplitligi 1 ga teng, valentligi esa nolga teng. Bor atomi (^{11}B) asosiy holatidagi konfiguratsiyasi ($1s^2 2s^2 2p^1$), termi 2R , multiplitligi 2 ga teng. Demak, uning valentligi 1 ga teng. Borning asosiy holatining termi dublet, biroq uning uyg'ongan holatdagi konfiguratsiyasi ($1s^2 2s^1 2p^1$) bo'lishi mumkin va uning termi 4R – kvartet. Borning bu uyg'ongan holatining multiplitligi 4 ga teng. Demak, uning valentligi 3 ga teng. Shunday qilib, valentlik multiplitlikdan doimo bittaga kam ekanligi kelib chiqadi. 24.1-jadvalda davriy sistemadagi turli gruppadagi elementlar uchun multiplitlik va valentlik qiymatlari keltirilgan.

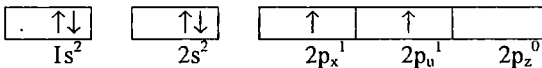
Multipletlik va gomeopolar bog‘lanish

Davriy sistema guruhi	I	II	III	IV	V	VI	VII
multipletlik	2	1, 3	2, 4	1, 3, 5	2, 4, 6	1, 3, 5, 7	2, 4, 6, 8
valentlik ¹	<i>1</i>	0, 2	1, 3	0, 2, 4	1, 3, 5	0, 2, 4, 6	1, 3, 5, 7

Kimyoviy bog‘lanishlar gomeopolar va geteropolar bog‘lanishga keskin ravishda ajratish albatta mumkin emas, bog‘lanishning ikkala turi ham to‘ldirilmagan orbitalarda elektron zichligini taqsimlanishining chekkaviy hollariga mos keladi. Atomlar orasida elektron zichlikni taqsimlanishning asimmetriya holi getropolar molekularlarga mos keladi. Bunday molekula dipol momentiga ega va uni ionli tashkillanish deb qarasa bo‘ladi. Molekuladagi atomlarni nisbatan elektron zichligi taqsimlanishi bir xil bo‘lgan hol gomeopolar bog‘lanishga mos keladi. Bunday molekulada dipol moment shakllanmaydi va shuning uchun ushbu molekula ikkita neytral atomdan tashkil topadi. Shunday qilib, kvant nazariya valentlik kuchlarini tushuntirishda umumiy yo‘l topdi va ikkala xildagi bog‘lanishlarni yagona sxema asosida tushuntiradi. Gaytler-London nazariyasi gomeopolar birikmalar to‘yinishini elektron qobig‘idagi elektronlarni antiparalel spinlar bilan juftlanishi to‘yinish deb qaraladi. Shu sababdan N₂ molekula yana bitta vodorod atomi yaqinlashtirilganda N₃ molekulani hosil qilmaydi, chunki ularning spini kompensatsiyalanmaydi, natijada energiya jihatdan hech qanday foyda bo‘lmaydi. Demak, N₃ molekula hosil bo‘lmaydi.

24.4 Gibridlanish (chatishish)

Yuqorida aytilgan mulohazalardan ko‘ramizki, kimyoviy birikmalarni tashkillanishida atomlarning elektron qobiqlarida qayta qurilish (joylanish) yuz beradi. Shuning uchun kimyoviy birikmadagi atomning valentlik holati yakkaolangan ushbu atomning valentlik holatidan farq qiladi. Masalan, yakkaolangan uglerod atomining elektron konfiguratsiyasi $1s^2 2s^2 2p^2$ (24.2-rasm). Ya‘ni,

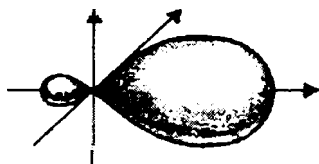
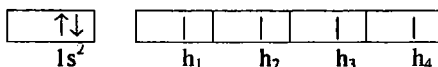


ko‘rinishda bo‘lib, uning valentligi 2 ga teng. Uyg‘ongan holatda atom



¹ Kursiv shifrlar asosiy valentlikdir.

ko‘rinishdagi elektron konfiguratsiyasiga ega bo‘lish mumkin. Boshqa modda atomini ta‘hiri tufayli 2s va 2r orbitalar gibrirlanishi (chatishishi) natijasida $2s^3$ gibrirl orbitali hosil bo‘ladi, ya‘ni:



24.4-rasm.
 sp^3 -gibrirl orbitali.






sp^3 -gibrirl orbitalining shakli 24.4-rasmida tasvirlangan.

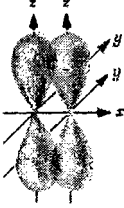
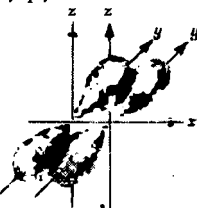
Kimyoviy birikmalarda uglerod atomi o‘zini 4 valentli atom sifatida namoyon qiladi. SN_4 , SSl_4 va boshqa birikmalar gibrirlanishga misol bo‘la oladi. Nima uchun gibrirlanish yuz beradi? Buni quyidagicha tushuntirish mumkin. Uglerod atomining 2s va 2r holatiga to‘g‘ri kelgan energiyalar bir-biriga juda yaqin. Kimyoviy birikma tashkillanishida ushbu 4 valentli elektronlardan iborat holatlarning superpozitsiyasi ro‘y beradi. Bu hodisani kimyoda orbitallarining

gibrirlanishi yoki chatishishi deyiladi.

24.5. Atomlar orasidagi karrali bog‘lanish

Atomlar orasida karrali bog‘lanish mavjud. Lekin bu bog‘lanishlar bir-biriga ekvivalent bo‘lmasligi mumkin. Masalan, azot molekulasida uchlamchi bog‘lanish mavjud va u $N \equiv N$ ko‘rinishda yoziladi (3 ta chiziq 3 valentlikni bildiradi). Kimyogarl ushbu yozuvni azotning strukturaviy formulasi deb atashadi. Azot atomida valentli bog‘lanishlar bir-biriga 90° burchak ostida yo‘nalgan bo‘ladi va uchlamchi bog‘lanish quyidagicha vujudga keladi: N azot atomidan o‘tgan koordinata o‘qini z deb belgilasak, bu o‘q bo‘ylab, bitta valent bog‘lanish yo‘nalgan bo‘ladi. Bu bog‘lanishni ta‘minlovchi elektronlarni σ **elektronlar** deb atashadi. Ushbu σ elektronlarni elektron zichliklarini qoplanishi natijasida bunday bog‘lanish vujudga keladi. Bunday bog‘lanishni σ **bog‘lanish** deyiladi. Qolgan ikkita bog‘lanish dekart koordinata sistemasini x va y o‘qi bo‘yicha qaraladi. Agar elektron zichligini qoplanish maksimumi x va y o‘qiga to‘g‘ri kelsa, π **elektronlar**, bog‘lanishni esa π **bog‘lanish** deb yuritiladi. Bundan kelib chiqadiki, azot molekulasida uchlamchi bog‘lanish bitta σ bog‘lanish va ikkita π bog‘lanishdan iborat bo‘ladi. 24.5-rasmida σ va π bog‘lanishlar tasvirlangan.

σ -bog'lanish	Qoplanish xarakteri
$s-s$ 	Ikkita s orbitalning qoplanishi
$p-p$ 	Ikkita p orbitalning qoplanishi
sp^3-s 	Bitta sp^3 va bitta s orbitalning qoplanishi
sp^3-sp^3 	Ikkita sp^3 orbitalning qoplanishi
$s-p$ 	Bitta s va bitta p orbitalning qoplanishi

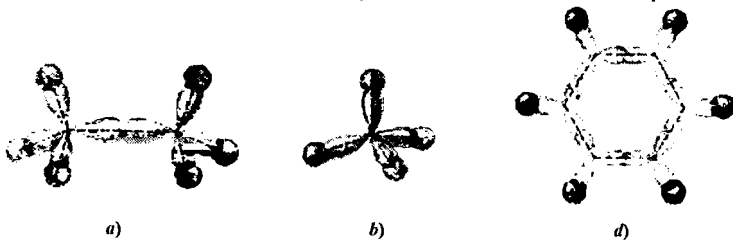
π -bog'lanish	Qoplanish xarakteri
p_z-p_z 	Ikkita p_z orbitalning qoplanishi
p_y-p_y 	Ikkita p_y orbitalning qoplanishi

24.5-rasm. σ va π bog'lanish.

Ushbu bog'lanishlarga doir misollar.

1. Vodorod molekulasida $s-s$ ikkita vodorod atomini bog'lanishi $H-H$ σ bog'lanish.
2. Xlor molekulasida $r-r$ ikkita xlor atomi orasidagi bog'lanish $Cl-Cl$ σ bog'lanish.
3. Metan CH_4 molekulasida – 4 ta sp^3-s σ bog'lanish deyiladi.

4. Benzol molekulasida 6 ta sp^2 – s uglerod atomlari va vodorod atomlari orasidagi σ bog‘lanish va yana 6 ta $sp^2 - sp^2$ 6 ta r_z orbitalarining σ bog‘lanishlari. Ular uglerodl atomlari yordamida π elektronlar yordamida sekstantlar hosil qiladi.



24.6-rasm. Molekula strukturasi.

a) xlorli vodorod molekulasida. Vodorod atomi va xlor atomlari orasida $s - p - \sigma$ bog‘lanish;

b) metan molekulasida. Uglerod atomi bilan vodorod atomlari orasida $sp^3 - s - \sigma$ bog‘lanish;

d) benzol molekulasida. Vodorod atomi bilan uglerod atomlari orasida oltita $sp^2 - s - \sigma$ bog‘lanish, shuningdek $sp^2 - sp^2 - \sigma$ va oltita p_z orbitalarning qoplanishi. Natijada uglerod atomlari orasida π elektronli sekstetning hosil bo‘lishi.

24.6. Molekulaning energetik holati

Yakkalangan molekulani to‘la energiyasi

$$E = E_e + E_v + E_r + E_m. \quad (24.11)$$

formula bilan topiladi.

Bunda, E – molekulaning to‘la energiyasi.

E_e – elektronlar harakatining energiyasi.

E_v – molekulada atomlarning bir-biriga nisbatan tebranish harakati.

E_r – molekulani aylanma harakati.

E_m – molekulani ilgarilanma harakati.

Ilgarilanma harakat energiyasi kvant effektlarga olib kelmaydi. Boshqacha aytganda, chiziqli spektr hosil bo‘lmaydi. Qolgan energiyalar kvantlangan bo‘lib, ularning qiymati kvant sonlar yordamida topiladi. Molekulaning energetik sathini elektronlar energetik sathlari, tebranish va aylanish energetik sathlari belgilaydi. Molekula bir energetik holatidan boshqa bir energetik holatga o‘tganda $\Delta E = h\nu$ kattalikdagi enegiya yutadi yoki chiqaradi. Bir energetik sathdan boshqa energetik sathga o‘tish jarayonida bir vaqtning o‘zida elektron harakatini energiyasi ham tebranish va aylanish harakati ham o‘zgarishi mumkin. Natijada molekula spektrida juda ko‘p chiziqlar hosil bo‘ladi. Fizik bu chiziqlarni bir-biridan farqlashi va ularni sababchisi nima ekanligini aniqlay bilishi lozim.

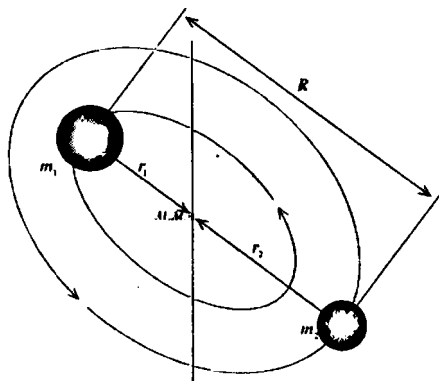
Aylanma energetik sathlar orasidagi masofa 10^{-3} eV tartibida va bu holatlar orasidagi o'tish jarayonida to'liq uzunligi 0,1 mm dan tortib 1 sm gacha bo'lgan nurlanishlar hosil bo'ladi.

Tebranma energetik sathlar orasidagi masofa 0,1 eV tartibida bo'lib, u aylanma energetik sathlardan taxminan 100–1000 marta katta. Tebranma energetik sathlar orasida bo'ladigan o'tishlar jarayonida to'liq uzunligi 1 mkm dan to 0,1 mm gacha bo'lgan nurlanish hosil bo'ladi.

Valentli elektron energetik sathlar orasidagi masofa bir necha eV bo'lib, uning energiyasi tebranma energiyadan taxminan 100 marta, aylanma energiyadan 10 ming marta kattadir. Bu o'tish jarayonida ko'rinadigan va ultrabinafsha sohasiga to'g'ri kelgan nurlar chiqadi.

24.7. Ikki atomli molekulaning aylanishi. Rotatsion energiyalar

Molekulalar ichidagi eng soddasi – bu ikki atomli molekula. Molekulani massa markazi atrofida aylanib harakat qilayotgan ikkita bir-biriga maxkam bog'langan rotator deb qarash mumkin. Uning gantel ko'rinishida tasavvur qilaylik (24.6-rasm).



24.7-rasm.
Ikki atomli molekulaning
massa markazini topish.

Molekuladagi birinchi atomning massasini m_1 , ikkinchi atomni massasini m_2 va ular orasidagi masofa R bo'lsin. Molekulani massa markaziga nisbatan inersiya momenti

$$I = m_1 r_1^2 + m_2 r_2^2 \quad (24.12)$$

Bu yerda, r_1 va r_2 massalar markazidan birinchi va ikkinchi atomlarga bo'lgan masofa. Massa markazi ta'rifiga ko'ra $m_1 r_1 = m_2 r_2$, $r_1 + r_2 = R$. U holda, (24.12) formulani quyidagicha yozamiz.

$$I = \left(\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \right) (r_1 + r_2)^2 = \mu R^2 \quad (24.13)$$

bunda,

$$\mu = \left(\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \right) \quad (24.14)$$

keltirilgan massa deyiladi.

Aylanayotgan ikki atomli molekulaning impuls momenti

$$L_{rot} = I\omega \quad (24.15)$$

bo'lib, u kvantlangan, ya'ni

$$L_{rot} = \hbar \sqrt{I_R(I_R + 1)} \quad (24.16)$$

bunda, I_R – aylanma kvant-soni bo'lib, u butun qiymatlar qabul qiladi, ya'ni $I_R = 0, 1, 2, 3, \dots$

molekulaning aylanish energiyasi:

$$E_{rot} = \frac{1}{2} I \omega^2 = \frac{(I\omega)^2}{2I} = \frac{L^2}{2I} \quad (24.17)$$

bu energiya ham kvantlanlangan. (24.16) formulani (24.17) ga qo'ysak,

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2I} I_R(I_R + 1) \quad (24.18)$$

bunda, $I_R=0, 1, 2, 3, \dots$

Odatda, $\frac{\hbar^2}{2mR^2} = \frac{\hbar^2}{2I}$ ni rotatsion doimiylik deyiladi. Va uni V_e harfi bilan belgilashadi. U holda

$$E_{rot} = B_e I_R(I_R + 1) \quad (24.19)$$

aylanish energiyasi kattaligini chamalash uchun SO molekulasini olaylik. Bu molekulada S bilan O atomlari orasidagi masofa $R=0,113$ nm. Uglerod atomining massasi $1,99 \cdot 10^{-26}$ kg. Kislorod massasi esa $2,66 \cdot 10^{-26}$ kg. (24.3) va (24.2) formulalarga binoan $\mu = 1,14 \cdot 10^{-26}$ kg va inersiya momenti $I=1,46 \cdot 10^{-46}$ kg/m².

aylanishning eng kichik energiyasi $l=1$ bo'lganda $E_1 = \frac{\hbar^2}{I} = 5,07 \cdot 10^{-4}$ eV. Xona temperaturasida $kT=2,6 \cdot 10^{-2}$ eV. Ko'rinib turibdiki, E_1 juda kichik energiyadir.

Aylanishning burchak tezligi $\omega_1 = \sqrt{\frac{2E_1}{I}} = 3,21 \cdot 10^{11} \frac{1}{c}$. E_1 energiya issiqlik energiyasi kT dan ancha kichik bo'lgani uchun xona temperaturasida juda ko'p molekularlar yuqori uyg'ongan holatda bo'ladilar. Hususan, SO₂ molekulasini uchun $l=7$ ga to'g'ri keladi. N₂O molekulasini uchun xona temperaturasida yuqori uyg'ongan energetik spektr $l=15$ ga to'g'ri keladi. Aylanma energetik sathlar orasidagi masofa

$$E_{rot}(I_R + 1) - E_{rot}(I_R) = \frac{\hbar^2}{I} (I_R + 1) \quad (24.20)$$

Ushbu formuladan ko'ramizki, molekulani aylanma spektri bir-biridan teng masofada yotgan chiziqlardan iborat va ikkita energetik sath orasidagi masofa $\frac{\hbar^2}{I} (I_R + 1)$ bilan hisoblanadi.

$\Delta I_R = \pm 1$ tanlash qoidasiga rioya qilgan holda sathlar orasidan o'tish jarayonida chiqayotgan foton energiyasi

$$\hbar \nu_R = \frac{\hbar^2}{I} (I_R + 1) \quad (24.21)$$

ga teng. Bu o'tishlarga to'g'ri kelgan spektral chiziqlar spektrning infraqizil va mikroto'liqlar sohasiga to'g'ri keladi. Molekulani aylanma holatini o'zgarishida, ya'ni aylanish energiyasini bir sathidan ikkinchisiga elektron o'tishlarda vujudga keluvchi spektrga aylanma yoki rotatsion spektr deyiladi. Albatta bu spektr molekulani tashqi qobig'idagi elektronning taqsimotiga bog'liq.

24.8. Aylanma spektrlar

Elektr dipol momentiga ega bo'lgan molekullarni aylanma energetik sathlari orasidagi o'tishlar jarayonida elektromagnit nurlanishi chiqishi yoki yutilishi mumkin. Shuning uchun, qutbiy bo'lmagan ikki atomning molekullar (masalan N_2) simmetriyaga ega bo'lgan chiziqli molekullar (masalan, SO_2) va markaziy simmetriyaga ega bo'lgan ko'p atomli molekullar (masalan, SN_4) dipol momentiga ega bo'lmaganligi sababli aylanma spektrga ega emas. Elektr dipol momentiga ega bo'lgan molekullarni aylanma spektri quyidagi tanlash qoidasiga bo'ysinadi:

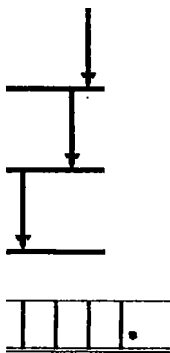
$$\Delta J = \pm 1; \Delta m_J = 0; \quad (24.22)$$

bunda, $J = 1, 2, \dots$; $m_J = 0, \pm 1, \pm 2, \dots +J$

24.7-rasmda molekulaning rotatsion energetik sathlari va spektr chiziqlari ko'rsatilgan. Chiziqlar orasidagi chastota bo'yicha farq $\Delta \nu$ ni tajribadan aniqlab,

$$\Delta \nu = \frac{\hbar}{2\pi I} [(J+2) - (J+1)] = \frac{\hbar}{2\pi I} \quad (24.23)$$

yozamiz va bundan molekulani inersiya momentini topamiz. Shunday qilib, molekulaning rotatsion spektri teng masofada joylashgan chiziqlardan iborat ekan.



24.8-rasm. Rotatsion energetik sathlar.

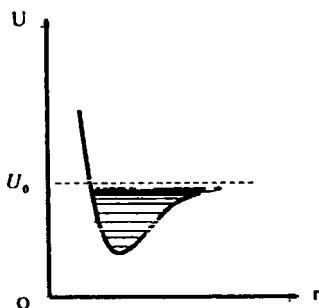
Ko'p atomli molekullarning aylanma harakati agar molekuladagi atomlar bir chiziqda yotgan bo'lsa, u holda ular ikki atomli molekulaning aylanma harakatini tavsiflovchi formulaga o'xshagan ifodalar bilan tasvirlanadi. Nochiziqli ko'p atomli molekullarning formulalari ancha murakkab bo'lib, u holda inersiya tenzori momentini inobatga olish kerak bo'ladi.

24.9. Tebranma (vibratsion) spektr

Ikki atomli molekulada yetarli darajada energiya olganda u uygʻongan holatga oʻtadi. Natijada molekulada aylanma harakat bilan bir qatorda tebranma harakat ham yuzaga keladi. Energiyaning minimal qiymatlarida tebranma energetik sathlar xarakteri garmonik ossillatorning tenglamasi bilan ifodalanadi. Tebranma harakat energiyasi

$$K_{\nu} = \left(\nu + \frac{1}{2} \right) h \nu_0 \text{ bunda } (\nu = 0, 1, 2, \dots) \quad (24.24)$$

formula bilan topiladi.



24.9-rasm.

Ikki atomli molekulaning tebranma sathlari 24.9-rasmda tasvirlangan. (24.24) formula rasmda keltirilgan potensial oʻraning tubidagi energetik sathlar uchun oʻrinli. $r=r_0$ masofa ortganda sathlar orasidagi masofa kichiklashib, quyuuqlashib boradi. Potensial oʻra yuqorisi esa ikki atomli bogʻlangan holat tugab, spektr uzluksiz xarakterga ega boʻladi.

Tebranishning nolinchisi energiyasi ($\nu = 0$) boʻlishi molekulada atomlar bir-biriga nisbatan hech ham tinch turmasligini koʻrsatadi. Potensial oʻraning tubidagi tebranma sathlar orasidagi masofa pastki aylanma sathlar orasidagi masofadan ancha katta. Masalan, SO molekulaning chastotasi $\omega_0 = 1,28 \cdot 10^{14}$ Gts., ikki qoʻshni tebranma sathlar orasidagi masofa $\Delta E = \hbar \omega_0 = 8,44 \cdot 10^{-2}$ eV. Aylanma sath energiyasi esa taxminan 10^{-4} eV. Xona temperaturasida $kT = 2,6 \cdot 10^{-2}$ eV va u tebranish energiyasidan kichik. Shuning uchun ham SO molekulalarning koʻpchiligi tebranma, yaʼni $\nu = 0$ asosiy holatda boʻladi.

24.10. Molekula spektri. Rotatsion-vibratsion spektr

Sathlarning joylanishi chizmasi berilgan bo'lsa, molekulaning nurlanish spektri ko'rinishini topish mumkin. Molekula spektri atom spektridan keskin farq qiladi. Asosiy holatda yotgan molekula energiya yutishi oqibatida uyg'ongan holatga o'tishi mumkin. E energetik holatdagi molekula E' pastki energetik holatga o'tganda radiatsion nurlanishi ro'y beradi. Borning chastotalar qoidasiga binoan nurlanish fotonining energiyasi

$$h\nu = E - E' = \underbrace{[E_i - E_i']}_{\text{Elektronli}} + \underbrace{\left[\left(\nu + \frac{1}{2} \right) h\nu_\nu - \left(\nu' + \frac{1}{2} \right) h\nu'_\nu \right]}_{\text{Vibratsion}} + \underbrace{[BJ(J+1) - B'J'(J'+1)]}_{\text{Rotatsion}} \quad (24.25)$$

formula bilan aniqlanadi. Bunda, $B = \frac{\hbar^2}{2\mu R_{\text{om}}^2} = \frac{\hbar^2}{2I}$ - rotatsion doimiylik deyiladi.

Tebranish chastotasi ν_ν inertiya momenti I va rotatsion doimiylik V molekulani elektron sistemasining holatiga bog'liq. Shuning uchun ham turli elektron konfiguratsiyalar uchun ular turlichadir. Yuqorida aytdikki, tebranma harakatlar doimo aylanma harakatlar bilan birga bo'ladi. Natijada aylanma va tebranma o'tishlar hisobiga spektrning infraqizil sohasida chiziqlar guruhi hosil bo'ladi. Hosil bo'lgan bu chiziqlar guruhini tebranma-aylanma tasmlar (polosalar) deb atashadi. Tebranma-aylanma o'tishlarda molekulaning elektron holati o'zgarmaydi: $E_e = E'_e$. Bu holda, $\nu_\nu = \nu'_\nu$, $B=B'$ va (24.25) dan

$$h\nu = h\nu_\nu(\nu - \nu') + B(J(J+1) - J'(J'+1)) \quad (24.26)$$

eneñiyani hosil qilamiz.

Molekulada tebranma-aylanma sathlar orasidagi o'tishlarni tanlash qoidalari boshqaradi. Masalan, elektron dipol nurlanishi uchun tanlash qoidalari

$$\begin{aligned} \Delta\nu &= \nu' - \nu = \pm 1; \\ \Delta J &= J' - J = 0, \pm 1 \quad (J=0 \rightarrow J'=0 \text{ o'tish man etilgan}) \end{aligned} \quad (24.27)$$

Bu qoidalardan quyidagicha narsa ko'rinadi: molekulani nurlanish spektrida ikkita chastotalar tarmog'i hosil bo'ladi:

$$\nu_1 = \nu_\nu \frac{B}{\hbar} 2J, \quad J=1, 2, 3, \dots \quad (24.28)$$

($J'=J-1$ yoki $\Delta J = -1$ o'tishlar uchun)

$$\text{va } \nu_2 = \nu_\nu - \frac{B}{\hbar} 2(J+1), \quad J=1, 2, 3, \dots \quad (24.29)$$

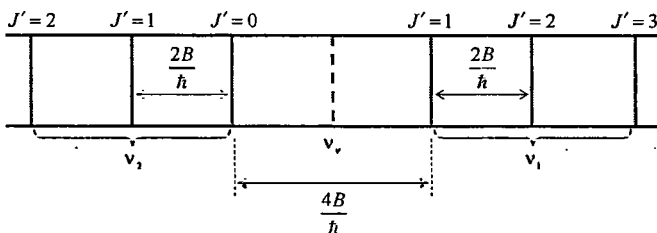
($J'=J+1$ yoki $\Delta J = +1$ o'tishlar uchun)

ν_1 chiziqning chastotasi minimal qiymatdan $(\nu_\nu + 2\frac{B}{h})$ qiymatgacha ortadi, ν_2 chastota esa aksincha, $(\nu_\nu - 2\frac{B}{h})$ maksimal qiymatdan kamaya boshlaydi. Har bir tarmoqda chiziqlar orasidagi masofa bir xil va $2\frac{B}{h}$ ga teng.

Tarmoqlar orasidagi masofa $4\frac{B}{h}$ ga teng, eksperimentda ν_ν chastota kuzatilmaydi. ν_1 chastotalar majmuasiga chastotalarning R tarmog‘i, ν_2 ga esa chastotalarning R tarmog‘i deyiladi (24.10-rasm). Rasmda ikki atomli molekulaning tebranma-aylanma spektr chizmasi keltirilgan. Tebranma-aylanma o‘tishda hosil bo‘lgan kvantning energiyasi qo‘shni tebranma holatlar orasidagi energiya farqi bilan ifodalanadi, ya‘ni

$$h\nu \sim h\nu_\nu \sim E_\nu$$

Yuqorida aytganimizdek, tebranma-aylanma o‘tishlar spektrining infraqizil sohasiga to‘g‘ri keladi va uning energiyasi $h\nu \sim h\nu_\nu \sim 0,01\text{eV}$.



24.10-rasm.
Ikki atomli molekulada tebranma-aylanma spektr chizmasi.

24.11. Elektron, rotatsion va vibratsion energiyalarni taqqoslash

(24.11) formuladagi dastlabki uchta energiyaning qiymatlarini taqqoslash uchun Geyzenbergning noaniqlik munosabatidan foydalanamiz. Molekulaning elektron konfiguratsiyaning tarkibiga kiruvchi elektron taxminan R_0 o‘lchamli sohada lokallashgan. Bunda, R_0 – molekula o‘lchami. Elektronning xarakterini xarakterlovchi bu noaniqlik bilan uning $\Delta p \sim \frac{h}{R_0}$ impuls noaniqligi bog‘langan. Asosiy va kuchsiz uyg‘ongan holatlar uchun elektron sistemasi energiyasining noaniqligini

$$\Delta E_e \sim E_e \sim \frac{\Delta p^2}{2m_e} \sim \frac{\hbar^2}{m_e R_0^2} \approx \frac{(\hbar c)^2}{m_e c^2 R_0^2} \text{ ko'rinishda yozish mumkin. Agar molekula}$$

o'lchami $R_0=2,0 \text{ \AA}$ desak, u holda,

$$\Delta E_e \sim E_e \approx 2 \text{ eV.}$$

Bu natija potensial o'radagi pastki holatga to'g'ri kelgan qo'shni sathlar orasidagi energetik masofani xarakterlaydi. Yadroning kuchsiz uyg'ongan holatlari uchun tebranish energiyasi

$$E_v \sim \Delta E_v \sim h\nu_v = \hbar \sqrt{\frac{k}{\mu}}$$

Bu energiyani chamalash uchun elastiklik koeffitsiyenti

$$k = \frac{d^2 u_n}{dR^2} \sim \frac{d^2}{dR^2} \left(\frac{\hbar^2}{m_e R^2} \right) \sim \frac{\hbar^2}{m_e R_0^4} \text{ desak, u holda}$$

$$E_v \sim \Delta E_v \sim h\nu_v \sim \hbar \sqrt{\frac{\hbar^2}{m_e R_0^4 M}} \sim E_e \sqrt{\frac{m_e}{M}}$$

Molekular uchun $M \approx 10^4 m_e$ desak, u holda $E_v \sim 10^{-2} E_e \sim 10^{-2} \text{ eV}$ kelib chiqadi.

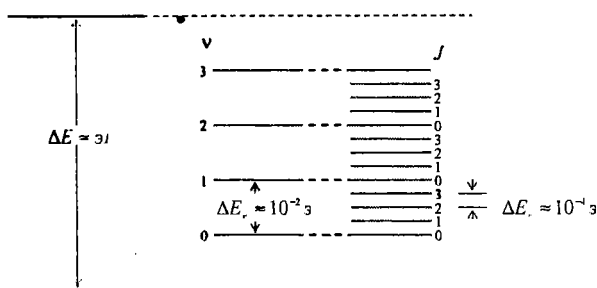
Kuchsiz uyg'ongan molekulaning aylanma energiyasi (J.1)

$$E_r \sim \Delta E_r \sim \frac{\hbar^2}{MR_0^2} = \frac{\hbar^2}{m_e R_0^2} \frac{m_e}{M} \sim E_e \frac{m_e}{M} \sim 10^{-4} E_e \sim 10^{-4} \text{ eV.}$$

ko'rinib turibdiki, yuqoridagi chamalashlardan

$$\Delta E_e \gg \Delta E_v \gg \Delta E_r.$$

Shunday qilib, ikki atomli molekulaning energetik sxemasini 24.11-rasmdagi kabi tasvirlaymiz.



24.11-rasm.
Ikki atomli molekula uchun elektron, tebranma va aylanma spektrlar xarakteri.

SAVOLLAR

1. Nima uchun molekula uchun yozilgan Shryodinger tenglmasini analitik usulda yechib bo'lmaydi?
2. Orbitallar va orbitalar metodi deganda nimani tushanasiz?
3. $1s$ -, $2r_x$ - $2r_y$, $2r_z$ - orbitalar bir-biridan nimasi bilan farq qiladi?
4. Orbitalar metodiga asoslanib simmetrik va antisimmetrik to'liq funksiyalari qanday yoziladi?
5. Qoplash integrali deganda nimani tushunasiz?
6. Simmetrik va antisimmetrik holatlar uchun elektron energiyasi to'liq funksiyalar orqali qanday ifodalanadi?
7. Elektron konfiguratsiyasi tushunchasini qanday izohlaysiz?
8. H, B, O atomlar uchun elektron konfiguratsiyalari qanday yoziladi?
9. Molekula strukturasi qanday tushuntirish mumkin?
 10. Molekulalar qanday formalarga ega?
 11. Molekulada atomlarning chiziqli joylanish formasi qanday bo'ladi?
 12. Molekulada atomlarning uchburchak joylanish formasi qanday bo'ladi?
 13. Molekulada atomlarning zanjir shaklida joylanish formasi qanday bo'ladi?
 14. Molekulada atomlarning vintsimon shakldagi joylanish formasi qanday bo'ladi?
 15. Bir, ikki, uch valentli bog'lanishlar kimyoda qanday belgilanadi?
 16. Vodorod molekulasining strukturasi tashkillanishida qanday tushuntirish mumkin?
 17. Azot molekulasining strukturasi tashkillanishida qanday tushuntirish mumkin?
 18. Ikki atomdan tashkil topgan molekulaning qanday tushuntirish mumkin?
 19. Geteropolar bog'lanish deganda nimani tushunasiz va uni boshqacha nomi qanday?
 20. Gomeopolar bog'lanish deganda nimani tushunasiz va uni boshqacha nomi qanday?
 21. Molekula termi deganda nimani tushunasiz?
 22. Term multipletligi deganda nimani tushunasiz?
 23. Molekula termlari qanday belgilanadi?
 24. Multipletlik qanday belgilanadi va qaysi kvant soniga bog'liq?
 25. Term qanday turlarga bo'linadi?
 26. Molekulada alohida olingan elektronlar qanday belgilanadi?
 27. Valentlik deganda nimani tushunasiz?
 28. To'yingan valentlik deganda nimani tushunasiz?
 29. Valentlik bilan multipletlik orasida bog'lanish bormi, bo'lsa u qanday?
 30. Kossel kvant nazariyasi molekular bog'lanishning qaysi turini tushuntirdi?
 31. Gaytler-London kvant nazariyasi molekular bog'lanishning qaysi turini tushuntirdi?

32. Molekular bog‘lanishni yagona bir nuqtayi nazardan tushuntirishning imkoni bormi?

33. Gibridlanish hodisasi qanday hodisa?

34. Atomlar orasidagi karrali bog‘lanish deb nimaga aytiladi?

35. σ elektronlar va σ bog‘lanishni qanday tushunasiz?

36. π elektronlar va π bog‘lanishni qanday tushunasiz?

37. s-s, p-p bog‘lanishlar qanday bog‘lanishlar?

38. p_x - p_x , p_y - p_y bog‘lanishlar qanday bog‘lanishlar?

39. sp^3 -s, s-p bog‘lanishlar qanday bog‘lanishlar?

40. Yakkalangan molekula uchun to‘la energiya formulasi qanday yoziladi?

41. Molekulada aylanma harakat uchun to‘la energiya qanday yoziladi?

42. Inersiya momentining formulasi molekula uchun qanday yoziladi?

43. Molekula uchun keltirilgan massa qanday yoziladi?

44. Tebranma harakat uchun to‘la energiya formulasi qanday yoziladi?

45. Aylanma-tebranma spektrlar qanday ko‘rinishga ega?

46. Rotatsion-vibratsion spektrlarga misollar keltiring.

47. Elektron, rotatsion va vibratsion spektrlarni taqqoslanishi qanday?

MASALALAR

24.1. Pauli prinsipidan foydalanib ikki atomli molekulada ekvivalent σ -, π -, va δ - elektronlarning maksimal sonini toping.

24.2. Ikki atomli molekula quyidagi elektron konfiguratsiyalarga ega.

24.3. 2 ta ekvivalent bo‘lgan σ elektron.

24.4. Ikkita ekvivalent bo‘lmagan σ elektron.

24.5. Bitta σ va bitta π elektron.

24.6. Ikkita ekvivalent π elektron.

24.7. Ikkita ekvivalent bo‘lmagan π elektron.

24.8. Ikki atomli molekula elektron qobig‘ini yig‘indi mexanik proyeksiyasini uning o‘qiga bo‘lgan proyeksiyasiga quyidagi elektronli holatlar uchun toping: $^1\Sigma$, $^3\Sigma$, 2P

24.9. Ikki atomli molekulada berilmagan qobiqdagi a) bitta σ va bitta δ elektron, b) bitta σ va bitta π elektron, va bitta δ elektronga ega bo‘lsa, mumkin bo‘lgan elektronaviy termlarni toping.

24.10. Kislorodni (3P) va vodorodni 2S atomlarini normal termlaridan hosil bo‘lgan ON molekulasining mumkin bo‘lgan elektron termlarini tuzing.

24.11. N_2 molekula uchun asosiy term $^1\Sigma$ yadrolar orasidagi masofa $D=74,1$ nm, tebranish chastotasi $\omega = 8,279 \cdot 10^{14}$ Gts bo‘lsa, quyidagilarni toping.

24.12. Birinchi aylanma sathni uyg‘otish uchun kerak bo‘lgan energiyani.

24.13. $J=1$ holat uchun aylanish chastotasini.

24.14. 6-masalaning shartidan foydalanib, NO molekula uchun toping. Bu yerda asosiy term $^2\Pi$ uchun $d=115$ nm, $\omega = 3,19 \cdot 10^{14}$ Gts.

- 24.15. Agar ikkita qo'shni aylanma energetik sathlar orasidagi farqi 7,86 meV ga teng bo'lsa, NCl molekulasini uchun ikkita dastlabki kvant sonini toping.
- 24.16. Aylanma energiyasi 2,15 meV bo'lgan holat uchun kislorod molekulasini mexanik momentini toping.
- 24.17. N₂ va SO molekula uchun kvazielastik kuchlarini toping.
- 24.18. Vodород molekulasini asosiy holatidan birinchi tebranma holatga ($\nu=1$) o'tish uchun qanday uyg'otish energiyasi berish kerak. Ushbu molekulaning uyg'onish energiyasi birinchi aylanma sathi ($J=1$) uyg'onish energiyasidan qancha katta?
- 24.19. $\nu'=1$ $J'=0$ va $\nu=0$ $J=5$ kvant sonlari teng bo'lgan ON molekulasini uchun holatlar energiyasining farqini toping.
- 24.20. SI₂ molekulasini tebranish chastotasi $1,064 \cdot 10^{14}$ Gts va dissotsiatsiya energiyasi 2,48 eV bo'lsa, angarmonik koeffitsiyentini toping.
- 24.21. SN molekulasini sof aylanma spektrining chiziqlari orasidagi chastotalar farqi $\Delta\omega = 5,5 \cdot 10^{12}$ Gts bo'lsa, bu molekulaning yadrolari orasidagi masofani va inersiya momentini hisoblang.
- 24.22. NCl molekulasining sof aylanma spektrini ikkita qo'shni chizig'i to'liq uzunliklari 117 va 150 mkm. Toping: a) Aylanish doiyimiysi V va inersiya momentini; b) shu chiziqqa mos kelgan o'tishda sathlarning aylanma kvant sonini.
- 24.23. ON molekula nechta sof chiziqqa ega?
- 24.24. Azot molekulasida yadrolar orasidagi masofa $d=109,4$ nm ga teng. T=600 K temperaturada azot molekulasining aylanma burchak tezligini toping.
- 24.25. CsI molekulasida atomlar orasida atomlar orasidagi masofa 0,321 nm. Molekulaning keltirilgan massasi va inersiya momentini hisoblang.
- 24.26. NBr molekulasining inersiya momenti $3,3 \cdot 10^{-47}$ kg/m³ yadrolar orasidagi masofa va uchinchi aylanma sathning energiyasini toping.
- 24.27. H³⁵Cl va H³⁷Cl molekularlar aralashmasidagi sof aylanma spektrni chizig'ini nisbiy izotopik siljishi $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ ni toping.

XXV bob. Mavzu: KO'P ELEKTRONLI ATOMLAR VA PAULINING MAN ETISH PRINSIPI

Reja

- 25.1. Ko'p elektronli atomlar.
- 25.2. Atomlar termi.
- 25.3. Paulining man etish prinsipi. Xund qoidasi.
- 25.3. Ikki elektronli atomlar.
- 25.4. Fermionlar va bozonlar. Paulining man etish prinsipining ahamiyati.

ADABIYOTLAR

1. A.A.Sokolov, Yu.N.Loskutov, I.M.Ternov. Kvantovaya mexanika, –M.: 1962.
2. R.Bekjonov, B.Ahmadxo'jayev. Atom fizikasi. –T.: 1979.
3. R.Bekjonov. Atom, yadro va zarralar. –T.: 1973.
4. E.A.Нерсесов. Основные законы атомной и ядерной физики. –M.: 1988.

Masalaning qo'yilishi. Mazkur bobda ikki va undan ortiq elektronlarga ega bo'lgan atomlar fizikasi haqida so'z boradi. Term va term multipletligi simvolikalari va ularning mazmuni haqida qisqacha axborot beriladi. Ko'p elektronli atomlar uchun kvant sonlarni qo'shish algebrasi, $\vec{L} \cdot \vec{S}$ va $\vec{j} \cdot \vec{j}$ bog'lanishlarning formulalari keltiriladi. Energiya minimumi prinsipi, Paulining man etish prinsipi va Xund qoidalari haqida qisqacha ma'lumot beriladi. Mendeleyev davriy sistemasidagi atomlarning sathlarini elektronlar bilan to'ldirilishi yo'llari ko'rsatiladi. Ishqoriy, ishqoriy-yer metallari va inert gazlar haqida, ularning konfiguratsiyasi va termlari haqida so'z yuritiladi. Fermionlar va bozonlar ularning koinot tuzilishidagi vazifalari haqida qisqacha so'zlanadi.

Mavzu qahramoni: Wolfgang Pauli (1900–1958). Avstriyada tug'ilgan. 1921-yilda Myunxen Universitetini tugatgan. Syurixda texnologiya institutida professorlik lavozimida ishlagan. 1922–1923-yillarda man etish prinsipini yaratdi. Kvant mexanikani yaratishda qilgan ishlari va man etish prinsipini kashf etganligi munosabati bilan unga 1945-yilda Nobel mukofoti berilgan.

KOP ELEKTRONLI ATOMLAR VA PAULINING MAN ETISH PRINSIPI

25.1. Ko'p elektronli atomlar

Ikkita va undan ortiq elektronlarga ega bo'lgan atomlar ko'p elektronli atomlar deyiladi. Elektronlar orasidagi bog'lanish kuchlari va energetik spektrlari ancha murakkab bo'lgani uchun ko'p elektronli atomlarni ko'pincha murakkab atomlar ham deb atashadi. Mendeleyev davriy sistemasidagi ikkita elektroni bo'lgan Geliy atomidan tortib to $z=92$ ta elektroni bo'lgan uran atomigacha bo'lgan barcha barqaror atomlarni har biri murakkab atomlar jumlasiga kiradi.

Murakkab atomlar fizikasini o'rganishda ikkita muhim masalani yechish zarur bo'ladi. Birinchi masala atomlarda elektronlar zichligining taqsimlanishi manzarasini bilish bo'lsa, ikkinchi masala atomning energetik sathlarini topish va bu sathlarni strukturasi aniqlashdir.

Barcha elektronlarning yadroga tortilishi tufayli atomda vujudga kelgan elektronning energiyasi

$$E = -\frac{Z^2 R\hbar}{n} \quad (25.1)$$

ni bilgan holda yana hamma elektronlarning bir-biri bilan bo'ladigan o'zaro ta'sirini ham hisobga olish kerak. Chunki bu o'zaro ta'sir tufayli (25.1) formuladagi elektron energiyasining absolut qiymati kamayadi.

Murakkab atomlarda ham har bir elektronning holati vodorod atomidagi kabi to'rtta kvant soni bilan xarakterlanadi. Lekin bu to'rtta kvant sonini tanlash ko'pincha elektronlarning orbitalarini va spin momentlarini qanday bog'lanishiga bog'liq. Bog'lanish odatda, $(\vec{L} \cdot \vec{S})$ va $\vec{j} \cdot \vec{j}$ bog'lanish deb atalgan turlarga bo'linadi. Agar muayyan sathdagi (qobiqdagi) barcha elektronlarning to'la orbital momenti va to'la spin momenti bir-biriga bog'liq bo'lmagan holda topilsa va so'ngra ularni bir-biriga qo'shish natijasida to'la impuls momenti aniqlansa, u holda to'la impuls momenti $\vec{L} \cdot \vec{S}$ deb atalgan bog'lanishga bo'ysinadi. $\vec{L} \cdot \vec{S}$ bog'lanish ko'pincha Ressel-Saunders yoki normal bog'lanish deb ataladi. $\vec{L} \cdot \vec{S}$ bog'lanish sxemasini matematik tarzda vektorlarni qo'shish formulasidan foydalanib, quyidagicha ifodalash mumkin.

To'la orbital moment:

$$\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i$$

To'la spin moment:

$$\vec{S} = \sum_i \vec{s}_i \quad (25.2)$$

To'la impuls moment:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$$

bunda, l_i va s_i lar energetik sathda yotgan har bir elektronni mos ravishda orbital va spin momentlari.

$|\bar{L}|, |\bar{S}|, |\bar{J}|$ va L_z, S_z, J_z lar odatdagidek kvantlanadi va ularga L, S, J, M_L, M_S va M_J kvant sonlari mos keladi, ya'ni

$$|\bar{L}| = \hbar \sqrt{L(L+1)}; L_z = \hbar M_L \quad (25.3)$$

bunda, $M_L = -L, -L+1, \dots, L,$

$$|\bar{S}| = \hbar \sqrt{S(S+1)}; S_z = \hbar M_S \quad (25.4)$$

bunda, $M_S = -S, -S+1, \dots, S,$

$$|\bar{J}| = \hbar \sqrt{J(J+1)}; J_z = \hbar M_J \quad (25.5)$$

bunda, $M_J = -J, -J+1, \dots, J,$

Bu formulalarda L va M_L har doim butun son yoki nolga teng. Qolgan kvant sonlari esa har doim yarim butun son (agar elektron soni toq bo'lsa) yoki har doim butun son, yoki nolga teng (agar elektronlar soni juft bo'lsa).

$\bar{L} \cdot \bar{S}$ bog'lanishni vujudga kelishi ayrim orbital impuls momentlarini bitta umumiy \bar{L} momentga va shuning singari ayrim spin momentlarini bitta umumiy spin momenti \bar{S} ga birlashuviga olib keluvchi elektrostatik kuchlarning nisbatan kuchli ta'siri ostida yuz beradi. Shunday qilib, Ressel-Saunders bog'lanishda murakkab atomli kvant sonlari sifatida quyidagi to'rtta kvant sonni olish mumkin:

1. Bosh kvant son $n=1, 2, 3, \dots$
2. Orbital kvant son $l=0, 1, 2, 3, \dots, (n-1)$
3. Magnit kvant son

$$m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm l \quad (25.6)$$

4. Spin proyeksiyasi

$$m_s = \pm \frac{1}{2}$$

Yengil elementlar uchun Ressel-Saunders bog'lanish o'rinlidir.

Momentlarni qo'shishning boshqacha sxemasi ham mavjud bo'lib, bu holda avval har bir elektronning orbital va spin momentlari qo'shiladi. So'ng esa barcha elektronlarning to'la impuls momenti topiladi. Elektronlarning to'la impuls momentini bu xil topilish chizmasiga jj bog'lanish deb ataladi. jj bog'lanishni matematik tarzda vektor qo'shish qoidasidan foydalanib quyidagicha yozish mumkin:

Har bir elektronning impuls momenti

$$\bar{j} = \bar{l}_i + \bar{s}_i \quad (25.7)$$

bunda, $i=1, 2, \dots, N$ – elektronlarning sathdagi nomeri.

Barcha elektronlarning to'la impuls momenti

$$\bar{J} = \sum_{i=1}^N \bar{j}_i \quad (25.8)$$

Og'ir atomlarda yadro zaryadi juda katta bo'lganligi sababli l_i va s_i lar o'rtasida u vujudga keltiradigan spin orbital o'zaro ta'sir elektron o'rtasidagi elektrostatik o'zaro ta'sir bilar tenglashadi. Natijada $\bar{L} \cdot \bar{S}$ bog'lanish buziladi (bu xil buzilish kuchli

tashqi magnit maydon ta'sirida ham yuz berishi mumkin). $\vec{L} \cdot \vec{S}$ bog'lanishning to'la buzilishi oqibatida ayrim elektronlarning to'la impuls momentlari \vec{j}_i (25.8) formuladagi kabi to'g'ridan to'g'ri qo'shiladi. jj bog'lanishda kvant holatlarini xarakterlash uchun to'rtta kvant soni ishlatiladi, ya'ni:

1. n - bosh kvant son.
2. l -orbital kvant son.
3. $j = |l + 1/2|$ ichki kvant son.
4. m_j to'la impuls momentini j o'qiga proyeksiyasini xarakterlovchi kvant son.

Yuqorida aytganimizdek, jj bog'lanish og'ir elementlar uchun $\vec{L} \cdot \vec{S}$ bog'lanish esa yengil elementlar uchun o'rinli. Ikkala turdagi bog'lanishda ham sathlar soni bir xil. Ressel-Saunders bog'lanish holida ikkita elektron momentlari quyidagicha yoziladi:

$$\vec{l}_1 + \vec{l}_2 = \vec{L}, \quad \vec{s}_1 + \vec{s}_2 = \vec{S}, \quad \vec{S} + \vec{L} = \vec{J} \quad (25.9)$$

elektronning spini $s=1/2$ bo'lgani uchun $S=0$ va 1 teng. Agar elektronlar spinlari yo'nalishi qarama-qarshi bo'lsa, $S=0$ va aksincha, elektronlar spinlarining yo'nalishi bir xil tomonga bo'lsa, $S=1$ bo'ladi.

Atom orbital vektori L ga nisbatan spin vektori S ning mumkin bo'lgan yo'nalishlar soni

$$J = L + S, \quad L + S - 1, \dots, |L - S| \quad (25.10)$$

ga teng bo'lgan $2S+1$ kattalik termning multipletligi deyiladi.

Spektr chiziqning komponentlarga parchalanishi ya'ni spektr strukturasi nozik struktura deyiladi. Bir-biriga juda ham yaqin joylashgan komponentlardan tashkil topgan spektral chiziq multipletligini hosil qiladi. Agarda chiziq faqat bitta komponentdan iborat bo'lsa singlet, ikkita komponentdan tashkil topgan bo'lsa dublet, uchta komponentdan iborat bo'lsa triplet va to'rttadan tashkil topgan bo'lsa kvartet deyiladi. Energetik sathlari bir-biridan uzoqroqda joylashgan energetik sathlar guruhi qobiqlar hosil qiladi. Har bir energetik sathda (qobiqda) muayyan sondagi elektronlar joylashishi mumkin. Har bir qobiqdagi elektronning maksimal soni $2 \cdot n^2$ formula bilan topiladi, bunda n bosh kvant soni.

Atom spektroskopiyasida qobiqlar quyidagicha belgilanadi:

25.1-jadval

Bosh kvant soni, n	Qobiq (sath) belgisi	Elektronlarni maksimal soni, $2n^2$
1	K	2
2	L	8
3	M	18
4	N	32
5	O	50
6	P	72
7	Q	98

Jadvaldan ko'rinadiki, K qobiqda ko'pi bilan 2 ta, L qobiqda ko'pi bilan 8 ta elektron joylashadi va hokazo.

Energetik sathlar (qobiqlar) o‘z navbatida sathchalarga (qobiqchalarga) ajraladi. Sathchalar orbital kvant sonlari $l=0, 1, 2, \dots$ bilan xarakterlanadi. Bu sathchalarni s, p, d, f, g kabi harflar bilan belgilashadi. Bu sathchalarda joylashgan elektronlarni s-, p-, d-, f-, g- elektronlar deb atashadi. Shunday qilib, bir xil l qiymatga ega bo‘lgan elektronlar yig‘indisi qobiqcha deyiladi. Elektronning bo‘lishi ehtimoli 90% ga yetgan atom qobig‘i sohasi odatda orbital deyiladi.

1, 2, 3, 4-energetik sathlarga s orbitaldan tashqari mos ravishda uchta p-, 5 ta d-, va 7 ta f-orbitallar mos kelishi mumkin. Quyidagi jadvalda orbital kvant sonlari va undagi holatlar nomi va sathchadagi umumiy elektronlar soni keltirildi. Elektronlarning maksimal soni $2(2l+1)$ bilan topiladi.

25.2-jadval

Orbital kvant soni	Orbital holat nomi	Qobiqchadagi elektronlarning maksimal soni, $2(2l+1)$
0	s	2
1	p	6
2	d	10
3	f	14
4	g	18

Uyg‘onmagan holatdagi atomlar uchun l ning yuqori bo‘lgan qiymati deyarli uchramaydi. Shuning uchun jadvaldagi l ning qiymatlari bilan qanoatlanamiz.

Qobiqdagi elektronlarning maksimal soni

$$N = \sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2(1+3+5+\dots+(2n-1)) = 2 \frac{1+(2n-1)}{2} \cdot n = 2n^2 \quad (25.11)$$

formula bilan topiladi.

Qobiq va qobiqchalarni elektronlar bilan to‘ldirish tartibini joriy etish uchun albatta elektronlar orasidagi o‘zaro ta‘sirni inobatga olish kerak. Lekin bu masalani aniq yechimi yo‘q. Bu masalani echishda kvant mexanikada variatsion metodlar (Ritts, Hileras va boshqalar) foydalaniladi. Bu metodlar qanoatlantirarli natijalar beradi. Umuman olganda, atom tuzilishini to‘la tahlil etish uchun Xartri-Fok nazariyalaridan foydalanish kerak. Bu nazariya ustida biz to‘xtalib o‘tirmaymiz.

Qobiq va qobiqchalarni elektronlar bilan to‘ldirishda eng avval Pauli prinsipi va so‘ng Xund qoidalarini e‘tiborga olish lozim. Quyida shular haqida to‘xtalib o‘tamiz.

25.2. Atomlar termi

l va s muayyan qiymatlari bilan xarakterlanadigan energetik sathlar spetral temlar yoki sodda holda term deb ataladi. Har bir elektronning energetik holatini tasvirlash uchun spektroskopik belgi qo‘yiladi va bunda orbital kvant sonining turli qiymatlariga mos ravishda lotin alfavitining bosh harflari bilan belgilanadi.

l ning qiymati 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, ...

Term belgisi S, P, D, F, G, H, I, ...
Atom termini shartli belgisi

$$n^{2s+1}D_j$$

kabi belgilanadi. Bunda, n –bosh kvant soni, $2s+1$ multipletlik, D–deganda, S, P, D harflarning biri tushunilib, uning tanlanishi l ning qiymatiga bog‘liq. Masalan, biz yozgan D uchun $l=2$. D harfini pastidagi j harfi impulsning to‘la momentini xarakterlaydi va u $j=l \pm s$ ga teng.

Masalan, 3d–elektronlarni termlari

$$3^2D_{5/2} \text{ yoki, } 3^2D_{3/2}$$

kabi belgilanadi. Bunda $n=3$ ga teng.

Ko‘p elektronli konfiguratsiyalar uchun termni $^{2S+1}D_i$ ko‘rinishda belgilanadi. Bu holda n ning o‘rniga to‘la orbital moment L ishlatiladi. Ekvivalent bo‘lmagan elektronlardan tashkil topgan elektron konfiguratsiyalar uchun L va S kvant sonlarini hisoblash uchun kvant momentlarini qo‘shish uchun foydalaniladi:

$$L = l_1 + l_2, l_1 + l_2 - 1, l_1 + l_2 - 2, \dots, |l_1 - l_2|.$$

Bunda, l_1 va l_2 har bir elektronning orbital kvant sonlari. Spinlarining yig‘indisi ham xuddi shunday shaklda topiladi.

$$S = s_1 + s_2, s_1 + s_2 - 1, s_1 + s_2 - 2, \dots, |s_1 - s_2|.$$

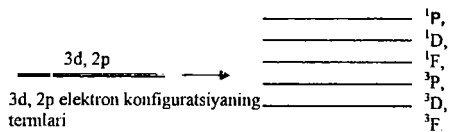
Bitta misol keltiramiz.

$n=3, l=2$ va $n=2, l=1$ holatlarda yotgan va ikkita elektronga tegishli bo‘lgan elektron konfiguratsiyalari uchun termlarni yozamiz. Yuqoridagi formulalarga muvofiq, to‘la orbital kvant son $L=3, 2, 1$, to‘la spin kvant soni esa $S=1, 0$.

Shunday qilib, 3d, 2r–elektron konfiguratsiya uchun biz termlarni quyidagicha yozamiz:

$$^1R, ^1D, ^1F, ^3P, ^3D, ^3F.$$

Rasmda 3d, 2r–elektron konfiguratsiya uchun sathlarni guruhlanishning chizmasi keltirilgan.



Yuqorida keltirilgan chizma asosida alohida-alohida elektronlarning momentlarini qo‘shilishidan hosil bo‘lgan atomning najaviy momenti Ressel-Saunders yoki LS bog‘lanishga to‘g‘ri keladi.

25.3. Paulining man etish prinsipi. Xund qoidasi

Yuqorida biz ko‘p elektronli atomda ham elektronlarning holati vorodod atomidani kabi to‘rtta kvant sonlari bilan aniqlanishini ko‘rdik. Lekin sathlarni elektronlar bilan ketma-ket to‘ldirishda energiya minimumi prinsipi bilan bir qatorda Pauli prinsipini hisobga olish kerak. Paulining man etish prinsipi fundamental

fizikaviy qonun bo'lib, elektronlarni sathma-sath joylashtirish shu qonunga bo'ysinadi. Avstriyada tug'ilgan Volfang Pauli o'zining bu mashhur prinsipini 1922–1929-yillarda kashf etdi. Paulining man etish prinsipi murakkab atomlar strukturasi tushuntirish bilan birga molekularning tabiatini yoritishga, kimyoviy bog'lanishlarini va boshqa bir qator hodisalarni tushuntirishda ahamiyat kasb etadi. Shu sababli, bu ishi uchun Pauliga 1945-yilda Nobel mukofoti berilgan.

Paulining man etish prinsipini quyidagicha ta'riflash mumkin:

Muayyan energetik sathda kvant sonlari n, l, m_l, m_s bir xil bo'lgan ikkita elektronni bo'lishi mumkin emas. Yoki kvant sonlari bir xil bo'lgan ikkita elektron bitta atomda bo'lishi mumkin emas. Bundan chiqadiki, atomda hamma elektronlarning holati har xil. Pauli prinsipi umumiy qoida bo'lib, butun olam elektronlari uchun ham o'rinlidir. Qo'yingki, bu prinsip yarim butun spinga ega bo'lgan barcha zarralar uchun qo'llaniladi.

Shunday qilib, atom manzarasini to'g'ri tavsiflash uchun mikroduyoning yana bitta hossasini, ya'ni har bir kvant holatda faqat bitta elektron bo'lishi mumkinligini hisobga olish lozim. Pauli prinsipi shu hossani hisobga oladi. Ammo nima uchun yarim spinga ega bo'lgan zarralar (fermionlar) bu qoidaga itoat qiladi. Afsuski, biz buni bilmaymiz.

Pauli prinsipini mohiyatini yaxshi tushunish uchun qobiq va qobiqchalarni elektronlar bilan to'ldirilishiga bir misol keltiramiz va uni jadval ko'rinishida beramiz. Quyidagi jadvalda bosh kvant soni $n=4$ bo'lgan qobiqlarni va qobiqchalarni elektronlar bilan to'ldirish Pauli prinsipiga rioya qilingan holda keltirilgan.

25.3-jadval

		m_l	-3	-2	-1	0	1	2	3		holatlar soni
N-qobiq $n=4$	f		↑↓	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓	$l=3$	14
	d			↑↓	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓		$l=2$	10
	p				↑↓	↑↓	↑↓			$l=1$	6
	s					↑↓				$l=0$	2
M-qobiq $n=3$	d			↑↓	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓		$l=2$	10
	p				↑↓	↑↓	↑↓			$l=1$	6
	s					↑↓				$l=0$	2
L-qobiq $n=2$	p				↑↓	↑↓	↑↓			$l=1$	6
	s					↑↓				$l=0$	2
K-qobiq $n=1$	s					↑↓				$l=0$	2

25.3-jadvaldan ko'ramizki, N-qobiqda 32 ta, M-qobiqda ko'pi bilan 18 ta, L-qobiqda ko'pi bilan 8 ta va K-qobiqda ko'pi bilan ikkita elektron joylashishi mumkin va bu 25.1-jadvalda keltirilgan elektronlarning maksimal soni bilan mos keladi. Paulining man etish prinsipidan kelib chiqqan holda orbitallarni to'ldirish soni ham 25.3-jadvalda keltirilgan. Masalan, f orbitalda 14 ta, d orbitalda 10 ta, p orbitalda 6 ta

va s orbitalda ko'pi bilan 2 ta elektron joylanishi mumkin. Jadvaldagi $\uparrow\uparrow$ belgi elektron spinini oriyentatsiyasini xarakterlaydi. Fiksirlangan har bir n, l, m_l holat uchun spinlari qarama-qarshi bo'lgan ikkita elektronni joylash mumkin. Shunday qilib, 25.3-jadvalga asoslangan holda Mendeleyev davriy sistemasidagi barcha elektronlarning asosiy holati uchun elektron konfiguratsiyalarini tuzish mumkin va ana shunday konfiguratsiyalar vodorod atomi bilan neon atomi uchun 24.2-rasmda keltirilgan.

Vodorod atomining asosiy energetik holati uchun kvant sonlarini quyidagicha yozish mumkin:

$$n=1, l=0, m_l=0, m_s = \pm 1/2.$$

Demak, vodorod atomining konfiguratsiyasi $1s^1$, termi esa $^2S_{1/2}$.

$1s^1$ belgida n=1, s->l va s ni ko'rsatkichdagi 1 soni elektronlarning sonini xarakterlaydi.

$^2S_{1/2}$ belgida esa 2 belgi $2S+1=2 \cdot 1/2 + 1=2$ multipletlikni xarakterlaydi. Shuningdek, S -> l=0: j=l+s=0+1/2=1/2 S ni indeksini xarakterlaydi.

25.3-jadvaldagi eng yuqorigi f holat uchun elektronning energetik holatini kvant sonlari

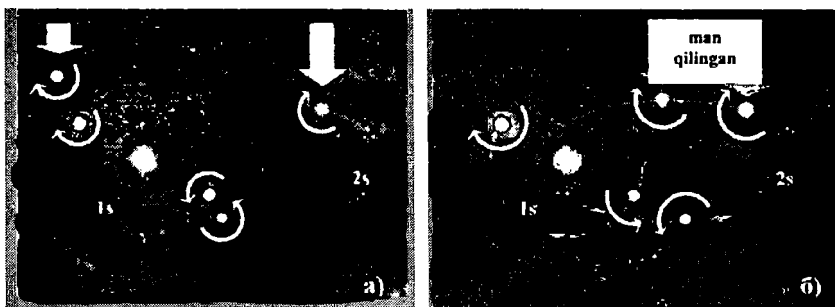
$$n=4, 2S+1=2, F \rightarrow l, j=l+s=3+1/2 \text{ bo'lgani uchun termni } 4^2F_{1/2}.$$

Asosiy holatda qobiqcha Paulining man etish prinsipiga binoan elektronlar bilan tamomila to'ldirilganda to'la orbital moment va spin orbital moment nolga teng. Atom qobiqchalarini navbatma-navbat elektronlar bilan to'ldirilganda Xund qoidasi ham e'tiborga olingan 24.2-jadvalga qarang. Xund qoidasiga ko'ra, s, p, d va hokazo qobiqlarni elektronlar bilan to'ldirilganda birinchi navbatda oriyentatsiyasi bir xil yo'nalishga ega bo'lgan elektronlar bilan to'ldiradi so'ng esa oriyentatsiyasi teskari elektronlar qobiqchalarga joylanadilar, 24.2-jadvalga qarang. ${}_5V$ atomining 2p holatida spini yuqoriga yo'nalgan bitta elektron, ${}_7N$ atomini esa spini bir xil yo'nalgan uchta elektron bilan 2r orbital to'ldiriladi. ${}_8O$ ni tashqi qobig'idagi to'rtta elektronni spini pastga qaragan bo'lib, 2r orbitalni birinchi katagiga joylanadi, so'ng bu jarayon ${}_{10}Ne$ gacha davom etadi. Neon atomida 2r orbital batamom 6 ta elektron bilan to'ldiradi. Shunday qilib, energiya minimum prinsipi, Paulining man etish prinsip iva Xund qoidasidan foydalanib, Mendeleyev davriy sistemasidagi barcha elementlarni elektron konfiguratsiyasini tuzish va holat termlarini belgilash mumkin.

Yana bir necha misol keltiraylik.

1. Bor atomi uchun Paulining man etish prinsipini tatbiqini ko'raylik. 24.2-jadvalga ko'ra, ${}_5B$ atomida 5 ta elektron bor. Va uning elektron konfiguratsiyasi $1s^2 2s^2 2p^1$ termi esa ${}^2P_{1/2}$. 1s va 2s qobiq ikkitadan elektron bilan to'ldirilgan Pauli prinsipiga ko'ra bitta 2s orbitaga uchta elektronni joylanishi mumkin emas. Shu

sababli, oxirgi elektron 2r orbitaga joylashadi. B Bor atomida orbitalar bo'yicha elektronlar bilan to'ldirilish manzarasi 25.1-rasmda tasvirlangan.



25.1-rasm.
Bor atomi uchun Pauli prinsipining tatbiqi.

Uchta elektronni 2s orbitaga bir vaqtning o'zida joylashning mumkin emasligi Pauli prinsipidan kelib chiqadi va bu holat 25.1(b)-rasmda tasvirlangan. Paulining man etish prinsipiga zid kelmagan hol esa 25.1(a)-rasmda tasvirlangan. Bu holda uchinchi elektron noiloj 2r orbitaga o'rtnashadi.

2. Azot atomi uchun Pauli va Xund qoidasining tatbiqi.

24.2-jadvaldan ko'ramizki, azot atomida 7 ta elektron bor. Ular $1s^2 2s^2 2p^3$ – elektron konfiguratsiyasini hosil qilishadi. Termi - $^4S_{3/2}$.

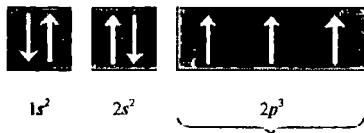
Pauli prinsipiga ko'ra 1s va 2s holatni elektronlar bilan to'ldiramiz. Qolgan 3 ta elektronni 2r orbitalga joylash mumkin. Bu orbital o'ziga 6 ta elektron qabul qilishi mumkin. Xund qoidasiga binoan r orbitalni uchala katagiga spini yuqoriga qaragan elektronlar bilan to'ldirish mumkin (24.2-jadvalga qarang). Bu hol 25.2-rasmda ham tasvirlangan.



25.2-rasm.

Azot atomi uchun Pauli printsipi va Xund qoidasini tatbiqi.

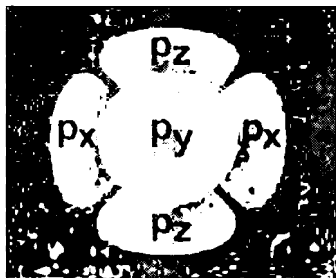
Azot atomining elektron konfiguratsiyasi



Xund qoidasiga binoan uchchala elektronning spini yuqoriga qaragan

To'liqin modelda har bir r elektron uchun to'liqin funksiya ikkita tuxumsimon simmetrik qismdan iborat bo'lib, azot atomining 3 ta 2r atomi 25.3-rasmda tasvirlangan.

25.4. Ikki elektronli atomlar ishqoriy-yer metallar, inert gazlar



25.3-rasm.

Azot atomining 3 ta 2r elektroni (r_u orbitalning 2-pallasida rasmda ko'rsatilmagan).

Ishqoriy metall atomlari litiy ($_3\text{Li}$), natriy ($_{11}\text{Na}$), kaliy ($_{19}\text{K}$), rubidiy ($_{37}\text{Rb}$), seziiy ($_{55}\text{Cs}$) va fransiy ($_{87}\text{Fr}$) ning dastlabki bir qancha qobiqlari Paulining man etish qoidasiga muvofiq ravishda to'la to'ldirilgan bo'ladi va tashqi qobig'ida faqat bitta elektron joylashgan bo'lib, ular qandaydir darajada vodorod atomiga o'xshab ketadilar.

Ishqoriy yer elementlari – berilliy ($_4\text{Be}$), magniy ($_{12}\text{Mg}$), kalsiy ($_{20}\text{Ca}$), stronsiy ($_{38}\text{Sr}$), bariy ($_{56}\text{Ba}$) va radiy ($_{88}\text{Ra}$) ning tashqi qobig'ida faqat ikkita elektron joylashgan bo'lib, ular bizga geliy atomini eslatadi. Shuningdek, barcha inert gazlar – neon ($_{10}\text{Ne}$), argon ($_{18}\text{Ar}$), kripton ($_{36}\text{Kr}$), ksenon ($_{54}\text{Xe}$) va radon ($_{86}\text{Rn}$) ning barcha qobiqlari elektronlar bilan to'ldirilgan bo'lib, ularning tashqi qobig'i bo'lmaydi.

Qobig'i elektronlar bilan to'la to'lgan elementlar inert gazlar deb hisoblanadi va davriy sistemaning VIII gruppasiga joylashgan. Bu elementlarning atom qobiqlarida joylashgan elektronlar mustahkam joylashgan bo'lib, ular kimyoviy reaksiyalarda ishtirok etmaydi. 25.4-jadvalda ularning ionlashish energiyasi keltirilgan. Masalan, neon inert gaz bo'lib, uning ionlashtirish potentsiali juda katta – 21,6 eV ga teng. Neonning chap va o'ng qo'shni bo'lgan fluor (F) va natriy (Na) ning ionlashish potentsiali esa mos ravishda 17,4 va 5,1 eV ga teng. Shuningdek, geliy gazini

ionlashish potentsiali 24,6 eV ga teng bo'lsa, uning chap va o'ng qo'shnilari vodorod va litiyning ionlashtirish potentsiali mos ravishda 13,6 va 5,4 eV ga teng. Inert gazlarning valentligi nol deb qarasa bo'ladi. Bu jihatdan ularni nolinchi gruppaga qo'ysa o'rinli bo'ladi. Bu guruhni r orbitali to'la to'lgan bo'lib, p⁶ bilan belgilanadi.

Davriy sistemaning birinchi guruhiga kiruvchi ishqoriy metallar esa vodorodsimon atomlar deb ham ataladi. Chunki, ularning ko'p xususiyatlari vodorod atomining xususiyatiga o'xshab ketadi. Vodorodsimon atomlarning tashqi qobig'ida o'z yadrosi bilan kuchsiz bog'langan bitta elektron bo'lib, u elementning valentligini xarakterlaydi. Bu valentli elektronlar boshqa elementlar atomi bilan yengil birikish xususiyatiga ega. Shu sababli, 1-guruhga kiruvchi elementlar yuqori darajadagi kimyoviy faollikka ega. Ularning ionlashish potentsiali ham ancha kichik. Masalan, litiy uchun 5,4 eV, natriy uchun 5,1 eV. Kaliy uchun 4,3 va hokazo (25.4-jadvalga qarang).

25.4-jadval

Qobi- g'i*	Ishqo- riy metal- lar	Tashqi orbita- li	Ionla- shish poten- siali (eV)	Ishqo- riy- yer metal- lari	Tashqi orbita- li	Ionla- shish poten- siali (eV)	Inert gazlar	Orbita li
K	$1H$	1s ¹	13,6	$2He$	1s ²	24,6	$3He$	1s ²
L	$3Li$	2s ¹	5,4	$4Be$	2s ²	9,3	$10Ne$	2p ⁶
M	$11Na$	3s ¹	5,1	$12Mg$	3s ²	7,6	$18Ar$	3p ⁶
N	$19K$	4s ¹	4,3	$20Ca$	4s ²	6,1	$36Cr$	4p ⁶
O	$37Rb$	5s ¹	4,2	$38Sr$	5s ²	5,7	$54He$	5p ⁶
P	$55Cs$	6s ¹		$56Ba$	6s ²		$86Rn$	3p ¹¹
Q	$82Fr$	7s ¹		$88Ra$	7s ²			

* Qobiqlar ishqoriy-yer va inert gazlari uchun ham tegishli.

Ar uchun u=15,8 eV, Kr uchun u 14 eV.

Ishqoriy metallar, ishqoriy-yer elementlari va inertgazlar uchun ba'zi bir ma'lumotlar 25.4-jadvalda keltirilgan. Jadvaldan ko'rinadiki, ishqoriy metallar faqat n (qobiq) bilan bir-biridan farqlanadi va orbitali hammasi uchun bir xil, ya'ni s¹. Shuningdek, ishqoriy-yer metallarining ham orbitali bir xil – s² bo'lib, unda ikkita elektron joylashgan. Inert gazlarining ham orbitalari bir xil bo'lib, ya'ni p⁶ bo'lib, unda 6 ta elektron joylashgan. Jadvalda tashqi qobiqni to'ldirish o'xshash bo'lgani uchun vodorod gazi (metal emas) va geliy gazi (ishqoriy yer metalli emas) ham taqqoslash uchun keltirilgan.

Birinchi gruppadagi elementlar 1 valentli bo'lishiga qaramay, dublet strukturaga ega, ya'ni termi ²S_{1/2}. Ikkinchi gruppaga kiruvchi elementlar 2 valentli, shu sababli spektral termlar singlit va triplet strukturaga ega. Termi ¹S₀. VIII gruppaga kiruvchi inert gazlarning valentligi nol, chunki tashqi qobig'i yo'q. Termi ¹S₀. ular nolinchi guruhdir. Shu sababdan mazkur elementlar reaksiyaga kirishmaydi.

Uchinchi gruppaga kiruvchi elementlar (${}_5B-{}_8Tl$) atomining tashqi qobig'ida uchta elektron joylashgan. Shu sababdan ular uch valentli va ularning optik termlari 4 taga (kvartet) ajraladi. Masalan, ${}_5B$ borning termi ${}^2P_{1/2}$ va ionlashish energiyasi $u=8,3$ eV; aluminiy ${}_{13}Al$ uchun ham term ${}^2P_{1/2}$ $u=6$ eV.

VII gruppaga kiruvchi elementlar (${}_9F$ (for) – ${}_{85}At$ (astat)) galogenlar deb ataladi va ularning tashqi qobig'ining to'lishiga atigi bitta elektron etishmaydi. Ularni 7 valentli elementlar deb qarasa ham bo'ladi. Biroq ularni manfiy valentli elementlar deb ham atash mumkin. Shu sababli, ionli birikmalarida manfiy valentlik sifatida ular o'zini namoyon etadi. Ularning termi ${}^2P_{3/2}$. Demak, for F uchun $u=17,4$ xlor Cl uchun $u=13,1$ eV va brom Br uchun $u=11,8$ eV.

Umumiy qoidadan istisnolar ham mavjud. Masalan, vodorod va geliydan iborat birinchi davrda 8 ta element emas, balki faqat ikkita element ishtirok etadi. Bunga sabab K qobiqdan p holatning bo'lmashligidir. Shunga ko'ra, bu elementlar ikkiyoqlama xususiyatga ega bo'ladi.

Haqiqatan ham tashqi qobig'ida faqat bitta elektroni bo'lgani uchun vodorod ham ishqoriy metallarning kimyoviy-optik hossalari qaytarilishi kerak edi. Chunki unda ham ishqoriy metallarda ham spektral termlarning ajralishi ikkita valentligi esa birga teng. Biroq bitta elektroni etishmasligi jihatidan vodorod atomi galogenlar gruppasidagi (ularning tashqi qobiqlarining to'lishiga ham bitta elektron etishmaydi) elementlarga o'xshab ketadi. Shu sababli u ham galogenlarga o'xshab, bitta elektroni o'ziga biriktira olishi mumkin.

Tashqi qobiqda elektronlar soni bo'yicha geliy ham (25.4-jadvalga qarang) ishqoriy-yer metallarini eslatadi. Ishqoriy yer metallari kabi geliyning termi ham singlet (spini nolga teng) yoki triplet (spin birga teng) bo'lishi mumkin. Biroq kimyoviy hossalari ko'ra, u inert gazlarga kiradi, chunki uning K qobig'i to'la to'ldirilgan.

Endi ikki elektroni atomlar fizikasi bilan tanishaylik. Ikkita proton va ikkita neytrondan tashkil topgan yadroga ega bo'lgan geliy atomida ikkita elektron bo'lib, uni ikki elektroni vakili deb qarasa bo'ladi. Geliy atomni birinchi va ikkinchi elektronning mos ravishda orbital momentlarini \overline{L}_1 va \overline{L}_2 u holda moduli bo'yicha to'la orbital moment

$$|\overline{L}| = |\overline{L}_1| + |\overline{L}_2| = \hbar\sqrt{L_T(L_T + 1)} \quad (25.12)$$

ga teng. Bunda, L_T – to'la orbital momentni kvant soni. Shunga o'xshash, agar ularning mos spinlarini \overline{L}_{S_1} va \overline{L}_{S_2} deb belgilasak, to'la spinning absolut qiymati

$$|\overline{L}_S| = |\overline{L}_{S_1}| + |\overline{L}_{S_2}| = \hbar\sqrt{S(S + 1)} \quad (25.13)$$

ga teng va bunda, S – to'la spin momentning kvant soni.

2Ne geliy engil yadro bo'lganligi uchun elektronning to'la momentini Ressel-Saunders bog'lanish sxemasiga ko'ra yozsa bo'ladi, ya'ni

$$|\overline{J}| = |\overline{L} + \overline{L}_S| = \hbar\sqrt{J_T(J_T + 1)} \quad (25.14)$$

ga teng. Bunda, J_T – to'la burchak momentining kvant soni. Geliy atomi asosiy holatda bo'lganda K qobiqdagi elektronlarning holatini xarakterlovchi kvant sonlar:

$$1\text{-elektron uchun: } n_1=1; l_1=0; m_{l_1} = 0; m_{s_1} = \frac{1}{2}$$

$$2\text{-elektron uchun: } n_2=1; l_2=0; m_{l_2} = 0; m_{s_2} = \frac{1}{2}$$

ga teng.

Biroq bu Paulining man etish prinsipiga zid. Shu sababli, ikkinchi elektronni magnit spin kvant soni $m_{s_2} = -\frac{1}{2}$ bo'lishi kerak. Demak pauli prinsipiga binoan ularning spini 25.4-rasmda ko'rsatilganidek, antiparallel bo'lishi kerak. Shuning uchun

$$\bar{L}_S = \bar{L}_{S1} + \bar{L}_{S2} = 0 \quad (25.15)$$

bu holda,

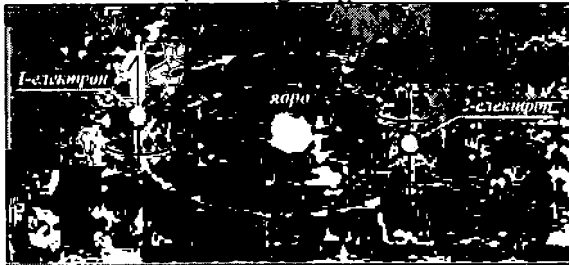
$|\bar{L}_S| = \hbar\sqrt{S(S+1)} = 0$ to'la spin kvant soni $S=0$. va multipletlik $2S+1=1$. Shu bilan birga

$$\bar{L} = \bar{L}_1 + \bar{L}_2 = 0 \quad (25.16)$$

Va

$$|\bar{L}| = \hbar\sqrt{L_T(L_T+1)} = 0 \quad (25.17)$$

ya'ni to'la orbital kvant soni L_T ham nolga teng.



25.4-rasm.
Geliy atomining orbitali.

Geliy atomining asosiy energetik holati spektroskopik belgilarda 1^1S_0 ko'rinishga ega. Chunki, $n=1$, $2S+1=1$, $L_T=0$ va $J=L_T+S=0$

Bunday holat singlet holat deyiladi, chunki, $\bar{L}_S=0$ va to'la moment yagona $J=L$ qiymatga teng. 1P_1 , 1D_2 va 1F_3 holatlar ham singlet holatlar bo'ladi. Geliy atomini singlet holati parageliy deyiladi.

Spinlari parallel bo'lgan ikki elektron sistemalari uchun $S=s_1+s_2=\frac{1}{2}+\frac{1}{2}=1$ va multipletligi $2S+1=3$ bo'lgani uchun bu holni triplet (uchta) holat deyiladi. Triplet holati uchun $J_T=L_T+1$, $J_T=L_T$ va $J_T=L_T-1$. Shunday qilib, $L_T=1$ uchun 3P_2 , 3P_1 , 3P_0 va $L_T=2$ uchun 3D_3 , 3D_2 , 3D_1 kabi triplet holatlarni olamiz.

Xususiy holatda agar $l_1 = l_2 = 1$ bo'lsa, (ikkala elektron ham r holatda) to'la orbital momentning qabul qiladigan qiymatlari $L=0, 1, 2, \dots$. Bu hol momentlarni qo'shish qoidasiga olib keladi, ya'ni

1. $L=0$. Momentlar bir-biriga qarama-qarshi yo'nalgan.

$$\vec{l}_1 \uparrow \downarrow \vec{l}_2 \text{ va } L = \vec{l}_1 - \vec{l}_2 = 0$$

2. $L=1$ Momentlar rasmdagi kabi 60° gradusda joylashgan.

$$L = \vec{l}_1 + \vec{l}_2 - 1 = 1$$

3. $L=2$. Momentlar bir-biriga parallel bo'ladi.

$$\vec{l}_1 \uparrow \uparrow \vec{l}_2 \text{ va } L = \vec{l}_1 + \vec{l}_2 = 2$$

Umuman olganda, $l_1 \geq l_2$ hol uchun L ni qabul qiladigan barcha qiymatlari soni

$$L = l_1 + l_2, l_1 + l_2 - 1, l_1 + l_2 - 2, \dots, l_1 - l_2 \quad (25.18)$$

Murakkab atomlarning energetik sathlarini belgilash vodorodsimon atomlarni energetik sathlarini belgillash qoidasiga o'xshagan, biroq muayyan L orbital momentga ega bo'lgan holatlar lotin alfavitining katta harflari bilan belgilanadi, ya'ni

$L=0$ S-holat;

$L=1$ R-holat;

$L=2$ D-holat;

$L=3$ F-holat; va hokazo.

Geliy atomining energetik sathlariga qaytaylik. Agar ikkala elektron s holatda yotgan bo'lsa, u holda to'la orbital moment $L=0$. bu eng pastki energetik sathdir. Bu singlet term parageliy uchun bo'lib, u $(1s1s) \ ^1S_0$ kabi belgilanadi va spinlari antiparallel holga to'g'ri keladi. Holatlar soni – multipletlik 1 ga teng. Agar bitta elektron 1s holatda, ikkinchi elektron esa 2s holatda bo'lsa, u holda termlarni

$$(1s2s) \ ^1S_0 \text{ va } (1s2s) \ ^3S_1$$

yozish mumkin.

Birinchi term parageliyini, ikkinchi term esa ortogeoiyini xarakterlaydi. Ortogeliy parageliydan farqli ravishda spin momentiga ega va kuchli magnit maydonda anomal zeyeman parchalanishi ko'rinishida namoyon bo'ladi. Odatda, ortogeliy $(1s2s) \ ^3S_1$ ni sathi uchun uzoq yashovchi yoki metastabil holat deyiladi. Atomning bu holatini uygotish uchun 20,55 eV energiyani talab qiladi. Atom bu metasbil holatdan asosiy holatga o'tganda ikkita foton chiqaradi.

Simob atomi ($_{80}\text{Hg}$) ning elektron konfiguratsiyasi $5d^{10}6s^2$. Demak, simob atomi yadro va 78 ta elektrondan iborat atom qobig'idan tashqaridagi orbitada ikkita elektronga ega. Shuning uchun simob atomi spektri ham geliy atomi spektriga o'xshab ketadi. Simob atomida singlet va triplet termlar mavjud. Simob lampasining yorug'lik spektrini o'rganish muhim ahamiyatga ega. Chunki bunday lampalar tadqiqot ishlarida ko'p ishlatiladi.

25.5. Fermionlar va bozonlar

Aynan zarralar sistemasini hossalari eksperimental va nazariy o'rganish natijalari shuni ko'rsatadiki, tabiatda statistika jihatdan mohiyatan farq qiladigan ikki turdagi zarralar mavjuddir. Xususan, yarim butun spinga ega bo'lgan barcha zarralar

($s=1/2, 3/2, \dots$) Fermi statistikasiga bo'ysunadi. Fermi statistikasiga bo'ysunadigan barcha zarralar fermionlar deyiladi. Elektronlar, protonlar, neytronlar, myumezonlar, giperonlar va neytrinolar fermionlarga tegishlidir. Toq sondagi zarralarga ega bo'lgan atom yoki yadrolar ham fermionlarga misol bo'la oladi.

Butun spinga ega bo'lgan barcha zarralar ($s=0, 1, 2, \dots$) Boze-Eynshteyn statistikasiga bo'ysinadi va ularni bozonlar deb atashadi. Masalan, pi-mezon, kamezonlar (ularni spini nol), fotonlar (spini 1 ga teng) va boshqa zarralar bozonlarga misol bo'la oladi. Shuningdek, alfa zarralar bir xil sondagi proton va neytrondan tashkil topgan atomlar (yadrolar) ham bozonlarga tegishlidir. Qizig'i shundaki, barcha fermionalar so'zsiz Paulining man etish prinsipiga bo'ysinadi. Xossalarga ko'ra, aynan elektronlar (fermionlar) yana holatlar bo'yicha ham aynan bo'la olmaydilar. «Ey, fermionlar! Bir-biringizdan biror nimangiz bilandir farqlaning!» bu tabiat tomonidan fermionlarga aytilgan hitobdir, desak yanglishmaymiz. Agar elektron ushbu hitobga bo'ysinmaganda edilar, u holda energiya minumi prinsipiga binoan barcha elektronlar eng kichik energiyaga bo'lgan sathga o'rnashardilar. Va dunyoning fundamenti bo'lgan atom bo'lmas edi. Bu degani, butun dunyo buzilib ketgan bo'lar edi.

Bozonlar esa tamomila boshqacha, ya'ni ular Paulining man etish prinsipiga mutlaqo bo'ysinmaydilar. Boze-Eynshteyn statistikasiga muvofiq, har bir holatda cheksiz sondagi bozonlar bo'lishi mumkin. Yuqorida bayon qilganimizdek, Fermi-Dirak statistikasida har bir holat faqat 4 ta kvant soni bilan xarakterlanadi va bu holatda faqat bitta zarra bo'ladi. Yana bir qiziq narsani aytishimiz mumkinki, ya'ni barcha fermionlar qurilish materialidir, ulardan yadro, atom kabi obyektlar yasash mumkin, aksincha bozonlar umuman qurilish ishlarida qatnashmaydilar, balki ular axborot eltuvchi zarralardir. Masalan, foton bizga o'zi kelayotgan obyekt haqida axborot ma'lumot beradi, lekin o'zi hech qaysi moddiy obyektida qurilish materiali sifatida qatnashmaydi.

Fermionlar so'zsiz Paulining man etish prinsipiga itoat qilganlari uchun proton va neytronlar va hokazo fermionlar ham yadroda qobiq va qobiqchalarda harakat qiladilarki, bu yana bir Pauli prinsipini universal va fundamental xarakterga ega ekanligini namoyish etadi. Faqat yadro ichida kechadigan jarayonlar atom jarayonlaridan murakkab bo'lganligi uchun yadro qobiqlari strukturasi atom qobiqlar strukturasi nisbatan ancha murakkabdir. Yadroning qobiq strukturasi tabiati yadro fizikasida o'rganiladi.

SAVOLLAR

1. Ko'p elektronli va murakkab atomlar deb nimaga aytiladi?
2. $\vec{L} \cdot \vec{S}$ va $\vec{j} \cdot \vec{j}$ bog'lanish deganda nimani tushunasiz.
3. Atom spektroskopiyasi nuqtayi nazaridan n va l ni roli haqida nima bilasiz?
4. Paulining man etish prinsipi deganda nimani tushunasiz?
5. Xund qoidasi deganda nimani tushunasiz?
6. 3-jadvaldan fodalaniib, M qobiqni qanday tushunasiz?
7. Elektronlar konfiguratsiyasi va termlar bir-biridan nimasi bilan farqlanadi?

8. 4-jadvaldan foydalanib, bir nechta atom uchun termlar va elektron konfiguratsiyalarni yozing.

9. ${}^3\text{Li}$ (litiy), ${}^4\text{Ve}$ (berilliy) atomlari misolida atom qobiqlarini Paulining man etish prinsipiga binoan to'ldiring.

10. Paulining man etish prinsipida elektron spinining o'rni haqida nimalarni bilasiz?

11. Inert gazlar, ishqoriy-yer metallarning o'xshagan va farqli tomonlarini ko'rsating va tushuntiring.

12. Ishqoriy metallarning tabiati va ularga Pauli prinsipi qanday qo'llaniladi?

13. Vodorod atomi bilan ishqoriy metallarning o'xshashligi va farqli tomonlarini ko'rsating.

14. Geliy atomi bilan ishqoriy-yer metallarning o'xshashligi va farqli tomonlarini ko'rsating.

15. Vodorod atomi bilan galogenlarning o'xshashliklari va farqlarini ko'rsating.

16. Ishqoriy-yer va inert gazlarining termlari bir xilligi nimani anglatadi?

17. Pauli prinsipini ${}^5\text{B}$ (bor) elementiga qo'llang va tavsiflang.

18. Xund qoidasi yordamida azot atomini qobiqlari qanday to'ldiriladi?

19. 5-jadvalga qarab, inert gazlarni ionlashtirish potentsiallarini tushuntiring.

20. Geliy atomi uchun $\bar{L} \cdot \bar{S}$ bog'lanishni yozing va tushuntiring.

21. Parageliy va ortogeliy deganda nimani tushunasiz?

22. Fermionlar va Fermi statistikasi haqida nimani bilasiz?

23. Bozonlar va Boze statistikasi haqida nimani bilasiz?

24. Paulining man etish prinsipini fundamental ahamiyati haqida so'zlang.

MASALALAR

25.1. Atomda bir xil kvant sonlariga ega bo'lgan nechta elektronni joylashtirish mumkin?

25.2. Agar $n=4$ bo'lsa, u holda vodorod atomining holati uchun spektroskopik belgilarni yozing.

25.3. Atomning holati n_{1p} , n_{2p} elektron konfiguratsiyalari bilan berilgan. $\bar{L} \cdot \bar{S}$ konfiguratsiya uchun mumkin bo'lgan termlarni yozing va termlarni spektroskopik belgilarini multipletlar uchun yozing.

25.4. Atomning Kulon potentsialidagi elektron uchun aynish karraligi g_{nm} ni (n va m berilgan sonlar uchun turli holatlarning to'la soni) toping. Bu holat qanday kvant holatlari bir-biridan farqlanadi?

25.5. Atomda elektronlarning qanday guruhini qobiq va qobiqcha deyiladi. Qobiq va qobiqchada bo'ladigan elektronlarning mumkin bo'lgan maksimal elektronlar sonini ko'rsating.

25.6. Kvant sonlari $n=1, 2, 3, 4, 5, 6$ ga ega bo'lgan qaysi elektronlar yopiq qobiq hosil qiladi?

25.7. Atomdagi bitta zarrali sathlarni to'ldirish tartibini ko'rsating. Qaysi qobiqlarda va qaysi elementlarda to'ldirish ketma-ketligi tartibi buziladi?

25.8. Inert gazlar uchun bir zaryadli holatlar uchun elektronlarning taqsimlanishini yozing.

25.9. Ishqoriy metallar ${}_{3}\text{Li}$, ${}_{11}\text{Na}$ va ${}_{19}\text{K}$ uchun elektron konfiguratsiyalar va termlarini yozing.

25.10. n_1l_1 va n_2l_2 elektronli konfiguratsiyalar uchun to'la L orbital va to'la spin kvant sonlarini mumkin bo'lgan qiymatlarini yozing. N_L va M_S momentlarning qiymatini L va S kvant sonlari uchun yozing.

25.11. Markaziy maydonda n_1l_1 , n_2l_2 va n_3l_3 elektronli konfiguratsiyalar uchun aynish karraligi g ni toping. Konfiguratsiya holatlari qanday kvant sonlar to'plami bilan xarakterlanadi.

25.12. Quyidagi elektron konfiguratsiyalar uchun aynish karraligi (statistik og'irlik) g ni toping:

a) n_1l_1 , n_2l_2 va n_3l_3 ekvivalent bo'lmagan elektronlar holati bilan tashkil topgan bo'lsin.

b) nl ekvivalent elektronlar bilan tashkil topgan bo'lsin.

25.13. n_1l_1 va n_2l_2 elektron konfiguratsiyalar uchun termlarning N_{LS} to'la sonini toping.

25.14. (L,S) termga tegishli bo'lgan holatlarning to'la sonini toping. Bu holatlar bir-biridan qanday kvant sonlari bilan xarakterlanadi? Agar spin orbital o'zaro ta'sirni e'tiborga olmasak, u holda (L,S) termni aynish karraligi qanday bo'ladi.

25.15. 14-masalaning shartiga binoan, (L,S) term uchun g_{LS} aynish karraligini

$\sum_{J=L-S}^{L+S} (2J+1)$ yig'indi bilan aniqlanishini istalgan L va S lar uchun isbotlang.

25.16. Quyidagi termlar uchun g_{LS} – aynish karraligini toping: a) 2P ; b) 3D .

25.17. ${}_{6}\text{C}$ uglerod atomi uyg'ongan holatining elektron konfiguratsiyasi $1s^2 2s^2 2p^3 3d$. a) berilgan konfiguratsiyasi uchun (L,S) termlarni toping; b) barcha termlar uchun to'la moment J ni kvant sonini ko'rsating; d) atomning to'la momenti M_J berilgan konfiguratsiya uchun maksimal qiymatni toping; e) maksimal to'la momentga ega term komponentini spektroskopiya belgisini yozing.

25.18. 1-masala shartidagi to'la moment M_J minimal komponenti uchun yozing.

25.19. a) ns, b) ns^2 , d) np, e) np^6 elektron konfiguratsiyalari uchun term komponentalarining spektroskopik belgilarini yozing.

25.20. $S=3/2$, $L=2$, $g=0$ ga teng va $S=1/2$, $L=3/2$, $g=4/3$ hol uchun termlarning spektral belgisini yozing.

25.21. P, D, F holatdagi bir valent elektronli atomlar uchun Landi faktorini yozing.

25.22. 3D holatdagi atomning magnit momentini mumkin bo'lgan qiymatlarini toping.

25.23. Asosiy holatdagi vodorod atomini magnit momentini hisoblang.

25.24. a) nd^3 , nd^5 , nd^7 to'ldirilmagan qobiqchalar uchun elektron konfiguratsiyalarni Xund qoidasidan foydalanib atomning asosiy termlarini yozing.

25.25. To'ldirilmagan r qobiqcha uchun Xund qoidasidan foydalanib atomning asosiy termlarini yozing.

25.26. Quyidagi keltirilgan atomlar uchun elektron konfiguratsiyalarni yozing. Va Hund qoidasidan foydalanib, atomlarning asosiy termlarini toping.

a) uglerod va azot; b) oltingugurt va xlor.

25.27. $D_{3/2}$ termni mumkin bo'lgan multiplelligini toping.

XXVI bob. mavzu: ELEMENTLARNING DAVRIY SISTEMASI

Reja:

26.1. Mendeleev davriy sistemasi.

26.2. Elementlarning tartib nomeri va Mozli qonuni.

26.3. Gruppalar va davrlar.

26.4. Elektronlarning o'rnini topish ehtimoli. Elektron konfiguratsiyalar.

26.5. Davriy sistemaning dastlabki uchta davrini to'ldirilishi. Qobiqlarni to'ldirilishining real sxemasi.

26.6. 4-davr elementlari atomlarining elektron konfiguratsiyasi.

26.7. 5-davr elementlari atomlarining elektron konfiguratsiyasi.

26.8. Lantanoidlar va ular atomlarining elektron tuzilishi.

26.9. Aktinoidlar va transuran elementlari atomlarining elektron tuzilishi.

26.10. Transuran elementlarini olinishi. Davriy sistemaning yuqori chegarasi.

ADABIYOTLAR

Д.И.Менделеев. Периодический закон. Основные статьи. –М.: 1958.

Г.Сиборг. Эволюция периодической системы элементов со времен Д.И.Менделеева до наших дней, -в книге: «Сто лет периодического закона химических элементов». –М.: «Наука», 1969.

Д.Н.Трифонов. Структура и граница периодической системы. –М.: Атомиздат. 1969.

Н.А.Фигуровский. Открытые элементов и происхождение их названий. –М.: «Наука», 1970.

Г.Н.Флеров, И.Звара. Элементы второй сотни. Препринт ОИЯИ, Д7-6013. Дубна, 1963.

E.G.Mazurs. Graphic Representations of the periodic system During One Hundred years. 2 end ed. Alabama. 1974.

Masalaning qo'yilishi. Bundan avvalgi mavzularda biz atom va molekullarda elektronlarni davriy joylashishi haqida ma'lumot berdik. Endi elementlarni davriy joylanishi, tartibli sistema hosil qilishi haqidagi masalalarga to'xtalish mantiqan o'rinlidir. Elementlarning davriy tartiblanishi haqidagi ma'lumotni uch xil yo'nalishda rivojlanganligi haqida aytish mumkin. 1-yo'nalish – bu kimyoviy yo'nalish bo'lib, bunda elementlarning tartiblanishi ushbu elementlarning atom og'irligini ortishiga nisbatan qilinganligidir. Bu yo'nalish asoschisi D.I.Mendeleev bo'lib, u yaratgan sistema elementlarning davriy sistemasi deyiladi. Ikkinchi yo'nalish bo'lib, bunda elementlarning tartibli joylashtirish masalasini atomdagi elementlar sonini z ni ortishiga qarab joylashdir. Atom modelining yaratilishi elektronlar bo'yicha davriylik tushunchasini, ya'ni z ni ortishiga qarab joylashdir.

Atomlar modellarini yaratilishi, elektronlar bo'yicha davriy tushunchasini, yani z ni ortishiga qarab atomlarning elektron konfiguratsiyalarini qaytarilishi asosida davriy sistemani o'rganish bo'lib, uning asoschisi N.Bordir. Uchinchi yo'l yadroviy modellarning yaratilishi asosida izotoplarning sistematikasini tuzish va davriylik muammolarini yadroviy (nuklon) nuqtayi nazardan o'rganishdir.

Yuqorida aytilgan uchala yo'nalishning ilmiy taraqqiyoti tufayli davriy sistemaning strukturasi haqida katta bilimga ega bo'ldik. Lekin hali muammolar mavjuddir. Davriy sistema tushunchasini kimyoviy elementlar tasnifini xarakterlasa ham aniq etarli ma'noga ega emas. Chunki unda strukturaviy momentlar inobatga olinmagan. Davriy sistemaning ilk boshi aniq, lekin uning yuqorigi chegarasi hali ma'lum emas. Mendeleyev davriy sistemasining yuqorigi chegarasi bormi va bor bo'lsa u qayerda tamom bo'ladi va nima uchun degan savollar o'z javobini kutadi. Chunki hozirgi paytdagi bashoratlar bo'yicha hatto $z=184$ bo'lgan element bo'lishi ham haqiqatdan uzoq emas.

Mavzu qahramonlari: Mendeleyev Dmitriy Ivanovich (1834–1907). Rus kimyogari, olim va pedagog. 1869-yilda kimyoviy elementlar davriy sistemasini kashf qilgan. Neftni fraksion ajratish yo'lini bergan, tutunsiz poroxni kashf qilgan. Kimyo-fizika, metrologiya, havoda suzish, meteorologiya va ixtisos sohalarida fundamental ishlar qilgan.

XXVI bob. ELEMENTLARNING DAVRIY SISTEMASI

26.1. Mendeleev davriy sistemasi

Atom qobiqlarini tuzilishining davriy o'zgarishiga mos ravishda elementlar hossalari davriy o'zgarishiga asoslanib tuzilgan jadvalni elementlarning davriy sistemasi deyiladi. Bu jadvalni 1869-yilda rus kimyogari Dimitriy Ivanovich Mendeleev kashf etgan.

Mendeleev o'sha paytda ma'lum bo'lgan elementlarni ularning atom og'irliklarini ortishi tartibida joylaganda ma'lum bir muayyan sondagi elementlardan so'ng elementlarning kimyoviy hossalari takrorlanishini ko'rdi. Misol keltiraylik: Lityi 1 valentli ishqoriy metal. Undan 6 ta nomer narida turgan (Mendeleev davrida inert gazlar noma'lum edi). Natriy elementi ham 1 valentli ishqoriy metal; so'ng, yanada nariroqda (16) nomyerdan keyin turgan rubidiy ham va 55 o'rinda turuvchi seziiy elementi ham, 87 o'rinda turuvchi fransiy elementi ham ishqoriy metallardir. Mendeleev davrida faqat 63 ta kimyoviy element ma'lum edi. Shunday qilib, natriy, kaliy, mis, rubidiy va barcha ishqoriy metallar lityning kimyoviy hossalari takrorlaydi; xlor, brom, iod va boshqalar (galogenlar gruppasi) esa fluorning kimyoviy hossalari takrorlaydi.

Mendeleev kimyoviy hossalari bir xil bo'lgan elementlarni gruppada deb ataluvchi bita ustunga joyladi va natijada u tuzgan jadvalda bir qancha bo'sh joylar qoldi. Masalan, kaliy bilan titan orasida va rux bilan margimush orasida ikkita bo'sh joy qoldi. Bo'sh qolgan joylar hali topilmagan elementlar borligi haqida xabar berardi. Haqiqatan ham, keyinroq, kalsiy bilan titan orasidagi bo'sh joyni skandiy ($^{41}_{23}\text{Sc}$) elementi egalladi. Shuningdek, rux bilan margimush orasidagi bo'sh joyni galliy ($^{70}_{31}\text{Ga}$) va germaniy ($^{72}_{32}\text{Ge}$) egalladi. Galliy – bu Fransiyaning qadimgi nomi bo'lib, bu nomni o'zi topgan elementga Lakoku de Byubodran bergan. Mendeleev 10 tadan ortiq elementlarni bo'lish mumkinligini oldindan aytib bergan. XIX asrning oxirida inert gazlar kashf qilindi. Mendeleev davrida nodir yer (lantanooidlar) gruppasidan faqat 3 ta element seriy, didim va erbiy ma'lum edi. Hozirgi paytda 14 ta nodir elementlarni barchasini hossalari o'rganilgan. 1937-yilda 4 ta elementni istisno etganda 92 ta element ma'lum bo'lgan. 4 ta element radioaktiv bo'lib, ular deyarli tabiatda uchramaydi. Bu elementlar laboratoriyalarda, yadroviy reaksiyalar yordamida kashf etilgan. 1937-yilda E.Segre molibdeni deutronlar bilan bombardimon qilib, tartib nomeri $z=43$ bo'lgan texnisiy elementini ($^{97}_{43}\text{Tc}$) kashf etdi. Bu element barqaror bo'lib, uning yarim yemirilish davri $2,6 \cdot 10^6$ yilga teng.

1938-yilda tartib nomeri $z=61$ bo'lgan oxirgi nodir yer elementi prometiy kashf qilindi. Va bu nom D.Marinsk va L.Glendenin tomonidan 1947-yilda qo'yildi. 1948-yilda E.Segre $z=85$ ga teng bo'lgan elementni kashf qildi. Vismutni alfa zarralar bilan bombardimon qilinishi natijasida yarim yemirilish davri 8,3 soatga teng bo'lgan

bu element astat nomini oldi. $^{297}_{89}\text{As}$ (aktiniy) ni alfa zarralari bilan bombardimon qilinishi natijasiga fransuz olimi M.Pere fransiy elementini ($z=87$) ni kashf etdi. Uning yarim yemirilish davri 22 minutga teng.

Yadro fizikasini rivojlanishi tufayli transuran elementlari gruppasi ochilib, u neptuniy ($z=93$) dan boshlab lourensiy ($z=103$) bilan tamom bo'ladi. Hozirgi paytda tartibli ravishda 105 ta element ma'lum bo'lib, ular Mendeleyev davriy sistemasiga kiritilgan. Keyingi izlanishlar yana to'qqizta elementning kashf etilishiga olib keldi. Bu haqda keyinroq so'z yuritamiz.

26.2. Elementlarning tartib nomeri va Mozli qonuni

Elementlar davriy sistemasining hozirgi zamon kvant mexanik nazariyasi quyidagi uchta prinsippga asoslangan:

1. Tartib nomerni yadro zaryadiga tengligi prinsipi: atomdagi elektronlarning umumiy soni Mendeleyev sistemasidagi elementning tartib nomeriga teng; bu ikkala son o'z navbatida atom yadrosi zaryadining kattaligi bilan belgilanadi.

2. Energiya minimumi prinsipi: normal holatda bo'lgan istalgan atomdagi elektronlar to'plami uchun minimal energiyali holat mavjud.

3. Pauli prinsipi: atomdagi barcha elektronlarning holati turlicha.

Bu uchchala prinsip D.I.Mendeleyevning elementlar davriy sistemasini to'la tushuntirib beradi.

1. Elementlar tartib nomeri va Mozli qonuni

Mendeleyev davriy sistemasining nazariyasiga birinchi hissani Rezerford tajribalaridan olingan natija qo'shdi. Rezerford tajribasidan atom yadrosining zaryadini aniqlash mumkin. Atom yadrosining musbat zaryadlangan zarralari protonlar deyiladi. Har bir elementning o'ziga xos bo'lgan protonlar soni bor. Protonlar soni yadroning umumiy zaryadini va elementning davriy sistemadagi joyini (o'rnini) aniqlaydi.

$$\text{Protonlar soni} = \text{Yadro zaryadi} = \text{Elementning tartib nomeri}$$

Yadro tarkibiga kiruvchi elektr jihatidan elektr neytral zarralar neytronlar deb ataladi. Bircr elementning yadrosida neytronlar soni turlicha bo'lishi mumkin. Yadro atrofida atom qobig'ida juda katta tezlik bilan harakatlanuvchi manfiy zarralar elektronlar deyiladi. Atom qobig'idagi elektronlar soni atom yadrosidagi protonlar soniga teng.

$$\text{Protonlar soni} = \text{Yadro zaryadi} = \text{Elektronlar soni} = \text{Elementning tartib nomeri}$$

Element nomerini yadro zaryadiga tengligi prinsipiga istisnosiz barcha elementlar bo'ysunadi. Bu prinsipni to'g'ri ekanligi 1913-yilda yosh ingliz fizigi o'zi qilgan tajribada tasdiqladi. Mozli qonuni elementning elementlarning chiziqdi spektriga

tegishli bo'lib, bu spektrni odatda rentgen nurlarining **xarakteristik spektri** deyiladi. Rentgen spektrida har bir elementning o'ziga hos o'rni bor. Rentgen spektrining tuzilishi atom ichki elektron qobig'ining hossalari bog'liq ravishda atomning xarakteristikasini ham anglatadi. Rentgen nurlari ham xuddi optikaviy spektrlarga o'xshab chastota yoki to'liq uzunliklar bo'yicha spektr seriyalariga guruhlanadi. Biroq bu seriyalar olimlar nomi bilan atalmay, balki lotin harflari bilan belgilanadi: chastotani kamayish tartibida K, L, M, N, O, Optikaviy spektrda chastota elementning tartib nomeriga keskin bog'liq emas. Rentgen nurlarining bitta seriyaga kiruvchi chiziqlarining chastotasi esa yadroni zaryadiga keskin bog'liq. Mozli qonuniga muvofiq chastota

$$\nu = cR(z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (26.1)$$

formula bilan aniqlanadi.

Bunda m va n quyi va yuqori sathlarning nomeri. Ular orasida o'tish bo'lganda atom o'ziga xos nur chiqaradi. R – Ridberg doimiysi. σ – ekranlanish doimiysi bo'lib, uni Mozli har bir seriya uchun tajribadan topgan. z – Mendeleyev davriy sistemasidagi elementning tartib nomeri.

Ko'rinib turibdiki, Mozli qonuni ham xuddi vodorod atomi va vodorodsimon ionlarning spektral seriyalarini formulasiga o'xshash. Shunday qilib, «og'ir» atomlar chiqarayotgan rentgen nurlari mexanizmi bilan «yengil» vodorod chiqarayotgan optik nurning mexanizmi bir xil, ular orasidagi farq faqat chastotada bo'lib, bu chastota $z - \sigma$ tartib nomerining farqi bilan belgilanadi. ($z - \sigma$) kattalik yadroning effektiv zaryadini xarakterlaydi va uning qiymati haqiqiy zich zaryaddan kichik. Ko'p elektronli atom spektrlar murakkab tuzilishga ega. Bu murakkablik elektron qobiqlarining yadrodan uzoqlashishi sababli elektronlarning ekranlanishidan (to'silishidan) kelib chiqadi. Elektronlar ichki qobiqlarga o'tganlarida atom rentgen nuri chiqaradi. Masalan, L seriyadagi nurlanishda K qobiqning ichida yotgan elektronlar yadro zaryadini kamaytirib, o'tuvchi elektronlarga ta'sir qiladilar. Ular xuddi yadroni to'sib, yadroni bekitishadi. Shunday qilib, Mozli qonuni asosida yadroning zaryadini aniqlash mumkin. Chastotaning z bog'langanligi boshqa usullar bilan aniqlanishi qiyin bo'lgan element atom nomerini aniqlashda muhim ahamiyatga ega.

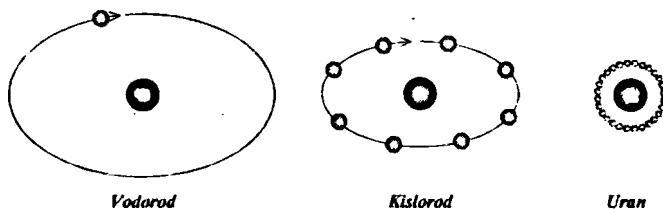
Mozli qonuni va Rezerford tajribasi orqali yadro zaryadini bir-biriga bog'liq ravishda aniqlash mumkinligi va bu o'lchashlarning bir-biriga mos tushishi bizga elementning tartib nomerini to'la aniqlashning imkonini yaratdi. Mozli qonuni Mendeleyev jadvalidagi «tartibni» to'la o'rnatdi va xususan uning yordamida argon bilan kaliy va kobalt bilan nikelning o'rni almashtirildi.

Mozli qonuniga ko'ra, Mendeleyev davriy sistemasida elementning joyini xarakterlovchi kattalik bu faqat elementning tartib nomeri bo'lib, u ham atom yadrosining zaryadi bilan aniqlanadi. Demak, davriy sistemadagi elementning o'rni xarakterlovchi bu tartib nomeri bo'lib, u

tenglidan topiladi.

2. Energiya minimumi prinsipi

Mozli qonuni Mendeleyev davriy sistemasining faqat bir sirini ochdi. Lekin uning davriylik tuzilishi haqida hech nima demadi. Fiziklarning qo'liga yana bir muhim kalit, u ham bo'lsa, eneriya minimumi prinsipi bor edi. Bu prinsipga ko'ra, har qanday sistema barqaror muvozanat holatida bo'lishi uchun sistemaning energiyasi eng kichik, ya'ni minimal bo'lishi kerak. Bu umumiy prinsipning xususiy holi mexanik sistemaning muvozanatiga qo'llaniladigan potensial energiyaning minimumga ega bo'lishi shartidir. Ammo bu qudratli prinsip ham sistemadagi elementlarning davriyligini tushuntirishga ojiz edi. Klassik nazariyaga binoan, elektronlar eng barqaror holatda bo'lishi uchun eng pastki energetik sathga, ya'ni asosiy energetik sathga joylashishi kerak, bu degani, energiya minimumi prinsipiga ko'ra, barcha elementlarning hamma elektronlari atomning asosiy holatini xarakterlovchi eng birinchi sathga joylanishi kerak: geliyning ikkita elektroni ham, kislorodning sakkizta elektroni ham, uranning 92 elektroni ham birinchi orbitaga joylanishi kerak bo'ladi. Natijada, elementning atom massasi ortishi bilan birinchi orbitani radiusi ham 26.1-rasmda ko'rsatilgandek kamayib borishi kerak. Va atomlarning o'lchamlari bir-biridan farq qilib kamayishi kerak.



26.1-rasm. Energiya minimumi prinsipi asosida atomlarning qobig'ini elektronlar bilan to'ldirilishi.

Haqiqatda esa eksperiment natijalaridan ma'lumki, atomlarning o'lchamlari deyarli bir xildir.

3. Pauli prinsipi

1925-yilgacha elementlarning davriy joylanish siri ochilmadi. V.Pauli elektron holatini tavsiflash uchun berilgan 4 ta kvant sonidan foydalanib, o'zining mashhur Paulining man etish prinsipini berdi. Agar, holat n, l, m_l, m_s 4 ta kvant soni bilan to'la tavsiflansa, u holda bu holatda faqat bitta elektron bo'lishi mumkin. Energiya

minimumi prinsipiga ko'ra elektronlar atomning asosiy holatiga energetik sathiga joylanishi kerak. Ammo tajribadan ma'lumki, atom yadro soni z ning oshishi bilan elektronlar atomda ketma-ket yuqorigi energetik sathlarni to'ldiradi. Atomlar sathini elektronlar bilan ketma-ket to'ldirilishini Pauli qonuni tavsiflaydi. Uning prinsipiga binoan, atomning har qanday stasionar kvant holatida faqat bittagina elektron joylashishi mumkin. Demak, asosiy holatdagi atomda elektronlar eng pastki sathdan boshlab, har bir kvant holatda bittadan bo'lgan holda atom sathlarini to'ldirib boradi. 25.3-jadvalda Pauli prinsipiga binoan vodoroda atomining mumkin bo'lgan energetik holatlari uchun tuzilgan sxema keltirilgan.

Rasmdagi strelka elektronlarning energetik holati spinning yuqoriga yoki pastga yo'nalishini tasvirlaydi. Rasmdan ko'rinadiki, Pauli prinsipiga asoslanib tuzilgan bu sistema qobiqlar va qobiqchalar hosil qiladi. Asosiy holatda bo'lgan vodorod atom quyidagi kvant sonlar to'plami bilan xarakterlanadi:

$$n=1, l=0, m_l=0, m_s=\pm 1/2 \text{ va asosiy termi } {}^2S_{1/2}. \text{ 25.3 rasmdagi } n=3 \text{ holat uchun}$$

$$n=3, 2S+1=2, D \rightarrow l=2, j=l+s=2+1/2=5/2 \text{ yoki qisqacha } 3^2D_{5/2}.$$

26.3. Gruppalar. Davrlar

Davriy sistemaning vertikal ustuni gruppalar (guruhlar) deyiladi. Davriy sistema sakkizta gruppadan tashkil topgan bo'lib, ularning har birida kimyoviy hossalari bir xil bo'lgan elementlar jamlangan.

Har bir gruppaning o'zi bosh va qo'shimcha gruppachalarga bo'lingan: 1-3 davrga kiruvchi barcha elementlar bosh gruppachaga kiradi; 4-7 davrga kiruvchi elementlar bosh va qo'shimcha gruppachalarga tegishli. Tashqi elektronlar soni bir xil bo'lgan elementlar bitta gruppaga hosil qiladi va uni bosh gruppaga deyiladi.

26.2-rasmda Mendeleyev davriy sistemasiga kiruvchi elementlardan faqat bosh gruppachaga kirganlarining sxemasi va kimyoviy hossalari keltirilgan. Qo'shimcha gruppaga kirgan elementlar atomlarining tashqi orbitalida 2 ta s elektronga ega. Ular d- va f-orbitallarni band etishi bilan farqlanadi. Bular ustida biz alohida to'xtalmaymiz.

Bosh guruhchalar

I II III IV V VI VII VIII

	1							2	
	1		5	6	7	8	9	10	
	2								
	3								
	4								
	5								
	6								
	7								

Metal xossalar o'sib boradi

Davrlar

Nometal xossalar o'sib boradi

Metallar Metal va nometal xossaga ega bo'lgan elementlar Nometallar

← Metal xossalar o'sib boradi

Nometal xossalar o'sib boradi

26.2-rasm. Davriy sistema elementlari.

Davrlar.

Davriy sistemaning gorizontal qatoriga davr deyiladi. Atomlari asosiy holatda bo'lgan, to'ldirilgan qobiqlar soni bir xil bo'lgan elementlar bitta davrga joylashadi. Davrni n bosh kvant soni xarakterlaydi. Davriy sistemada 7 ta gorizontal qator bo'lib, ular 7 ta davr hosil qiladi. Elementlarning kimyoviy hossalari qobiqning tashqi elektroniga bog'liq. Navbatdagi qobiq to'ldirilishida, undan oldingi qobiq to'ldirilishidagi tartib takrorlanganligi sababli, elementlarning kimyoviy xususiyatlari qobiqdan qobiqqa o'tgan sari davriy ravishda o'zgarib turadi; har bir qatorning to'ldirilishi aktiv (ishqoriy) metaldan boshlanib, inert gazi bilan tugallanadi. Agar qobiq to'la to'ldirilgan bo'lsa, u holda bu qobiqda joylashgan elektronlar o'z yadrosi bilan mustahkam bog'langan bo'lib, kimyoviy reaksiyalarda ishtirok etmaydi. To'la to'ldirilgan qobiqlar VIII gruppni tashkil qiladi. Dastlabki davriy sistema 7 ta gruppadan tashkil topgan edi. Inert gazlarning kashf qilinishi sakkizinchi gruppni yaratishga olib keldi. Sakkizinchi gruppaga geliy, neon, argon, kripton, ksenon, radon kabi inert gazlar kiradi.

Davrning xarakteristikasi

To'ldirilgan qobiqlar soni = tashqi qobiq belgisi = davr nomeri
ifoda bilan xarakterlanadi.

Davrning nomeri energetik sathlarning nomeri bilan xarakterlanadi. Atomlarning har xil qobiqlari 26.1-jadvaldagi chizma bo'yicha belgilanadi.

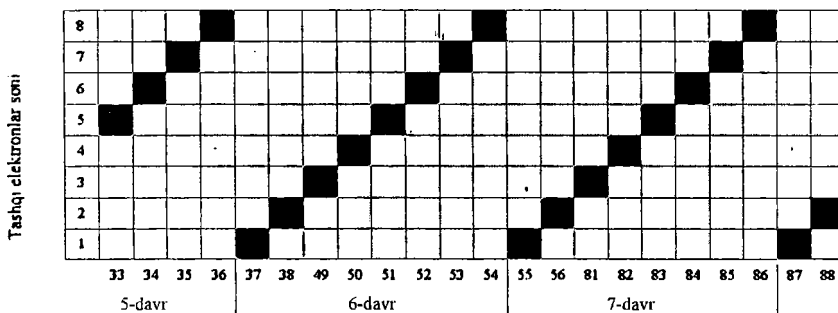
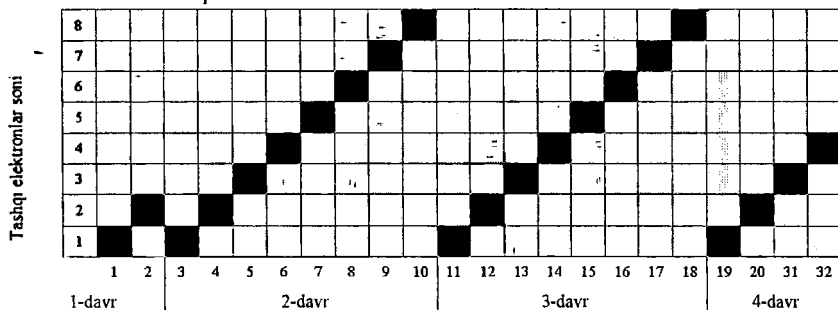
26.1-jadval

Bosh kvant soni, n	Qobiqning nomi	Elektronlarning maksimal soni, $2n^2$
1	K	$2 \cdot 1^2=2$
2	L	$2 \cdot 2^2=8$
3	M	$2 \cdot 3^2=18$
4	N	$2 \cdot 4^2=32$
5	O	$2 \cdot 5^2=50$
6	P	$2 \cdot 6^2=72$
7	Q	$2 \cdot 7^2=98$

Shunday qilib, n – nomerli qobiqqa to'g'ri kelgan holatlar soni ya'ni n-nomerli davrdagi elementlarning soni

$$N_n = 2 \sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = 2n^2 \quad (26.2)$$

formula bilan topiladi.



26.3-rasm. Elementar atomlari tuzilishining davriy o'zgarishi.

Bosh gruppachada qatnashgan elektronlarning atomlardagi tashqi elektronlar soni davrda zaryad kattaligini ortishi bilan asta-sekin orta boradi. Bir davrdan ikkinchi davrga o'tilganda tashqi elektronlar soni sakrab o'zgaradi (26.3-rasm).

26.3-rasmga ko'ra, jadvaldagi bosh gruppachaga kirgan elementlar atomlarining tashqi elektronlari soni yadro zaryadini o'sishi bilan davriy o'zgaradi.

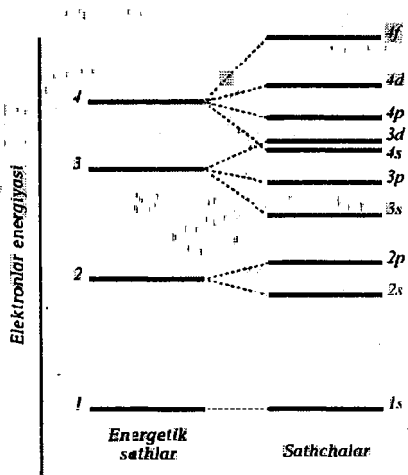
Natijada Mendeleyev davriy sistemasining yana bir siri oshkor bo'ldi. Davrdagi elementlar soni quyidagicha aniqlanadi: davrdagi elementlar soni turli holatlar soniga teng va u bosh kvant soni n ning qiymati bilan xarakterlanadi. n kvant soniga mos keluvchi holatlar qobiqlar va qobiqchalar hosil qiladi. 26.1-jadvalga ko'ra, bu qobiqlar K-qobiq ($n=1$), L-qobiq, ($n=2$), M-qobiq ($n=3$) va hokazo. Va bu xuddi xarakteristik rentgen nurlanining seriyasining nomiga o'xshab ketadi. Bu o'xshashlik tasodifiy emas albatta, chunki, elektronlar birinchi sathga o'tganda K seriyadagi chiziqlar chiqaradi va hokazo. Energetik sathlar o'z navbatida s, p, d, f, ... deb ataluvchi qobiqchalarga ajraladi. Bu qobiqchalarda joylashgan elektronlarni yuqorida aytganimizdek, s-, p-, d-, f-, ... elektronlar deyiladi.

26.2-rasmda vodorod atomi uchun s, p, d, holatlarning to'ldirilishi tasvirlangan. 26.2-jadvalda energetik sathlarning qobiqchalarini ajralishi $n=4$ hol uchun ko'rsatilgan.

26.2-jadval

Energetik sathning belgisi	Elektronlarning maksimal soni	Elektronlar sonini sathchalar bo'yicha taqsimlanishi	Sathchalardagi elektronlarning belgisi
1	2	2	1s
2	8	2 6	2s 2p
3	18	2 6 10	3s 3p 3d
4	32	2 6 10 14	4s 4p 4d 4f

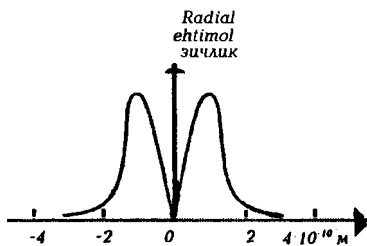
26.4-rasmda energetik sathlarning sathchalarga ajralishi chizmasi tasvirlangan. Rasmda ko'rsatilgan sxema atomning asosiy holatdagi elektron qobiqlari uchun o'rinli. Atom qo'shimcha energiya olganda uyg'ongan holatlarga o'tadi.



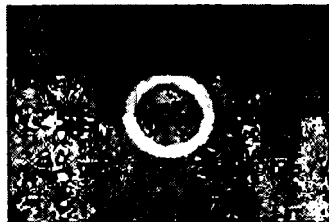
26.4-rasm. Energetik sathlar va sathchalar

26.4. Elektronlarning o‘rnini topish ehtimoli va elektron konfiguratsiyalar

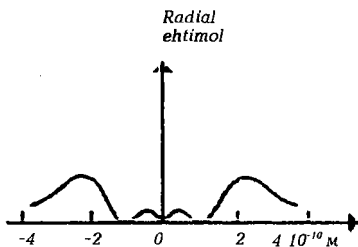
Atom yadrosi atrofidagi fazoning ma’lum nuqtasida elektronning bo‘lish ehtimoli Shryodingerning radial tenglamasini yechimidan kelib chiqqan radial ehtimol zichligi bilan belgilanadi. 26.5-rasmda vodorod atomining 1s, 2s, 2p_h holatlari uchun radial ehtimolning zichligi tasvirlangan va rasm ostida tushuntirish matni ham berilgan. Elektronning bo‘lish ehtimoli 90 % bo‘lgan atom qobig‘ini sohasini orbital deyiladi va u ma’lum energetik sathlar bilan xarakterlanadi. Yuqoridagi 26.4-rasmda 1, 2, 3, 4-energetik sathlarning 25.2-jadvalga ko‘ra 3 ta r-, 5 ta d- va 7 ta f- holatlar to‘g‘ri keladi. 26.6(a)-rasmda 1s orbital va r-, d-, f- orbitalar murakkab formalarga ega bo‘lib, 26.6(b)-rasmda tasvirlangan.



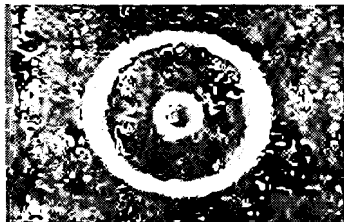
1s holatda elektronning radial ehtimol zichligi



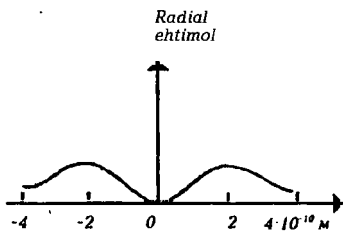
1s asosiy holatda elektronning bo'lishi ehtimoli katta bo'lgan



2s uyg'ongan holatda elektronning radial ehtimol zichligi



2s uyg'ongan holatda elektronning bo'lishi ehtimoli katta bo'lgan soha



2p_n uyg'ongan holatda elektronning radial ehtimol zichligi



2p_n uyg'ongan holatda elektronning bo'lishi ehtimoli katta bo'lgan soha

26.5-rasm. Vodorod atomining asosiy va ba'zi uyg'ongan holatlari uchun radial ehtimol zichligi.

Orbitallarning elektronlar bilan band etilishi elektron konfiguratsiya deyiladi. Yadroning kulon maydonida yakkalangan elektronning harakat holati 4 ta kvant soni bilan xarakterlanadi:

1. Bosh kvant soni
 $n=1, 2, 3, \dots$
2. Orbital kvant soni
 $l=0, 1, 2, 3, \dots, n-1$

3. Magnit kvant soni

$$m_l = -l, -l+1, \dots, l-1, l$$

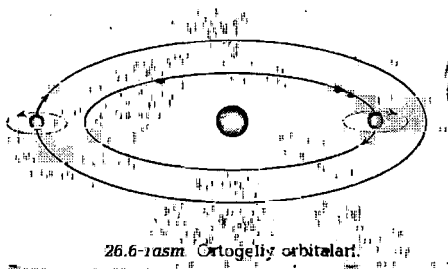
4. spin.

$$m_s = \pm \frac{1}{2}$$

Asosiy holatdagi atomlarning elektron konfiguratsiyasi 26.3-jadvalda keltirilgan. Elektronlarning o'zaro ta'sirini hisobga olish natijasida davriy sistemani to'la tushuntirish mumkin. Turli holatlarning to'ldirilish prinsipi esa avvalgicha qoladi, biroq elektronlar orasidagi munosabatni hisoblash qiyinlashadi. Elektronlar orasidagi o'zaro ta'sirni e'tiborga olganda ham holat o'sha to'rtta kvant soni bilan belgilanadi. Elektron konfiguratsiyasini simvolik ko'rinishda yozilishini yana bir bor eslatamiz. Avval bosh kvant soni ko'rsatiladi, keyin orbital kvant son (s, p, d, f, \dots) simvoli, berilgan holatdagi elektronlar soni darajada keltiriladi. Masalan, $1s^2$ – ikkita elektron s holatda ($l=0$), bosh kvant soni $n=1$; $3r^5$ – r holatda 5 ta elektron bo'lib, bosh kvant soni $n=3$. Har qanday elektron konfiguratsiya shu qoida asosida tuziladi. Masalan, $1s^2 2s^2 3p^4$ konfiguratsiyada $n=1$ bo'lgan s holatda ikkita elektron, $n=2$ bo'lgan s holatda ikkita elektron va $n=3$ da 4 ta elektron r holatda bo'ladi. Bu kislorod atomining konfiguratsiyasidir. Xuddi shu kabi bosliq elektron konfiguratsiyalar ham yoziladi.

26.5. Davriy sistemadagi dastlabki uchta davrdagi elektron holatlarini to'ldirilishi. Qobiqlarni to'ldirishning real sxemasi

Endi elementlar davriy sistemasini tuzilishini ko'raylik. Sistemada elektronlar soni kam bo'lganda elektronlar orasidagi o'zaro ta'sirni e'tiborga olmasa bo'ladi. Bu holda holatlarni elektronlar bilan to'ldirish ideal sxemaga mos ravishda bo'ladi. Vodorod atomi H bitta elektronga ega va u minimal energiyaga ega bo'lgan, ya'ni $n=1$ holatda yotibdi. Shu sababli vodorod atomining konfiguratsiyasi $1s$ bilan belgilanadi. Geliy Ne atomini yana bitta elektron $1s$ holatga qo'shiladi, biroq spini teskari yo'nalishda bo'ladi. Ne ning asosiy holatdagi konfiguratsiyasi $1s^2$. Bu parageliydir. Ortogeliyda ikkinchi elektronning spini birinchi elektron spini bilan bir xil yo'nalishda bo'lishi kerak va Pauli prinsipi bu elektronni $1s$ holatda bo'lishini man qiladi. Shu sababli, ikkinchi elektron $2s$ holatni band etadi. Demak, ortogeliy konfiguratsiyasi $1s 2s$ bilan belgilanadi (26.8-rasm).



26.6-rasm Ortogeliy orbitalari.

Rasmdan ko'rinadiki,

$n_1=1, l_1=0, m_{l1}=0, m_{s1}=1/2$ 1-elektron

$n_2=1, l_2=0, m_{l2}=0, m_{s2}=-1/2$ 2-elektron

Geliy – inert gaz bo'lib, u bilan birinchi qobiq to'ldiriladi va davriy sistemaning birinchi davrining to'ldirilishi tugallanadi. So'ng ikkinchi qobiqning to'ldirilishi boshlanadi. Litiyning konfiguratsiyasi parageliyning konfiguratsiyasiga uchinchi elektronni qo'shish bilan hosil qilanadi. Biroq uchinchi elektronni Pauli prinsipiga ko'ra, 1s holatga qo'shib bo'lmaydi. Shu sababli, u 2s holatga joylashadi., ya'ni $1s^22s^1$. So'ng berilliy elementi boshlanadi. Uning konfiguratsiyasi $1s^22s^2$, bor elementining konfiguratsiyasi $1s^22s^22r^1$. r-holatda faqat oltita elektron joylanishi mumkin. Bordan tortib to neongacha oltita element 2r holatni to'ldirib borish bilan hosil qilinadi. Neon bilan ikkichi qobiq to'ldirilishi tamomlanadi, Ne $-1s^22s^22r^6$. Uchinchi davr natriy Na bo'lib, uning elektron konfiguratsiyasi $1s^22s^22r^63s^1=(Ne).3s^1$. Bu degani natriyning elektron konfiguratsiyasi neonna elektron konfiguratsiyasiga bitta elektron qo'shish bilan hosil qilinadi. Uchinchi davrni argon konfiguratsiyasi $Ar=(Ne).3s^23r^6$ va hokazo. Davriy sistemaning dastlabki uchta davriga kiruvchi elementlari atomlarining elektron konfiguratsiyasi 26.3-jadvalda keltirilgan.

26.3-jadval

Davriy sistemadagi dastlabki uchta davrga kiruvchi elementlari atomlarining elektron konfiguratsiyalari

		Qobiq		K	L	M	N	O	P	Q	Ionfa-shish potentsiali
Za-ry ad	Nom	Sim vol	1s	2s 2p	3s3p 3d	4s4p4 d4f	5s5p5 d5f	6s6p6 d	7s	V	
1d	1	Vodorod	H	1							13,6
	2	Geliy	He	2							24,6
2-davr	3	Litiy	Li	2	1						5,4
	4	Berilliy	Be	2	2						9,3
	5	Bor	B	2	2 1						8,3
	6	Uglerod	C	2	2 2						11,3
	7	Azot	N	2	2 3						14,53
	8	Kislorod	O	2	2 4						13,6
	9	Ftor	F	2	2 5						17,4
	10	Neon	Ne	2	2 6						21,6
3-davr	11	Natriy	Na	2	2 6	1					5,1
	12	Magniy	Mg	2	2 6	2					4,6
	13	Alyumi-niy	Al	2	2 6	2 1					6,0

14	Kremniy	Si	2	2 6	2 2				8,15
15	Fosfor	P	2	2 6	2 3				10,5
16	Oltingu- gurt	S	2	2 6	2 4				10,4
17	Hlor	Cl	2	2 6	2 5				13,0
18	Argon	Ar	2	2 6	2 6				15,8

26.3-jadvalda keltirilgan elementlar atomlarining elektron konfiguratsiyalari to'ldirishning ideal sxemasiga bo'ysinadi. Qobiqlarning to'ldirilishi Mendeleev sistemasidagi elementlar davriyligiga aylandi. Bunday izohga asosan har bir davr s-holatda bitta elektron paydo bo'lishi bilan (ishqoriy metal atomi) va navbatdagi qobiqning to'ldirilishi (inert gaz atomi) bilan tugallanadi.

Natriyning 11-chi elektroni asosiy holatdagi atomda eng pastki 3d-holatni egallaydi. Bu holatdagi valentli elektron (3s-cathchadagi) natriyning optik va kimyoviy hossalari aniqlaydi. Elektron qobiqlarining o'xshashligi litiy, natriy ishqoriy metallarning hossalari o'xshashligidan dalolat beradi. Natriydan boshlab 3s 3r qobiqlar ketma-ket to'ldiriladi va uchinchi davring oxiridagi argon inert gazi bilan tugallanadi. Argondan keyingi elementlar uchun to'ldirishning ideal sxemasi buziladi.

3-davrgacha bo'lgan holatlarni elektronlar bilan to'ldirish ideal sxemaga bo'ysinadi. Argondan keyingi element bu K – kaliydir. Ideal sxema bo'yicha kaliyning konfiguratsiyasi (K)=(Ar)3d. Biroq haqiqatda unday emas. Energetik nuqtayi nazardan, 3d holatni emas, balki 4s holatni elektron bilan to'ldirish qulay. Bu holni hisob ham, eksperiment ham tasdiqlaydi. Shunday qilib, uchinchi davrda sakkizta element ishtirok etadi. To'rtinchi davr esa kaliy elementi bilan boshlanadi. Uchinchi qobiqdan boshlab, oddiy qoidadan chekinishlar boshlanadi. s va r holatlarda uchinchi qobiqda bo'sh o'rin bo'lishiga qarmay, elektronlar 4-qobiqdan o'rin olma boshlaydi. Natijada uchinchi qobiqda 18 holat bo'ladi: ikkita s holat, oltita r holat va 10 ta d holat. Ammo elektronlar d holatni yoqtirmaydilar. Ular o'zlariga qulay bo'lgan s holatga, juda bo'lmaganda r holatga joylashadi. Uchinchi davr argon elementi bilan tugaydi.

To'rtinchi davr ham ishqoriy metal kaliy bilan boshlanadi. So'ngra bu davrda to'rtinchi qobiq s va r holatlari to'ldiriladi. Elektronlar to'rtinchi qobiqdagi s va r holatlarni to'ldirgandan so'ng beshinchi holatdagi s va r holatlardan o'rin olishni afzal ko'radilar. Bu hol uchinchi qobiqda barcha d holatlar to'ldirilgandan so'ng ro'y beradi. 4-qobiqdagi 32 ta o'rindan faqat sakkizta bo'lgan xolos. Bo'sh o'rinlar juda ko'p. ammo elektronlar «o'zboshimchalik» qilib, yuqori qobiqlarga ko'tariladi. Chunki ular d va r holatni «yoqtirmaydilar».

26.6. 4-davr elementlari atomlarining elektron konfiguratsiyasi

To'rtinchi davrni birinchi elementi kaliy (${}_{19}\text{K}$) hisoblanadi, uning elektron konfiguratsiyasi 26.4-jadvalni birinchi qatorida keltirilgan. U 3-davrni yakunlagan argon (${}_{18}\text{Ar}$) dan keyingi elementdir. Ideal sxemaga ko'ra kaliyning elektron konfiguratsiyasi (K)=(Ar)3d dir. Haqiqatda bunday emas, bu holda holatni ideal

to'ldirish sxemasi buziladi. Kaliy atomiga o'tish jarayonida M-qobiqni elektronlar bilan to'ldirishi vaqtincha to'xtatiladi. Kaliy va undan keyin kelgan kalsiy uchun elektronlar 3d-holatni emas, balki undan past holatda yotgan 4s-holatga o'rtnashadilar. Biroq 4p-qobiqcha 3d-holatdan yuqoriroq joylashgan, shuning uchun 4s-holat to'ldirilgandan so'ng energetik jihatdan 3d-holatni to'ldirish manfaatlidir. Shuning uchun skandiydan ($_{21}\text{Sc}$) boshlab M-qobiqni to'ldirish tiklanadi.

Xrom ($_{24}\text{Sr}$) atomning elektron konfiguratsiyasiga qarang (26.4-jadval). Unda 3d qobiqning to'ldirilishi yorqin namoyon bo'ladi: 4s-elektronlar 3d holatga o'tib qoladi. 4s-qobiqdan 3d qobiqqa elektronning berilishi mis konfiguratsiyasida ham namoyon bo'ladi va elektronlarning bunday taqsimlanishi natijasida misning 3d holati to'la to'ldiriladi. Natijada M qobiqning to'ldirilishi tugallanadi va 4s va 4p-holatlarni elektronlar bilan to'ldirish boshlanadi. Davriy sistemaning 4-davri birinchi eng katta davr bo'lib, unda $10+8=18$ ta element joylashishi mumkin va kripton ($_{36}\text{Kr}$) elementi bilan tugallanadi. 26.4-jadvalda 4-chi davrdagi elementlar uchun ionlashish potentsiallari ham voltlarda keltirilgan.

26.4-jadval

4-davr elementlari atomlarining elektron konfiguratsiyalari

	Qobiq		K	L	M	N	O	P	Q	Ionlashish potentsiali
Zaryad	Nom	Simvol	1s	2s 2p	3s3p 3d	4s4p 4d4f	5s5p5 d5f	6s6p6 d	7s	V
4-davr	19	Kaliy	K	2	2 6	2 6	1			4,3
	20	Kalsiy	Ca	2	2 6	2 6	2			6,1
	21	Skandiy	Sc	2	2 6	2 6	2			6,5
	22	Titan	Ti	2	2 6	2 6	2			6,8
	23	Vanadiy	V	2	2 6	2 6	2			6,7
	24	Xrom	Cr	2	2 6	2 6	1			6,8
	25	Marganes	Mn	2	2 6	2 6	2			7,4
	26	Temir	Fe	2	2 6	2 6	2			7,9
	27	Kobalt	Co	2	2 6	2 6	2			7,9
	28	Nikel	Ni	2	2 6	2 6	2			7,6

29	Mis	Cu	2	2 6	2 6 10	1 0				7,7
30	Rux	Zn	2	2 6	2 6 10	2 0				9,4
31	Galliy	Ga	2	2 6	2 6 10	2 1				6,0
32	Germa- niy	Ge	2	2 6	2 6 10	2 2				7,9
33	Margimu sh	As	2	2 6	2 6 10	2 3				9,8
34	Selen	Se	2	2 6	2 6 10	2 4				9,8
35	Brom	Br	2	2 6	2 6 10	2 5				11,8
36	Kripton	Kr	2	2 6	2 6 10	2 6				14,6

26.7. 5-davrga kiruvchi elementlarning atom qobiqlarini elektronlar bilan to'ldirilishi

5-davrga kiruvchi elementlar Rubidiy ($_{37}\text{Rb}$) elementidan boshlanadi. Bu hol uchun holatlarni ideal to'ldirish sxemasi buziladi. Uning 37-elektroni 4d-holatga tushmasdan, balki, 5s-holatga tushadi, Rubidiy atomining elektron konfiguratsiyasi 26.5-jadvalda keltirilgan.

26.5-jadval

5-davr elementlari atomlarining elektron konfiguratsiyalari

5-davr	Qobiq		K	L	M	N	O	P	Q	Ionla- shish potent- siali	
	Za ry ad	Nom	Sim vol	1s	2s 2p	3s3p 3d	4s4p4 d4f	5s5p5 d5f	6s6p6 d	7s	V
	37	Rubidiy	Rb	2	2 6	2 6 10	2 6	1			4,2
	38	Stronsiy	Sr	2	2 6	2 6 10	2 6	2			5,7
	39	Itteriy	Y	2	2 6	2 6 10	2 6 1	2			6,4
	40	Sirkoniy	Zr	2	2 6	2 6 10	2 6 2	2			6,8

41	Neobiy	Nb	2	2 6	2 6 10	2 6 4	1			6,9
42	Molibden	Mo	2	2 6	2 6 10	2 6 5	1			7,1
43	Texnitsiy	Ts	2	2 6	2 6 10	2 6 5	2*			7,3
44	Ruteniy	Ru	2	2 6	2 6 10	2 6 7	1			7,4
45	Rodiy	Rh	2	2 6	2 6 10	2 6 8	1			7,5
46	Paladiy	Pd	2	2 6	2 6 10	2 6 10				8,3
47	Kumush	Ag	2	2 6	2 6 10	2 6 10	1			
48	Kadmiy	Cd	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2			
49	Indiy	In	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 1			
50	Qalay	Sn	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 2			
51	Surma	Sb	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 3			
52	Tellur	Te	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 4			
53	Iod	I	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 5			
54	Ksenon	He	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 6			

Rubidiy atomining elektron konfiguratsiyasidan ko'rinadiki, 4d- va 4f-holatlarni to'ldirilishiga nisbatan 5s-holatni elektronlar bilan avval to'ldirilishi energetik nuqtayi nazardan manfaatli. Rubidiydan keyin kelgan elementlarni elektron konfiguratsiyalarini to'ldirishdan ham holatlarni ideal to'ldirish sxemasidan chetlanish mavjud. Rubidiydan keyin keluvchi elementlar 4d- va 5s-holatlarni to'ldirilishida o'ziga xos raqobat ketadi. Paladiy atomida ($_{46}\text{P}$) atomida 4d holat to'ldiriladi va so'ng 5s- va 5f-holatlarni to'ldirish boshlanadi va bu jarayon 5-davrning oxirgi elementigacha davom etadi. Qizig'i shundaki, bu davrning elementlari uchun umuman 4f-qobiqcha to'ldirilmay qoladi. Davriy sistemaning 5-davri inert gaz ksenon ($_{54}\text{He}$) bilan tugallanadi. Uning 5-qobiqchasi oltita elektron bilan to'la to'ldiriladi.

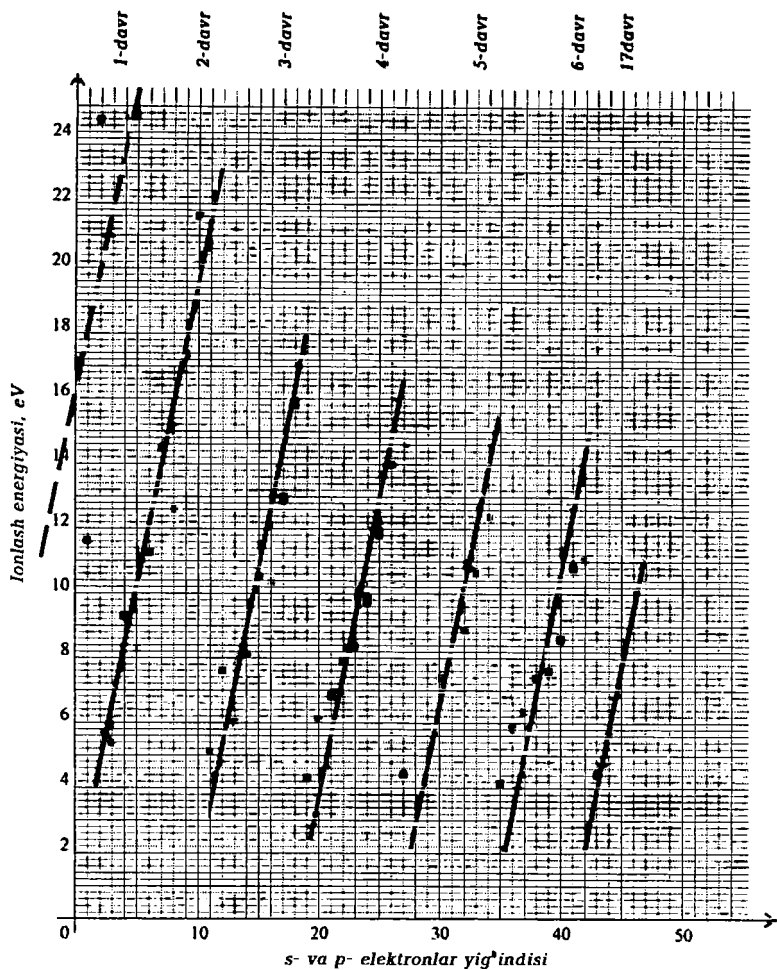
Yuqorida ko'rilgan qobiqlarning to'ldirilish qonuniyati bizga atomlarni optik va kimyoviy hossalarni davriy qaytariluvchanligini tushunishga yordam beradi.

Atomning valentli elektronining bog‘lanish energiyasiga bog‘liq bo‘lgan ionlashish potensialining qobiqning to‘ldirilishi jarayonida monoton bo‘lmasa ham, lekin, regular ravishda ishqoriy metal atomidan (davr boshi) inert gaz atomigacha (davr oxiri) o‘tib boradi. Va davr oxirida ionlashi potensialida sakrash yuz beradi va u past qiymatga ega bo‘ladi. 26.7-rasmda elementlarning ionlashish energiyasini s va r elektronlarning yig‘indisiga bog‘liqlik grafigi 5 ta davr uchun keltirilgan. Grafikdan ko‘rinadiki, har bir davr uchun olingan to‘g‘ri chiziqlar o‘zaro parallel bo‘lib, uning yasallishini empirik

$$y = ae^{bx} \left\{ \frac{x-3}{8} \right\} + cx + d$$

formula bilan moslash mumkin. Bunda y – element yoki birikmaning hossasi (elementning tartib nomeri), yoki muayyan tipdagi elektronlarning soni. a , b , s , d koeffitsiyentlarni kompyuter yordamida berilgan chiziqlarga mos chiziqlarni izlash orqali topish mumkin.

Kimyogarlar yaratgan davriy sistema bilan fizik nazariya orasida uzviy bog‘lanish mavjud. Atom tuzilishini bilish davriy sistemadagi elementlarning joyini tartibga keltirishga yordam beradi, davriy sistema esa o‘z navbatida yangi fizikaviy g‘oya va nazariyalarni tug‘ilishiga olib keldi. Fizika bilan kimyo orasidagi bunday hamkorlik olam sir-asrorlarini ochishga xizmat qildi. Fizika bilan kimyo orasidagi hamkorlik nodir yer elementlari gruppasiga kiruvchi elementlarni kimyoviy hossalarni o‘xshashliklarini ham yaxshi tushuntirib berdi.



26.7-rasm. 5 ta davr uchun ionlash energiyasini s va p elektronlar yig'indisiga bog'liqligi.

26.8. Lantanoidlar va ularning atomlari tuzilishi

Rezerfordni atomning planetar modeli (1911-y.) va Mozli qonuni (1916-y.) nodir yer elementlari nechta ekanligi masalasiga oydinlik kiritdi. Chunki kimyogarlar ularning aniq sonini bilmas edilar. Bor nazariyasi esa ularning atomlarini, elektron qobiqlarini tuzilish masalasini hal qilib berdi. N.Bor elementlarini kimyoviy hossalari davriy bog'liqligi haqidagi D.I.Mendeleyevning fikrlarini elektron nazariya tiliga (kvant nazariya tiliga) o'g'irishga muvaffaq bo'ldi. Va Mendeleyev davriy sistemasiga tayanib, atomning fizik nazariyasini o'rnatdi.

Mendeleyev davriy sistema ustida ishlayotgan paytda hali juda ko'p nodir yer elementlari kashf qilinmagan edi. Kimyoviy hossalari o'xshash bo'lgan elementlarga davriy sistemada alohida nodir yer elementlari deb atalgan seriya (guruh) ajratildi. 6-davr 32 ta element ($_{55}\text{Ss}$ - $_{86}\text{Em}$) dan tashkil topgan. Va uning bir qismi lantanoidlar deb atalgan elementlardan iborat.

Davriy sistemada lantan elementi ($_{57}\text{La}$) muhim bir o'rinni egallagan. U kimyoviy hossalari, amaliy jihatdan deyarli bir xil bo'lgan 14 ta elementdan tashkil topgan guruhga etakchilik qiladi. Bu guruhning umumiy nomi lantanoidlar deb ataladi. Lantan yunoncha «lanton» so'zidan olingan bo'lib, o'zbekchaga tarjima qilganda «yashirinmoq», «berkinmoq» degan ma'noni beradi. Bu elementni izlashda ancha qiyinchiliklarga duch kelingani uchun ham uning ismi jismiga monandir. Lantanoidlar guruhiga kiruvchi ko'pgina elementlar Karl Gustav Mosander tomonidan aniqlangan. Lantanoidlar guruhiga kiruvchi elementlarning atomlarini energetik sathlarini elektronlar bilan ketma-ket to'ldirilishiga sizni diqqatingizni qaratamiz. 26.4-jadvalda lantanoid elementlari va ularning atomlarining elektron konfiguratsiyalari keltirilgan.

26.6-jadval

Lantanoidlar va ularning konfiguratsiyalari

	Qobiq		K	L	M	N	O	P	Q
Zaryad	Nom	Simvol	1s	2s 2p	3s3p 3d	4s4p4 4d4f	5s5p5 5d5f	6s6p6 d	7s
57	Lantan	La	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 6 6 1	2	
58	Seriy	Ce	2	2 6	2 6 10	2 6 10 1	2 6 1	2*	
59	Prazeodim	Pr	2	2 6	2 6 10	2 6 10 3	2 6	2	
60	Neodim	Nd	2	2 6	2 6 10	2 6 10 4	2 6	2	
61	Prometiy	Pm	2	2 6	2 6 10	2 6 10 5	2 6	2	
62	Samariy	Sm	2	2 6	2 6 10	2 6 10 6	2 6	2	

63	Evropiy	Eu	2	2 6	2 6 10	2 6 10 7	2 6	2	
64	Gadoliniiy	Gd	2	2 6	2 6 10	2 6 10 7	2 6 1	2 *	
65	Terbiy	Tb	2	2 6	2 6 10	2 6 10 9	2 6	2	
66	Disproziy	Du	2	2 6	2 6 10	2 6 10 10	2 6	2	
67	Golmiy	Ho	2	2 6	2 6 10	2 6 10 11	2 6	2	
68	Erbiy	Er	2	2 6	2 6 10	2 6 10 12	2 6	2	
69	Tuliy	Tm	2	2 6	2 6 10	2 6 10 13	2 6	2	
70	Itterbiy	Yb	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6	2	
71	Liyutetsiy	Lu	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 1	2 *	

*-konfiguratsiyalar to'la aniqlanmagan

26.7-jadval

Aktinoidlar va transuran elementlar atomlarining elektron konfiguratsiyalari

6-davr	Zaryad	Qobiq Nom	Si mv ol	K 1s	L 2s 2p	M 3s3p 3d	N 4s4p4 d4f	O 5s5p5 d5f	P 6s6p6 d	Q 7s
	89	Aktiniy	Ac		2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 6 1
90	Toriy	Th		2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 6 2	2 *
91	Protaktiniy	Pa		2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 2	2 6 1	2 *
92	Uran	U		2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 3	2 6 1	2 *
93	Neptuniy	Np		2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 4	2 6 1	2 *
94	Plutoniy	Pu		2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 6	2 6	2 *
95	Ameritsiy	Am		2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 7	2 6	2 *
96	Kyuriy	Cm		2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 7	2 6 1	2 *

97	Berliy	Bk	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 9	2 6	2*
98	Kaliforniy	Cf	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 10	2 6	2*
99	Eynshteyniy	Es	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 11	2 6	2*
100	Fermiy	Fm	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 12	2 6	2*
101	Mendeleeviy	Md	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 13	2 6	2*
102	Nobeliy	No	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 14	2 6 1	2*
103	Lourentsiy	Lr	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 14	2 6 2	2*

*-konfiguratsiyalar to'la aniqlanmagan

Jadvalning birinchi qatorida lantan elementini atomining elektron konfiguratsiyasi berilgan. Ushbu strukturaga diqqatingizni jalb qiling. Bu strukturaga ko'ra $n=4$ (N qobiq) va $n=5$ (O qobiq) energetik sathlar elektronlar bilan to'la to'ldirilgan; N va O qobiqlarning to'rtinchi qatlami (sathchasi) 4f- va 5f umuman to'ldirilgan. Bu qatlamlar o'ziga 14 ta elektron qabul qila oladi. 5d-qatlam (sathcha)da ham 10 ta elektron o'rniga faqat bitta elektron o'rin olgan. Valentli elektronlari esa yadrodan anomol uzoqda joylashgan va yadro bilan kuchsiz bog'langan. Shu sababdan lantanni ionlashish potentsiali ham nisbatan kichik (36,21) eV. Oksidlanish darajasi +3 ga teng bo'lib, lantan kimyoviy aktiv metaldir. Lantanning 5s-sathi elektronlar bilan to'ldirilgan va tashqi qobig'i 6s da ikkita elektron joylashgan. Lantanoidlar elektron qobiqlarini tashqaridan qaraganda 3-chisi (5d) elektronlar bilan avval to'ldirilgan. Elementlarni kimyoviy hossalarni amaliy jihatdan o'zgartmas qolishiga sabab bo'ladi. Chunki elektronlarni tashqi va undan oldingi qatlami o'zgarishsiz qoladi.

Agar yadroning qanday zaryadidan boshlab (elementning tartib nomeri) atomning «bo'sh» sathlarini elektronlar bilan to'ldirilishini bila olsak, u holda har bir elektronni o'z holiga qo'yish yo'lini topgan bo'lamiz. Bunday joylashishni qat'iy fizik nazariyasi yo'q, lekin yarim empirik formulalar bor. Masalan,

$$\bullet Z=0,169(2l+1)^3.$$

Yarim empirik formula yordamida r-, d-, f-sathchalarni qaysi elementdan boshlab to'ldirilishini aniqlash mumkin. Ushbu formulada z yadro zaryadi (elementning tartib nomeri), l orbital kvant son. Bu formulaga ko'ra, r-sathcha bor elementidan ($z=5$) boshlab, d-sathcha skandiydan ($z=21$), f-sathcha esa seriydan ($z=58$) boshlab to'ldiriladi. f-sathcha $n=4$ orbitadan boshlab paydo bo'lganligi uchun seriy elementini N qobig'ini f-sathchadan boshlab elektronlar bilan to'ldirish boshlanadi.

Seriy elementini elektron strukturasi 26.4-jadvalning ikkinchi qatorida keltirilgan. Spektroskopik ma'lumotlarga binoan $6s^2$ sathchani ikkita valentli elektronlar egallagan. Ushbu atomni birinchi, ikkinchi va uchinchi (K, L, M) qobiqlari elektronlar bilan to'la to'ldirilgan. Biroq N qobiqni faqat $4s^2 4p^6 4d^{10}$ sathchalari to'ldirilgan, 4f-sathchasi esa to'ldirilgan bo'lib, qolgan 12 ta elektronning biri

bilan to'ldirish boshlanadi. Bulardan ikkitasi avval $6s^2$ sathchani, 8 ta elektroni esa O qobiqni $5s^2 5p^6$ sathchalarni to'ldiradi. Demak, ikkita elektron o'rnamshmay qoladi. Ular uchun 4f va 5d sathchalardan joylashish imkoni bor. Yuqorida keltirilgan $Z=0,169(2l+1)^3$ formulaga binoan seriyning f sathidan to'ldirish boshlanishi kerak. Shuning uchun, bunda elektronlar bilan to'ldirish 4f cathdan boshlanadi va bu jarayon bundan keyin kelgan barcha elementlarga taalluqli bo'lib, eng avval atomning eng ichki 4f sathi to'la to'ldirilguncha davom etadi. (26.4-jadvalga qarang).

Shuning uchun ikkala elektron 4f sathchaga joylashishi kerak bo'ladi (lekin ayrim hisoblar bitta elektron 4f sathchaga, ikkinchi elektron esa 5d sathchalarga joylashishi mumkin, jadvalda shu tasvirlangan). Demak, seriy atomining elektron konfiguratsiyasi $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 4d^{10} 4f^2 5s^2 5p^6 6s^2$ ko'rinishga ega. Odatda, bunday uzun yozuv o'rniga qisqa yozuv qabul qilingan. Seriy atomining elektron konfiguratsiyasi qisqa yozuvda $^{58}\text{Se} \dots 4f^2 \dots 6s^2 \dots$ ko'rinishda yoziladi.

Lantan va barcha lantanoidlar uchun elektron konfiguratsiyalarni qisqa shaklda, ya'ni yozuvda ifoda etsak, u holda har bir element qo'shni elementdan faqat bitta ichki elektroni bilan farq qiladigan ketma-ketlikni olamiz. Demak, lantanoid elementlarda tashqaridan uchinchi sathni (4f-sathchani) to'ldirilishi ro'y berarkan. U holda nima uchun lantanoid guruhini tashkil qilgan elementlarning kimyoviy hossalari bir xil ekan va ularni lantan katagi bilan bir qator joylashtirib davriy sistemadan tashqariga alohida «Inter davriy guruh» qilib yozish isbotlangan bo'ladi. Yuqorida keltirilgan elementlarning elektron konfiguratsiyalaridan lantanoidlarning bir qator muhim hossalari kelib chiqadi. Eng avvalambor, elementning tartib nomeri ortishiga proporsional ravishda atomlar va ionlar o'Ichamlarini kichrayishini ko'zga tashlanadi. Odatda esa z ni ortishi bilan atomlar va ionlar o'Ichamini ortishi va elektron qatlamining (shubasini) qalinligi ortishi kuzatiladi. Lantanoidlarning bunday anomal holati «antanoid qisilish» degan nomni oldi. Lantanoid qisilish hodisasini quyidagchi talqin etish mumkin. 4f holatda yotuvchi elektronlar bir-birini ham, undan keyingi O qobiqdagi elektronlarni ham yadrodan kuchsiz bo'lsa ham ekranlaydi. Bir lantanoiddan ikkinchi lantanoidga o'tilgan yadroning zaryadi va ichki elektronlarning soni ortadi. Lekin tashki elektronlarni ekranlash deyarli o'smaydi. Shu sababdan ular yadroga kuchli tortiladilar va yadro zaryadi ortgan sari O qobiq yadro tomondan kuchli tortilib, atomning o'Ichamini kichraytiradi. Yadroni effektiv zaryadini ortishi 4f elektron sathchaga ham kuchli ta'sir etib, bu qobiqni ham qisa boshlaydi. Elektron qobiqlarning qisilishi lantanoid qisilish effektining sodir bo'lishiga va ushbu elementlarning atom va ionlarini qisilishiga olib keladi.

Barcha lantanoidlar kumush oq rangda bo'lib, tezda oksidlanishi tufayli, jigarrangdan to qora ranggacha o'zgaradi. Lantanoidlar uncha qattiq emas, ularning elektr o'tkazuvchanligi simobning elektr o'tkazuvchanligiga o'xshash. Seriydan to lyutetsiygacha ularning zichligi ortib borishini lantanoid qisilish effekti bilan oson tushuntirish mumkin (Se uchun $\rho=6,8 \text{ g/sm}^3$, Lu uchun $\rho=9,8 \text{ g/sm}^3$). Lantanoidlar magnit hossalari ham ega. Ulardan gadoliniy va termiy ferromagnit hossaga ega. Lantanoidlarning elektron tuzilishi, ayniqsa, 4f sathning to'ldirishi ularning atomlarini yuqori magnit faollikka ega ekanligidan dalolat beradi.

Lantanoidlar metallurgiyada (mishmetallar), kimyoda (katalizatorlar), shisha va keramika sanoatida, televideniya, atom texnikasida, radiotexnikada, lazer texnikasida, qishloq xo'jaligida, tibbiyotda keng qo'llaniladi. Ayniqsa, pirotexnikada turli-tuman rang-barang mushakbozliklarda keng foydalaniladi.

26.9. Aktinoidlar va transuran elementlari atomlarining elektron tuzilishi

Lantan kabi aktiniy elementini ham o'z gruppasi bor. Aktiniyning kimyoviy xossalari o'xshash guruhni ularda 4f qobiqcha emas, balki, 5f qobiqcha ichki to'ldirilishi bilan farq qiladi. Aktiniy elementini uchinchi gruppani 10-qatoriga joylashtirishni Mendeleev oldindan aytib bergan. Aktiniy elementi poloniy elementi (1898-y) va radiy (1898-y)dan keyin ochilgan. Aktiniyning nurlanishi ularning nurlanishiga nisbatan juda ham kuchsiz bo'lganligi uchun uni aniqlash jarayoni juda qiyinchilik bilan kechgan. O'zingiz taqqoslab ko'ring: 1 gramm radiy olish uchun 3 tonna rudani, 1 g aktiniy olish uchun esa 7 000 tonna rudani qayta ishlash kerak. Aktiniy 1899-yilda Andre Debyern tomonidan kashf etilgan. Aktiniy yunoncha «actus» so'zidan olingan bo'lib, o'zbekchaga «nur» deb tarjima qilinadi. Tabiatda mustaqil ravishda mavjud bo'lgan oxirgi aktinoid bu uran elementidir. Undan keyin keluvchi elementlar radiaktiv yemirilishning mahsulotlaridir va ular sun'iy ravishda hosil qilinadi. Aktinoidlarning oxirgi chegarasi hali noma'lum. Uran ortidagi barcha elementlar transuran elementlari deb ataladi. Hozirgacha Mendeleev davriy sistemasi Lourensiy (Lr $z=113$), elementi bilan yakunlanadi. Lekin hozirgi paytda yana oltita transuran elementi ishonchli ravishda aniqlangan bo'lib, ular quyidagilar:

$z=104$ Rezerfordiy (Rf)

$z=105$ Dubniy (Db)

$z=106$ Ciborgiy (Sg)

$z=107$ Boriy (Bh)

$z=108$ Gassiy (Hs)

$z=109$ Meytneriy (Mt)

- * Bu elementlarni davriy sistemaga kiritish mumkin. Hozirgi kunda $z=114$ ga ega bo'lgan element topilganligi haqida ham xabarlar mavjud. Aktinoid va transuran elementlar atomlarining elektron konfiguratsiyalari 26.5-jadvalda keltirilgan. Biz uni mufassal tushuntirib o'tirmaymiz. Chunki bu konfiguratsiyalar aktinoidlarning konfiguratsiyalariga o'xshagan bo'lib, bu yerda faqat 4f qobiqcha emas, balki O qobiqni 5f qobiqchasi z ni ortishi bilan ketma-ket to 14 tagacha elektronlar bilan to'ldirilib boriladi. Shu sababdan ham bu elementlarni xossalari deyarli bir xil. Transuran elementlari og'ir elementlar bo'lib, beqaror elementlar hisoblanadi. Og'ir yadrolarda ularning protonlari hosil qilgan Kulon itarilishi kuchlari yadroning tortilish kuchlari bilan muvozanatlanmay qoladi. Yadro kuchi qisqa masofalarda ta'sir etganligi va to'yinganligi uchun protonlarning itarilish kuchlariga nisbatan o'z bo'lib qoladi. Natijada yadro sirtida joylashgan zarralar yadrodan chiqib keta boshlaydi.

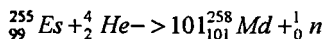
Yadrodagı zarralarning o'zaro ta'sir energiyasi Kulon energiyasiga nisbatan sekinroq ortgani uchun transuran elementlari barqaror bo'lmaydi va ular α, β, γ zarralar chiqarib yemiriladi. Bu hodisani odatda radiaktivlik deyiladi. Radiaktivlik

bu elementlarning kasalligidan dalolat beradi va ular surunkali shamollagan, doimo burni oqib yuradigan odamga qiyos qilsa bo'ladi. Bir qaraganda, ushbu yadrolarning beqarorligi elementlar davriy sistemasini oxiri borligidan dalolat beradi.

26.10. Transuran elementlarining xarakteristikasi. Davriy sistemaning yuqorigi chegarasi

Davriy sistemadagi qator beqaror elementlar uran elementidan keyin joylashgan va mazkur elementlarni transuran elementlari deb ataladi. Va ular sun'iy ravishda olinadi. Ularning barchasi aktinoidlar qatoriga kiradi. Bu qatordan uchta element – toriy, protaktiniy va uran tabiatda barqaror mavjuddir. Yuqorida aytganimizdek, aktinoidlar qatorida 6s, 6p, 7s, va qisman 6d to'ldirilgan holda ichki 5f sathcha to'ldirila boshlanadi va bu yerdagi vaziyat lantanoaidlar vaziyatiga o'xshashdir.

Sun'iy elementlarni olish uchun tezlatkichlardan (masalan, sinosiklofazon), rektorlardan va yadroviy portlash mahsulotlaridan foydalaniladi. Masalan, tezlatkichlar yordamida



mendeleyeviy elementi olingan ($z=101$).

Yadro reaktorlarida ${}^{242}\text{Pu}$, ${}^{243}\text{Am}$, ${}^{244}\text{Cm}$ kabi elementlar olingan. Reaktorda sun'iy elementlarni olish uchun juda uzoq muddat kerak bo'ladi. Masalan, ${}^{254}\text{Es}$ (Eynshteyniy) va ${}^{155}\text{Fm}$ (fermiy) izotoplarini bir necha gramini olish uchun quvvatli atom reaktorlarida Plutoniy – 139 elementini bir necha yillar davomida nurlantirish kerak bo'ladi. Yangi elementlarni olish yo'llaridan biri atom portlashlari bo'lib, bu holda yangi elementlarni olish uchun (n , γ , β)-reaksiyalaridan foydalaniladi. Yangi elementlarni olish uchun odatda, reaktordagi neytronlarning oqimini oshirish kerak bo'ladi. Atom reaktorlarida neytronlar oqimini taxminan 10^{16} neytron/ $\text{sm}^2 \cdot \text{s}$ dan oshirish mumkin emas. Chunki, boshqarib bo'lmaydigan reaksiya kechib, atom portlashi yuz beradi. Shu sababdan ham quvvatli neytron oqimlarini olish uchun atom portlashlaridan foydalaniladi. Atom bombasi portlagan paytda hosil bo'lgan neytronlar oqimi 10^{40} - 10^{41} neytron/ $\text{sm}^2 \cdot \text{s}$ ga teng. Atom portlash 10^{-6} sekund davom etadi. Atom portlashi natijasida hosil bo'lgan neytronlar yordamida elementlarni nurlatish yo'li bilan yangi sun'iy elementlar hosil qilish mumkin. Reaktorda bunday neytronlar dozasini olish uchun necha yil kerak? Buni hisoblash uncha qiyin ish emas. Hisob 10^{34} ($10^{16} \cdot 3600 \cdot 24 \cdot 365$) = $3,15 \cdot 10^{10}$ yil kerak bo'ladi.

Shunday qilib sun'iy elementlarni hosil qilishning uchinchi yo'li atom quirmalarini portlashi natijasida hosil bo'lgan neytronlar oqimidan foydalanishdir. Buning uchun portlash zonasiga dastlabki moddalar– nishonlar qo'yiladi.

1952-yilning 1-noyabrida Elugelat orolchasida AQShning birinchi termoyadro bombasi portlatildi. Portlash shunday kuchli bo'ldiki, Elugelat orolchasi bug'lanib ketdi va uning o'rnida ulkan suvosti krateri hosil bo'ldi. Radioaktiv mahsulotlarni changini o'rganish maqsadida portlash zonasidan uchuvchisi bo'lmagan samolyotlar uchririldi. Bu samolyotlarga filtrlovchi qog'oz varaqlari yopishtirilgan bo'lib, ular radioaktiv changni shimish hossasiga ega edi. Radioaktiv changlar yutilgan bu filtr

qog'ozlar laboratoriyalarga yetkazilib, o'rganilganda tadqiqotchilar yangi sun'iy elementlarning hosil bo'lganligining guvohi bo'ldilar. Albert Eynshteyn sharafiga quyilgan $z=99, M=253$ bo'lgan izotop aniqlangan edi va u Es belgisi bilan belgilandi. Xuddi shuningdek 16-yanvar 1953-yilda $z=100$ atom massasi $M=255$ bo'lgan element kashf qilindi va unga Enriko Fermi nomi berildi.

Sun'iy ravishda olingan transuran elementlar quyidagilar.,

Neptuniy $z=93$ – 1940 yil, Plutoniya $z=94$ –1940-yil, Ameritsiy $z=95$ –1944-yil, Kyuriy $z=96$ –1944-yil, Berkliya $z=97$ –1949-yil, Kaliforniy $z=98$ –1950-yil, Eynshteyniy $z=99$ –1952-yil, Fermiy $z=100$ –1952-yil, Mendeleyeviy $z=101$ –1955-yil, Nobeliy $z=102$ –1958-yil va Lourensiy $z=103$ –1961-yilda kashf qilingan.

Uran elementini 1789-yilda nemis olimi M.G.Klaprot kashf etgan. E.Peligo 1841 yilda uran metallini olishga muvaffaq bo'ldi. Uran og'ir element bo'lib kumush-oq rangli metall hisoblanadi. Erish temperaturasi 1132°C va qaynash temperaturasi 3818°C . 1K temperaturada uran o'ta o'tkazuvchanlik xususiyatiga ega bo'ladi. Uran elementi atom sanoatining asosiy xomashyolaridan biridir. Havoda uran sirti juda tez oksidlanadi va qoramtir tusga kiradi.

Mendeleyev davriy sistemasining boshi aniq, lekin uning oxirgi chegarasi hozirgacha aniq emas.

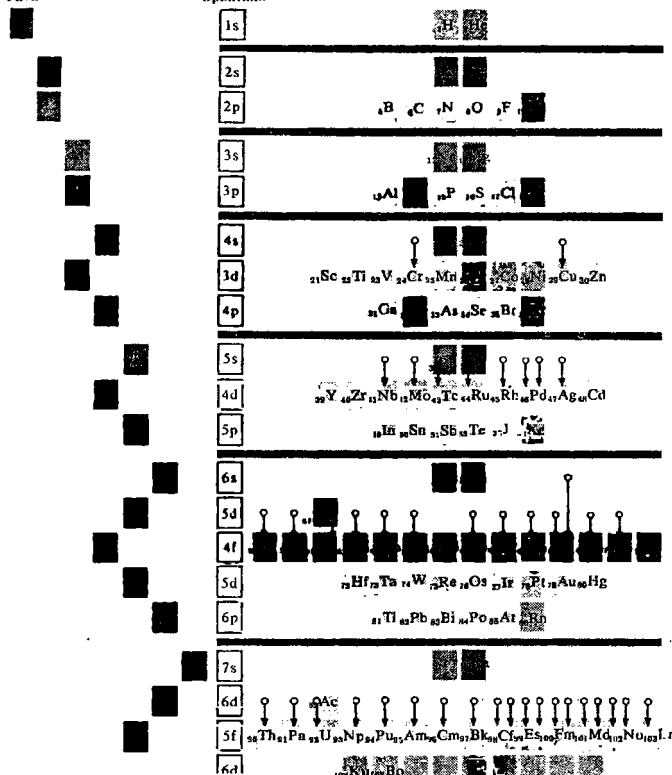
Davriy sistemaning oxirgi chegarasi kvant mexanikaning e'tiborida bo'lib keyingi yillarda muhim natijalar qo'lga kritildi. 1928-yilda P.Dirak yadroni nuqta sifatida faraz qilib uning kulon maydonida to'liq tenglamaning yechimi $z=137$ da singulyar bo'lishini aniqladi. Keyingi hisoblar bu natijani noto'g'ri ekanligini ko'rsatdi. 1945-yilda I.Ya. Pomeranchuk va Ya.A. Smorodinskiy yadroni chekli o'lchamga ega deb, hisoblar qilishganda $z=200$ bo'lib chiqdi. $Z=126$ va 162 , $N=196$ va 318 magik sonlarda barqaror elementlar bo'lishi haqida gumonlar bor.

Davriy sistemaning yuqorigi chegarasini o'rganish, izlash bu qiziq mavzu albatta. Agar siz ushbu muammoga qiziqsangiz, u holda ilmiy maqolalarga murojaat eting va o'zingiz ham bu sohada izlanishlarga kirishing.

Mavzumizning yakunida Mendeleyev davriy sistemasidagi elementlar atomlarining energetik sathlarini elektronlar bilan to'ldirilish chizmasi (26.8-rasm), kvant mexanika doirasida elektron davriy sistemasini sxemasi berilgan.

С.Д.Н

Орбиталар



- Ishqoriy metallar
- Ishqoriy-yer metallar
- Inert gazlar
- Ferromagnitlar
- Xususiy yarim o'tkazgichlar
- Lantandlar
- Aktinidlar

26.8-rasm. Kvant mexanik elementlarning davriy sistemasi.

SAVOLLAR

1. Elementlarning davriy sistemasini kim va qachon kashf etgan?
2. Rezerford tajribasidan qanday kattalikni topish mumkin va u davriy sistemada nimani aks ettiradi?
3. Mendeleyev qanday kattaliklarni bog'lanishidan elementlarning kimyoviy hossalarning davriy o'zgarishini aniqladi?
4. Mozli qonuni qanday ta'riflanadi?
5. Mozli qonuni asosida yadroning zaryadini topish mumkinmi?
6. Elektronlarning ekranlanganligi deganda nimani tushunasiz?
7. Optik spektr bilan rentgen spektrlari orasidagi tub farq nima bilan xarakterlanadi?
8. Chastota bilan elementlarning tartib nomeri bog'liqmi?
9. Nima uchun rentgent chiziqlarini xarakteristik spektr deyishadi?
10. Elementlar qanday xususiyatlariga qarab davriy sistemada gruppalanadi?
11. Asosiy va qo'shimcha gruppalar nimani aks ettiradi?
12. Davriy sistemada davriylik nima va qanday kvant soni bilan xarakterlanadi?
13. Bosh kvant soni n davriy sistemada nimani belgilaydi?
14. Elementlarning davriy sistemasida elementlarning o'rnini qanday fizik kattalik xarakterlaydi?
15. Davrning xarakteristikasini nima xarakterlashini ayta olasizmi?
16. n -, l -, m_l -, m_s - kvant sonlari elementlarning nimasini xarakterlaydi?
17. Elektronlarning konfiguratsiyasi qanday topiladi?
18. Davriy sistemada atomlarning elektron konfiguratsiyasi qanday prinsipi asosida to'ldiriladi?
19. Elektron konfiguratsiyasini to'ldirishda Xund qoidasining o'rnini qanday?
20. Ideal va real to'ldirish sxemalari bir-biridan nima bilan farq qiladi?
21. Ideal to'ldirish sxemasi davriy sistemada qaysi davrdan boshlab buziladi?
22. Qobiqdagi tashqi elektronlarning son davriy sistemadagi davriylik bilan qanday bog'langan.
23. Ionlashish potentsiali bilan s - va r - qobiqdagi elektronlar yig'indisining orasidagi bog'lanish qanday topiladi? Sakrashlar qachon yuz beradi?
24. 4-davrdagi atomlarning elektron konfiguratsiyasi qanday to'ldiriladi?
25. 5-davrdagi atomlarning elektron konfiguratsiyasi qanday to'ldiriladi?
26. Lantanoidlar guruhi qanday ta'riflanadi?
27. Aktinoidlar guruhi qanday ta'riflanadi?
28. Transuran elementlari guruhi qanday ta'riflanadi?
29. Elementlarning davriy sistemasining quyi va oxirgi chegarasi haqida nima deya olasiz?
- .. 30. Mendeleyev davriy sistemasining tuzilishida kvant fizikasining ahamiyatini siz qanday tushunasiz?

MASALALAR

26.1. Bosh kvant soni n berilgan bo'lsa, qobiqlardagi elektronlarning maksimal soni nechaga teng?

26.2. Qobiqlarni to'ldirishning ideal sistemasiga misol keltiring va tushuntiring. Bunda ma'ruzadagi jadvallardan foydalaning.

26.3. Qobiqlarni to'ldirishi real sxemasiga misol keltiring va tushuntiring.

26.4. Pauli prinsipi va energiya minimumi prinsipidan foydalanib, $n=3$ qobiqni to'ldirilish sxemasini chizing va tushuntiring.

26.5. Pauli prinsipi, energiya minimumi prinsipi va Xund qoidasidan foydalanib, azot atomining orbitalarida elektronlarning joylanishi sxemasini tuzing.

26.6. Mozli formulasidan foydalanib, aluminiy va kobaltni K_{α} chizig'ini to'liq uzunligini hisoblang.

26.7. Mozli qonunidan foydalanib, K- va L- elektronlarni bog'lanish energiyasi farqini toping.

26.8. Molibdenning xarakteristik rentgen nurlanishini K_{α_1} seriyasini to'liq uzunligi $0,708 \text{ \AA}$. Kumushning rentgen spektrini K_{α_1} seriyasini to'liq uzunligini toping.

26.9. Ma'ruzada ionlashish energiyasini s- va r- elektron yig'indisiga bog'liq grafigi asosida (26.7-rasm) $y = ae^{bx} \left\{ \frac{x-3}{8} \right\} + cx + d$ empirik formulasi keltirilgan. Grafik va bu formuladan foydalanib, a, b, c, d – koeffitsiyentlarni toping.

**XXVII bob. Mavzu: QATTIQ JISMLARNING KVANT FIZIKASI
(METALLAR VA YARIMO‘TKAZGICHLAR)**

Reja

- 27.1. Qattiq jismlarga kvant statistik nazariyani qo‘llash.
- 27.2. Kristallning energetik zonalari.
- 27.3. Zonalar chizmasi.
- 27.4. Metallar, dielektriklar va yarimo‘tkazgichlar uchun zonalar nazariyasi.
- 27.5. Kristallarda energetik zonalarni paydo bo‘lishiga doir misollar.
- 27.6. Metallar.
- 27.7. Fermi-Dirak taqsimoti.
- 27.8 Yarim o‘tkazgichlar
- 27.9. Sof yarimo‘tkazgichlar
- 27.10. Aralashmali yarimo‘tkazgichlar.
- 27.11. Diod va tranzistorlar sxemasi.

ADABIYOTLAR

1. Дж.Блейкмор. Физика твердого тела. –М.: 1988.
2. Е.А. Нерсесов. Основные законы атомной и ядерной физики. –М.: 1988.
3. Физика твердого тела. Над чем думают физики. Вып 7. М.: 1972.
4. Л.А.Соколов, Ю.М.Лоскутов, И.М.Тернов. Квантовая механика. –М.: 1962.
5. R.Bekjanov, B.Ahmadxo‘jayev. Atom fizikasi. –Т.: 1979.

Masalaning qo‘yilishi. Ushbu bobda kvant fizika va kvant statistikasining nazariyasi va metodlariga tayanib, qattiq jismlarning tuzilishi va hossalari o‘rganiladi. Qisqa holda zonalar nazariyasi haqida va uning asosida kristall modda turlari – metallar, yarimo‘tkazgichlar, dielektriklar fizikasi tushuntirildi. Metall va yarimo‘tkazgichlarni ayrim hossalari kvant nazariya, kvant statistika va zonalar nuqtayi nazaridan bayon qilinadi.

Mavzu qahramonlari: U.Shokli, Dj. Bardin, U.Brantayn. Yarimo‘tkazgichlarda izlanishlar va tranzistorlarni kashf etganliklari uchun 1956-yilda Nobel mukofotiga sazovor bo‘lishgan.

XXVII bob. QATTIQ JISMLARNING KVANT FIZIKASI (METALLAR VA YARIMO‘TKAZGICHLAR)

27.1. Qattiq jismlarga kvant statistik nazariyani qo‘llash

Kristallning hossalarini aniqlash uchun uni tashkil qilgan barcha zarralari (elektronlari va yadrolari) orasidagi o‘zaro ta’sir xarakterini bilish zarur. Mazkur o‘zaro ta’sirni aniq tavsiflash juda ham qiyin masala. Haqiqatan ham, 1sm^3 hajmga ega bo‘lgan kristallning tarkibiga kiruvchi har bir zarra (elektron va atom yadrosi) kamida 10^{23} - 10^{24} ta zarra bilan o‘zaro ta’sirda bo‘ladi. Darvoqe, bunda barcha zarralar uzluksiz va juda murakkab ko‘rinishdagi harakatda bo‘ladilar.

Kristallni tashkil qilgan barcha zarralar orasidagi bir-birlari bilan bo‘ladigan o‘zaro ta’sirni faqat kvant mexanika yordamida Shryodinger tenglamasi ko‘rinishida ta’riflash mumkin. Afsuski, ushbu tuzilgan Shryodinger tenglamasini yechib bo‘lmaydi.

Kristallning bir qator hossalarini (elektr, magnit va optik) tavsiflashda kristalldagi valentli elektronlarning holatini bilish kifoya. Ana shu holat masafani yechishning aniq uslubiyatini bermasa ham, masalani bir muncha soddalashtiradi. Va bu soddalashgan masala ko‘p elektronli masala deb ataladi. Lekin bu masalani ham bir qator o‘rinli farazlar va soddalashtirishlar kiritish orqali kristallning o‘z-o‘zi bilan moslashgan elektr maydonida harakat qilayotgan bitta elektron masalasiga keltirish mumkin. Natijada Shryodinger tenglamasini yechish imkoni tug‘iladi.

Yuqoridagi masalani yechishda quyidagi soddalashtirishlar o‘rinli: birinchidan, elektron va yadroning massalari bir-biridan juda katta songa (tahminan proton elektrondan 1870 marta katta) farq qiladi. Massalarning farqi ularning harakat tezliklarida namoyon bo‘ladi. Natijada elektronga nisbatan yadro tinch turibdi degan faraz kiritish mumkin. U holda elektron tinch turgan yadroning elektr maydonida harakat qilayapti deb qarash mumkin, ikkinchidan, juda ham sekin harakat qilayotgan yadrolar elektronlarning oniy joylanishi oqibatida hosil qilgan maydonida emas, elektronlar zaryadini fazoviy taqsimlanishi tufayli vujudga kelgan o‘rtacha maydonda harakat qilayapti degan farazni kiritish mumkin. Bunday farazni kiritishga haqlimiz, chunki yadro sezilarli siljishi uchun ketgan vaqtda elektron o‘zini orbitalarini ko‘p marta aylanib o‘tishi mumkin. Uchinchidan, kristallardagi har bir elektronni qolgan elektronlar bilan bo‘ladigan o‘zaro ta’sirini ushbu elektronlar zaryadining fazoviy taqsimlanishi natijasida yuzaga kelgan o‘rtacha o‘z-o‘zi bilan moslashgan elektronlar hosil qilgan maydoni bilan bo‘lgan ta’sir deb qarash mumkin. Yuqorida keltirilgan soddalashtirilar Shryodinger tenglamasini yechish uchun imkoniyat yaratadi va bu yechim kristallda elektron olishi mumkin bo‘lgan energiyalarning qiymatini beradi. Mumkin bo‘lgan energetik holatlarda elektronlarning taqsimlanishi Paulining man etish prinsipiga mos tarzda bo‘ladi. Shunday ko‘p soddalashtirishlar kiritilishiga

qaramay, kvant mexanika klassik mexanika tushuntirib bera olmagan kristall hossalarni tushuntirib bera oladi.

Kristall sistemasi ulkan sondagi mikrozzarralar majmuasi. Shuning uchun kristallar masalasini yechishda nafaqat kvant mexanika, shuning bilan birga kvant statistikasini ham tatbiq etmoq darkor. Har ayrim zarrani harakatini qonunlarini bilish degani nihoyatda ko'p zarralar majmuasidan tashkil topgan makroskopik sistemani boshqaruvchi qonunlarni topdik degani emas. Hayotdan ham yaxshi bilamizki, olomondagi har odamni harakatini o'rganish bilan olomonning maqsadini bilish qiyin. Kollektivni (ko'pchilikni) xatti-harakatini bitta zarraning harakati miqyosida tavsiflab bo'lmaydi. Chunki ular juda ko'p, shuning uchun ham, statistik uslubiyatlar bilan qanoatlanishga to'g'ri keladi va o'rtacha tezlik, o'rtacha energiya va shunga o'xshash kattaliklar bilan ishlashga majbur bo'lamiz. Juda ko'p zarralar masalasi bilan fizikaning maxsus sohasi statistik fizika shug'ullanadi. XX asrda kvant nazariyaning paydo bo'lishi statistika sohasiga ham o'z ta'sirini ko'rsatdi. Natijada zarralar kollektivini o'rganadigan yangi fan kvant fizikasi vujudga keldi. Kvant statistikasining g'oyalari past temperaturalar uchun o'rinalidir. U klassik statistikani inkor etmaydi. Balki unda uning o'z o'rnini ko'rsatib qo'ydi. Klassik statistika kvant statistikasining chegarasi bo'lib, u asosan yuqori temperaturalar uchun o'rinalidir. Past temperaturalar sohasining hukmdori va boshqaruvchisi albatta, bu kvant statistikasidir.

Albatta, bu yerda «past» so'zi nisbiy tushuncha va uni shartli tushunmoq lozim. Chunki agar bir yulduz moddalarining hossalari bilan qiziqsak, «past» deganda yuz ming graduslarni tushunishimiz kerak bo'ladi. Klassik statistika kvant statistikaga qaraganda noaniq fan. Lekin yetarli darajadagi temperaturada qilinayotgan xato juda ham kichik. Shuning uchun bu xatoni e'tiborga olmasa ham bo'ladi. Temperaturani pasayib borishi oqibatida xatolar osha boradi va klassik statistika qonunlari o'rniga endi kvant statistikasi qonunlaridan foydalanishga to'g'ri keladi. Shunday savol tug'ilishi mumkin: noaniq klassik statistikani qonunlari o'rniga bira to'la aniq kvant statistikasini qonunlarini qo'llab qo'ya qolganimiz yaxshi emas-mi? Albatta, yaxshi, lekin, kvant masalalarini yechish juda ham og'ir. Unga nisbatan klassik masalani yechish ancha oson. Shu sababdan xatolik ahamiyatli bo'lmagan hollar uchun amaliyotda klassik statistika g'oyalaridan foydalangan ancha maqbuldir.

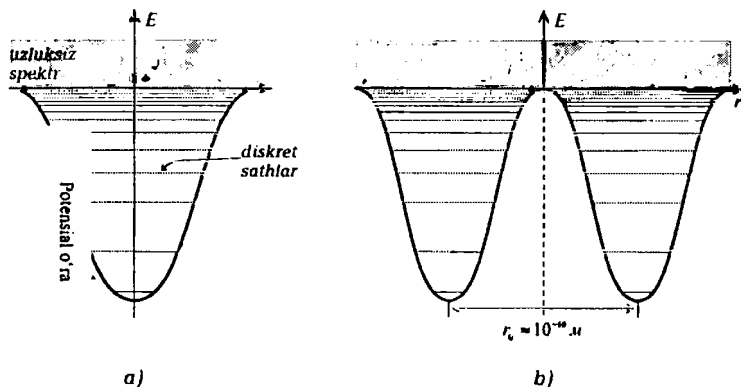
Fizikaviy statistikaning eng sodda obyekti – gaz – bir-birlari bilan juda kuchsiz o'zaro ta'sirda va bir-birlari bilan juda ham kam to'qnashadigan zarralar to'plami. Albatta, tajriba orqali gazlarda kvant statistikasi qonunlarini o'rganish juda ham mushkul va har doim ham uddasidan chiqib bo'lmaydi. Gazni suyuqlikka va so'ng uning tamomila qattiq jismga aylanishi yuqori temperaturalarda yuz beradi. Bunday temperaturalarda kvant effektlar deyarli sezilmaydi. Bu jihatdan qaraganda o'tkazuvchanlik elektronlarining gazi aytilgan kamchilikdan holi bo'lib, kvant qonunlarini namoyon etishda eng qulay obyektidir. Metall absolut nol temperaturada ham tok o'tkazadi va demak, shunday temperaturada ham o'tkazuvchanlik elektronlari mavjud. Boz ustiga temperatura qancha past bo'lsa, elektronlarning bir-biri bilan to'qnashishi keskin kamayib boradi. Temperatura pasayishi bilan go'yoki

elektronlar gazi ham ideallashadi. Ideal elektronlar gazi – kvant statistika qonunlarini namoyish etishda eng ajoyib obyektidir.

27.2. Kristallning energetik zonalari

Moddalarning makroskopik hossalari namoyon bo'lishi asosida kvant effektlari yotadi. Kvant qonunlarini makroskopik namoyon bo'lishiga ayniqsa, o'ta oquvchanlik va o'ta o'tkazuvchanlik, Myossbauer effekti va optik kvant generatorlari kabi jarayonlar va qurilmalarni misol qilish mumkin. Atom soatlari, ammiakli soatlar, seziiyl soatlar va mazerli soatlar kvant makrofizikasiga yaxshi misol bo'la oladi. Bular haqida batafsil to'xtalib o'tirmaymiz. Faqat shuni aytishimiz mumkinki, seziiy soatlari 300 yilda faqat 1 sekundga xato qilishi mumkin. Grinvich laboratoriyasida o'rnatilgan seziiy soatining chastotasi 9 192 631 831 Gts bo'lib, uning kutilgan xatosi 10 Gts bo'lishi mumkin. Bunday seziiy soatlarini aniqlik tartibi 10^{-12} .

Biz bu bandda qattiq jismlarning asosi bo'lgan kristalning energetik zonalari haqida fikr yuritamiz. Elektronning atomdagi effektiv potensial energiyasining 27.1-rasmdagi potensial o'ra ko'rinishida tasvir qilaylik. Potensial o'ra spektri diskret- manfiy energetik qiymatlardan tashkil topgan va ular bog'langan elektronlarning holatini ham tavsiflaydi. Energiyaning musbat qiymatlari uzluksiz spektr berib, ular ozod elektronning holatini xarakterlaydi.



27.1-rasm. Potensial o'ra.

Agar ikkita yakkalangan atomni bir-biriga $r_0 \approx 10^{-9}$ metr masofagacha yaqinlashtirsak, ular orasida o'zaro ta'sir namoyon bo'lmaydi. Shuning uchun bu atomlarning energetik sathlari o'zgarmaydi. Agar ushbu elektronlar orasidagi masofa 10^{-9} metrdan kichik bo'lsa (27.1(b)-rasm) ular orasida o'zaro ta'sir ro'y beradi. oqibatda, qo'shni atomlarni ajratib turuvchi potensial to'siqning balandligi kamayadi. Energetik to'siqni pasayishiga, ya'ni kamayishiga sabab qo'shni atomning yadrosi birinchi atomning elektronini tortib olishidadir. Yadroga yaqin joylashgan elektronlarning bog'lanish energiyasi katta, biroq ushbu atomning tashqi valentli

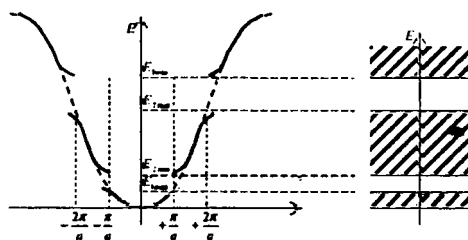
elektronlari o'z yadrosi bilan kuchsiz bog'langan. Shuning uchun qo'shni atomning yadrosi yuqorigi sathda yotgan valentli elektronlarga ta'sir ko'rsatadi va uni tortib olish ehtimoli katta. Bu elektronlar ichki qobiqlarda joylashgan elektronlardan farqli ravishda bir atomdan ikkinchi atomga tunnel o'tish ehtimoli mavjud. Natijada, valentli elektronlar kollektivlashadi va ikkala atomlar uchun umumiy bo'lgan energetik sathlarni band etadi (27.1(b)-rasm).

Kristallarda atomlar bir-biridan $r_0 < 10^{-9}$ metr masofada joylashgan. Shu sababli ular orasida kuchli o'zaro ta'sir mavjud. Va ularga yuqoridagi mulohazalar to'la o'rinli. Muayyan sharoitlarda (masalan, metallarda) valentli elektronlar berilgan atomda qo'nim topmaydi, aksincha butun kristall hajmi bo'ylab «suzib» yuradi. Bunda elektronlarning makroskopik qo'nimi (lokallashishi) sohasi katta bo'lganligi uchun ularga kvaziuzluksiz spektr xarakterli. Shu sababdan, metaldagi elektronlarga odatda, «erkin elektronlar» atamasi ishlatiladi. Albatta, «metaldagi erkin elektronlar» harakati mohiyati jihatidan vakuumda harakat qilayotgan yo'lg'iz elektronlarning harakatidan farq qiladi va buni siz yoddan chiqarmasligingiz kerak.

Panjara tugunida yotgan ionlar massasi panjara elektronlar massasidan ko'p marta katta. Shu sababdan qattiq jismlar nazariyasi asosida «adiabatik yaqinlashish» tushunchasi yotadi. Valentli elektronlar majmuasi tez harakatlanuvchi sistemachani, ionlar majmuasi esa sekin harakatlanuvchi sistemachani hosil qiladi. «Adiabatik yaqinlashish tushunchasi ma'nosida davriy qo'zg'almas ionlar hosil qilgan effektiv potensial maydonda elektronlar harakati tushuniladi. Bundan tashqari elektronlar sistemachasi (guruhi) kristall sirti tashkil qilgan potensial quti (o'ra) ichiga «qamalgan»dir. Kristalldagi elektronlar gazi (buluti) xatti-harakatini ayrim aloqatlarini eslatib o'tamiz. Birinchi alomati elektron fermi-zarra bo'lgani uchun u Pauli prinsipiga rioya qiladi va Fermi-Dirak statistikasi bilan tavsiflanadi. Elektronlar harakatining kristalldagi ikkinchi alomati sof kvant tabiat bo'lib, u elektron harakatning to'liq xususiyati bilan bog'langandir. Panjara davriy strukturaga ega bo'lgani uchun elektron impulsining ayrim qiymatlarida elektron to'liqinining ayrim ionlaridan qaytishi tufayli elektron to'liqlarining interferensiyasi ro'y beradi. Interferensiya oqibatida ma'lum bir sharoitlarda kristallda elektron to'liqini tarqalmaydi. Buning oqibatida kristallda elektronlar uchun mumkin bo'lgan va ta'qiqlangan energetik qiymatlar sohasi (polosasi) vujudga keladi. Spektorda energetik tirqish deb ataluvchi bu polosalar to'liqin sonini qanoatlantiruvchi $k = \pm \frac{\pi}{a}, \pm \frac{2\pi}{a}, \dots, \pm \frac{n\pi}{a}$, shartlarda paydo bo'ladi. Shunday qilib, kristallda harakat qilayotgan elektronlar ham diskret xarakterga ega bo'ladi. Erkin elektron energiyasi E to'liqin vektor k bilan

$$E = \frac{h^2}{8\pi^2 m} k^2$$

tenglik bilan bog'langan. Ushbu funksiyaning grafigi paraboladan iborat. E ni k ga bog'liqlik grafigi 27.2-rasmda keltirilgan.



27.2-rasm. Kristallda erkin elektronlar energiyasi E ni to'liqin son k ga bog'liqlik grafigi.

Kristallda harakat qilayotgan erkin elektronning $E=f(k)$ funksiyasini tasavvur qilish uchun kristallda harakatlanayotgan elektronni ko'raylik (27.1-rasmda ko'rsatilgan o'ralarni juda ko'p deb tasavvur qilaylik). Ushbu kristallda harakat qilish imkoniyatiga ega bo'lgan elektron tashqi elektron maydon ta'sirida $k=0$ va $E=0$ holatda o'ra devoriga perpendikular yo'nalishda harakat qilsin (x o'qi bo'ylab 27.1-rasm) elektron to'liqini harakati davomida har bir potensial o'ra devorida qisman qaytadi. Qaytgan to'liqinlar devor tomon ketayotgan to'liqinlar energiyasini bir qismini olishi natijasida to'g'ri to'liqinning energiyasi kuchsizlanadi.

Elektronning to'liqin uzunligi λ va to'liqin vektori k Bregg qaytish qonuniga mos kelguncha, ya'ni

$$\left. \begin{aligned} n\lambda &= 2a \\ k &= n \frac{\pi}{a} \end{aligned} \right\} n = 1, 2, 3, \dots$$

shart bajarilguncha qaytgan to'liqinlar turli fazaga ega bo'ladilar va ularning bir-biriga qo'shilishi tufayli to'liqin kuchsizlanadi. Natijada ushbu to'liqin kristalda sochilmasdan o'tadi. Boshqacha aytganda, elektron kristalda xuddi erkin elektron kabi harakat qiladi va $E=f(k)$ grafik parabola grafigini o'zi bo'ladi (27.2-rasmda shtrihli parabola).

To'liqin vektor $k = \frac{\pi}{a}$ bo'lganda barcha qaytgan to'liqinlar fazada bo'ladi va ushbu qaytgan to'liqinlar intensivligi turg'un to'liqinlar intensivligiga teng bo'ladi, natijada qaytgan to'liqinlar ikkilamchi qaytishlar tufayli to'g'ri to'liqinga aylanadi. To'g'ri to'liqin esa aksincha, qaytgan to'liqinga aylanadi. Oqibatda kristalda turg'un elektron to'liqini paydo bo'ladi. Turg'un to'liqin elektronning shunday holatini tavsiflaydiki, bunda elektron oldinga ham, orqaga ham bir xil ehtimol bilan harakat qilishi mumkin. Elektronning to'liqin vektorini qiymatini bundan buyon oshirish uchun energiya $\Delta E = E_2^{\min} - E_1^{\max}$ kattalikka sakrash orqali bajarish mumkin. Shundan so'ng to'liqin vektorining moduli $\frac{\pi}{a}$ dan $2\frac{\pi}{a}$ gacha yana oshib boradi. Elektron energiyasining to'liqin vektoriga nisbatan o'zgarishi yuqorida tavsiflaganimizdek bo'ladi. To'liqin

vektori $k=2\frac{\pi}{a}$ bo'lganda yana turg'un to'liqin vujudga keladi va $E=f(k)$ funksiya yana uzilishga duchor bo'ladi. Bu hodisa $k=\frac{3\pi}{a}, \frac{4\pi}{a}, \frac{5\pi}{a}$, va hokazoda ham qaytarilaveradi. $k=0$ dan $k=\pm\frac{\pi}{a}$ gacha to'liqin vektorini o'zgarishiga to'g'ri kelgan elektron holati noldan to E^{mah} energiya oralig'iga to'g'ri keladi (27.2-rasm). Ushbu energiya oraligi kristallning birinchi ruxsat etilgan zonasiga to'g'ri keladi. $\pm\frac{\pi}{a}$ dan

$\pm\frac{2\pi}{a}$ oralig'iga to'g'ri kelgan k ning qiymatiga $E_2^{\text{max}} - E_2^{\text{min}}$ energiya oralig'i to'g'ri keladi va bu ikkinchi ruxsat etilgan zona deyiladi va hokazo. Ruxsat etilgan zonalar bir-biridan energetik oraliq bilan ajralgan. Bu energetiya intervallarini ta'qiqlangan energetik zonalar deyiladi va u 27.2-rasmda shtrixlangan. Ana shu asnoda kristallda ruxsat etilgan va ta'qiqlangan energetik zonalar hosil bo'ladi.

Biz qattiq jismlarning kvant mexanik tenglamalari va mufassal nazariyasi ustida to'xtalib o'tirmoqchi emasmiz. Bu haqida siz moddalar tuzilishi nazariyasi fanini o'tganinizda yaqindan tanishasiz.

Kristallning shakllanishida atomdagi elektronning to'la energiyasi bilan potensial to'siq balandligi orasidagi energiya farqi juda ham oz. Potensial to'siq esa juda ham tor. Shu sababli bir atomdan ikkinchi atomga tunel o'tish imkoniyati mavjud ekanligini ya'na bir bor eslatamiz. Tunel effektini ehtimoli ayniqsa, valentli elektronlar uchun katta. Ichki elektronlar uchun esa tunel o'tish ehtimoli juda ham kichik.

Shuning uchun ham bir atomdan ikkinchi atomga ko'chib yuruvchi elektronlar mavjud va ularning tezligi $v=100000m/s$ atrofida. Bunday elektronlarning panjara tugunida qolish ehtimoli cheklangan bo'lib taxminan 10^{-15} sekunddir. ($\tau = \frac{s}{v} = \frac{10^{-10}M}{10^5 \frac{M}{c}} \approx 10^{-15}c$). Bir narsani eslatib o'taylikki, elektron bir

atomdan ikkinchi atomga o'tganda uning energiyasi o'zgarilmaydi. Ya'ni elektron energiya olmaydi ham, bermaydi ham. Kristalning shakllanishida (vujudga kelishida) atomlar orasidagi potensial to'siqning balandligini kamayishi bilan bir qatorda atomlarning energetik sathlarini ham sifatiy o'zgarishlari ham yuz beradi. Bu o'zgarishni tushuntirish uchun energiyaga yozilgan Geyzenberning noaniqlik munosabatidan foydalanamiz, ya'ni

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq h$$

bunda, Δt energetik holati E dan $E+\Delta E$ gacha bo'lgan sathda elektronning bo'lish vaqtini aniqlaydi. Agar elektronni ushbu sathda yashash vaqtini bilsak, u holda energetik sath kengligi ΔE ni hisoblash mumkin. Yakkalangan normal holatdagi atom uchun elektronning yashash vaqti hohlagancha va ΔE esa juda kichik. Uyg'ongan holatdagi yakkalangan atomda elektronning yashash vaqti Δt taxminan 10^{-8} sekund. Shu sababli, uyg'ongan sathning kengligi $\Delta E \geq h/\Delta t \approx 10^{-7}$ eV. Kristall

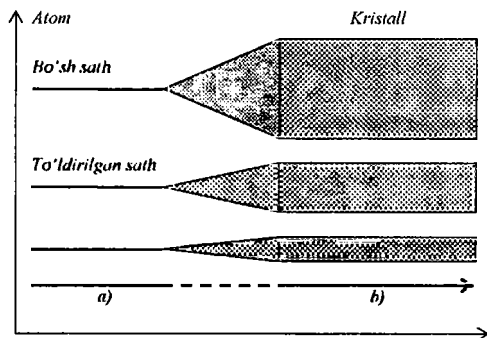
uchun elektronning energetik sathining kengligi $\Delta E_1 \geq h/\Delta t_1 \approx 1eV$ (eslatamiz, $\Delta t \approx 10^{-15}s.$). Bundan ko‘rinadiki, ayrim atomlardan tashkil topayotgan kristallarda elektronning energetik sathi ajraladi va ajralish sathlarini energetik zonalar deb atashadi. Kristalda normal va uyg‘ongan energetik sathlar zonalarga ajralish xususiyatiga egadir. Shunday qilib, yolg‘iz atomni xarakterlaydigan diskret energetik sathlar sistemasining o‘rniga kristalda energetik zonalar vujudga keladi. Ushbu energetik zonalarining kengligi kristalning o‘lchamiga bog‘liq emas, balki kristalni hosil qiluvchi atomlarning tabiati va kristalning tuzilishi (atomlar orasidagi masofa) ga bog‘liq. Bir kristalning o‘zida turli yo‘nalishdagi atomlar orasidagi masofa har xil bo‘lganligi uchun energetik zonalarining kengligi ham turlicha bo‘ladi.

Energetik zona uzluksiz energiya qiymatidan tashkil topgan qatordan iborat bo‘lmay, aksincha bir-biriga juda ham yaqin joylashgan diskret energetik sathlar majmuasidan iborat bo‘lgan sistemasidir. Kristaldagi energetik zonadagi sathlar soni kristaldagi atomlar energetik sathini karralisiga ko‘paytmasiga teng. Atom energetik sathini karraligi deganda Pauli prinsipiga itoat qilgan holda elektronlar soni tushuniladi.

Umuman olganda, agar kristalning 1 sm^3 hajmida 10^{22} ta atom bor desak, u holda bitta zonada 10^{22} ta diskret sath mavjuddir.

27.3. Zonalar chizmasi

Kristalda ham, alohida olingan atomlar ham elektronlar muayyan bir ruxsat etilgan energiya qiymatiga ega bo‘ladilar. Boshqacha aytganda, ular muayyan bir energetik sathlarda yotadilar. Yakkalangan atomning energetik sathlari ingichka chiziqlardan iborat va ushbu sathlar bir-biridan yetarlicha uzoqda joylashgan (27.3(a)-rasm). Bu holni biz sathlar diskret energetik spektr hosil qiladi deymiz. Muayyan shartlar yuzaga kelganda elektronlar birinchi sathdan ikkinchi ruxsat etilgan sathlarga o‘tishi mumkin. Sathlar qancha yuqorida joylashgan bo‘lsa, ularga shuncha katta energiya to‘g‘ri keladi.



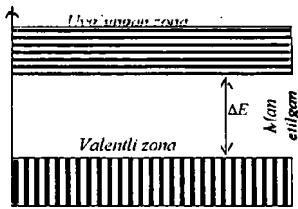
27.3-rasm. a) alohida olingan atomning energetik sathlari; b) kristalda hosil bo‘lgan energetik zonalar.

Atomlar uyushib (birlashib) kristall barpo qilganlarida elektronlarning bir qismi avvalgidek, o'zlarining orbitalarida qolaveradi. Lekin yadrodan ancha uzoqda joylashgan elektronlar «erkinlik» olib, butun kristall hajmida harakat qilish imkoniyatiga erishadilar. Oqibatda, atomlarning tashqi qobiqlari bir-birini qoplay boshlaydi. Bu degani, ilgari faqatgina alohida atomga tegishli bo'lgan energetik sathlar endi butun kristall uchun umumiy energetik sath bo'lib qoladi. Natijada har bir sath juda ham ko'p sondagi sathchalarga ajraladi va sathda ruxsat etilgan qiymatlar intervaliga kamayib, energetik zonalar hosil qiladi (27.3(b)-rasm). Kristall ulkan sondagi atomlardan (kristallning 1 sm^3 hajmida taxminan 10^{22} ta atom bor) tashkil topganligi har bir energetik zonaga 10^{22} ta bir-biriga juda ham yaqin joylashgan sathchalar to'g'ri keladi. Bu sathchalar zonada diskret joylashganiga qaramay, amaliy jihatdan qaraganda uzluksiz sathchalar ketma-ketligini hosil qiladi. Atomlar orasidagi o'zaro bog'lanish elektron yordamida amalga oshiriladi; elektronlar u yoki bu atomning xususiy mulki bo'lib qolmaydi, balki kristall panjarani shakllantiruvchi barcha atomlarning tasarrufiga o'tadi. Hosil bo'lgan zarralarni energetik kengligi unga mos kelgan elektron qobiqdagi energetik sathning holati bilan aniqlanadi. Yadroga juda yaqin joylashgan elektronlar kristall barpo bo'lishida ishtirok etmaydilar. Go'yoki, hech narsa bo'lmagandek, o'z joylarida qoladilar. Shuning uchun ham ularning energetik sathlari tor (ingichka) zonalar hosil qiladi. Demak, kristall barpo bo'lish jarayonini ichki elektronlar deyarli sezmaydilar. Lekin valentli elektronlar kuchli ta'sirga duchor bo'lib, ular o'zaro ta'sirni bir atomdan ikkinchi atomga uzatib, bir-biri bilan kuchli bog'lanishlar hosil qiladi. Ushbu zonalarni hosil bo'lish zarurati Pauli prinsipidan ham kelib chiqadi. Pauli prinsipi nafaqat alohida olingan atomlar uchun o'rinni, shu bilan birga atomlar majmuasidan hosil bo'lgan kristallar uchun ham o'rindir. Pauli prinsipini talabi bitta – u ham bo'lsa, barcha energetik sathlar bir-biri bilan nimasi bilandir albatta farqlanishi kerak. Bir o'ringa ikkita elektronning joylanishi mumkin emas. $1s$, $2s$, $2p$ va hokazo bizga tanish bo'lgan sathlarning energiyasi o'zlarining dastlabki energiyadan biroz bo'lsa ham farq qilishi kerak. Chunki, man etish prinsipiga binoan ularning har birida hatto ikkita elektronning bo'lishi mumkin emas (agar spinning mumkin bo'lgan ikkita oriyentatsiyasini e'tiborga olsak).

Uch o'lchamli kristallda energetik zonalarning kengligi kristallning tuzilishiga (kristall panjara doimiysi d ga) bog'liq.

Zonadagi energetik sathlarning soni esa kristalldagi atomlar soniga tengdir.

Kristallning energetik zonalarni tasvirlash uchun odatda soddalashtirilgan energetik chizmadan foydalaniladi (27.4-rasm). Kristalldagi juda ko'p jarayonlar (elektr, magnit, optik) valentli elektronlar holati bilan tushuntiriladi. Shuning uchun chizmada ikkita ruxsat etilgan zona tasvirlanadi.



27.4-rasm. Kristalda energetik zonalarni soddalashtirilgan chizmasi.

Birinchisi valentli zona boʻlib, u valentli elektronlarning normal (uygʻonmagan) holatlarini tasvirlaydi; ikkinchisi – bu uygʻongan (uygʻotilgan) zona yoki oʻtkazuvchan zonasi. Bu zonani oʻtkazuvchanlik zonasi deb atalishiga asosiy sabab tashqi uygʻotuvchi taʼsirlar boʻlmaganda bu zonada elektronlar boʻlmaydi. Tashqi taʼsir natijasida tashqaridan kerakli energiyani olgan elektron

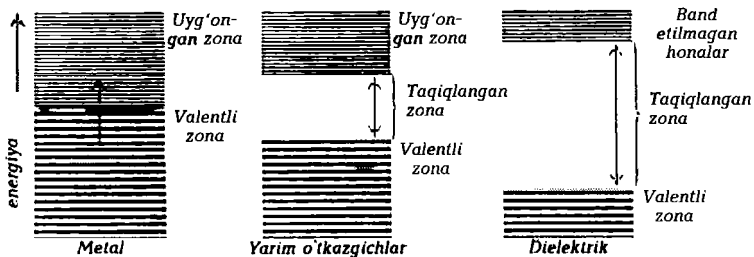
bu zonaga oʻtishi va bunda oʻz energiyasini bemaol oʻzgartira olishi mumkin. Tashqi elektr maydon taʼsirida elektronlar harakat qilib tok hosil qilishi yaʼni oʻtkazuvchanlik jarayonida faol ishtrok etishi mumkin.

Zonalar modeli. Tabiiyki kristall strukturasi yoki atomning real tuzilishini aks ettirmaydi. Zonalar modeli energetik munosabatlarni koʻrgazmali koʻrsatishga xizmat qiladi. Tashqi dunyoni bilish jarayonida biz olgan bilimlarimizni ilmiy tartiblashga va tasniflashga harakat qilamiz. Va bunda albatta, uni soʻzlar bilan taʼriflashga urinamiz. Yaʼni modellashtiramiz. Biz modellar orqali mushohada qilamiz, fikrlaymiz va ulardan dunyoda boʻlayotgan hodisalarni qanchalik aniq tavsiflashga qadar foydalanamiz.

27.4. Metallar, dielektriklar va yarimoʻtkazgichlar uchun zonalar nazariyasi

Qattiq jismlarning turli hossalari, xususan, elektr oʻtkazuvchanlik zonalar modeli doirasida juda yaxshi tushuntiriladi. Qattiq jismlarni metall, yarim metall, yarim oʻtkazgich yoki izolator (dielektrik) boʻlishi energetik zonalarning strukturasi bogʻliq. Bu masalani yechishda birinchi navbatda qaysi zonalar tamomila toʻldirilgan, qisman toʻldirilgan yoki mutlaqo boʻsh ekanligini hal qilish muhimdir. Soʻng, shunga asoslanib, zonalar nazariyasi yordamida moddalarni oʻtkazgichlarga, yarim oʻtkazgichlarga va izolatorlarga boʻlinish sabablarini tushuntirib berish mumkin.

Toʻldirilgan va toʻldirilmagan zonalardagi elektronlarni xatti-harakati bir-biridan tubdan farq qiladi. Tashqi maydon kristaldagi toʻldirilmagan zonadagi elektronning harakatini oʻzgartirishi mumkin ya aksincha, toʻldirilgan zonadagi elektronni harakatini oʻzgartira olmaydi. Buni quyidagicha tushuntirish mumkin. Elektron harakatini oʻzgarishi uning energetik holatining oʻzgarishiga bogʻliq. Elektronning energiyasini oʻzgarishi esa oʻz navbatida zonadagi boʻsh energetik sathlarning borligiga bogʻliq. Tamomila toʻldirilgan zonada umuman boʻsh energetik sathlar yoʻq. Shuning uchun tashqi maydon taʼsirida elektron oʻz harakatini oʻzgartira olmaydi. Izolator, yarim oʻtkazgich va metall oʻtkazgichlarining energetik sath zonalari 27.5-rasmda keltirilgan.



27.5-rasm. Metall, dielektrik va yarim o'tkazgichlar uchun taqiqlangan va o'tkazuchan zonalar.

Tamomila to'ldirilgan zonalardan eng yuqorigisi **valentli zona** deyiladi. Valentli zonadan keyingisi **o'tkazuvchanlik zonasi** deyiladi. O'tkazuvchanlik zonasi elektronlar bilan qisman to'ldirilgan bo'lishi yoki butunlay bo'sh bo'lishi mumkin.

O'tkazuvchanlik zonasini elektronlar bilan to'ldirilish xarakteriga qarab kristall jismni o'tkazgich yoki dielektrik ekanligini aniqlash mumkin. Qattiq jismning zonalar nazariyasi nuqtayi nazaridan metall o'tkazuvchanlikning bo'lmashligi bu qisman to'ldirilgan zonalarning yo'qligidan dalolat beradi. Dielektrikda har bir zona tamoman to'ldirilgan yoki tamoman bo'sh bo'ladi. Faraz qilaylik o'tkazuvchanlik zonasida birorta ham elektron bo'lmasin. Tashqi elektr maydon valentli zonadagi va valentli zonani pastida yotgan tamomila to'ldirilgan zonalarning elektroniga ta'sir ko'rsatadi. Mazkur zonalarning barcha energetik sathlari elektronlar bilan band etilgan. Pauli prinsipi boshqa elektronlar bilan band etilgan energetik holatlarga elektronni o'tishini ta'qiqlaydi yoki man etadi. Elektr maydon ta'siri bo'lishiga qaramay, valentli zonalarda elektronlarning o'tishi mavjud bo'lmaydi. Elektronlar tezligini taqsimlanishida asimmetriya yuz bermaydi, shuning uchun elektr toki ham hosil bo'lmaydi. Yagona bir o'tish yo'li qoladi, u ham bo'lsa, elektronlarning valentli zonadan o'tkazuvchanlik zonasiga o'tish imkoniyatidir. Biroq o'tkazuvchanlik zonasi bilan valentli zona orasidagi ta'qiqlangan zonalarning ΔB energiya farqi katta bo'lsa, bunday o'tish mumkin emas. Shunday qilib, biz qaragan bu holda tashqi elektr maydon kristall jismda elektr toki hosil qilmaydi. Shuning uchun bunday kristall dielektrik hisoblanadi.

Zonalar nazariyasiga binoan: o'tkazuvchanlik zonasida birorta ham elektroni bo'lmagan kristallar **dielektriklar** deyiladi. Dielektriklar uchun ta'qiqlangan zona kengligi $\Delta E > 5$ eV.

Endi o'tkazuvchanlik zonasi qisman elektronlar bilan to'ldirilgan bo'lsin. Tashqi elektr maydon ta'sirida o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar shu zonadagi boshqa energetik sathlarga o'tishi mumkin. Chunki, energetik sathlar orasidagi masofa juda ham kichik. Bu o'tishlar jarayonida elektronlar impulsi bir tomonga ko'proq

yoʻnalganligi sababli elektr toki paydo boʻladi. Demak, bunday kristall – oʻtkazgichdir.

Zonalar nazariyasiga muvofiq oʻtkazuvchanlik zonasida elektronlari boʻlgan kristallarga oʻtkazgichlar deyiladi. Metallarda oʻtkazuvchanlik zonasi toʻgʻridan-toʻgʻri (bevosita) valentli zona ustida yotadi. Taʻqiqlangan zona energisi $\Delta E = 0$. shuning uchun toʻldirilmagan valentli zonadan oʻtkazuvchanlik zonasiga elektronlar qiyinxiliksiz, bemaol oʻta oladilar (27.5-rasm).

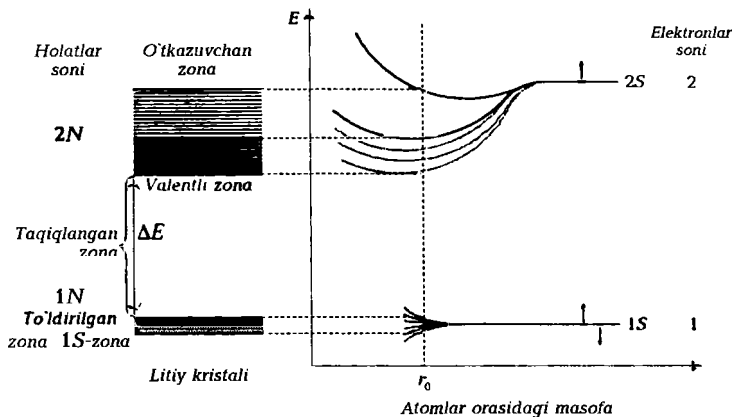
Shunday qilib, kristallning valentli zonasi tamomila toʻldirilmagan boʻlsa, u holda u oʻtkazgichdir. Biroq, shu bilan birga valentli zonasi tamomila toʻldirilgan kristall oʻtkazgich ham boʻlishi mumkin. Kristallda energetik zonalarni shakllanishida valentli zona bilan uygʻongan zonalar bir-birini qoplashi mumkin. Bunday birlashgan zona ham toʻldirilmagan zona hisoblanadi va bunday zonalarga ega kristall oʻtkazgich boʻlib qoladi.

Yarimoʻtkazgichlarda valentli zona bilan oʻtkazuvchanlik zonasi orasidagi taʻqiqlangan zona kengligi juda tor boʻlishi mumkin. Shu sababdan ayrim elektronlar valentli zonadan oʻtkazuvchanlik zonasiga «sakrab» oʻtishi mumkin. Yarim oʻtkazgichni qizdirish yoki unga elektr maydon taʻsir etishi natijasida valentli zonadan oʻtkazuvchanlik zonasiga koʻchirish osondir. Odatda, taʻqiqlangan zona kengligi 3 eV dan kam boʻlgan kristallar yarimoʻtkazgich hisoblanadi.

27.5. Kristallarda energetik zonalarning paydo boʻlishiga doir misollar

Energetik zonalarning hosil boʻlishi va bu zonalarni elektronlar bilan toʻldirilishiga doir misollarni bir nechta kimyoviy elementlarning kristallari uchun koʻraylik.

Dastlab Mendeleyev davriy sistemasining birinchi gruppasiga kiruvchi ishqoriy metallarga eʼtiborni qarataylik. Bu gruppaga kiruvchi barcha metallar, yaʼni Li, K, Na, ... larning tashqi elektron konfiguratsiyasi ns^1 koʻrinishga ega, yaʼni tashqi qobiqda faqat bitta elektron joylashgan. 27.6-rasmda litiy (${}_3\text{Li}$) kristallining energetik zonalarning vujudga kelishi tasvirlangan. Litiyning elektron konfiguratsiyasi $1s^2 2s^1$ dan iborat. Litiy atomi normal holatda boʻlganda $1s$ sathda ikkita va $2s$ sathda faqat bitta elektron joylashadi. Litiy kristallining shakllanishida bu ikkala sathni kengayishi va ajralishi yuz beradi va zonalar hosil boʻladi. 27.6-rasmning oʻng tomonida yakkaqat litiy atomining diskret energetik holatlari tasvirlangan.



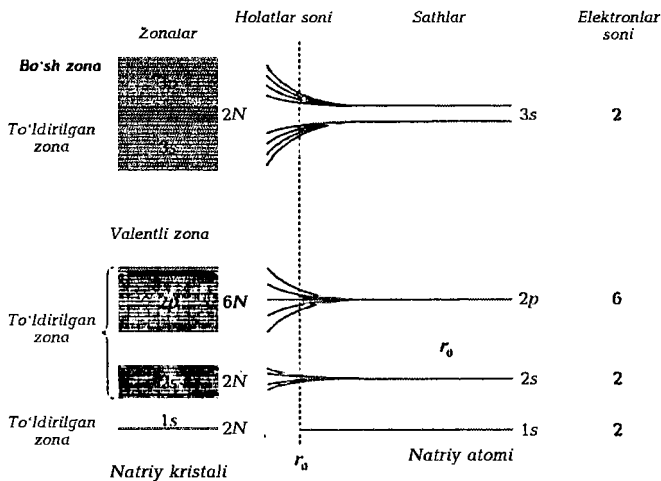
27.6-расм. Litiy kristalli uchun energetik zonalar.
 r_0 - kristall doimiysi

27-6-rasmning o'rtasida atomlar orasidagi r_0 masofaga bog'liq ravishda mazkur sathlarning ajralishi ko'rsatilgan. Rasmning chap tomonida esa litiy kristallida hosil bo'lgan energetik zonalar keltirilgan. Rasmda r_0 (vertikal shtrih chiziq) kristall doimiyligi, ya'ni kristall panjarasining muvozanatli xarakteristikasini tasvirlaydi. Bundan ko'rinadiki, 2s zona 1s zonaga nisbatan ancha keng. Zonalar strukturasi asosiy xarakteri ikkita omilga bog'liq. Shu kristallni tuzuvchi ayrim atomlarning hossalari va panjara turiga bog'liq.

Katta n va l kvant sonlari bilan xarakterlanidigan atomlar holatlarini ifodalovchi to'liq funksiyalar yadrodan ancha masofa nariga ham yoyilgan bo'ladi. Shuning uchun bunyod bo'layotgan kristallning atomlari orasidagi masofa ancha katta bo'lganda ham atomlar orasidagi o'zaro ta'sir yo'qolmagan bo'ladi. Litiy kristalining elektr hossasi qanday. 1s zonada N ta energetik sath mavjud va ular $2N$ ta elektronlar bilan band etilgan. Ya'ni 1s zonadagi barcha sathlar tamomila to'ldirilgan, bunda N - litiy kristallidagi atomlar soni. Shuning uchun ushbu zonani elektronlari kristalda elektro toki hosil qilishda ishtirok etmaydi. 2s zonadagi N ta energetik sathning faqat yarmi to'ldirilgan. Shu sababli tashqi maydon ushbu zonadagi elektronlarning holatini o'zgarira oladi. 2s zonadagi elektronlar elektr o'tkazishda qatnashadi va litiy o'tkazgich bo'lib qoladi. Davriy sistemaning birinchi gruppasiga kiruvchi natriy ($_{11}\text{Na}$) elementining atomida 11 ta elektron bor. Yakkalangan natriy atomining elektron konfiguratsiyasi

$$Na = [1s^2 2s^2 2p^6] 3s^1$$

dan iborat bo'lib, 10 ta ichki elektronlar yopiq qobiqlarni hosil qiladi. Kristall qattiq jismda mazkur qobiqlar tor (ingichka) zonalar hosil qiladi. 27.7-rasmida natriyning 2r va 3s holatlari tasvirlangan.

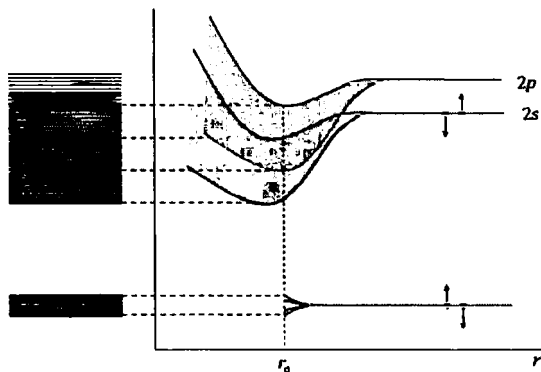


27.7-rasm. Natriy atomlarini bir-biriga yaqinlashganda atom satlarining zonalarga ajralishi.

Natriy kristallining valent zonasi 2r-zonadir. 3s-sathda esa bitta elektron joylashgan. 3s zonada 3N ta elektron bo'lishi kerak (N-natriy kristalidagi atomlar soni). Biroq bu zonada N ta elektron bor va bu zona qisman to'ldirilgan. Va u qisman o'tkazuvchi zonadir. Bu zona yarmiga to'ldirilgan va shu sababdan natriy kristali o'tkazgichdir.

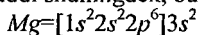
Mendeleyev davriy sistemasining II gruppasida joylashgan boshqa metallar ${}_3\text{Be}$, ${}_{12}\text{Mg}$, ${}_{20}\text{Ca}$, ...lar atomning tashqi qobig'ini faqat ikkita elektron joylashgan bo'lib, ular ham yaxshi o'tkazgichdirlar. Bu kristallarning elektr o'tkazuvchanligiga sabab boshqa: bu moddalarda tamomila to'ldirilgan zonalarning kengligi juda va katta va ular orasidagi ta'qiqlangan zonani ichiga ham kirib boradi. Va bir qismi qo'shni bo'sh zonani ham egallaydi. Zonalarning bir-biriga qoplanishi sababli elektron harakat qilish imkoniga ega bo'ladi va ular bo'sh sathlarga qarab harakat qiladi. Natijada tashqi elektr maydon ta'sirida ushbu metallarda ham tok hosil bo'ladi.

27.8-rasmda berilliy atomining energetik sathlari va berilliy kristalining zonal sxemasi tasvirlangan. Berilliy kristalini 2s-zonasi va 2r-zonasi bir-birini qoplaydi va yagona zona hosil qiladi. Unda $2N+6N=8N$ elektronlar joylanishi mumkin. Haqiqatda esa bu zonada 2N ta elektronlar bor.

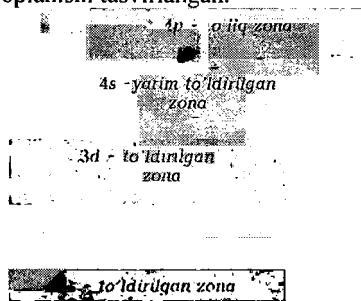


27.8-rasm. Berilli kristalida 2s- va 2p-zo'nalarining o'zaro qoplanishi.

Zonalarning bir-biriga qoplanishi tufayli o'tkazgichlarga xos bo'lgan hol vujudga keladi: eng yuqoriga zona qisman to'ldiriladi. Shu sababli, berilliy va boshqa ishqoriy yer metallar o'tkazgichdir. Xuddi shuningdek, bu gruppani a'zosi magniy

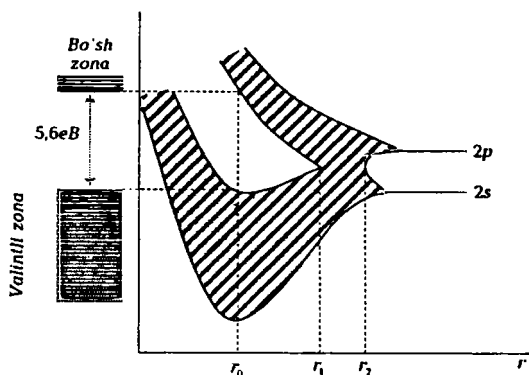


Ham dielektrik bo'lmay, balki o'tkazgichdir. Magniy kristalida 3s-zona taxminan 90% to'ldirilgan va 3p-zona bilan bir qancha protsentlarda qoplangan. Misning zonalari modelida zonalarning bir-biriga qoplanishi ayniqsa yaqqol ko'rinadi. Davriy sistemadan yaxshi bilamizki, misning tashqi elektron konfiguratsiyasi $3d^{10} 4s^1$ iborat bo'lib, 4s atom 3d sathga o'tadi. Shu sababdan, 4s sath yarmiga to'ldirilgan, 3d sath esa tamomila to'ldirilgan. 4s-sath ajralish paytida shunday kengayadiki, u faqat tamomila to'ldirilgan 3d-zonaning egallab qolmay, balki mutlaqo bo'sh 4p-zonani ham egallaydi. 3p-zona bilan 3d-zona orasida ta'qiqlangan zona bo'lganligi uchun bu zona elektr o'tkazishda o'z hissasini qo'shmaydi. 27.9-rasmda shartli ravishda mis kristalining zonalarning qoplanishi tasvirlangan.



27.9-rasm. Mis kristalining zona modeli.

27.10-rasmda uglerod kristali uchun zonalar hosil bo'lishi chizmasi tasvirlangan.



27.10-rasm. Uglerod kristalining zonalar modeli.

Uglerod to'rt valentli bo'lib, uning ikkitadan elektronlari 2s va 2p-sathlarda joylashgan. Atomlar bir-biriga yaqinlashganda 2s- va 2p-zonalar ikkita maxsus zonalariga ajraladi (2s-zonada N ta energetik sath, va 2p-zonada $3N$ ta sath bor). Atomlar orasidagi masofa $r_1 < r < r_2$ uchun $4N$ sathga ega bo'lgan bitta yagona zonaga birlashadilar va unda $8N$ ta elektron joylanishi mumkin. Atomlar yanada bir-biriga yaqinroq joylashganda ($r < r_1$) yagona energetik zona ikkita zonaga ajraladi. 4 ta elektron past zonaga joylashadi. Yuqori zona esa tamomila bo'sh qoladi. Bu zonalar $5,6$ eV ga teng bo'lgan taqiqlangan zona bilan ajratilgan. Shuning uchun uglerod (olmos) izolatoridir.

27.6. Metallar

Kimyoviy elementlarning taxminan 40 % i metallardir. Metallarning atomida valentli elektronlar uncha ko'p emas, ular nari borsa 1,2 va 3 valentli bo'lishi mumkin. Valentli elektronlar o'z yadrosi bilan kuchsiz bog'langanliklari uchun atom ularni juda ham oson yo'qotadi. Shu faktga va eksperimental kuzatishlarga tayangan holda metaldagi ushbu qo'zg'oluvchan valentli elektronlar elektr ta'sirini tashuvchi zarralar deymiz. 1900-yilda Drude va Lorents metaldagi elektronlar uchun elektron gazining klassik nazariyasini taklif qildilar. Ular taklif qilgan ushbu nazariyaga ko'ra metal ichida elektronlar amaliy jihatdan qaraganda hech nima bilan hatto bir-biri bilan ham o'zaro ta'sir bo'lmaydilar va ular klassik ideal gazning zarralari kabi o'zlarini tutadilar. Drude va Lorentsning modeli nihoyatda soddalashgan nazariya bo'lishiga qaramasdan metallarning turli muhim fizik hossalari to'g'ri tushuntirib berdi. Bu model haqiqatan ham soddalashtirilgan. Ideal gazning molekulariga nisbatan metallda elektronlar bir-biriga ancha yaqin masofada joylashgan. Shu sababdan va elektronlar manfiy zaryadga ega bo'lganliklari uchun ular orasida vujudga kelidigan o'zaro Kulon itaruv kuchlarini va elektron gazi ichidagi yuqori bosimni hisobga olish kerak. Ushbu effektlar ma'lum ta'sir kuchiga ega bo'lganligi

uchun ham metallar fizikasining eksperimental natijalari elektron gazining klassik nazariyaning natijalaridan farq qiladi. Elektron gazini klassik nazariyasining jiddiy kamchiliklaridan biri – bu elektronni nuqtaviy zarracha deb hisoblashdir. Metallda elektron harakati to'g'ri tavsiflash uchun kvant mexanikani qonunlarini tatbiq etish va metallardagi erkin zarralar uchun kvant nazariyani qo'llash kerak bo'ladi. Bunda dastavval metallarda erkin elektronlar faqat bir o'lchovli fazoda harakat qiladilar va metal sirtida potensial cheksiz katta bo'lganligi uchun elektronlar metall hajmidan tashqariga chiqib keta olmaydilar, degan farazni asos qilib olinadi. Eksperiment natijalari ushbu farazni to'g'ri ekanligini tasdiqlaydi. Eksperiment natijalaridan ma'lumki, elektronlar bir-birlaridan juda ham kuchsiz sochiladi va juda past temperaturalarda sof metallarda ularning erkin yugurish uzunligi 1 sm tartibidadir. Bundan tashqari faqat 0 K temperaturada ham, balki xona temperaturasida ham metall sirtida elektronlarga juda kuchli elektr maydon ta'sir qiladi. Shu sababdan ham elektronlar metall ichida deyarli erkin harakat qilishiga qaramasdan metall sirtini tashlab chiqib keta olmaydilar.

Yuqoridagi mulohazalarga muvofiq metall ichida alohida olingan erkin elektronning to'lqin funksiyasi $\psi(x)$ ni potensial o'radagi kvant zarraning holat funksiyasi kabi qaralishi mumkin (XV bob). Kristall panjara ionlari va ushbu ionlarning hosil qilgan o'rtaqa potensialini e'tiborga olsak, u holda erkin elektron uchun bir o'lchamli fazoda Shryodinger tenglamasini quyidagicha yozish mumkin.

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = E\psi(x)$$

yoki

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E\psi(x) = 0 \quad (27.1)$$

elektronlar metal ichida yotganliklari uchun elektronning to'lqin funksiyasi metall sirtida nolga intiladi, deyish mumkin, ya'ni $\psi(0) = 0$ va $\psi(L) = 0$. Bu talabni inobatga olsak, u holda (27.1) tenglamaning yechimi normallangan to'lqin funksiya ko'rinishida yozsa bo'ladi:

$$\psi(x) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin\left(\frac{n\pi}{L}\right)x \quad (27.2)$$

(27.2) To'lqin funksiyani (27.1) tenglamaga qo'ysak, u holda energiyaning xususiy qiymati uchun quyidagi formulani hosil qilamiz:

$$E_n = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2mL^2} n^2 \quad (27.3)$$

Bundan $n = 1, 2, 3, \dots$ – kvant sonlari.

Atom va molekularning hayotida Pauli prinsipi muhim rol o'ynashi haqida avvalgi boblarda ham gapirgan edik (XVI bob). Paulining man etish prinsipi qattiq jismlar uchun ham o'rinni. Metallardagi erkin elektronlar uchun Pauli prinsipini qo'llasak, n va m_s kvant sonlari bir xil bo'lgan ikkita elektron metall ichida bo'lmasligi kerak degan qonunni olamiz. Elektron spinining proyeksiyasi $m_s = +1/2$ va $m_s = -1/2$ bo'lganligi uchun n kvant soni bir xil bo'lgan ikkita elektron ikki turli holatda yotishi mumkin. Pauli prinsipiga bo'ysinadigan zarralar Fermi-Dirak

statistikasiga taalluqli zarralardir. Metaldagi barcha N elektronlar $n=1, 2, 3, \dots, 1/2 \cdot N$ – (N -juft son deb hisoblasak), holatlarni juft holda to'ldiradilar. Shunday qilib, metallning bir o'lchovli modelida alohida olingan elektronlarning energiyasi $n=0$ da 0 dan to $n=n_F$ gacha energiyasi maksimalga o'zgaradi, deb qarash mumkin.

Elektronlar bilan to'ldirilgan eng yuqorigi sath $n=n_F$ ni Fermi sathi deyiladi va undagi elektronlar energiyasini Fermi energiyasi deyiladi. Uch o'lchovli fazo modelida metall bo'lagi uzunligi L ga teng bo'lgan kub ko'rinishida tasavvur qilishimiz mumkin. Uch o'lchovli fazo uchun (27.1) Shryodinger tenglamasini quyidagicha yozish mumkin.

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi = 0 \quad (27.4)$$

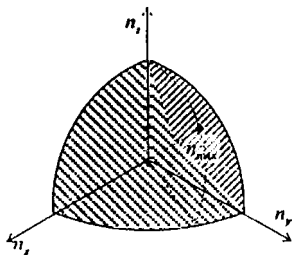
metal sirtida to'liqin funksiyada nolga aylanadi, degan shartga asosan, to'liqin funksiyaning ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$\psi(x, y, z) = \sqrt{\frac{8}{L^3}} \cdot \sin\left(\frac{n_x \pi}{L}\right) \cdot \sin\left(\frac{n_y \pi}{L}\right) \cdot \sin\left(\frac{n_z \pi}{L}\right) \quad (27.5)$$

energiyaning xususiy qiymati esa

$$E = (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2) \frac{\pi^2 \hbar^2}{2mL^2} \quad (27.6)$$

formula bilan ifodalanadi.



27.11-рasm.

Bir o'lchovli fazo holdagi Pauli prinsipiga ko'ra bitta holatni faqat ikkita elektron band etishi mumkin. Agarda ularning spin proyeksiyalari har xil bo'lsa. Agar metalldagi erkin elektronlarning to'la sonini N desak, u holda, musbat n_x, n_y, n_z sonlarni $N/2$ to'plamini to'g'ri tanlash kerak. $n_{mah} = \sqrt{n_x^2 + n_y^2 + n_z^2}$ ni sfera radiusi deb tasavvur qilsak, u holda sfera ichida n_x, n_y, n_z sonlarni $N/2$ to'plamini nuqtalar bilan xarakterlash mumkin. Faqat musbat sonlardan foydalanligimiz uchun sferaning musbat oktantini qaraymiz (27.11-rasm).

Bizga kerak bo'lgan musbat sonlar to'plami

$$\frac{1}{8} \left(\frac{4}{3} \pi n_{max}^3 \right)$$

desak, va har bir holat uchun elektrlar sonini proyeksiyasi ikkita qiymatga ega bo'lganligi uchun n va m_s turli kvant holatlarning to'la soni

$$N = \frac{1}{8} \left(\frac{4}{3} \pi n_{max}^3 \right) \cdot 2 = \frac{\pi n_{max}^3}{3} \quad (27.7)$$

ga teng bo'ladi.

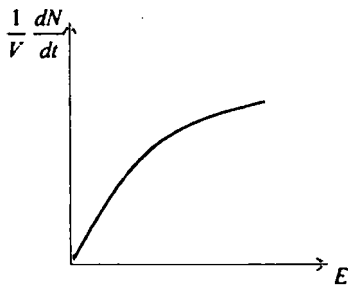
Sfera sirtida yotgan to'plamlar uchun

$$n_x^2 + n_y^2 + n_z^2 = n_{\max}^2 = \sqrt[3]{\left(\frac{3N}{\pi}\right)^2} \quad (27.8)$$

ushbu formuladan Fermi energiyasini (elektronlarning kinetik energiyasi) quyidagicha topish mumkin:

$$E_\phi = \sqrt[3]{\left(\frac{3}{\pi}\right)^2} \cdot \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m} \sqrt[3]{\left(\frac{N}{L^3}\right)^2} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m} \sqrt[3]{\left(\frac{3N}{\pi V}\right)^2} \quad (27.9)$$

bunda, $V=L^3$.



27.12-rasm.

Yuqoridagi mulohazalardan kelib chiqib, metaldagi elektron gazini tashkil qilgan elektronlarning to'la sonini topamiz:

$$N = \frac{\pi}{3} \sqrt[3]{\left(\frac{2m}{\pi^2 \hbar^2} L^2 E\right)^3} \quad (27.10)$$

(27.10) formulani energiya bo'yicha differensiallasak, u holda energiya bo'yicha elektronlarning soni zichligini taqsimlanishini olamiz.

$$\frac{dN}{dE} = \frac{V}{2\pi^2} \sqrt[3]{\left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^3} E \quad (27.11)$$

E dan to $E+dE$ energiyagacha bo'lgan

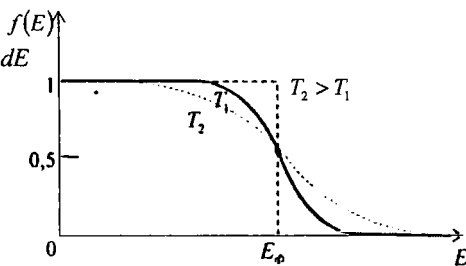
elektronlar soni

$$N(E+dE) - N(E) = \frac{dN}{dE} dE = p(E)dE$$

$$p(E)dE = \frac{V}{2\pi^2} \sqrt[3]{\left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^3} E dE \quad (27.12)$$

27.12-rasmda metallning birlik hajmiga to'g'ri keluvchi elektronlar

zichligi $\left(\frac{1}{V}\right) \frac{dN}{dE}$ ning elektron energiyasi E ga bog'liqligi tasvirlangan.



27.13-rasm. Fermi funksiyalarni $T=0$ va $T_1 > T_2$ dagi taqsimoti

27.7. Fermi-Dirak taqsimoti

Avvalgi banda aytilganidek, metalda elektronlar harakati erkin bo'lsa ham, ular uchun Paulining man etish prinsipi taalluqli. Metallda ham atomlardagi kabi ikkita elektron bitta energetik holatga joylanishiga haqqi yo'q. Pauli prinsipiga bo'ysinadigan zarralar Fermi-Dirak statistikasiga ham bo'ysinadi. Berilgan kvant holatni elektron bilan band etilishi ehtimolini $f(E)$ desak, u holda 0 K temperaturada

$$f(E)=1, \text{ agar } E < E_F \text{ bo'lsa,} \quad (27.13)$$

$$f(E)=0, \text{ agar } E > E_F \text{ bo'lsa,}$$

Noldan farqli temperatura uchun berilgan kvant holatni to'ldirilishi ehtimoli Fermi-Dirak taqsimoti formulasi bilan beriladi.

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_\phi}{kT}\right) + 1} \quad (27.14)$$

ushbu formulada E qaralayotgan kvant holatning energiyasi; E_F – Fermi energiyasi, k – Boltsman doiyimiyi. Rasmda T_0 temperaturada va undan yuqori bo'lgan ikkita T temperaturalarda $f(E)$ taqsimot funksiyasi tasvirlangan.

$E = E_F$ da $f(E) = 1/2$ ga teng. Bu natija barcha temperaturalar uchun o'rinli. T temperaturada E bilan $E + dE$ energiya oralig'idagi elektronlar soni

$$n(E)dE = p(E)dE \cdot f(E) \quad (27.15)$$

$$\text{yoki}$$

$$n(E)dE = \frac{V}{2\pi^2} \sqrt{\left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^3} \frac{\sqrt{E}dE}{\exp\left(\frac{E - E_\phi}{kT}\right) + 1} \quad (27.16)$$

$T = 0$ K da $f(E) = 1$ ga teng. $E < E_F$ da barcha energetik holatlar $E = E_F$ energetik sathlargacha elektronlar bilan to'ldirilgan va $\exp\left(\frac{E - E_\phi}{kT}\right) = 0$. Fermi energiyasi teng yoki kichik energiyalar uchun elektronlar soni

$$N = \int_0^{E_\phi} n(E)dE = \frac{V}{2\pi^2} \sqrt{\left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^3} \int_0^{E_\phi} \sqrt{E}dE \quad (27.17)$$

yoki

$$N = \frac{2}{3} \left[\frac{V}{2\pi^2} \sqrt{\left(\frac{2m}{\hbar^2} E_\phi\right)^3} \right]$$

formula bilan aniqlanadi.

$T = 0$ K temperatura uchun Fermi energiyasi

$$E_F(0) = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m} \sqrt{\left(\frac{3N}{\pi V}\right)^3} \quad (27.18)$$

Bu formula 27.9 formula xuddi o'zidir.

Klassik nazariyaga binoan, $T = 0$ K temperaturada barcha elektronlarning energiyasi nolga teng bo'lishi kerak. Lekin (27.17) va (27.18) formulalarga ko'ra, noldan to E_F gacha maksimal energiyaga ega bo'lgan elektronlar mavjud. Shu sababli, metallarda elektronlar gazining effektiv temperaturasi degan tushuncha kiritiladi. Va u formula bilan aniqlanadi, uni Fermi temperaturasi deb atashadi.

$$T_\phi = \frac{E_\phi}{k} \quad (27.19)$$

27.8. Yarimo'tkazgichlar

Hozirgi zamon elektronikasini yarim o'tkazgichsiz tasavvur qilish mumkin emas. Yarim o'tkazgichlardan foydalanib turli-tuman asboblari yaratish uchun 2000 yilning o'zida dunyo miqyosida 300 milliard dollar sarf qilindi. Kremniy xomashyosini ishlab chiqarishni o'zi 2000-yilda 8000 tonnaga yetdi. Xalq xo'jaligi, fan va texnikaning qaysi tarmog'ini olmag, albatta unda yarim o'tkazgichlarga kelasiz. Shu bilan bir qatorda yarim o'tkazgichlarni o'rganish qattiq jismlarning hossalari bilishda bilimimizni yanada chuqurlashtiradi. 0 K temperaturada yarim o'tkazgichli kristallarning valentli zonalarini barcha energetik sathlari elektronlar bilan to'ldirilgan bo'ladi. O'tkazuvchanlik zonasida esa birorta ham elektron bo'lmaydi. Ya'ni ushbu zona bo'm-bo'sh bo'ladi. Mazkur zonalar kengligi 0.01 eV dan to 3 eV gacha kenglikga ega bo'lgan taqiqlangan zona bilan ajralgan bo'ladi. Shuning uchun ham 0 K temperatura va tashqi ta'sirlar bo'lmaganda (yoritish, Rentgen nurlari va boshqa ta'sirlar) yarim o'tkazgichlar elektr toki o'tkazmaydi. Temperatura ortishi bilan yarim o'tkazgichning valentli zonasidan o'tkazuvchanlik zonasiga elektronlar o'ta boshlaydi. Noldan farqli bo'lgan har qanday temperaturada yarim o'tkazgichlarda elektronlarning o'tishi ro'y berishi mumkin.

Kristall panjaraning issiqlik tebranishining o'rtacha energiyasi kT ga bog'liq. Biroq fluktuatsiya tufayli elektron panjaradan ham energiya olishi va natijada katta energiyaga ega bo'lishi mumkin. T temperaturada elektronni ΔE —energiya qabul qilishi $e^{-\Delta E/kT}$ ga proporsional. Taqiqlangan zonaning kengligi 0.1 eV atrofida bo'lganda elektronni valentli zonadan o'tkazuvchanlik zonasiga o'tish ehtimoli juda kamayadi. Lekin temperatura ortishi bilan yarim o'tkazgichni o'tkazuvchanligi ham ortaboradi. Yarim o'tkazgichlarning o'tkazuvchanligida ishtirok etuvchi elektronlarni dastavval panjara tugunlarida yotgan atomlaridan, ionlaridan yoki molekullaridan ajratib olinishi kerak. Ushbu ajralish issiqlik harakati tufayli yuz beradi. Shuning uchun temperatura pasayish bilan bir xil elektronlarning soni kamayadi va natijada yarim o'tkazgichning ham o'tkazuvchanligi kamayadi. Zonalar nuqtayi nazaridan bu xil o'tkazuvchanligini quyidagicha tushuntirish mumkin. Yuqorida aytganimizdek, yarim o'tkazgichlarning valentli zonasi absolut nol temperaturada xuddi izolatorlarning valentli zonasi singari tamomila to'ldirilgan. Lekin yarim o'tkazgichlarda valentli zona bilan o'tkazuvchanlik zona o'rtasidagi taqiqlangan zona kengligi izolatorlarga nisbatan ancha kichik bo'ladi. Masalan, Germaniy uchun taqiqlangan zona kengligi 1,1 eV. Kremniy uchun esa taxminan 0,7 eV ga teng. Shunday qilib, odatdagi temperaturada yarim o'tkazgichlarda ma'lum sondagi elektronlar valentli zonadan o'tkazuvchanlik zonasiga ko'chgan bo'ladi. 27.13-rasmda yarim o'tkazgichlar uchun zonalarining joylanishi tasvirlangan.

Valent zonadan o'tkazuvchanlik zonasiga elektronlarning o'tishi natijasida valentli zonada erkin teshiklar paydo bo'ladi. Valentli zonadan o'tkazuvchanlik zonasiga elektron o'tishiga teskari bo'lgan jarayon elektron valent zonaga qaytishi ham mumkin. Bu jarayonga zaryadni erkin tashuvchilarini rekombinatsiyasi deyiladi. Generatsiya (yaratish) va rekombinatsiya (yo'qolish) jarayoni bir vaqtda ro'y beradi.

Valent zonaga qaytayotgan elektronlar soni erkin elektronlar va erkin teshiklar soniga proporsional. Valentli zonadagi erkin teshiklar soni o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar soniga teng bo'lganligi uchun erkin tashuvchi zaryadlarni rekombinatsiyasini intensivligi erkin elektronlar sonini kvadratiga proporsional. Bir-biriga raqobatda bo'lgan yaraluvchi va yo'qoluvchi jarayonlarni ta'sirida berilgan temperaturada zaryadni erkin tashuvchilar konsentratsiyasi muvozanatga ega bo'ladi. Yarimo'tkazgichning solishtirma o'tkazuvchanligi bu holda elektronlar va teshiklar o'tkazuvchanlikning yig'indisidan tashkil topadi va

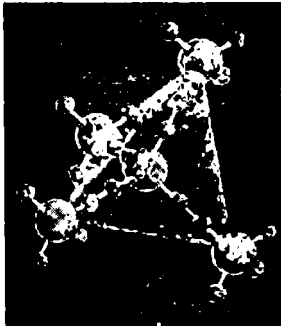
$$\sigma = q_e n(u_n + u_p)$$

formula bilan aniqlanadi. Bunda n – erkin elektronlarning konsentratsiyasi u_n va u_p elektron va teshiklarning harakatchanligi. q_e – elektr zaryadi. Valentli zonadan o'tkazuvchanlik zonasiga elektr zaryadini erkin tashuvchilarini bunday o'tishi yarimo'tkazgichlarda xususiy tashuvchilar deb ataladi.

27.9. Sof yarimo'tkazgichlar

Hozirgi zamon elektronika sanoatida yarimo'tkazgichlarni ayniqsa, germaniy va kremniy elementlarining o'rni kattadir. Tabiatda mavjud bo'lgan tabiiy germaniy va kremniy elementlarini to'gridan to'g'ri yarimo'tkazgich sifatida qo'llab bo'lmaydi. Yarimo'tkazgichlar sifatida ularni ishlatish uchun ularga qayta ishlov berish kerak. Begona atomlardan yaxshilab tozalash kerak. Qisqasini aytganda, o'ta toza va sof germaniy va kremniy elementlari kerak. Oddiy kimyoviy usullar yordamida ham yuqori toza elementlarni olib bo'lmaydi. Masalan, germaniyning tozalik darajasi 99,999 999 9 % va kremniyniki 99,999 999 99 % belgilanadi. Bu degani 10 000 000 ta germaniy atomiga bitta begona atom, kremniyning 100 millionta atomiga esa bitta begona atom to'g'ri kelishi kerakligini bildiradi. Bunday yuqori tozalik darajasi bilan xarakterlanuvchi elementlarni olish uchun mutlaqo yangi texnologik metodlar va sharoitlar yaratilganki, ular ustida biz to'xtalib o'tirmaymiz.

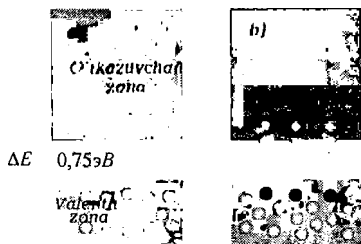
Yarimo'tkazgichlarda ro'y beradigan fizik hodisalarni tushunish uncha qiyin emas. Germaniy va kremniyning tashqi qobig'ini elektron konfiguratsiyasi mos ravishda $3s^2 3p^2$ va $4s^2 4p^2$ dir va Mendeleyev davriy sistemasining 4-guruhida joylashgan. Ular 4 valentli. Kristall formasi asosan 27.14-rasmda ko'rsatilgandek tetraedrik ko'rinishda bo'ladi.



27.14-rasm. Germaniy strukturasi.

Yarim o'tkazgichlarni barcha elektronlari absolut nol temperaturada yadrofari bilan juda mustahkam bog'langan va shuning uchun bu elementlarni dielektrik deb qarasa bo'ladi. Lekin zonalar nuqtayi nazaridan esa bu boshqacharoq. Izolatorlarda zonalar orasidagi energetik interval ancha katta bo'lib, elektronlar bu oraliqni bosib o'ta olmaydilar. Yarim o'tkazgichlarda valentli zonasi absolut nol temperaturada xuddi izolatoridagi singari tamomila to'ldirilgan. O'tkazuvchanlik zonasi esa mutlaqo bo'sh bo'ladi. Lekin yarimo'tkazgichlarda valent zona bilan o'tkazuvchanlik zona orasidagi ta'qiqlangan zona

kengligi izolatorlardagiga nisbatan ancha kichik bo'ldi. Masalan, germaniy uchun ta'qiqlangan zona kengligi 1,2 eV, kremniy uchun 0,75 eV ga teng. Ozigina issiqlik yoki yorug'lik nurlanishi ta'sirida juda ko'p elektronlar valent zonadan o'tkazuvchanlik zonasiga o'tuvchi va u yerda elektr tokini tashuvchilari sifatida erkin harakat qilishlari mumkin. 27.15-rasmda germaniy kristallining zonalari modeli hamda issiqlik ta'sirida elektronlarning valentli zonadan o'tkazuvchanlik zonasiga o'tishi tasvirlangan.



27.15-rasm. Germaniy kristallini uchun zonalar modeli.

Shunday qilib, o'tkazuvchanlik zonasining tubi bilan valentli zona shifli orasida energetik interval mavjud bo'lib, uni ta'qiqlangan zona deb ataladi. Ta'qiqlangan zona kengligi yarimo'tkazgichlar uchun dielektriklar ana shunday ta'qiqlangan zonasidan ancha tor. Absolut nol temperaturada o'tkazuvchanlik zonasida birorta elektron bo'lmaydi. Valentli zona esa elektronlar bilan tamomila to'ldirilgan bo'ldi. Bu holda germaniy va kremniyni dielektrik (izolator) deb qarash mumkin. Ta'qiqlangan zona oraliq'i tor bo'lganligi uchun

ozgina issiqlik ta'sirida ham elektronlar valentli zonadan o'tkazuvchanlik zonasiga o'tadi va bu holda kristall o'tkazgich bo'lib qoladi. O'tkazgichlar agar ana shunday elektr o'tkazuvchanlik mexanizmi bilan xarakterlansalar, u holda ularni tabiiy (sof) yarimo'tkazgichlar deb atashadi. Xona temperaturasida germaniy elementida metallga nisbatan juda kam elektron bor. Masalan, 1 sm³ hajmdagi germaniyda taxminan $2,5 \cdot 10^{13}$ ta elektron bo'lib, xuddi shunday misning hajmiga to'g'ri kelgan elektronlar soni taxminan $3,4 \cdot 10^{22}$ tadir. Ko'rinib turibdiki, germaniyda misga nisbatan erkin elektronlarning soni milliard marta kam. Shu sababga ko'ra ham, elektr qarshiligi katta bo'lgan **elementlarni yarimo'tkazgichlar** deb ataladi.

Yarimo'tkazgichlarning qarshiligi temperaturaga bog'liq. Temperatura ortgan sari o'tkazuvchanlik zonasiga o'tuvchi elektronlarning soni ham ortaboradi. Yarimo'tkazgichlarni solishtirma qarshiligi temperatura ortgan sari kamayadi. Ushbu hodisaga xususiy o'tkazuvchanlik deyiladi. 27.12-rasmda ko'rsatilgan kristall modelini endi tekislikda ko'rsatamiz. (27.14-rasm.) 27.14-rasmda o'tkazuvchanlik zonasiga o'tgan elektronlar qizil sharchalar ko'rinishida tasvirlangan. Rasmdan ko'rinadiki kristall qizdirilganda elektrondan ozod bo'lgan joyda bo'sh o'rin qoladi. Elektronni to'ldirilgan zonadan ketishi natijasida qolgan bu o'rinni –vakansiyani teshik deb atashadi. Kristall panjara normal holatda bo'lganda neytraldir. Shu sababli teshikni bo'lishi manfiy zaryadning o'rniga unga teng bo'lgan musbat zaryani paydo bo'lishi bilan ekvivalentdir. Biron yo'nalish bo'ylab harakat qilganda, vakansiya ya'ni teshik unga teskari yo'nalishda harakat qiladi. Shunday qilib sof yarimo'tkazgichlar xususiy o'tkazuvchanlik bilan bir qatorda teshik o'tkazuvchanlikka ham egadir. Qancha manfiy elektronlar bo'lsa, shuncha miqdorda musbat teshiklar ham bordir.

Agar sof kristallni kuchlanish manbayiga ulasak, u holda teshiklar manfiy qutbga, elektronlar esa musbat qutb tomon harakat qiladilar. Haqiqatda esa teshiklar o'rnidan

qo'zg'almaydilar. Biroq shunday fikrlash orqali biz qanday qilib biror joydan ozod bo'lgan elektronni sakrab shu teshikni egallashning yaxshi tushuntira olamiz.

Shunday qilib, teshik musbat zaryadlangan bo'lib, uning miqdori elektronning zaryadiga teng. Biroq teshikning massasi elektronning massasiga teng emas. Nisbiylik nazariyasiga muvofiq zarra massasi energiyaga bog'liq. Kristalldagi elektronlar tom ma'noda erkin emas. Ular bog'langan zarralardir. Ular turli energiyaga ega va turli massaga ega va bu massa elektronning tinchlikdagi massasidan farq qiladi. Zarra kollektivda, kristalldagi zarra u erkin holdagi zarra emas. Zarralarni kollektivlashtirish ularning hossalarni ham o'zgartiradi. Shuning uchun kristalldagi elektronlar effektiv massa deb atalgan massa bilan xarakterlanadi. Bu effektiv massani bog'langan massa xarakteralaydi. Tajribadan bog'langan massani aniqlab, so'ng effektiv massani topishadi. Teshikning effektiv massasi elektronning effektiv massasiga teng emas. Chunki ular turli zonalarda yotganliklari uchun teshik va elektronlarning energiyasi ham turlichadir. Effektiv massaning miqdoriga zarrani zonaning qaysi nuqtasida yotganligiga ham ta'sir ko'rsatadi. Zarra energetik zonaning o'rtasida, yoki pastida yoki tepasida yotishi mumkin. Agar zarra zonaning tepasida yotsa, effektiv massa manfiy qiymatga ham ega bo'lishi mumkin.

Elektronlar va teshiklarning turli effektiv massaga ega bo'lishi o'z navbatida ularning harakatchanligiga ham ta'sir ko'rsatadi. Shu sababli elektronlar va teshiklarning konsentratsiyasi bir xil bo'lishidan qat'iy nazar ular yarimo'tkazgichlarda har xil elektronli va teshikli o'tkazuvchanlik hosil qiladi. Agar elektronli o'tazuvchanlik teshikli o'tkazuvchanlikdan katta bo'lsa, u holda u elektronli yoki n tipdagi yarimo'tkazgich, aksincha teshikli o'tkazuvchanlik elektronli o'tkazuvchanlikdan katta bo'lsa, u holda teshikli yoki p-tipdagi yarim o'tkazgichlar deyiladi. n harfi lotincha «negativ» – manfiy va r harfi esa «pozitiv» – musbat so'zlarining bosh harflari olingan.

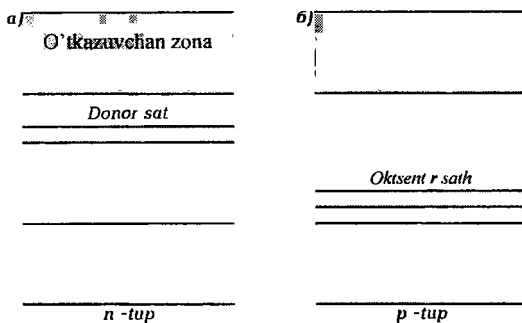
27.10. Aralashmali yarimo'tkazgichlar

Elektr sxemalarida qo'llanidigan yarimo'tkazgichlarning odatda o'lchami ham, qalinligi ham odatda juda kichik bo'ladi. Shu sababli ularning elektr qarshiligi amaliyot nuqtayi nazaridan uncha katta rol o'ynamaydi. Germaniy va kremniy ni elektronikada ishlatish uchun albatta ularning strukturasi juda oz miqdorda aralashma (taxminan 10^{-6} ta) kiritilishi kerak bo'ladi. Begona atomlarni bu elementlar strukturasi kiritish orqali uning o'tkazuvchanligi o'zgaradi. Aralashmani kiritish yarimo'tkazgichlarni legirlash deyiladi. Legirlash tufayli yarimo'tkazgichlar yordamida turli tuman texnik qurilmalar yaratish imkoniyat tug'iladi. Yarimo'tkazgichli kristallga juda oz aralashma qo'shish natijasida uning taqiqlangan zonasining xarakteri o'zgaradi. r-tipdagi yarimo'tkazgichda valentligi 3 ga teng elementlar (galliy, fosfor, indiy) oz miqdorda bo'lishi mumkin.

Valentli elektronlar konfiguratsiyasi $4s^2p^1$ ga ega bo'lgan galliy atomi (${}_{31}\text{Ga}$) valentli elektronlar konfiguratsiyasi $4s^2p^2$ bo'lgan germaniy atomlarini almashtirib qo'ysak, kristalda valent bog'lanishda bitta elektron etishmaydi, natijada teshikcha hosil bo'ladi. Germaniy atomlarining teshikka yaqin bo'lgan elektronlari teshik o'tib uni to'ldirishi mumkin. Bu elektron qoldirgan teshikka esa boshqa elektron o'tishi

mumkin. Shunday qilib teshik «harakat» qila boshlaydi. Aralashma atomlari o‘zlariga elektronlarni tortib olganliklari uchun ularni akseptorlar deyiladi. Natijada r-tipdagi yarimo‘tkazgich hosil bo‘ladi. Chunki undagi tokni musbat zaryadlangan zarralar – «teshiklar» hosil qiladi. Agar valentli elektron konfiguratsiyasi $4s^2 3d^3$ bo‘lgan margimush ($_{33}\text{As}$) atomlari bilan $4s^2 3d^2$ bo‘lgan germaniy kristallidagi bir necha atomni almashtirsak, kovalent bog‘lanishda ishtirok etmagan qo‘shimcha elektronlar paydo bo‘ladi.

27.16(b)-rasmda qo‘shimcha elektronlar qizil sharchalar bilan tasvirlangan.



27.16-rasm. Aralashmagi yarimo‘tkazgichlarda donor va akseptor energetik sathlar.

27.16-rasm a) galliy bilan legirlash natijasida r-tipdagi yarimo‘tkazgich hosil bo‘ladi b) As margimush bilan legirlash natijasida n-tipidagi yarimo‘tkazgich hosil bo‘ladi.

Ana shu qo‘shimcha elektronlar margimush atomidan ajralgan bo‘lib, ular kristalda o‘tkazuvchanlik tokini hosil qiladi. O‘zini elektronini kristallga bergan aralashma, masalan margimush donor hisoblanadi. Ana

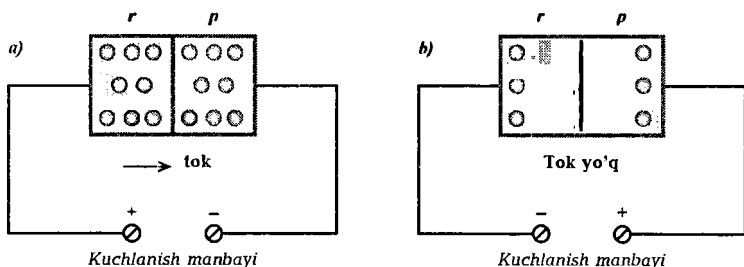
shu donornin elektronlari n-tipdagi o‘tkazuvchanlik hosil qiladi. Donorlar sifatida Mendeleyev davriy sistemasining V gruppasiga kirgan elementlar vismut, fosfor, margimush va surmalarni olish mumkin. Aksincha, akseptorlar sifatida davriy sistemaning III gruppasiga kirgan bor, aluminiy, galliy, indiy kabi elementlarni olish mumkin. Legirlangan yarimo‘tkazgichlarda aralashmalar zonalar o‘rtasida qo‘shimcha energetik holatlar paydo qiladi. Bu energetik holatlar 27.16-rasmda tasvirlangan.

n-tipli yarimo‘tkazgichda aralashmali energetik sath o‘tkazuvchanlik zonasi tubidan sal pastroqda joylashgan. Bu sathda elektronlar qo‘shimcha energiya hisobiga yengil holda o‘tkazuvchanlik zonasiga o‘tishlari mumkin. Bu sath o‘tkazuvchanlik zonasiga elektronlar yetkazib bergani uchun donorlik sathi deyiladi.

p-tipdagi yarimo‘tkazgichda aralashmali energetik sath valentli zonani shiftidan sal tepada joylashgan. Valentli zonadagi elektronlar bu sathga oson o‘ta olganliklari uchun bu sathni akseptorli sath deyiladi. Valentli zonadan akseptorli zonaga o‘tishda teshiklar hosil bo‘ladi. Teshiklar elektronlar bilan to‘ldirilganligi tufayli ular, ya’ni teshiklar harakatga keladi.

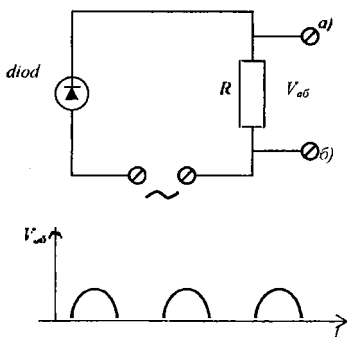
27.11. Diod va tranzistorlar sxemasi

Yarimo'tkazgichli diodlar va tranzistorlar hozirgi zamon elektron qurilmalarining eng muhim elementlaridir. Hozirgi paytda hamma narsani kichraytirish, miniatyurlash jarayoni ketmoqda. 1 santimetr o'lchamli chipga minglab diod, tranzistor, rezistor va boshqa elementlar joylash mumkin. Bu bandda qisqa holda diod va tranzistorlarning ishlash prinsipini ko'ramiz.



27.17-rasm.

n -tipi yarimo'tkazgichli o'tkazgichni r -tipdagi yarimo'tkazgichga ulasak, n -o'tish hosil bo'ladi. Yarimo'tkazgichlarning har biri alohida qaraganda elektr jihatidan neytral, biroq ularning ulanishi tufayli kontak yaqinida diffuziya tufayli n -tipdagi yarimo'tkazgichdagi elektronlarning bir qismi r -tipdagi yarimo'tkazgichga o'tada va teshiklarni bir qismini to'ldiradi. Natijada n -tipdagi yarimo'tkazgich musbat, r -tipdagi yarimo'tkazgich esa manfiy zaryadlanadi. n -tip tomonidan musbat, r -tip tomonida manfiy bo'lgan potensial ayirma hosil bo'ladi va elektronlarni diffuziyasini davom etishiga to'sqinlik qiladi. Agar diodni r -tipini batareyaning musbat qutbga, n -tipini manfiy qutbga ulasak, u holda kuchlanish ichki potensial ayirmaga teskari yo'nalishda bo'ladi. Bu hol 27.17-rasmda tasvirlangan.

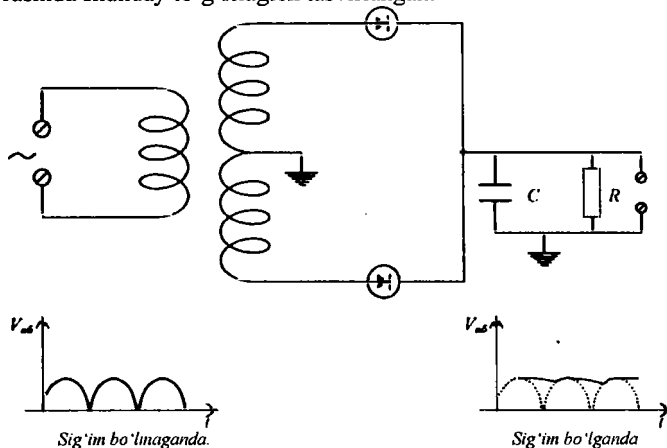


27.18-rasm. Oddiy to'g'rilagich.

Bu holda diodda to'g'ri ko'chish hosil bo'ladi. Agar kuchlanish etarli darajada katta bo'lsa (Germaniy uchun 0,3 V va kremniy uchun 0,6 V (xona temperaturasida)) u holda tok hosil bo'ladi. r -tipdagi yarimo'tkazgichning musbat teshiklari batareyaning musbat qutbi bilan itariladi. n -tipi yarimo'tkazgichli elektronlar esa manbani manfiy qutb bilan itariladi. Natijada, teshiklar va elektronlar yarimo'tkazgichlarning kontaktlaridan bir-biri bilan uchrashadilar. Elektronlar chegarani «buzib» o'tib teshiklarni to'ldiradilar. Batareyaning musbat qutbi r -tipi yarimo'tkazgichdan elektronlarni «tortib» oladi, manfiy qutbi esa r -tipdagi yarimo'tkazgichni

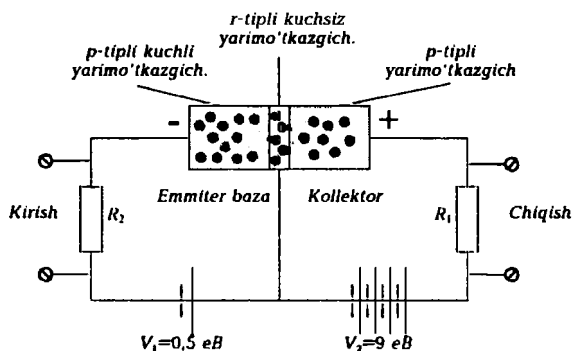
elektronlar bilan ta'minlab turadi. Natijada dioddan kuchli tok o'tadi. Teskari siljishli diodda (27.17b-rasm) r-tipli yarimo'tkazgichli dioddagi teshiklar batareyaning manfiy qutbi tomonidan so'rib olinadi. n-tipdagi yarimo'tkazgichli elektronlar esa batareyaning musbat qutbi tortib oladi. Diodning kontaktida tok tashuvchilar uchrashmaydilar va ideal qaraganda, bu holda tok hosil bo'lmaydi. O'tish qatlami (kontakt) juda yupqa bo'lib, uni kengligi 10^{-3} mm atrofida bo'ladi. r-n o'tishli diodda tok faqat bir yo'nalishli tomonga o'tadi. Shu sababli, uni to'g'rilagich sifatida ishlatish mumkin. O'zgaruvchan tokni o'zgarmas tokka aylantiruvchi asbobni to'g'rilagich deb ataymiz. To'g'rilagichning oddiy sxemasi 27.18-rasmda tasvirlangan. Diodni shartli belgisidagi ko'rsatkich tokni musbat yo'nalishini xarakterlaydi. O'zgaruvchan tok manbai musbat ham manfiy kuchlanish uzatadi. Dioddan tok faqat yarim davr ichida o'tadi. Shunga ko'ra, R qarshilikdan ham yarim davrli tok o'tadi va u 27.18-rasm ostida tasvirlangan. Albatta, bu yarim davrli to'g'rilagich doimiy tok emas, balki pulsatsiyali tok beradi. Doimiy tok olish uchun ikki davrli to'g'rilagichlar ishlatiladi.

27.19-rasmda shunday to'g'rilagich tasvirlangan.



27.19-rasm. 2 davrli.

n-r o'tishli yarimo'tkazgich tranzistorlar tayyorlashda keng qo'llaniladi. Tranzistor uchta turli yarim o'tkazgichli sohalaridan iborat: n-tipdagi yarimo'tkazgich - emitter, r-tipdagi yarimo'tkazgich - baza va n-tipdagi yarimo'tkazgich - kollektordan iborat. n-p-n tipidagi tranzistorlar radiosxemalarda kuchaytirish bloklarida ishlatiladi. Tranzistorlarni ishlash prinsipi quyidagicha: 27.20-rasmda zanjirga ulangan n-p-n tipidagi tranzistor tasvirlangan.



27.20-rasm. p-r-p tipidagi tranzistor chizmasi

Agar emitter va baza orasida ucha katta bo'lmagan V_1 kuchlanish bersak, u holda emitterdan baza tomonga qarab kuchli elektronli tok o'tadi. Emitter bilan baza o'rtasidagi r-n o'tish to'g'rilagich kabi ishlaydi. Ikkinchi tomondan kollektordan baza tomonga elektr tokini o'tishi juda ham kam. Bunga sabab, baza kollektorga kuchli teskari V_2 potensial ayirma berilgan. Bazaning kengligi juda tor bo'lib, odatda 1 mkm atrofida bo'ladi. Musbat kuchlanishda bo'lgan kollektorga, baza yupqa bo'lgani uchun ko'plab elektronlar oqib o'tadi. Kollektor bilan emitter orasidan katta tok o'tadi. Baza toki kichik bo'ladi. Baza kuchlanishining ozgina o'zgarishi kollektor zanjirida tokni katta o'zgarishiga olib keladi. Natijada chiqish qarshiligi R_1 da kuchlanish tushuvi ham o'zgaradi. Shunday qilib, tranzistor kuchsiz signallarni kuchaytirib beradi. Hozirgi zamon elektron kuchaytirgichlarining hamma tipida tranzistorlar ishlatiladi. r-n-r tip tranzistorlar ham deyarli n-p-n tipidagi tranzistorlar kabi ishlaydi. Faqat, bunda elektronlar o'rniga teshiklar harakat qiladi. Tranzistorning effektiv ishlashi α koeffitsiyent bilan xarakterlanadi.

$$\alpha = \frac{I_c}{I_e}$$

bunda, I_c kollektordagi tok, I_e esa emitterdagi tok. Tranzistorlar uchun α ning qiymati 0,95 dan 0,995 gacha o'zgaradi.

Misol: 27.20-rasmda ko'rsatilgan radiotexnik sxemada tranzistor uchun $\alpha = 0,95$, $R = 60$ Om, $R_1 = 1800$ Om bo'lsa, kuchayish koeffitsiyentini toping.

Yechish: Kuchaytirish koeffitsiyenti $\beta = \frac{P_1}{P} = \frac{I_c^2 R_1}{I_e^2 R} = (0,95)^2 \frac{1800}{60} = 27,1$.

Hozirgi paytda tranzistorlardan umid juda katta. Yarimo'tkazgich – yarimmetall - yarimo'tkazgich strukturasi asosida juda katta tezlikda ishlaydigan tranzistorlar yaratish imkoniyati vujudga keldi. Tranzistorida baza sifatida metall emas, balki, yarimmetall (vismut), emitter va kollektor sifatida qattiq aralashma (V_{II}, Sb_{II}) ishlatilsa, bunday tranzistorlarga yaqin kelajakda ega bo'lamiz (bunday h – optimal tarkib, $h = 0,12 - 0,15$). Bunday optimal tarkibni olish tranzistor bazasidagi o'tish vaqtini qisqartirishga imkon beradi. Hozirgi paytda shuningdek, ^{31}R binar atomlarini

kremniy tarkibida kiritish yordamida yadroviy magnit rezonansga asoslangan kompyuterlar qurish ustida ham faol ishlar olib borilmoqda.

SAVOLLAR

1. Nima uchun kristall hossalari o'rganishda to'g'ridan-to'g'ri Shryodinger tenglamasini qo'llab bo'lmaydi?
2. Qanday soddalashtirishlar kiritilganda kristallar uchun Shryodinger tenglamasini tuzish va yechish mumkin?
3. Nima uchun kristall fizikasini o'rganishda kvant statistika metodlaridan foydalanish kerak?
4. Kvant statistikasi bilan klassik statistika orasidagi o'xshashliklar va tafovutlarni aytib bera olasizmi?
5. Qattiq jismda zonalar qanday paydo bo'ladi va ular yakka atomning energetik sathlaridan nimasi bilan farq qiladi?
6. Yakka atomning energetik sathlari orasidagi kenglik bilan kristalda hosil bo'lgan zonalar orasidagi energetik kenglik farqlari qanday?
7. Energetik zonalar kengligi kristallning o'lchamiga, tabiatiga bog'liqmi?
8. Kristallning 1 m^3 hajmida 10^{28} ta atom bo'lsa, sizningcha, bitta energetik zonada nechta energetik sath bo'lishi mumkin?
9. Energetik sathlarning kengayishi va ajralishida Pauli prinsipining o'rnini qanday?
10. Nima uchun kristallar o'tkazgich, yarimo'tkazgich va dielektrlarga bo'linadi?
11. O'tkazgichlar zonalar nazariyasi nuqtayi nazaridan qanday tushuntiriladi?
12. Yarimo'tkazgichlar zonalar nazariyasi nuqtayi nazaridan qanday tushuntiriladi?
13. Dielektrlar zonalar nazariyasi nuqtayi nazaridan qanday tushuntiriladi?
14. Metallar kimyoviy elementlarning necha foizini tashkil qiladi?
15. Drude-Lorents modeli metallarga qanday tatbiq qilinadi?
16. Metallar uchun 1 o'lchovli fazoda Shryodinger tenglamasi qanday yoziladi?
17. Metallar uchun 3 o'lchovli fazoda Shryodinger tenglamasi qanday yoziladi?
18. Bir o'lchovchli va uch o'lchovli fazoda metallar uchun xususiy funksiyalar qanday yoziladi?
19. Bir o'lchovchli va uch o'lchovli fazoda metallar uchun xususiy qiymatlar qanday yoziladi?
20. Mavzudagi n_{mah} – kattalik nimani aks ettiradi?
21. Holatlarning to'la soni qaysi formula bilan beriladi?
22. Fermi energiyasi qaysi formula bilan ifodalanadi?
23. Elektronlar qaysi statistikaga bo'ysinadi?
24. Fermi temperaturasi deganda nimani tushunasiz?
25. Litij kristalida zonalar qanday paydo bo'ladi?

26. Natriy kristalida zonalar qanday paydo bo'ladi?
27. Berilliy kristalida zonalar qanday paydo bo'ladi?
28. Olmos kristalida zonalar qanday paydo bo'ladi?
29. Yarimo'tkazgichlar deb nimaga aytiladi?
30. Sof va aralash yarimo'tkazgichlarni ta'riflay olasizmi?
31. Germaniy kristallari uchun zonalar chizmasini chiza olasizmi?
32. Donorli yarimo'tkazgichlarni ta'riflay olasizmi?
33. Akseptorli yarimo'tkazgichlarni ta'riflay olasizmi?
34. Diod sxemasini chizing va uni tushuntiring.
35. Tranzistor sxemasini chizing va uni tushuntiring.

MASALALAR

27.1. Kristall atomlari orasidagi masofa $a = 3A$ bo'lsa, ruxsat etilgan zonaning kengligini toping.

27.2. Natriy metalida maksimal energetik holatda yotgan erkin elektronning kinetik energiyasini hisoblang.

27.3. $T=0$ K temperaturada aluminiy kristali uchun Fermi energiyasini hisoblang. Aluminiy har bir atomiga 3 ta erkin elektron to'g'ri keladi, deb oling.

27.4. Xususiy o'tkazuvchanlik hodisasini tushuntiruvchi energetik zonalar chizmasini chizing va uni tushuntiring.

27.5. Donorli va akseptorli energetik zonalarning sxemasini tuzing va uning tushuntiring.

27.6. Seziy kristalli uchun Fermi energiyasi 1,53 eV bo'lsa, Fermi temperaturasini toping.

27.7. Aluminiy uchun Fermi energiyasi 11,9 eV ga teng. Aluminiyda erkin elektronlarning konsratsiyasini toping.

27.8. Litiy kristali uchun Fermi energiyasi va elektronlarning maksimal tezligini hisoblang.

27.9. Kumish kristalida erkin elektronlarning maksimal tezligi $1,38 \cdot 10^6$ m/s bo'lsa, Fermi energiyasi va elektronlarning konsratsiyasini hisoblang.

27.10. Natriy va oltin kristallarida erkin elektronlarni maksimal tezligini hisoblang.

27.11. Bariy metali uchun elektron gazini Fermi temperaturasini toping. Bu yerda bariy uchun $n=2,5 \cdot 10^{28}$ $1/m^3$, $E_F=3,1$ eV.

27.12. Donor va akseptorli aralashma taqiqlangan zonalarni chizmasini chizing va tushuntiring.

27.13. Tranzistor uchun ma'ruzadagi chizmadan foydalanib (27.20-rasm) $\alpha = 0,96$, $R_1=50$ Om, $R=1000$ Om bo'lsa, tranzistorning kuchaytirish koeffitsiyentini toping.

27.14. Kuchaytirish koeffitsiyenti 27. Tranzistor sxemasining kirish qarshiligi 50 Om chiqish qarshiligi 1500 Om bo'lsa, tranzistorning α koeffitsiyentini toping.

27.15. $T=0$ K temperaturada elektron o'tkazuvchanlikni o'rtacha arifmetik tezligi $v=0,75v_{\text{mah}}$ va o'rtacha kvadratik tezligi $\langle v^2 \rangle = 0,7775v_{\text{mah}}$ ekanligini isbotlang.

27.16. $T=0$ K temperaturada kalsiy kristalining erkin elektronlarining o'rtacha kvadratik tezligini toping. Kalsiyning har bir atomiga ikkita erkin elektron to'g'ri keladi deb hisoblang.

**XXVIII BOB. Mavzu: KVANT SUYUQLIKLAR FIZIKASI.
O‘TA OQUVCHANLIK.**

Reja:

- 28.1. Kvant makrofizikasi.
- 28.2. Kvant suyuqlik.
- 28.3. O‘ta oquvchanlik. O‘ta oquvchan Ne-4 (geliy).
- 28.4. O‘ta oquvchanlikning kvant fizikasi.
- 28.5. Kvazizarralar tasavvuridan foydalanib o‘ta oquvchanlikni tushuntirish.
- 28.6. O‘ta oquvchan geliyda uyurma halqalari.
- 28.7. O‘ta oquvchan geliyda uyurma halqalarini kvantlanishi.
- 28.8. O‘ta oquvchan Ne-3 (geliy).
- 28.9. Ne-3 (geliy)ni o‘ta oquvchanlik kvant hossalari ta‘sir etuvchi kattaliklar.
- 28.10. O‘ta oquvchanlik va pulsarlar.

ADABIYOTLAR

- P. Hakonen, O. V. Lovnasmaa. *Physica today* Cebriry, 1987, p-70.
E. V. Thiberg *Phys. Rev. Lett.*, 1986, N56, p. 359
G. E. Volovik. *UFN*. T143. s79
G. Bonfait. et. al., *Europhys Lett*, 3, 489, 1987
G. A. Vermeulen et. al., *Phys. Rev. Lett.*, 60, 2315, 1988

Masalaning qo‘yilishi. Tabiiy dunyo hodisalarini tushinishda fizik juda muhim ikkita nuqtayi nazarga e‘tibor beradi. Birinchisi – obyektlarning makroskopik dunyosi bo‘lib, ularni biz ko‘ramiz, his qilamiz. Ikkinchisi –bu mikroskopik dunyo – atomlar va mikrozzarralar olami bo‘lib ularni ko‘rib ham, his etib ham bo‘lmaydi va bunda asosan diskretlik –moddalarning kvant hususiyatlari birinchi o‘ringa o‘tadi. Makroskopik dunyoni o‘rganish jarayonida milliard-milliard atomlardan tuzilgan moddada zarralarning xaotik issiqlik harakati kvant dunyosining hodisalarini yashirib, diskretlikni surkab, bo‘yab qo‘yadi va kvant hodisalarni ko‘rish imkoniyati yo‘qoladi. Juda past temperaturalarda vaziyat tamomila o‘zgaradi. O‘ta past temperaturalarda zarralarning tartibsiz harakat qilishi tamomila yo‘qolib, uning o‘rniga ichki tartiblanish darajasi juda yuqori bo‘lgan dunyo ko‘zga tashlanadi. Natijada makroolam masshtabida ham kvant effektlar yorug‘ yulduzdek porlab o‘zini namoyon qiladi. Biz ushbu bobda suyuq geliy va uni o‘taoquvchanligi haqida suhbat qilib, suyuq geliyda qanday qilib kvant effektlar bizning masshtabda ham namoyon bo‘lishi haqida to‘xtalamiz.

Mavzu qahramonlari. 1. H. Kamerling- Onnes o'ta past temperaturalarda jismlarning hossalari o'rganish va suyuq geliyni olishga muvassar bo'lgani uchun Nobel mukofotiga sazovor bo'lgan.

2 L. D. Landau Suyuq geliy sohasidagi va kondensirlangan muhitlarni nazariyasini yaratganligi uchun 1962- yilda Nobel mukofotiga sazovor bo'lgan.

3 L. P. Kapitsa Past temperaturalar fizikasi sohasida qilgan fundamental ixtirolari va kashfiyotlari uchun 1978- yilda Nobel mukofotiga sazovor bo'lgan.

4. Entoni Hyuish – pulsarlarni kashf etilishi munosabati bilan 1974- yilda Nobel mukofotiga sazovor bo'lgan.

XXVIII BOB. KVANT SUYUQLIKLAR FIZIKASI. O‘TA OQUVCHANLIK

28.1. Kvant makrofizikasi

Tabiatdagi barcha hodisalar bevosita yoki bilvosita kvant fizikaga taaluqli desak yanglishmagan bo‘lamiz. Fotoeffekt atomning barqarorligi, kimyoviy bog‘lanishlar kabi ko‘plab hodisalar bevosita kvant fizikasiga bog‘liq. Bizni kundalik hayotimizni to‘ldirib turgan deyarli barcha hodisalar kvant fizika bilan bevosita bog‘lanmagan. Mazkur hodisalarning ko‘pchiligi klassik fizika tasavvuri doirasida juda yaxshi tushuntiriladi va bu o‘rinda kvant mexanikaning murakkab matematik apparatini qo‘llash noo‘rin. Lekin qizig‘i shundaki, mikroolam bizga makromasshtabda ham o‘zini bildirib qo‘yishga, o‘zini namoyon qilishga intiladi. Masalan, juda past temperaturalarda ayrim moddalar o‘ta oquvchan yoki o‘ta o‘tkazuvchan bo‘lib qoladilar. Ularning yopishqoqligi va elektr qarshiligi nolga teng bo‘lib qoladi.

Ko‘pchilik, hatto ba‘zi fiziklar ham kvant fizikani mikrozarralar fizikasi ya‘ni mikroolamga tegishli zarralarning xatti-harakatini tavsiflovchi nazariya deb qarashadi. Bunday qarash unchalik ham to‘g‘ri emas. O‘ta oquvchanlik, o‘ta o‘tkazuvchanlik kabi makroskopik hodisalarda kvant effektlar yaqqol namoyon bo‘ladi va ularni tavsiflash uchun kvant mexanika apparatini qo‘llashga majbur bo‘lib qolamiz. O‘ta past temperaturalarda issiqlik harakati nol darajada kamayib uning ichida yashirinib yotgan kvant hodisalar ochilib qoladi. Demak, ma‘lum bir sharoitlar yaratilishi bilan bizning masshtabimizda ham kvant hodisalar o‘zini yaqqol namoyish eta boshlaydi.

Kvant makrofizikasi mustaqil ravishda hali to‘la ravishda shakllanmagan bo‘lsa ham uning sohasiga juda ko‘p hodisalarni kiritish mumkin. Avval ko‘rib o‘tgan optik kvant generatorlar va Myossbauer effekti kabi hodisalar ham kvant makrofizikasining mahsulotidir.

O‘ta oquvchanlik, o‘ta o‘tkazuvchanlik, Myossbauer effekti, optikaviy kvant generatorlarida bo‘ladigan jarayonlar, mezoskopiya, qattiq jismlar va juda yupqa pardalarda kechadigan fizik jarayolarda kvant hodisalar yaqqol va ravshan namoyon bo‘ladi.

Ushbu bobda va bundan keyingi boblarda hayratlanarli, ajabtovur bo‘lgan ayrim makroskopik hodisalarni kvant fizikasi bilan tanishasiz. Hozir esa asosiy e‘tiborni geliy-4 va geliy-3 kvant suyuqliklarida ro‘y beradigan o‘ta oquvchanlik hodisasiga qaratamiz.

28.2. Kvant suyuqlik

Quyosh tojining spektri o'rganilayotgan paytda 1869-yilda geliy gazi kashf qilindi. Astronomlar fransuz Jansen va ingliz Loker quyosh spektrida yorqin-sariq rangli chiziqni kuzatdilar va bu chiziq o'sha paytda yerda ma'lum bo'lgan elementlar spektrining chizig'iga o'xshamas edi. 27 yil o'tgandan so'ng yerda ham rangsiz inert gaz geliy kashf qilindi.

1908-yilda gollandiyalik fizik Heyk Kamerling-Onnes (1853-1926) geliyning suyuqlashtirishga muvaffaq bo'ldi. Geliy-4 gazi normal bosimda va 4,2 K (-269 gradus) temperaturada suyuqlikka aylandi. Geliy-4 suyuqligi 4,2 K temperaturadan sal pastroq temperaturalarda ham o'zini oddiy suyuqlik kabi tutadi. Masalan, geliy qaynashi mumkin va hatto uning hajmida gaz pufakchalari hosil bo'lishi mumkin. Geliy 0,83 K temperaturada ham suyuqlik bo'lib qolaveradi va qattiq geliyga aylanmaydi. Suyuq geliyning zichligi juda kichkina bo'lib, u suvdan sakkiz marta yengil. Geliyning yengil atomlari yetarli darajada bir-biridan uzoq masofalarda joylashgani uchun bunday suyuqlikni qattiq holatga aylantirish mushkul vazifa.

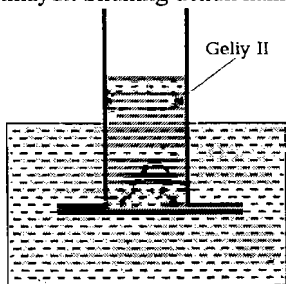
Geliyning kvant suyuqlik deyishadi. Haqiqatan ham suyuq geliyning past temperaturadagi xatti-harakatini klassik fizika nuqtayi nazaridan tushuntirib berib bo'lmaydi. Temperaturaning pasayishi bilan zarralarning tebranishi ham kuchsizlana boradi va ular orasidagi molekular ta'sir mavjudligi sababli pirovardida qattiq geliy hosil bo'lishi kerak edi. Tajriba esa aksini ko'rsatadi. Barcha boshqa moddalar juda past temperaturalarda qattiq moddaga aylanadilar. Lekin faqat geliy esa suyuqligicha qolaveradi. Hatto absolut nol temperaturaga yaqin temperaturalarda ham geliy muzlamasdan suyuqligicha qolaveradi. Bunday juda past temperaturalarda geliyning qattiq holga o'tishiga kvant mexanikaning qonunlari to'sqinlik qila boshlaydi. Kvant mexanika qonunlariga binoan absolut nol temperaturada ham atomlarning harakati tamomila to'xtab qolmaydi, balki atomlar tebranma harakatda bo'ladi, va bu harakat issiqlik harakati emas. Nolinchinchi energiyaga deyarli barcha moddalar ega. Lekin geliydagi ushbu energiyali atomlarni energiyasi atomlarni kristall panjarani shakllanishiga yo'l qo'ymaydi. Shu sababdan kvant qonunlariga ko'ra geliy kvant suyuqlik va qattiq jismga aylanmaydi. Faqat qo'shimcha katta bosimlardagina geliyning qattiq holatga aylantirish mumkin.

28.3. O'ta oquvchanlik. Ne-4 suyuqligining hossalari

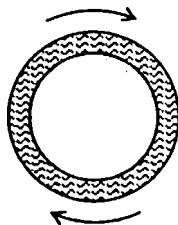
Geliy ajoyib modda. U boshqa barcha moddalardan farq qilib, hatto absolut nol temperaturada ham muzlamaydi. 4,2 K dan sal past temperaturalarda ham geliy o'zini oddiy suyuqlik kabi tutadi. Masalan, geliy qaynashi va qaynash jarayonida uning hajmida gaz pufakchalari paydo bo'ladi. Biroq 2,18 K (λ nuqtadan) past temperaturadan qaynash to'satdan to'xtaydi va suyuqlik mutlaqo tinchlanib qoladi. Bu o'tishda moddaning ayrim hossalari keskin (birdan) o'zgaradi. Masalan, issiqlik sig'imi, tovushning tarqalish tezligi, issiqlikdan kengayish koeffitsiyenti birdan, keskin va sakrab o'zgaradi. λ nuqtadan yuqori holatdagi suyuq geliyning Ne-I undan past temperaturadagi geliy holatini Ne-II deb atashadi. Biz Ne-II suyuqligining hossalari bilan qiziqamiz. Ne-II ning ajabto'vor xususiyatlaridan biri 2,18 K

temperaturadan past temperaturada uning yopishqoqligini nolga teng bo'lib qolishidir. Bu hodisani 1938- yilda P. L. Kapitsa o'zi qilgan tajribalarida kuzatdi. Juda ham tor kapillarda suyuq Ne-II ni tashqariga chiqib qolishi, hatto, stakan va probirkalar devoridan tashqariga chiqib, idishning tashqi devori sirtida yupqa parda hosil qilishi uni lol qoldirdi. Ne-II ni bu xususiyatiga u *o'ta oquvchanlik* nomini berdi.

Ne-II haqiqatan ham sirli yo'l bilan juda kichik tirqishlardan oqib o'tadi. (28.1-rasm). Masalan, Ne-II kengligi $1 \cdot 10^{-7}$ m bo'lgan tirqishdan bemalol oqadi. Bunday tirqishdan esa suv mutlaqo o'tolmaydi. 28.1-rasmda tasvirlanan tajribada juda silliq shisha plastinka hosil qilgan tor kanalda Ne-II bemalol oqib o'tadi. Bu kanaldan esa suv o'tmaydi. Shuning uchun ham Ne-II ni o'ta oquvchan deb atashadi.

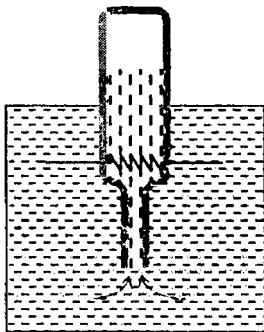


28.1-rasm. He-II ni o'ta oquvchanligi
Ikkita silliqlangan shisha plastinka
orasidagi tor kanaldan Geliy-II bemalol
oqib o'tadi. Suv esa bu kanaldan o'ta
olmaydi.

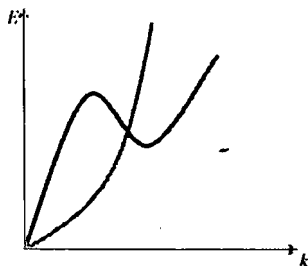


28.2-rasm. Ikkita konsentrik silind
yordamida suyuqlik yopishqoqligini
o'lchash.

Tor trubalardan yoki tirqishlardan oqayotgan oddiy suyuqlikning tezligi shu suyuqlik yopishqoqligiga teskari proporsional. Masalan, suv glitseringa nisbatan tezroq oqadi. Ne-II ni yopishqoqligi boshqa barcha suyuqliklarning yopishqoqligiga nisbatan ancha kam bo'lishi kerak. Haqiqatan ham gazsimon vodorodning yopishqoqligining 10^{-4} qismini Ne-II ning yopishqoqligi tashkil qiladi. Konsentrik silindrlar hosil qilgan tor oraliqqa suyuqlik quyiladi (28.2-rasm). Tashqi silindr oxista aylantirilganda u bilan birga harakat qilgan suyuqlik ichki silindrga ham ta'sir qiladi va uni shu yo'nalishda burishga harakat qiladi. Ana shu kuch suyuqlik yopishqoqligini xarakterlaydi. Shu usul bilan Ne-II ni yopishqoqligi o'lchanganda u kattagina qiymatga ega ekanligi hatto, normal Ne-I ni yopishqoqligidan katta ekanligi aniqlandi.



28.3-rasm.
Geliy II ning fontan effekti.



28.4-rasm. Real zarra va kvazizarralar uchun energiya va impuls bog'liqligi grafiqi.

Ne-II ni yana bir qiziq hossasini namoyon qiluvchi tajriba haqida to'xtalamiz. Agar bo'yni ingichga bo'lgan butilkaning og'zi ochiq tomoni bilan Ne-II to'ldirilgan vannaga (idishga) tushirsak, xuddi boshqa suyuqliklarga o'xshab Ne-II ham butilka ichiga suyuqlikni tashqi va ichki sathi baravarlashguncha kira boshlaydi. biroq butilkadagi suyuqlikni qizdirsak, butilkaqa yana Ne-II kira boshlaydi va natijada butilka ichidagi suyuqlik sathi vanna ichidagi suyuqlik sathidan baland bo'lib qoladi (28.3-rasm). Mabodo butilkani yuqori tomonidan teshik oschak, Ne-II fontanga o'xshab butilkadan otilib chiqa boshlaydi. Shu sababdan ham bu hodisani **fontan effekti** deb atashadi. Ne-II ni ushbu hossalari va boshqa ko'plab ajoyib hossalari fiziklar oldiga katta vazifalarni, ya'ni bu hodisalarni nazariy jihatdan tushuntirish yo'llarini topishni qo'ydi. Geliyning bu xususiyatlarini tabiiyki, klassik fizika nuqtayi nazaridan tushuntirib bo'lmadi. Ne-II ni bu g'aroyib hossalarni tushuntirish uchun kvant mexanikaga murojaat qilamiz.

28.4. O'ta oquvchanlikning kvant fizikasi

O'ta oquvchanlikning ajoyib alomatlarining sabablari kvant mexanika qonunlari yordamida tushuntiriladi. Kvant mexanika atom darajasidagi juda kichik zarralarning (mikrozarralar) fizikasi bo'lib, u katta masshtablarda o'z mohiyatini yo'qotadi. Bunga sabab, zarralarning tartibsiz issiqlik harakatidir. Ne-II suyuqligi uchun ahvol tamomila boshqacha, temperatura nihoyatda past bo'lganligi uchun zarralarning issiqlik harakati endi kvant effektlarini pardalab qo'yishga kuchi yetmay qoladi va ular o'zlarini makromasshtabda ham namoyon qila boshlaydi. Kvant qonunlarining eng muhim natijalaridan biri – bu aynanlik prinsipi bo'lib, uni Ne-II suyuqligiga qo'lsa bo'ladi. Ne-II atomi butun spinga ega. Va Boze-Dirak statistikasiga bo'ysinadi. Ne-II atomini tashki ikkita elektroni (bi elektron) bir-biri bilan bog'lanib, bozonni hosil qiladi. Bozonlar Pauli prinsipiga bo'ysinmaydigan zarralar. Shuning uchun istalgan sondagi bozonlar bir holatda yotishlari mumkin. Bozonlarning eng pastki energetik sathga joylanishi Boze kondensatsiyasi deyiladi. 0 K temperaturada Boze kondensatsiyasi hosil qilgan sistemani bitta ulkan molekula deb tasavvur qilish mumkin (kvant mexanikaga binoan asosiy holatda yotgan sistemaning energiyasi

nolga teng bo'lmaydi. Shuning uchun Ne-II muzlab qolmaydi). 0 K dan sal yuqoriroq temperaturalarda suyuqlik o'zining «uyg'ongan holatlaridan birida yotishi» mumkin. Uyg'ongan holatda yotibdi deganda, biz suyuqlikda qandaydir harakat yoki tebranish ro'y berishini tushnamiz. Uyg'ongan holatning energetik sathi asosiy holatni energetik sathidan yuqoriroqda joylashgan bo'lishi mumkin. Pastki va yuqoriga energetik sathlar orasidagi hosil bo'lgan oraligni *energetik tirqish* deb atashadi. Boze kondensatsiyasida harakat qilayotgan atomlar energiyasi tirqish kengligini xarakterlovchi energiyadan katta bo'lmasa, u holda bu atomlar energiyalarini o'zgartirmasdan «ishqalanishsiz» harakat qiladilar. Natijada suyuqlik o'ta oquvchan bo'lib qoladi. O'ta oquvchanlik hodisasini L. D. Landau quyidagicha tushuntirgan. Kvant suyuqlikni yaxlit bitta ulkan molekulaga qiyos qilib, Landau unda eng oddiy turdagi harakatlarni topishga urindi. Bunday harakatlardan biri – bu suyuqlikdan o'tayotgan tovush to'liqidir. Har bir tovush to'liqini o'zi bilan muayyan energiya va muayyan impulsni olib o'tadi. Landauni tahliliga ko'ra, har bir pastda yotuvchi uyg'ongan holatlarning energiyasi va impulsining qiymatlari alohida harakatlarni oddiy kombinatsiyalaridan tashkil topgan qiymatlar bilan xarakterlanishi mumkin. Masalan, energiya uchun quyidagicha formula yozish mumkin:

$$E = E_0 + n_1 e_1 + n_2 e_2 + \dots, \quad (0 \text{ K da}).$$

Bunda, E_0 asosiy holat energiyasi, e_i harakatning har xil turlarining energiyasi. Kvant qonunlariga binoan $n_i = 0, 1, 2, 3, \dots$, butun qiymatlar olishi kerak. Xuddi shunday formulani impuls uchun ham yozish mumkin, ya'ni

$$R = R_0 + n_1 r_1 + n_2 r_2 + \dots, \quad (0 \text{ K da}).$$

suyuqlikni to'la energiyasi va impuls uchun yozilgan ushbu formulalarga diqqat bilan qarab quyidagi fikrga kelamiz: formulalardagi E_0 – energiya va R_0 – impuls bilan xarakterlangan suyuqlikni «asosiy» suyuqlik va $n_1 e_1, n_2 e_2, \dots$ (shuningdek $n_1 r_1, n_2 r_2, \dots$) tashkil etuvchilarga turli energiya va impulslarga ega bo'lgan zarralarning soni deb qarash mumkin. U holda to'la energiya va to'la impuls bilan xarakterlanuvchi suyuqlik asosiy suyuqlik va unga botirilgan ayrim zarralar sonidan iborat deb qarash kerak. Ya'ni suyuqlikda e_1 energiya va r_1 impuls ega bo'lgan n_1 ta zarra va e_2 energiya va r_2 impuls ega bo'lgan n_2 ta zarra va hokazo deb qarash mumkin. Bunday modelni o'ta oquvchanlikni ikki suyuqlik modeli deyiladi va uni 1934 yilda o'ta o'tkazuvchanlik hodisasani tushuntirish uchun yaratilgan. Bu model Ne-II ni o'ta oquvchanlik hodisasini yaxshi tushuntirib berdi. 1942-yilda Ne-II suyuqligini nazariyasidagi ishlari uchun Landauga Nobel mukofoti berildi.

Yuqorida keltirilgan modeldagi zarralar haqiqatda real zarralar bo'lmay, ular kazizzarralardir. Kvazizzarralar – naziriy jihatidan tushuntirish uchun kiritilgan zarralar bo'lib, ular geliyni ayrim atomlariga hech qanday aloqasi yo'q, balki ular yaxlit ko'rinishdagi suyuqlik harakatiga tegishlidir. Past temperaturalarda harakat turlarining soni kam bo'lganligi uchun geliy atomlari harakatini o'rganish o'rniga oddiy ulkan molekulani uyg'ongan holatlarini o'rganish metodikasiga kelamiz. Natijada bizga yaxshi ma'lum bo'lgan gazlar nazariyasidan foydalanish mumkin bo'lib qoladi. Albatta, bunda gaz o'rniga kvazizzarralardan tashkil topgan gazni qarashimizga to'g'ri keladi.

Kvazizzarralar gazi real gazlarga o'xshash bo'lgan tomonlari bilan bir qatorda tamomila o'xshamagan tomonlarga ham ega.

Kvazizarralar gazi real gazlardan quyidagi ikkita hossasi bilan farq qiladi. 1-farq, kvazizara energiyasi va impulsi orasidagi bog'lanishga tegishli. Bu bog'lanish butun suyuqlikni muayyan tipidagi harakatini aks ettiradi va real zarradagi ana shunday bog'lanishga umuman o'hshamaydi. Ikkinchi farq – bu berilgan modda namunasidagi zarralar soniga tegishli. Real gazda zarralar soni aniq qiymatga ega. Ne-II da esa bu son temperaturaga bog'liq. Kvazizarralar energiyasi bilan impulsi orasidagi bog'lanish ma'lum bo'lsa, bu qonunni keltirib chiqarish mumkin. Absolut nol temperaturada asosiy suyuqlikda birorta ham kvazizarra bo'lmaydi. Lekin temperatura ortishi, ya'ni suyuqlikning energiyasi ortishi bilan ularning soni ham ko'paya boradi. Kvazizarra impulsi bilan energiyasi orasidagi bog'lanish 28.4-rasmda berilgan.

Landau R bilan E orasidagi munosabatni topishda eksperimental ma'lumotlarga tayandi. Sal keyinroq, Richard P. Feynman har xil turdagi harakatni chuqur tahlil orqali bu bog'lanishni hisobladi. S shakliga ega bo'lgan bu egrilik o'ta oquvchanlik hodisasini tushuntirishda juda muhim rol o'ynaydi.

Real zarralar uchun energiya – impuls egriligi parabola shaklida bo'lib, impuls qiymati ortgan sari energiya unga nisbatan tezroq o'sa boradi. Zarra tezligi ortganda ($E=P^2/2m=mv^2/2$) uning energiyasi impulsiga nisbatan tezroq ortadi. Energiyaning impulsiga nisbati har qanday qiymatga ega va noldan katta bo'lishi mumkin. Kvazizarra uchun $E=E(P)$ bog'liqlik absissa o'qiga ma'lum burchakka og'gan holda keskin ortadi. Demak, E/P nisbat har qanday holda ham biror minimal qiymatdan kichik bo'la olmaydi.

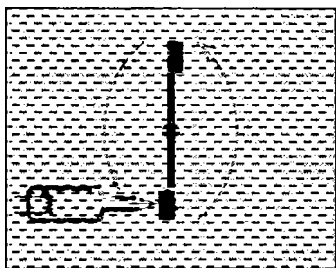
Qanday qilib ushbu model o'ta oquvchanlik hodisasini tushuntiradi. Buning uchun 0 K atrofidagi ahvolni ko'raylik. Absolut nol temperaturada kvazizarra mutlaqo yo'q va faqat toza asosiy suyuqlik (Boze kondensatsiyasi) mavjud. Va uning holati P_0 va E_0 bilan xarakterlanadi. Endi suyuqlikda harakat qilayotgan birorta zarrani ko'z oldimizga keltiraylik. Agar suyuqlik oddiy bo'lganda edi, ushbu zarra harakat davomida o'zining energiyasini molekulalarga berib, sekinlashgan bo'lar edi. Ne-II suyuqligi holatida esa zarra energiyasi yutilishi sababli suyuqlikda kvazizarralar hosil bo'ladi. Zarralar sekinlashishi natijasida u yo'qotgan har qanday energiya kvazizarra energiyasiga aylanadi. Impulsning saqlanish qonunini ham e'tiborga olsak, u holda kvazizarra olgan E/P nisbat zarraning dastlabki tezligiga bog'liq. Agar tezlik yetarli darajada kichkina bo'lsa, u holda bu nisbat qiymati mumkin bo'lgan minimal qiymatga nisbatan kichik bo'ladi (28.4-rasmdagi $E=E(P)$ egrilikni minimum nuqtasiga O nuqtadan o'tkazilgan urinma hosil qilgan burchak tangensiga nisbatan kichik). Shunday qilib, sekin harakatlangan zarra har qanday energiyasini suyuqlikka bera olmaydi. Bu nazariyaga binoan, agar suyuqlik sekin harakat qilayotgan bo'lsa, u o'z energiyasini idish devoriga bermaydi (o'z energiyasini yo'qotmaydi). Demak, u o'ta oquvchandir.

28.5. Kvazizarralar tasavvuridan foydalanib o'ta oquvchanlikni tushuntirish

Yuqorida keltirilgan nazariya asosida Ne-II ni ajobtovur hossalarini quyidagicha tushuntirish mumkin. 28.1-rasmda keltirilgan tajribadagi ikki turli yopishqoqlik masalasini bayon qilamiz.

Geliy-II tor kanalga oqqanda , uning tirqishidan kvazizarralar emas, balki asosiy suyuqlik oqib o'tadi. Aylanayotgan silindrlar yordamida Ne-II suyuqligi yopishqoqligini o'lchash tajribasida esa asosiy suyuqlik emas, balki kvazizarralar o'zaro ta'sirni tashqi silindrdan ichki silindrga uzatadi. Shunday qilib, geliy-II suyuqligida biz ikki turli substantsiya bilan ish ko'ramiz. Tor tirqishlardan geliyini oqib o'tish mas'uliyatini asosiy suyuqlik o'z bo'yniga olsa, asbob bilan o'Ichangan yopishqoqlikka kvazizarralar javobgardir (ma'suldir). Ikki suyuqlik model g'oyasi boshqa qilingan tajribalarda ham o'z tasdig'ini topdi.

Kvazizarralar impulsga ega, shu bois ular mexanik effektlarni ham yuzaga chiqarishi mumkin. L. P. Kapitsa ochiq butilkali idishdagi geliy-II yordamida qilgan tajribasida Ne-II ni isitish orqali bu effektni namoyish qildi. Eksperiment qurilmasi 28.5-rasmda tasvirlangan.



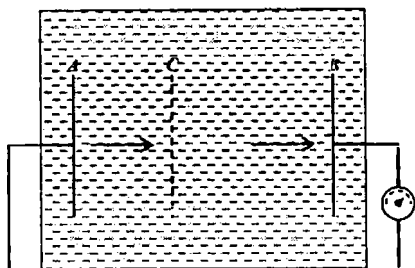
28.5-rasm. Butilkada chiqqan kvazizarralar parrakni aylantiradi..

Geliy-II suyuqligi quyulgan butilka o'z navbatida Ne-II bilan to'ldirilgan vannaga rasmdagi kabi o'rnatiladi. Butilka ichidagi geliyini qizdiramiz. Butilka ichida temperatura ortgani uchun kvazizarralar soni ham ko'payadi. Bu esa o'z navbatida kvazizarralar gazini bosimini ortishiga olib keladi. Natijada butilkadan chiqqan kvazizarralar oqimi yo'liga qo'yilgan parrak (flyuger) aylana boshlaydi.

28.3-rasmda keltirilgan fontan effekti tajribasini qo'yidagicha tushuntirish mumkin. Butilka ichidagi suyuqlik qizdirilganda kvazizarralar gazining bosimi ortadi, biroq uning o'zi chiqib keta olmaydi. U asosiy suyuqlikka bosimini uzatadi va uning ta'sirida asosiy suyuqlik ko'tariladi. Bu jarayon vaqtda vannadan butilkaga suyuqlik kiraboshlaydi. Temperatura kamayishi bilan kvazizarralar soni ham kamayadi. Kapitsa va uning shogirdlari turli temperaturada kvazizarralar massasini o'Ichash yo'llarini ham ko'rsatganlar.

28.6 O'ta oquvchan geliyda uyurma halqalari

Modda makroskopik masshtabda o'rganilayotgan paytda uni tashkil qilgan billion-billion atomlarining issiklik harakati diskret hossalarni surkatib, bo'yab, chalkashtirib tashlaydiki, natijada kvant effektni kuzatishga iloj bo'lmay qoladi. Agar moddani o'ta past temperaturalar sohasida o'rgansak, u holda vaziyat tamomila boshqacha tus oladi. Past haroratlarda zarralarning tartibsiz harakati mutlaqo yuqolishi va uning o'rniga ichki tartiblanishni oliy darajada bo'lishi tufayli makroskopik masshtablarda ham kvant hodisalar namoyon bo'la boshlaydi. Yuqorida o'ta oquvchan geliyini tahlil qildik. Bu hodisaning mohiyatini anglash maqsadida biz geliy-II suyuqligini bitta ulkan molekula deb qarab uning xatti-harakatini kvant mexanika doirasida tavsiflash mumkin ekanligini ko'rsatdik.



28.6-rasm. Suyuq geliy ichidan o'tayotgan geliy ionlari harakatini o'rganadigan asbob chizmasi.

Agar suyuqlik temperaturasi 0 K dan sal yuqoriroq bo'lsa, u holda suyuqlik ichidagi tartiblanish ideal darajada bo'lmaydi, unda ideal tartibni buzuvchi qo'zg'alishlar, tebranishlar va harakatlar vujudga keladi. Buzilishlarni kelib chiqishiga asosiy sabab suyuqlik zichligini lokal o'zgarishi (qisilish, siyraklash yoki kichik girdobcha,

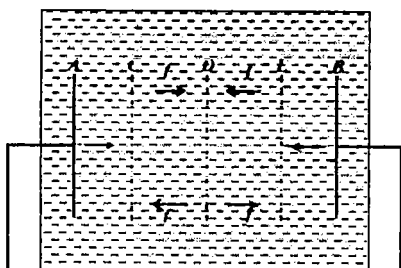
uyurmacha va quyunlarni hosil bo'lishi) bo'lishi mumkinki, bu o'zgarish ta'sirini suyuqlik ichida harakat qilayotgan zarralar ta'siriga qiyos qilish mumkin. Real zarra bunday qo'zg'alishlar ichiga tushib qolganda qarshiliklarga uchrab pirovardida o'z harakatini to'xtatib qo'yishga majbur bo'ladi. Absolut nol temperaturada esa suyuqlik ichida ideal tartib o'rnatiladiki, unda harakat qilayotgan zarra hech qanday to'sqinlikka (qarshilikka) uchramaydi. O'zining impulsini yo'qotmaydi, guyoki hech narsa bo'lmagandek xuddi vakuumda harakat qilayotgandek o'zini tutadi. Zarra harakat qilayotganda suyuqlik sal deformatsiyalanib uni o'tib ketishiga yo'l ochadi va zarra o'tib kelishi bilanoq ya'na o'zining asl holiga keladi.

Suyuq geliy ichida geliy ionining harakatini o'rganish uchun quyidagi tajribani keltirish mumkin. Suyuq geliy to'ldirilgan idish ichiga radioaktiv poloniy moddasi surtilgan A-plastinkani tushiramiz. Kollektor sifatida V-plastinkadan foydalanamiz. A va B plastinkalar o'rtasiga esa C to'rni o'rnatamiz (28.6-rasm).

A-plastinkaga bevosita tegib turgan geliy atomlari radioaktiv modda ta'sirida ionlashadi, ya'ni A-plastinka ionlashgan zarralar manbayi vazifasini bajaradi. B-plastinkaga yetib kelgan ionlar kuchsiz elektr tokini hosil qiladi va uni sezgir galvanometr yoramida o'lchash mumkin.

Eng past temperaturalarda ham suyuqlikda yetarli miqdorda qo'zg'alishlar (kvazizarralar) mavjud bo'lib, ular ionlar harakatiga to'sqinlik qiladi, shuning uchun geliy ionni ma'lum yo'lni o'tgandan so'ng to'xtab qoladi. Biroq S-turga tezlantiruvchi maydon berish orqali ionni o'rtacha tezlik bilan dreyflab B-kollektorga jo'natish mumkin. Ionlar o'tadigan yo'l ma'lum, u holda vaqtni o'lchash orqali ion tezligini hisoblash mumkin. Suyuq geliyning temperaturasi 2 K dan to 0,5 K gacha pasaytirilganda, berilgan elektr maydonida ionning tezligi taxminan 15 marta oshadi. Tajribaning bu natijasidan ko'rinadiki, temperatura kamayganda unga mos ravishda suyuqlikda qo'zg'alishlar soni ham kamayadi, tartiblanish esa ortadi. Lekin shunga qaramay 0,5 K temperaturada ham hali qo'zg'alishlar tamoman yo'qolmagan bo'ladi. Bu ionni bir to'qnashishdan ikkinchi to'qnashishgacha o'tgan masofasi ya'ni erkin yugurish yo'lini hisoblash ko'rsatadi va u taxminan $1 \cdot 10^{-6}$ m ga teng (bu masofa suyuqlikdagi atomlar orasidagi masofadan 10000 marta).

Ionlar harakatiga to'sqinlik qilayotgan qo'zg'alishlarni kamaytirish uchun ya'nada temperaturani pasaytirish va maydonni kattalashtirish kerak bo'ladi.



28.7-rasm. Zaryad tashuvchilar tezligini o'lchovchi asbob chizmasi.

Eksperimentatorlar yetarli darajada past temperatura olishga erishganlaridan so'ng va maydonni kattalashtirib tajribani davom ettirishganda zaryad tashuvchilarning xatti-harakati keskin o'zgardi. Zaryad tashuvchilar (bu ayrim ionlar yoki murakkab tashkillangan komplekslar bo'lishi mumkin, bu zaryad

tashuvchilarning muhim xususiyati ularning yakka zaryad tashishidir) 0. 28 K temperaturada o'zlarini boshqacha tutdilar. Ushbu temperaturada tormozlovchi kuchlar shunchalik kam ediki, suyuqlikda qo'zg'alishlar deyarli yo'q ediki, elektr maydoni yordamida olgan impulsini zaryad tashuvchilar yo'qotmasdan hech qanday qarshiliksiz bir necha santimetr yo'l o'tdilar. Qisqacha qilib aytganda zaryad tashuvchi suyuqlikda o'zini xuddi vakuumda yurgandek his etdi. Bu eksperimentda zaryad tashuvchining tabiatini bilish juda muhim edi. Bu masalani o'rganish uchun eksperimentatorlar tajribani sal o'zgartirib zaryad tashuvchilarning tezligini o'lchashga harakat qildilar. Mazkur vazifani bajarish uchun tajriba qurilmasiga uchta to'r kiritdilar (28.7-rasm). Zaryad tashuvchi C turga yetib kelganda uning energiyasini A manba bilan C to'r orasidagi elektr maydon kattaligi yordamida aniqlash mumkin. C to'rdan to E to'rgacha masofa ma'lum bo'lgani uchun bu masofani o'tish uchun ketgan vaqtni o'lchash orqali tezlikni topish mumkin. Bu vazifani bajarish uchun D to'rga o'zgaruvchan davriy maydon komplekslar yo'nalishi bo'ylab beriladi. O'zgaruvchan davriy maydon sekundomer vazifasini bajaradi. Tezlikni o'lchash ikkita qizik natijani berdi. Birinchidan, o'lchangan zaryad tashuvchilarning tezligi juda ham kichik edi. Agar zaryad tashuvchi sifatida geliy ionini olganda unga nisbatan tashuvchining tezligi 100000 marta kichik bo'lib chiqdi. Ikkinchi natija ya'nada hayratlanarli. Agar tashuvchining energiyasi ortsa uning tezligi kamaydi, ya'ni tezlik energiyaga teskari proporsional o'zgaradi. Boshqacha aytganda, ta'sir etuvchi kuch qancha katta bo'lsa, zaryad tashuvchi o'zining harakat yo'nalishi bo'ylab shunchalik sekin harakat qiladi.

Eksperiment tajribalarini ajabtovurligi bu hodisani tushuntirish yo'lini topish kerakligini taqozo qiladi. Zaryad tashuvchining tezligini juda kichik ekanligi uni geliy ioniga nisbatan ancha katta obyekt ekanligidan dalolat beradi. Bu obyekt minglab atomlar majmuasidan tashkil topgan bo'lishi ya'ni kompleks ham bo'lishi mumkin. Ushbu obyektning tabiati qanday? Obyektning tabiatini bilish uchun eksperimentatorlar uni osoyishta havoda suzayotgan tutunni halqali uyurmasiga qiyos qildilar. Sigareta chekkanda hosil bo'lgan tutunda ham halqasimon uyurmani kuzatish mumkin va u nisbatan barqarorlikka ega. Suyuq geliyda hosil bo'lgan

tashkillanish ham balki halqali uyurmadir va u zaryad tashuvchidir. Bunday deyishga asos borki u ham bo'lsa uning ko'p hossalari havoda bo'ladigan uyurmalar hossasiga o'xshab ketadi. Shu bois ozgina bo'lsa ham uyurmali halqalar hossalari bilan tanishishga to'g'ri keladi.

Tabiatda uyurmalar suyuqliklarda ham, gazlarda ham vujudga kelishi mumkin. Oddiy chiziqli uyurmani vannani chiqarish teshigidan oqib ketayotgan suvni kuzatganda ko'rish mumkin. Suvning doiraviy harakati, girdob hosil bo'ladi. Havoda ham bo'ron va quyunlar yuz berganda ham chiziqli uyurmalar hosil bo'lishi mumkin. Soddalik uchun, birinchi galda ichki ishqalanish va yopishqoqlikni e'tiborga olmasak, u holda yuqorida keltirilgan misollarga qiyos qilib suyuqlik markaziy to'g'ri chizik – «uyurma o'zagi» atrofida aylanaboshlaydi va suyuqlikni har bir uchastkasining tezligi v aylanish o'kidan to shu uchastkagacha bo'lgan r masofaga teskari proporsional kamayadi. Bu qonunni qo'yidagicha ifodalash mumkin; $v=1/r$, bunda 1–uyurma intensivligi yoki «kuchi» bo'lib, u vaqt bo'yicha o'zgarmaydi, shuning uchun uni doimiy kattalik deb qarash mumkin.

Uyurmaning o'qi to'g'ri chiziq bo'lishi shart emas, u egrilangan bo'lishi ham mumkin. Agar uyurma o'qini doira bo'yicha bukib, ularning uchlarini bir-biriga birlashtirsak halqa hosil bo'ladi. Harqanday uyurma halqasini avtomobil rulini chamberagiga yoki kulchaga (tor shakliga) o'xshatish mumkin. Uyurma o'qi chamberakning doiraviy o'qi bo'ylab olinadi. Halqasimon uyurma suyuqligida zarralar shu o'q atrofida aylanadilar. Har bir uyurma suyuqlikning aylanma harakati g'amlagan kinetik energiyasini bir qismini olib o'tadi. Uyurma o'qining har bir uzunlik birligiga energiyaning ma'lum miqdori to'g'ri keladi. Agar uyurma o'qi yopiq doira hosil qilsa, u holda halqaning kinetik energiyasi o'qning birlik uzunligiga to'g'ri kelgan energiyani o'qni to'la uzunligiga yoki halqa aylanasining uzunligiga ko'paytmasi bilan aniqlanadi. Shunday qilib halqada g'amlangan energiya miqdori uning diametriga yoki uning aylanasining uzunligiga teskari proporsional.

Sokin havoda suzayotgan tutun halqasida halqa tekisligiga perpendikulyar yunalishda sekin harakat qiladi. Halqaning bu harakati qanday paydo bo'ladi va uning tezligi qanday? Bu savolga javob berish uchun 28.8-rasmga murojaat qilamiz. Rasmda halqaning tasviri bir-biriga teskari nuqtada tasvirlangan. Yuqoridagi kesimda suyuqlik zarralarining aylanishi soat mili bo'ylab, pastki kesimda esa soat miliga teskari yo'nalishda harakatlanadi.

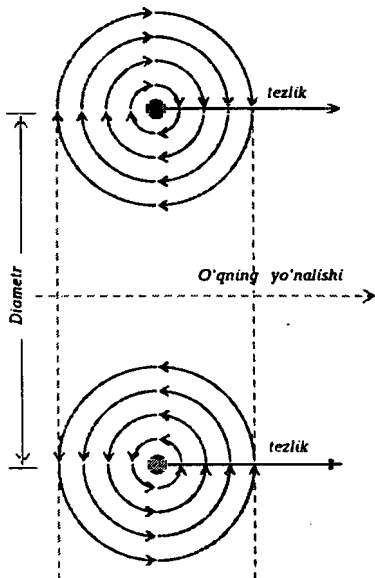
Halqaning hossasini bilish uchun biz intensivligi bir xil (qarama-qarshi yo'nalishda aylanayotgan) bo'lgan to'g'ri uyurma shaklida olamiz va bu uyurmalar orasidagi masofa halqa diametriga teng bo'lsin.

Agar bitta to'g'ri uyurma bo'lganda edi, uning o'qi statsionar: suyuqlik zarralari qo'zg'almas o'q atrofida aylanar edi. Biroq birdaniga ikkita bir-biriga qo'shni bo'lgan uyurmalarining bo'lishi, bir o'q atrofida suyuqlikni aylanishi ikkinchi o'q atrofiga ham yetib borishi va uni ko'chirishi mumkin. Bir uyurmadagi suyuqlikni aylanishi ikkinchi uyurmada suyuqlik zarralariga ta'sir etib uni o'ng tomonga harakat qilishga majbur qiladi. Oqibatda ikkinchi uyurma yaxlit holda o'ngga siljiydi. Huddi shunday vazifani ikkinchi uyurma ham amalga oshiradi va birinchi uyurmani

o'ng tomonga harakat qilishga majbur qiladi. Shunday qilib ushbu ikki uyurmaning bir-biriga o'zaro ta'siri tufayli ular birxil tezlik bilan o'ng tomonga harakat qiladilar.

Yuqoridagi mulohazalardan ko'ramizki. Ikkala uyurma ham yaxlit holda o'ng tomonga o'zining tekisligiga perpendikular yo'nalishda harakat qiladi. Yaxlit ushbu uyurma halqani tezligini hisoblash mumkin. Ushbu tezlik doiraviy harakatga ega bulgan uyurmalaridan birini ikkinchi uyurma o'rnida hosil bo'lgan tezlikka teng. 28.7-rasmda uyurmalar bir-biridan halqa diametri D oraliqda turibdi. Bir uyurmada suyuqlikning aylanishi, ikkinchi uyurmaning o'qidagi suyuqlik zarralarining tezligiga teng, ya'ni $v=I/D$. Uyurmalar juftligi va uyurma halqalari I/D tezlik bilan harakat qiladilar.

Uyurmali halqani diametri ortganda uyurmaning ko'chish tezligi kamayadi.



28.8-rasm. Suvda uyurma halqalari.

uning intensivligi o'zgarmagan holda Boshqacha aytganda, uyurma halqasi o'lchami qancha katta bo'lsa, u suyuqlik ichida shunchalik sekin harakat qiladi. Yuqorida olingan ma'lumotlarga asosanib, uyurmali halqalar harakat manzarasini tasvirlaymiz. Halqaning energiyasi uning diametriga proporsional. Harakat tezligi esa diametrga teskari proporsional. Natijada, halqaning harakat tezligi halqa energiyasini ortishi bilan kamayadi. Uyurmali halqaga tashqi kuch ta'sir etganda ham energiya ortadi. Bunda halqaning o'lchami ham ortadi. Harakat tezligi esa sekinlashadi. Ta'sir etayotgan kuch qancha katta bo'lsa, suyuqlik ichidagi halqa tezligi shunchaga sekinlashadi.

Suyuq geliyda harakat qilayotgan zaryad tashuvchilarni uyurma halqalari deb faraz qilgan taqdiridagina eksperiment natijalari yaxshi tushuntiriladi. Geliy suyuqligida vujudga kelgan zaryad tashuvchilarni haqiqatan ham uyurmali halqalar ekanligiga yana bir bor ishonch hosil

qilish maqsadida eksperiment-tatorlar oddiy suyuqlikda ham uyurma halqani hosil qilib, ularning hossalarni o'rganadilar. Mazkur eksperimentlarni avvalgi eksperimentlardan afzallik tomoni shunda ediki, oddiy suyuqlikda vujudga kelgan halqa uyurmalarini bemalol ko'rish va suratga tushirish mumkin.



a) b)
28.9-rasm.

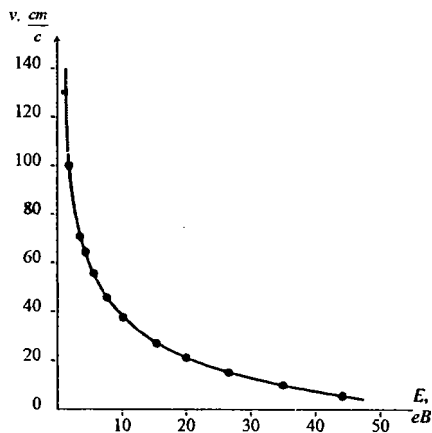
Eksperimentatorlar oq rangga bo'yalgan uyurma halqasini suyuqlik ichida harakat qilishini kuzatdilar. Agar uyurma halqasini tarkibi suyuqlik tarkibi bilan bir xil bo'lsa (uyurma shu suyuqlik o'zidan hosil bo'lgan bo'lsa) u holda uyurma suyuqlik ichida bemalol hech qanday tashqi kuchlarni sezmasdan, o'lchamlari va tezligini o'zgartirmasdan harakat qiladi.

29.9a-rasmda oq rangga bo'yalgan yolg'iz suv halqasini yuqoridan pastga qarab siljishi tasvirlangan. Halqa bir xil vaqt oralig'i bilan ketma-ket suratga tushirildi. Rasmdan ko'rinadiki, halqa harakati davomida uni o'lchami biroz kattalashgan. 29.9b-rasmdagi suratda

uyurma halqa sho'rlangan suvdan iborat va u ham pastga harakat qiladi, lekin u toza suvga nisbatan og'irroq. Shuning uchun og'irlik kuchi ta'sirida uning o'lchami tezroq kattalashadi va tormozlanadi.

Bu ma'lumotlarning e'tiborga olgan holda endi suyuq geliyda zaryad tashuvchilar tajribasiga qaytaylik. Har qanday sharoitda o'tkazilgan tajribalardan bir natijaga kelinadiki, u ham bo'lsa, zaryad tashuvchining energiyasi bilan uning tezligi orasida bir qiymatli bog'lanish mavjud.

Agar zaryad tashuvchining haqiqatan ham uyurma halqasi bo'lsa, u holda tajriba chizmasiga binoan geliydagi barcha uyurma halqalari bir xil intensivlik I ga ega va bu xulosa eksperiment natijalaridan kelib chiqadi. Faqat bir savol tug'iladi. Nima uchun suyuq geliyda barcha uyurma halqalari bir xil intensivlikka ega. Bu natijani klassik fizika doirasida turib tushuntirib bo'lmaydi. Bu masalani to'g'ri hal qilish uchun kvant fizikani qonunlariga murojaat qilish kerak.



28.10-rasm. Zaryad tashuvchilar tezligini energiyasiga bog'liqlik grafiği.

28.7. O'ta oquvchan geliyda uyurma halqalarini kvantlanishi

Yuqorida qo'yilgan savolga javob berish uchun biz kvant mexanikaga murojaat qilamiz. Odatdagi suyuqlikda uyurma intensivligi istalgan qiymatga ega bo'lishi mumkin. Bunga sabab, oddiy temperaturada hosil bo'lgan makroskopik tashkillanishlar uzluksiz barcha qiymatlarni tashkil qiladi. Geliy suyuqligi uchun esa nihol boshqacha. Bu yerda temperatura o'ta past, ichki tartiblanish darajasi juda yuqori, tartibsizliklar yo'q va barcha suyuqlik o'zini yagona molekula sifatida tutadi. Atom kabi barcha suyuqlik yagona molekula sifatida o'zini tutgani uchun bevosita

kvant fizika qonunlarini qo'llash mumkin bo'lib qoladi. Bu degani, butun suyuqlik muayyan harakat holatlarida bo'lishi mumkin. U holda atomdagi kabi bu yaxlit suyuqlikka Borning postulatlarini qo'llasa bo'ladi. Geliyning impuls momenti mvr kvantlangan (m, v – geliyning massasi va tezligi, r – aylanish markazigacha bo'lgan masofa). Ya'ni $n\hbar$ ga teng. Uyurma tezligi $v=l/r$ bo'lganligi uchun moment ml ga teng. U holda

$$ml = n\hbar$$

bundan $I = n\hbar/m$. Bunda, $n=1,2,3,\dots$ Ushbu formuladan uyurma intensivligini kvantlanganligi kelib chiqadi. Shunday qilib, kvant fizika qonunlariga binoan uyurma intensivligi kvantlangan. Qizig'i shundaki, \hbar Plank doimiysi atom dunyosida qanday rol o'ynasa, makroskopik hodisalarda ham u o'zini xuddi shunday ko'rinishda namoyon qiladi. Bu yana bir bor Plank doimiysini fundamental kvant son ekanligini tasdiqlaydi. Tajriba natijalari yordamida \hbar sonni hisoblash mumkin va uning qiymati 3 % aniqlik bilan kelib chiqadi. $n=1$ holda $\hbar = ml$ ga teng. Shunday qilib, I ni qiymati mumkin bo'lgan \hbar/m ni eng kichigiga teng. 28.10-rasmda berilgan I intensivlik uchun uyurma halqasini energiyasi bilan tezligi orasidagi bog'lanish grafigi tasvirlangan. Shu bilan birga ushbu rasmda nuqtalar ko'rinishida eksperimental ma'lumotlar ham keltirilgan. Ko'rinib turibdiki, nazariy egrilik eksperimental nuqtalar juda yaxshi tavsiflaydi.

Bu tajribada uyurma halqasining paydo bo'lishini tasdiqlovchi yana bir dalil bor. yuqori temperaturada suyuq geliyda musbat ionlar bilan manfiy ionlar o'zlarini bir-biridan boshqacha tutadilar. Bizning holda esa (juda past temperaturada) musbat ion bilan manfiy ion orasidagi farq qolmaydi. Chunki ular bitta egrilikning ustiga tushadi. Bu zaryad tashuvchi juda ko'p sondagi atomlardan tashkil topgan kompleks bo'lib, ular ichidagi mayda zaryadli zarralarning tabiati uncha rol o'ynamay qoladi. Energiyasi 50 eV bo'lgan uyurma halqasining diametri taxminan $1 \cdot 10^{-6}$ m. Bunday halqa to'la ma'noda makroskopik sistema. Chunki uning diametri suyuqlikni qo'shni atomlari orasidagi masofadan 10^4 marta katta. Bunday sistemani kvantlanishi kvant hodisalarini makroskopik masshtabda namoyon bo'lishiga haqiqatan ham yaxshi dalildir.

Suyuq geliyda paydo bo'lgan uyurma halqalari kvantlanish sirini chuqurroq o'rganish bunday uyurmalarini qanday hosil bo'lish masalalarini yechishga imkoniyat beradi.

28.8. O'ta oquvchan geliy-3

Uzoq paytgacha faqat geliy-4 o'ta oquvchan hossaga ega bo'lgan yagona modda deb qaralardi. Chunki absolut nol temperaturada ham o'zini suyuqlik holatini yo'qotmasligi uchun uning atomlarini etarli darajada yengil bo'lishi va bozonlardan iborat ekanligi yetarli edi. 1972 -yilda Amerika olimlari Duglas Osherhoff, Robert Richardson va Devid Li bosim ostida qattiq geliy-3 ga adiabatik eritish usulini qo'llab o'ta oquvchan geliy-3 ni olishga muvaffaq bo'ldilar. Geliy-3 Fermi sistema bo'lib, 3 mK past temperaturada o'ta oquvchan suyuqlikka aylanadi. Ularning bu kashfiyoti ultra past temperaturalar fizikasida yangi bosqichni ochib berdi. Geliy-3 ham geliy-4 kabi yetarli darajadagi past temperaturalarda o'ta oquvchanlik holatiga o'tishi geliy-4 ni o'ta oquvchanligi bilan emas, balki o'ta o'tkazuvchanlik jarayoni bilan chambarchas bog'langandir. Geliy-4 da o'tish Boze-Eynshteyn

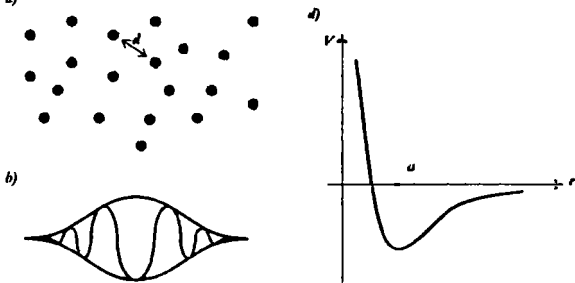
kondensatsiyasiga bog'liq. Geliy-3 ni o'ta oquvchanligi esa o'ta o'tkazuvchan metallarga o'xshab fermi zarralarni juftlanishiga bog'liq. Shu sababdan ham Bardin-Kuper-Shriffer o'ta oquvchanlik nazariyasini geliy-3ni o'ta oquvchanligini tushuntirishga qo'llasa bo'ladi. Bu nazariyani keyingi bobda ko'ramiz. O'ta o'tkazgichlarda elektronlarning kuper juftligi L orbital va S spin momentlari nolga teng. Geliy-3 uchun S juftlanish vujudga kelmasligiga asosiy sabab atom yadrolarining o'zaro ta'sirida paydo bo'ladigan itarilishi kuchlarini to'sqinlik qilishidir. S juftlanish o'rniga o'ta oquvchan geliy 3 da r-juftlanish yuzaga keladi. Bunda hosil bo'lgan holatning orbital va spin momentlari 1 ga teng.

Geliy-3 o'ta oquvchan suyuqligida Kuper juftliklarining spini noldan farqli bo'lgani uchun magnit tartiblanish kuzatiladi va tartiblanish antiferromagnit holatni beradi (1, 03 K dan past temperaturada). Bunday holatni vujudga kelishida almashuv o'zaro ta'sir rol o'ynaydi. Va bunda odatdagi elektronli magnitlardan farqli o'laroq geliy-3da yadroviy almashuv ro'y beradi va bunda juft almashuv o'rniga uchlamchi yoki to'rtlamchi almashuvlar vujudga keladi. Magnit tartiblanish formalarini o'rganish juda qiyin. Lekin bu yo'lda hozirgi intensiv izlanishlar ketmoqda.

O'ta oquvchan geliy-3 ikkita ${}^3\text{Ne-A}$ va ${}^3\text{Ne-B}$ fazaga ega. Va ular bir o'qli va ikki anizotropiyaga ega bo'lgan kristall suyuqliklarga o'xshab ketadi. Hozirgi paytda fiziklarni qutblangan geliy-3 ni hossalari juda qiziqirmoqda. Qutblangan geliy-3 qanday holatda (gaz, suyuq, qattiq) bo'lishidan qat'iy nazar qutblanmagan geliy-3dan keskin farq qiladi. Geliy-3 gazi yopishqoq, issiqlikni yaxshiroq o'tkazadi. Bundan tashqari, bir atomdan ikkinchi atomlarga spinlar o'tishi mumkin. Kondensatsiyalangan geliy-3 fazasi gazli fazadan ham qiziqroq. Masalan, katta bosim ostida yadro spinlarini tartiblash va uni qattiq jismga aylantirishi mumkin. Geliy-3 suyuqligida erklicha ikkita suyuqlik ajraladi va ularning magnitlanishi har xil. Qutblangan atomlar bosim ostida yangi qattiq fazani hosil qiladi va uning zichligi dastlabkisiga nisbatan kamroq. Yuqoridagi barcha faktlarni hisobga olib, tadqiqotchilar quyidagi xulosaga keldilar. Qutblangan geliy-3 materiyaning yangi holatidir. Bunday holat mavjudligi kvant mexanika nazariyasidan kelib chiqadi va eksperiment bu bashoratni to'la tasdiqlaydi. Qutblangan geliy-3ni tadqiq etish makroskopik effektini o'rganish bilangina chegaralanib qolmagan. Geliyni optik damlashni o'rganish spektrni IK (infraqizil) cohasida ishlovchi yangi tipdagi sozlanuvchi lazerlarni yaratishga asos bo'ldi. Keyingi kunning quvvatli lazerlarini yaratishga asos bo'lib qoladi. Bu lazerlar yordamida Yer va Kosmos fazosini magnit maydonlarini aniq o'lchash imkoniyati tug'iladi. Yadro fizikasida ham qutblangan geliy-3 da olib borilayotgan tadqiqotlar yadro fizikasini fundamental qonunlari – kvantlarni o'rganishda ham asqotadi, deb umid bildirmoqdalar. Shunday qilib, kvant suyuqliklar fizikasi elementar zarralar fizikasi bilan ham yaqinlashmoqda.

28.9. Geliy-3 ning kvant hossalari ta'sir etuvchi kattaliklar

Geliy-3ni qanday holatda ekanligini (gaz, qattiq, suyuq) va makroskopik kvant hossalari bilish uchun uchta kattalikni ko'rib chiqish yetarli. Bu kattaliklarning ichida eng birinchisi – bu zarralar orasidagi o'rtacha d masofadir (28.11(a)-rasm); ushbu kattalik idish ichida ishtirok etayotgan zarralar zichligidan olingan kub ildizga teskari proporsional. Ikkinchi kattalik – bu kvant mexanika tasavvuridan bevosita kelib chiqadigan zarralarning to'liq xususiyatini xarakterlovchi



28.11-rasm.

De Broyl to'liq uzunligi – λ_B dir (28.10(b)-rasm). Zarralarning tezligi kamayganda

De Broyl to'liq uzunligi ortadi $\left(\lambda = \frac{h}{mv} \right)$. Masalan, 1 K temperatura uchun u

taxminan 10 angstromga teng. 28.11(b)-rasmda ana shu to'liq uzunlik bilan bog'langan to'liq paket tasvirlangan. To'liq fazoda o'troqlashgan va zarra tezligi noaniqligi ancha katta bo'lsa, uning o'lchami shunchalik kichkina bo'ladi (Geyzenbergning noaniqlik prinsipi). Uchinchi kattalik ikkita geliy-3 atomlarini o'zaro ta'sir radiusi a . 28.10(d)-rasmda ikkita atom o'zaro ta'sir potensialini ular orasidagi a masofaga bog'lanishi tasvirlangan. Ushbu potensial katta masofalarda nolga, zarralar bir-biriga yaqinlashganda tortish xarakteriga va juda kichik masofalarda esa itarilish xarakteriga ega.

d , λ_B va a kattaliklarni o'zaro munosabatiga qarab, suyuqlikni qanday holatda bo'lishini aytish mumkin: agar d qolgan ikkita kattalikdan katta bo'lsa va λ_B ular ichida eng kichigi bo'lsa, -u holda geliy-3 gazdir. Va uning hossalari klassik mexanika bilan tavsiflanadi. Aksincha, λ_B kattalik d va a lar oralig'ida yotsa (d ustunlik ham qilsa), u holda gazsimon geliy-3 makroskopik masshtabda kvant hossalari ega. Xususan, qutblangan bo'lsa, yopishqoq, issiqlikni yaxshi o'tkazuvchi bo'lib qoladi. Va oxiri agar d ni qiymati a dan uncha farq qilmasa $\lambda_B \geq a$ bo'lsa, u holda geliy-3 qattiq yoki suyuq holatda bo'ladi. Biroq qutblanish hossalari keskin o'zgaradi va xususan, erish bosimi anchaga kamayadi.

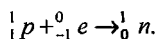
28.10. O'ta oquvchanlik va pulsarlar

1968-yilda Kembridj observatoriyasida quvvati katta bo'lgan radioteleskop yordamida pulsar deb atalgan yangi obyekt kashf qilindi. Bu obyektдан kelayotgan signallar diskret xarakterga ega edi. Koinot qa'ridan kelayotgan ushbu signallarning manbai vaqtning ko'proq qismida «indamay turadi» va so'ng davomligi 1/30000

sekundga teng bo'lgan impuls chiqaradi. Nurlanishning uzlukli xarakteridan boshqa yana ajablanarlisi, uning davrining doimiyligi (8-raqamgacha aniqlik bilan) bo'lib, u $T=1, 3372275s$ ga teng. Entoni Hyuish va uning guruhi biz Yerdan tashqaridagi bashariyatga (sivilizatsiyaga) duch keldik deb, o'z kashfiyotlarini yarim yilgacha sir saqlashdi. Shu sababdan o'zlari kashf etishgan bu obyektga LGM (little green men) ni bosh harflaridan olingan; o'zbekchaga «kichkina yashil odamchalar» deb tarjima qilinadi. Uchar likopchalardan chiqqan mavjudotlarni shunaqa nom bilan atashadi. Lekin keyinroq manbalardan ya'na bir nechtasi ochildi. Hozirgi paytda ularning soni 110 taga etdi. Bu manbalarga pir-pirab turuvchi yulduzlar ya'ni pulsarlar deb nom qo'yildi.

1968-yilda qisqichbaqa (krabovid) tumanligida juda qiziq pulsar kashf qilindi. Bu manbaning nurlanishi radiodiapozonga tegishli bo'lmay, optik diapozonga tegishlidir. Pulsar nurlanishi ham diskret xarakterga ega bo'lib, har sekundda 33 marta miltillaydi. 1054-yilda o'ta yangi yulduzning portlashidan vujudga kelgan bu pulsar pulsarlar oilasining eng yoshidir. Yulduzlar evolutsiyasini bosqichlaridan birida pulsarlarni vujudga kelishi koinot sirlarini bilishda eng muhim bosqich hisoblanadi. Pulsarlarning ochilishi olimlar ichida juda katta qiziqish uyg'otdi. Hozirgi zamon ilmiga asosan, pulsarlarning neytron yulduzlari ekanligi tan olingan.

Neytron yulduzlari bo'lishi mumkinligi haqidagi gipotezani 1932-yilda L. D. Landau bergan. Yulduzlar qa'rida modda plazma holatida bo'ladi. Shuning uchun protonlar, elektronlarni «tutib» olib, neytronlarga aylanishi mumkin. Bu reaksiya quyidagicha yoziladi:



Moddaning neytron holati vujudga keladi va neytron yulduzi shu holatlardan tashkil topgan bo'ladi. Ularni ulkan atom yadrosiga qiyos qilish mumkin va shu bois ular yadroviy zichlikka egadir. Astronomiya nuqtayi nazaridan pulsarlar o'Ichami juda kichik, taxminan 10 km, lekin o'ta zichligi bilan ularning massasi Quyosh massasi bilan tenglashadi.

Yerga o'xshab, pulsar ham o'z o'qi atrofida aylanadi. Uning strukturasi quyidagicha: tashqi qatlami qattiq qobiqdan (po'stloqdan) iborat. Uning ichida neytron suyuqligi joylashgan. Pulsarni ana shu suyuqligi o'ta o'quvchanlik fizikasiga tegishlidir.

Pulsarning asosiy qismini egallagan neytron suyuqligi o'ta oquvchanlik holatidadir. O'ta oquvchan (ham o'ta o'tkazuvchan) holatdagi kabi pulsarlarda ham ularning neytronlari juftlangan. Neytron suyuqligining kritik temperaturasi $T_{kr} \approx 10^{11}$ K dir. Ana shunday katta temperaturada neytron yulduzi o'ta oquvchanlik holatida bo'lishi ajib bir hodisadir.

O'ta oquvchanlik holatida moddaning issiqlik sig'imi juda ham kichkina. Shunday hossaga neytron yulduzi ham ega. U birpasda sovib qolishi mumkin. Shuning uchun yulduzlar evolutsiyasini o'rganishda bu faktni inobatga olish juda muhimdir. Neytron yulduzlari ham o'ta o'tkazgichlardagi elektron gazi kabi energetik tirqish bilan xarakterlanadi. Boshqacha aytganda, uni uyg'otish uchun neytron juftligini energiya bog'liqligiga teng bo'lgan chekli energiya kerak bo'ladi. Shu bois, neytron suyuqligini pulsar suyuqligida sekin aylanadigan suyuqlik va uning

po'stlog'ini qo'zg'almas deb tasavvur qilsak, u holda, mazkur aylanish ishqalanishsiz ro'y beradi. O'zaro ta'sir energiyasi juda kichik bo'lgani uchun neytron suyuqligi uni yutishga qurbi yetmaydi va shuning uchun qizimaydi. Ushbu effekt shu jihatidan o'ta o'tkazgichga o'xshab ketadigan. O'ta oquvchan moddalar va o'ta o'tkazgichlarda «elektron suyuqlik» kristall panjara ichida ishqalanishsiz harakat qiladi. Pulsarlarda esa neytron suyuqligi po'stloqqa nisbatan ishqalanishsiz aylanadi. Demak, neytron suyuqligini po'stloqqa nisbatan aylanishi o'ta oquvchanlik bo'lib, bu harakatda yopishqoqlik nolga teng bo'ladi.

Neytron suyuqligining bu alomati «yulduz qimirlashlarida» juda muhim ahamiyatga ega. «Yulduz qimirlashi» jarayonida neytron yulduzining po'stlog'ida qayta qurilish yuz beradi. Bu holda yulduz o'qi atrofida po'stloqning aylanish davri o'zgaradi. Qayta qurilish natijasida po'stloq sekin aylana boshladi, deb faraz qilaylik. Agar neytron suyuqligi o'ta oquvchanlik hodisasiga ega bo'lmaganda edi, po'stloqning ishqalanishi tufayli aylanishi sekinlashib, tez orada, yulduz aylanishining yangi davri yuzaga kelardi. Kuzatishlardan ma'lumki, «yulduz qimirlashi»dan so'ng davr juda sekin o'zgaradi. Bunga sabab, neytron suyuqligi o'ta oquvchanlik hossasiga egaligidir. Pulsarni o'ta oquvchanlik modeliga asoslanib qilingan nazariy hisoblar ham kuzatish natijalari bilan juda mos tushadi.

Pulsarlarning kashf etilishi munosabati bilan Entoni Hyuish 1974-yilda Nobel mukofotiga sazovor bo'ldi.

SAVOLLAR

1. Kvant makrofizikasini siz qanday tasavvur qilasiz?
2. Qanday makrofizika hodisalarini kvant mexanika yordamida tushuntirish mumkin?
3. Kvant suyuqlik qanday suyuqlik?
4. Suyuq geliy kim va qachon kashf etgan?
5. Nima uchun geliy-4 ni kvant suyuqlik deb atashadi?
6. Geliy-1 va geliy-2 suyuqliklari bir-biridan nimasi bilan farq qiladi?
7. Qaysi temperaturada geliy-4 suyuqligi geliy-II ga aylanadi?
8. Nima uchun geliy-2 ni o'ta oquvchan geliy deb atashadi?
9. Geliy-2 ni o'ta oquvchanligini tasdiqlovchi eksperimentlardan qaysi birlarini bilasiz?
10. Geliy-2 ni fontan effekti qanaqa effekt?
11. Nima uchun geliy-2 suyuqligini ulkan molekulaga qiyoslashadi?
12. Geliy-2 ning o'ta oquvchanligini kim va qachon kashf qilgan?
13. Geliy-2 ning o'ta oquvchanlik nazariyasini kim bergan?
14. O'ta oquvchanlik bilan kvazizarralar o'rtasida qanday yaqinlik bor?
15. Kvant suyuqlikda energiya va impuls qanday bog'langan?
16. Landauning ikki suyuqlik modeliga asoslanib o'ta oquvchaklik hodisasini qanday tushuntirish mumkin?

17. O'ta oquvchanlikdagi mexanik effektlarni qanday tushuntirish mumkin?
18. Boze kondensatsiyasi deganda nimani tushunasiz?
19. O'ta oquvchan geliyda halqa uyurmaları qanday paydo bo'ladi?
20. Suyuq geliyda geliy ionlarining harakatini o'rganishda zaryad tashuvchilarni tabiati qanday?
21. Chiziqli uyurma va uyurma halqalari haqida nima deya olasiz?
22. Uyurma halqalar uchun uyurma tezligi qanday formula bilan beriladi?
23. Zaryad tashuvchi komplekslar energiyasi uning tezligiga qanday bog'langan?
24. O'ta oquvchan geliyda uyurma halqalarini kvantlanishi haqida nima deya olasiz?
25. Uyurmaning harakat miqdori momentining kvantlanish formulasi qanday ko'rinishga ega?
26. Geliy-3 qanday temperaturada o'ta oquvchan bo'ladi?
27. O'ta oquvchan geliy-3 bilan o'ta oquvchan geliy-4 qanday hossalari bilan bir-biridan farqlanadi?
28. Qutblangan geliy-3 ni o'ta oquvchanligi haqida nima bilasiz?
29. Geliy-3 ni kvant hossalari qanday kattaliklar bilan xarakterlanadi?
30. Nima uchun qutblangan geliy-3 ni materiyani alohida yangi holati deb atashadi?
31. O'ta oquvchanlik jarayonlarining amaliy ahamiyati nimada?

XXIX bob. Mavzu: O‘TA O‘TKAZGICHLAR

Reja:

- 29.1. O‘ta o‘tkazgichlar va ularning turlari.
- 29.2. Mattias qoidasi.
- 29.3. O‘ta o‘tkazgichlar magnit maydonda.
- 29.4. O‘ta o‘tkazgichlarning elektromagnit hossalari. Meysner effekti.
- 29.5. Londonlar tenglamasi.
- 29.6. Magnit oqimining kvantlanishi. (Londonlar nazariyasi).
- 29.7. Abrikosov uyurmalari.
- 29.8. O‘ta o‘tkazuvchanlikni makroskopik kvant nazariyasi.
- 29.9. Kontakt hodisalar (dielektrikning yupqa qatlamida elektronlarning tunnel o‘tishi).
- 29.10. Djozefson effektlari.
- 29.11. O‘ta o‘tkazuvchanlik kvant interferensiyasi. Mersero effekti.
- 29.12. Kvant magnetometr – skvidlar.
- 29.13. Yuqori temperaturali o‘ta o‘tkazgichlar.

ADABIYOTLAR

1. N. K. Onnes, Comm. Phys. Lab., Univ. Leyden N 119, 120, 122 (1911) (original).
2. E. A. Lynton Super conductivity, N1, 1962.
3. J. Barden, L. N. Cooper, J. R. Schriber, Phys. Rev. 108, 1175 (1957) (original)
4. W. Meisner, R. Ochsenfeld, Naturwiss, 21, 787 (1933) (original)
5. H. London, F. London, Proc. Roy. Soc. (London) A, 149, 711 (1935) (original); Physica, 2, 341, (1935) (original)
6. B. T. Matthias, T. H. Gerbale, V. B. Compton. Rev. Mod. Phys. 35 N1, (1963) (original).
7. F. London. Superfluids, vol. 1, N. Y., 1950, p152
8. B. S. Deaver, Jr. W. M. Fairbank Phys. Rev. Lett. 7, 43, (1961)
9. R. Doll, M. Nabaher, Phys. Rev. Lett. 7, 51, (1961)
10. B. D. Josephson Phys. Lett. 1, 251, (1962)
11. А. А. Абрикосов Основы теории металлов. М.: «Наука», 1987
12. Фейнман, Лейтон, Сендс Фейнмановские лекции по физике, 9, квантовая механика ИИ. «Мир». М.: 1967.

Masalaning qo‘yilishi. O‘ta o‘tkazuvchanlik hodisasi ham o‘ta oquvchanlik hodisasi kabi makroskopik kvant hodisa bo‘lib, hozirgi paytda fiziklar bu hodisaga juda katta e‘tibor bermoqdalar. Chunki o‘ta o‘tkazuvchanlik hodisalarini chuqur

o'rganilishi faqat olam sirini bilishdagina emas, shu bilan birga amaliy sohada ham juda jiddiy o'zgarishlarga olib kelishi mumkin. Shu bois biz bu hodisaga sal ko'proq e'tibor berdik.

O'ta o'tkazuvchanlik hodisasi, muammolari, turli effektlar va ularning fizik izohlari bilan siz ushbu bobda tanishasiz.

Albatta, bizning asosiy maqsad ushbu hodisani fizik tomonini yoritishdir. Shuning uchun amaliy masalalar tomoniga jiddiy e'tibor bermadik. Chunki busiz ham bu bobning hajmi nisbatan ancha kattadir.

Mavzu qahramonlari. 1. Dj. Barden, L. N. Kuper, Dj. R. Shriffer BKSh deb atalgan o'ta o'tkazuvchanlik nazariyasi yaratganliklari uchun 1972-yilda Nobel mukofotiga sazovor bo'lishgan.

L. Isaki, A. Grayver, B. Djozefsoon – o'ta o'tkazgichlarda tunnel effektini kashf etganliklari uchun Nobel mukofotiga sazovor bo'lishgan.

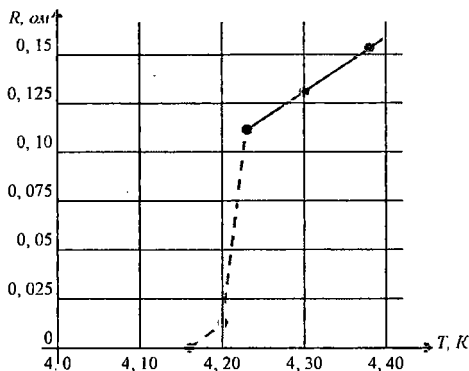
3. F. Anderson, N. Mot, Van Flek Dj. H. – magnit va tartibsizlangan elektron strukturalarni fundamental nazariyasi tadqiqotlari uchun 1977-yilda Nobel mukofotiga sazovor bo'lishgan.

4. G. Beynorz, A. Myuller – yuqori temperaturali o'ta o'tkazgichlarni kashf etganliklari uchun 1987- yilda Nobel mukofotiga sazovor bo'lishgan.

29.1. O'ta o'tkazgich va uning turlari

1908-yilda suyuq geliyni kashf qilgan Onnes tinchlanib qolmay geliy temperaturalarida har xil moddalarni hossalarni o'rganishga harakat qildi. Metallarning elektr qarshiligini temperaturaga bog'liqligini o'rganish Leyden universitetining tadqiqotlar dasturining eng asosiy masalasi edi. Izlanishlar o'z natijasini berdi. Suyuq geliy kashf etilgandan so'ng, uch yil ham o'tmay 1911 yilda Onnes ya'na bir kashfiyotning nashidasini surdi. O'ta o'tkazuvchanlik hodisasi kashf qilindi. Geliy-2 suyuqligini o'ta o'quvchanligi kabi metallarning o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi ham makroskopik masshtabda namoyon bo'ladigan kvant hodisalaridan biri edi.

Simobning elektr qarshiligini o'ta past temperaturalarda tekshirgan Onnes avvaliga temperaturani pasayishiga mos ravishda silliq holda simobni elektr qarshiligini kamayib borishini qayd qildi. Lekin temperatura 4, 15 K ga etganda mo'jiza yuz berdi. Elektr qarshilik birdan yo'qolib, nolga teng bo'lib qoldi.



29.1-rasm. Simob metalini elektr qarshiligini temperaturaga bog'liqligi grafiqi.

29.1-rasmda simobning elektr qarshiligini temperaturaga bog'liqlik o'zgarishi tasvirlangan. Tajribalar ko'p marta takrorlandi. Va haqiqatan, 4, 15 K atrofida elektr qarshilik nolga teng bo'lib qolishi eksperimentda tasdiqlandi.

(Gradusning yuzdan bir ulushlarida, ya'ni juda ham tor temperatura sohasida sakrash ro'y berib, elektr qarshilik nolga aylanadi). Natijada o'ta o'tkazgich kashf qilindi. Elektr qarshiligi nolga teng (yoki elektr o'tkazuvchanligi cheksiz) bo'lib, qoladigan o'tkazgichning holatiga o'ta o'tkazuvchanlik deb ataladi. Bu

holatda yotgan moddani esa o'ta o'tkazgich deyishadi. O'ta o'tkazgich – bu faqat yolg'iz simob metalining hossasi bo'lib qolmay, balki boshqa metallarga ham xos ekanligi aniq bo'lib qoldi. Qo'rg'oshin, qalay kabi boshqa metallar ham o'ta o'tkazuvchanlik hossasiga ega bo'lishi eksperimentda tasdiqlandi. Moddaning o'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tishi temperaturaning juda ham kichik ulushlarida (gradusning yuzdan bir ulushi) yuz beradi. Shuning uchun ham o'ta o'tkazuvchanlik temperaturaning ma'lum bir qiymatida ro'y beradi, deyish o'rinli. Moddaning o'ta

o'tkazuvchanlik holatiga o'tish temperaturasi kritik temperatura deyiladi va T_{kr} deb belgilanadi. T_{kr} temperaturadan yuqori temperaturadagi moddalarning holati normal, undan past temperaturalarning holati esa o'ta o'tkazuvchanlik holati deb ataladi. Tadqiqotlar ikki turdagi o'ta o'tkazgichlar mavjud ekanligini ko'rsatdi. Sof metallarda ro'y beradigan o'ta o'tkazuvchanlikni I turdagi o'ta o'tkazgichlar deyiladi. Hozirgi vaqtda Mendeleyev davriy sistemasiadagi 40 dan ortiq elementlarning o'ta o'tkazuvchanlik hossasiga ega ekanligi ma'lum. Qizig'i shundaki, xona temperaturasida yaxshi o'tkazgich deb hisoblangan oltin, kumush va misda o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi kuzatilmagan. Shuningdek, o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi ferromagnitlarda ham kuzatilmagan. Lekin nazariy jihatdan qaraganda, bu metallarda ham o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi ro'y berishiga hech qanday to'sqinlik yo'q. Bu metallarda o'ta o'tkazuvchanlik hodisasini kuzatilmaganligining sababi, balki ularning etarli darajada sof holatda emasligida degan farazlar mavjud. Balki shundaydir, lekin ko'pgina metallarda o'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tishda ularda har xil kirishmalar bilan ifloslanishi halal bermaganligi ham ma'lum.

O'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tish temperaturasi faqat moddaning kimyoviy tarkibiga emas, balki kristallning strukturasi ham bog'liq. Ko'pgina moddalarning kristallari turlicha modifikatsiyada bo'lishi mumkin. Bu modifikatsiyalar o'zlarining fizik hossalari bilan bir-biridan farq qiladi. Masalan, vismutning modifikatsiyalaridan bittasi hatto juda past temperaturalarda ham o'ta o'tkazuvchanlik holatiga kelmaydi. Lekin boshqa modifikatsiyalari esa o'ta o'tkazuvchanlik hossasiga egadir. Berilliy metali esa faqat yupqa parda shaklida tayyorlangan paytdagina o'ta o'tkazuvchanlik holatini namoyon qiladi. Ayrim elementlarning o'ta o'tkazuvchanlik holatiga kelishi uchun katta bosim berish kerak bo'ladi. Ko'rinib turibdiki, anchagina muammolar borki, qiziqsangiz sizga ham yechishga yetadi.

Ikkinchi turdagi o'ta o'tkazgichlarga kimyoviy birikmalar va qotishmalar kiradi. Hozirgi vaqtda 2 mingdan ortiq qotishma va birikmalarning o'ta o'tkazuvchanligi aniqlangan. Masalan, MoN, WC, CuS kabi qotishmalar ikkinchi turdagi o'ta o'tkazuvchanliklar guruhiga kiradi. 29.1-jadvalda birinchi va ikkinchi turdagi o'ta o'tkazgichlar va ularning kritik temperaturasining qiymatlari berilgan.

29.1-jadval

Elementlar, birikmalar va qotishmalar uchun o'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tish temperaturalari

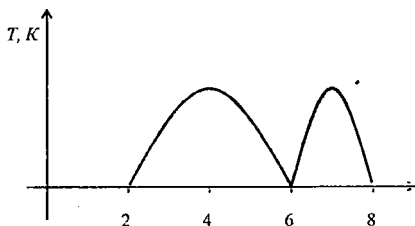
I turdagi o'ta o'tkazuvchanlik	T_{kr}, K	II turdagi o'ta o'tkazuvchanlik	T_{kr}, K
Texnitsiy	11, 2	NbSr	9-11
Niobiy	9, 46	Nb ₃ Ge	23, 2
Qo'rg'oshin	7, 18	Nb ₃ Ga	20, 3
Tantal	4, 48	Nb ₃ Sn	18, 05
Simob	4, 15	NbN	16, 0
Indiy	3, 41	Mo ₃ Ir	8, 8
Aluminiy	1, 19	NiBi	4, 25

Kadmiy	0,56	AuBe	2,64
Titan	0,40	PISb ₂	1,25
Iridiy	0,14	TiCo	0,71
Volfram	0,01	AuSb ₇	0,58
Lantan	5,8	ZrAl ₂	0,30

Sof metallar ichida o'tish temperaturasi texnitsiy va Niobiy uchun eng katta. Niobiyning kritik temperaturasi 9,46 K bo'lib, u o'zining o'ta o'tkazuvchanligini qotishma va metallarda ham namoyon qilishi mumkin. 1961-yilda Amerika fizigi Kuntsler niobiyni qalay bilan qotishmasi Nb₃Sn ni o'rganib, bu birikmani fantastik darajadagi o'ta o'tkazuvchanlik hossasini aniqladi. Uning kritik temperaturasi 18,05 K bo'lib, undan tayyorlangan sim bo'lagi induksiyasi 8,8 Tl ga teng bo'lgan magnit maydonda ham o'ta o'tkazuvchanlik qobiliyatini yo'qotmadi. Va hatto bu o'tkazgichdan zichligi 1000 A/mm² tok o'tganda ham o'ta o'tkazuvchanlik xususiyati qoldi. O'ta o'tkazgichni elektr qarshiligi bo'lmasligi – bu o'tkazgichni fundamental xususiyatidir. Lekin bu alomat yagona emas. O'ta o'tkazgichning barcha hossalari anomaliyaga egadir. Quyida shu anomaliyalarni ayrimlari, o'ta o'tkazuvchanlik tabiati va T_k temperaturadan quyi temperaturada moddalarda nimalar ro'y berishi haqidagi masalalar bilan qiziqamiz.

29.2. Mattias qoidasi

Fiziklarni o'ta o'tkazuvchanlik sohasidagi izlanishlari shuni ko'rsatadiki, o'ta o'tkazuvchanlik namoyon bo'lishi uchun muayyan sharoitlar bo'lishi kerak. Masalan, atom hajmi muhim rol o'ynashi mumkin. Metallning har atomiga to'g'ri kelgan hajm atom hajmi deyiladi. Agar atom hajmini davriy sistemadagi elementlarni tartib nomeri (z) ga bog'liqligini chizsak, deyarli barcha o'ta o'tkazgichlarning atom hajmlari kichik bo'ladi. Bu juda qiziq. Lekin bu haqda aniq bir tushuncha yo'q.



29.2-rasm. O'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tish temperaturasini valentli elektronlar soniga bog'liqligi grafiqi.

Haqiqatan ham o'ta o'tkazuvchanlikni atom hajmiga bog'liqligi haqida aniq bir tasavvur yo'q. O'ta o'tkazuvchanlik va o'tish temperaturasining qiymatlarini oldindan aytib berishga Amerika fizigi Mattiasni empirik qoidasi mavjud. Mattias qoidasiga ko'ra, u yoki bu moddani o'ta o'tkazuvchanlik hossasiga ega bo'lishi valentli elektronlarning o'rtacha soniga bog'liq. Metall yoki qotishma o'ta o'tkazgich holatiga o'tishi uchun har bir atom ikkidan to sakkiztagacha elektronga ega bo'lishi kerak. Ayniqsa, atomdagi valentli elektronlar soni o'rtacha 4,7 yoki 6,4 ta bo'lganda kritik temperatura katta qiymatga ega bo'ladi. Atomdagi valentli elektronlarning soni shu ko'rsatilgan chegarada bo'lganda qotishmani tashkil qilgan komponentlarini o'zi ham o'ta o'tkazgich bo'lsa, bu qotishmalarda o'ta o'tkazgich hossasi kuzatiladi. Ayniqsa, bu sonlar 2,4 yoki 5,6 bo'lganda kritik temperatura juda

kichkina, hatto Absolut nolga ham teng bo'lishi mumkin. 29.2-rasmda o'ta o'tkazuvchanlik holatlar uchun o'tish temperaturasini valentli elektronlar soniga bog'liqlik grafigi keltirilgan.

O'ta o'tkazuvchan metallarni kristallari har xil shakldagi strukturaga ega. T_K strukturaga bog'liq ko'rinishi hali noaniq. O'ta o'tkazuvchanlik hodisasining nazariyasi hodisani to'la aks ettirishiga qaramasdan, hali biz uning kattaligini kristallarga bog'liq muammosini to'la hal qilindi deyishdan yiroqmiz. Biz bu mavzuda o'ta o'tkazuvchanlik masalasini texnik va amaliy tomonlari haqida to'xtalmaymiz va asosan e'tiborni o'ta o'tkazuvchanlik fizikasiga qaratamiz. Ishqoriy va inert metallarda 0, 1 k va undan past temperaturalarda o'rganildi. Lekin o'ta o'tkazuvchanlik alomatlari kuzatilmadi. Shuningdek, o'ta o'tkazuvchanlik ferromagnit metallarida ham hozircha aniqlangani yo'q. Faqat bir narsani bilamizki, magnit kirishmalar o'ta o'tkazuvchanlik hodisasini buzishga harakat qiladi. Bu o'ta o'tkazuvchanlikning magnit hossalariga mos keladi. Shunday qilib, Mattiasning empirik qoidasiga binoan o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi ro'y berishi uchun qattiq jismlarda atomlardagi valentli elektronlarning soni 2 dan kam va 9 dan katta bo'lmasligi kerak. Mattias o'tish elementlarini yuqori kritik temperaturasini ham valentli elektronlar soniga bog'liq. Shuningdek, modir yer elementlari (lantandan keyin keluvchi)ni ham o'ta o'tkazuvchanlik hodisasini sababini tushuntiradi. Kritik temperatura T_{Kc} ning qiymatlari atom konfiguratsiyasi, atomlararo masofa va atom massasi bilan korrelyatsiyalanadi.

Bu parametrlar o'ta o'tkazgichlarning mikroskopik nazariyasi ham ishtirok etadi.

29.3. O'ta o'tkazuvchanlik va magnit maydon (magnit maydonda o'ta o'tkazuvchanlik)

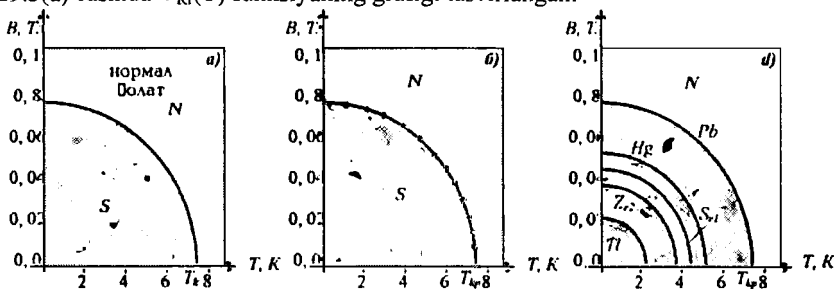
O'ta o'tkazuvchanlik holatida bo'lgan o'tkazgichdan kuchli elektr toki o'tganda o'ta o'tkazuvchanlik holati buziladi va u normal o'tkazgichga (qarshiligi bo'lgan) aylanadi. O'ta o'tkazuvchanlik holatini buzilishiga sabab o'ta o'tkazgichdan o'tgan tokning magnit maydonidir. Agar magnit maydon induksiyasi kritik induksiya deb atalgan B_{Kc} qiymatidan katta bo'lsa, o'ta o'tkazgich sakrab, normal holatga o'tadi va magnit maydon uning barcha hajmini sizib o'tadi.

O'ta o'tkazuvchanlik holati yashashi uchun tashqi magnit maydon induksiyasining qiymati V_{Kc} ni qiymatidan kichik ($V < V_{Kc}$) bo'lishi kerak. Lekin V_{Kc} maydon o'z navbatida temperatura T ga bog'liq. $T=0$ K da V magnit induksiya eng katta qiymatga ($V=V_0$) va $T=T_{Kc}$ da esa $V=0$ qiymatga ega. Demak, o'ta o'tkazuvchanlik holati V_0 va 0 induksiya qiymatlari oralig'ida mavjud bo'ladi. Ko'p sondagi o'ta o'tkazgichlar uchun kritik induksiya V_{Kc} ni temperatura T ga bog'liqligi quyidagi taxminiy formula bilan ifodalanadi.

$$V_{Kc} = V_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_{Kc}} \right)^2 \right] \quad 29.1$$

Ushbu formulani 1924-yilda Tayn topganligi uchun uni Tayn qonuni deb yuritiladi.

29.3(a)-rasmda $V_{Kr}(T)$ funksiyaning grafigi tasvirlangan.



29.3-rasm. Kritik magnet induksiya V_{Kr} ni temperatura T ga bog'liqlik grafigi.

Rasmdan ko'rinadiki, 0 K temperaturada magnet maydon induksiyasi eng katta qiymatga, ya'ni $V=V_0$ ga teng, kritik temperatura T_{Kr} da esa magnet induksiya 0 ga teng. 29.3(b)-rasmda qo'rg'oshin metali uchun eksperimental nuqtalar va (29.1) formula bilan nazariy hisoblangan egrilik tasvirlangan. Nazariy hisoblangan egrilik eksperimental nuqtalar ustiga to'la mos tushmasa ham lekin qanoatlantirarli ma'lumot beradi.

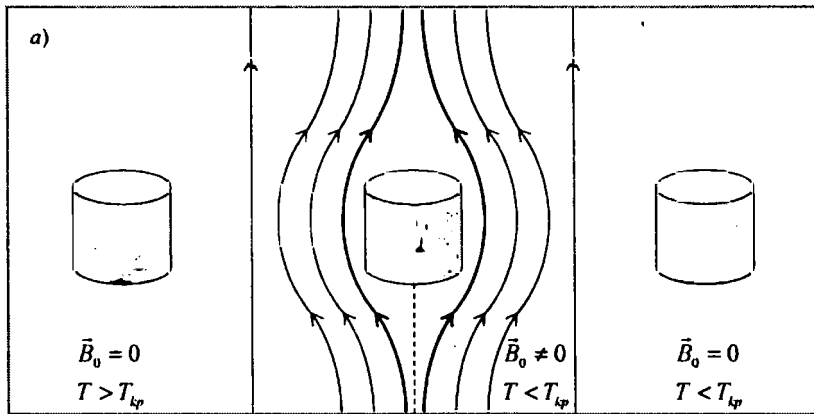
Qo'rg'oshin o'ta o'tkazuvchanligini buzuvchi egrilik uchun $T_{Kr}=7, 19$ K, $V_0=0$, 0803 Tl. 29.3(d)-rasmda turli metallar uchun $B(T)$ egrilik tasvirlangan. B_{Kr} ni T ga bog'liqligi barcha metallar uchun sifat jihatdan bir xil. Bu o'tkazuvchanlik mexanizimi hamma metallar uchun bir xil degan ishonchga olib keladi. Har bir metall uchun $B(T)$ egriligi bo'lib, u ikkita faza mavjudligidan darak beradi. Bu egrilikdan yuqori soha metallar normal holatga (N) past sohada esa o'ta o'tkazuvchanlik holatida (S) holatida bo'ladi 29.3(a)-rasm).

Endi ideal o'ta o'tkazgichning (qarshiligi nolga teng bo'lgan) turli sharoitlardagi xatti-harakatini ko'raylik. Ushbu o'ta o'tkazgichni kritik temperaturadan past temperaturalarigacha sovitilganda elektr o'tkazuvchanligi cheksizga intiladi. O'ta o'tkazuvchanlikning mazkur hossasiga binoan uni o'ta o'tkazgich deb atash mumkin bo'ladi.

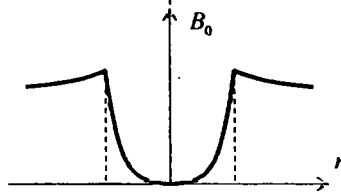
Ideal o'ta o'tkazgichning magnet hossalari Faradeyning induksiya qonuniga va elektr o'tkazuvchilikni cheksiz ekanligi shartlari bilan bog'liq. Magnet maydonida metallni o'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tishini ikki yo'l bilan amalga oshirish mumkin.

Birinchi yo'lda, avval magnet maydon bo'lmagan sharoitda metallni o'ta o'tkazuvchanlik holatigacha sovutish va qarshilik nolga teng bo'lgandan so'ng uni tashqi magnet maydonga joylashtiriladi. Tajribadan ko'rinadiki, bu holda magnet maydon o'ta o'tkazgich ichiga kira olmaydi. Haqiqatan ham metall magnet maydonga joylanganda elektromagnet induksiya ta'sirida metall sirti qatlamida so'nmovchi yopiq toklar hosil bo'ladi. Bu toklarni *ekranlovchi toklar* deb atashadi. Chunki uning hosil qilgan magnet induksiyasining kattaligi tashqi magnet maydon induksiyasining kattaligiga teng. Lekin uning yo'nalishiga teskari bo'ladi. Natijada yig'indi magnet

maydon nolga teng. Va ideal o'ta o'tkazgich ichida magnit maydon nolga aylanadi. Metall diamagnitga o'xshab, magnit maydonni o'zining ichiga kirishiga to'sqinlik qiladigan vaziyat paydo bo'ladi. Endi tashqi maydon olib qo'ysak (o'chirsak) namuna o'zining dastlabki magnitlanmagan holatiga ega bo'ladi (29.4-rasm).



b)



29.4- rasm a) Magnit maydonda o'ta o'tkazuvchan tsilindr

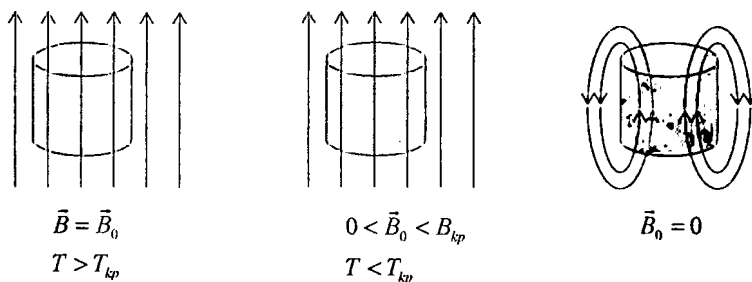
b) \vec{B} magnit induksiyaning r ga bog'liqlik grafigi.

29.4(a)-rasmda real o'ta o'tkazuvchan silindrni tashqi magnit maydonni o'z ichiga o'tkazmasdan, itariligi tasvirlangan. 29.4(b)-rasmda esa magnit maydonni o'ta o'tkazgich silindr ichiga kirish chuqurligi tasvirlangan. Kirish chuqurligi $\frac{1}{\lambda}$ kattalik bilan xarakterlanadi va

$$\lambda^2 = 8\pi N r_0 \quad (29.2)$$

formula bilan aniqlanadi. Bunda, $N - 1 \text{ m}^3$ dagi elektronlar soni, r_0 - elektronning elektromagnit radiusi bo'lib, $2,8 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ ga teng. Qo'rg'oshin metalini 1 m^3 hajmiga $3 \cdot 10^{28}$ ta atom to'g'ri keladi. Agar har bir atom elektr o'tkazuvchanlikka bitta elektron berish bilan hissa qo'shadi, desak, u holda $\frac{1}{\lambda}$ taxminan $2 \cdot 10^{-7}$ tartibda bo'ladi. Ana shunday yupqa qatlamda elektr toki hosil bo'ladi. O'ta o'tkazgichni

«ideal o'tkazgich» deb qarab, endi tashqi magnit maydonga metallni avval qo'yib, sovitish jarayonini keyin bajaraylik (29.5-rasm).



29.5-rasm. «Ideal o'tkazgich» magnit maydoni.

Metall silindrni normal holatda magnit maydonga joylab, so'ng magnit maydon bilan birgalikda o'ta o'tkazuvchanlik holatigacha sovitilganda elektr qarshilikni yo'qolishi namunani magnitlanishiga ta'sir ko'rsatmasligi kerak. Shu bois, $0 < B_0 < B_{Kr}$ da ham magnit maydon oqimini silindrda taqsimlanishi o'zgarib qolishi kerak (29.5-rasm, o'rtadagi hol). Endi agar biz tashqi magnit maydonini olib qo'ysak, u holda tashqi magnit maydonni silindr hajmi ichida o'zgarishi (induksiya qonuniga binoan), so'nmovchi toklarni hosil qilishi va uni hosil qilgan magnit maydoni tashqi magnit maydon o'zgarishini kompensatsiya qilishi kerak. Pirovardida silindr ichida ushlanib qolgan maydon hech qayoqqa chiqib keta olmaydi va namuna hajmida «muzlab» qoladi. Ko'rinib turibdiki, ideal o'tkazgichning magnit hossasi uni qanday yo'l bilan magnit maydoniga tushib qolishiga bog'liq ekan. Lekin tajribalardan ma'lumki, ikkinchi hol, ya'ni 29.5-rasmdagi manzara har doim ham bajarilavermas ekan. Demak, o'ta o'tkazgichlar elektr o'tkazuvchanligi cheksiz bo'lgan maydondan sal bo'lsa ham boshqacha ekanligi ravshan bo'ldi.

I turdagi o'ta o'tkazuvchanlik ichiga tashqi magnit maydon hech ham kira olmaydi. Bu jihatdan ular diamagnitlardir. Lekin tashqi magnit maydon B_{Kr} dan katta bo'lsa, o'ta o'tkazuvchanlik sakrab normal holatga o'tadi va magnit maydon o'ta o'tkazuvchanlik hajmini egallaydi.

Bunday sakrab o'zgarishga fazaviy o'zgarish deyiladi. Bu o'tishga misol qilib, bug'-suyuqlik, suyuqlik-qattiq jism o'tishlarini olish mumkin. Bunday o'tishlar birinchi turdagi fazaviy o'tishlar deyiladi. I turdagi fazaviy o'tishlarda moddaning barcha hossalari: zichlik, atomlarning joylanish tartibi, issiqlik koeffitsiyenti, issiqlikdan kengayish koeffitsiyenti va hokazolar sakrab o'zgaradi. O'tish nuqtasidan chap va o'ng tomonda yotgan fazalar bir-biriga o'xshamaydi. Bir faza ikkinchi fazaga almashganda doimo energetik jihatdan afzalroq holat tanlanadi. Bu o'tishlar ro'y berishi uchun ushbu fazalarni ajratib turuvchi potensial to'siqni yengib o'tish kerak bo'ladi. Shuning uchun ham I turdagi fazaviy o'tishlari issiqlik yutilishi yoki ajralishi bilan yuz beradi.

II turdagi o'tishlarda issiqlik ajralishi (yutilishi) ro'y bermaydi. Sakrashlar yo'q, o'tish uzluksiz bo'ladi. Biroq o'tish nuqtasida issiqlik sig'imida va ayrim fizik kattaliklar uchun sakrashlar kuzatiladi. O'tish nuqtasi atrofida bu kattaliklarning ko'pxiligi o'zini anomal tutadi. Ikkinchi turdagi ushbu o'tishda $T=T_{Kr}$ nuqtada bitta fazani yashashi to'xtab, ikkinchi fazaga almashadi. $T=T_{Kr}$ nuqtada fazalar bir-biridan farq qilmaydi. Lekin bu nuqta u yoki bu tomonga ozgina surilsak, fazalar farqi kattalashib boradi. T_{Kr} temperaturadan past temperatura tomon siljisak, qarshiliksiz harakat qilayotgan elektronlar soni ortib boradi. Lekin namunani hajmi (ikkita atom orasidagi masofa) va kristall panjaraning turi o'zgar olmay qoladi. 1932-yilda Keyez qalay metalini issiqlik sig'imi o'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tish nuqtasida sakrab o'zgarishini kuzatdi. Biroq o'tish issiqligi (magnit maydon bo'lmaganda) kuzatilmadi. Magnit maydon bo'lmagan paytda o'ta o'tkazuvchanlik o'tish ikkinchi turdagi fazaviy o'tishni karakterlaydi. Magnit maydonda esa birinchi turdagi o'tish kuzatiladi. Bu holda o'ta o'tkazuvchan holatdagi (S) modda normal (N) holatga o'tganda issiqlik yutiladi va aksincha, N holatdan S holatga o'tganda issiqlik ajraladi.

Ikkinchi turdagi o'ta o'tkazgichlar uchun magnit maydon namunaga asta-sekin kira boshlaydi va bu kirish «sharra» ko'rinishda sodir bo'ladi. Shuning uchun bu o'tkazgichlar pastki kritik induksiya va yuqorigi kritik induksiya qiymatlari bilan karakterlanadi. Tashqi magnit maydon induksiyasi ortgan sari ushbu «sharralar» bir-biriga yaqinlashib boradi va oxiri o'ta o'tkazgich normal holga o'tadi. Ikkinchi turdagi o'ta o'tkazgich to'la holda normal holatga o'tganda induksiya kattaligi yuqorigi kritik induksiya deb ataladi. Bu holda o'ta o'tkazgich o'zining nol qarshiligini to yuqorigi B_{Kr} induksiyagacha saqlaydi. Birinchi turdagi o'ta o'tkazuvchanlik uchun kritik induksiya B_{Kr} taxminan 0, 1 Tl, ikkinchi turdagi o'ta o'tkazgichlar uchun taxminan 10 Tl gacha bo'ladi.

O'ta o'tkazgichda elektr toki namunaning sirtqi juda yupqa qatlamida ($\approx 10^{-7} M$) qatlamda oqadi va ruxsat etilgan tok zichligi $10^4 A/mm^2$. Bu zichlik normal holdagiga nisbatan bir necha tartibda kattadir. Ruxsat etilgan tok zichligi ham chegaralangan bo'lib, bu zichlikdan oshganda o'ta o'tkazuvchanlik holati buziladi. Demak, har bir o'ta o'tkazgich o'zining kritik I_{Kr} tok qiymatiga ega bo'ladi. Agar birinchi turdagi o'ta o'tkazgichda tok I_{Kr} dan katta bo'lsa, u holda uning qarshiligi birdan yo'qolib, tok o'tkazgichni butun kesimi bo'ylab oqadi va o'ta o'tkazgich normal o'tkazgich bo'lib qoladi.

Ikkinchi turdagi o'ta o'tkazgich uchun esa quyi kritik tok qiymati bo'lib, o'tkazgichda tok oshgani sari u o'zini nol inchi qarshiligini saqlagan holda asta-sekin tokni o'zidan o'tkazib, to yuqori I_{Kr} qiymatigacha tok kirib boradi. Yuqorigi I_{Kr} tokda o'ta o'tkazuvchanlik holati tamoman buziladi.

O'ta o'tkazgichlarning birinchi va ikkinchi turda bo'lishi mutlaq emas, balki shartlidir. Birinchi turdagi har qanday o'ta o'tkazgichdagi o'ta o'tkazgichga aylantirish uchun kristall panjaraga ma'lum miqdordagi konsentratsiyaga ega bo'lgan nuqson kiritish kifoya. Masalan, sof qalay uchun $T_{Kr}=3, 7 K$. Uni ya'ni qalayni mexanik deformatsiyalasak, $T_{Kr}=9 K$ ga, kritik induksiya V_{Kr} esa 70 martaga ortadi.

O'ta o'tkazgichning T_{Kr} temperaturadagi o'tkazuvchanligi elementlarning izotop tarkibiga bog'liq. 1950-yilda eksperimentda kashf etilgan va izotopik effekt deb

atalgan hodisada o'ta o'tkazgichning kritik temperaturasi izotop massasini kvadrat ildiziga teskari proporsional ekanligi aniqlandi. Bu munosabat

$$T_{Kr} M^{\frac{1}{2}} = const \quad (29.3)$$

bilan xarakterlanadi. Izotop deganda biz bir xil sondagi protonlardan, lekin turli sondagi neytronlardan tashkil topgan yadroni tushunamiz. Izotoplarning zaryadi bir xil, lekin massalari har xil. Izotopning massasi kristall panjaraning xarakteristikasidir va shuning uchun bu uning hossasiga ta'sir qilishi mumkin. Masalan, massaga panjarada tebranayotgan atomlarning chastotasiga bog'liq. U ham temperaturaga

o'xshab massaga teskari proporsional, ya'ni $\nu = M^{-\frac{1}{2}}$. Agar massa M cheksizlikka intilsa, T_{Kr} nolga intiladi. Atom qanchalik og'ir bo'lsa, uning tebranshi past temperaturalarda shuncha sekin bo'ladi. Va shuning uchun uni ideal o'tkazgich bo'lishi qiyin. Nolinchi tebranshlar energiyasi qancha katta bo'lsa, ideal o'tkazgichga aylantirish yengillashadi. Shunday qilib, izotopik effekt hodisasi panjarani o'ta o'tkazuvchanlikda ishtirok etadi degan juda muhim xulosaga kelamiz.

Elektronlar sistemasining hossasi bo'lgan o'ta o'tkazuvchanlik kristall panjaraning holatiga bog'liq ekan. O'ta o'tkazuvchanlik effektini paydo bo'lishida elektronlar bilan panjara orasidagi o'zaro ta'sir muhim rol o'ynaydi. Bu effekt o'ta o'tkazuvchanlikni kvant nazariyasini yaratishda zarurdir.

29.4. O'ta o'tkazgichning elektromagnit xossalari. Meysner effekti

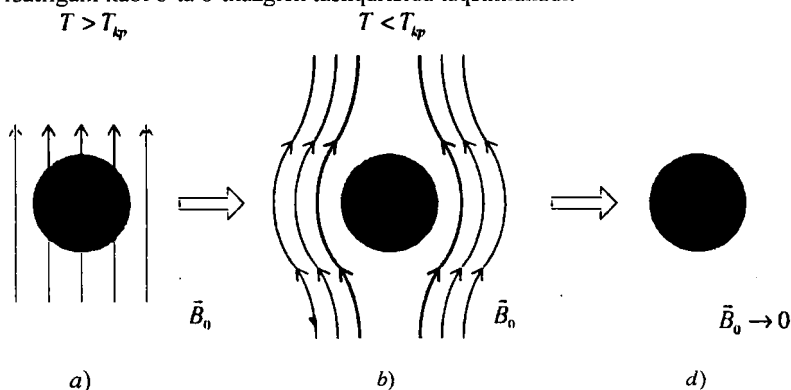
O'ta o'tkazuvchanlik holatini ikkita asosiy hossasi mavjud. Ulardan biri absolut nol temperaturada ayrim metallarning elektr qarshiligi tamomila yo'qolishi bo'lib, bu hossa «o'ta o'tkazuvchanlik» atamasida o'z aksini topgan. O'ta o'tkazuvchanlikning ikkinchi muhim alomati tashqi magnit maydonni o'ta o'tkazuvchanlik modda tomonidan itarilishidir. Bunday magnit noo'tkazuvchan ideal o'tkazuvchanlikka sabab emasdir. Normal o'tkazgichdan o'tayotgan o'zgarmas tokni tavsiflash uchun

Om qonunidan $I=U/R$ yoki uning differentsial ko'rinishidagi $\vec{j} = \frac{\vec{E}}{\rho}$ formulasi

foydalaniladi. Ravshanki, ushbu formulalar o'ta o'tkazgichlar uchun o'z ma'nosini yo'qotadi, chunki, $R=\rho = 0$ (R – elektr qarshilik, ρ – solishtirma elektr qarshilik, \vec{E}) – kuchlanish, \vec{j} – tok zichligi).

O'ta o'tkazgichdan (qarshiligi nol bo'lgan) o'tayotgan doimiy tokni qanday tavsiflash mumkin. Bu masalani oydinlashtirishda biz o'ta o'tkazgichning elektromagnetizmini o'zgacha alomatiga duch keladimi: ularda o'zgarmas tok elektr maydoni hisobiga emas, balki magnit maydon hisobiga vujudga keladi. Magnit maydon Lorents kuchi orqali elektronlarning harakatiga ta'sir qiladi. Nima uchun metallarda magnit maydon elektr toki hosil qilmaydi. Bunga juda oddiy sababni ko'rsatish mumkin: magnit maydon elektr zaryadi ustida ish bajarmaydi, biroq energiyani Joul (issiqlik) yo'qotishlari bo'lganligi uchun uni o'rnini uzluksiz ravishda energiya bilan to'ldirib turish kerak. Shu bois, normal o'tkazgichda ish bajarish imkoniyatiga ega bo'lgan elektr maydon o'zgarmas tok hosil qiladi. O'ta

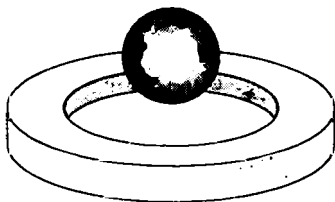
o'tkazgichda qarshilik nolga teng. Energiyani Joule (issiqlik) yo'qotishi yo'q va o'zgarmas tokni doimiy magnit vujudga keltiradi. O'ta o'tkazgichlar yozilgan elektromagnit magnetizm qonuni tok zichligini magnit induksiya bilan bog'laydi. O'ta o'tkazgichlar uchun tok zichligini elektr yoki magnit maydonga bog'lanish tenglamasini aka-uka Londonlar yaratishgan. U ikkita tenglamadan iborat. Birinchi tenglama ideal o'ta o'tkazuvchanlikni tavsiflaydi: qarshiligi nolga teng bo'lgan muhitda maydon elektronni tezlantiradi. Ikkinchi tenglama esa Meysner effektini aks ettiradi: o'ta o'tkazgichlar qo'yilgan tashqi magnit maydonni itaradi. O'ta o'tkazgichlarning mazkur ikkinchi aloqasi o'ziga hos bo'lgan effektlarga olib keladi. O'ta o'tkazgichlarning birinchi asosiy xossasi – qarshilikning nolga teng bo'lishi 1911-yilda kuzatilgan bo'lsa, uning ikkinchi muhim aloqasi 22 yildan so'ng kashf qilindi. 1933-yilda nemis fiziklari V. Meysner va R. Oksenfeld o'ta o'tkazgich atrofida magnit maydan taqsimlanishini eksperimental o'rganishga kirishishdi va kutilmagan natija olindi. Eksperimentni qanday sharoitda olib borilishiga qaramay, magnit maydon o'ta o'tkazgichning ichkarisiga kirmadi. B. Meysner va R. Oksenfeldlar kuzatgan hodisada kritik temperaturadan past temperaturada va o'zgarmas tashqi magnit maydonda o'ta o'tkazgich o'zidan erklicha magnit maydonni itarib chiqaradi. Va magnit induksiyasi $B=0$ bo'lgan holatga, ya'ni ideal diamagnetizm holatiga o'tadi. Ushbu holatni Meysner effekti deyiladi. Ideal o'tkazgichlardan farqli ravishda o'ta o'tkazgichlar magnit maydonni o'zlarini ichiga kirishga yo'l qo'ymadi. Meysner effektining tajribasi quyidagicha: o'ta o'tkazgichni (silindrni) tashqi magnit maydonga joylaylik. Ushbu magnit maydon ta'sirida unda o'zgarmas tok hosil bo'ladi va u o'z navbatida o'zining xususiy magnit maydonini vujudga keltiradi. Lents qoidasiga binoan xususiy magnit maydon yo'nalishi tashqi magnit maydon yo'nalishiga teskari bo'ladi. Magnit maydon 29.6-rasmda ko'rsatilgani kabi o'ta o'tkazgich tashqarisida taqsimlanadi.



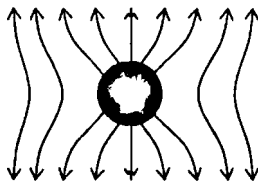
29.6-rasm. O'ta o'tkazgichda Meysner effekti.

- magnit maydon normal metall silindrni bir jinsli sizib o'tadi;
- $T < T_{kp}$ temperaturada magnit maydon metall ichidan tashqariga, ya'ni periferiyaga itarilib chiqariladi;
- tashqi magnit maydon olib tashlanganda metall ichida $B_0 = 0$ bo'ladi.

Demak, Meysner effektida olingan o'ta o'tkazuvchanlik holati (29.6-rasm) 29.5-rasmda tasvirlangan ideal o'tkazgich magnit maydonidan farq qiladi. Yopiq konturda tok paydo bo'lishi uchun elektr va magnit maydon vaqt bo'yicha o'zgarishi kerak. Meysner effektida esa ushbu maydon vaqt bo'yicha o'zgarmaydi. 29.6-rasmda $T > T_{Kr}$ temperaturada magnit kuch chiziqlari o'ta o'tkazuvchan o'tkazgichni chizib o'tadi. Agar uning temperaturasi kritik temperaturadan kichik bo'lsa, silindr o'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tadi. Va o'zidan magnit kuchlarini itarib chiqaradi. O'ta o'tkazgichlarni diamagnetizmini «Muhammad tobuti» (Hajarul-asvad, xalq tilida Qoratosh deb nom olgan. Makka shahridagi Bayt ul-Haram (Baytulloh-Oллоhning uyi) da joylashgan bo'lib, u hech bir osma va tayanchsiz fazoda muallaq turadi) deb atalgan eksperimentda namoyish etish mumkin. Halqa yoki halqalardan tashkil topgan sistemada o'zgaras o'ta o'tkazuvchan tok aylanayotgan bo'lsin. Bu halqani ustiga o'ta o'tkazuvchan moddadan qilingan sferani joylasak, u halqa ustida «muallaq» turib qoladi (diniy manbalarga ko'ra, «Muhammad tobuti» fazoda hech qanday tayanchsiz muallaq turadi).



29.7-рasm.



29.8-рasm.

Bu eksperimentni 1945-yilda Moskvalik professor V. K. Arkadyev amalga oshirgan. Qo'rg'oshin plastinkasida yotgan doimiy magnit plastinkadan so'nmovchi o'ta o'tkazuvchan tok o'tganda bir qancha masofa balandlikka ko'tarilib, muallaq turgan. Shunday qilib, magnit maydon uchun o'ta o'tkazgich o'tib bo'lmaydigan to'siq, yassi ko'zgudan yorug'lik nuri qanday qaytsa, magnit maydon o'ta o'tkazgichdan shunday qaytadi. Lekin magnit salgina harakati o'ta o'tkazgichning magnit maydonini o'zgartiradi. Magnitni maydoni ortishi bilan o'ta o'tkazgichni ekranlovchi toklar ham ortadi va ideal diamagnetizmi saqlashga intiladi. Qo'yilgan tashqi magnit maydonini miqdori kattalashganda ekranlovchi toklar o'zining kritik nuqtasiga yetadi va metall o'zini o'ta o'tkazuvchanlik qobiliyatini yo'qota boshlaydi. Oqibatda ekranlovchi toklar yo'qoladi va magnit maydon metall ichiga kira boshlaydi. Diamagnit itarioish effektidan foydalanib, «o'ta o'tkazuvchanlik» temir yo'llar qurilish loyihalari ishlangan. Past temperaturaga ega bo'lgan poyezd vagonlari magnit «yostiqchalarda» 500 km/soat tezlik bilan harakatlanishi mumkin. Meysner effekti ferromagnitizm effektiga teskari effekt bo'lib, ularni taqqoslanishi 29.8-rasmda tasvirlangan.

29.5. Londonlar tenglamasi

Elektr qarshilikni nolga tengligi, Meysner effekti, o'ta o'tkazuvchanlikni buzuvchi kritik magnit maydon mavjudligi fiziklarning oldiga juda qiyin bo'lgan masalani qo'ydi. Shu paytgacha o'ta o'tkazgich ideal o'tkazgich tasavvuri doirasida qaralardi. O'ta o'tkazgichning diamegnetik sifatida o'zini tutishi fiziklar uchun uncha katta qiyincilik tug'dirmas edi. Chunki, ularning diamegnetizimi sof ideal bo'lmaganligi sababli, o'ta o'tkazuvchanlikni elektromagnetizm nazariyasi asosida tushuntirish mumkin edi. Fiziklar oldiga qo'yilgan asosiy masala o'ta o'tkazuvchanlikning ideal elektr o'tkazuvchanligi va diamagnetizm hossasini bir nuqtayi nazardan tushuntirish edi.

1935-yilda nemis fiziklari aka-uka G. London va F. Londonlar o'ta o'tkazgichlarni elektr va magnit hossalari miqdor jihatdan tushuntirishga urindilar. Ular o'tkazgich moddada hosil bo'lgan tok zichligini vektor potensial bilan quyidagi bog'lanish formulasini berdilar:

$$\vec{J} = -\frac{\rho \cdot q}{m} \vec{A} \quad (29.4)$$

Bunda, ρ – zaryad zichligi, q – zaryad, m – elektron massasi, \vec{A} – vektor potensial. (29.4) ifodani elektromagnetizm tenglamasiga qo'yib, maydonni topish mumkin. Vektor potensial tok zichligi bilan quyidagi tenglama orqali bog'langan:

$$\nabla^2 \vec{A} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \vec{J} \quad (29.5)$$

(29.4) ni (29.5) tenglamaga qo'ysak, u holda

$$\nabla^2 \vec{A} = \lambda^2 \cdot \vec{A} \quad (29.6)$$

tenglamani hosil qilamiz. Bunda,

$$\lambda^2 = \frac{\rho q}{\epsilon_0 m c^2} = const \quad (29.7)$$

(29.6) tenglamani \vec{A} ga nisbatan yechsak, u holda bir o'lchovli fazo uchun $e^{-\lambda x}$ va ko'rinishdagi yechimlarni olamiz. Bu yechimlardan ko'ramizki, namuna sirtidan ichkariga qarab uzoqlashganda vektor potensial eksponensial kamayishi lozimligi kelib chiqadi (ortishi mumkin emas, chunki portlash sodir bo'ladi.) Agar metallni o'lchami $\frac{1}{\lambda}$ ga nisbatan katta bo'lsa, u holda maydon qalinligi $\frac{1}{\lambda}$ ga teng bo'lgan qatlama kirishi mumkin. O'tkazgichning boshqa joylari esa maydonda: tamomila ozod (29.4 va 29.6-rasmga qarang). Shu yo'l bilan Meysner hodisasini tushuntirish

mumkin bo'ldi. Maydonning kirish chuqurligi $\frac{1}{\lambda}$ qanday qiymatga ega $r_0=2, 8 \cdot 10^{-15}$ metrni elektronning elektromagnit radiusi deb hisoblasak, u holda u

$$mc^2 = \frac{q_e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0} \quad (29.8)$$

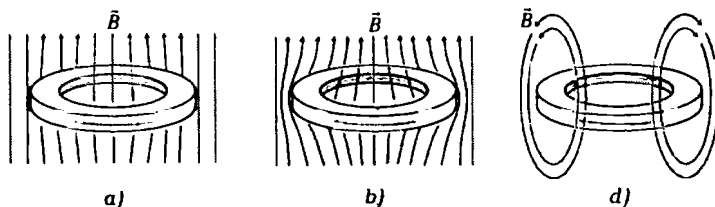
formula bilan ifodalanadi. q miqdori elektronning zaryadidan ikkitaga katta bo'lganligi uchun ($q=2 \cdot e$ ikkita elektron juftligining zaryadi) u holda

$$\frac{q}{\epsilon_0 m c^2} = \frac{8\pi r_0}{q_e} \quad (29.9)$$

$\rho = q_e N$ bo'lganligi uchun (29.2) formulani olamiz, ya'ni

$$\lambda^2 = 8\pi N r_0.$$

Shunday qilib, Londonlar tenglamasi (29.4) o'tkazuvchanlik hodisasini ham, Meysner effektini ham tushuntirib berdi. Lekin Meysner effektini maxsus hollari uchun hodisani umumiy manzarasi uncha to'g'ri emas edi. Masalan, o'ta o'tkazuvchan halqa masalasini olish mumkin. Agar qo'rg'oshindan qilingan halqani yetarli darajada juda past temperaturaga sovutsak, u normal holat N dan o'ta o'tkazuvchan holat S ga o'tadi. Halqani magnit maydonga joylab, keyin sovutaylik. (29.9-rasm).



29.9-rasm.

Magnit maydonda halqa tajribasida Meysner effekti.

- a) Magnit maydon joylashgan halqa normal holatda ($T > T_{Kr}$)
- b) o'ta o'tkazuvchanlik holatida ($T < T_{Kr}$)
- d) tashqi magnit maydon olib tashlangandagi holat.

Normal holatda (29.4a-rasm) halqa jismida magnit maydon bor. Halqa o'ta o'tkazuvchan bo'lib qolganda, maydon (biz yaxshi bilamiz) halqa moddasidan itariladi. Magnit maydon borligida halqaning ichki va tashqi tomonlarida bir-biriga qarama-qarshi yo'nalishda oquvchi toklar hosil bo'ladi. Toklarni bunday taqsimlanishi halqa moddasini magnit maydondan ekranlashga olib keladi. Lekin halqa teshigida maydon o'zgarmsdan, tashqaridan qo'yilgan maydonga teng bo'lib

qolaveradi. Agar tashqi magnit olib qo'ysak, halqaning tashqi tomonidan tok yo'qoladi, lekin teshikda esa saqlanib qoladi.

29.9(b)-rasmida ko'rsatilgandek, halqa teshigida maydon oqimini bir qismi qoladi. Endi biz tashqi magnit maydonni olib tashlasak, halqa teshigida maydon chiziqlari «muzlab qoladi» (29.9(b)-rasm).

29.6. Magnit oqimini kvantlanishi

Frits London Meysner effektini va o'ta o'tkazuvchan halqada doimiy saqlanuvchi toklar mavjudligini tushuntirish uchun quyidagi fikrni berdi: o'ta o'tkazgichda elektronlar orasida qandaydir uzoqdan ta'sir etuvchi bog'lanish bor va ularning harakati korrerlangan. Metal normal holatda bo'lgan holatda bitta elektronning holati undan ancha narida harakat qilayotgan elektronga ta'siri juda ham kam bo'ladi. Londonning fikriga ko'ra, o'ta o'tkazgichda esa elektronlar bir-biriga bog'liq bo'lmagan holda harakat qila olmaydi. Balki juda ko'p elektronlar unison harakat qiladilar. Ana shu fikr o'ta o'tkazgichning kvant nazariyasini yaratishga zamin bo'ldi. Halqa markazidan o'tayotgan Φ magnit oqimi hech qayoqqa chiqib keta olmaydi.

Chunki $\frac{\partial\Phi}{\partial t}$ doimo halqa bo'ylab E dan olingan kontur integraliga teng. E esa halqa ichida nolga teng. Shu bois, biz tashqi maydon olib tashlanganda ham halqa bo'ylab o'ta oquvchan tok oqa boshlaganini ko'rdik. Va uning maqsadi halqa ichida o'tayotgan oqimni saqlab qolishdir. Biroq bu toklar halqani sirtida ($\frac{1}{\lambda}$ dan katta bo'lmagan chuqurlikda) oqadi. Va ular elektr maydonni halqa ichiga qo'ymaslikka harakat qiladi. Lekin uning atrofida saqlanishini ta'minlaydi. Umuman olganda, zaryad zichligi ρ ehtimol zichligi $\psi \cdot \psi^*$ ga proporsional. Shuning uchun elektron juftligini to'lqin funksiyasini

$$\psi(\vec{r}) = \sqrt{\rho(\vec{r})} e^{i\theta(\vec{r})} \quad (29.10)$$

shaklda yozish mumkin. Bunda $e^{i\theta(\vec{r})}$ to'lqin funksiyaning fazaviy ko'paytuvchisi. ρ va θ \vec{r} ning haqiqiy funksiyalari. Bularni e'tiborga olib, tok zichligini o'ta o'tkazuvchan elektron gazi uchun quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\vec{J} = \frac{\hbar}{m} \left(\nabla\theta - \frac{q}{\hbar} \vec{A} \right) \rho \quad (29.11)$$

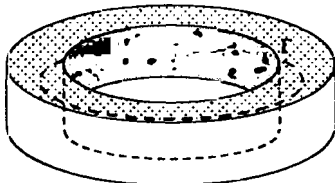
ρ kabi θ fazani ham kuzatish mumkin. U I tokni bir qismi. Absolut fazani kuzatib bo'lmaydi. Lekin barcha nuqtalarda faza gradiyenti ma'lum bo'lsa, u holda fazani bilish mumkin. Tok zichligi elektron suyuqlikning zichligini uning tezligiga ko'paytmasiga teng, ya'ni

$$\vec{J} = \rho \vec{v} \quad (29.12)$$

u holda (29.11) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$m\vec{v} = \hbar \nabla \theta - q \vec{A} \quad (29.13)$$

$m\vec{v}$ – impuls ikki qismdan iborat. Uning bir qismi vektor potensial, ikkinchisi esa to'liqin funksiyaning xatti-harakatiga bog'liq. Boshqacha aytganda, $\hbar \nabla \theta$ ni p impuls deb atash mumkin. Halqa moddasi ichida tok zichligi I nolga teng. Shuning uchun, (29.11) formulani



29.10-rasm. O'ta o'tkazuvchan halqa. G-kontur.

$$\hbar \nabla \theta = q \cdot \vec{A} \quad (29.14)$$

ko'rinishda yozish mumkin.

G – egrilik bo'yicha \vec{A} dan kontur integralini olsak, (29.10-rasm) u holda

$$\hbar \oint \nabla \theta ds = q \oint \vec{A} ds \quad (29.15)$$

Har qanday sirtmoq bo'yicha \vec{A} dan olingan kontur integrali halqadan o'tayotgan \vec{B} maydonning oqimiga teng.

$$\oint \vec{A} ds = \Phi \quad (29.16)$$

u holda, (29.15)

$$\oint \nabla \theta ds = \frac{q}{\hbar} \Phi \quad (29.17)$$

ga aylanadi.

Bir nuqtadan ikkinchi nuqtaga gradiyentdan olingan kontur integrali shu ikki nuqtadagi funksiyalarning farqiga teng. Shuning uchun

$$\int_1^2 \nabla \theta ds = \theta_2 - \theta_1 \quad (29.18)$$

Sirtmoqni yopiq qilish uchun 1 va 2 nuqtalarni bir-biriga yaqinlashtirsak, u holda θ_1 ning qiymati θ_2 ning qiymatiga teng bo'lib qoladi va (29.18) formula nolga teng bo'lib qoladi. Haqiqatan ham bitta bog'lanishli (teshigi bo'lmagan) o'ta o'tkazgich uchun yopiq integral shunday ko'rinishda bo'ladi. Lekin halqasimon (ko'p bog'lanishli) bo'laklar uchun bu shart majburiy emas.

Bir bog'lanishli (teshigi bo'lmagan) o'ta o'tkazgichlardagi yopiq sirtmoqlar uchun yuqoridagi hol o'rinli. Lekin halqasimon jismlar uchun u o'rinli bo'lmasligi mumkin. Bundan shunday xulosaga kelamiz: har bir nuqtada to'liqin funksiya qabul

qilish kerak, degan yagona fizik talab kelib chiqadi. Siz halqa bo'ylab harakat qilayotganingizda θ – faza bilan nimalar bo'lmasin, lekin siz dastlabki vaziyatingizga (boshlang'ich nuqtaga qaytib kelganingizda) θ – faza sizga to'liqin funksiya $\psi = \sqrt{\rho}e^{i\theta}$ ni dastlabki qiymatini ta'minlashga majbursiz. Shu vazifani uddalash uchun θ ning qiymati $2\pi n$ ga o'zgarishi kerak bo'ladi. Bunda, n-butun son. Shunday qilib, agar siz halqa atrofida bitta to'la aylanganingizda (29.15) tenglama $2\pi\hbar n$ ga teng bo'lishi kerak. Natijada (29.16) formulaga binoan

$$2\pi\hbar n = q\Phi \quad (29.19)$$

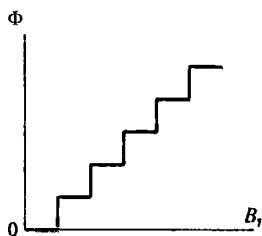
tenglamaga ega bo'lamiz. Bundan, halqa teshigidan o'tayotgan magnit oqimi uchun

$$\Phi = \frac{2\pi\hbar}{q} n \quad (29.20)$$

ifodani hosil qilamiz. Bunda, q-elektron zaryadi, $n=0,1,2,3,\dots$

(29.20) formulani quyidagicha ta'riflash mumkin: **Halqa teshigida ushlanib qolgan oqim $\frac{2\pi\hbar}{q}$ ga songa doimo karrali bo'lishi lozim.**

O'ta o'tkazuvchan halqa teshigidagi magnit oqim diskret o'zgaradi, ya'ni magnit oqim kvantlangan. Magnit oqimining qiymati juda kichik qiymatga ega.



29.11-rasm. Xalqa teshigida ushlanib qolgan magnit oqimi tashqi magnit maydon induktsiyasiga bog'liqlik grafigi.

Agar, halqa klassik obyekt bo'lib, shu bilan birga u ideal o'tkazgich ham bo'lsa edi, u holda ushbu halqa teshigidan o'tayotgan oqimning hammasi ushlanib qolishga majbur bo'ladi. Boshqacha aytganda, istalgan miqdordagi oqimni muzlatib qo'yish mumkin bo'ladi. Lekin o'ta o'tkazuvchanlikni kvant-mexanik nazariyasiga ko'ra oqim yo nolga, yo $\frac{2\pi\hbar}{q}$ ga, yo $\frac{4\pi\hbar}{q}$ yoki

$\frac{6\pi\hbar}{q}$. . . ga teng bo'lishi mumkin. Lekin ular

orasidagi birorta songa u teng bo'lmaydi. Demak, oqim fundamental kvant mexanik doimiylikka proporsionaldir. London o'ta o'tkazuvchan halqada ushlanib qolgan oqimni kvantlanishini va oqim ega bo'lishi kerak bo'lgan qiymatlarni (29.19) formula bilan hisoblab oldindan aytgan va uning qiymati $\Phi_0 = 4 \cdot 10^{-7} \text{ zc} \cdot \text{cm}^2 = 4,14 \cdot 10^{-15} \text{ B6}$ ga teng ekanligi kelib chiqadi. Magnit oqimi kvanti juda ham kichkina sonidir. Bu kattalikni quyidagicha tasavvur qilish mumkin: qalinligi 0, 1 mm bo'lgan yupqa silindrchani faraz qiling; bu silindr ichidagi magnit oqim taxminan Yer magnit maydonini (0, 5 gs) 1 foizini tashkil qiladi. Sezgirligi juda katta bo'lgan asboblarda yordamida bu oqimni o'lchash mumkin.

1961-yilda B. S. Diver va U. M. Feyrbenk (AQSH, Stanford universiteti) magnit oqimining ulushini (kvantini) o'lchashga muvaffaq bo'ldilar. Xuddi shu yili Germaniyada R. Doll va M. Nabuyer ham magnit oqimi kvantini o'lchadilar.

Diver va Feyrbenk tajribasida o'ta o'tkazuvchan silindr diametri, $3 \cdot 10^{-5}$ m (uzunligi 0, 01 m) mis simiga qalayning yupqa qatlamini elektr cho'ktirish metodi bilan tayyorladi. 3, 8 K dan past temperaturada qalay o'ta o'tkazuvchan bo'lib qoladi. Mis esa normal metalligicha qoladi. Ushbu sim (silindr) boshqariladigan magnit maydonga joylanadi va qalay o'ta o'tkazgich holga kelguncha sovitiladi. Lents qonuniga binoan silindr ichidagi oqim kamayishini so'ndirishga intiluvchi tok hosil bo'ladi. Natijada silindr magnit momentga ega bo'ladi va uning qiymati silind ichidagi magnit oqimga proporsionaldir. Ushbu magnit momentni o'lchash uchun sekundiga 100 marta yuqori-pastga harakatlanuvchi (tikuv mashinasining ignasi kabi) simdan foydalanildi. Qalayli silindrni uchlariga ikkita kichkina g'altakcha o'rnatilgan bo'lib, simcha shu g'altaklar ichida harakat qiladi. G'altakda induksiyalangan kuchlanish yordamida magnit moment o'lchanadi. Diver va Feyrbenk qilgan tajribada haqiqatan ham magnit oqimining kvantlarishi yaqqol namoyon bo'ldi. Lekin magnit oqim kvanti London aytganidan ikki marta kam bo'lib chiqdi. Xuddi shunday natijada Doul va Nabuyer tajribasidan ham kelib chiqadi. Avvaliga bu juda g'alati tuyuladi. Lekin tez orada masala ravshanlashdi. Dj. Bardin, L. N. Kuper va Dj. R. Shrifferlar (Illinois universiteti, AQSH) o'ta o'tkazuvchanlik nazariyasi binoan o'ta o'tkazgichlarda tok tashuvchilar vazifasini London aytganidek ayrim elektronlar emas, balki, elektron juftliklari (Kuper juftliklari) o'taydi. Demak, (29.19) formuladagi q ni o'mniga elektronlar juftligi zaryadi, ya'ni $2q_e$ ni qo'yish kerak bo'ladi. Ana shunday qilinganda hammasi joy-joyiga tushadi. Shunday qilib, magnit oqimining kvanti

$$\Phi_0 = \frac{\pi\hbar}{q_e} \approx 2,07 \cdot 10^{-15} \text{ B}\delta$$

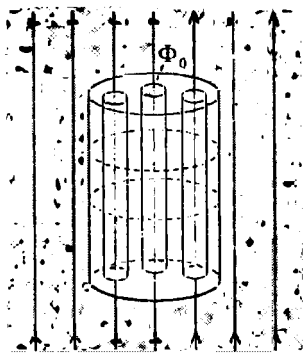
Bu o'lchashdan haqiqatan ham makroskopik masshtabda kvant hodisalarini ro'y berishini tasdiqlanadi.

29.11-rasmda halqa ichida ushlanib qolgan magnit oqimini tashqi magnit maydonga bog'liqlik grafigi tasvirlangan.

29.7. Abrikosov uyurmaları

II turlagi o'ta o'tkazgichlar o'ziga hos bo'lgan elektromagnit hossalari ega. Bunday o'ta o'tkazgichlardan qilingan namuna qalinligi ichiga magnit maydon kirishining manzarasi juda qiziq. Birinchi bandda aytganimizdek, magnit maydon namuna ichiga kirib borganda ham u o'zining o'ta o'tkazuvchanlik hossasini saqlab qoladi. Namunaga kirishni boshlagan maydonni ilk qiymatini magnit maydonning birinchi kritik yoki quyi qiymati deyiladi va \overline{B}_{K1} bilan belgilaylak. Namunada o'ta o'tkazuvchanlikni tamomila yo'qolishi uchun kirib borgan magnit maydonni katta (yuqori) qiymatini magnit maydonning yuqorigi qiymati deyiladi va uni \overline{B}_{K2} bilan belgilaylik. Bu ikki maydon qiymatlari oralig'ida Meysner effekti to'la namoyon bo'lmaydi va o'ta o'tkazgich o'zgacha aralashma holatida bo'ladi. Ikkinchi turdagi

o'ta o'tkazgichni aralashgan holati birinchi turdagi o'ta o'tkazgichni oraliq holatidan farq qiladi. Ular orasida hech qanday umumiylik yo'q. Oraliq holat namunaning shakliga, magnit maydoniga nisbatan namunaning turgan vaziyatiga bog'liq va har doim ham vujudga kelavermaydi. Aralash holat esa ikkinchi turdagi o'ta o'tkazgichni ichki xususiyati bo'lib, u uning tabiatini mahsuli va magnit maydonning qiymati ushbu holatga yetganda har qanday shakldagi namunada ham vujudga kelaveradi.



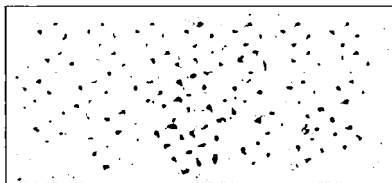
29.12-rasm.

O'ta o'tkazuvchan metal pardasida kvant uyurmalarining paydo bo'lishi.

yaqinlashgan sari elektronlarning aylanish tezligi orta boradi va undan ma'lum masofada o'ta o'tkazgichda «uzilish» ro'y beradi. Har bir uyurmaning ichida o'ta o'tkazuvchanlik buziladi. Biroq ular orasidagi fazoda esa o'ta o'tkazuvchanlik saqlanib qoladi.

Abrikosov nazariyasiga ko'ra, elektron uyurmalar juda kichik radiusga (10^{-7} m) ega bo'lgan silindrsimon trubachalardan iborat bo'lib, magnit maydon ana shu trubachalarni ichiga kirishi mumkin (29.12-rasm).

O'tish temperaturasiga yaqin temperaturalarda magnit maydon yo'nalishiga perpendikular yotgan o'ta o'tkazuvchanlik parda kvant uyurmalarini bilan to'ldirilgan va har bir trubaga kvant oqimni bittasi to'g'ri keladi. Magnit oqim juda kichik radiusga ega bo'lgan ushbu trubalar ichidan o'tadi. Uyurmalar ichidagi magnit oqim truba o'zagida oqayotgan elektr toklari yordamida ta'minlanadi. Har bir silindr trubachadagi magnit oqimning kattaligi erkli emas. Balki kvantlangan bo'lib, u aniq bir qiymatga ega. Bu holda ham magnit oqimining kvanti $\Phi_0 \approx 2,07 \cdot 10^{-15} B\phi$ ga teng bo'ladi. Φ_0 – magnit oqimining kvanti deyiladi.



29.13-rasm.

Abrikosov uyurmalarini strukturasi elektron mikroskop yordamida olingan surati.

Tashqi magnit maydon induksiyasi qancha katta bo'lsa, unga mos ravishda silindr trubachalar soni ham ko'payadi va

o'ta o'tkazgichni ko'p magnit oqimi singib o'tadi. Shuning uchun ham o'ta o'tkazgichda magnit oqimi sakrab o'zgaradi. Makroskopik jismlarda issiqlik harakati «kvant sakrashlar»ni surkab tashlaydi. Natijada kvant effektlar «ko'rinmay» qoladi. Past temperaturalarda esa ahvol tamomila boshqacha, 0 K temperaturalarda issiqlik harakatining o'rni deyarli yo'qolib, makroskopik masshtablarda kvant mexanikaning qonunlari ishlab, kvant effektlarini ko'rish imkoniyatiga ega bo'lamiz. Demak, o'ta oquvchanlik o'ta o'tkazuvchanlikning magnit maydoni oqimining kvantlanishi makroskopik kvant effektdir. Odatda, magnit oqimi kvantini **fluksoid** deb atashadi. Magnit maydon kattalashganda uyurma trubachalar bir-biriga yaqinlashadi va ularning zichligi osha boradi. Maydonning qiymati kritik qiymatga yetganda trubachalar orasidagi masofa taxminan 10^{-6} m bo'lganda o'ta o'tkazuvchanlik holati buzuladi va o'ta o'tkazgich normal holatga o'tadi. Qizig'i shundaki, Abrikosov uyurmalarini eksperimentda kuzatish mumkin. Buning uchun namuna sirtiga juda ham yupqa magnit talqoni (uni) sepiladi. Magnit maydon kirgan sohalarga zarralar to'planadi. Har bir sohaning o'lchami taxminan 10^{-7} m atrofida. Elektron mikroskop yordamida ushbu sirtga qaralsa ular qora dog'lar shaklida ko'rinadi. Shu yo'l bilan olingan Abrikosov uyurmalar strukturasi 29.13-rasmda tasvirlangan.

Uyurma panjarasi uchburchakli shaklda muntazam uchburchakni takrorlash orqali bu panjarani yasash mumkin. Mavzuyimiz oxirida o'ta o'tkazgichlarda hosil bo'ladigan kvant uyurmalarini o'ta oquvchan geliyda mavjud bo'lgan hossalalar bilan taqqoslashni lozim topdik.

O'ta oquvchan geliyda suyuqlik geliysi bo'lgan idishni aylanishiga geliy atomlarining javobi sifatida uyurmalar hosil bo'ladi. O'ta o'tkazgichda esa uyurmaning paydo bo'lishi qo'yilgan magnit maydon bilan bevosita bog'liq. O'ta oquvchan geliyda uyurma idishning aylanishiga bog'liq. O'ta o'tkazgichda har bir uyurma magnit oqimining kvantiga ega. O'ta oquvchan geliyda esa impuls momentini kvanti bilan xarakterlanadi. Hisoblardan ma'lumki, ikkila hol uchun ham kvant soni $n=1$ eng maqbul holat. Shunday qilib, uyurmalarini barqaror yashashi va ularning uyurmalanishi faqat makroskopik kvant effektlarga asoslanib tushuntirish mumkin. Quyida o'ta o'tkazuvchanlikni kvant nazariyasi bilan tanishamiz.

29.8. O'ta o'tkazuvchanlik – makroskopik kvant nazariyasi

Amerika olimlari Djon Barden, Leon Kuper va Robert Shrifler tomonidan yaratilgan o'ta o'tkazuvchanlikning mikroskopik nazariyasiga ko'ra, o'ta o'tish nuqtasidan (odatda bu bir necha kelvinni tashkil qiladi) past haroratlarda o'ta o'tkazgichning erkin elektronlardan hech bo'lmaganda bir qismi juftliklarga bog'lanadi.

Spinlari qarama-qarshi bo'lgan hamda miqdorlari teng va yo'nalishlari teskari bo'lgan impulslarga ega bo'lgan ikkita elektronning juftligiga **Kuper juftligi** deyiladi. Tabiiyki, ushbu juftlikning to'la spini va impulsi nolga teng. Kuper juftliklari yaxlit makroskopik holatga kondensatsiyalashadi. Va bu kondensatsiyalashgan holat makroskopik to'lqin funksiya bilan tavsiflanadi. Ya'ni:

$$\psi(\vec{r}, t) = |\psi(\vec{r})| \exp[i\theta(\vec{r}, t)] \quad (29.21)$$

(29.21) formuladagi $\theta(\vec{r}, t)$ faza, butun o'tkazgich bo'ylab kogerentlangandir.

Normal metallarda elektron holati $\psi(\vec{r}) = \sqrt{\rho(\vec{r})} e^{i\theta(\vec{r})}$ funksiya bilan xarakterlanadi.

Bunda $\theta(\vec{r}) = \vec{k} \cdot \vec{r}$ to'liq funksiya fazasi deyiladi. To'qnashish jarayonidagi har bir sochilishda elektron o'zining to'liq vektori \vec{k} ni o'zgartiradi. Va to'liq fazasi $\vec{k} \cdot \vec{r}$ sakrab o'zgaradi. Shu bois, metall ichida harakat qilayotgan elektron fazasi tasodifiy ketma-ket o'zgarishlarga duchor bo'ladi. Biror bir nuqtada elektron fazasini bilish bilan uning ikkinchi nuqtadagi fazasini bilishga imkon yo'q.

O'ta o'tkazgichda harakat qilayotgan elektronlar juftligi uchun ham $\psi(\vec{r}) = \sqrt{\rho(\vec{r})} e^{i\theta(\vec{r})}$ ko'rinishdagi to'liq funksiyani ishlatish o'rinli, biroq bunda \vec{k} bitta elektronni emas, balki ikkita elektrondan tashkil topgan juftlikni to'liq vektoridir.

O'ta o'tkazgichda elektronlar juftligi hech nimada soxilmadan (chunki qarshilik nol) harakat qiladi. Shuning uchun $\vec{k} \cdot \vec{r}$ faza tasodifiy sakrashlarga duchor bo'lmaydi. Bir nuqtada faza ma'lum bo'lsa, u holda ikkinchi nuqtada uning fazasini qanday ekanligini aytish mumkin bo'ladi.

Radius vektori \vec{r}_1 bo'lgan nuqtadan radius vektori \vec{r}_2 bo'lgan nuqtaga juftlik ko'chganda yuz bergan faza o'zgarishi $\delta = \theta_2 - \theta_1 = \vec{k} \cdot (\vec{r}_2 - \vec{r}_1)$ va u $|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|$ vektor masofaga bog'liq emas.

O'ta o'tkazgichlarda elektronlar juftligining to'liq fazasini regular o'zgarishiga faza kogerentligi deyiladi. Shunday qilib, o'ta o'tkazgich bo'layotgan jarayonlar kvant hodisadir.

Kondensat olis tartibga ega bo'lgani uchun, undan asosan uchta muhim natija kelib chiqadi. Birinchidan – u cheksiz elektr o'tkazuvchanlikga olib keladi; o'ta o'tkazuvchan halqada induksiyalangan tokni kuper juftliklari olib o'tadi va tok so'nmaydi. Biroq, bu tok tufayli hosil bo'lgan va halqadan o'tayotgan magnit oqimi ixtiyoriy o'zgarmaydi, balki u kvantlangandir. Magnit oqimi F oqim kvanti F_0 ga

$$\Phi = n\Phi_0, n=0,1,2,3,\dots \quad (29.22)$$

kabi karrali kvantlangandir. Bunda $\Phi_0 = \frac{h}{2e} = 2 \cdot 10^{-15} B\delta$. Bunda $2e$ – Kuper juftligining zaryadidir. Demak, magnit oqimi kvantlangan. Magnit oqimining kvantlanish hodisasi to'liq funksiyaning mavjud ekanligining ikkinchi natijasidir. $\psi(\vec{r}, t)$ funksiyaning bir qiymatli bo'lishiga qo'yilgan talab $F(\vec{r}, t)$ ni fazasi halqadan o'tganda $2\pi m$ kattalikka o'zgarishini anglatadi.

O'ta o'tkazgichda faza kogerentligini mavjud bo'lishiga uchinchi sabab, Brayan Djozefson tomonidan 1962-yilda aytilgan Djozefson tunnel o'tishidir. Yupqa izolator to'siq bilan ajratilgan ikkita o'tkazgichdan Kuper juftliklari tunnel o'tishi mumkin. Va bu jarayonda ikkita o'ta o'tkazgichning faza kogerentligi o'zgarmay qoladi. Kontakti ikki tomonida hosil bo'lgan faza farqi δ va to'siqdan o'tayotgan o'ta o'tkazuvchan tok quyidagi ko'rinishda bog'langan:

$$\sin \delta = \frac{I}{I_0} \quad (29.23)$$

Bunda, I_0 kontaktdan o'tishi mumkin bo'lgan tokning eng katta qiymati, ya'ni kritik tok. I_0 katta toklarda kontaktda V kuchlanish vujudga keladi. Faza farqi esa vaqt bo'yicha

$$\frac{d\delta}{dt} = \frac{2\pi V}{\Phi_0} = 2\pi V \frac{2e}{h} \quad (29.24)$$

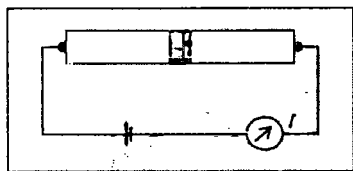
qonun bo'yicha o'sadi.

Shunday qilib, o'ta oquvchanlik va o'ta o'tkazuvchanlik hodisalari makroskopik dunyoda namoyon bo'ladigan mikroskopik effektlar oqimning kvantlanishi va Djozefson tunnel o'tish texnologiyasi tamomila yangi sohani vujudga keltirishga sabab bo'ldi. Ayniqsa, Skvid deb atalgan qurilmalarda va Djozefson kompyuterida ularning o'rni beqiyosdir.

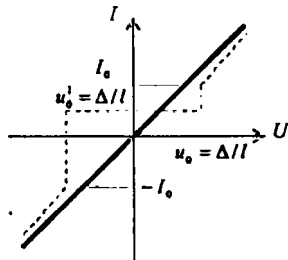
29.9. Kontakt hodisalar (Dielektrikni yupqa qatlamidan elektronlarning tunnel o'tishi)

O'ta o'tkazgichlarda ro'y beradigan elektronlararo effektiv tortilish va uning ta'sirida elektron spektrda energetik tirqishlarning paydo bo'lishi tajribada to'plangan ko'plab ma'lumotlarni to'g'ri tushuntirib berdi. Shu bilan birga yangi hodisalarni kuzatish mumkinligini ham oldindan aytib berdi. Mikroskopik nazariya ta'sirida qilingan eksperimentlardan eng muhimi tunnel effektidir (XV bobga qarang).

Ikkita oddiy sim (metall) yoki o'ta o'tkazgich bir-biridan qalinligi 1-2 nm bo'lgan dielektrik qatlam bilan ajratiladi (29.14-rasm) tashqi maydon ta'sirida ushbu zanjirdan elektr toki o'tadi. Normal o'tkazgichlar uchun bu zanjirning volt-ampere xarakteristikasi to'g'ri chiziq ko'rinishida tasvirlangan, o'ta o'tkazgichlar uchun esa shtrih chiziqlar bilan tasvirlangan.



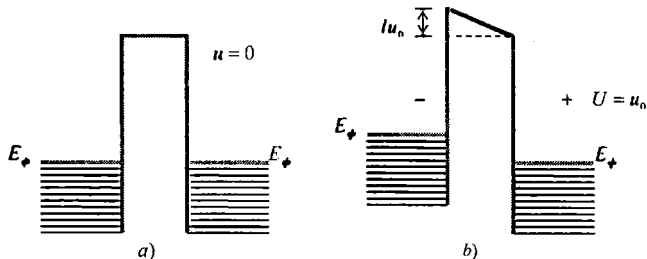
29.14-rasm. Dielektrik qatlam bilan bir-biridan ajratilgan ikkita sim.



29.15-rasm. Tunnel kontaktning volt-ampere xarakteristikasi.

29.15-rasmdan ko'rinadiki, ularning volt-ampere xarakteristikasi bir-biriga o'xshamaydi. Ikkita o'tkazgichni bir-biridan ajratib turuvchi dielektrikning yupqa qatlamiga tunnel kontakt deyiladi. Ana shu tok o'tkazmaydigan qatlamdan elektronlarning o'tish jarayoni o'rganildi. Ikkita o'tkazgich orasiga qo'yilgan dielektrik yoki bo'shliq elektronlar uchun yetarli baland bo'lgan energetik to'siq

vazifasini o'taydi. Ushbu to'siqni yengib o'tishi uchun elektronga energiya kerak. Normal sharoitda elektron bu energiyani hech qayerdan ola olmaydi. Klassik fizikaga binoan elektronlar bir o'tkazgichdan ikkinchi o'tkazgichga o'ta olmaydi. Lekin eksperiment aksini ko'rsatadi. Agar dielektrik qatlam yetarli darajada yupqa bo'lsa, undan juda kichkina bo'lsa ham tok o'tadi. Kvant mexanika bu hodisani quyidagicha izohlaydi. Elektronning energiyasi to'siqni yengib o'tish uchun yetarli bo'lmasa ham uning ichidan o'tish ehtimoli bor. Ya'ni elektron tunnel o'tadi.



29.16-rasm

Normal o'tkazgichlar orasidagi tunnel kontaktida energetik sathlarning joylanish sxemasi.

- a) potentsiallar ayirmasi qiymati nolga teng;
 b) potentsiallar ayirmasi eU ga teng.

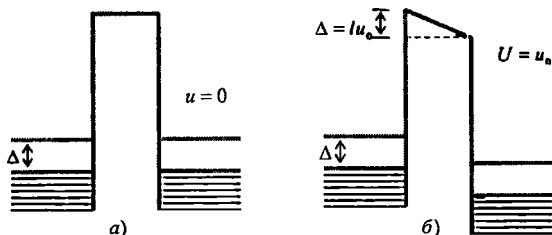
Tunnel kontakt effektini quyidagicha tushuntiramiz. Avval ikki normal metallar orasidagi tunnel effektini ko'raylik. Kontaktida potensial ayirma nolga teng bo'lganda metallarning energetik sathlar chizmasi 29.16a-rasmda keltirilganidek bo'ladi. Bu holda kontaktdan tok o'tmaydi. Kontaktda potensial ayirma eU berilganda metallarning energetik sathlarining chizmasi 29.16b-rasmda keltirilgan. Bu holda kontaktdan tok o'tadi.

29.16(a)-rasmdagi chizmadan elektronlar bir o'tkazgichdan ikkinchi o'tkazgichga tunnel o'ta olmaydi. Chunki ular uchun Fermi sathi (E_F) bir xil balandlikda turibdi va kontaktni ikkala tomonida ham Fermi sathigacha bo'lgan barcha sathlar elektronlar bilan to'la to'ldirilgan. Bo'sh sathlar yo'q, shu sababdan ham elektron o'tishlar yo'q va kontaktda elektr toklari hosil bo'lmaydi.

Lekin metallar orasida U potensial ayirma hosil qilsak (masalan, kontaktni chap tomonida o'ng tomoniga nisbatan manfiy) u holda energetik sathlar bir-biriga nisbatan suriladilar (29.16(b)-rasm). Kontaktni chap va o'ng tomonidagi Fermi sathining vaziyati eU ga farq kiladi. Rasmdan ko'ramizki, kontaktning chap tomonidagi elektron sathlarining ro'parasiga kontaktning o'ng tomonida joylashgan metallning o'tkazuvchan zonasidagi to'ldirilgan energetik sathlari to'g'ri keladi. 29.16(b)-rasmda kontaktni chap tomonidagi eU elektr potensialni o'tishini emas, balki elektronlarning potensial energiyasining o'sganligini xarakterlaydi. Potensial kontaktning o'ng tomonida katta. Tunnel effekt vositasida potensial to'siqdan kontaktning chap tomonidagi elektronlar kontaktni o'ng tomoniga o'ta boshlaydi va kontaktdan o'ngdan chapga oquvchi tok hosil bo'ladi. Normal metallar orasidagi tunnel kontaktdan o'tayotgan tokni potensial ayirmaga bog'liqlik grafigi 29.15-

rasmda to'g'ri chiziq bilan tasvirlangan. Tokni potensial ayirmaga bog'lanishi chiziqli bo'lib, kuchlanish qancha katta bo'lsa, tunnel toki ham shuncha katta bo'ladi.

Kontaktida potensial ayirma nolga teng bo'lganda o'ta o'tkazgichlarning energetik sathlari chizmasi 29.17(a)-rasmda tasvirlangan.



29.17-rasm.

O'ta o'tkazgichlar orasidagi tunnel kontaktida energetik sathlarning joylanish sxemasi:

- a) potensial ayirma nolga teng;
- b) potensial ayirma U ga teng.

To'ldirilgan zona bo'sh sathlardan Δ – energetik tirqish yordamida ajratilgan. Ushbu tirqish mavjudligi o'ta o'tkazuvchanli tok bo'lishini taqozo qiladi. Kontaktida potensial ayirma nolga teng bo'lganligi uchun ikkala metallning ham (ular bir xil metall bo'lsa) Fermi sathlari bir-biriga mos tushadi va energetik tirqishlarining ustki va pastki chegaralari bir-birining ro'parasiga to'g'ri keladi (29.17(a)-rasm). Agar o'ta o'tkazgichlar turli materiallar bo'lsa, masalan, kontaktning o'ng tomonidagi o'ta o'tkazgich aluminiy, chap tomonida qo'rg'oshin olingan bo'lsa, u holda ikkala metallning Fermi energetik sathlari bir-biriga mos tushadi va aluminiyning energetik tirqishining ustki chegarasi qo'rg'oshinnikidan sal pastga joylashgan bo'ladi.

Kontaktga potensial ayirma qo'yilsa, u hoda o'ta o'tkazgichlardagi energetik tirqishlar va energetik sathlar 29.16(b)-rasmdagi kabi suriladi. Kontaktning chap tomonidagi energetik sathlar yuqoriga suriladi. Kontaktning chap tomonidagi energetik tirqishning ustki chegarasi kontaktning o'ng tomonidagi to'ldirilgan energetik sathlarning ro'parasiga keladi. Kontaktning chap tomonidagi to'ldirilgan sathning yuqori qismi kontaktning o'ng tomonidagi energetik tirqishning ro'parasiga to'g'ri keladi. Bunday vaziyatda tunnel elektronlarning tunnel o'tishi sodir bo'lmaydi: kontaktning chap tomonidagi tirqish oralig'ida va tirqish ustida elektronlar yo'q, tirqishdan pastdagi elektronlarni tunnel o'tishi uchun esa bo'sh joy yo'q. Shuning uchun kontaktida potensial ortgani bilan kontaktdan baribir tok o'tmaydi. Lekin vaziyat 29.17(b)-rasmdagi holga kelganda, ya'ni chap tirqishning pastki chegarasi o'ng tirqishning ustki chegarasiga ro'para kelganda, ya'ni potensial ayirma $\Delta = eU$ bo'lganda kontaktida tok hosil bo'ladi. Potensial ayirma yanada ortganda kontaktning chap tomonidagi elektronlar bilan to'ldirilgan energetik sathlar kontaktning o'ng tomonidagi bo'sh energetik sathlarning ro'parasiga keladi va

elektronlarning tunnel o'tishiga imkoniyat yaraladi. Zanjirda $U = \frac{\Delta}{e}$ potensial ayirmaga mos keluvchi o'ta o'tkazuvchan tok hosil bo'ladi.

Ikki o'ta o'tkazgichlar orasidan elektronlarni tunnel o'tishini birinchi bo'lib, 1960-yilda norvegiyalik A. Giaver kuzatgan. Giaver normal metall bilan o'ta o'tkazgich orasidagi to'siqdan tunnel o'tishini ham kuzatib, uning volt-amper xarakteristikasini olgan. O'zining tajribasini Giaver aluminiy va qo'rg'oshindan tayyorlangan yupqa pardalarni tunnel kontaktida bajardi. Dielektrik to'siq vazifasini aluminiy oksidi bajardi. Aluminiy, 2 K temperaturada o'ta o'tkazuvchan holatga o'tadi. Qo'rg'oshinning kritik temperaturasi esa 7, 2 K. tajribada aluminiy normal metall, qo'rg'oshin esa o'ta o'tkazgich vazifasini bajardi. Tajriba qaynab turgan suyuq geliyda amalga oshirildi.

Yapon olimi L. Ezaki 1957-yilda yarimo'tkazgich qurilmasini yasab, unda katta tunnel toklari olishga muvaffaq bo'ldi. Hozirgi vaqtda bu qurilmani yarimo'tkazgichli tunnel diodi deyiladi. 1973-yilda Ezaki, Giaver va Djozefson fizika bo'yicha beriladigan Nobel mukofotini bo'lib olishdi.

29.10. Djozefson effektlari

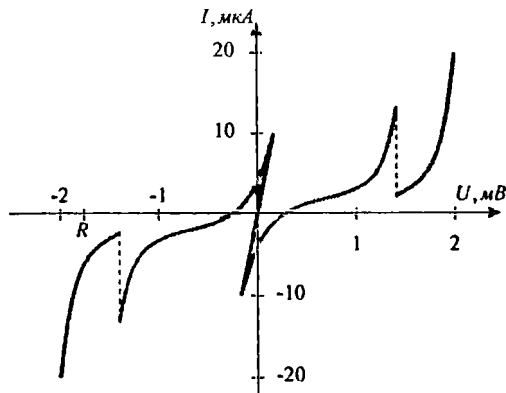
O'ta o'tkazgichlarda tunnel effektining kashf etilishi va uni sinchiklab tekshirish past temperaturalar fizikasida eng muhim voqealardan biridir. Biz bu bandda yana bir qiziq effekt Djozefson effektlari bilan tanishamiz.

$T=0$ K temperaturada fermi sirtiga yaqin bo'lgan barcha elektronlar juftlanadi deb hisoblash mumkin. Bu juftliklarning impulsi nolga teng. Spinlari esa butun son. Impuls fazosida bunday «olis tartib» ni bo'lishi o'z navbatida koordinata fazosida ham korrelatsiya paydo bo'lishiga olib keladi. Juftliklarning to'lqin funksiyalarini effektiv yoyilishini kogerent uzunligi yoki juftlik o'lchami 10^{-6} m tartibida bo'ladi. Oddiy tunnel effektlari juftlikdagi elektronlarni uzilishi va alohida elektronlarni bir metallardan ikkinchi metallga o'tishi bilan xarakterlanadi.

Juftlikni uzish uchun kerak bo'lgan energiya juftlikni bog'lanish energiyasiga teng. Bir zarrali tunnel effektlar bo'sag'aga ega: chekli kuchlanish qo'yilgandagina tunnel tok o'ta boshlaydi. Bundan bevosita o'ta o'tkazgichni energetik tirqishi qiymatini o'lchash mumkin.

Djozefson effekti aksincha bir o'ta o'tkazgichni asosiy holatidagi (Fermi sathidan) elektron juftliklar boshqa o'ta o'tkazgichni Fermi sirtiga tunnel o'tishini xarakterlaydi.

1962-yilda yosh ingliz fizigi Brayan Djozefson o'ta o'tkazgichlardagi tunnel effektni nazariy jihatdan chuqur o'rganib, ikkita yangi hodisani kashf etdi: yupqa dielektrik qatlam bilan ajratilgan ikkita o'ta o'tkazgichdan tashkil topgan tunnel kontaktida potensial ayirma nolga teng bo'lsa ham o'zgarmas tok o'tishi mumkin. Bu hodisaga Djozefsonni **statsionar effekti** deb ataladi. Tunnel kontaktning bir tomonida kontaktni boshqa tomonida turgan o'ta o'tkazgichga yaxlit holda juftlik o'tgani uchun bu juftlikni buzishga energiya sarf qilinmaganligi sababli metall orasidagi potensial energiya nolga teng bo'lsa ham tunnel kontaktdan tok o'tadi (29.17-rasm).



29.18-rasm.
Djozefson tunnel kontaktining volt-ampere
xarakteristikasi.

Djozefson tunnel kontaktining volt-ampere xarakteristikasi 29.18-rasmda keltirilgan. Rasmdagi $V=0$ dagi vertikal chiziqcha Djozefsonning munosabatidan kelib chiqadigan tokdir. Agar bir o'tkazgichning fazasi θ_1 , ikkinchi o'tkazgichning fazasi θ_2 bo'lsa va ular taxminan bir nm ga teng bo'lgan yupqa dielektrik bilan ajratilgan bo'lsa (29.18-rasm), u holda kvant mexanika qonunlariga binoan izolatoring yupqa qatlamida tok tunnel o'tadi. Bu tok ψ to'liq funktsiya yordamida aniqlanadi. 29.19-rasmdagi kontaktida faza farqi bo'lganda tashqi kuchlanish qo'yilmagan bo'lsa ham, o'ta o'tkazuvchan tok o'tadi va tokning zichligi

$$I = I_0 \sin(\theta_2 - \theta_1) \quad (29.25)$$



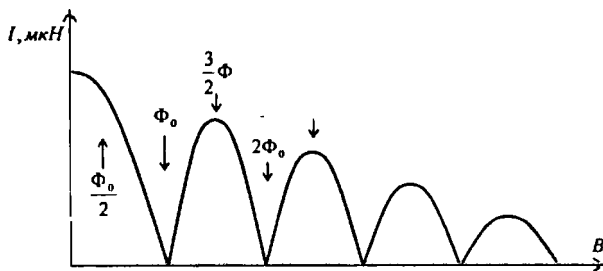
29.19-rasm.
Djozefson o'tishi. 1, 2—o'ta o'tkazgich, 3—izolator.

Mazkur hodisaga Djozefsonning *statsionar effekti* deyiladi. Bu effekt to'liq funktsiyaning kvant xarakteristikasi bo'lgan θ faza bilan xarakterlanadi

Giaver o'zi olgan volt-ampere xarakteristikalarida ushbu chiziqchani ko'rgan, lekin bu grafitklarni metall ko'priklarini qisqa ulanishidan bo'lsa kerak deb, ularni tashlab yuborgan. Intuitiv ravshanki, bu effektini kuzatish uchun izolatsiya qatlamini kengligi kogerent uzunlikdan kichik bo'lishi kerak. Ana shunda ikkala metallning to'liq funktsiyalari orasida qoplanish ro'y beradi va o'ta o'tkazuvchan juftliklar orasida almashuv yuz beradi. Amaliy jihatdan bu hodisa 10-20 angstrom tartibida bo'ladi.

Djozefsonning statsionar effekti 1963-yilda Anderson va Rouel tomonidan eksperimental kuzatildi. Izolator qatlamidan o'tgan to'la tok (bir necha milliamper) ni magnit maydonga bog'liqligi esa davriy xarakterga ega ekanligi aniqlandi (29.20-rasm). Ko'rinib turibdiki, bu eksperimentda ham magnit oqimining kvantlanish

hodisasi uchun keldik. Kontaktida butun songa karrali F_0 magnit oqim qo'yilganda tok yo'qoladi, yarim butun F_0 qo'yilganda tok eng katta qiymatga ega bo'ladi (29.20-rasm).



29.20-rasm.
Djosefson tokini B magnit maydon induksiya B ga bog'liqligi.

Kvant sonlarini ortishi bilan grafikdagi maksimumlarga to'g'ri kelgan toklar ham kamayadi. Elektronlar juftligi bir o'tkazgichdan ikkinchi o'tkazgichda o'tishi noldan farqli bo'lgan potensial ayirmalarda ham bo'lishi mumkin. Buning uchun elektronlar juftligi olgan yoki yo'qotgan energiya $2eV$ ga teng bo'lishi kerak. Agar v chastotadagi elektromagnit nurlanishi chiqarilgan bo'lsa, u holda fotonning energiyasi

$$h\nu = 2eV, n=2, 3 \quad (29.26)$$

ga teng bo'ladi. Shunday qilib, Djosefson kontaktiga potensial ayirma V qo'yilganda tunnel kontaktida yuqori chastotaga ega bo'lgan o'zgaruvchan tok o'tadi. Bu hodisaga Djosefsonning *nostatsionar effekti* deyiladi. O'ta o'tkazuvchan tok o'tganda energiya sarf bo'lmaydi va Kuper juftligi olgan $2eV$ energiya $\nu = 2eV/h$ chastota bilan nurlanadi. Bunda, $2e$ – juftlik zaryadi. Djosefson kontaktidagi eksperimentlarda bu nurlanish qayd qilindi. Elektromagnit nurlanishini faqat o'zgaruvchan tok yuzaga keltirishi mumkin. Va xuddi shu tok tunnel kontaktdan o'tadi. Shunday qilib, o'zgaruvchan tokning chastotasi Djosefson tunnel kontaktda qo'yilgan kuchlanishga bog'liq. Qiziq, o'zgarmas kuchlanishda o'zgaruvchan tok hosil bo'ladi.

Tunnel kontaktda kichik kuchlanishlar qo'yilganda ham kontaktda yuqori chastotalar vujudga keladi. Santimetr oblastidagi to'liqlardan tortib to infraqizil nurlanish sohasigacha bo'lgan chastotalarni oson olish mumkin. Kontaktda bir mV kuchlanish qo'yilganda Djosefson tokining chastotasi $4,85 \cdot 10^{11}$ Gts (485 GGts). Va bu 3,9mm bo'lgan to'liq uzunlikka to'g'ri keladi. Tunnel kontaktning nurlanish quvvati juda kam, chastotasi esa juda yuqori bo'lganligi uchun uni eksperimentda qayd qilish juda qiyin. Lekin shunga qaramay, Djosefsonning nurlanishini tajribada birinchi bo'lib amerika fizigi Shapiro kuzatdi. To'liq uzunligi 3 sm ga teng bo'lgan nurlanishni tunnel kontaktda Xarkov universitetining fiziklari I. K. Yanson, V.M.Svistunov va I.M.Dmitrenkolar 1964-yilda qayd qildilar. Bu nurlanishning chastotasi 10 ming MGts ga teng. Tunnel kontaktda Djosefson effektini sodir bo'lishiga sabab o'ta o'tkazuvchan elektron juftliklarining harakati davomida fazaviy kogerentlanishni ro'y berishi va elektron juftligi Boze zarra bo'lganligi uchun

ularning harakatida ham optikada kuzatiladigan o'zaro kogerent to'liqlar interferensiyasiga o'xshagan interferensiya hodisasi bo'lishi kerak. Kontaktda bo'layotgan bu hodisani R. Feynman o'z kitobida yaxshi yoritgan. Kontaktni bir tomonidagi o'ta o'tkazuvchan holatda bo'lgan hamma elektronlarni to'liqin funksiyasini ψ_1 , kontaktni boshqa tomonidagi o'ta o'tkazgichdagi barcha elektronlarni to'liqin funksiyasini ψ_2 deb belgilaylik. Kontaktni ikkala tomonidagi o'ta o'tkazgichlar bir xil moddalardan iborat deb va hech qanday magnit maydon bo'lmagan hol uchun quyidagi tenglamalar sistemasini yozish mumkin:

$$i\hbar \frac{\partial \psi_1}{\partial t} = U_1 \psi_1 + K \psi_2 \quad (29.27)$$

$$i\hbar \frac{\partial \psi_2}{\partial t} = U_2 \psi_2 + K \psi_1$$

(29.27) ikki holatni xarakteristikalarini

bog'lovchi kvant mexanik sistema uchun yozilgan bo'lib, u Shryodinger tenglamalari ko'rinishidadir. Bunda ψ_1 va ψ_2 - 1 va 2-o'ta o'tkazgichlarning to'liqin funksiyalari (29.21-rasm). U_1 va U_2 energetik hadlar bo'lib, o'ta o'tkazgichlarni gamiltonianining vazifasini o'taydi. K - sistemasining to'liqin funksiyalarini bog'lovchi matritsa elementlari.

O'ta o'tkazgichlar orasida V potensial ayirma bo'lsa, u holda $U_1 - U_2 = qV$ bunday q - tok tashuvchi zarralarning zaryadidir.

Energiyani hisoblash uchun sanoq boshini U_1 bilan U_2 ni o'rtasini olsak, u holda (29.27) tenglamalar sistemasini

$$i\hbar \frac{\partial \psi_1}{\partial t} = \frac{qV}{2} \psi_1 + K \psi_2 \quad (29.28)$$

$$i\hbar \frac{\partial \psi_2}{\partial t} = -\frac{qV}{2} \psi_2 + K \psi_1$$

ko'rinishga keladi.

To'liqin funksiyalarni

$$\psi_1 = \sqrt{\rho_1} e^{i\theta_1} \quad (29.29)$$

$$\psi_2 = \sqrt{\rho_2} e^{i\theta_2}$$

ko'rinishda olsak, va $\varphi = \theta_2 - \theta_1$ deb belgilasak, u holda (29.28) dan quyidagi tenglamagan hosil bo'ladi:

$$\dot{\rho}_1 = +\frac{2}{\hbar} K \sqrt{\rho_2 \rho_1} \sin \varphi$$

$$\dot{\rho}_2 = -\frac{2}{\hbar} K \sqrt{\rho_1 \rho_2} \sin \varphi$$

$$\dot{\theta}_2 = \frac{K}{\hbar} \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}} \cos \varphi - \frac{qV}{2\hbar}$$

$$\dot{\theta}_2 = \frac{K}{\hbar} \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}} \cos \varphi = \frac{qV}{2\hbar}$$

(29.30) sistemadagi birinchi juft tenglama 1- va 2- o'ta o'tkazgichlardagi tok I lar teng bo'lganligi uchun $\rho_1 = -\rho_2$ va $\theta_1 - \theta_2 = \varphi$. Natijada (29.30) dan

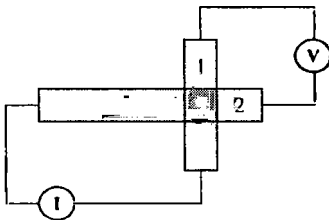
$$I = I_{\max} \sin \varphi,$$

$$q I_{\max} = \frac{2K}{\hbar} \sqrt{\rho_1 \rho_2}, \quad (29.31)$$

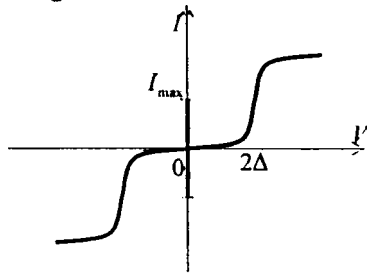
$$\varphi = \varphi_0 + \frac{q}{\hbar} \int V(t) dt$$

larni hosil qilamiz. Bunda, φ_0 – biror tasodifiy fazalar farqi.

(29.30) formula Djozefson effektining asosiy tomonlarini yoritadi. $V=0$ bo'lganda I kattalik φ_0 fazaga bog'liq. Fazani o'zi esa o'ta o'tkazgichning materialiga, magnit maydonning bo'lishligi va boshqa tashqi sharoitlarga bog'liq. $|\sin \varphi_0| \leq 1$ teng bo'lganligi uchun (29.31) dan Djozefson tokining chegaralanganligi kelib chiqadi. Feynmanning bu tenglamasi fenomenologik topilganligi uchun K ni qiymatini bilib bo'lmaydi. Shuning uchun I_{\max} ni ham hisoblay olmaymiz. (29.31) tenglamada $q=2e$, ya'ni juftlikning zaryadiga teng. Tunnel tokini kuzatish chizmasi 29.22-rasmda, volt-ampere xarakteristikasi esa 29.23-rasmda tasvirlangan.



29.22-rasm.
Tunnel
eksperimentining
chizmasi.



29.23-rasm.
Namunaga past chastotadagi
o'zgaruvchan tok berilganda I-V
volt-ampere xarakteristikasi.

29.23-rasmdagi markaziy qalin chiziq, $V=0$ dagi Djozefsonning stasionar tokini xarakterlaydi. Va tajribadan I_{\max} bevosita o'lchanadi. Agar $V(t) = V_0 + v \cos \omega t$ shaklda o'zgarsa, u holda φ faza t ga nisbatan chiziqli o'zgaradi. Djozefson toki I esa vaqt bo'yicha ossilatsiyaga ega bo'ladi.

$v \ll V$ bo'lgani uchun

$$\varphi(t) = \varphi_0 + \frac{q}{\hbar} V_0 t + \frac{q v}{\hbar \omega} \sin \omega t \quad (29.32)$$

juda kichik Δ h lar uchun

$$\sin(x + \Delta x) \approx \sin x + \Delta x \cos x$$

shu qoidaga binoan $\sin \varphi$ ni qatorga yoysak,

$$I = I_0 \left[\sin \left(\varphi_0 + \frac{q}{\hbar} V_0(t) \right) + \frac{q}{\hbar} \frac{V}{\omega} \sin \omega t \cos \left(\varphi_0 + \frac{q}{\hbar} V_0(t) \right) \right] \quad (29.33)$$

formulaga ega bo'lamiz.

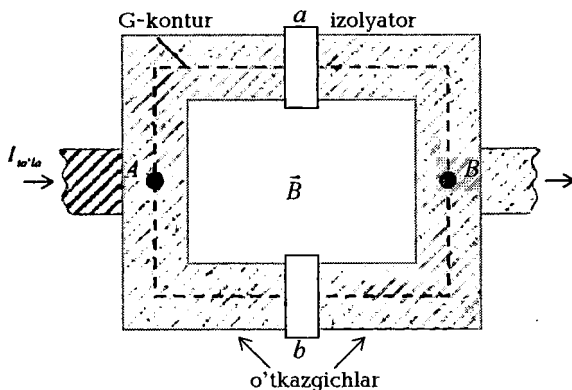
Birinchi hadni o'rtachasi nolga teng, lekin ikkinchi had nolga teng bo'lmaydi.

$\omega = \frac{q}{\hbar V_0}$. Shunday qilib, o'zgaruvchan kuchlanishning chastotasi $\omega = \frac{q}{\hbar V_0}$ teng bo'lganda kontaktdan tok oqadi. Bu rezonans effektini yuqorida aytganimizdek Shapiro kuzatgan.

29.11 O'ta o'tkazgichlarda kvant interferensiyasi (Mersero effekti)

1964-yilda Robert Jaklievich, Djon Lemb, Arnold Silver va Jems Mersero birinchi bo'lib, ikkita Djozefson kontaktini bir-biriga parallel ulaganda ular orasida paydo bo'lgan kvant interferensiyani kuzatdilar. 29.24-rasmda a va b ikkita yo'lak (izolator) o'ta o'tkazgichlar orasiga parallel ulanganligi tasvirlangan. O'ta o'tkazgichlarning uchlari A va B ni tashqi o'lchov asbobiga (tokni o'lchash) ulash mumkin. Magnit maydon induksiyasi rasm tekisligiga perpendikulardir.

Tashqi to'la tok I_T har bir yo'lakdan o'tgan toklarning yig'indisiga teng.



29.24-rasm. Bir-biriga parallel ulangan ikkita tunnel kontakt.

I_a va I_b - a va b yo'laklardagi toklar, δ_a va δ_b esa ularning fazalari bo'lsin. A va B nuqtalarda to'lqin funksiyalarning faza farqi qanday yo'l bilan o'tmaylik bir xil bo'lishi kerak. a yo'lakdan o'tishda A va B orasidagi faza farqi δ_a va vektor potensialdan yuqorigi yo'l bo'yicha olingan egri chiziqni integral yig'indisiga teng.

$$\Delta F_{a:A \rightarrow B} = \delta_a + \frac{2q_e}{\hbar} \int_{\text{yo'l}} \vec{A} \cdot d\vec{s} \quad (29.34)$$

Chunki, θ -faza \bar{A} bilan (29.14) tenglama bilan bog'langan.

Quyida yo'li bo'yicha faza farqi

$$\Delta F_{aza_{A \rightarrow B}} = \delta_b + \frac{2q_e}{\hbar} \int_{\text{qmsi}} \bar{A} \cdot ds \quad (29.35)$$

Demak, (29.34) va (29.35) bir-biriga teng bo'lganligi uchun ularning ayirmasi

$$\delta_b - \delta_a = \frac{2q_e}{\hbar} \int_{\Gamma} \bar{A} ds \quad (29.36)$$

Bu yerda, integral yopiq G kontur bo'yicha olingan. \bar{A} vektor potensialdan olingan integral konturdan o'tayotgan F magnit oqimdir. Demak,

$$\delta_b - \delta_a = \frac{2q_e}{\hbar} \Phi \quad (29.36a)$$

Chizmada magnit maydonni o'zgartirib, biz faza farqini o'zgarishini nazorat qilishimiz mumkin. To'la tokda a va b yo'laklardan o'tayotgan I_a va I_b toklarni interferensiyasini namoyon bo'lishini kuzatish uchun magnit maydon induksiyasini o'zgartirish kerak.

Agar,

$$\delta_a = \delta_0 + \frac{q_e}{\hbar} \Phi, \quad \delta_b = \delta_0 + \frac{q_e}{\hbar} \Phi \quad (29.37)$$

desak,

$$I_T = I_0 \left\{ \sin \left(\delta_0 + \frac{q_e}{\hbar} \Phi \right) + \sin \left(\delta_0 - \frac{q_e}{\hbar} \Phi \right) \right\} = 2I_0 \sin \delta_0 \cos \frac{q_e}{\hbar} \Phi \quad (29.38)$$

u holda (29.38) formuladagi δ_0 qiymati bizga ma'lum emas va uning tabiati har qanday bo'lishi mumkin. Xususan, δ_0 qo'yilgan tashqi kuchlanishga ham bog'liq bo'lishi mumkin. Lekin biz bir narsani qat'iy bilamiz. $\sin \delta_0$ ning qiymati 1 dan katta bo'la olmaydi. Demak, chegaraviy katta tok F ni har bir qiymati uchun

$$I_{\max} = 2I_0 \left| \cos \frac{q_e}{\hbar} \Phi \right| \quad (29.39)$$

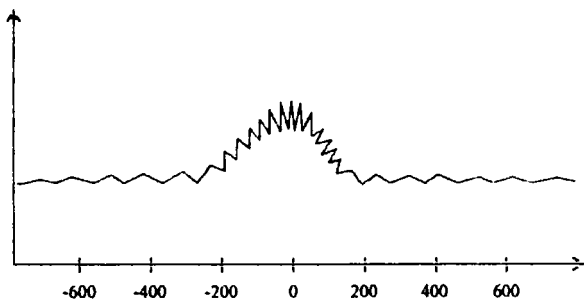
bu tok o'z navbatida

$$\Phi = n \frac{\pi \hbar}{q_e} \quad (29.40)$$

ga bog'liq. Shunday qilib, tok o'zining maksimal qiymatini 29.24-rasmdagi

sxemadagi $\Phi_0 = \frac{\pi \hbar}{q_e}$ kvant qiymatiga ega bo'lganda oladi.

Djozefsonning ikkita parallel yo'lagidan o'tgan tok yuqorida aytilgan eksperimentatorlar (Mersero guruhi) tomonidan o'lchandi va uning natijasi 29.35-rasmda tasvirlangan.



29.25-rasm. Djozefsonning ikkita tunnel o'tishi parallel ulanganda magnet maydonga bog'liq bo'lgan tokning o'zgarish grafigi.

29.25-rasmda magnet maydonning o'zgarishi tufayli tokning tez tebranishlari (29.39) formuladagi interferensiya hodisasi

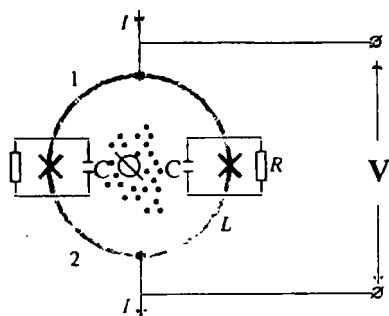
$$\cos \frac{q_e \Phi}{\hbar} \quad (29.41)$$

bilan tushuntiriladi. Maydon yo'q bo'lgan joyda ham vektor potensial mavjud ekanligi haqidagi masala ham yuqoridagi Mersero guruhi tomonidan hal qilingan. Tajriba quyidagicha qilingan: Djozefson o'tishlari tor solenoid (sirtmoq) ga 29.36-rasmdagi kabi ulandi. Solenoidda kuchsiz magnet maydon hosil qilindi va bu magnet maydon kuch chiziqlari o'ta o'tkazuvchan simga tegmasdan o'tadi.

Sirtmoq ichidan o'tgan magnet maydonning o'zgarishi (u simga tegmasa ham) tokni o'zgarishida kuzatiladi. Bu fizik potensialning real ekanligining isbotidir. Ikkita

o'tish orasidagi interferensiya o'ta sezgir magnetometr asboblari yasashga olib keldi. Ikkita o'tish orasidagi yuza 1 mm^2 ga teng bo'lsa, 29.35-rasmdagi egrilikning maksimumi bir-birlaridan $2 \cdot 10^{-5}$ Gauss oralig'ida yotadi. Toklar orasidagi 0, 1 oraliqchani sezish mumkin.

Bundan chiqadiki, Djozefson kontaktlari yordamida $2 \cdot 10^6$ Gauss magnet maydonlarni o'lchash mumkin. Bir ko'z oldingizga keltiring. O'ta o'tkazuvchan sirtmoqqa 10–20 ta tunnel kontaktlarini parallel ulaylik. Bunda 10–20 tirqishda interferensiya hosil bo'ladi va hosil bo'lgan magnet maydon o'zgarishlarini maksimum va minimum chiziqlari keskin ko'rinadi. Agar sirtmoqqa shunday tunnel kontaktlardan 10 tasini



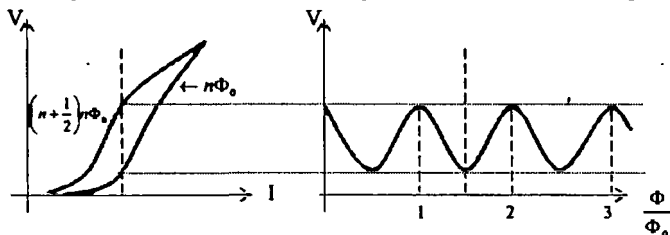
29.26-rasm. Magnet oqimi Φ va o'rtacha tok I bo'lgan o'zgarimas tok SKVID sxemasi.

joylasak, u holda 10 ta tirqishdan interferensiya hosil bo'ladi va bu asbob yordamida

juda ham kichik bo'lgan magnit maydonlarini kvant mexanik interferensiya metodi bilan o'lchash imkoniyatiga ega bo'lamiz. Yorug'lik to'liq uzunligini difraksiyon panjaralar yordamida qanday o'lchash imkoniga ega bo'lsak, biz bu holda magnit maydon induksiyasini ham shunday aniq darajada o'lchaydigan asboblari yaratishga muvaffaq bo'lamiz. Haqiqatan ham, kvant interferensiya hodisasi yangi asboblari yaratishni, yangi texnologiya sohasini yaratadi. Bu asboblarni qiymatli tranzistor yoki lazerlardan kam emas. ana shunday asboblardan biri SKVIDdir.

29.12. Kvant magnitometr, skvidlar

O'ta o'tkazuvchanlik kvant interferensiyasi hodisasiga asoslanib juda ham kichik magnit maydonlarni o'lchaydigan asbob yaratildi. Bu asbob SKVID deb ataladi. SKVID so'zi Superconducting Quantum Interference Devices – SQUIDS inglizcha jumlaning tagiga chizilgan harflardan tuzilgan bo'lib, o'zbekchaga o'ta o'tkazuvchan kvant interferensiya datchigi deb tarjima qilsa bo'ladi. O'zgarmas va o'zgaruvchan tok SKVIDlari mavjud. 29.26-rasmda o'zgarmas tok SKVIDini elektr chizmasi keltirilgan. Djozefsonning tunnel kontaktlari 29.26-rasmda karra (H) amali belgisi bilan tasvirlangan. Har bir Djozefson kontaktini S sig'imi va R tashqi qarshiligi bilan shuntlangan. 29.27-rasmda $n\Phi_0$ va $(n+1/2)\Phi_0$ magnit oqimlari uchun Skvidning volt-ampere xarakteristikasi keltirilgan. Skviddan o'zgarmas tok o'tganda uning chiqish klemmasidagi o'zgaruvchan kuchlanish kattaligi 29.27(b)-rasmda keltirilgan.



29.27-rasm.

- a) $n\Phi_0$ va $(n + \frac{1}{2})\pi\Phi_0$ magnit oqimlarida skviddagi kuchlanishning volt-ampere xarakteristikasi;
 b) V kuchlanishni $\frac{\Phi}{\Phi_0}$ oqimga bog'liqlik grafiqi.

O'zgarmas tokda ishlaydigan skvidlar uchun uning volt-ampere xarakteristikasida (29.27(a)-rasm) gisterezis hodisasi bo'lmasligi kerak. Gisterezis hodisasini yo'qotish uchun qarshiligi juda ham kichik bo'lgan tashqi shunt kiritiladi. Skviddan o'tayotgan magnit oqimining o'zgarishi uni volt-ampere xarakteristikasini ossilatsionlashiga olib keladi va 29.27(b)-rasmda ko'rsatilganidek, ikkita chegaraviy egrilik orasida yotadi. Ko'rinib turibdiki, skvid bu yerda magnit oqimini elektr kuchlanishiga aylantirgich sifatiga o'zini ko'rsatayapti. Agar magnit maydon oqimi o'zgarsa u holda unga mos

ravishda klemmadagi kuchlanish o'zgaradi. Hozirgi zamon elektronikasi bu kuchlanishni bema'lol qayd qiladi. Oqimni dinamik oralig'i oqim kvantining miqdoridan katta bo'lganligi uchun skvidni nol detektor sifatida ishlatish mumkin. Elektronikani stabil, ya'ni barqaror ishlashi va past chastotaga ega bo'lgan shovqinlardan xalos bo'lish maqsadida amaliyotda o'zgaruvchan tok skvidlaridan foydalaniladi. Bu holda F_0 magnit oqimni o'lchash bilan bir qatorda ko'p kvant oqimiga to'g'ri keluvchi tashqi magnit oqimlarni ham o'lchash imkoniyati tug'iladi. Skvidlar yordamida magnit maydonni gradiyentini o'lchash mumkin. Bu esa skvidni asbob sifatida yana imkoniyatlarini oshiradi. Masalan, gradiometr asbobi shu prinsipda ishlaydi.

O'zgaras tokda ishlovchi skvidlarni ishlash prinsipi quyidagicha: ikkala kontakt bir xil va chizmada simmetrik joylashgan. Maydon yo'qligida paydo bo'lgan o'zgaras tok tunnel kontaktlarida teng yarmiga bo'linadi. Ularning fazasi bir xil va interferensiya hosil bo'lmaydi. Lekin magnit maydon qo'ysak, u holda konturda aylanuvchi (sirkulatsiya) toki hosil qiladi. Ushbu tok soat strelkasi bo'ylab yo'nalgan bo'lsa, u holda birinchi kontaktdagi tok berilgan tashqi tokdan ayriladi. Ikkinchi kontaktda esa qo'shiladi. Demak, konturning ikki tarmog'i har xil tokka ega bo'ladi. Tunnel kontaktlarini tengligi buziladi va ular orasida faza farqi hosil bo'ladi. O'ta o'tkazuvchan elektron to'lqinlari kontaktdan o'tib, yana qayta qo'shilib interferensiyalanadi. Interferensiya skviddan o'tayotgan kritik tokni tashqi magnit maydonga bog'liqligini namoyon qiladi. Magnit oqim F_0 kvant oqim birligida o'lchanadi. Demak, ikkita Dzozevson kontaktdan iborat konturni kritik toki tashqi magnit maydon ta'sirida ossilatsiyalanadi va konturdan o'tayotgan magnit oqim kvant sonlariga karrali bo'lganda eng katta qiymatga erishadi. 29.37(b)-rasmdagi grafikda alohida fluksoidlarni his qilish imkoniyatini beradi va ularning miqdori juda kichkina bo'lib, 10^{-15} Vb atrofida. Kontur ichida magnit oqimi juda kichkina qiymatga ega bo'lsa ham, juda qisqa Δt vaqt ichida sakrab o'zgaradi: $\Delta F = F_0$ magnit oqimi $\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$ ni o'zgarish tezligi esa katta va bu o'zgarishni konturdagi EYuK ni o'lchash bilan aniqlash mumkin.

O'ta sezzir bunday magnitometrлар yordamida 10^{-15} Te teslagacha bo'lgan magnit induksiyalari o'lchash imkoniyati tug'ildi va o'lchov asboblari texnikasida u keng qo'llanila boshlandi. O'ta sezgirligi juda yuqori bo'lganligi uchun skvidlarda juda kichik qabulchanliklarni, masalan, moddalarning juda kichik qabulchanliklarini o'lchash mumkin. Bunday asboblار biokimyo tadqiqotlarida juda muhim. Skvid asosida qurilgan gradiometrлар yordamida oqsillarning juda kichik qabulchanliklarini o'lchash mumkin. Bu metod yordamida geologik jinslarni va Oydan keltirilgan toshni magnit momentlari o'lchandi.

Kvant magnitometrlari yordamida kvarklar va gravitatsion to'lqinlarni qidirishda foydalanish mumkin. Yer qimirlashi, vulqonlar otilishi jarayonlari, turli kataklizmlarni oldindan aytib berishda skvidlardan foydalanish mumkin. Aniqlasa, biomagnetizm singari juda ham ojiz signallar bo'lganligi uchun ularning hosil qilgan magnit maydon induksiyasini o'lchashda skvidlar bebaho o'lchov asbobi bo'ldi. Masalan, yurakning magnit signallari taxminan 100 pTl, miyaning magnit signali 100 fTl. Bunday kuchsiz signallarni o'lchash uchun magnit shovqinlardan xalos bo'lish

kerak. Elektromotor, lift, ventilator singari qurilmalar hosil qiladigan magnit shovqinlar 1 Gts chastotada 10 nTl ga teng. Bu shovqinlardan soqit bo'lish hozirgi zamon fanining eng dolzarb muammosidir. Hozirgi paytda skvid yordamida yurakning ideal magnit kardiogrammasi olingan. Neyromagnitizm, shizofreniya, Parkinson va Abuxeymer kasalliklarining sabablarini o'rganishda va davolashda skvid asbobi juda ham asqotadi.

Hozirgi vaqtda eng dolzarb masalalardan biri bo'lgan gravitatsion to'liqlarning parametrlarini o'lchashda bu asbobning imkoniyati yuksakdir. Masalan, kollapsda bo'lgan (neytron yulduzlari) yulduzlar tarkibini o'lchashda bu asbob eng asosiy asbobga aylanadi. Gravitatsion nurlanish o'ta ojiz bo'lib, skvid bizga kointning ko'p sirlarini ochishda yordam beradi.

29.13. Yuqori temperaturali o'ta o'tkazgichlar

Yuqori kritik temperaturaga ega bo'lgan o'ta o'tkazuvchanlik hossasiga ega bo'lgan moddalarni izlashni ikki yo'li mavjud. Birinchi yo'l, bu o'ta o'tkazuvchanlik biz bilgan mexanizmini imkoniyatlaridan foydalanish, ikkinchi yo'li esa tamomila yangi mexanizmga asoslangan yuqori temperaturali moddalarni izlashdir.

Elektronlarning juftlanish mexanizmiga asoslangan nazariya doirasida mumkin bo'lgan eng katta kritik temperaturaning qiymati 30–40 K dan katta emas. O'ta o'tkazuvchanlik – bu metallda vujudga kelgan elektron juftliklarining o'ta oquvchanlik xarakatidir. Har bir juftlik butun spinga ega va u bozon. Bozonlar «kondensiyalanishga» moyil. Ushbu, kondensasiyani o'ta oquvchanligi o'ta o'tkazuvchanlikdir.

O'ta o'tkazuvchanlik paydo bo'lishi uchun elektronlar orasida tortishish kuchi paydo bo'lishi va bu kuch ularning juftlanishiga olib kelishi kerak. Bu holda T_{Kp} temperatura juftlanish energiyasi Δ tartibida bo'lishi kerak (Δ energiyani graduslarda ifodalash mumkin: Δ (eV)= $k\Delta$ (K) bunda $k = 0,81617 \cdot 10^{-4}$ eV/K - Boltsman doimiysi)

BKSh nazariyasini bosh maqsadi ham kritik temperatura miqdorini aniqlashdir:

$$T_{Kp} = \theta e^{-\frac{1}{g}} = 1,14 h v e^{-\frac{1}{g}} \quad (29.42)$$

Bunday $e = 2,72$, $\theta = 14 h v$ – Debay temperaturasi. g – elektronlar orasidagi tortilishni xarakterlovchi kattalik. Kritik temperaturaning qiymati Debay temperaturasi va g parametr bilan xarakterlanadi. θ ning fizik ma'nosi quyidagicha: $k\theta$ ni qiymati Fermi energiyasi E_F ga yaqin bo'lib, ushbu energiyada elektronlar bir-biriga tortilib juftlik hosil qiladilar. Agar $g=1/2$ bo'lsa, u holda $T_{Kp} = \theta e^{-2} = 0,135\theta_{II}$. Debay temperaturasi fononlar energiyasi bilan xarakterlanadi va bu energiya uning chastotasiga proporsional:

$$E_{Fononmah} = h v_{mah} = 2\pi\hbar v_{max} = 2 \cdot 3,14 \cdot 0,6582 \cdot 10^{-15} \vartheta B \cdot c \cdot 10^{13} \frac{1}{c} = 4,13 \cdot 10^{-2} \vartheta B$$

yoki graduslarda

$$E_{\text{Fononmah}} = \frac{h\nu_{\text{max}}}{k} = \frac{4,13 \cdot 10^{-2} \vartheta B}{0,81617 \cdot 10^{-4} \vartheta B / K} = 500 K.$$

Ushbu energiyaga $\theta_D = E_{\text{Fonon}} = 500 \text{ K}$ Debay temperaturasi deyiladi. Bu hisobda fononlarning eng katta chastotasi 10^{13} Gts tartibida. Haqiqatan ham, $\nu_{\text{max}} \approx \frac{v}{a}$, bunda,

v - qattiq jismda tovush tezligi bo'lib, taxminan 3000 m/s . $a = 3 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ – kristall doimiyi, formula bilan chalanadi.

BKSh nazariyasida fononlar almashinuvi uchun $\theta = A \theta_D$ va $A=1$ deb hisoblasak, $\theta = \theta_D$ formuladagi g doimiylik $1/2$ dan katta bo'lmaydi. Agarda o'ta o'tkazuvchanlikda fononlar almashinuvi tufayli vujudga kelsa, odatda, g ni $1/3$ deb hisoblasa bo'ladi. U holda, (29.42) formulaga binoan T_{Kr} temperatura qiymati 25 K atrofida bo'ladi.

Ya'ni, $T_{\text{Kr}} = e^{-3} \theta_D = 0,05 \cdot \theta_D = 25 \text{ K}$, $\theta_D = 500 \text{ K}$ uchun.

Shunday qilib, odatdagi o'ta o'tkazgichlarda (ya'ni elektronlar orasidagi o'zaro ta'sir foton mexanizmiga asoslangan) kritik temperatura 50 K dan oshmaydi. Agar eksperimentda kritik temperaturasi $25\text{-}30 \text{ K}$ teng bo'lgan o'ta o'tkazgichlar olish imkoniyati bo'lsa ham katta yutuqlarga erisilgan hisoblanadi. Chunki bunday temperaturaga ega bo'lgan o'ta o'tkazgichlar olish uchun suyuq geliyni o'rmiga undan ancha arzon bo'lgan suyuq vodorodni ishlatish imkoniyati tug'iladi (normal atmosfera bosimida suyuq vodorod uchun $T_{\text{Kr}} = 20, 3 \text{ K}$). Shu bois, oddiy o'ta o'tkazgichlar uchun yuqori kritik temperaturali moddalarni izlash hali ham o'z aktualigini yo'qotmaydi.

20 K temperaturadan yuqori kritik temperaturaga ega bo'lgan moddalarni izlash hozirgi zamonning eng dolzarb vazifasi. Bu vazifani bajarish uchun o'ta o'tkazuvchanlikni yangi mexanizmlari qidirib topish kerak bo'ladi.

Elektronlar juftlanishi uchun vositachi kerak. Biz bilgan barcha o'tkazgichlarda bu vazifani kristall panjara bajaradi. Bundan chiqadiki, yuqori temperaturali o'ta o'tkazgichlarni izlashda boshqa vositachi, boshqa muhitni topish kerakki, u yerda ham elektronlar bir-biriga tortilsin. Bunday yangi mexanizmlardan birini V.L. Ginzburg taklif qilgan o'ta o'tkazgichlarning eksiton mexanizmidir (buni elektronli mexanizm ham deb yuritishadi). Eksiton mexanizmini oilasi quyidagicha: fononlardan tashkari elektronlar juda qisqa vaqt oralig'ida «zarralar» chiqarishi mumkin. Bu zarralarning paydo bo'lishi kristalda yuzaga keladigan tebranishlarning turiga bog'liq. Bunday tebranishlarga eksitonlar tegishlidir. Bu holda kristall panjarini o'zi emas, balki elektronlarning o'zi ishtirok etadi. Eksitonlar orasidagi almashuv fononlar orasidagi almashuv kabi elektronlarni bir-biriga tortilishi va juftlanishiga sabab bo'ladi. Dielektrikda elektronlar uyg'otilganda ular valentli (to'ldirilgan) zonadan o'tkazuvchanlik (bo'sh) zona sakrab o'tishlari va erkin elektronlar bo'lib qolishlari mumkin. Lekin jarayon boshqacha ham kechishi mumkin. Ushbu o'tishda elektron to'ldirilgan zona hosil bo'lgan teshik bilan aloqani uzmasligi, xuddi vodorod atomi kabi yagona bog'langan sistema sifatida tug'ilishi mumkin. Eksiton tushunchasini Yakov Frenkel kiritgan. Demak, eksiton – bu yaxlit, bir butun zarra. Eksitonlarning maksimal energiyasi minglab, hatto o'ng minglab

gradusga teng bo'lishi mumkin. Eksiton mexanizmiga binoan BKSJ formulasini quyidagicha yozish mumkin:

$$\theta = \frac{E_{\text{BKSJ, max}}}{k}$$

desak, u holda $g=1/3$ va $\theta = 3000$ uchun $T_{\text{Kr}}=3000 e^{-3} \approx 150 \text{ K}$ ga teng bo'ladi. Agar $\theta = 10000 \text{ K}$ ga teng desak, $T_{\text{Kr}}=500 \text{ K}$ ga teng bo'lishi mumkin. Ko'rib turibsizki, haqiqatan. elektron orasidagi tortilishning eksiton mexanizmida hatto xona xonasidan ham yuqori temperaturada o'ta o'tkazgichlar tayyorlash mumkin bo'ladi? Unda tabiiy bir savol tug'iladi. Nima uchun eksiton mexanizmiga ega bo'lgan o'ta o'tkazgichlar shu paytgacha kuzatilmagan?

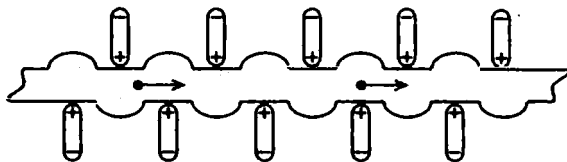
Eksiton mexanizmini ishga tushishi uchun qanday sharoit yaratilishi kerak va ularni qayerdan izlash kerak? Buning uchun qulay strukturaga ega bo'lgan metallar yaratish kerak.

B. T. Geylikmanning hisobiga ko'ra, turli energetik zonalarga tegishli bo'lgan elektronlarning orasida ham juftlanish vujudga kelishi mumkin. Boshqa bir yo'nalishni esa V. N. Ginzburg tomonidan taklif qilingan. Fononlar doimo mavjud istalgan qattiq jismda uning panjarani tebranishi hosil qiladi. Eksitonlar esa injiq. Ular tezda yo'qoladilar. Chastotalari ham juda chegaralangan. Buning ustiga g ham uncha kichik bo'lmazligi kerak.

Hatto, $g=1/7$ va $\theta=3000 \text{ K}$ temperaturada ham $T_{\text{Kr}}=\theta e^{-7} \approx 3 \text{ K}$. Shu sababdan ham eksitonning o'ta o'tkazuvchanligiga tasodifan duch kelish qiyin. Uni izlash va uni vujudga keltirish uchun qulay sharoitlar yaratish kerak.

Agar shu shartlar aniq bo'lganda edi, yuqori temperaturali o'ta o'tkazgichlar muammosi hal qilingan bo'lar edi. Hozircha shuning uchun eksiton strukturaga ega bo'lgan o'ta o'tkazgichlarni qayerdan izlash ham noma'lum. Balki bunday mexanizmga ega bo'lgan o'ta o'tkazgichlarni metall eksiton suyuqligiga (elektron-teshik) ega bo'lgan yarimo'tkazgichlarda ishlash kerak. Masalan, yoritish ta'sirida yarimo'tkazgichda elektronlar va teshiklar hosil qilingan bo'lsa, etarli past temperaturada ular bog'lanib, eksitonlarni vujudga keltirishi mumkin. Bunday eksitonlarning asosiy holatdagi energiyasi $E_b, e^{-} \leq 10^{-2} \text{ eV}$. 100 K ; radiusi esa $a_{\delta, s} \leq 10^{-8} \text{ m}$.

Yuqori temperaturali o'ta o'tkazgichlarni yangi mexanizmini amerikalik fizik V.Littl bergan. Maxsus strukturaga ega bo'lgan polimerlarni izlash haqida gap ketyapti. Littl taklif qilgan organik o'tkazgichli model chizmasi 29.28-rasmda tasvirlangan.



29.28-rasm.
O'ta o'tkazuvchan organik o'ta o'tkazgich
(Littl modeli).

Bu modelga ko'ra, uzun polimer ipi bo'lib, uning yon tomonlarida butoqlar (novda, tarmoqlar) joylashgan. Bu modelning asosiy g'oyasi quyidagicha: elektronlarning ikki guruhi mavjud. O'tkazuvchanlik elektronlari o'tkazuvchan polimer ipida (kanalida) harakat qiladi; vositachi elektronlar esa yon tomondagi butoqlarda joylashgan. O'tkazuvchanlik elektroni butoq yonida o'tgan paytda u hosil qilgan elektr maydoni qisqa vaqt ichida bosh ipni kanaliga yondoshgan tomondagi musbat zaryad hosil qiladi. Bu esa boshqa o'tkazuvchan elektron holatiga ta'sir qiladi. Va u musbat zaryad sohasiga tortiladi va shuning uchun bilvosita birinchi elektron bilan tortiladi. Ko'rinib turibdiki, bu modeldagi manzara ham odatdagi o'ta o'tkazgichlarga o'xshash. Elektronlararo o'zaro tortilish ro'y beradi. Faqat bunda vositachi vazifasini yon butoqlarda joylashgan elektronlar bajaradi. Ular o'ta o'tkazuvchan elektronlar orasidagi tortilish uchun kerak bo'lgan qo'shimcha kuchni yuzaga keltiradi. Shunday qilib, Littl modeliga ko'ra, markaziy ip kanalida o'ta o'tkazuvchanlik yuzaga keladi. Va qilgan hisoblarga ko'ra, $T_{kr}=2400$ K ga to'g'ri keladi.

Lekin bu modelning bir qator muammolari mavjud. Ulardan biri bir o'lchamli strukturalarda (zanjirlarda) o'ta o'tkazuvchanlik oson uziladi. Masalan, zanjirning bitta joyida uzilish bo'lishi o'ta o'tkazuvchanlikni buzilishiga olib keladi. Bunday vazifani esa issiqlik harakati juda oson bajaradi. Littl g'oyasini amalga oshirish uchun balki «sendvich» yoki «qatorli birikmalar» modeli kabi modellardan foydalanish kerak bo'ladi va bu yo'l yuqori temperaturali o'ta o'tkazgichlar yaratishga olib keladi deb o'ylaymiz.

Yuqoridagi nazariy modellar bilan bir qatorda yuqori temperaturali o'ta o'tkazgichlarni izlash davom ettirilmoqda. Tetratsionoxinodimetan - qisqacha TSHM deb atalgan murakkab organik birikmalar ham o'ta o'tkazuvchanlik qobiliyatiga ega ekanligi aniqlangan. TSHM tuzlarini birida kritik temperatura 40 K ga yetgan. 1946 yilda R. Ogg 77 K temperaturada ham o'ta o'tkazuvchanlik hodisasini kuzatganligi haqida habar berdi. Lekin bunday o'ta o'tkazgichda (ammiakda natriy aralashmasi) tok faqat bir necha minut saqlangan.

1986-yilda G. Bednorz va A. Myuller lantan oksidi, bariy va mis birikmasida o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi ro'y berishini kashf qildilar. Bu birikmani kritik temperaturasi 33 K. bu kashfiyot keramikaga tegishli materiallarda ham o'ta o'tkazuvchanlik hodisasini yuz berishini ko'rsatdi va o'ta o'tkazgichlarni izlashning yangi yo'lini ochdi. Keramik materiallarini o'rganish va izlash natijasida R. Chu itriy oksidi, bariy va mis qotishmasida o'ta o'tkazuvchanlikni kashf qildilar. Bu birikmani temperaturasi 90 K ga to'g'ri keladi. Bu kashfiyot esa o'ta o'tkazgichlarni yirik texnologik mashtablarda qo'llashga yo'l ochadi. Chunki bunda eng arzon suyuq azotni (77 K) qo'llash imkoniyati oshadi.

1987-yilda Bednorz va Myullerga yuqori temperaturali o'ta o'tkazgichlar kashfiyoti uchun Nobel mukofoti berildi. Izlanishlar tinmay davom ettirilmoqda. faqat misning asosini o'zida 10 minglab birkmalar o'rganildi va kritik temperatura 125 K ga yetkazildi. Lekin nazariy jihatdan ushbu yuqori temperaturali birikmalarda ro'y beradigan o'ta o'tkazuvchanlik hodisasini ishonchli tushuntiradigan natijalar hali yo'q. 1989-yilda Tokio universitetining bir guruh olimlari o'ta o'tkazgichning yangi bir sinfini ochishga muvaffaq bo'ldilar. Bednorz va Myuller kashf etgan keramik

o'ta o'tkazgichlarda zaryad tashuvchilar vazifasini teshiklar bajaradi. Yaponlar qilgan kashfiyotda esa bu vazifani elektronlar bajaradi. Bu esa o'ta o'tkazgichlarni tushuntirishning ishonchli nazariyasini yaratishda juda katta imkoniyat beradi.

O'ta o'tkazuvchanlik balki kamyob hodisa bo'lmasdan, keng tarqalgan hossadir. F. London xotira mexanizmi o'ta o'tkazuvchanlik xususiyatiga ega degan gipotezani bundan 60 yil oldin bergan. Milliardlab tolalar (ipsimon to'qimalar, cho'zinchoq hujayralar) dan iborat bo'lgan neyronlar Littning polimer ipiga o'xshaydi. Balki ana shu to'qimalar o'ta o'tkazgichdir. Ko'rish jarayonini ta'minlovchi oqsil-rodapsinning elektron o'tkazuvchanligi cheksiz, degan g'oya mavjud. π -elektronlar deb atalgan nazariya ham ishlangan.

Biron bir atom bilan bog'langan kolektivlashgan elektronlar murakkab organik molekularlar ichida harakat qiladilar. π elektronlar sistemasida o'tish temperaturasi metallarning o'tish temperaturasiga nisbatan ancha yuqori bo'lishi mumkin. Shunday qilib, organik xomashyolardan tayyorlangan yangi moddalarda o'ta o'tkazuvchanlik hodisalari bo'lishi mumkin. Va bu yo'ldagi izlanishlar kutilmagan yangi muvaffaqiyatlarga olib keladi, deb ushbu bobni tugatamiz.

SAVOLLAR

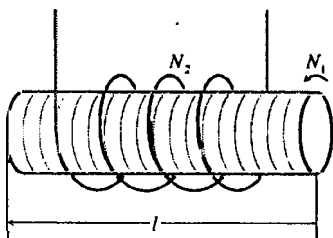
1. O'ta o'tkazuvchanlik hodisasi qachon va kim tomonidan kashf etilgan?
2. O'ta o'tkazuvchanlik va o'ta o'tkazgichlar deb nimaga aytiladi?
3. O'ta o'tkazgichlarning qanday turlari mavjud?
4. O'ta o'tkazuvchanlik kritik temperaturasi deb nimaga aytiladi?
5. Mattias qoidasi nimani tushuntiradi?
6. O'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tish temperaturasi valentli elektronlar soniga qanday bog'langan.
7. Magnit maydon o'ta o'tkazuvchanlikka qanday ta'sir ko'rsatadi?
8. O'ta o'tkazgichlarning birinchi va ikkinchi turlarining kritik temperaturasi bilan magnit induksiyasining kritik qiymati orasida qanday bog'liqlik bor?
9. Tayn qonunni ifodalovchi formula qanday ko'rinishga ega?
10. Ideal o'tkazgich bilan ideal o'ta o'tkazgich o'rtasida qanday farq bor?
11. Ideal diamegnetizm qachon ro'y beradi?
12. Magnit maydonni o'ta o'tkazgich kirish chuqurligi qanday formula bilan ifodalanadi?
13. 1- turdagi fazaviy o'tishlarni qanday tushuntirish mumkin?
14. 2- turdagi fazaviy o'tishlarni qanday tushuntirish mumkin?
15. Kritik temperatura bilan izotop massasi orasida qanday bog'lanish mavjud?
16. Normal o'tkazgich va o'ta o'tkazgichlarda elektr toki qanday hosil bo'ladi?
17. O'ta o'tkazgichlarda o'zgarmas tok qanday hosil bo'ladi?
18. Meysner effekti nimani tushuntiradi?
19. Meysner effektining mohiyatini qanday tushuntirish mumkin?
20. Magnit maydonida yotgan halqadagi o'ta o'tkazuvchanlik holatini qanday tushuntirish mumkin?

21. O'ta o'tkazgich va ferromagnit metallar uchun magnit kuch chiziqlari qanday taqsimlanadi?
22. Londonlar tenglamasi nimani tushuntiradi?
23. $T < T_K$ da halqada o'ta o'tkazuvchanlik holatini qanday tushuntirish mumkin?
24. Frits London halqadagi o'ta o'tkazuvchanlik hodisasini qanday tushuntirali?
25. Magnit oqimini kvantlanishini qanday tushuntirish mumkin.
26. Magnit oqimi kvanti uchun formulani qanday yozish mumkin?
27. Halqa teshigida ushlanib qolgan magnit maydon oqimi tashqi magnit maydon induksiyasiga qanday bog'langan.
28. 2-turladagi o'ta o'tkazgichlar 1-turdagi o'ta o'tkazgichlardan qanday hossalari bilan farq qiladi.
29. Magnit maydonni induksiyasini quyi va yuqori kritik qiymatlarini qanday izohlash mumkin?
30. Aralashgan holat qanday holat va qaysi o'tkazgichlarga taaluqli?
31. Oraliq holat qanday holat va qaysi o'tkazgichlarga taaluqli?
32. Aralashma holat va oraliq holat bir-biridan qanday farqlanadi?
33. Abrikosov uyurmalari deb nimaga aytiladi?
34. Abrikosovning aralashma holatlar nazariyasiga tayanib, o'ta o'tkazgich hodisasini qanday tushuntirish mumkin?
35. Fluksoidlar nima?
36. Abrikosov uyurmalarini tajribada kuzatish mumkinmi va uyurma panjarasi qanday ko'rinishga ega?
37. O'ta o'tkazuvchan va o'ta o'quvchan hodisalari orasida qanday bog'liqlik bor?
38. O'ta o'tkazuvchan va o'tao'quvchan hodisalarini bir-biriga taqqoslang.
39. Bardin-Kuper-Shriff'er nazariyasi (BKSh) London nazariyasidan nimasi bilan farq qiladi?
40. Faza kogerentligini qanday tushuntirish mumkin?
41. Tunnel kontakt deganda qanday kontaktni tushunasiz?
42. Metall-dielektrik metall kontaktda bo'ladigan hodisalarni qanday tushuntirish mumkin?
43. O'ta o'tkazgich-dielektrik-o'ta o'tkazgich metall kontaktda bo'ladigan hodisalarni qanday tushuntirish mumkin?
44. Normal o'tkazgichlarni tunnel kontaktda energetik sathlar chizmasi qanday ko'rinishda bo'ladi?
45. O'ta o'tkazgichlarni tunnel kontaktda energetik sathlar chizmasi qanday ko'rinishda bo'ladi?
46. A. Giaver qaysi ishlari uchun Nobel mukofotiga sazovor bo'ldi?
47. Djozefsonning statsionar effekti qanday hodisa?
48. Djozefsonning nostatsionar effekti qanday sodir bo'ladi?
49. Djozefson tunnel kontaktini volt-ampere xarakteristikasi qanday ko'rinishga ega?
50. Djozefsonning statsionar effekti uchun tok formulasi qanday ko'rinishga ega?

51. Djozefsonning nostatsionar effekti uchun tok formulasi qanday ko'rinishga ega?
52. O'ta o'tkazgichlarda kvant interferensiyasi qanday ro'y beradi?
53. Mersero effekti qanday effekt.
54. O'ta o'tkazgichlarning mikroskopik nazariyasi qanday nazariya?
55. Nima uchun o'ta o'tkazgichlarni makroskopik kvant hodisa deymiz.
56. Makroskopiy to'liqin funksiyaning ko'rinishi va uning parametrlarini aytib bera olasizmi?
57. SKVID nima?
58. SKVID qanday fizik parametrlarni o'lchaydi.
59. SKVID asbobi bilan gravitatsion to'liqlarni o'lchash mumkinmi?
60. Yurak va miyaning magnit faolligini SKVID yordamida o'lchash mumkinmi?
61. SKVID yordamida qanday kasalliklarni diagnoz qilish mumkin?
62. Djozefson kompyuteri qanday kompyuter?
63. f-elektronli sistemaning o'ta o'tkazuvchanligi haqida nima bilasiz?
64. Kondo temperaturasi qanaqa temperatura?
65. Yuqori temperaturali o'ta o'tkazgichlar haqida nima bilasiz?
66. Littl modeli qanday model?
67. O'ta o'tkazgichlar eksiton modelining tushuntira olasizmi?
68. Eng yuqori kritik temperatura necha kelvinga teng?
69. O'ta o'tkazgichlar sohasida qanday o'zgarishlar bo'ladi, deb o'ylaysiz?
70. Bu bobdan olgan xulosalaringiz?

MASALALAR

29.1. Uzunligi l , va ko'ndalang kesimi yuzasi S bo'lgan solenoidga zich qilib o'ralgan simlar o'rami soni N_1 , bu g'altakning ustiga yana sim o'ralgan bo'lib, uning o'rami soni N_2 ga teng (1-rasm). Birinchi g'altakning hosil qilgan magnit oqimining barchasi ikkinchi g'altakdan o'tadi, deb, ular orasidagi hosil bo'lgan o'z induksiyaning hisoblang.



1-rasm.

29.2. Uzunligi l bo'lgan g'altak (solenoid) ning ko'ndalang kesim yuzi S va o'ramlar soni N bo'lsa, induktivlik formulasi keltirib chiqaring.

29.3. Ikkinchi masala yechimidan foydalanib, $N=100$, $l=0,05$ m va $S=0,3$ sm² uchun L – induktivlikni hisoblang.

29.4. O'ta o'tkazuvchan Nb₃Zr qotishmasidan yasalgan solenoidning diametri 0,1 m. va u 984 ta o'ramdan iborat bo'lib, ikki qatlam qilib o'ralgan. Solenoidning uzunligi 0,25 m. o'tkazgich simning qarshiligi 0,05 m. Solenoidning yetarlicha uzluksiz deb hisoblasak, uning induktivligini hisoblang.

29.5. Induktivligi L va qarshiligi R bo'lgan tok eksponensial so'nadi. RL zanjirning vaqt doimiysi qanday topiladi?

29.6. Agar o'ta o'tkazuvchan o'ramning qarshiligi R va induktivligi L bo'lsa, u holda undan o'tayotgan tok eksponensial kamayadi. Ushbu formulani yozing va grafigini chizing.

29.7. 29.4-masala shartidan foydalanib, solenoid o'ta o'tkazuvchanlik holatda bo'lganida tokning har soatdagi kamayishi 10^{-9} ga teng deb, o'ram qarshiligini yuqori chegarasini toping va undan foydalanib, o'ta o'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligini hisoblang.

29.8. Londonlar nazariyasiga binoan o'ta o'tkazgich sirtiga qatlamiga kirgan maydon kattaligi kirish chuqurligi λ ga bog'liq. Agar $V_0=10$ Tl, $\lambda=10$ angstrom bo'lsa, u holda $V(h)=V_0 \text{ e}^{-h/\lambda}$ dan foydalanib, grafigini chizing.

29.9. Tayn formulasiga binoan $\frac{H_{Kp}}{H_0} = 1 - \left(\frac{T}{T_{Kp}} \right)^2$. Agar qo'rg'oshin uchun

$T_{Kr}=7, 19$ K va $V_0=0, 0803$ Tl bo'lsa, u holda $V_{Kr}(T)$ funksiyaning grafiini chizing. ($T=0-8$ K oralik uchun).

29.10. O'ta o'tkazgich sirtiga maydonning kirish chuqurligini temperaturaga bog'liqligi quyidagicha:

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_{Kp}} \right)^4}}. \text{ O'ta o'tkazgich holatdagi tantal uchun } T_{Kr}=4, 48 \text{ K bo'lsa, } \frac{\lambda}{\lambda_0}$$

ni $\left(\frac{T}{T_{Kp}} \right)$ ga bog'liqlik grafigini chizing.

29.11. Elektronlar konsentratsiyasi $n_k=8 \cdot 10^{29} \text{ l/m}^3$ bo'lgan aluminiy o'ta o'tkazuvchan holatda bo'lganda, uning sirt qatlamiga magnit maydon kirish chuqurligini toping.

29.12. Kvant soni $n=1$ bo'lganda magnit oqimini kvant sonini hisoblang.

29.13. Mendeleev davriy sistemasida joylashgan barcha ishqoriy metallar: 3Li , 11Na , 19K , 27Rb va 55Ss hajmi markazlashgan kristall strukturaga kristallanadi. Ushbu metallar uchun mos ravishda kristall doimiysi $d: 3, 03; 3, 71; 4, 62; 4, 87$; va $5, 24$ angstromga teng. Metallarning bir valentli musbat ionlarini radiuslari esa mos ravishda $0, 68; 0, 98; ,33; ,48$; va $,67$ angstromga teng. Atom qoldiqlarini egallagan panjara hajmi ulushini 94% dan (Litiy uchun) to 82% gacha (seziiy uchun) kamayishini ko'rsating. 1 m^3 hajmidagi erkin elektronlar sonini va elektronlar zaryadini o'rtacha zichligini natriy metali uchun hisoblang.

29.14. Aluminiy simidan bitta o'ramdan iborat halqa yasaldi. O'tkazgich diametri $d=2$ mkm. Halqa radiusi $R=20$ mkm. Magnit oqimi kvanti $F_0 = \frac{\pi \hbar}{e}$ deb, halqadan o'tayotgan o'ta o'tkazuvchan tokni hisoblang. Shuningdek, \bar{H} va \bar{B} maydonlarni halqa markazida hisoblang.

29.15. Magnit oqimni kvanti uchun aniq formula $F_0 = \frac{\pi \hbar}{e} \left(1 + \frac{8\pi \lambda^2}{Rd} \right)$ ga teng.

Agar $d=2$ mkm, $R=20$ mkm, va $\lambda=10^{-10}$ m bo'lsa, F_0 ni hisoblang.

29.16. O'ta o'tkazgich sirtida magnit maydon qanday formula bilan ifodalanadi?

29.17. Agar metallda elektron gazi n elektrondan tashkil topgan bo'lsa, u holda eng yuqoriga band etilmagan sathining nomeri nechaga teng bo'ladi.

29.18. Uyg'ongan energetik sathlar bir-biridan bir xil masofada joylashgan $\left(\Delta E = \frac{2}{n} E_\phi \right)$ deb, uyg'ongan elektronlar soni Δn ni chamalang. Bunda n – erkin elektronlar soni, E_F – Fermi energiyasi.

29.19. Temperaturasi 300 K va Fermi energiyasi 5 eV bo'lsa, issiqlik energiyasi ta'siridagi polosaning kenligi kT ga joylashgan sathlar soni va ulardagi elektronlar sonini toping.

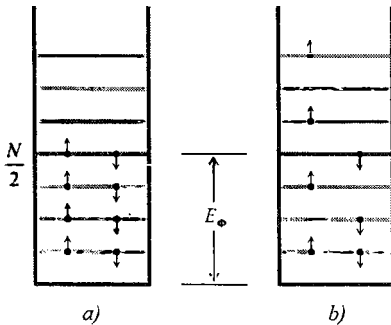
29.20. Djozefson tunnel kontaktiga qo'yilgan kuchlanish $V_0=1$ mKV. Tunel kontaktdan o'tayotgan tokning burchak chastotasi va to'lqin uzunligini toping.

29.21. $T=0$ temperaturada tirqish kengligi 2Δ ni kritik temperaturaga bog'liq formulasini yozib, titan, ($T_{kr}=0,4$ K), niobiy ($T_{kr}=9,46$ K) va tantal ($T_{kr}=4,98$ K) uchun hisoblang.

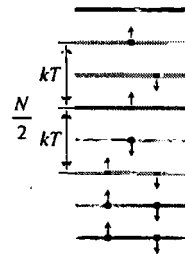
29.22. Tunnel kontaktda bog'lanish energiyasi faza farqi bilan qanday formula bilan bog'langan.

29.23. Djozefson tunnel kontaktiga doimiy kuchlanish qo'yilganda chastotasi 485 GGts ga teng bo'lgan foton nurlandi. Kontaktda qo'yilgan potensialni va tirqish kengligini toping.

29.24. 2-rasmda to'ldirilgan, to'ldirilmagan sathlar va Fermi sathi tasvirlangan. Ushbu grafikni tushuntiring.



2-rasm.



3-rasm.

29.25. 3-rasmda issiqlik energiyasi kT ta'sirida Fermi sathiga yaqin sathlardagi elektronlarga issiqlik ta'siri tasvirlangan. Issiqlik ta'siri holatiga to'g'ri kelgan sathlar sonini toping.

29.26. BKSh nazariyasiga binoan metallning kiritik temperaturasi $T_{kr} = 14 \text{ hve}^{1/8}$ formula bilan topiladi. Fononlar chastotasi $\nu = 10^{13}$ Gts va $g=0, 5$ bo'lsa, kritik temperaturani hisoblang.

29.27. Fononlar chastotasi $\nu = 10^{13}$ bo'lsa, fononlar energiyasini graduslarda ifodalang.

29.28. Elektron juftligining bog'lanish energiyasi $E_{\text{Bog'lanish}}$ ga teng. Elektron juftligini uzish uchun qanday energiya berish kerak?

29.29. O'ta o'tkazgichlarda elektronlar spektri qanday tasvirlanadi?

29.30. O'ta o'tkazgichlardagi tirqish kengligini taxminan chamalang va uni qattiq jismlardagi zonalar nazariyasidagi ta'qiqlangan zonalar energiyasi bilan taqqoslang.

29.31. Djozefson effektida faza farqi $\varphi = \frac{\pi}{2}$ tunnel tokini hisoblang.

29.32. Faza farqi $0, \pi, 2\pi \dots$ bo'lganda energiya oqimi zichligi nechaga teng?

29.33. O'ta o'tkazgich tokining eng katta zichligini to'siq qalinligiga bog'liq bo'lgan formulasini yozing.

29.34. Dielektrik qatlamini ikki tomonida turgan o'ta o'tkazgichlar orasidagi potensial ayirma U bo'lgana Kuper juftliklarining energiyasi bir-biridan qanchaga farq qiladi?

29.35. Djozefson kontaktiga U kuchlanish berilganda kontaktdan chiqqan nurlanish chastotasi uchun formulani yozing.

29.36. Metall yoki qotishma o'ta o'tkazgich bo'lishi uchun bitta atomga nechta elektron to'g'ri kelishi kerak?

29.37. Atomdagi elektronlarning soni qanday bo'lganda, metall yoki qotishma o'ta o'tkazuvchan bo'lib qoladi?

29.38. Atomda elektronlar soni qanday bo'lganda, o'ta o'tkazgichlarni o'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tishi qulay bo'ladi.

29.39. Qo'rg'oshin uchun tunnel to'siq – qo'rg'oshin–qo'rg'oshin oksidi qo'rg'oshin kontaktida $\lambda = 400$ angestrem, $l = 15$ angestrem, $\varepsilon = 3$ V, $N = 4$ Gs bo'lsa, kontaktdagi kuchlanish farqini toping.

29.40. Feynmanning hisobiga ko'ta, halqaning yuzasi $S = 1 \text{ sm}^2$ bo'lsa, ΔN ajratish qobiliyati $\Delta N = \frac{\Phi_0}{S} \approx 10^{-7}$ Gs. (Ikkita ketma-ket maksimumlar orasidagi masofa). Agar, 100 ta parallel Djozefson to'siqlarini tayyorlash mumkin bo'lsa, u holda asbobning ajratish qobiyati qanchaga ortadi.

XXX bob. *Mavzu: MEZOSKOPIKA (TARTIBSIZLANGAN QATTIQ JISMLARNING KVANT FIZIKASI)*

Reja:

30.1. Tartibsizlangan elektronlar sistemasi.

30.2 Mezoskopika

30.3 Elektr qarshilikning kvantlanish hodisasi.

30.4. Aaronov – Bomb effekti. $\frac{h}{e}$ ossillatsiyasi

30.5. Teskari sochilish kogerentligi effekti. $\frac{h}{2e}$ ossillatsiyasi

ADABIYOTLAR

1. P. W Anderson – Physical Rev, v 109, p 1492
2. B. L. Altshuller. A. G. Aaronov, B. Z. Spivak, - Pisma v JETF, 1981, T33, 101-st.
3. D. Yu. Sharvin, Yu. V. Sharvin. - Pisma v JETF, 1981, T34, 285-st.
4. D. J. Thouless. Physical Rev. Lett. 1977, v 39, p 1167
5. R. A. Webb, S. Washburn. Physics today. December, 1988, p-46
6. S. P. Umbeck, P. Santhanam, S. van Haesendonck, R. A. Webb. Appl Phys. Lett, 1987, v50, p-1289.
7. Y. Isawa, H. Ebisawa, S. Mackowa. – In: Anderson localization, 1988, J Phys. Soc. Japan.

Masalaning qo'yilishi. Ushbu va keyingi bobda hozirgi kunlarda kvant makroskopik fizikasida kashf etilgan ayrim hodisalar bilan sizni tanishtiramiz. Zero, bu hodisalar fizikasi sizda ham qiziqish uyg'otib, bu effektlarni ochishda o'z hissangizni qo'shishga intilasiz degan umiddamiz.

Bu bob tartibsizlangan qattiq jismlar fizikasiga bag'ishlangan.

Biz kristall panjara tugunlarida atomlarning davriy joylanishi fizikasi bilan XXVI bobda tanishdik. Lekin atomlari davriy joylashmagan qattiq jismlarda bo'ladigan hodisalarni deyarli bilmaymiz. Ushbu bobda mezoskopika, kontdaktans kabi tushunchalar ma'nosi va elektr qarshiliklarning kvantlanishi haqida so'z yuritamiz.

Oldingi bobda biz faza kogerentligi haqida so'z yuritgan edik. Bu bobda nuqsonlari bo'lgan panjarada elektron to'liqin funksiyalarini kvant kogerentligini tadbiq etish bilan elektr o'tkazuvchanlik nazariyasidagi o'zgarishlarni ham ko'ramiz.

Submikron qurilmalarida ochilgan yangi kashfiyotlar haqida ma'lumot beramiz.

XXX bob. MEZOSKOPIKA (TARTIBSIZLANGAN QATTIQ JISMLARNING KVANT FIZIKASI)

30.1. Tartibsizlangan elektronlar sistemasi

Shu paytgacha biz kristall panjarasida qat'iy tartibli joylashgan atomlarning kvant fizikasi bilan tanishdik. Endi Siz kristall panjarasi kuchli tartibsizlangan sistemalarni kvant fizikasi bilan tanishasiz.

Kristall panjarasida nuqsonlari bo'lgan va kristallografik tartibga ega bo'lmagan qattiq jismlar **tartibsizlangan qattiq** jismlar deyiladi. Hech qanday kristallografik tartibga ega bo'lmagan jismda elektronlarning harakatini o'rganishda birinchi hissani bundan 40 yil avval Filip Anderson qo'shgan. U elektron hossalarga eski qarashlardan mutlaq voz kechib, panjaraning tartibi buzilishida o'ta o'tkazuvchan holatdan o'tkazuvchan bo'lmagan holat orasidagi o'tishni (yo'lakni) mufassal o'rgandi. Andersonning qilgan ishlari tartibsizlangan metallning elektr hossalarni nazariy va eksperimental o'rganishda juda kuchli turtki bo'ldi. Keyingi 10 yil ichida bu mavzuga oid juda ham qiziq maqolalar chop qilindi va qilinmoqda. Ayniqsa, submikron qurilmalarda metall plyonka (parda)da qilingan ishlar yangi hodisalarni ochishga olib keldi. Hozirgi zamon texnikasining taraqqiyoti fundamental fizikasiz boshi berk ko'chaga kirib qolishi aniq bo'lib qoldi. Va shu bois kvant mexanikaga e'tibor yana kuchaydi.

Oddiy metallar, masalan, oltinni elektr o'tkazuvchanligi yaxshi o'rganilgan. Xona temperaturasida bo'lgan metallidagi erkin elektronlar panjara tebranishlarida sochilishi natijasida impulsini bir qismini yo'qotadi va bu o'z navbatida ρ (T) qarshilikni paydo bo'lishiga olib keladi. Past temperaturalarda elektron-elektron sochilish mexanizmi ustunlik qiladi. Chegaraviy nol temperaturada Fermi energiyasiga ega bo'lgan elektronlarning panjara nuqsonlari bo'lgan aralashma va vakansiyalarda sochilishi tufayli ρ_0 qoldiq qarshilik mavjuddir. Statik nuqsonlar kristall panjaraning translatsion simmetriyasini buzadi va u tartibsizlikning manbayi hisoblanadi. Elektr qarshilikni temperaturaga bog'liligi quyidagi

$$\rho(T) = \rho_0 + AT^n \quad (30.1)$$

tenglama bilan tavsiflanadi. Elektron-elektron sochilishlar uchun (30.1) formuladagi ikkinchi hadidagi ko'rsatkich $n=2$ teng. Elektron-fonon sochilishlar uchun esa, n 3 dan to 5 gacha o'zgaradi. A koeffitsiyent musbat. So'nggi 10 yil ichidagi izlanishlar shuni ko'rsatadiki, metallarni elektr qarshiligini o'ta past temperaturalar (30.1) bilan tavsiflab bo'lmaydi.

Tartibsizlangan sistemalarda (30.1) formulaga juda jiddiy o'zgartirishlar kiritishga to'g'ri keladi. Masalan, (30.1) formuladagi $n=2$ ni o'rniga endi, $n=1/2$ bo'lishi va A koeffitsiyent o'zaro ta'sirning konkret ko'rinishiga qarab, hatto turli ishorada bo'lishi mumkin. Yana qizigi shundaki, temperatura yana pasayganda 2 o'lichamli sistemalarda, masalan, yupqa pardada qoldiq qarshilik ρ_0 logarifmik o'sib,

cheksizlikka intiladi. Bu effektlarni oddiy metallarda kuzatish uchun albatta, juda ham past temperaturalar hosil qilish kerak bo'ladi. Tartibsizlik ko'rsatkichi ortganda bu effektlar ustunlik qila boshlaydi.

Masalan, oltinga germaniyni qo'sha borsak, qoldiq qarshilik ρ_0 ham o'sa boradi va xona temperaturasidagi fonon hissasidan ham oshib ketadi. Bu moddani $\rho(T)$ qarshiligini (30.1) formula yordamida tavsiflash uchun yuqorida aytilgan tuzatishlarni hisobga olish kerak bo'ladi. Germaniyni konsentratsiyasi 82 % ga yetganda, (bu $\text{Ge}_h\text{Au}_{1-h}$, bunda $h=0, 82$) moddani qotishma desa ham bo'ladi. Nol temperaturada o'tkazuvchanligi yo'qoladi. h ni yanada katta qiymatlarida va past temperaturalar uchun qotishma dielektrik bo'lib qoladi. Bu hodisani **metal-dielektrik o'tish** deyiladi. Va u 1950-yildan beri intensiv o'rganilmoqda.

Nol temperaturada o'tish tartibsizlikning darajasini xarakterlovchi h ko'rsatkichning qiymati bilan xarakterlanadi. Bu muammo yechimini topishi uchun tartibsizlangan elektron sistemani kvant mexanik holatini bilish zarur bo'lib qoldi. Biz bu masalani nazariy masalalariga chuqur to'xtalmasdan, asosiy natijalarni keltirib o'tishni lozim topdik.

30.2. Mezoskopika

Tartibsizlangan qattiq jismlarning ustida olib borilgan so'nggi nazariy va eksperimental izlanishlar qattiq jismlar kvant fizikasida yangi sohani kashf qilinishiga olib keldi va bu soha mezoskopika nomini oldi. Makroskopik obyektlarni tashkil qiluvchi zarralarning kvant mexanik hossalari biror xarakterli masshtabda odatda, (bir qancha atom masofalarida) ma'lum bo'lsa ham u butun obyekt uchun ahamiyatli emas. lekin keyingi izlanishlar shuni ko'rsatyaptiki, anchagina tartibsizlangan sistemalarda past temperaturalar uchun bu effektiv masshtab mikroskopik xarakterli o'lchamlardan yuz-o'n minglab marta katta bo'lishi mumkinligi ko'rinmoqda. Boshqacha aytganda, 10^4 angstromga teng bo'lgan masshtablarda to'liq funksiyaning fazasini kogerentligi saqlanib qolinishi eksperimentda kuzatilmoqda. Mikroskopik dunyo atomlari bilan molekulari va makroskopik dunyo orasidagi oraliqdagi hodisalarni o'rganadigan fizika mezoskopika deyiladi.

Litografik texnologiyaning so'nggi yutuqlari to'fayli submikron o'lchamdagi sistemalarni yaratish imkoniyati to'g'ildi. Bunga misol qilib jajji uzukcha (halqa) mitti silindrchalarni olish mumkin. Masalan, IBM firmasining mikrolitografik texnikasi bazasida diametri 0, 2 dan 1 mkm gacha bo'lgan oltin uzukchalar, shuningdek, kengligi 0, 04 mkm dan 0. 13 mkm oltin uzukchada 10^8 ta atom mavjud bo'lib, u mezoskopik sistemani hosil qiladi. Elektronlarning tartibsizlangan muhitdagi harakati diffuzion jarayon bo'lib, τ_φ vaqt ichida elektron o'tgan o'rtacha yo'lda fazaviy kogerentlik saqlanadi. Fazaviy kogerentlik uzunligi

$$L_\varphi = \sqrt{D\tau_\varphi} \quad (30.2)$$

formula bilan aniqlanadi. Bunda D diffuziya koeffitsiyenti. Elektron holatlarni o'troq qilish uchun $L \leq L_\varphi$ shart bajarilishi shart. 1 K dan past temperaturada L_φ ni tipik qiymatini bir necha mikrometрни tashkil qiladi. Shunday qilib, mezoskopika

asoblarining chiziq o'lichamlarini xarakterlovchi L faza kogerentligini uzunligiga teng yoki kichik bo'lsa, kvant effektlarini katta sistemalarda ham namoyon bo'lishi kerak.

30.3. Elektr qarshilikning kvantlanish hodisasi

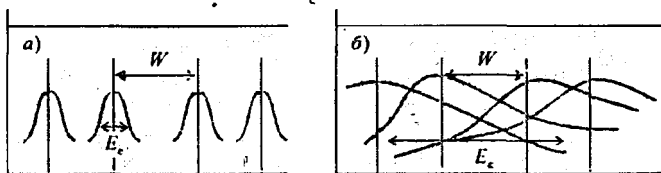
Bundan 45 yil avval Anderson quyidagi muammoni o'rgandi:

Tasodifiy potentsialda harakat qilayotgan yakka zarraning to'liqin funksiyasini tabiati qanday? Tasodifiy potentsialga quyidagicha ta'rif berish mumkin:

Fazoning istalgan nuqtasida potentsial biror oraliqdan ixtiyoriy qiymat olishi mumkin, va turli qiymatlarni faqat ehtimoli aniqlangan. Potentsial taqsimotining kengayishi to'liqin funksiyaning tabiatini sifat o'zgarishlariga olib kelishi mumkin, degan edi Anderson.

Taqsimotning kengligi tartibsizlik o'sishiga mos ravishda o'sadi va shuning uchun u tartibsizlikning o'lchovi bo'lib xizmat qiladi. Potentsial taqsimot katta kenglikka ega bo'lganda potentsial o'ra chuqurlashib, elektronni tutib qolish ehtimoli oshadi. Yoki ushlanib qolgan holatlarni tavsiflovchi to'liqin funksiya eksponensial kamayadi. Markazdan uzoqlashgan sari amplitudasi eksponensial kamayuvchi to'liqin funksiya bilan tavsiflanuvchi holat lokallashgan (o'troq) holat deyiladi barcha nuqtada amplituda noldan farqli bo'lgan, masalan, yassi to'liqinlar nolokallashgan holatni tavsiflaydi. Lokallashgan holatlarning hozirgi zamon skeyleyn nazariyasi (masshtablarni almashtirish nazariyasi) 1976-yilda Devid Taulees tomonidan berilgan. Bu nazariya ustida to'xtalib o'tirmasdan, shuni aytamizki, Taulees Anderson lokalizatsiyasida to'liqin funksiyaning tabiati uzunlik masshtabi ortganda E_g/w kattalikka bog'liq. Bu munosabat namunaning kondaktansi (qarshilikka teskari bo'lgan kattalik) bilan quyidagi munosabat orqali bog'langan:

$$G = \frac{e^2 / h}{E_c / w} \quad (30.3)$$



30.1-rasm.

Tartibsizlangan qattiq jismda elektron energiyasi spektri chizmasi.

30.1-rasmda tartibsizlangan sistemada elektron energiyasining spektri sxematik tasvirlangan.

- a) xususiy holatlar lokallashgan (o'troq);
- b) xususiy holatlar lokallashmagan (noo'troq);

30.1-rasmda E_s kenglikdagi xususiy holatlar bir-biridan o'rtacha w masofada joylashgan. Agar kenglik katta bo'lsa, u holda namuna atrofida kenglik bilan o'zaro ta'sirga kiradi va elektronni ketishiga ko'proq imkon yaratiladi. O'lichamsiz

kondaktans $g = Ec / w$ ni qiymati 1 dan kichik bo'lganda elektronning xususiy qiymatlari lokallashgan (30.1. (a)-rasm) va birdan katta bo'lganda, xususiy holatlar lokallashmagan (30.1. (b)-rasm) bo'ladi.

σ – solishtirma o'tkazuvchanlikdan farqli ravishda kondaktans tokni namunadagi kuchlanishga nisbati bilan xarakterlanadi va chekli o'lchamga ega bo'lgan namuna hossasini belgilaydi, materialning ichki xarakteristikasini ta'riflamaydi. (30.3) formuladagi e^2/h ko'paytma birligi kondaktans birligi kabi bo'lib, u $4 \cdot 10^{-5} \text{ Om}^{-1}$ ga teng. Hollning kvant effektida u kvant birlik sifatida hizmat qiladi.

Odatda o'lchamsiz kondaktans

$$g = G / (e^2 / h) \quad (30.4)$$

kattaligi kiritiladi.

Bu parametr xarakterli o'lchamga bog'liq bo'lib, uzunlik ortganda holatni Fermi sathida lokallashadimi yoki yo'qmi aytib beradi. Metallardan yasalgan simning (o'tkazgichning) kondaktansi simning uzunligiga teskari proporsional, shu sababli uni etarli darajada kichik qilish mumkinki, unda elektron holatlarini lokallashtirish mumkin.

Yetarlicha uzun metall sim elektr toki o'tkazmaydi degan qiziq xulosaga kelamiz. Bu hol haqiqatda nol temperaturalar uchun o'rinni ta'limning butun uzunligi bo'ylab to'liq funksiyalar o'zining fazaviy kogerentligini saqlaydi. Fazaviy kogerentlik faqat noelastik sochilishlarda buziladi va aksincha statistik tartibsizlik sababli vujudga kelgan elastik sochilishlarda saqlanadi. Shu sababdan chekli temperatura ta'sirini xarakterlash uchun faza relaksatsiyasini chekliligini xarakterlovchi τ_φ vaqt kiritiladi. Ikkita ketma-ket noelastik to'qnashishlar orasidagi vaqt oralig'i τ_φ fazaning relaksatsiya vaqti deyiladi. τ_φ faza kogerentligi bilan bog'lanish formulasi 30.2 formulada keltirilgan.

Demak, simda elektron holatni lokallashtirish uchun $L \leq L_\varphi$ shart bajarilishi lozim. 1 K dan past temperaturada L_φ ni tipik o'lchami 1 necha mkm ga teng. Nol temperaturada noelastik sochilish tamomila yo'qoladi. Shuning uchun nol temperaturada past temperaturalarda elektron-fonon sochilish uchun Tauleless τ_φ si hisoblanadi. Elektron-fonon sochilishi uchun Tauleless τ_φ ni va biror temperaturadan past temperaturada simning qarshiligini keskin ortishi mumkinligini aytib berdi.

Tartibsizlangan sistemalarda elektronlar diffuzion harakat qiladi. Amaliyotda elektronning o'rtacha yugurish uzunligi l (taxminan 100 angstrom) namunaning o'lchamidan ancha kichik. Namunaning o'lchami sifatida o'lchov kontaktlari orasidagi L masofani olish mumkin. Nazariya va eksperimentlarda ham l ning qiymati namunaning masalan, simning kengligi yoki qalinligidan juda kichik. O'z navbatida o'rtacha yugurish uzunligi Fermi sathining energiyasiga mos keluvchi elektronlarning De Broyl to'liq uzunligi (1 angstrom)dan ancha katta. Shu sababdan ham elektr qarshilik fizikasida tok tashuvchilarini kvazi klassik izohi o'rindir.

Elektronlar namunada deyarli yassi to'liq kabi harakat qiladi va panjarada tasodifiy joylashgan aralashmalarda elastik sochiladi. Natijaviy harakat esa aralashmalar egallagan tugunlar orasidagi tasodifiy harakatdir. Issiqlik fluktatsiyalari,

fonon sochilish va boshqa noelastik mexanizmlar elektronning kvant holatini o'zgartiradi va elektron fazasi haqidagi xotira yo'qoladi. Temperatura nolgacha pasayganda bu jarayonlar yo'qoladi va noelastik sochilishlarni bo'lishi keskin kamayadi. Shunday qilib, aralashmadagi elastik to'qnashishlar elektron to'lqin funksiyasi ega bo'lgan axborotni buzmaydi. Balki uning fazasini biror o'zgarmas kattalikka siljitadi. Bir xil holatda bo'lgan barcha atomlarning elektronlar fazasi bir xil siljiydi va to'qnashish vaqtiga nisbatan teskari olganda to'lqin funksiyasining fazasi qayta tiklanadi. Noelastik sochilishlar esa aksincha elektronning fazaviy xotirasini tamomila buzadi. Elektronlarning noelastik to'qnashishlari orasidagi o'rtacha yugurish uzunligi deyarli faza kogerentligi uzunligi L_φ ga teng. Tipik metallarda 1 K dan past temperaturada L_φ bir necha mikrometrga teng. Shu sababli hozirgi zamon mikrosxemalari litografiyasida elektr qarshiliklarni bu masshtab uzunliklarida o'lchash mumkin. Bu masshtablarda elektron o'z fazasini xotirasidan chiqarmagan to'lqin va to'lqin funksiya ekanligi juda muhimdir. Bu o'lchashlarda to'lqin funksiyalar interferensiyasini bevosita kuzatish mumkin.

Har bir elektronni $Ae^{-i\varphi}$ to'lqin funksiya bilan ifodalash mumkin. Yassi to'lqin fazalari $\varphi(t)$ tezlanishi yoki sekinlanishi aralashmadagi elastik sochilishlar bilan bir qiymatli aniqlanadi. Namunadan elektronning diffuziya o'tishida har bir mumkin bo'lgan yo'lga hos uning ehtimol amplitudasi mavjuddir. Turli yo'llarda faza tarqalishi bir-biri bilan mos tushmaydi, turli yo'lni o'tgan fazalar faqat tasodifan siljigan fazalar bilan interferensiyalanishi mumkin. Faraz qilaylik, namunadan elektronning o'tishi uchun ikkita mumkin bo'lgan yo'l mavjud. Ikkita to'lqin funksiyaning superpozitsiyasi ehtimol taqsimotini beradi.

$$|A_1 + A_2|^2 = A_1^2 + A_2^2 + A_1 A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (30.5)$$

Faza kogerentligi uzunligidan ancha katta bo'lgan namunalarda o'lchash ishlari olib borilganda (30.5) dagi oxirgi had yo'qolgan. Chunki uning o'rtachasi nolga teng. Ikkinchi tomondan past temperaturalar uchun juda ham kichik namunalarni, ya'ni o'lchami faza kogerentligi uzunligiga teng yoki kichik bo'lganda interferensiyalar had nol bo'lmagan kattalikka ega. U holda to'lqin funksiya namuna bo'ylab tasodifiy o'zgaradi. Bunday kichik namunada ikkita turli yo'l bo'ylab o'tgan elektron turli aralashmalarda turli faza oladi. So'ng, ular yana qo'sxiladi. Shu sababdan namunani turli tomoniga qo'yilgan o'lchov kontaktlari yordamida interferensiyalar ehtimolni o'lchash imkoni mavjuddir.

Mitti oltin uzukchalarda va silindrchalarda qilingan eksperimentlar shuni ko'rsatadiki, elastik sochilish jarayonida faza kogerentligi saqlanadi va juda qiziq effektlar sodir bo'la boshlaydi. Yuqorida aytilgan diametri 1 mkm bo'lgan oltin uzukchada taxminan 10^8 ta atom mavjud. Ularning elektron sathlari orasidagi o'rtacha masofa $\Delta E \approx 10^{-8}$ eV va bu energiya 10^{-4} K temperaturaga mos keladi. Agar, issiqlik energiyasi sistemani xarakterlovchi energiya qiymatidan katta bo'lsa, kvant effektlar yo'qoladi. Kvant ossillatsiya ehtimollik ($-\Delta E / kT$) formula bilan so'nishi kerak edi. Biroq qarshilikdagi fluktatsiyalarni tekshirishganda energetik sathlar orasidagi ΔE masofa energiyaning xarakterli masshtabi bo'lmasligini ko'rsatadi. Namunani xarakterli energiyasi sifatida asosan, Tauless energiyasi rol o'ynaydi, ya'ni:

$$E_c = \frac{\hbar D}{L_\varphi^2} \quad (30.6)$$

Bunda, L_φ – faza kogerentligining uzunligi, D – elastik sochilish uchun diffuziya koeffitsiyenti, kT qiymat E_c dan katta bo'lganda qarshilikka kiritiladigan kvant tuzatishlar $\sqrt{\frac{E_c}{kT}}$ ga proporsional kuchsiz kamayadi.

Bunda, k – Boltsman doimiysi.

Oltin halqa uchun E_c/k 0, 02 K ga teng, biroq algebraik o'rtachasi nol bo'lmaganligi tufayli kvant interferensiyalar 1 K temperaturadan yuqori temperaturalarda ham kuzatiladi. Yarimo'tkazgichlarda esa E_c/k ni qiymati 10 K ga teng bo'lishi va kvant interferensiyalar effektlar hatto 100 K da yuqori temperaturada ham kuzatilgan.

30.4. Aaronov-Bom effekti

Kvant interferensiyalar hodisalar faqat o'ta o'tkazuvchanlik sohasiga hos bo'lgan effekt deb qaralar edi. Mikrolitografiya texnologiyasining so'nggi yutuqlari hozirgi paytda o'lchami nihoyatda kichik bo'lgan jajji, mitti asboblarni yaratishga imkon tug'dirdi. 1 K dan past temperaturalarda o'ta o'tkazgich bo'lmagan bunday mitti halqalar ichida harakat qilayotgan elektronlar o'z fazasini 10^{-4} angstrom masofalargacha saqlay olishi kuzatildi. 1 mkm va undan kichik diametrga ega bo'lgan oltin uzukchalarning o'lchami L_φ ga teng bo'lganligi uchun bu masshtablarda kvant interferensiyasi ro'y berishi mumkin edi. Mezoskopik masshtabdagi bo'lgan bu kvant hodisalarni ko'p olimlar chuqur o'rganishga kirishdilar.

1959-yilda Yakir Aaronov va Devid Bom qiziq bir aqliy tajribani o'rta tashladilar. Elektr yoki magnit maydon mutlaqo bo'lmagan sohada harakat qilayotgan elektronlarning to'liq funksiyalarining fazasiga elektromagnit vektor potentsiali ta'sir etadi, bu ta'sir natijasida faza siljishi ro'y beradi. Fazaning o'zgarishini eksperimentda kuzatish mumkin degan fikrning barini ular o'rta tashladilar.

Kvant nazariya asosida olingan Aaronov Bom xulosasi sog'lom fikrga to'g'ri kelmaydi. Shunga qaramay, bu effektini eksperimentatorlar tekshirib ko'rishga qaror qildilar. Chunki bu effekt haqiqatan mavjud bo'lsa, to'liq fazasini o'zgartirishni oson yo'li topilgan bo'lardi. Aaronov Bom effektini bir necha eksperimentator guruhlar vakuumda harakat qilayotgan elektronlar trayektoriyasida tekshirib ko'rdilar. 30.4-rasmda 1986-yilda bajarilgan eksperimentning sxemasi keltirilgan. 30.4(a)-rasmda manbadan chiqqan elektronlar nuri kogerent ravishda (vakuumda) ikki elektronlar dastasiga ajratiladi. So'ng, bu ikki dasta ikkita turli yo'l bilan magnit oqimini aylanib o'tib, unga tegmasdan ekranni (detektorni) bir nuqtasiga ikkalasi kelib tushishi mumkin. Ekranda (detektorda) ushbu kogerent dastalar bir-biri bilan o'zaro qo'shilib interferensiya manzarasi, hosil qiladi. Interferensiya manzarasining tabiati birinchidan, ikkita elektron dastasini trayektoriyalarining xarakteriga, ikkinchidan esa magnit oqimiga bog'liqdir. Qizig'i shundaki, bu ikki elektronlar

dastasi trayektoriyasi orasiga qo'yilgan ingichka solenoidning hosil qilgan magnit oqimi umuman elektron trayektoriyasiga yetib bormaydi (solenoid ichida bir jinsli magnit maydon hosil bo'ladi va bu maydon 30.4-rasmda ko'rsatilgan birinchi va ikkinchi elektronlar trayektoriyasiga tegmaydi). Shu eksperimentga ekvivalent bo'lgan tajribani elektr potentsiallar yordamida ham bajarish mumkin. Va bu eksperimentning chizmasi 30.4(b)-rasmda tasvirlangan. Bu eksperimentda ham ikkita dastaga kogerent ajratilgan elektronlar nuri ikki turli yo'l o'tgandan so'ng, ular bir nuqtadan qo'shilib, interferensiya effektini beradi. Elektr potentsial gradiyenti elektronlar trayektoriyasidan tamomila ekranlashtirilgan bo'lishiga qaramasdan, bu ikki dasta orasidagi nisbiy potentsial potentsiallarga bog'liqdir. 30.4(a)-rasmda to'lqin funksiyaning faza farqi ikkita yo'l orasiga qo'yilgan uzun solenoidning magnit oqimi bilan aniqlanadi. F oqim o'zgarganda ekrandagi interferensiya manzara ham o'zgaradi. 30.4(b)-rasmda esa ikkiga ajratilgan elektronlar dastasi Faradey qafasi ichida harakat qilishiga qaramasdan (Faradey qafasi elektr maydondan elektronlar trayektoriyasini ekranlaydi).

Elektr maydon elektronlarga ta'sir qilmasa ham potentsiallar interferensiyaga ta'sir qiladi. Elektronlar Faradey qafasi ichida harakat qilayotgan vaqtdagina potentsial beriladi (Shu vaqt ichida elektronlar elektr maydon ta'siridan mutlaqo holi) qafasdan elektronlar chiqqan zahotiy oq maydon o'chiriladi. Kvant nazariyaning aytishicha elektromagnit potentsial to'lqin funksiyani φ fazasini

$$\Delta \varphi = \left(\frac{e}{\hbar} \right) \int (V dt - \vec{A} d\vec{s}) \quad (30.7)$$

kattalikka yo pastga, yo yuqoriga suradi. Bunda dt va $d\vec{s}$ elektronlar trayektoriyasini yo'l va vaqt elementlaridir. (30.7) formulada ko'rsatilgan potentsial o'zgarish tokni o'zgarishga majbur qiladi va ekranda davriy ravishda o'zgaruvchi tok ossillatsiyasi kuzatiladi. Shunday qilib, tokni magnit oqimi funksiyasi yoki potentsialdan vaqt bo'yicha integrali funksiyasi ko'rinishida qaralsa, Aaronov-Bom effekti yuzaga

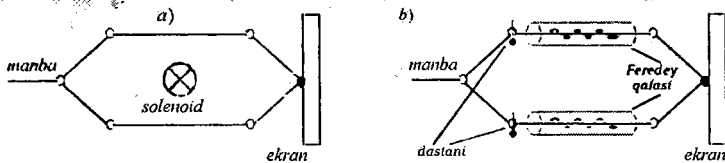
keladi. Agar F ni yoki $\int V dt$ ni $\left(\frac{e}{\hbar} \right)$ ga karrali qilib oshirsak, Aaronov-Bom sikli

bajariladi. Klassik fizika nuqtayi nazaridan qaraganda bunday interferensiya effekti umuman yuzaga kelmasligi kerak. Chunki, elektron \vec{E} va \vec{B} maydonni «ko'rmaydi» va eletronga klassik Lorents kuchi ta'sir qilmaydi. Aaronov-Bom effekti vakuumda o'rganildi. Va elektronlar hech qanday sochilish jarayoniga duchor bo'lmaydi. Chunki uning harakati ballistik (to'qnashsiz) rejimda. Shuning uchun ingichka metall silindrlarda ham magnit qarshilik Aaronov-Bomning ikkilangan chastotasini

$\Delta \Phi = \left(\frac{\hbar}{2e} \right)$ ni sezadi. Demak, bu holda sochilish yo'qligi tufayli Aaronov Bom

effekti ro'y beradi. Yana bir effekt natijasi Aaronov-Bom effekti hatto elektronlar elastik sochilishga duchor bo'lganlarida ham ro'y beradi, deyiladi. Bu eksperiment 1981-yilda Yu. V. Sharvin va uning o'g'li tomonidan amalga oshirilgan. Nisbatan uzun bo'lgan silindrda interferensiya effektini paydo bo'lishiga sabab qilib, vaqt bo'yicha orqaga silindr atrofidan qaytilganda silindr uzunligi $L\varphi$ dan katta bo'lganligi uchun interferensiyaning o'rtachasi nolga teng bo'lmaydi. Aaronov-Bom

geometriyasiga analog sifatida ingichka simdan qilingan uzukchani olish mumkin. Bu uzukcha juda ustalik bilan kontakt simlar ulangan (30.5-rasm). Bu uzukchani elektr qarshiligi magnit oqimning ossillatsiyasi funksiyasi ko'rinishida ossillatsiya qiladi.



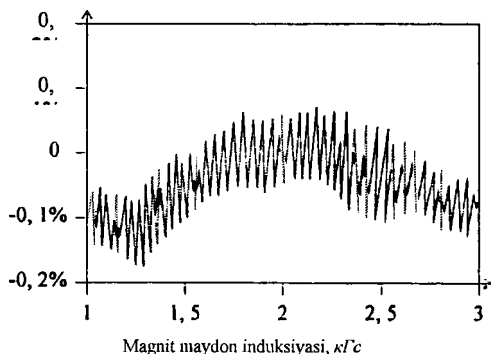
30.5-rasm. Jajji uzuk va uning tok o'tkazuvchi simlari.
(Elektron mikrofotoqrafiyasi).

Bu tajribadan shunday xulosa kelib chiqadiki, magnit qarshilikning ossillatsiyasi $\left(\frac{\hbar}{e}\right)$ davrga teng bo'lib, u silindr beradigan shunday davrdan ikki marta ko'pdir. Shunday qilib, 1 mkm diametrli bu uzuklarda qilingan eksperimentlar Aaronov-Bomning aqliy eksperimentini bevosita isbotlaydi. Ya'ni elektronlarning to'lqin funksiyasining fazasi interferensiyaga moyil ekanligini to'la tasdiqlaydi.

Mezoskopik qurilmalarda $\left(\frac{\hbar}{e}\right)$ davrli kvant ossillatsiyalari Richard Uebb, Sin Uoshborn, Korvin Umboh va Robert Laybovts 1985-yilda qilgan tajribalarida ham kuzatildi.

0, 8 mkm diametrli oltin uzukchaga va 0,04 mkm kenglikdagi o'tkazgichni juda ingichka ulagichlar bilan ulab 1K temperaturadan past geliy suyuqligiga tushirdilar. Solenoidal g'altakda deyarli bir jinsli magnit maydon hosil qildilar. Uning induksiyasini 0 dan to 80 kGs ga o'zgartirish mumkin. Solenoid hosil qilgan magnit maydon kuch chiziqlari oltin uzukcha tekisligiga perpendikular bo'lib, uning teshigidan o'tadi. Halqaning qarama-qarshi tomoniga ulangan ulagichlar undan elektr tokini olish imkonini beradi. Bu esa o'z navbatida magnit maydoniga bog'liq ravishda uzukchani elektr qarshiligini o'lchashga imkoniyat beradi. Magnit maydonni 0 dan 80 kGs oraliqida o'zgartirilganda $\left(\frac{\hbar}{e}\right)$ davrga teng bo'lgan juda yaqqol bo'lgan ossillatsiyalar oldilar. Shunday qilib, Uebb boshchiligidagi guruh 0 dan to 80 kGs diapozonida 1000 dan ortiq Aaronov-Bom effektini kuzatishga muvaffaq bo'lishdi.

30.6-rasmda mitti oltin halqachada Aaronov-Bom effekti tasvirlangan. Ossillatsiyaning asosiy davri 76 Gs. Bu halqadan o'tgan oqimning $\left(\frac{\hbar}{e}\right)$ o'zgarishiga to'g'ri keladi.



30.6-rasm Aaronov-Bom effektini oltin uzukcha bilan qilingan eksperiment grafigi.

30.5. Teskari sochilishga kogerentlik. $\frac{h}{2e}$ davrli ossillatsiya

Juda ko'p halqalarga kesilgan silindrni tasavvur qiling. Elektronning mumkin bo'lgan trayektoriyalari ichidan bitta halqani aylanib, yana o'zining dastlabki nuqtasiga qaytgan elektron bo'lishi mumkin. Bunday trayektoriyaga teskari bo'lgan boshqa trayektoriya ham mavjud bo'lishi mumkin. Bunday trayektoriyaga ega bo'lgan elektron sochilish ketma-ketligini birinchi halqadagiga nisbatan teskari o'tadi. Silindr ichidan magnit oqimi o'tmaganda soat strelkasi bo'ylab va unga teskari harakat qilayotgan elektronlarning trayektoriyasi aniq fazada bo'lib, bir-birini kuchaytiradi. Shuning uchun to'la ansambldagi bunday yopiq trayektoriyalarning faza siljishlarining interferensiyasi ancha katta bo'lishi mumkin. Bunday juftliklar uchun mos kelgan oqim kvantini $\frac{h}{2e}$ ga oshirganda ular o'zining dastlabki holiga keladilar. Bu, demak, Aaronov-Bom effektining yarmiga mos keladi. Teskari sochilish holida oqim atrofidagi to'la kontur ideal ravishda juftlangan elektronlarning har biriga tegadi. Kogerentlikni tiklash uchun har bir trayektoriyaga π ga to'g'ri keluvchi faza siljishi kerak. Bu jihatdan o'ta o'tkazuvchanlikdagi oqim kvantiga o'xshashi tasodifiy. Chunki bu effektning mexanizmi tamomila boshqachadir. Ko'pgina yengil metallarda kogerentlik buzilmaganda, teskari sochilish bilan bog'lanmagan bu effekt maydon bo'lmaganda maksimal qiymatga ega. Chunki sochilish elektronlar diffuziyasiga to'sqinlik ko'rsatadi. Shunday qilib, silindrdan o'tayotgan oqimning ortishi bilan $\frac{h}{2e}$ davrga teng bo'lgan qarshilikning davriy o'zgarishi kuzatilishi kerak. Nima uchun bu effekt uzun silindrli geometriyada ustunlikka ega? Yupqa halqalarda esa Aaronov-Bom effekti rol o'ynaydi. Altshuller-Aaronov-Spivak nazariyasiga ko'ra bu farq boshlang'ich fazada Aaronov-Bom effektida yupqa halqa uchun boshlang'ich faza namuna o'ichamiga bog'liq tasodifiy kattalik. Teskari sochilish kogerentligi effektida esa nolinch oqimda qarshilik

maksimumga ega. $\frac{h}{2e}$ davrli ossillatsiyalar Yu.V.Sharvin, D.Yu.Sharvin tomonidan kuzatilgan. Aaronov-Bom ossillatsiyalari gelliy geterostrukturasida kuzatilda. Ular bu yarimo'tkazgichda $\frac{h}{e}$ ossiyallatsiyani kuzatdilar. Bu esa Aaronov-Bomning magnit maydon va elektrostatik effektlari asosida yangi asboblarni yaratishga yo'l ochadi.

SAVOLLAR

1. Tartibsizlangan qattiq jismlarni ta'riflang.
2. Tartibsizlangan qattiq jismlar nazariyasini kim bergan?
3. Oddiy qarshilik formulasini yozing va uni tushuntiring.
4. Past temperaturada qarshilik qanday o'zgaradi?
5. Tartibsizlik qanday kattalik bilan xarakterlandi?
6. Metall dielektrik tushunchasiga izoh bering.
7. Mezoskopika va mezoskopik sistemalarni ta'riflang.
8. Fazaviy kogerentlik nima? Va uni formulasini yozing.
9. Anderson lokalizatsiyasi qanday ta'riflanadi?
10. Kondaktans nima?
11. Kondaktans formulasini yozing va tushuntiring.
12. O'lchamsiz kondaktansni ta'riflang.
13. Mezoskopik sistemalarga misol keltiring.
14. Aaronov-Bom effektini ta'riflang.
15. Aaronov-Bom effekti uchun faza siljishi formulasi qanday yoziladi?
16. Kvant interferensiyasi qanday hodisa?
17. Aaronov-Bom effektini eksperimental qurilmasi qanday ko'rinishga ega?
18. Aaronov-Bom effektini birinchi bo'lib kim kuzatdi?
19. Faza relaksatsiyasi vaqti nima?
20. Tauleless energiyasini yozing.
21. Oltin uzukchani o'lchamlari qanday?
22. Nima uchun Aaronov-Bom effekti 1 K dan past temperaturada kuzatiladi?
23. Faza kogerentligi uzunligi qanchaga teng?
24. $\frac{h}{e}$ bilan $\frac{h}{2e}$ orasidagi fizik farqni tushuntiring.
25. $\frac{h}{2e}$ ossillatsiya haqida birinchi kim aytgan?
26. $\frac{h}{2e}$ ossillatsiya eksperimentda birinchi kim kuzatgan?
27. Elektr qarshilikning kvantlanishi nimaga bog'liq?
28. Aaronov-Bom effekti va teskari sochilish kogerentli effektidan amaliyotda foydalanish mumkinmi?
29. Nima uchun mezoskopik sistemalarni o'rganish kerak?

XXXI bob. Mavzu: FONONOATOM EFFEKTI

Reja:

- 31.1. Adsorbsiya va desorbsiya.
- 31.2. Tovush energiyasi va issiqlik energiyasi kvanti – fononlar.
- 31.3. Kristall sirtidan atomlar desorbsiyasi.
- 31.4. Fononoatom effektini kuzatish.

ADABIYOTLAR

1. D. Goodstein et. al. – Phys. Rev. Lett., 1985, v54, p 2034
2. D. Goodstein, M. Weimer – Surface Science, 1983, v125, p-227;
3. F. Hope et. al – Phys. Rev. Lett., 1984, v52, p 1528
4. D. Goodstein – La Recher che No 183, decembre, 1986, p- 1508

Masalaning qo'yilishi. Makromasshtabda namoyon bo'ladigan kvant effektini xarakterlovchi hodisasini tasdiqlovchi noyob eksperimentlardan yana biri 1982-yilda Devid Gudsteyn va uning guruhi tomonidan bajarilgan tajribadir. Bu tajriba kvant xarakteriga ega bo'lgani uchun mualliflar bu effektini fononoatom effekti deb atadilar. Bunday nom olishga sabab bu hodisa juda ham fotoeffekt hodisasi o'xshab ketadi. Fotoeffekt hodisasida elektromagnit nurlar kvanti – fotonlar ta'sirida metall sirtidan elektron ajralib chiqadi. Fononoatom effektida esa issiqlik to'liqining kvanti – fononlar ta'sirida kristall sirtida desorbsiyalangan atomlar ajralib chiqadi. Bu hodisani nazariyasi juda-juda fotoeffekt hodisasi o'xshab ketadi. Fotonlarning tezligi 300 000 km/s bo'lsa, fononlarning tezligi esa tovush tezligiga teng bo'lib, yorug'lik tezligidan ancha kam. Qizig'i shundaki, fononoatom effektiga ham Plankni $E=h\nu$ formulasini ishlatish mumkin. Bu eksperimentni ahamiyati shundaki, makromasshtab tasarrufida bo'lgan ko'p hodisalarni to'g'ri tushuntirishda va amaliy jihatdan ham katta iz olinishga olib kelishi mumkin. Kvant bug'lanish, kvant desorbsiya hodisalari haqiqatan ham mavjud bo'lib faza o'tishidagi murakkab jarayonlarni tushinishda ilk qadamdir. Albatta fotoeffekt hodisasi amaliyotda keng qo'llaniladi, Fononoatom hodisasi hali amaliyotdan uncha uzoq emas. Ajab emaski, buni o'qigan talabalardan biri bu masalani hal qilar, buni esa vaqt ko'rsatadi.

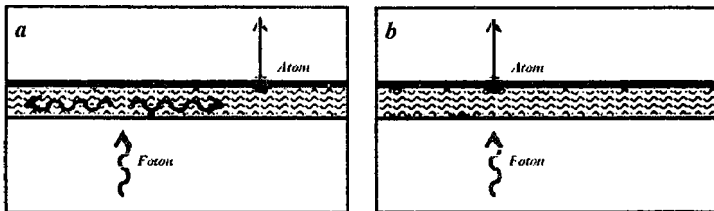
Mavzu qahramoni: Devid Gudsteyn. Sirtlar fizikasi sohasining mutaxassisi. Hozirgi paytda AQSH da Kaliforniya texnologiya universiteti professori. Bu mavzuning qahramani Devid Gudsteyn o'z maqolasida fotoelektron effekt hodisasiga qiyos qilib, o'zi kashf etgan hodisasini fononoatom hodisasi deb atadi. Biz tushunarli bo'lishi uchun shu nomni saqlab qoldik.

31.1. Adsorbsiya va desorbsiya

Gazlar qattiq jismlar ichiga kamdan-kam kiradi. Gazlarni qattiq jismlar tomonidan yutilishining boshqa tomoni bor. Gaz atomlari yoki molekulari qattiq jism sirtida yig'ila boshlaydilar va sirtga yopishib qoladilar. Boshqacha aytganda, gaz bilan kontaktda bo'lgan qattiq jism gaz atomlarini o'ziga tortib oladi. Bu hodisaga sabab Vandervals tipidagi kuchlar bo'lib, bir-biriga yaqin bo'lgan atomlarning o'zaro elektr qutblanishi hisobiga yuz beradi. Past temperaturalarda gaz atomlarini qattiq jism sirtida kondensatsiyalanishiga (yopishib qolishiga) **adsorbsiya** deyiladi. Qattiq jism qizdirilganda gaz atomlari metall sirtini tashlab chiqib ketadilar va **desorbsiya** yuz beradi. Ikkala holda ham gaz–qattiq jism sirtining holati o'zgaradi. Holatning bunday o'zgarishi **fazaviy o'tish (o'zgarish)** deb ataladi. Va ko'p jihatdan u suyuqlikning kondensatsiyasi va bug'lanishiga o'xshab ketadi.

Desorbsiya hodisasi kvant mexanik effekt bo'lib, uni fononoatom effekti doirasida tushuntirish mumkin. Fononoatom effekti fotoeffekt hodisasiga juda o'xshab ketadi. Biz dastlabki boblardan birida fotoeffekt hodisasi bilan tanishgan edik. Fotoeffekt hodisasida metall sirti nurlanish bilan yoritilganda, energiya metall sirtiga yorug'lik kvanti shaklida kelib tushadi. Boshqacha aytganda nurlanish kvanti fotonlar ta'sirida elektronlarning ajralib chiqish hodisasiga fotoeffekt deyiladi. Xuddi shuningdek, tovush energiyasining kvanti fononlar ta'sirida kristall sirtidan atomlarning ajralib chiqish hodisasiga **fononoatom effekt** deyiladi. Gazlar desorbsiyasini kvant xarakterga ega ekanligini Devid Gudsteyn va uning guruhi tajribada isbot etdilar.

Gaz atomlari metall sirtida adsorblangan (yutilgan) bo'lsin. Kristall ichida tarqalayotgan tovush yoki issiqlik energiyasining kvanti fononlar metall sirtiga chiqqanlarida murakkab o'zaro ta'sirlar orqali yutilishi va sirtiy to'lqinlar hosil qilishi mumkin (31.1-rasm). Adsorbirlangan atom undan zarur bo'lgan energiyani olib, sirtidan chiqib ketishi mumkin. Shunga o'xshash hodisalar to'plami odatda «*termodesorbsiya*» deyiladi. Fononoatom effekti hodisasida har bir fonon o'zining energiyasini faqat har bir yagona atomga beradi va atom sirtidan tezda chiqib ketadi. 31.1(b)-rasmida bitta fonon bitta atomni urib chiqishi tasvirlangan.



31.1-rasm. Fonoatom effekti.

a) termodesorsiya;
b) fonoatom effekti.

Fonoatom shunday hodisaki, bunda fononlar bittama-bitta qatnashadi. Bu hodisani eksperimental kuzatilishiga sabab o'ta sof materiallarni yaratilishi va yarimo'tkazgichlar fizikasida keyingi paytdagi katta yutuqlari bo'ldi. Hozirgi paytda hajmi taxminan 10 sm^3 bo'lgan monokristallarni yaratish imkoni mavjuddir. Past temperaturada shunga o'xshagan monokristallarda fononlar bir necha yuzlab atomlararo masofaga to'g'ri kelgan yo'lni to'qnashmasdan erkin o'tishi mumkin va bu masofa bir necha santimetrlarga to'g'ri keladi. Shu jihatdan qaraganda desorbsiya hodisasi makroskopik sohada kvant effektlarini namoyon bo'lishini ifodalaydi. Xulosa qilib aytganda desorbsiya – kvant hodisadir.

31.2. Tovush energiyasining kvanti – fononlar

1907-yilda Albert Eynshteyn qattiq jismlarigi issiqlik sigimi hodisasini kvant fizika nuqtayi nazaridan o'rganib, quyidagi fikrni taklif qildi: elektromagnit to'liqlari qanday kvantlansa, xuddi shu yo'sinda kristall jismdagi atomlar tebranishi energiyasini ham kvantlash mumkin. Shu g'oyadan kelib chiqqan holda Eynshteyn nima uchun eksperimentda o'Ichangan atomlar tebranishi energiyasini nazariy yo'lda hisoblangan energiyadan kamligini tushuntirishga harakat qildi. Plank yuqori chastotalarida nima uchun jism nurlanish energiyasining kamayishini tushuntirish uchun o'zining mashhur formulasi, ya'ni energiyani $h\nu$ ga kvantlanishi topgan edi. Bunday kvantlanish qattiq jism atomlarining tebranish energiyasiga ham hos ekanligini Eynshteyn isbotladi. Ko'p o'tmay Peter Debay qattiq jismlarda atomlar yakkama-yakka emas, balki kollektiv bo'lib, birgalikda tebranishi ya'ni to'liqin ko'rinishda uzatilishi g'oyasini berdi. Qattiq jismlarda tebranishlar tovush to'liqlari ko'rinishda tarqaladi va shu jihatdan ham ushbu mexanik to'liqlarni qattiq jismlarda tarqalishini elektromagnit to'liqlarini kvantlanishiga qiyos qilib, tovush to'liqlari ham uzlukli tarqalishi mumkin degan xulosaga kelamiz. Muhitdagi elastik to'liqlarning elementar ulushiga (porsiyasiga) tovush kvanti, ya'ni fononlar deb ataladi. Fononlar tushunchasini qattiq jismlar fizikasiga kirib kelishi, uni rivojlanishida juda samarali natijalar berdi.

Fonoatom effektini yaxshi tushunish uchun fononlar haqida biroz ma'lumot beramiz. Shunday qilib fonon–bu tovush kvantidir. Shu bilan bir qatorda fonon-issiqlik kvanti hamdir. Fononlarni tovush kvanti deb qaraganda uning chastotasi odam eshitadigan tovushlar chastotasidan tortib, to 10^{12} Gs bo'lgan yuksak

chastotalarni nazarda tutish mumkin. Fononlar chastotasining kengligi qattiq jismlarning ko'p hossalarni o'rganishda juda qo'l keladi.

Har qanday qattiq jism million-million atomlar yoki molekularlar majmuasidan tashkil topgan bo'lib, ular bir-birlari bilan elektr kuchlari bilan bog'langan. Mazkur atomlar kristall panjara tugunlarida joylashgan va doimo o'rta muvozanat holatida tebranishda bo'lib issiqlikni ushbu jisimga «yig'adilar». Birinchi qaraganda bunday ulkan sondagi atomlardan tashkil topgan jismini umuman o'rganib bo'lmaydi degan fikr tug'iladi. Biroq fononlar tushunchasini kiritilishi bu vazifani ijobiy hal qilish imkonini berdi.

Hozirgi zamon qattiq jismlar fizikasini fononlar tasavvuridan kelib chiqib, kristallni bir-biri bilan bog'liq bo'lmagan fononlar bilan to'ldirilgan idish deb qarash mumkin. Kristallning temperaturasi qancha yuqori bo'lsa, u holda undagi atomlarning issiqlik harakati ham shuncha ko'p va demak, fononlar soni ham shuncha ko'p. Hodisaning nozik tomonlarini tushuntirish uchun qo'shimcha tushunchalar kiritishga ham to'g'ri keladi.

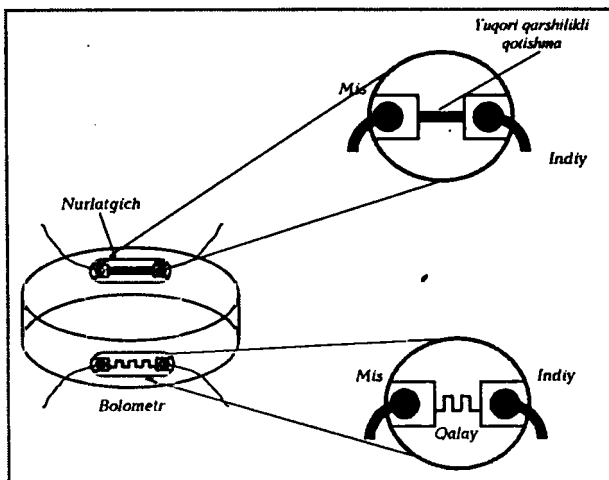
Qattiq jismini qizdirilgan qismidan qizdirilmagan qismiga issiqlik qanday uzatiladi? Bilamizki, metall issiqlikni juda yaxshi o'tkazadi, dielektriklar esa aksincha, issiqlikni juda yomon o'tkazadi. Nima uchun shunday?

Hozirgi zamon fizikasining ta'limotiga ko'ra, metall – idish bo'lib, uning ichida ikki xil narsa mavjud: birinchisi – bu bir-birlari bilan zaif o'zaro ta'sirda bo'lgan elektronlar suyuqligi bo'lsa, ikkinchisi fononlar gazidir. Elektronlar bilan fononlarning o'zaro ta'siri juda kuchsiz. Lekin e'tibordan xoli emas. Dielektriklarda (plastmassa, osh tuzi, shisha va hokazo) qo'zg'aluvchan elektronlar yo'q. Shu sababli issiqlikni unda fononlar tashiydi. Fononlar tezligi tovush tezligi kattaligida bo'lib, sekundiga 10 kmni tashkil qiladi. Bunday tezlikdagi fononlar dielektriklarda juda tez uzatilishi kerak edi, lekin undaymas. Amaliyotdan bilamizki, qattiq dielektrikni, masalan, yog'ochni bir uchidan qizdirsak, issiqlik uning bir uchidan ikkinchi uchiga juda sekin uzatiladi. Nima uchun? Bunga sabab dielektrikda harakat qilayotgan fononlar yutiladi yoki to'qnashishlar tufayli o'z yo'nalishlarini o'zgartiradilar. Agar kristall juda mukammal (sof) bo'lsa, absolut nol temperaturaga yaqin nuqtalarda hosil bo'lgan fonon kristall sirtida erkin harakat qilishi kerak. Afsuski, juda ko'p qattiq jismlar mukammal emas. Shu bilan birga ularning temperaturasi nolga ham teng emas. Shu sababli fononlar kristallning aralashmalarida (boshqa atomlarda) kristallning nuqsonlarida (masalan, chegaralarida atom turli yo'nalishda bo'lishi) sochilishi mumkin. Temperatura nol bo'lmagan paytda fononlarning boshqa energiyadagi fononlarda sochilishi ro'y berishi ham mumkin. Bunday holda fononlarning kristaldagi to'g'ri chizikli trayektoriyasi (to'qnashguncha)ni uzunligi uning chastotasiga to'g'ri kelgan to'liq uzunlikning bir nechtasidan ham katta bo'lmaydi. Inson his qiladigan to'liqlarning to'liq uzunligi aralashma va boshqa to'siqlar o'lchamidan ancha katta va shuning uchun ular to'liq tarqalishiga deyarli ta'sir ko'rsatmaydilar. Biroq bu to'liqning fononlari issiqlik tashimaydi; issiqlikni yuqori chastotaga ega bo'lgan fononlar tashiydilar. Issiqlik fononlarining to'liq uzunligi taxminan bir necha atom oralig'iga to'g'ri kelgan uzunlikka tengdir. Ko'rinib turibdiki, bunday qisqa to'liq uzunlikka ega bo'lgan

fononlar kristall ichida harakat qilganda juda ko'p sondagi to'qnashishlarga duch keladi va shu sababdan issiqlik uzatish sekinlashadi.

Fononning harakati va uning to'qnashishini o'rganish uchun juda ham sof metall zarur. Faqatgina sof, ya'ni mukammal kristallda fononning to'liq uzunligini kattalashtirish mumkin. Demak, fononoatom effektini kuzatishda ikkita shart bajarilishi lozim. Birinchisi, albatta mukammal sof kristall bo'lishi, ikkinchisi esa u o'ta past temperaturada yotishi kerak. Gudsteyn va uning guruhi tajribasida mukammal kristall sifatida yangi yaratilgan sapfir kristali olindi, temperatura esa 2 K gacha kamaytirildi.

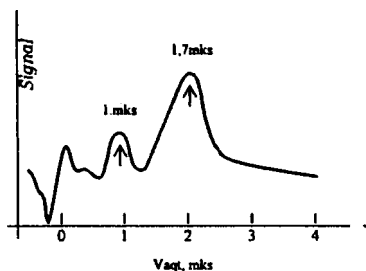
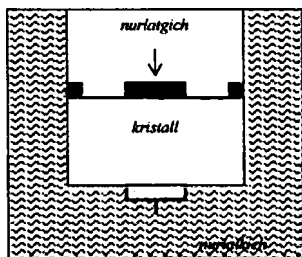
O'ta past haroratlarda issiqlik energiyasini fononlar tarzida sapfir kristalida uzatilishini 1979-yilda David Gudsteyn va uning guruhi birinchi bo'lib eksperimentda kuzatdilar. Eksperiment qurilmasining chizmasi 31.2-rasmda keltirilgan. Kristall silindrik shaklga ega bo'lib, uning asoslarining diametri 6 sm, balandligi (qalinligi) 1 sm. Kristallning juda silliqqlangan asoslaridan birining sirtiga elektr qarshiligi katta bo'lgan bug'latilgan metall qotishmaning atomlari kondensatsiya yo'li bilan adsorbsiya qilindi. Adsorbsiyalangan pardaning qalinligi 500 ta atom qatlamiga teng. Va sirtning yuzi (kvadrat shaklda) $0,09 \text{ mm}^2$ ni tashkil qiladi.



31.2-rasm. Fononoatom effekti tajriba.

Qarshiligi katta bo'lgan bu pardani isitkich element (issiqlik manbai) yoki issiqlik emitteri deb atashadi. Sapfirning ikkinchi asosining sirtiga ham vakuumda bug'latish yo'li bilan qalay atomlari singdirilib, qalay pardasi hosil qilindi. Mazkur parda sirtining yuzi ham deyarli issiqlik elementi sirtining yuziga teng bo'lib, u egri-bugri (zmayevka) shaklidagi tasmadan iborat (31.2-rasm) va tasmaning kengligi 10 mkm ga teng. Bu pardani issiqlik detektorini – bolometr deb atashadi. Issiqlik elementi va issiqlik detektorini uchlari misdan qilingan kontaktlarga ulandi. Mis kontaktlari ham vakuumda bug'latish usuli bilan yopishtirildi. Tayyor bo'lgan sistema

temperaturasi 2 K ga teng bo'lgan suyuq geliyga tushirildi. 2 K temperatura o'tish temperaturasi bo'lib bu haroratda sistema o'ta o'tkazgich holatda bo'ladi, bunday holatda bolometrga kelib tushgan juda oz issiqlik miqdori ham uning elektr qarshilini keskin o'zgartiradi. Va o'lovchov asbobi yordamida bu o'zgarishni qayd qilish mumkin. Shunday qilib, o'ta o'tkazuvchan holatda bolometr o'ta sezuvchan issiqlik detektori vazifasini o'taydi. Birinchi eksperiment quyidagicha olib borildi. Nolinchi deb olingan vaqtning biror momentida issiqlik elementi pardasiga davomiylik vaqti 100 ns ga teng bo'lgan elektr toki impulsi berildi. Tok impulsi ta'sirida emitter pardasining temperaturasi atrofidagi muhitni temperaturasi 2 K dan 8 K ga oshib ketdi. Parda juda yupqa bo'lganligi uchun temperaturaning o'zgarishi juda qisqa muddatda deyarli bir necha nanosekunda ($1\text{ns}=10^{-9}\text{s}$) yuz beradi. Tok uzilgan zahoti pardaning temperaturasi yana 2 K ga tushib qoladi. 10 K ga qizigan lahza ichida parda o'zidan fononlar chiqarishga ulguradi va bu fononlarning bir qismi bolometrga yetib keladi. Eksperimentda emittiyerdan bolometrga yetib kelgan fononlar uchun ketgan vaqt o'lchanadi. Eksperimental qurilmada olingan natija 31.3-rasmda tasvirlangan.



31.3-rasm. Eksperimental qurilmada olingan natija grafigi.

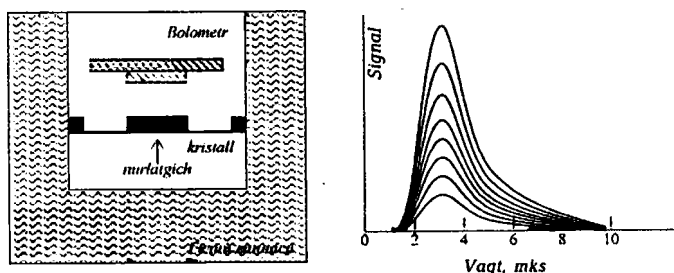
31.3-rasmda bolometr qarshiligini vaqtga bog'liqlik o'zgarishi keltirilgan. rasmdan ko'rinadiki, bolometrda hosil bo'lgan signalning vaqtga bog'liqlik grafigida ikkita maksimum (cho'qqi) mavjud. Birinchi maksimum vaqtni 1 mks qiymatiga, ikkinchi maksimum esa vaqtning 1,7 mks qiymatiga to'g'ri keladi. Nima sababdan signal grafigida bunday ikkita maksimum (cho'qqi) hosil bo'ladi? Buni quyidagicha tushuntirish mumkin. Kristallarda ikki ko'rinishda tovush to'lqinlari tarqalishi mumkin: birinchisi qisilish bo'ylama to'lqinlari (tovush to'lqinlarini havoda tarqalishiga o'xshab ketadi) va ikkinchisi tezligi kamroq bo'lgan siljish ko'ndalang to'lqinlar. Shu sababdan issiqlik emitteridan chiqqan fononlarning bir qismi 1 mks dan so'ng, qolgan qismi esa 1,7 mks dan so'ng bolometrga yetib keladi. Kristaldagi bu ikki ko'rinishdagi to'lqinlarning yugurish vaqti hisoblanganda u tajribadagi shu vaqt holatlari to'ppa-to'g'ri mos keldi. Ushbu eksperiment ma'lumotlariga qisqa shunday xulosa yasash mumkin.

Past temperaturalarda saffir monokristalida issiqlik tovush tezliligida makroskopik masofalarga uzatiladi. Issiqlik fononlar tarzida uzatiladi Demak, issiqlik kvant xarakterga ega bo'lib, uning kvanti fononlardir.

31.3 Kristall sirtidan atomlar desorbsiyasi

Eksperimentatorlar birinchi eksperiment bilan qanoatlanib qolmadilar. Eksperimental qurilmani o'zgina o'zgartirib, vakuumda geliy atomlarini desorbsiyasini kuzatishga muvaffaq bo'ldilar.

Bu eksperiment uchun D. Gudsteyn guruhi tomonidan tayyorlangan qurilma chizmasi 31.3-rasmda tasvirlangan. Bu eksperimental qurilmada issiqlik manbai bo'lgan emitter pardasi bitta sapphire kristalining sirtiga adsorbsiyalanadi. Issiqlik detektori bo'lgan bolometr plyonkasi esa boshqa sapphire kristal sirtiga qoplanadi. So'ng, bu ikki kristall 31.3-rasmda ko'rsatilganidek qilib, parallel holda 1 mm tirqish qoldirilib vakuumli kameraga joylashtiriladi. Tayyor bo'lgan mazkur sistema sovitish uchun temperaturasi 2 K ga teng bo'lgan suyuq geliy vannasiga tushiriladi. Keyin vakuum kamerasiga juda ham oz miqdorda geliy gazi purkaldi. Sistemaning harorati juda past bo'lgani uchun geliy gazi birpasda kristall sirtiga kirib, yupqa parda hosil qiladi. Geliy pardasini oson boshqarish mumkin. Chunki uning qiymati faqat temperaturaga va kiritilgan gazning miqdoriga bog'liq. Mazkur eksperimentda geliy pardasining qalinligi ikkita atom qatlamiga teng bo'ldi. Shunday qilib, eksperimental qurilma tajriba o'tkazishga tayyor bo'ldi. Tajriba quyidagicha olib borildi? Kristall sirtida adsorbsiyalangan geliy atomlarini desorbsiyalash uchun emitter plyonkasiga tashqaridan energiya berish kerak. Bu energiyaning miqdori geliy atomlarini kristalldagi bog'lanish energiyasidan yuqori bo'lsa, u holda geliy atomlari kristall sirtidan uchib chiqib, vakuumda tirqish orqali bolometrqa qarab harakat qiladilar. Bu eksperimentda ham issiqlik manbai emitterga davomiyliги 10 nm ga teng bo'lgan impuls berildi. Qizigan emitterdagi geliy atomlari kristalni tashlab, 1 mm tirqish orqali bolometr sirtiga harakat qildilar va u yerda adsorbsiyalandilar. Emitter pardasiga turli quvvatdagi impulslar berish orqali bolometrda ularga to'g'ri kelgan signallar qayd qilindi. 31.4-rasmda turli temperaturaga to'g'ri kelgan signallarning vaqt bo'yicha signallari grafika tasvirlangan.



31.4-rasm.

31.4-rasmdagi grafiklardan ko'ramizki, issiqlik manbai (emitter) temperaturasi oshgan sari bolometrda qayd qilingan signal egriligini maksimumi kichik vaqtlar sohasi tomon siljiydi. Qizig'i shundaki, temperatura qancha yuqori bo'lsa (issiqlik emitterga berilgan tok impulsini quvvatini oshirish yo'li bilan bajariladi), unga mos

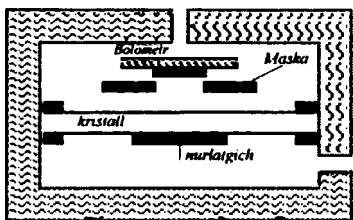
ravishda issiqlik manbayidan chiqayotgan atomlarning tezligi shuncha katta bo'ladi va bunga mos ravishda emitterdan bolometrgacha bo'lgan yo'lni o'tish uchun ketgan vaqt ham shuncha kichkina bo'ladi. Bu jihatdan bu eksperiment natijalari Vin siljishiga juda ham o'xshab ketadi. Shunday qilib, bu tajribadan ko'rinadiki, emitter pardasi qizdirilgan geliy pardasi ham isiydi va geliy atomlari xuddi suyuqlik atomlari bug'langani kabi desorbsiyaga uchraydi va bu atomlar bolometrda qayd qilinadi. Bu eksperimentga quyidagicha xulosa yasash mumkin.

Ushbu eksperiment natijasi birinchi eksperiment natijasidan farq qilib, bu holda issiqlik kristallar orasidagi tirqishdan fononlar yordamida emas, balki geliy atomlari tomonidan olib o'tiladi. Emitter pardasini qopalgan geliy pardasining olgan issiqlik energiyasi (tok impusi o'tganda) bog'lanish energiyasidan katta bo'lgani uchun geliy atomlari geliy sirtini tashlab chiqib ketadilar va vakuumda harakat qilib, ikkinchi kristallning sirtiga joylashtirilgan bolometrga kelib tushadilar. Geliy atomlari ta'sirida qizigan bolometr uni qayd qiladi. Albatta bu eksperimentda harakat qilayotgan atomlarning tezligi turlicha. Ammo ularning ko'pxiligi xarakteristik o'rtacha qiymat atrofida bo'ladi va o'sha temperatura bilan xarakterlanadi. Temperatura qanchalik yuqori bo'lsa, atomlarning tezligi ham shuncha katta va demak, bolometrda paydo bo'lgan signal vaqti ham shuncha kam bo'ladi. Signalning vaqt bo'yicha maksimal holati issiqlik emitterining temperaturasi, ya'ni tok impulsi bilan belgilanadi.

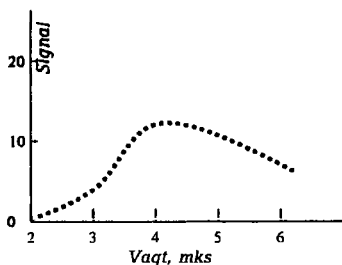
Birinchi va bu eksperiment natijalariga tayangan holda uchinchi eksperiment qurilmasi tayyorlandi. Natijada bu qurilma yordamida bevosita fononoatom effektini kuzatishga olib keldi.

31.4 Fononoatom effektini kuzatish

Gudsteyn guruhi dastlabki ikkita eksperiment qurilmasini kombinatsiya qilib uchinchi eksperimental qurilma yaratdilar va bu qurilmada birinchi bo'lib bevosita fononoatom effektini kuzatish imkoniyatiga ega bo'ldilar. Eksperiment va uning natijasi bu hodisani makroskopik kvant effekt ekanligini tasdiqladi. Ushbu eksperiment natijalari ko'p jihatdan fotoelektron effektga o'xshagan bo'lgani uchun unga qiyos qilib fononoatom effekti deb nom berishdi. Ushbu eksperiment qurilmasi 31.5-rasmda keltirilgan. Eksperimental qurilmani tashkil etgan asosiy elementlar boshqacha joylashtirildi. Natijada issiqlik manbayida hosil bo'lgan energiya dastlab fononlar yordamida kristall ichidan uzatiladi. So'ng desorbsiyalangan atomlar tirqish orqali energiyani bolometrga olib o'tadilar. Bu jarayonni o'tish mexanizmini quyidagicha tushuntirish mumkin.



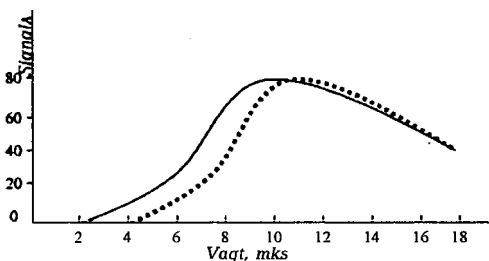
31.5-rasm.



31.6-rasm.

Fononlar tomonidan atomlarga energiya uzatishni ikki mexanizmlilik bo'lishi mumkin. Birinchi mexanizmi quyidagicha: xuddi ikkinchi eksperimentdagi kabi sapfir-geliy chegarasiga yetib kelgan fononlar o'zlarining energiyasini geliy pardasiga beradilar. Natijada geliy pardasi qiziydi, ya'ni temperaturasi ortadi va atomlarning desorbsiyalanishi vujudga keladi; bu mexanizmning asosida fononlar ansamblini kollektiv ta'siri yotadi. Ikkinchi mexanizm qo'yidagicha: kristall sirtini tashlab ketgan har bir atom energiyani faqat o'ziga mos kelgan fonondan qabul qiladi. Bu jarayonda kvant effekt yotadi, ya'ni ushbu jarayonda faqat ikkita zarratom va fonon ishtrok etadi. Bitta atomga bitta fonon to'g'ri keladi; shu bois ham ushbu mexanizm fononoatom effektidir. Albatta, ko'pxilik hollarda atomni sirt bilan bog'lanish energiyasi qaralayotgan qattiq jismdagi fononlarning maksimal energiyasidan katta bo'lishi mumkin. Shunga qaramay qizitish yo'li bilan bunday atomlarni desorbsiya qilish mumkin. Bundan chiqadiki, desorbsiyalanishni murakkab mexanizmlari ham bo'lishi mumkin va bu hollarda bitta emas, balki bir nechta fononlar qatnashishi mumkin. Bu murakkab mexanizmlarni vujudga keltiradigan hodisalar termodesorbsiya deb ataladi.

Eksperimentning san'ati ham shundaki, murakkab termodesorbsiya hodisalari ichidan fundamental jarayon bo'lgan fononoatom effektini ajratib olishdir. Bunday san'atni Gudsteyn guruhi a'lo darajada amalga oshirdilar. Ular amalga oshirgan tajribada termodesorbsiya va fononoatom effekti hisobidagi desorbsiya parallel kechadi. Detektorda qayd qilingan signal ikkita maksimumga ega, signalning katta maksimumi termodesorbsiyaga va juda o'z maxsimumi esa fononoatom effektiga tegishli.



31.7-rasm.

31.6-rasmda fononlarning kollektivlashtirilgan oʻrtacha taʼsiri keng doʻnglik koʻrinishida boʻlib, uning kengligi 9 mks ga toʻgʻri keladi. Biroq fononlardan birortasi oʻzining butun energiyasini faqat bitta atomga berishi va bu energiyani olgan atom sirtini juda katta tezlik bilan tashlab ketishi va bolometrغا tezda yetib borishi mumkin. Ana shu hodisa fononoatom effektdir. 31.6-rasmda fononoatom effekt 4 mks rayonida uncha katta boʻlmagan sinq chiziq bilan xarakterlanadi. Bu effektni aniklashtirish maqsadida mualliflar termodesorbsiya maksimumi formasini hisoblab chiqdilar va signal egriligidan uni ayirdilar. Qolgan maksimum 31.7-rasmda tasvirlangan. Shu rasmda keltirilgan grafik fononoatom effektini darakchisidir. Bu eksperiment 1982-yilda amalga oshirildi. Bu eksperimentni yaʼnada aniq bajarish uchun monoxromatik fononlar kerak. Yodingizda boʻlsa, biz fotoeffekt mavzusida Milliken tajribasi haqida gapirgan edik. Milliken fotoeffekt ustida olib borgan tajribasida Eynshteyn gipotezasini tasdiqlash uchun monoxromatik fotonlardan foydalangan edi va ushbu eksperiment natijasi asosida Plank doimiysini hisoblab Eynshteyn formulasini tasdiqlagan. Mazkur tajribani turli metallar uchun oʻtkazib Milliken elektronning bogʻlanish energiyasini ham hisoblagan. Geliy atomining bogʻlanish energiyasini topish uchun ham xuddi shunga oʻxshagan tajribalar qilish zarur. Milliken tajribasiga oʻxshagan tajribani qilish uchun monoxromatik fononlar chiqaradigan oʻzgaruvchan manbalar zarur. Afsuski, bunday manbalar hozircha yoʻq. Shu bois, bu sohada ham izlanishlar va ajoyib eksperimentlar qilish oʻz egasini kutadi. Fononoatom effektida ham sirtini tashlab chiqqan atomlarning energiyasi fonon energiyasi bilan bogʻlanish energiyasining farqiga teng.

Fononlar turli energiyaga ega boʻlgani uchun uchib chiqqan geliy atomlarining ham tezlik taqsimoti mavjud. Shu sababdan ham 31.6-rasmdagi egrilikda doʻnglik keng maksimumga ega. Geliy pardasini yuqalastirish orqali eksperimentatorlar hodisani, yaʼni signallarni oʻzgarishini tekshirdilar. Ikki atomli qatlamdan 0, 15 atom qatlamiga oʻtish orqali fononoatom effektini yanada aniqroq kuzatish imkoniyatiga ega boʻldilar. Bu eksperimentda termodesorbsiya effekti fononoatom effektiga nisbatan tezroq kamayganligi sababli fononoatom effekt yaqqolroq namoyon boʻldi. Fononoatom jarayoni oniy oʻtadigan effekt. Yaʼni, fononlar impulsi sirtga yaqin kelgan zahotiy oq atomlar ushbu sirtini tashlab chiqadilar. Termodesorbsiya hodisasi uchun avval geliy pardasini temperaturasi koʻtarilishi, yaʼni fononlar orasida toʻqnashish sodir boʻlishi kerak. Shundan soʻng pardaning bugʻlanishi roʻy beradi va bu jarayon bogʻlanish energiyasiga bogʻlangan holda uzoq davom etadigan

jarayondir. Yupqa pardalarda bog‘lanish energiyasi katta va demak, desorbsiya uzoqroq davom etadi. Shuning uchun yupqa pardalarda fononoatom effekti yaqqolroq namoyon bo‘ladi.

Bu mavzuni poyonini quyidagicha tamomlash mumkin. Issiqlik pardasida impuls parda bo‘lishi vaqti oralig‘ida kristall ichida turli energiyaga ega bo‘lgan fononlar paydo bo‘ladi va bu fononlardan energiyasi eng katta bo‘lgan fonon kristall sirtida adsorbsiyalangan gely atomining bog‘lanish energiyasiga teng yoki katta bo‘lsa, u holda uni kristall sirtidan urib chiqaradi. Bunday yo‘l bilan ajralgan gely atomi fononoatom effekti bilan tushuntiriladi va bu jarayon oniy bo‘ladi. Boshqa fononlar esa turli murakkab hodisalarga uchrab, sekin o‘tuvchi jarayonlarni vujudga keltiriladi va bu termodesorbsiya hodisasidir. Termodesorbsiyada atomlar kristall sirtini kichkina tezlik bilan va biroz kechikibroq tashlab chiqadilar. Oxiri juda yupqa adsorbsiyalangan qatlamdagi pardalar signali deyarli to‘la ravishda fononoatom effekti bilan belgilanadi.

SAVOLLAR

1. Adsorbsiya va desorbsiya hodisasini tushuntiring.
2. Adsorbsiya va absorbsiyalarning farqi nimada?
3. Atomlar desorbsiyasini – kvant effekt deb atasa bo‘ladimi?
4. Fononoatom effektini ta‘riflang, qaysi jihatdan u fotoeffektga o‘xshaydi.
5. Fononlar nima?
6. Tovush fononlari bilan issiqlik fononlari bir-biridan qanday farqlanadi?
7. Kristallda issiqlikni qaysi fononlar tashiydi?
8. Dielektriklar bilan metallarda issiqlik qanday uzatiladi.
9. Fononoatom effektini kuzatish uchun temperaturaning past bo‘lishi nimani beradi?
10. 1-tajriba sxemasini chizib ko‘rsating.
11. 2-tajriba sxemasini chizib ko‘rsating.
12. 3-tajriba sxemasini chizib ko‘rsating.
13. Bo‘ylama va ko‘ndalang to‘lqinlarning farqi.
14. Eksperiment natijalarining grafigini chizing va tushuntiring.
15. Fononoatom effekt nima uchun makroskopik kvant hodisa deb ataladi?
16. Fononoatom eksperimenti fanga nima beradi?
17. Fononoatom effektini amaliyotda qo‘llash mumkinmi?

XXXII bob. *Mavzu: O‘TA JARAYONLAR*

Reja:

- 32.1. O‘ta jarayonlar va o‘ta holatlar.
- 32.2. Kogerentlikning klassik nazariyasi.
- 32.3. Kogerentlikning kvant nazariyasi.
- 32.4. Kogerent holatlar metodi.
- 32.5. Dike modeli.
- 32.6. Ikki sathli sistemalar uchun kogerent effektlari.
- 32.7. Elektromagnitning o‘ta nurlanishi va tovush o‘ta nurlanishi.
- 32.8. Foton sadosi.
- 32.9. Yadroviy spin sadosi.
- 32.10. Ko‘p sathli sistemalarda kogerent effektlar.
- 32.11. Kvadrupol sadosi.
- 32.12. O‘ta jarayonlarni fanda va amaliyotda qo‘llanishi.

ADABIYOTLAR

1. Дж. Макомбер. Динамика спектроскопических переходов. М.: «Мир», 1979.
2. Ю. Л. Климантович. Квантовые генераторы света и нелинейная оптика. М.: «Просвещение», 1966.
3. Я. Перин. Когерентность света. М.: «Мир», 1974.

Masalaning qo‘yilishi. Ushbu bobda hozirgi zamon fizikasining eng so‘nggi yutuqlari haqida so‘z boradi. Moddaning korpuskulyar va to‘lqin hossalarini yaxlit bir butunlikka birlashtirgan kvant mexanika negizida umumiy fizikaviy xarakterga ega bo‘lgan kogerent kooperativ hodisalar nazariyasi deb atalgan yangi fundamental yo‘nalish paydo bo‘ldi. Ushbu yo‘nalish tadrijiy rivojlanishiga qaramasdan, hozirgi paytda bizning bilish bosqichimizni yangi sifat bosqichiga o‘tishga zamin yaratdi, desak yanglishmagan bo‘lamiz. O‘ta o‘tkazuvchanlik, o‘ta oquvchanlik, o‘ta nurlanish, o‘ta sochilish kabi ko‘plab hodisalar kashf qilindiki, bular nurlanish nazariyasidagi kogerentlik haqidagi yangi tasavvurlarni taraqqiy qilishiga hissa qo‘shdi. Kogerentlik tushunchasi umumiy ilmiy tushuncha sifatida materiyaning umumiy hossasi bo‘lib, u nafaqat fizikaning o‘ziga tegishli bo‘lib qolmay, balki global xarakterga ega. Kooperativ kogerent holatlarni yuqori darajada tashkillashtirilgan organik materiyaning formasi deb qarash mumkin. Shu sababdan

kvant qonunlari miya, ong, mushohada va fikr kabi insonga hos bo'lgan tushunchalarni anglashda ham o'z qudratini ko'rsatadi, deb o'ylaymiz.

— 000, 00 — (10)

XXXII BOB. O‘TA JARAYONLAR

32.1. O‘ta hodisalar va o‘ta holatlar

Olamdagi jamiki tabiiy va sun‘iy yaratilgan moddalar juda ko‘p sondagi zarralar (atomlar, molekular yoki ionlar)ning yig‘indisi – majmuadan tashkil topgan. Majmuadagi hamma zarralar (atomlar, molekular yoki ionlar) ko‘zga ko‘rinmas o‘zaro kuchlar ta’sirida bir-birlariga jips bog‘lanib, biz bilgan moddalar va jismlarni barpo qiladi. Ushbu zarralar shunchalik behisobki, ularni sanab adog‘iga yetmaysan. Masalan, qattiq moddaning 1 mm^3 hajmida taxminan 10^{20} ta atom bor. Ularni birmabir sanab chiqish uchun taxminan 1 trillion yil kerak bo‘ladi. Ana shunday sondagi behisob atomlarni bir-biri bilan bog‘lanib, yaxlit, bir butun sistemalarni yaratishi o‘zini bir o‘ta hodisa deb atasa bo‘ladi.

O‘ta hodisalar, o‘ta jarayonlar qanday qilib yuzaga keladi va ularni namoyon bo‘lishini kuzatish mumkinmi, degan savollar bizni ushbu bobda qiziqtiradi.

Moddani tuzgan atomlar, molekular yoki ionlarning har birining holati va hossasi turli fizikaviy kattaliklar bilan tavsiflanadi. Ushbu kattaliklarga misol qilib, massani, zaryadni, tezlikni, magnit va elektr magnitni, spinni va hokazolarni keltirish mumkin. N ta zarra (atomlar, molekular yoki ionlar)dan tashkil topgan real makroskopik jismning hossasi uni tuzgan ana shu zarralarning hossalarini oddiy yoki murakkab qo‘shilishidan shakllanadi. Zarralarning qo‘shilish jarayoni kogerent va nokogerent yuz berishi mumkin. Jismning elementar qismlari hossalari kogerent bo‘lmagan qo‘shilish jarayonida unda ishtirok etuvchi har bir zarra (atomlar, molekular yoki ionlar)ning hossalarini xarakterlovchi fizikaviy kattaliklar o‘zaro bir-birlari bilan u yoki bu darajada kompensatsiyalanishi, ya’ni yeyishib ketishi mumkin. Bundan chiqadiki, N atomlardan makroskopik jism barpo qilinganda, shu N ta atomning muayyan biror fizik parametrining son qiymati qo‘shilish jarayonida N martaga ortmaydi. Aksincha, qo‘shilish kogerent xarakterga ega bo‘lsa, u holda ushbu fizik parametrning son qiymati deyarli N martaga ortib ketishi mumkin.

Fizikaviy hodisada biror fizik parametrning nokogerent birikmasi (qo‘shilishi) kogerent qo‘shilishga o‘tsa va mazkur o‘tish jarayonida ushbu parametrning son qiymati taxminan N marta ortib ketsa, u holda bunday o‘tish hodisasini **o‘ta jarayon** deb ataladi. O‘ta jarayonda tashkillangan holat **o‘ta holat** deyiladi. **O‘ta holatning buzilishi ham o‘ta jarayondir.** Ravshanki, agar fizikaviy kattalik faqat bitta ishoraga ega bo‘lsa, (masalan, massa) u holda bunday kattaliklarning qo‘shilish jarayoni doimo kogerent va prinsip jihatdan qaraganda o‘ta jarayon yuzaga kelmaydi. Masalan, atomning massasi musbat ishoraga ega. Agar jismning massasini hosil qilgan N ta atomni turli yo‘llar bilan guruhlaganimizda ham jismning massasini N marta ortirib yuboradigan birorta fizik hodisa kuzatilmaydi. To‘g‘ri kristall jismlarni o‘rganish jarayonida elektronlarni effektiv massasi degan tushuncha kiritiladi va bu massa tenzor xarakterda bo‘lib, u manfiy yoki musbat ishoraga ham ega bo‘lishi

mumkin. Effektiv massada haqiqiy massadan tashqari elektronga ta'sir etuvchi kuch maydonining kattaligi ham hisobga olingan. Shu bois, effektiv massalarning kogerent qo'shilishida o'ta jarayon vujudga kelishi mumkin. Darhaqiqat, ma'lum bir qoidalarga rioya qilib makroskopik jism yasalganda, uni ma'lum bir yo'nalishlarda joyidan qo'zg'atish juda qiyin bo'ladi, lekin unda atomlar tartibsiz qo'sxilganda bu hossa o'z kuchini yo'qotadi. XXIX va XXX bobda biz o'ta oquvchan va o'ta o'tkazgich jarayonlari bilan tanishdik. Suyuq geliyda ichki ishqalanishni (yopishqoqlikni) yo'qolishi, o'ta o'tkazgichda elektr qarshilikni nolga teng bo'lishi hodisasi o'ta jarayondir. Ushbu jarayonlarda modda ichida zarralarning o'ta tartiblanishi sababli natijaviy yopishqoqlik yoki elektr qarshilik shunday kichik qiymatga erishadiki, ularni nolga teng deb hisoblasa ham bo'ladi.

Ferromagnitlar (o'ta magnetiklar) magnitlanishi ham o'ta jarayondir. Chunki ichki kuch va tashqi magnit maydon ta'sirida moddada elementar magnit momentlarni o'zaro kompensatsiyasi yo'qoladi va ferromagnit metall bo'lagi boshqa ferromagnit metallarni kuchli tortish xususiyatiga ega bo'lib qoladi. xuddi shuningdek, hodisa ferroelektrik (o'ta elektrik) larda ham ro'y beradi.

XX asrning oxirlarida yana ikkita o'ta jarayon – o'ta elektromagnit va tovush o'ta nurlanishlari kashf qilindi. Ushbu o'ta jarayonlarda jism chiqaradigan fotonning nokogerent spontani va fononning kogerent nurlanishga aylanishi yuzaga keladi. Ushbu jarayonlar mohiyati bilan biz keyinroq tanishamiz.

32.2. Kogerentlikning klassik nazariyasi

O'ta jarayonlar – bu kogerent jarayonlardir. Shuning uchun oz bo'lsa-da, bu bandda kogerentlik haqida so'z yuritamiz. Kogerentlik tushunchasi eng avvalo tebranishlarning klassik nazariyasida paydo bo'lgan bo'lib, u bir nechta tebranma yoki to'lqin jarayonlarning kechishini vaqt bo'yicha moslanishini anglatadi.

Biz turli-tuman tebranishlar va to'lqinlar orasida yashaymiz. Mayatnik yoki dutor ipini tebranishi, yurak urishi va elektr zanjiridagi tokni o'zgarishi, moddada molekulalarning tebranishi va Quyosh aktivligini o'zgarib turishi, miyadagi biotoklar, hayvonlar populatsiyasining soni, daraxt novdasini shamol ta'sirida tebranishi, suvning mavjlanishi, atmosferada, plazmada, gravitatsion, elektromagnit va akustik to'lqinlar ichida yashaymiz. Ushbu tebranishlarning barchasiga umumiy bo'lgan bitta alomat bor. U ham bo'lsa, ularning ma'lum bir vaqt oralig'i bilan davriy qaytirilishi, takrorlanishidir. Odatda davriy takrorlanish vaqtini tebranish davri T deb atashadi. Tebranma harakatni tavsiflash uchun juda ham oddiy bir matematik qonundan foydalanish mumkin. U ham bo'lsa, fizik kattalik (E) ni t va vaqt ichida qaytirilishini ifodalovchi

$$E = A \cos(\omega t + \varphi) \quad (32.1)$$

qonundir.

(32.1) qonun garmonik monoxromatik tebranishni aniqlaydi. Bunda $\omega = \frac{2\pi}{T}$ – burchak chastota, A – amplituda, φ – tebranish fazasi. Vaqtga bog'liq bo'lmagan A, ω , φ kattaliklar harakatning asosiy xarakteristikallari hisoblanadi.

To'liqin harakat – bu tebranishni fazoda chekli tezlik bilan tarqalishidir. To'liqin tarqalishini konkret mexanizmlari bir-biridan keskin farq qiladi. Muhitda molekular orasidagi o'zaro ta'sir tufayli to'liqin harakatga muhitni yangi va yangi uchastkalari qo'shiladi: elektromagnit to'liqlarining tarqalishi fazoning biror bir nuqtasida hosil bo'lgan o'zgaruvchan elektr maydon hisobiga, yoki aksincha, magnit maydon hisobiga bo'ladi. To'liqin nazariyasini tahlil qilish uchun ham tebranish nazariyasidagi kabi harmonik monoxromatik to'liqlar tushunchasidan foydalanamiz. To'liqin jarayonlar uchun E kattalik nafaqat vaqtga, balki shu bilan birga fazaviy o'zgaruvchilarga ham bog'liq bo'ladi. To'liqin harakat A, ω , φ kattaliklardan tashqari to'liqinni to'liqin uzunligi deb atalgan λ kattalik bilan tavsiflanadi. Muayyan bir sharoitlarda ikki yoki undan ko'p bo'lgan tebranishlar (to'liqlar) ning qo'shilishi ro'y berishi mumkin va bu qo'shilish to'liqlarning fazaviy munosbatlariga bog'liqdir. Amplitudasi A, fazasi φ har xil, lekin chastotalari ω bir xil bo'lgan ikkita monoxromatik tebranishlarning qo'shilishini ko'raylik. Bu qo'shilish formulasi quyidagicha:

$$E_1 + E_2 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1) + A_2 \cos(\omega t + \varphi_2) \quad (32.2)$$

Oddiy trigonometrik almashtirishlar yordamida natijaviy tebraish E ham chastotasi ω ga teng bo'lgan harmonik monoxromatik to'liqin ekanligiga ishonch hosil qilamiz. Natijaviy amplituda A_N ni qiymati A_1 va A_2 amplitudalar va fazalar farqi bilan aniqlanadi. Ya'ni:

$$A_H^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (32.3)$$

faza farqiga bog'liq ravishda A_N ni qiymati $A_1 - A_2$ dan to $A_1 + A_2$ gacha o'zgarishi mumkin. $\varphi_1 - \varphi_2 = 0$ da amplitudalar qo'shiladi, $\varphi_1 - \varphi_2 = \pi$ da esa amplitudalar ayiriladi. Agar, $A_1 = A_2$ bo'lsa, natijaviy amplitudada nolga teng bo'ladi va tebranishlar bir-birini tamomila so'ndiradi; bu holda yorug'likning yorug'likka qo'shilishi qorong'ulik beradi.

Tebranishlarning qo'shilishida A_N ni faza farqiga bog'liqligi **interferensiya** deyiladi. Ravshanki, bir xil chastotaga ega bo'lgan ikkita monoxromatik tebranishlar interferensiyalanadi. Interferensiya xarakteri ($\varphi_1 - \varphi_2$) fazaga bog'liq bo'lib, (32.3) formulada u $\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ ko'rinishda yoziladi.

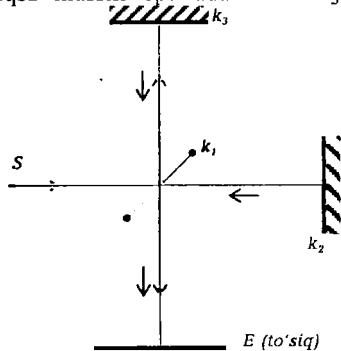
Real sharoitlarda monoxromatik harmonik tebranishlar va to'liqlar yo'q, lekin ularga qandaydir ma'noda yaqin bo'lgan hodisalar mavjud. Ikkita tebranishning qo'shilishi ularning fazalari farqining o'zgarish tezligiga bog'liq. Agar ushbu o'zgarishlar juda tez sodir bo'lsa, uni hech qanday asbob qayd qila olmaydi. (Har bir o'lchov asbobi inersiyaga ega). U holda faqat o'rtacha amplitudani o'lchash mumkin. Tasodifiy fazalar uchun (32.3) formuladagi interferensiya hadining o'rtacha qiymati nolga teng. Shuning uchun natijaviy tebranishning o'rtacha intensivligi I_N har bir tebranishlar intensivliklarining yig'indisiga teng. Ya'ni:

$$I_N = I_1 + I_2 = A_1^2 + A_2^2 = A_H^2 \quad (32.4)$$

Agar φ_1 va φ_2 fazalar o'zgarishi juda tez bo'lsa ham, lekin fazalar ayirmasi $\varphi_1 - \varphi_2$ doimo o'zgarmas qolsa, u holda interferensiya hadining o'rtacha qiymati nolga teng bo'lmaydi va interferensiya sodir bo'ladi.

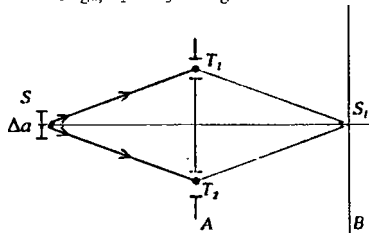
Tebranishlar va to'liqlinlar nazariyasida interferensiya vujudga kelishi uchun kogerentlikning bo'lishi zaruriy shartdir.

Real monoxromatik to'liqlinlar uchun faza farqi sezilarli darajada rol o'ynasa, u holda bunday tebranishlar kogerent bo'lib, interferensiya sodir bo'ladi. Agar faza farqi tartibsiz o'zgarsa va bu o'zgarish juda ham tez sodir bo'lsa, u holda bunday tebranishlar nokogerent hisoblanadi. Ushbu tebranishlar intensivliklarining yig'indisi ularning har birini intensivliklarini yig'indisiga teng bo'ladi. Kogerentlik tushunchasi ayniqsa klassik optikada tez rivojlandi. Spektrni ko'zga ko'rinadigan sohasida



32.1-rasm.

Maykelson interferometrining chizmasi. S – nuqtaviy yorug'lik manbai. K_1 – yarim tiniq ko'zgu, K_2 va K_3 – ko'zgu. E – ekran.



32.2-rasm.

Yung interferometrining chizmasi. S – nuqtaviy bo'lmagan yorug'lik manbai. A – tirqishli ekran, T_1 va T_2 tirqishlar V – ekran.

elektromagnit tebranishlarning o'rtacha tebranish davri 10^{-15} s. Optik chastotalar juda katta va amplitudalar va tebranishlar fazasini o'zgarishi juda tez bo'lganligi uchun hech qanday yorug'lik priyomnigi (qabul qiluvchi asbob) fizikaviy kattalikni oniy qiymatini o'lchay olmaydi. Faqat vaqt bo'yicha o'rtachalangan yorug'lik maydon kuchlanganligining kvadratini o'lchash mumkin. Shu bois ham bir-biriga bog'liq bo'lmagan yorug'lik manbalari uchun korrelatsiya (bog'liqlik kuzatilmaydi. Ular bir-biri bilan kogerentlanmagan; ikkita elektr lampasining tarqatgan yorug'lik intensivliklari har bir lampa tarqatgan yorug'lik intensivliklarining yig'indisiga teng. Mabodo yorug'lik dastalari bir-biriga bog'liq bo'lsa, masalan ulardan biri ko'zgdan qaytish hisobiga olingan bo'lsa, ularning qo'shilishida interferensiya hadi nolga teng bo'lmaydi va $I \neq I_1 + I_2$. Bunday kogerent (korreirlangan) yorug'lik manbalari interferensiya vujudga keltiradi va tebranish hamda to'liqin jarayonlar vaqt bo'yicha mos (kelishilgan) langan bo'ladi. Manbalarning nuqtaviy va nomonoxromatik bo'lmashligi sababli

kogerentlikni vujudga kelishiga vaqt va fazoviy chegaralari borligidir. Manbalarni $\Delta\omega$ spektral kenglikka va chekli geometrik o'lchamga ega bo'lgani uchun vaqt va fazoviy kogerentlik tushunchalari kiritiladi.

Ikkita yorug'lik dastasini vaqt bo'yicha kogerentligi uchun interferensiya manzarasi Maykelson interferometrida kuzatiladi (32.1-rasm).

Nuqtaviy manbadan chiqqan yorug'lik nuri yarim shaffof ko'zgu yordamida ikkita dastaga ajratiladi. So'ng, bu ikki dasta $c\Delta t$ (c – yorug'lik tezligi) yo'l farqi bilan yana bir-biriga qo'shiladi. Δt vaqtini ortishi bilan har bir dasta uchun yo'l farqi

kogerentlik darajasini kamaytiradi. Interferensiya tasmlari (polosalari) $\Delta t \cdot \Delta \omega \leq 2\pi$ shart bajarilganda kuzatiladi. Δt vaqtni katta qiymatlarida $\Delta \omega$ spektral oraliqni ikki chekkasidan kelayotgan monoxromatik to'liqlar teskari fazada kelishi va kogerentlikni so'ndirishi mumkin. $\Delta t = \frac{2\pi}{\Delta \omega}$ ni maksimal qiymati, ya'ni kogerentlik

hali buzilmagan vaqtda yorug'likning *kogerentlik vaqti* deyiladi va unga mos kelgan yo'ning optik uzunligi *kogerentlikning uzunligi* deyiladi.

Real to'liqlarda amplituda va faza nafaqat tarqalish yo'nalishida, balki shu bilan birga unga perpendikular tekislikda ham o'zgarishi mumkin. Ushbu tekislikning ikkita turli nuqtasi uchun faza farqini tasodifiy o'zgarishiga ular orasidagi masofani ortishi bilan kattalashishiga va oqibatda kogerentlikni yo'qolishiga sabab bo'ladi. Fazoviy kogerentlikka xos bo'lgan interferensiya manzarasini Yung interferometrida kuzatish mumkin (32.2-rasm). Nuqtaviy bo'lmagan kvazimonoxromatik yorug'lik manbayidan chiqqan nurlanish A ekranning T_2 va T_1 teshiklaridan o'tib B ekranning S_1 nuqtasida interferensiya manzarasini hosil qiladi. Interferensiya tasmlarining kogerentligi A – ekranning ikkita tirqishi orasidagi masofaga bog'liq. Manba o'lchamining kattalashishi interferensiya tasmlarining kontrastligini yomonlashishiga va pirovardida ularni tamomila yo'q bo'lib ketishiga sabab bo'ladi. Fiksirlangan (qotirilgan) yorug'lik manbayidan chiqqan nurlar S_1 nuqtada interferensiya manzarasi hosil qilishi uchun A ekrandagi ikkala tirqish ma'lum bir ichki sohada yotishi kerakki, ularning yuzasi

$$S = \frac{\pi}{4} \left(\frac{\lambda}{\chi} \right)^2 \quad (32.5)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Bunda χ – manbaning nisbiy burchak o'lchami bo'lib, u uning geometrik o'lchamini ungacha bo'lgan masofaga nisbati bilan xarakteralanadi. S kattalik A tekislikda yorug'likning kogerent yuzasi deb ataladi.

Fazoviy kogerentlik manbaning absolut o'lchami bilan emas, balki nisbiy burchak bilan aniqlangani uchun yulduzlardan yerga kelayotgan yorug'lik uchun ham kogerentlik sharti bajarilishi mumkin. Yulduz yorug'ligi fazoviy kogerentlanmagan, biroq teleskop yordamida biz yulduzni kuzatganimizda keskin halqalarni ko'ramiz. Ushbu halqalar interferensiya tufayli paydo bo'ladi. Juda katta o'lchamga ega bo'lgan Quyosh kabi manbadan kelayotga yorug'likning intenferensiya manzarasi olingan. Bunday interferensiya manzarasini olish uchun Yung interferometri tirqishlari orasidagi masofa 0, 05 mm bo'lgan. Shunday qilib nokogerent yorug'lik manbalaridan juda uzoq masofalarda ham chekli kesimga ega bo'lgan deyarli kogerent dasta olish mumkin. Lekin bu holda yorug'lik manbayi energiyasini juda oz qismidan foydalana olamiz. (Masalan, yulduzlar uchun kogerent nurlash zichligi qismi manba yaqinidagi zichligini 10^{-13} qismini tashkil qiladi). Fazo egallagan to'liqlarni qismlarga ajratsak, u holda ularning har birida to'liqin o'zining kogerentlik xususiyatini saqlaydi. Fazoning bunday qismini hajmini kogerentlik hajm deyiladi. Ushbu hajm silindrning hajmiga teng bo'lib, uning balandligi kogerent uzunligiga, asos yuzasi esa kogerentlik yuzasiga tengdir. Real sharoitlarda yorug'lik dastasining ideal kogerent (optik maydonlarning amplitulalari yig'indisi) va ideal

nokogerent (intensivliklar yig'indisi) haqidagi tasavvur bir-biriga adekvat emas. Odatda, vaziyat oraliq xarakteriga ega bo'lib, bu hol yorug'lik dastalarini qisman kogerentlanishiga mos keladi. Shu sababdan ham kogerentlik darajasini miqdoriy o'lchash ehtiyoji tug'ildi. Kogerentlik darajasi klassik optikada eksperimental yo'l bilan interferensiya tasmalarini (polosalarini) kontrastligi bilan chamalanadi, ya'ni:

$$\frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

kattalik bilan belgilanadi.

Nazariyada ikkita tebranishlar (to'lqinlar) ni kogerentlik darajasini o'lchovi sifatida kuzatish vaqti bo'yicha o'rtachalangan interferensiya hadi olinadi. Agar vaqt funksiyasi bo'lgan amplitudalar bir-biriga bog'liq bo'lmasa va noldan farqli bo'lsa hamda ushbu kattaliklar bir-birlarini korrelemlansa, u holda interferensiya hadi nolga teng. Bu turdagi o'rtacha kattaliklar tasodifiy jarayonlar nazariyasiga mansub bo'lib, ular korrelatsiya funksiyalar sinfiga hosidir. Ikkita to'lqin paketni ko'paytmasini vaqt bo'yicha o'rtachalanishi natijasida hosil bo'lgan korrelatsiya funksiyasi $G(h_1, h_2, \tau)$ mos kelgan interferensiya hadi quyidagicha tavsiflanadi:

$$G(h_1, h_2, \tau) = \langle E(x_1, t)E(x_2, t + \tau) \rangle \quad (32.6)$$

Optikada kogerentlik darajasining o'lchovi sifatida odatda normallangan korrelatsiya funksiyasi $g(h_1, h_2, \tau)$ ishlatiladi. Normallangan korrelatsiya funksiyasi

$$g(h_1, h_2, \tau) = \frac{\Gamma(x_1, x_2, \tau)}{\Gamma(x_1, x_1, 0)\Gamma(x_2, x_2, 0)} \quad (32.7)$$

ko'rinishga ega bo'lib, kogerentlik yo'q bo'lganda uning qiymati nolga teng. To'la kogerentlik uchun $g(h_1, h_2, \tau) = 1$.

To'la kogerentlik uchun korrelatsiya funksiyasi $G(h_1, h_2, \tau)$ ikkita ko'paytuvchiga ajraladi, ya'ni ilmiy tilda **faktorizatsiyalanadi**.

32.3. Kogerentlikning kvant nazariyasi

Kvant mexanikaning yaratilishi, De Broyl to'lqinlarining kashf qilinishi shuni ko'rsatadiki, to'lqin xususiyat faqat nurlanishga hos bo'lmasdan, u moddalar uchun ham o'rinlidir. Elektronlar oqimini to'lqin xususiyatga ega ekanligi 1927-yilda K. Devisson va L. Djermer tajribalarida to'la tasdiqlandi. Kvant mexanikaning negizida to'lqin funksiya tushunchasi yotadi. To'lqin funksiya Shryodinger tengmasi

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{H}\psi \quad (32.8)$$

ga bo'ysinadi. Gamilton operatori H ni ko'rinishi konkret masala sharti bilan aniqlanadi. ψ funksiya yordamida har qanday fizikaviy kattalikni o'rtacha qiymatini hisoblash mumkin. Shryodingerning statsionar tenglamasi $\hat{H}\psi = E\psi$ orqali energetik spektrni xususiy qiymatlari topiladi. To'lqin funksiya modulining kvadrati, ya'ni $\psi^*(x)\psi(x)$ kattalik fazoning u yoki bu nuqtasida zarrani qayd qilinishi ehtimolini yoki muayyan energetik holatini aniqlaydi.

Moddalarning to'lqin xususiyatga ega bo'lishi ular uchun ham kogerentlik tushunchasini qo'llash mumkinligini ko'rsatadi. Bir-biri bilan o'zaro ta'sirda bo'lgan

arralar sistemasi uchun zarralarning (atomlar, molekularlar, ionlar) ψ funksiya azalarini sinxronlanishi haqida soʻz yuritishi mumkin. Moddalarning kogerent xossasi sof kvant xarakterga ega. Umuman olganda nurlanish ham kvant qonunlariga oʻysinadi. Shu nuqtayi nazardan qaraganda korrelatsiya funksiyalariga asoslangan kogerentlikning klassik izohi toʻla emas. Shu bois ham nurlanish va moddaning kogerentligini kvant konsepsiyasini yaratish zaruriyati tugʻildi. Ushbu konsepsiya zichlik matritsasi formalizimga asoslangan. Zichlik matritsasi (yoki statistik operator) oʻ kvant mexanik sistemani toʻla tavsiflaydi. Ushbu matritsa kvant holatlarni xarakterlovchi toʻlkin funksiyalarini, hamda obyektini biz bilmagan hossalari egishli statistikasini ham oʻz ichiga oladi. Matritsa zichligini diagonal elementlari ρ_{mn} bandlikni (egallaganlikni) belgilasa, diagonal boʻlmagan elementlari ρ_{mn} ($m \neq n$) holatlar orasidagi korrelatsiyani xarakterlaydi.

Kvant nazariyaga binoan kogerentlik darajasi

$$G_{mn} = \frac{\rho_{mn}}{\sqrt{\rho_{mm}\rho_{nn}}} \quad (32.9)$$

formula bilan ifodalanadi. (32.9) formula koʻp jihatdan 32.7 klassik formula bilan oʻxshashdir.

Shunday qilib, kogerentlikning kvant nazariyasi fizik sistemani toʻla tavsiflovchi zichlik matritsasiga asoslangandir. Bu mulohaza, modda zichligi va maydon uchun nam oʻrinlidir. Matritsa zichligining evoyutsiyasi fizik sistemaning gamiltoniani \hat{H} bilan aniqlanadi. Holatni xarakterlovchi toʻlqin funksiya zichlik matritsasining xususiy holidir. Bu hol uchun zichlik matritsasi $\psi(x)\psi^*(x')$ koʻrinishga ega. Zichlik matritsasining umumiy koʻrinishi

$$\rho(x, x') = \sum_n w_n \psi_n(x) \psi_n^*(x') \quad (32.10)$$

shunday w_n – yoyish koeffitsiyentlari. Bu munosabatdan koʻrinadiki, umuman olganda holatni tavsiflovchi zichlik matritsasi u yoki bu statistik ogʻirlik (w_n) bilan barcha ψ – holatlarni qamrab oladi.

Kvant statistikasi (yoki zichlik matritsasi formalizmi) hozirgi zamon fizikasining eng umumiy nazariyasidir. Shu bois, kogerentlikni uni asosida aniqlash ham umumiy xarakterga ega. Yuqorida uqtirganimizdek, bu formalizm nurlanishga ham tegishli, ekin juda koʻp amaliy masalalar uchun zichlik matritsasini real topish juda ham qiyin bir masala hisoblanadi.

Moddalarning kogerent hossalari oʻrganish oʻta oquvchanlik va oʻta oʻtkazuvchanlik masalalarida olib borildi. Bu hodisalarni oʻrganish ushbu hodisalarni fundamental xarakterga ega ekanligi, shuningdek, kollektiv, kooperativ xususiyatga ega ekanligi aniqlandi.

Geliy suyuqligi 2, 19 K dan past temperaturalarda oʻta oquvchanlik xarakteriga ega ekanligi, yopishqoqlikning tamomila yoʻqolishi va uning kapillarda harakati shqalanish kuchlarining ham nolga teng ekanligini koʻrsatdi (XXIX bob). Absolut nolga yaqin temperaturada suyuq geliy muayyan tartiblanish holatida yotadi. Bunday suyuqlikning xarakteri kollektiv (jamo) jarayon boʻlib, unda geliyning barcha atomlari ishtirok etadi.

Bu sharoitda har bir zarra delokallashgan (o'troqlashmagan) va suyuqlikning butun hajmi bo'yicha surkalgan. Atmosfera bosimi ostida ham geliy absolut temperaturagacha suyuq holatda qoladi. Faqat 30 atmosferadan yuqori bosimda geliy kristallana boshlaydi. Absolut nol temperatura yaqinida ham geliy kristallarini o'sishida energiya sochilishi umuman yo'q. Ushbu sharoitda amaliy jihatdan qaraganda oniy ravishda kogerent kristallanish ro'y beradi. Ana shunday o'ta kristallanish jarayoni eksperimentda kuzatilgan.

1950-yilda moddaning kogerentlik holatlari bilan bog'liq bo'lgan yangi makroskopik kvant effektlarini olish haqida fikrlar paydo bo'la boshladi. 1954-yilda R. Dike tomonidan o'ta nurlanish hodisasini oldindan nazariy yo'lda aytib berildi. Dike nazariyasi murakkab sistemalarga tegishli bo'lib, unda ikki sathli nurlangichlardan iborat ko'p sondagi holatlar o'rganiladi.

1963-yilda R. Glauber garmonik ossillatorlar hossalari tavsiflovchi kogerent holatlar metodini yaratdi. Dike va Glauber nazariyalari konkret kogerent effektlarni o'rganishda juda katta rol o'ynadi.

32.4. Kogerent holatlar metodi

Kvant mexanikada har qanday atom yoki molekula mumkin bo'lgan energiya qiymatlari (sathlari) bilan xarakterlanadi. Biz kvant fizikani o'rganganimizda muayyan holatda yotuvchi holatlar va ularni tavsiflovchi diskret sathlar bilan tanishdik. Lekin ba'zi bir sharoitlarda kollektiv holat yuzaga kelishi va unda molekula faqat bitta energetik sathga joylashmasdan, balki birvarakayiga (har bir sathda ma'lum bir ehtimol bilan) hamma sathlarni egallashi mumkin. Boshqacha aytganda delokallanish ro'y beradi va alohida sathlar haqida gapirish o'z ma'nosini yo'qotadi. Ko'p zarrali sistemalarda ham kollektiv holatlar vujudga kelib, har bir zarra o'z individualligini (o'zini «men»ini) yo'qotadi. Zarra tushunchasi yo'qoladi. Bunga misol qilib, o'ta oquvchanlikni misol keltirish mumkin. Shu bois, ko'p sathli ko'p zarrali sistemalardagi kollektiv holatlarni kvant mexanik metodini yaratish zarurati tug'ildi. Bu masala R. Glauber tomonidan to'la kogerentli tushunchasi kvant holati uchun umumlashtirib yechildi. Klassik formulalardan kvant formulalariga o'tishda nima saqlanib qoladi?

Real optik maydonlar uchun xos bo'lgan qisman kogerentlik holatlardan farq qilib, to'la kogerent holatlarda barcha shovqinlar yo'qoladi. Interferensiya tasmlarini kontrastligi eng katta kogerentlik darajasi esa $g(h_1, h_2, \tau)=1$. Bu holda (32.7) formulani ikkita ko'paytuvchini ko'paytmasi ko'rinishida yozish mumkin bo'ladi. Korrelatsion funksiya faktorizatsiyalangan ko'rinishga keladi va har bir ko'paytuvchi fazaning bir nuqtasiga tegishli bo'ladi.

To'liq maydonlarning klassik nazariyasida faktorizatsiyalanish sharti yuqori tartibga ega bo'lgan barcha korrelatsion funksiyalar uchun o'rindir. Ushbu shart kvant nazariya uchun ham to'la o'rindir. Optikada kogerent holatlar nazariyasini yaratishda maydonning xususiy tebranishlari, (amplituda modalari) bir o'lchamli garmonik ossillatorida (32.1) formula qonun bo'yicha tebranayotgan sistemalarga qiyos qilinadi. Berilgan modadagi kvantlar soni garmonik ossillator sathlarini nomeri

sifatida talqin qilinadi. Lekin zarra bir vaqtning o'zida barcha sathlarda yotgan bo'lsa, u holda kogerent holat

$$f(z) = \exp\left(-\frac{|z|^2}{2}\right) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{z^n}{\sqrt{n!}} \psi_n \quad (32.11)$$

formula bilan topiladi. Funktsiyalar sistemasi $f(z)\psi_n$ to'liq funktsiyalar sistemasidan farq qilib, o'zaro ortoganallik hosil qilmaydi, lekin to'ralik hossasini saqlab qoladi. $f(z)$ nabori bo'yicha istalgan kvant operatorni qatorga yoyish mumkin. Shunday yoyishni qo'llab, kogerent holatlarining matematik hosalaridan foydalanib, konkret kogerent effektlari hisoblashni juda oson yo'llari topiladi.

Natijada kvant optika deb atalgan yangi ilmiy yo'nalish ochildi.

Kvant optika ehtiyojlari uchun yaratilgan ushbu metod so'ngra fizikaning boshqa sohalar uchun ham muvaffaqiyatli qo'llanila boshlandi. Xususan, o'ta oquvchanlik va o'ta o'tkazuvchanlik hodisalarini tushuntirishda ham ushbu uslub qo'llanildi.

Erkli kvant sistemalari uchun umumlashgan kogerent nazariyasi ustida ishlar olib borildi. Barcha umumlashgan holatlarni (32.11) qator sifatida tavsif etish mumkin. Faqat bunda sistemaning koeffitsiyentlari turlicha bo'ladi. Fizika nuqtayi nazaridan qaraganda iloji boricha umumlashgan kogerent holatlarning asosi klassik holatlarga maksimal darajada yaqin bo'lishi kerak. Umuman olganda, bunday sistemalar uchun quyidagi hossalarning bajarilishini kutish kerak: ularning evolutsiyasini klassik harakat tenglamalari bilan tavsiflanishi kerak; harakat tenglamasiga kiruvchi kattaliklar kichik dispersiyaga ega bo'lishi zarur; noaniqlik munosabati esa eng qichik qiymat qabul qilishi kerak. Hozirgi paytda burchak momentini rotatorlar, sharaviy bizbizakni va vodorod atomining umumlashgan kogerent holatlari tuzilgan. Kogerent holatlar kvant holatlar sifatida klassikaga yaqin bo'lib, klassik va kvant mexanikada o'tish oralig'i vazifasi bajaradi. Ushbu nuqtayi nazardan qaraganda klassik holatlar bitta fiksirlangan holatga tegishli bo'lmagan, balki cheksiz ko'p kvant holatlarni ma'lum bir koeffitsiyenti bilan olingan yig'indisiga teng. Shunday qilib, to'la kogerentlik holatlarini o'rganish yana bir bor klassik fizika bilan kvant fizikani o'zaro bog'langanligini namoyon qiladi.

32.5. Dike modeli

Shu paytgacha kogerent hodisalarni biz faza tushunchasi yordamida tavsiflashga harakat qildik. Lekin bu hodisalarni fiksirlangan sondagi sathlardan iborat zarralar sistemasiga qo'llaganda jiddiy qiyinchiliklarga duch kelamiz. Bu qiyinchiliklar, asosan, Geyzenbergning noaniqlik munosabati bilan bog'langan. Geyzenbergning noaniqlik munosabatiga ko'ra, koordinatani o'lchash aniqligi $\Delta x \geq \frac{h}{\Delta p}$ dan katta

bo'lmasligi kerak. Bunda Δr impuls noaniqligi.

Agar impulsning aniqligi qancha katta bo'lsa, u holda Δx kattalashib, koordinata mutlaqo noaniq bo'lib qoladi. Xuddi shunga o'xshagan munosabat faza bilan zarralar soni orasida ham bo'lib, u

$$\Delta\varphi \cdot \Delta N \geq 1 \quad (32.12)$$

munosabat bilan aniqlanadi. Zarralar soni fiksirlangan bo'lsa, ($\Delta N=0$) faza to'la aniqlanmagan bo'ladi. Ya'ni $\Delta \varphi \rightarrow \infty$. Shuningdek, teskari mulohaza ham o'rinli bo'ladi.

Faza noaniq bo'lgan hollar uchun kogerent xarakteristikalarini olish uchun, ikki sathli yaqinlashish metodidan foydalaniladi. Bu metodni olishga sabab quyidagicha: birinchidan, masala juda ogir bo'lganligi uchun maksimal holda eng sodda yo'llarni izlash. Ikkinchidan esa tabiatda ikki sathli atom yoki molekular bo'lmasa ham, tashqi elektromagnit nurlanish ta'sirida molekular ta'sir etuvchi nurlanishga ikki sath o'tish chastotasini sozlash mumkin. Natijada rezonans vujudga kelib, bu ikki sathga nisbatan qolgan sathlar ta'sirini e'tiborga olmasa ham bo'ladi.

1954-yilda R. Dike ikki sathli sistema bilan spini $\frac{1}{2}$ teng bo'lgan zarra orasida chuqur o'xshashlik borligini ko'rdi. Zarraning holatini o'qqa proyeksiyasi ikkita qiymat qabul qiladi: $+\frac{1}{2}$ va $-\frac{1}{2}$; spini $\frac{1}{2}$ ga teng bo'lgan zarra energiyasi ham ikkita qiymatga ega. Har biri zarraning ikkita xususiy funksiyasi, ψ_i^+ va ψ_i^- bor. Bu funksiyalar spin proyeksiyalari $+\frac{1}{2}$ va $-\frac{1}{2}$ bo'lgan holatlarni tavsiflaydi.

Oddiy spinga qiyos sifatida ikki sathli molekula uchun energetik spin $R^{(i)}$ va uning proyeksiyalari $R_x^{(i)}$, $R_y^{(i)}$, $R_z^{(i)}$ kattaliklari kiritiladi. N ta ikki sathli molekularlardan tashkil topgan sistema uchun energetik spinlarning yig'indisi

$$R = \sum_{i=1}^N R^{(i)} \quad (32.13)$$

formula bilan xarakterlanadi.

Matematik reja jihatidan qaraganda ikki sathli molekular to'plami va spini yarimga teng bo'lgan sistemalarni tavsiflanishi bir xil. Buning uchun guruhlar nazariyasining apparatidan (bevosita SU_2 – unitar guruhdan foydalaniladi) qo'llaniladi.

N-ta ikki sathli molekular sistemasida to'la spinga mos kelgan kattalikni kooperativlik soni r , spin proyeksiyasiga esa bandlik (egallanganlik) farqi m xarakterlaydi. r va m ni mumkin bo'lgan qiymatlari

$$|m| \leq r \leq \frac{N}{2} \quad (32.14)$$

tengsizlik bilan aniqlanadi.

N ikki sathli sistemaning kollektiv holatini ψ_{rm} to'lqin funksiya tavsiflaydi. Zarralar soni fiksirlangan sistemaning kogerentlik holatini r kattalik xarakterlaydi. Zarralar soni fiksirlangan holda faza tushunchasi o'z ma'nosini yo'qotadi, kogerentlik esa zarralar orasidagi muayyan korrelativ bog'liqlikni ifodalaydi. Xuddi ana shu korrelatsiya zarralar soni noaniq bo'lganda faza tushunchasiga, ya'ni Glauberning kogerent holatlariga olib keladi. Kooperativ son N molekularlardan iborat sistemani spontan nurlanish formulasini aks ettiradi:

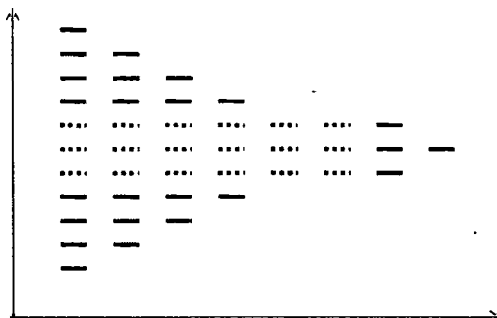
$$I = I_0 \sum_{rm} P_{rm} (r+m)(r-m+1) \quad (32.15)$$

bunday I_0 bitta molekula nurlanishining intensivligi, P_m sistemalarda ψ_{rm} holatda bo'lish ehtimolini beradi.

(32.15) formuladan ko'rinadiki, agar, $r = \frac{N}{2}$, $m=0$ bo'lsa, sistema N^2 ga proporsional nurlanadi. Bunday holat *o'ta nurlanish* deb ataladi. $m=r$ bo'lganda sistema umuman nurlanmaydi, ya'ni moddaning nurlanishi uning kogerent hossalriga bevosita bog'liq.

Radiatsion jarayonlarda (nurlanish va yutilish kvantlari uchun) kooperativ son r saqlanadi. To'qnashish jarayonlari uchun va o'tishlar uchun r turli qiymatga ega bo'ladi va u diffuzion xarakterga ega.

32.3-rasmda m va r indekslar bilan xarakterlanuvchi ikki sathli molekularlar sistemasining kollektiv sathlarini shartli chizmasi tasvirlangan. Radiatsion o'tishlarda harakat faqat vertikal yo'nalishda (r o'zgarmas bo'lganda) va to'qnashish diffuziyali harakat uchun r o'qi bo'ylab bo'ladi.



32.3-rasm. Dike modelida kollektiv sathlar chizmasi.

Ikki sathli molekular sistemasida nurlanish bilan o'zaro ta'sirda bo'lgan kogerent jarayonlar dinamikasini tavsiflash uchun zichlik matritsasiga mos kelgan tenglamani yozish kerak. Bu tenglamalar odatda Blox tenglamalari deyiladi va uni

$$\frac{\partial \bar{R}}{\partial t} = [\bar{\Omega}, \bar{R}] \quad (32.16)$$

ko'rinishda yozish mumkin. Bunda, $\bar{\Omega}$ nurlanish hossasini ifodalovchi biror fiksirlangan vektor. \bar{R} – energetik spin. Qays esa vektor ko'paytmani anglatadi.

\bar{R} vektorning bo'ylama komponentasi R_z bandliklarning farqini karakterlaydi va ularni relaksatsiyasini tavsiflaydi. R_x va R_y komponentalari esa muhitni qutblanishini aks ettirib, fazaviy relaksatsiyalarni tavsiflaydi. \bar{R} uchun $R^2=1$ munosabat o'rinni. Shu sababdan, ikki sathli molekular sistemalari bo'lgan o'zaro ta'sir \bar{R} vektorni burishga olib keladi.

Umuman olganda, so'nish jarayonlarini ham e'tiborga olish kerak. Bu holda (32.11) ning o'ng qismiga bo'ylama va ko'ndalang relaksatsiya vektorlarini (R_x , R_y , komponentlar) ni o'rnatilish vaqtiga mos keluvchi konstantalar bilan ifodalovchi qo'shimcha hadlar kiritish kerak bo'ladi. (32.16) tenglama shakl jihatidan

mexanizmidagi giroskopning harakat tenglamasiga o'xshaydi. Ushbu analogiya giroskoplar nazariyasidagi bir qator tushunchalarni ikki sathli sistemani rezonansli nurlanishini o'zaro tavsiflash uchun kiritish imkonini beradi. (32.16) tenglama yechimi juda ham sodda va u quyidagicha:

$$R_x=0, R_y=\mu \sin \theta, R_z=\cos \theta \quad (32.17)$$

Bunda, μ – dipol momenti, $\theta = \frac{\mu}{\hbar}$ ko'paytmaga normallangan og'diruvchi ostidagi yuza (elektromagnit maydon impulsi uchun sekin o'zgaruvchi amplitudaning og'diruvchisi ostidagi yuza). U beo'lcham va kogerent hodisalarni tahlil qilishda muhim rol o'ynaydi. Adabiyotda uni impuls yuzasi deb yuritiladi. Umuman olganda, ikki sathli atomlar sistemasi bilan nurlanish orasidagi o'zaro ta'sirni tahlil qilish uchun Blox va Maksvell tenglamalarini birgalikda yechish kerak bo'ladi.

32.6. Ikki sathli sistemalar uchun kogerent effektlar. O'zinduksiyalangan shaffoflik

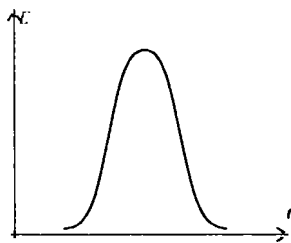
Nurlanish bilan o'zaro ta'sir tufayli modda kogerentligi vujudga kelishi bilan bir qator effektlar bog'langan. Bu o'zinduksiyalanuvchi shaffoflik, foton induksiyasi va foton sadosi, optik nutatsiya, o'ta nurlanish va o'ta sochilish, o'ta nurlangich fazoviy o'tishlar, optik bistabillik. Mazkur effektlarni ba'zi-biri bilan sizni bu yerda tanishtiramiz.

O'zinduksiyalangan shaffoflik (tiniqlik).

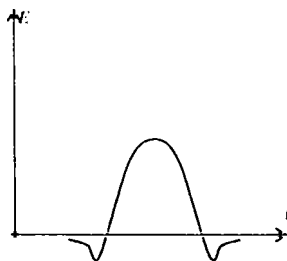
Ushbu hodisa S. L. Mak-Kol va E. L. Xen tomondan oldindan aytilgan bo'lib, ularni o'zi bu hodisani quvvatli qisqa yorug'lik impulsi yordamida qilingan tajribada kuzatishga muvaffaq bo'ldilar. Muayyan sharoitlarda, impuls yuzasi $\theta = 2\pi n$ ga teng bo'lganda, rezonans o'tish tufayli qisqa impulsning yutilishi kamayadi va amaliy jihatdan qaraganda modda tiniq (shaffof) bo'lib qoladi. Bu holda R–vektorni komponentlari ya'ni sathlarning band etilishi (egallanishi) va muhit qutblanishi (32.17) formulaga ko'ra o'zgarmay qoladi. Uyg'otilgandan so'ng rezonansdagi molekularlar ya'na o'zlarining dastlabki holatlariga qaytadilar va energiya qayta nurlanish maydoniga aylanadi. Natijada relaksatsiya vaqtdan kichik vaqtlarda impuls rezonansli yutuvchi muhitdan energiyasini yo'qotmasdan harakat qiladi. Lekin muhitdagi fazoviy tezlikka nisbatan ancha kichik tezliklar bilan o'tadi. Impuls harakati dinamikasini quyidagicha tavsiflash mumkin. Impulsni old fronti ta'sirida molekularlar pastki energiya holatlaridan yuqorigi va pastki holatlarni superpozitsiya holatiga o'tadilar. Va shu yo'l bilan muhitda energiyani g'amlaydilar (yig'adilar). Agar, impuls yuzasi yetarli darajada katta bo'lsa u holda molekularlar yuqorigi energetik sathga o'tadilar. Impulsni qolgan qismi ta'sirida molekularlar majburiy nurlanadilar va energiyasini maydonga uzatib, impulsning dastlabki formasini tiklaydilar. Muhit o'zining ilk holatiga qaytadi. Yutilish koeffitsiyenti x impuls tezligini belgilaydi, x ning katta qiymatlariga sekin harakatdagi impulslar to'g'ri keladi.

Haqiqiy statsionar yechim bo'lib, 2π –impuls rol o'ynaydi. U qat'iy aniq formaga ega (32.4-rasm). 2π impulsdan farqli o'laroq $2\pi n$ impulslar ($n > 1$ bo'lganda) alohida

alohida solitonlarga (yakkalangan to‘lqinlar) ajraladi. Bunda 4π impulsiga – 2 ta soliton, 6π impulsiga uchta soliton va hokazoga to‘g‘ri keladi.



32.4-rasm. 2π impulsning shakli



32.5-rasm. 0π impulsning shakli.

(32.16) tenglamaning umumiy yechimi fazaviy modulatsiyani ham hisobga olganda yana bitta stasionar yechim borligidan dalolat beradi. Bu yechim 0π impulsdir. Ushbu impulsni yuzalari nolga teng, 0–amplitudada fazaning qiymati π ga sakrab o‘zgaradi. Bu degani impuls ichida maydon o‘zining ishorasini o‘zgartiradi (32.5-rasm). Qisqa 0π impuls uchun spektr kengligi chiziq kengligidan ancha katta bo‘lganda anomal kuchsiz yutilish hodisasi ketadi. Hozirgi paytda o‘zinduksiyalangan shaffoflik effekti bir qator molekular gazida kuzatildi. Haqiqatan, SO_2 lazerida hosil qilingan qisqa impuls yordamida SF_6 , BCl_3 , NH_3 molekularida o‘zinduksiya tiniqligi aniq namoyon bo‘ladi. Bunday tiniqlanishni ultratovush to‘lqinlari bilan qilingan tajribalarda ham kuzatish mumkin.

32.7. Elektromagnitning o‘ta nurlanishi va tovush o‘ta nurlanishi

Ushbu jarayonlarning mohiyati haqida qisqacha ma‘lumot beramiz. Oddiy yorug‘lik manbayidan chiqayotgan oqimda fotonlar nokogerent ko‘rinishga ega. Yorug‘lik oqimida fotonlarning nokogerentlining tashqi jihatdan oqim manbadan uzoqlashgan sari uni tarqoqlanishida namoyon bo‘ladi. Tovush energiyalarining oqimi fononlar deb atalgan tovush «zarralar» oqimidan iborat bo‘lib, manbadan uzoqlashganda bu oqim ham tezda tarqalib, so‘nadi. Fononlar ham fotonlar kabi kogerent yoki nokogerent bo‘lishi mumkin. Fononlarning nokogerentligi oqibatida shovqin paydo bo‘ladi. Fotonlar va fononlar elementar zarralarning bitta oilasiga mansub bo‘lib, ular Boze-Eynshteyn statistikasiga bo‘ysinadilar. Odatda bu zarralar bozonlar deb ataladi. spini butun qiymatga ega bo‘lgan ushbu zarralar Paulining man etish prinsipiga bo‘ysunmaydi. Ularning eng xarakterli xususiyati shundan iboratki, biror jism tononidan chiqarilgan oqimdagi bozonlarning soni chiqarilgan bozonlarning soniga nisbatan o‘sib boradi. Manbaning energiyasini muayyan ulushi sarf bo‘lguncha bu jarayon davom etadi. Boshqa nurlanishi faza va chastota bo‘yicha bir jinsli, ya‘ni kogerent bo‘lishi mumkin, boshqacha aytganda bir xil chastota va bir xil fazaga va boshqa parametrlari ham tartiblangan bo‘lgan bitta fizik tab atga ega bo‘lgan bozonlar *kondensat* hosil qiladi.

Tovush va elektromagnit nurlanishlari fizikaning fundamental qonuni bilan bog'langan bo'lib, bu qonunga muvofiq uyg'ongan atomlar, molekular yoki ionlar spontan ravishda foton yoki fonon ko'rinishida nurlanishlarni chiqarib, energiyasi eng kichik bo'lgan holatlarga o'tadilar. Uyg'ongan moddada fonon yoki foton ko'rinishidagi spontan nurlanishlarning mavjudligi shuni ko'rsatadiki, moddada energiya atomlar, ionlar yoki molekularning uyg'ongan ko'rinishidagi energiya yig'ib, ushbu energiya u yerda uzoq vaqt saqlanishining iloji yo'qligi tufayli ular fotonlar yoki fononlar ko'rinishida bu energiyadan soqit bo'ladilar. Energiyaning bunday yo'qotilishini hech qanday yo'l bilan man qilib bo'lmaydi. Bu hodisa hatto absolut nol temperaturada, issiqlik energiyasi nolga teng bo'lgan paytda ham ro'y beradi. Yuqorida aytganimizdek, o'ta nurlanishni paydo bo'lishida ikki turdagi spontan nurlanish, kogerent va kogerent bo'lmagan nurlanishni borligi ahamiyatga ega. Moddaning uyg'ongan zarralar to'plagan energiya nurlanish jarayonining turiga qarab, turli tezliklarda spontan (erkli) nurlashi mumkin. Kogerent nurlanish jarayoni nokogerent nurlanish jarayoniga nisbatan η marta tezroq sodir bo'ladi. η soni ikkita faktorga bog'liq, bir tomondan bu son sistemadagi zarralar soni N ga bog'liq bo'lib, uning ortishi bilan η kattalashadi. Chunki zarralar soni ortishi elektron nurlangichlarning sonini ortishiga olib keladi. Bu degani, odatdagi jarayon nurlanishini N marta ortishiga, ya'ni o'ta nurlanish jarayoniga olib keladi. Ikkinchi tomondan esa η ning qiymati sistemaning o'lchamini xarakterlovchi l kattalik bilan foton yoki fonon tarzida nurlanayotgan nurlanish to'lqin uzunligi λ orasidagi munosabatga bog'liq. Agar, $l \gg \lambda$ bo'lsa, u holda nurlanish bilan alohida manbalar chiqarayotgan nurlanishlar orasida interferensiya yuzaga keladi va barcha sistemadagi nurlanish intensivligining yig'indisini susaytiradi. Agar sistema disk ko'rinishdagi shaklda bo'lsa, u holda interferensiya effekti

$$\xi^2 = \frac{\lambda^2}{l^2} \ll 1 \quad (32.18)$$

son bilan xarakterlanadi. Agar, sistemaning o'lchami nurlanish to'lqin uzunligidan kichik bo'lsa ($l \ll \lambda$), u holda interferensiya bo'lmaydi va nurlanish intensivligi elementar nurlangichlar sonini kvadratiga proporsional ortadi. Shunday qilib, ξ kattalik kogerent spontan jarayonlarni muhim qonuniyatini tavsiflaydi. Ish mana bunda. «Bo'sh» fizik fazo, ya'ni vakuum foton va fononlarning spontan o'tishlarini keltirib chiqaruvchi manbadir. Foton yoki fononlarning to'lqin uzunligi qancha qisqa bo'lsa, bu jarayonlar shunchalik yengil kechadi, biroq λ kamayganda teskari hodisa – to'lqinlar interferensiyasi hosil bo'ladi; u avvaliga o'ta o'tish jarayonini kechish tezligini sekinlashtirishga (tormozlashga) harakat qiladi va λ juda kichik bo'lganda esa o'ta nurlanish hodisasini tamomila to'xtashiga olib keladi. Shuningdek, N son ham cheksiz katta bo'lishi mumkin emas. Chunki hech qanday magnit o'zaro ta'sir yorug'lik tezligidan katta tezlikda tarqalmaydi. Elastik o'zaro ta'sir tezligi esa tovush tezligidan katta bo'lolmaydi. Bundan chiqadiki, o'ta jarayon hodisalar ro'y berishi uchun ma'lum bir hajmdagi zarralar ishtirok etishi mumkin va ushbu hajm kattaligi tovush va yorug'lik tezliklari va o'ta jarayonning xarakterli davomligi bilan belgilanadi.

Tovush va elektromagnit nurlanishlari fizikaning fundamental qonuni bilan bogʻlangan boʻlib, bu qonunga muvofiq uygʻongan atomlar, molekular yoki ionlar spontan ravishda foton yoki fonon koʻrinishida nurlanishlarni chiqarib, energiyasi eng kichik boʻlgan holatlarga oʻtadilar. Uygʻongan moddada fonon yoki foton koʻrinishidagi spontan nurlanishlarning mavjudligi shuni koʻrsatadiki, moddada energiya atomlar, ionlar yoki molekularlarning uygʻongan koʻrinishidagi energiya yigʻib, ushbu energiya u yerda uzoq vaqt saqlanishining iloji yoʻqligi tufayli ular fotonlar yoki fononlar koʻrinishida bu energiyadan soqit boʻladilar. Energiyaning bunday yoʻqotilishini hech qanday yoʻl bilan man qilib boʻlmaydi. Bu hodisa hatto absolut nol temperaturada, issiqlik energiyasi nolga teng boʻlgan paytda ham roʻy beradi. Yuqorida aytganimizdek, oʻta nurlanishni paydo boʻlishida ikki turdagi spontan nurlanish, kogerent va kogerent boʻlmagan nurlanishni borligi ahamiyatga ega. Moddaning uygʻongan zarralar toʻplagan energiya nurlanish jarayonining turiga qarab, turli tezliklarda spontan (erкли) nurlashi mumkin. Kogerent nurlanish jarayoni nokogerent nurlanish jarayoniga nisbatan η marta tezroq sodir boʻladi. η soni ikkita faktorga bogʻliq, bir tomondan bu son sistemadagi zarralar soni N ga bogʻliq boʻlib, uning ortishi bilan η kattalashadi. Chunki zarralar soni ortishi elektron nurlangichlarning sonini oʻrtishiga olib keladi. Bu degani, odatdagi jarayon nurlanishini N marta ortishiga, yaʼni oʻta nurlanish jarayoniga olib keladi. Ikkinchi tomondan esa η ning qiymati sistemaning oʻlchamini xarakterlovchi l kattalik bilan foton yoki fonon tarzida nurlanayotgan nurlanish toʻlqin uzunligi λ orasidagi munosabatga bogʻliq. Agar, $l \gg \lambda$ boʻlsa, u holda nurlanish bilan alohida manbalar chiqarayotgan nurlanishlar orasida interferensiya yuzaga keladi va barcha sistemadagi nurlanish intensivligining yigʻindisini susaytiradi. Agar sistema disk koʻrinishdagi shaklda boʻlsa, u holda interferensiya effekti

$$\xi^2 = \frac{\lambda^2}{l^2} \ll 1 \quad (32.18)$$

son bilan xarakterlanadi. Agar, sistemaning oʻlchami nurlanish toʻlqin uzunligidan kichik boʻlsa ($l \ll \lambda$), u holda interferensiya boʻlmaydi va nurlanish intensivligi elementar nurlangichlar sonini kvadratiga proporsional ortadi. Shunday qilib, ξ kattalik kogerent spontan jarayonlarni muhim qonuniyatini tavsiflaydi. Ish mana bunda. «Boʻsh» fizik fazo, yaʼni vakuum foton va fononlarning spontan oʻtishlarini keltirib chiqaruvchi manbadir. Foton yoki fononlarning toʻlqin uzunligi qancha qisqa boʻlsa, bu jarayonlar shunchalik yengil kechadi, biroq λ kamayganda teskari hodisa – toʻlqinlar interferensiyasi hosil boʻladi; u avvaliga oʻta oʻtish jarayonini kechish tezligini sekinlashtirishga (tormozlashga) harakat qiladi va λ juda kichik boʻlganda esa oʻta nurlanish hodisasini tamomila toʻxtashiga olib keladi. Shuningdek, N son ham cheksiz katta boʻlishi mumkin emas. Chunki hech qanday magnit oʻzaro taʼsir yorugʻlik tezligidan katta tezlikda tarqalmaydi. Elastik oʻzaro taʼsir tezligi esa tovush tezligidan katta boʻlmaydi. Bundan chiqadiki, oʻta jarayon hodisalar roʻy berishi uchun maʼlum bir hajmdagi zarralar ishtirok etishi mumkin va ushbu hajm kattaligi tovush va yorugʻlik tezliklari va oʻta jarayonning xarakterli davomligi bilan belgilanadi.

Elektromagnit va tovush o'ta nurlanishi – avvaldan tashqi energiya manbai yordamida moddani atomlari, molekulari va ionlari uyg'otilgan bo'lib, so'ng, bu uyg'otilgan zarralarning foton yoki fononlar ko'rinishidagi spontan nurlanishidir. Uyg'ongan holatlardan asosiy holatlarga spontan o'tishlar vakuumning nol inchi tebranishlari ta'sirida yuzaga keladi va hatto absolut nol temperaturada ham atomlarning bu maxsus harakat saqlanib qoladi. Fizik tabiatiga ko'ra, nol inchi tebranishlar har xil, akustik nol inchi tebranishlar ta'sirida akustik kvazizarralar – fononlarning spontan nurlanishi sodir bo'ladi. Elektromagnit maydonining nol inchi tebranishlari esa foton nurlanishini yuzaga keltiradi. Spontan nurlanishning intensivligi va chastota xarakteristikalari nol inchi tebranishlar maydonining ossillatori ta'sirlanishi xarakteriga bog'lik va uni aniqlash mumkin. Buni aniqlash uchun jismni har xil elektromagnit yoki tovush rezonatorlariga joylanadi. Moddaning o'lchami va shakliga qarab, ossillatorlarning har xil taqsimoti hosil qilinadi. $\xi = 1$ hol uchun yuksakli (dobrotnost) rezonatorlardan foydalanib, spontan nurlanish intensivligini juda ko'p tartibga kattalashtirish yoki kichiklashtirish mumkin.

Agar asllikni birdan ancha kichik bo'lgan qiymatlariga erishsak, u holda «atom omborxonasi» da energiyani saqlab turish vaqtini cho'zgan bo'lamiz. «Atom omborxonasi» da yuksak quvvatli o'ta nurlanishlar olish uchun esa rezonator asilligini iloji boricha katta qilishga harakat qilish kerak bo'ladi. Elektromagnit va tovush o'ta jarayonining ro'y berishi uchun nurlanuvchi moddani tashqi maydon ta'siri yordamida mos ravishda elektromagnit yoki tovush o'ta holatlariga olib kelish kerak. Ushbu o'ta holatlar moddaning o'ta nurlanuvchi foton yoki fonon holatlari deyiladi. O'ta jarayonlar nafaqat nurlanish jarayonlaridan, balki elementar zarralarni nishon atomlarida sochilish jarayonida ham yuzaga kelishi mumkin. Oddiy sochilish jarayonida oqimdag har bir zarra nishondagi har bir atom bilan alohida o'zaro ta'sirda bo'ladi. Lekin, nishon atomlarining kogereant tashqi manbalar yordamida uyg'otilsa, u holda sochilish jarayoni mutlaqo boshqacha tusga kirishi, ya'ni sochilish kesimi η marta ko'payishi yoki kamayishi mumkin. Bunday nishonlarni tabiiyki, mos ravishda o'ta sochuvchi yoki o'ta sochmovchi nishonlar deb ataladi.

32.8. Foton sadosi

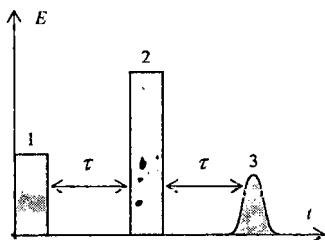
Yutilish o'tishining chastotasiga mos kelgan nurlanishning ketma-ket kelgan ikkita impulsi bilan muhitni nurlash orqali *foton sadosi* deb atagan effekt sodir bo'ladi. Impulslar yetib kelganga qadar muhitni hamma zarralari eng pastki sathida bo'ladilar. Muhitni qutblanishi ham bo'lmaydi. Birinchi uyg'otuvchi impuls sifatida

$\frac{\pi}{2}$ impulsdan (ya'ni yuzasi $\frac{\pi}{2}$ ga teng bo'lgan impuls) foydalaniladi. Mazkur impuls muhitning eng katta qutblanishini yaratadi va sathlarning bandligini (egallanganligini) baravarlashtiradi (R – vektor $\frac{\pi}{2}$ ga buriladi). Natijada (32.15)

formulaga binoan o'ta nurlanish holati yuzaga keladi. Har bir nurlangichlar fazalarining korrelatsiyasi hisobiga sistemaning radiatsion yashash vaqti alohida molekulaning radiatsion yashash vaqtdan kichik bo'lib qoladi. Birinchi impuls

momenti tufayli bunday korrelatsiyada hosil bo'lgan nurlanish yorug'lik induksiyasi deb ataladi. Biroq darhol fazasizlash boshlanadi va u sistemada molekular kogerentlik holatini yo'qolishiga olib keladi. Bu esa o'z navbatida sistemada uyg'otuvchi impuls o'tib ketgan zahotiy oq nurlanishni to'xtashiga sabab bo'ladi. Fazasizlashning vujudga kelishi quyidagicha: har bir molekula o'ziga xos bo'lgan konkret sharoitda (bir jinsli bo'lmagan) yotadi. Va boshqa molekular chastotasidan biroz farq qilgan o'zining xususiy chastotasiga ega bo'ladi.

i-molekulaning har bir R_i vektori o'zining tezligi bilan aylanar ekan, u holda vaqt o'tishi bilan faza tarqoqligi paydo bo'ladi va fazalar orasidagi tarqoqlik o'sib boradi. Mazkur tarqoqlikni kompensatsiyalash uchun vaqt o'g'irlichini bajarilishiga imkon



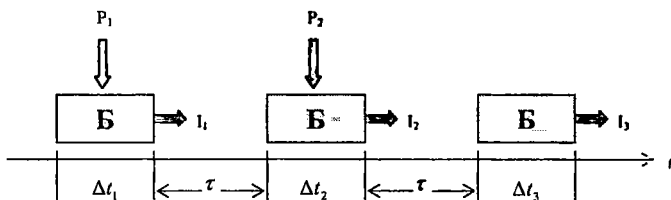
32.6-rasm. Foton sdoti

1. - $\frac{\pi}{2}$ impuls;
2. - π impuls;
3. - sado signali.

bo'lishi kerak. Bunday vaqt o'g'irlichiga ekvivalent bo'lib, π impulsni olish mumkin. Chunki (37. 12) formulaga muvofiq, zarralar qutblanishining ishorasi o'zgaradi va bu vaqt o'g'irlichiga mos keladi. Agar birinchi va ikkinchi impuls orasidagi vaqt oralig'i τ ga teng bo'lsa, u holda 2τ vaqt o'tgandan so'ng sistemaning kogerentlik holati tiklanadi va foton sdoti signalini nurlaydi. Impulslarning vaqt ketma-ketligi va sado 32.5-rasmda tasvirlangan.

Zarralar orasidagi to'qnashlar nurlangichlar fazalarini moslanishini izdan chiqaradi va sistemada qaytmas fazasizlash ro'y beradi va pirovardida foton sdoti signalining amplitudasi kamayib ketadi. O'z navbatida sado signali ham uyg'otuvchi impuls vazifasini o'tashi mumkin. Uning ikkinchi va birinchi impuls bilan kombinatsiyasi $3\tau, 4\tau, \dots$ vaqt momentlarini ko'p karrali signallarni keltirib chiqarishi mumkin. Foton sdoti eksperimentlarda kuzatilgan va ko'p olimlar tomonidan o'rganilgan. Hozirgi paytda undan o'tishlarning kengligini o'lchashda, radiatsion o'tishlar vaqtini chamalashda foydalaniladi. Foton sdoti 32.6-rasmda keltirilgan sadoning klassik mexanizmiga o'xshab ketadi. 32.6-rasmda keltirilgan sado jarayonining mohiyati quyidagicha:

B - deb atalgan buyumga Δt_1 vaqt oralig'ida P_1 impuls bilan ta'sir qilinsa, u holda buyum o'z navbatida bu ta'sirga javob (sado) I_1 ni beradi. Biroz vaqt o'tgandan so'ng ushbu buyumga Δt_2 vaqt ichida R_2 impuls bilan yana ta'sir qilsak, bu buyum ham yana I_2 intensivlik bilan javob, ya'ni sado beradi. Bundan so'ng, buyumga ta'sir qilmassak ham u erklicha o'z-o'zidan davomligi Δt_3 bo'lgan sado I_3 ni beradi. Ushbu sadoning kelib chiqishiga sabab albatta, berilgan ikkita impulsdir. O'z holicha vujudga keladigan bunday signal sado (exo) deb ataladi. Sadoning turli-tuman, masalan, molekular, biologik, axborot sistemalarida kuzatish mumkin.



32.7-rasm. Sado jarayoni.

Б – buyumga R_1 impuls bilan ta'sir qilinganda I_1 sado vujudga keladi. τ – vaqt o'tgandan so'ng, shu Б – buyumga Δt_2 vaqt oraliq'ida R_2 impuls bilan ta'sir qilinsa, buyum ham o'z navbatida I_2 sado bilan javob beradi. Keyin esa, ushbu buyum ta'sir etilmasa ham u erklich davomligi Δt_1 bo'lgan sado signali I_3 ni chiqaradi.

Sado paydo bo'lish jarayonini quyidagicha talqin qilish mumkin. Tashqi impulslar tomonidan berilgan axborotni sistema qayta ishlashi mumkin. Birinchi impuls sistemaga informatsiya (axborot) joylaydi. Shuning uchun uni yozuvchi deb atash mumkin. Ikkinchi impuls esa sistemaga yangi axborot ulushini joylaydi. Ikkinchi impuls sadoni yuzaga keltirgani uchun uni o'quvchi deb atash mumkin. Keyingi vaqt oraliq'ida buyumda ikkala axborot ulushi orasida o'zaro ta'sir jarayoni kechadiki, bu holda operativ fikrlash (mushohada) sodir bo'ladi deb atash mumkin. So'ng esa ushbu jarayoni natijasi sifatida sado yuzaga keladi.

Yuqorida aytilgan gaplardan kelib chiqib, fizikada turli ko'rinishdagi sadolarni bir-biridan farqlash uchun quyidagi alomatlar e'tibor berish kerak: birinchi va ikkinchi impulslarni fizik tabiati va ushbu impulslarning informativligi, sado signalining fizik tabiati va informativligi, sado obyektini fizik tabiati, uning axborotni eslab qolish va qayta ishlash qobiliyati (impulslar ta'sir etayotgan buyumni operativ fikrlashi va sado signalini tug'dirishi) juda ko'p real sistemalarda ushbu alomatlar yashiringan bo'ladi. Masalan, uyg'otuvchi 1- va 2- impulslar moddada o'z tabiatini o'zgartirishi, sado elementi kogerenti hossalari yoki sado qabul qiluvchi priyemnikka yetib kelguncha sado signali o'zining fizik tabiatini va kogerentlik hossalari o'zgartirishi mumkin. Ushbu sabablarga ko'ra, fizikada sado jarayonlarini tavsiflashda ko'pgina chalkashliklar keltirib chiqaradi. Biz o'z ushbu mexanizmlar haqida to'xtalmasdan, o'zini yaxshi namoyon qiladigan yadroviy spin sadosi haqida fikr yuritamiz.

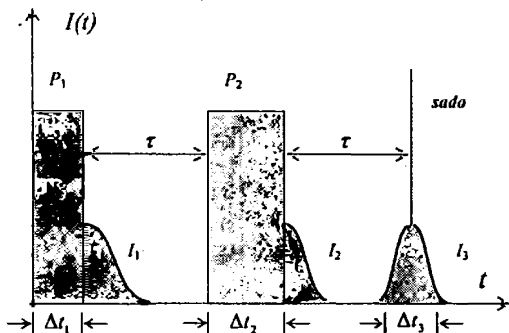
32.9. Yadroviy spin sadosi

Amaliy jihatdan qaraganda, barcha moddalarning yadrolari magnit hossalarga ega va o'zgarimas magnit maydonda ular energetik diskret spektrlar hosil qiladi. Bunday moddalarning spinlari sistemasida yadroviy spin sadosini kuzatish mumkin. O'zgarimas magnit maydon yo'nalishiga perpendikular bo'lgan yo'nalishda yadroviy magnit rezonans chastotasida namunani ikkita ketma-ket kelgan o'zgaruvchan magnit maydon impulslari yordamida nurlash bilan yadroviy spin sadosi effektini yuzaga chiqarish mumkin. Har bir uyg'otuvchi impulsi ta'siridan so'ng, bevosita erkin yadroviy magnit induksiyasi va biroq vaqt o'tgandan keyin esa yadroviy spin signali

kuzatiladi. Barcha bu signallarni vujudga kelishiga sabab o'zgarmas magnit maydoni yo'nalishiga perpendikular bo'lgan tekislikda yadroning makroskopik magnit momentlarini rezonansli tebranishidir. Yadroviy spin sadoni vujudga kelishini quyidagicha tushuntirish mumkin.

32.7-rasmda vaqt bo'yicha yadroviy spin sadosi tasvirlangan. R_1 ($\frac{\pi}{2}$) impulsiga ega bo'lgan o'zgaruvchan magnit maydon namunasining makroskopik magnit momenti M ni o'zgarmas magnit maydon yo'nalishiga nisbatan $\frac{\pi}{2}$ burchakka burishga harakat qiladi. Natijada u o'zgarmas magnit maydonga perpendikular bo'lgan tekislikda joylashadi. Tabiiyki, bunday holat magnit momenti uchun turg'un bo'lmagan holatdir. Shu bois, u yadroviy magnit rezonansi chastotasi bilan ushbu tekislikda aylana boshlaydi. Shunday qilib, $\frac{\pi}{2}$ impuls ta'sirida magnit momentni burilish burchaklarini superpozitsiya parametri α sifatida qarash mumkin.

Klassik fizika nuqtayi nazaridan qaraganda magnit momentni superpozitsiya holati namunasining magnit momentini yadroviy magnit rezonans chastotasi bilan o'zgarmas magnit maydon yo'nalishi atrofida aylanishini xarakterlaydi. Lekin bu holda yadroning o'zi qo'zg'almas qoladi, har bir yadroning magnit momenti boshqa yadrolarning magnit momentiga bog'liq bo'lmagan holda aylanadi va makroskopik magnit moment namunani barcha elementar magnit momentlariga bir-biri bilan bir fazada bo'lganligi sababli shakllanadi.



32.8-rasm. Vaqt bo'yicha foton sadosi.
 $I(t)$ – javoblar (sadolar) intensivligi; I_1 , I_2 va I_3 mos ravishda, 1–, 2–, 3– induksiyalar va sado intensivliklari; t –vaqt, R_1 va R_2 uyg'otuvchi impulslar; Δt_1 va Δt_2 ularning davomiyligi.

Real namunada yadroviy magnit rezonans chastotalari namuna hajmida turli nuqtalarida bir-biridan biroz farq qiladi. Shuning uchun R_1 impuls ta'siridan so'ng, elementar yadroviy magnit momentlar vaqtning dastlabki momentida bir xil fazada aylana boshlaydi. Vaqtning keyingi momentlarida ular bir-biridan faza bo'yicha uzoqlasha boradi va oxirida o'zgarmas magnit maydon yo'nalishiga nisbatan ularning tasvirlanishida xaos (tartibsizlanish) vujudga keladi. Agar vaqt bo'yicha elementar

momentlar chastotalari o'zgarmasa, namuna o'zgaruvchan magnit momentini ikkinchi $R_2(\pi)$ impulsi bilan nurlab, xaosni bartaraf etish mumkin. Elementar magnit momentlar elementar burchak moment yoki spin bilan qat'iy bog'langanligi uchun rezonans magnit maydon ta'sirida aylanib, konsentrik konuslar hosil qiladi. $R_2(\pi)$ impuls berilgandan τ vaqt o'tgandan so'ng, magnit momentlarni makroskopik qiymati qayta tiklanadi. Bu esa yadroviy spin sadosi paydo bo'lishini anglatadi. So'ng bu moment yana parchalanadi va endi erklicha u tiklanmaydi.

Spin sadolarini kuzatish texnikasini vujudga kelishi va taraqqiy qilishi ko'p zarrali sistemalarda dinamik jarayonlarni o'rganishda juda muhim ahamiyat kasb etadi. Ayniqsa, o'ta past temperaturalarda gely-3 yadrosida spin sadolarini o'rganish o'ta o'tkazuvchan holatdagi moddalarning turli hossalarni o'rganishga yordam beradi.

32.10. Ko'p sathli sistemalarda kogerent effektlar

Kogerent jarayonlarni ko'p alomatlarini ikki sathli yaqinlashish modelidan foydalanib o'rganish mumkin. Real muhit esa ko'p sathli, shuning uchun u ikki sathda aytilmagan yangi nuqtayi nazarlarni berishi mumkin. Molekular sistemalarning tebranma-aylanma sathlari ekvidistant bo'lmagan sistemaga ega. 1973 yilda katta quvvatga ega bo'lgan lazer impulsi bilan nurlash natijasida ko'p atomli molekularning «oniy» dissotsatsiyasi deb atalgan yangi hodisa kashf qilindi. Mazkur hodisani vujudga kelishiga sabab molekularni faqat pastki tebranma o'tishlarigina rezonansli bo'lib, ushbu rezonansning vaqti to'qnashishlar orasidagi vaqtga nisbatan kichikligidir. Bu hodisa to'qnashishsiz dissotsatsiyaning kogerentlik rezonansi mexanizmi doirasida deyarli barcha ketma-ket kelgan ekvidistant sathlarni e'tiborga olgan holda tushuntiriladi.

Ko'p atomli molekular uchun ahvol tamomila boshqacha bo'lishi mumkin. Ko'p atomli molekularlarga rezonansli nurlanish chiqishi prinsip jihatdan olganda sathlarning katta zichligi yordamida kompensatsiyalanadi. Har xil tebranma modalarning (shuningdek, ularga tegishli bo'lgan aylanma sathlar ham) bir vaqtning o'zida uyg'onishga mos kelgan ko'p sondagi tebranma sathlarni kombinatsiyasi tufayli rezonans sharoit yuzaga kelish mumkin.

SO_2 lazerining rezonansli nurlanishiga to'g'ri kelgan BCl_3 molekulasi tebranish modalari ushbu modaning 4-sathidan boshlab sathlar orasidagi o'rtacha masofa uy temperaturasi bir necha Tor tartibdagi bosimlarda aylanma sathning kengligi bilan deyarli bir xil bo'lib qoladi. Amaliy jihatdan qaraganda endi bu alohida-alohida energetik sathlar emas, balki kvazikontinuum deb atalgan holatga aylanadiki va bunda nurlanishning yutilishi rezonansli xarakterga ega bo'lib qoladi. Kuchli maydonni qo'llash orqali ham rezonansli bo'lmagan 3-4 ta sathlarni uyg'otish mumkin. Ana shu «tor» joydan disotsatsiya oqimi vujudga keladi.

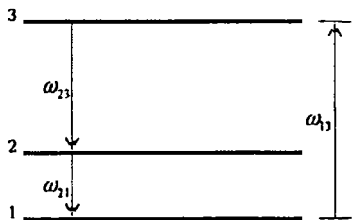
Tebranma o'tish chastotasi molekularni tashkil qilgan atomlarning massasiga bog'lik va u turli izotoplar uchun turlicha. Shu bois, muayyan izotopga ega bo'lgan molekularning tebranma modalarining bir necha pastki o'tishlariga mos kelgan rezonansli nurlanish molekulaning tarkibiga kirgan boshqa izotop uchun rezonansli nurlanish bo'lmaydi. Shunday foydalanib, lazerlar yordamida izotoplarni bir-biridan ajratish mumkin bo'ladi. Yuqoridagi mulohazalar yakkaolgan bir-biri bilan

to'qnashishda bo'lmagan molekularlar uchun o'rinlidir. Molekularlar orasidagi to'qnashishlar jarayonida uyg'otish energiyasi har xil sathlar bo'yicha taqsimlanadi va natijada jarayon selektivligi keskin buziladi. Shu sababli, boyitishning kokret darajasi dissotsatsiya jarayonining to'qnashish bosqichiga bog'liq.

Hisoblar va eksperiment natijalaridan ma'lum bo'ldiki, turli izotopik tarkibga ega bo'lga molekularlarning dissotsatsiya tezliklarini baravarlashtirish uslubiyatidan foydalanib, jarayonning to'qnashish bosqichida ham izotoplarni bir-biridan ajratish mumkin ekan. Umuman olganda, Kogerent dissotsatsiya usulini qo'llash orqali izotoplarni bir-biridan ajratish effektivligini FIK ni oshirish masalalarida ham samarali natijalarga erixildi. Keyingi paytda kogerent ionizatsiya effekti kashf qilinishi bu effektini ham istiqboli porloq ekanligini ko'rsatmoqda. Foton sadosi misolida biz oldindan (kogerent) uyg'otilgan muhitni ikki sathli molekularlar modeli yordamida tahlil qilgan edik. Ko'p sathdan iborat sistemalar uchun esa o'ziga xos bo'lgan yangi bir alomatlar yuzaga chiqadi.

Ayrim hollarda muhitning ilk uyg'otish uchun impulsning old qismidan foydalanish mumkin. Impulsning qolgan qismi esa kogerentlashgan muhit bilan ta'sirlashadi. Shunday yo'l bilan o'ta nurlanish rejimi va kooperativ kombinatsion sochilish amalga oshiriladi. Aytilgan ushbu uslubiyat *aktiv spektroskopiya* degan nomga ega bo'ldi. Aktiv spektroskopiya uchun ikkita impuls xarakterli:

Birinchisi, uyg'otuvchi bo'lib, u muhitni zichlikni nostatsionar matritsasi bilan tavsiflovchi holatga o'tkazadi va bunda matritsa diagogonal bo'lmagan elementlarga ega. Ikkinchi impuls zondirovchi deb ataladi, bu impuls ushbu muhitda kogerent sochiladi. Hozirgi paytda aktiv spektroskopiya nochiziqli optikaning eng muhim yo'nalishlaridan biri bo'lib, uni istiqboli kattadir. Ushbu yo'nalish yordamida radiatsion o'tishlarning ehtimoli relaksatsion jarayonda va boshqa bir qator xarakteristikalarini aniqlash imkoniyati tug'iladi. Real ko'p sathli sistemalarni o'rganish oqibatida nurlanish impulsini boshqarish va modulasiya qilish imkoniyati yuza keldi. Uch sathi sistemalar uchun o'zinduksiyalanadigan shaffoflik effektini ko'raylik. 32.9-rasmda uch sathli sistema tasvirlangan. Rasmdan ko'rinadiki, 2 ->1 va 3->2 o'tishlar ruxsat etilgan, 3->1 o'tish esa man etilgan.



32.9-rasm. Uch sathli sistema.

Chastotalari ω_{12} va ω_{23} ga teng bo'lgan impulslar birgalikda muhitda tarqaladi. Qilingan hisoblardan ma'lum bo'ldiki, impulsning formasi birinchi maydon amplitudasiga kuchli bog'liq. Bundan chiqadiki, muhitdan bir chastotaga ega bo'lgan nurni o'tkazish orqali boshqa chastotadagi nurlanishni boshqarish mumkin. Masalan, 2->3 o'tishda maydon amplitudasini o'zgartirish orqali ω_{12} chastotali impulsni o'z shaffoflik bo'sag'asini ko'paytirish yoki kamaytirish mumkin. Agar o'tishning dipol momentlari bir-biridan keskin farq qilsa, u holda ω_{23} chastotaga ega bo'lgan maydonni salgina o'zgartirish bilan ω_{12} chastotali impuls

o'tish sharoitini keskin o'zgartirish mumkin. Shunday qilib, biror o'tishga impuls berib, boshqa bir o'tishlar uchun qisqa impulslarni olish imkoniyati yuzaga keldi.

Kogerent o'zaro ta'sir shartida radiatsion yemirilishning bir kanali ikkinchisiga kuchli ta'sir qilishi va natijada yemirilishning tezligini formasini va impulsning paydo bo'lish vaqtini o'zgartirish mumkin.

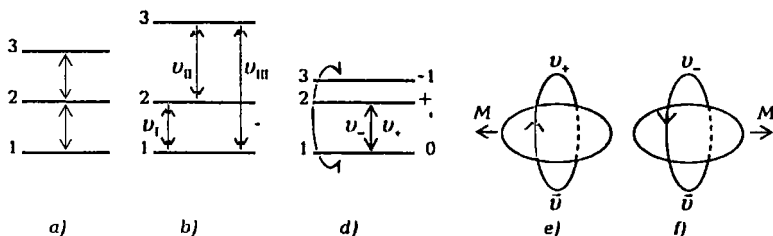
Uch sathli sistemada (32.9-rasm) ω_1 va ω_{23} chastotali modalarning umumiy sath orqali kuchli bog'lanishi hosil bo'ladi. Ikkinchi modani vujudga kelishi birinchi modani kuchli o'zgarishiga olib keladi. 3-moda ham o'z navbatida dastlabki ikkala modalardagi fotonlar zichligini tebranish xarakteriga sezilarli ravishda ta'sir etishi mumkin.

Shunday qilib, molekula sathlari orasidagi o'tishlarga mos kelgan har xil chastotaga ega bo'lgan ikkita impuls bir-biriga kogerent ta'sir qilishi mumkin. Moddalardan o'tgan yorug'lik dastalarini bunday o'zaro ta'siri uch sathli chizma misolida yaxshi namoyon bo'ladi. Uchinchi sathdan foydalangan holda muhitda tarqalayotgan nurlanishni boshqarish mumkin: muhitda tarqalayotgan biror impulsni boshqa impuls bilan modulatsiya qilish mumkin. Bu hodisadan har xil chastotaga ega bo'lgan o'ta quvvatli lazer qurilmalari yaratishga imkoniyati yaraladi.

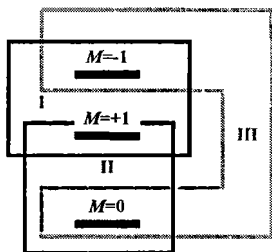
32.11. Kvadrupol sadosi

1961-yilda spinlari $I > 1/2$ dan tashkil topgan sistemalarda yadroviy spin sadosi effektini dinamikasi sinchiklab o'rganildi va natijada bir qator yangi fizik effektlar kashf qilindi. Hatto tashqi magnit maydon induksiyasi V_0 ning qiymati 0 ga teng bo'lganda ham lekin o'zgaruvchan magnit maydon V_1 ta'sirida ushbu sistemalarda to 10^9 Gts chastotagacha bo'lgan sohada yadroviy spinlarning rezonans o'tishlari kuzatildi. Bu effektlarning kelib chiqishiga sabab qilib, yadroviy spinlarning bir vaqtning o'zida oriyentatsiyasini o'zgarishi oqibatida atom yadrosining elektr kvadrupol momenti ham o'zining holatini kristall ichidagi elektr maydon gradiyentiga nisbatan o'zgartirishiini ko'rsatish mumkin. Bu hodisa **kvadrupol sadosi** deb ataladi va uni kelib chiqishi yadroviy spin sadosiga bog'liq. Chunki yadro ham magnit momentga va burchak momentini dinamikasiga ega, biroq kvadrupol sadosi spin sadosidan farq qiladi. Kvadrupol sadosida superpozitsion holatlarni noturg'unligi elektr jihatdan nosimmetrik bo'lgan yadroni kristalldagi elektr maydoni nojinsligi orasidagi o'zaro ta'sirga bog'liq. Yadroni elektr kvadrupol momentini hisobga oladigan bo'lsak, u holda yadroviy spinning energetik sathlari ekvidistant, noekvidistant va aynigan spektrlar hosil qilishi mumkin (32.10-rasm). Birinchi holda spinlar sistemasi uyg'onadi va yaxlit bir butun holda relaksatsiyalanadi. Ikkinchi holda energetik sathlarning har bir jufti biror sistemachani (32.11-rasm) tuzadi va ular xususiy rezonans chastotaga ega bo'lib, o'zgaruvchan magnit maydon ta'sirida o'zgartirilishi mumkin va boshqa sistemalarga bog'liqsiz relaksatsiyalanadi. Yetarli darajadagi past temperaturalarda va namunada yetarli darajada yuqori konsentratsiyaga ega bo'lgan aktiv yadrolarda relaksatsiya jarayoni bir nechta bosqichda ro'y beradi. Avvalo barcha sistemachalarda xususiy vaqti t_2^* ga teng bo'lgan qaytuvchan fazaviy relaksatsiya jarayoni vujudga keladi, so'ng t_2 vaqtlar

ichida barcha sistemachalarda T_S spin temperaturasi o'rnatiladi. Bundan so'ng, sistemachalar orasida t_{12} xarakteristik vaqtda chorrahaviy (perekryosniy) relaksatsiya orqali yagonaviy T_S spin temperatura o'rnatiladi. Nihoyat, t_1 vaqt ichida T_S va T temperaturalar baravarlashadi.



32.10-rasm. Ko'p sathli sistemalar dinamikasi
 Spekr turlari: a) ekvidistant, b) noekvidistant, d) aynigan; $v_1, v_2, v_3, v_+ = v_-$
 sistemaning rezonans chastotalari, e), f) turli doiraviy qutblangan fotonlar. \vec{v} -
 harakat yo'nalishidagi tezlik. M - burchak momenti vektorining yo'nalishi.



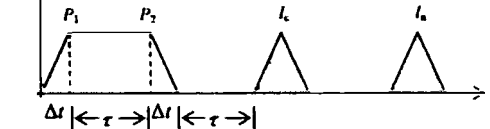
32.11-rasm.
 Uch sathli sistemani I, II va III sistemachalarga ajratish, M - magnit kvant soni.

Uchinchi holda spin holatlar bo'yicha ikki marta aynigan juftlik uchun energetik holatlar uch xil yo'l bilan ajratilishi mumkin: chap doiraviy magnit maydon bilan o'ng doiraviy o'zgaruvchan magnit maydon bilan yoki chiziqli qutblanish bilan. Natijada uchta turdagi yadroviy spin sadosi signallarini kuzatish mumkin bo'ladi. O'ng va chap doiraviy qutblanishga ega bo'lgan maydon turli tipdagi fotonlarga ega. Bir xillari uchun harakat yo'nalishi va burchak spinini yo'nalishi mos tushadi. Boshqa xillari uchun ushbu yo'nalishlar qarama-qarshi yo'nalishga ega bo'ladi. Muayyan doiraviy qutblanishga ega bo'lgan fotonlar bir xil energiyaga ega bo'lgan ($h\nu_+ = h\nu_-$) spin

holatlarni ($M = \pm 1$) tanlab uyg'otadi. Bu holda induksiya signali I_1 ni qutblanishi shu signalni vujudga keltiruvchi impuls R_1 ni qutblanishi bilan bir xil bo'ladi. Chiziqli qutblanishga ega bo'lgan magnit maydon bir xil miqdorga ega bo'lgan ikkala tipdagi fotonlar bilan tavsiflanadi. Bu holda induksiya signali burchak momentini yo'nalishi bo'ylab, yoki unga teskari yo'nalishda harakat qilishi mumkin. Shunday qilib, ko'p sathga ega bo'lgan yadroviy spin sistemalar juda ko'p sistemachalardan tashkil topgan va bu sistemachalarning har biri o'zining rezonans chastotasiga ega va doiraviy qutblanishni turiga qarab, u fotonlarni filtrlab o'tkazadi. Masalan, 32.10-rasmdagi a va b sistemachalar ushlab qolishi (agar fotonlarni π impuls vujudga keltirsa) yoki chastotasi ν_+ ga teng bo'lgan I_1 induksiya signalining nurlanishi (agar 1 va 2 sathlarning energiyasi tashqi maydon chastotasi ν_+ ga mos holda tanlangan bo'lsa) va $1 \leftarrow \rightarrow 2$ o'tish faqat chastotasi ν_+ bo'lgan fotonlar bilan qo'zg'atilgan

bo'lsa). Shuningdek, xuddi shu moddada statik magnit maydon yo'nalishini o'zgartirish orqali $2 \leftarrow 3$ o'tishdan foydalanish mumkin. Bu holda biz chastotasi ν_- ga teng bo'lgan fotonlarni hosil qilishga sharoit yaratgan bo'lamiz.

Yadroviy spin sadosini yana bir ko'rinishlaridan biri bu chekkaviy sado hisoblanib, uni yuzaga keltirish uchun murakkab formaga ega bo'lgan yakkaviy R impulslardan foydalaniladi (32.12-rasm).



32.12-rasm. Chekkaviy va ko'p karrali sado. R uyg'otuvchi impuls, Δt va T chekkani davomligi va davomlilik, I_s - chekkaviy sado, I_k - ko'p karrali sado.

32.12-rasmda chekkaviy va ko'p karrali sadoni hosil bo'lish chizmasi keltirilgan. Rasmdan ko'rinadiki, ko'p karrali I_k sado R_2 va I_c impulslar yordamida uyg'otiladi. Shuningdek, R_1 impuls va I_s impuls yordamida ham sadoni keltirib chiqarish mumkin.

Hanning yadroviy spin sadosi va uning turli ko'rinishlari ham kashf qilingan bo'lib, biz ular ustida to'xtalib o'tirmaymiz. Xullas, bu bandning oxirida shuni aytish mumkinki, kogerent spin sadosi texnikasidan foydalanib prinsipal yangi hodisalar kashf qilindi. Va qattiq jismlarda yadroviy magnit rezonans chiziqlarni aniqlashda yuksak aniqlikka erishildi. Bu esa o'z navbatida juda ko'p moddalarning kristall strukturasi, shuningdek, biologiya va meditsinada muhim ahamiyatga ega bo'lga bir qator makro molekullarni tuzilishini o'rganishda asosiy uslubiyatlardan biri bo'lib qoldi.

32.12. O'ta jarayonlarni fanda va amaliyotda qo'llash

1962-yilda V. R. Nagibarov tomonidan yorug'lik sadosi deb atalgan uslubiyat taklif qilindi. Bu uslubiyatga ko'ra, lazer impulsleri yordamida sado uyg'otiladi. Yorug'lik sadosi moddaning barcha agregat holatlarida kuzatilishi ravshan bo'lib qoldi. Shuning uchun bu uslubiyat fizik muammolarni halqaro tasnifiga kiritilgan bo'lib, uning yordamida juda tez sodir bo'ladigan fizikaviy, kimyoviy va biologik jarayonlar o'rganilmoqda.

Qattiq jism va metall tolqoni, ferromagnit, ferrimagnit, segneto-diamagnit va o'ta o'tkazgich kabi sistemalarning nuqsonlarida sado jarayonlari kashf qilindi. Atomlar, ionlar va molekullarni bir vaqtning o'zida ham elektromagnit maydon va hamda tovush to'lqinlari hosil qilish imkoniyatiga ega ekanligi bu hodisani chuqur o'rganilishi texnikaning taraqqiy etishiga ijobiy ta'sir ko'rsatishi aniqdir. Shunday qilib, sado effektlarini o'rganish natijasida fizikaning yana bir yangi sohasi *sado spektroskopiyasi* vujudga keldi. Uning imkoniyatlari odatdagi spektroskopiyaga nisbatan ko'p marta kattadir. Sado spektroskopiyasi natijasida olingan natijalarning tahlili shuni ko'rsatadiki, bu uslubiyatni yadro moddasi, biologik va axborot sistemalari uchun ham bemalol qo'llash mumkin. Molekular sistemalarining fazaviy xotira effektlaridan ishlab chiqarish jarayonlarini sistemalashtirish, tezlashtirish va sifat jihatdan butunlay yangi bo'lgan hisoblash mashinalarini yaratishga yo'l ochadi.

SAVOLLAR

1. O'ta jarayon va o'ta holatlar qanday ta'riflanadi.
2. O'ta jarayon va o'ta holatlarga qanday misollar keltirish mumkin?
3. Ferromagnitizm hodisasini o'ta jarayon deb atash mumkinmi?
4. O'ta jarayonlarni nima uchun kogerent jarayon deb ataymiz.
5. Kogerentlik tushunchasini qanday ta'riflaysiz?
6. Faza deganda nimani tushunasiz?
7. Interferensiya hodisasi qanday hodisa? Uning vujudga kelishining asosiy shartlari?
8. Maykelson interferometriida interferensiya hosil bo'lishi uchun qanday kogerentlik shartlari bajariladi? Yung interferometriida-chi?
9. Kogerentlik yuzasi deb nimaga aytiladi.
10. Fazaviy kogerentlik yulduzlardan yerga kelayotgan yorug'lik dastasi uchun bajariladimi?
11. To'la va qisman kogerentlik tushunchalari qanday ta'riflanadi?
12. Kogerent holatlar metodi qanday metod?
13. Kogerentlik darajasi qanday chamalanadi?
14. Korrelatsiya funksiyasi qanday ko'rinishga ega?
15. Normallangan korrelatsiya funksiyasi qanday yoziladi.
16. Kogerentlikning klassik nazariyasi haqida qanday fikr bildirasiz?
17. Kogerentlikning kvant nazariyasi haqida qanday fikr bildirasiz?
18. Kvant nazariyada kogerentlikni tavsiflash uchun qanday matritsadan foydalaniladi?
19. O'ta o'tkazuvchanlik va o'ta oquvchanlik jarayonlarini o'ta jarayon deb atash mumkinmi va nima uchun?
20. R. Dike nazariyasi qanday yaqinlashishga asoslangan?
21. Kogerent holatlar metodi nima va u kim tomonidan qachon yaratilgan?
22. Bir vaqt ichida barcha sathlarni egallagan zarra uchun kogerent holat formulasi qanday yoziladi?
23. Kvant optika optikaning qanday yo'nalishi va unda nimalar o'rganiladi?
24. Kogerent holatlar sistemasini nima uchun kvant makroskopik fizikasiga bo'ysinadi deymiz?
25. Fazalar bilan zarralar soni orasida qanday bog'lanish mavjud?
26. R. Dikeni ikki sathli sistemasi qanday tushuntiriladi?
27. Bandlik farqi (m) va kooperativlik soni (r) qanday kattaliklar?
28. Zichlik matritsasi eks etgan blok tenglamasi qanday ko'rinishga ega?
29. R-energetik spin nimani anglatadi
30. Elektromagnit o'ta nurlanish hodisasi qanday tushuntiriladi? Tovushning o'ta nurlanishi-chi?
31. Agar sistema disk ko'rinishdagi shaklga ega bo'lsa, interferensiya effekti qanday son bilan xarakterlanadi?
32. O'zinduksiyalangan shaffoflik hodisasi qanday hodisa?
33. 2π , 0π va $\pi/2$ impulslarning ma'nosini tushuntiring.

34. Ko'p sathli holatlarda kogerentlik qanday yuz beradi?
35. Foton sadosi hodisasi qanday tushuntiriladi?
36. Foton sadosini yuzaga kelishida $\pi/2$ va π impulslar qanday rol o'ynaydi.
37. Foton sadosining klassik mexanizmi qanday? Kvant mexanizmi-chi?
38. Yadroviy spin sadosi hodisasi qanday tushuntiriladi?
39. Kvadrupol sadosi hodisasi qanday tushuntiriladi?
40. O'ta jarayonlar fan va texnikada qanday rol o'ynaydi?

MUNDARIJA

KIRISH	3
---------------------	---

XVII bob. **KVANT SONLARI VA ULARNING FIZIK MA'NOSI. VODOROD ATOMINING TO'LIQIN FUNKSIYALARI**

17.1. Zommerfeld nazariyasida kvant sonlari.....	6
17.2. Shryodinger tenglamasidagi kvant sonlari	7
17.3. Vodorod atomining magnit momenti.....	11
17.4. Vodorod atomining to'liqin funksiyalari. To'liqin funksiya.....	12
17.5. Radial to'liqin funksiya, ehtimoli va grafigi	13
17.6. Atom orbitalarini burchakli bog'liqligini grafik tasvirlash.....	16

XVIII bob. **SPIN**

18.1. Elektronning xususiy momenti.....	25
18.2. Spin.....	29
18.3. Spin – zarraning muhim xarakteristikasi.....	30
18.4. Fotonning spini. Mikroto'liqin dvigateli.....	31
18.5. Magnit maydonda magnit momentning harakati.....	33
18.6. Shtern-Gerlax tajribasi.....	34
18.7. Spin – orbital o'zaro ta'sir energiyasi.....	36
18.8. Ishqoriy metallarning spektrining dublet strukturasi va elektronning spini.....	38
18.9. Spinning kelib chiqish tabiati haqidagi mulohazalar.....	40

XIX bob. TASHQI MAGNIT MAYDONDA ATOM. ZEYEMANNING

NORMAL VA ANOMAL EFFEKTI

19.1. Kvant sonlari, energetik sath va tashqi maydon.....	48
19.2. Tashqi magnit maydonning atomga ta'siri. Lorents tripleti. Zeyeman effekti.....	50
19.3. Zeyeman effektining klassik nazariyasi.....	50
19.4. Zeyeman effektining norelativistik Shryodinger tenglamasi asosida tushuntirish.....	52
19.5. Zeyeman normal effektining kvant tavsifi. Tanlash qoidalari.....	54
19.6. Kuchsiz magnit maydonda atom. Zeyeman anomal effekti.....	59
19.7. Kuchli magnit maydonda atom. Pashen-Bak effekti.....	63

XX bob. NURLANISH FIZIKASI. RADIATSION O'TISHLAR EHTIMOLI

20.1. Nurlanishning klassik nazariyasi.....	70
20.2. Nurlanishning Tomson modeli.....	72
20.3. Nima uchun radioeshittirish va videotasvirni uzatish mumkin?.....	75
20.4. Nurlanayotgan atomning klassik alomatlari.....	76
20.5. Plazma diagnostikasi. Erkin elektronlarda lazer. Sochilishning Tomson kesimi.....	77
20.6. Nurlanishning kvant nazariyasi. Erkin va majburiy o'tishlar.....	79
20.7. Erkli va majburiy o'tishlarning ehtimolini topish.....	82
20.8. Ruksat etilgan va man etilgan o'tishlar.....	84
20.9. Tanlash qoidalari.....	86

**XXI bob. UYG‘ONGAN ENERGETIK HOLATLAR FIZIKASI.
(UYG‘ONGAN ENERGETIK HOLATLAR VA SPEKTRAL
CHIZIQLARNING STRUKTURASI)**

21.1. Spektral chiziqlarning kengligi va formasi	91
21.2. Spektral chiziqlarning analitik formasi. Chiziqning tabiiy kengligi	93
21.3. Dopler keng. ayishi (kenglik).....	98
21.4. Sathlarning to‘qnashish kengligi.....	102
21.5. Nozik struktura doimiysi va atom (yadro) ning yashash vaqti.....	103

XXII bob. LAZERLAR VA GOLOGRAFIYA ASOSLARI

22.1. Optikaviy kvant generatorlari	111
22.2. Kuchaytiruvchi muhitni damlash (nakachka).....	113
22.3. Teskari bog‘lanish (qayta bog‘lanish).....	114
22.4. Musbat teskari bog‘lanishi,OKGning spekti.....	117
22.5. Optikaviy kvant generatorlarida atom sathi kengligining o‘rni.....	119
22.6. Lazer.....	120
22.7. Golografiya va uning elementlari.....	122
22.8. Kogerent maydonlar xossasi.....	129
22.9. Golografiya va gologramma.....	134

XXIII bob. REZONANSLI FLUORESENSIYA VA YADROVIY GAMMA

REZONANS

23.1. Nurlanishning atomda va yadroda sochilishi.....	143
23.2. Rezonansli fluorensensiya fizikasi.....	146
23.3. Yadroviy gamma rezonans.....	149
23.4. Myossbauer effekti	153
23.5. Myossbaerning ikki eksperimenti.....	154
23.6. Temir-57 izotopida Myossbauer effekti.....	158

26.4. Elektronlarni o‘rmini topish ehtimoli va elektron konfiguratsiyalar.....	223
26.5. Davriy sistemaning dastlabki uchta davrini to‘ldirilishi. Qobiqlarni to‘ldirilishining real sxemasi.....	225
26.6. 4- davr elementlari atomlarining elektron konfiguratsiyasi.....	227
26.7. 5-davr kuchli elementlarning atom qobiqlarini elektronlar bilan to‘ldirilishi.....	229
26.8. Lantanoidlar va ular atomlarining elektron tuzilishi.	233
26.9. Aktinoidlar va transuran elementlari atomlarining elektron tuzilishi.....	237
26.10. Transuran elementlarining olinishi. Davriy sistemaning yuqori chegarasi.....	238

XXVII bob. QATTIQ JISMLARNING KVANT FIZIKASI (METALLAR VA YARIMO‘TKAZGICHLAR)

27.1. Qattiq jismlarga kvant statistik nazariyani qo‘llash.....	244
27.2. Kristallning energetik zonalarining.	246
27.3. Zonalar chizmasi.....	250
27.4. Metallar, dielektriklar va yarimo‘tkazgichlar uchun zonalar nazariyasi...252	
27.5. Kristalllarda energetik zonalarning paydo bo‘lishiga doir misollar.....	254
27.6. Metallar.....	258
27.7. Fermi-Dirak taqsimoti.....	261
27.8 Yarimo‘tkazgichlar.....	264
27.9. Sof yarimo‘tkazgichlar.....	264
27.10. Aralashmali yarimo‘tkazgichlar.....	266
27.11. Diod va tranzistorlar sxemasi.....	268

XXVIII bob. KVANT SUYUQLIKLAR FIZIKASI.

O'TA OQUVCHANLIK

28.1. Kvant makrofizikasi.....	276
28.2. Kvant suyuqlik.....	277
28.3. O'ta oquvchanlik. O'ta oquvchan Ne-4 (geliy).....	277
28.4. O'ta oquvchanlikning kvant fizikasi.....	279
28.5. Kvazizarralar tasavvuridan foydalanib o'ta oquvchanlikni tushuntirish.....	281
28.6. O'ta oquvchan geliyda uyurma halqalari.....	282
28.7. O'ta oquvchan geliyda uyurma halqalarini kvantlanishi.....	287
28.8. O'ta oquvchan Ne-3 (geliy).....	288
28.9. Ne-3 (geliy)ni o'ta oquvchanlik kvant hossalari ta'sir etuvchi kattaliklar.....	290
28.10. O'ta oquvchanlik va pulsarlar.....	290

XXIX bob. O'TA O'TKAZGICHLAR

29.1. O'ta o'tkazgichlar va ularning turlari.....	296
29.2. Mattis qoidasi.....	298
29.3. O'ta o'tkazgichlarda magnit maydonda	299
29.4. O'ta o'tkazgichlarning elektromagnit xossalari. Meysner effekti.....	304
* 29.5. Londonlar tenglamasi.....	307
29.6. Magnit oqimining kvantlanishi. (Londonlar nazariyasi).....	309
29.7. Abrikosov uyurmaları.	312
29.8. O'ta o'tkazuvchanlik – makroskopik kvant nazariyasi.....	314
29.9. Kontakt hodisalar (dielektrikni yupqa qatlamida elektronlarning tunnel o'tishi).....	316
29.10. Djozefson effektlari.....	319
29.11. O'ta o'tkazuvchanlik kvant interferensiyasi. (Mersero effekti).....	324
29.12. Kvant magnitometr, skvidlar.....	327

29.13. Yuqori temperaturali o'ta o'tkazgichlar.....	329
---	-----

**XXX bob. MEZOSKOPIKA (TARTIBSIZLANGAN QATTIQ JISMLAR-
NING KVANT FIZIKASI)**

30.1. Tartibsizlangan elektronlar sistemasi.....	340
30.2. Mezoskopika.....	341
30.3. Elektr qarshilikning kvantlanish hodisasi.....	342
30.4. Aaronov – Bomb effekti.....	345
30.5. Teskari sochilish kogerentligi effekti. $\frac{h}{e}$ ossillatsiyasi.....	348

XXXI bob. FONONOATOM EFFEKTI

31.1. Adsorbsiya va desorbsiya	351
31.2. Tovush energiyasi va issiqlik energiyasi kvanti – fononlar.....	352
31.3. Kristall sirtidan atomlar desorbsiyasi	356
31.4. Fononoatom effektini kuzatish.....	357

XXXII bob. O'TA JARAYONLAR

32.1. O'ta jarayonlar va o'ta holatlar.....	363
32.2. Kogerentlikning klassik nazariyasi.....	364
32.3. Kogerentlikning kvant nazariyasi.....	368
32.4. Kogerent holatlar metodi.....	370
32.5. Dike modeli.	371
32.6. Ikki sathli sistemalar uchun kogerent effektlar. O'zinduksiyalangan shaffoflik	374
32.7. Elektromagnitning o'ta nurlanishi va tovush o'ta nurlanishi	375
32.8. Foton sadosi.....	377
32.9. Yadroviy spin sadosi.	379
32.10. Ko'p sathli sistemalarda kogerent effektlar.....	381

32.11. Kvadrupol sadosi.....	383
32.12. O'ta jarayonlarni fanda va amaliyotda qo'llash.....	385

.

**E.N.RASULOV,
U.SH.BEGIMQULOV**

KVANT FIZIKASI

(II QISM)

Toшкент – «Fan va texnologiya» – 2009

Muharrir:	G.Karimova
Texnik muharrir:	A.Moydinov
Musahhih:	G.Doñiyorova
Kompyuterda sahifalovchi:	N.Hasanova

Bosishga ruxsat etildi. 10.07.2009. Bichimi 60x84 ¹/₁₆.
«Timez Uz» garniturası. Ofset bosma usulida bosildi.
Shartli bosma tabog‘i 25,5. Nashriyot bosma tabog‘i 25,0.
Tiraji 1000. Buyurtma № 107.

«Fan va texnologiyalar Markazining bosmaxonasi»da chop etildi.
100003, Toshkent sh., Olmazor ko‘chasi, 171-uy.