

**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIIY VA O'RTA MAXSUS TA'LIM VAZIRLIGI**

**ALISHER NAVOIY nomidagi
SAMARQAND DAVLAT UNIVERSITETI**

FIZIKA FAKULTETI

FIZIKA YO'NALISHI

«OPTIKA VA SPEKTROSKOPIYA» KAFEDRASI

IBRAGIMOV HUSNIDDIN

***NIOBAT LITIY KRISTALININMG TEBRANISH
SPEKTRINI KOMBINATSION SOCHILISHIDA
O'RGANISH***

BITIRUV MALAKAVIY ISHI

Ilmiy rahbar: f.-m.f.d., prof. A.Jumabayev

«____» _____ 2014 yil

Bitiruv malakaviy ishi Optika va spektroskopiya kafedrasida bajarildi. Kafedraning 2014 yil ____ dagi majlisida muhokama qilindi va himoyaga tavsiya etildi (bayonnoma №____)

Kafedra mudiri:

prof. A.Jumabaev

Bitiruv malakaviy ishi YaDAKning 2014 yil «____» _____ dagi majlisida himoya qilindi va _____ ball bilan baholandi (bayonnoma № ____).

YaDAK raisi:

A'zolari:

SAMARQAND – 2014

MUNDARIJA

Kirish	3
I BOB. NAZARIY QISM	5
1.1 § Yorug'likning kombinatsion sochilishi	5
1.2 § Yorug'likning kombinatsion sochilishi spektrlari va ularning tebranish spektrida namoyon bo'lishi.....	13
1.3 § Kombinatsion sochilish spektrining intensivligi	21
1.4 § Kristallarda yorug'likning kombinatsion sochilishi	26
1.5 § Kristallar va ularning o`ziga xos xususiyatlari.....	29
II BOB. TAJRIBA QURILMALARI TAVSIFI	35
2.1 § Tadqiqot obyektni tanlash	35
2.2 § DFS-52 spektrometrining tuzilishi va ishlash prinsipi.....	38
III BOB. OLINGAN NATIJALAR VA ULARNING TAHLILI	42
3.1 § Niobat litiy kristalinimg tebranish spektrini kombinatsion sochilishida o'rganish.....	42
Xulosa	47
Foydalanilgan adabiyotlar	48

KIRISH

Ishning dolzarbligi: Bitruv malakaviy ishi mavzusining bunday tanlanishi kristallarda yorug'likning kombinatsion sochilishi spektroskopiyasi va molekulyar fizikaning fundamental masalalarini, shuningdek, qattiq jismlarning strukturasi hamda tuzilishi bilan bog'liq masalalarni yechishga qaratilgan. Kristallarni o'rganish va bunday tadqiqotlar katta amaliy ahamiyatga ega bo'lib, elektronika va mikroelektronika matariallarini ishlab chiqarishda, ularni sintez qilish yo'li bilan o'stirish samarali foyda beradi. Kristallarda kombinatsion sochilish spektroskopiyasi orqali tebranish spektri kristalli haqida muhim ma'lumotlarni olishimiz mumkin. Bu esa kristallar strukturasi va xossalari to'g'risidagi ma'lumotlarni o'rganish imkonini beradi. Shuning uchun kristallarni o'rganish masalasi hozirgi vaqtgacha dolzarbdir. Shu sababli kristallardan niobat litiy (NbLiO_3) tanlab olindi.

Tadqiqot ishining maqsadi : hozirgi kunda eng muhim dolzab muomolardan bir bu, nano (10^{-9}) o'lchamdagi materiallarni yaratish ustida butun dunyoda ilmiy izlanishlar olib borilmoqda. NbLiO_3 ning kombinatsion sochilish spektri orqali kristallarning strukturasi va ulardagi nuqsonlarni, akustik parametrlarini o'zgartrish orqali yangi kristallarni sintez qilishdan iborat.

Qo'yilgan maqsadga erishish uchun quyidagi vazifalar bajarildi: NbLiO_3 kristalida kombinatsion sochilishi spektridan foydalanib, tebranish spektri orqali qo'shimcha yangi ma'lumotlar olishdan iborat.

Tadqiqot obyekti: niobat litiy (NbLiO_3) kristali va niobat litiy hamda rux bilan qotishmasi (NbLiO_3+Zn) kristallari. Bitruv ishidagi tadqiqotlar NbLiO_3 kristalining Zn bilan aralashmasi misolida o'tkazildi. Kombinatsion sochilish spektrlari va kristall strukturasi hosil bo'lish mexanizmlarini tushuntirishda mavjud bo'lgan muammolarni yechish uchun xizmat qiladi.

Tadqiqot usuli: kombinatsion sochilish spektroskopiyasi

Tadqiqot ishining ilmiyligi: toza holdagi niobat litiy kristalida 9 ta fundamental fanon tebranishlarga mos kombinatsion sochilish spektrlari aniqlangan. Niobat litiyning rux bilan qotishmasidagi kombinatsion sochilish

spektrlarida 170 va 300 sm^{-1} chastotali chiziqlar kuzatilishi va bunday duplet chiziqlarning paydo bo'lishi kislorod oktaedr NbO_6 tebranishlarning hosil bo'lishi bilan aniqlangan.

Tadqiqot ishining amaliy ahamiyati: bitruv malakaviy ishi mavzusi bo'yicha tadqiqotlar amaliy va fundamental xarakterga ega, optika va qattiq jismlar fizikasining muammoli masalalarini yechishga qaratilgan, ya'ni – moddaning qattiq holatida modda molekulalari strukturasi kristall panjaralarda atomlarning tebranishi masalalarini yechish, moddaning mikroskopik xossalari aniqlashda modda strukturasi aniqlash, qattiq jismlarda nuqsonlar va strukturasi muammolarini o'rganish uchun, spektroskopiya usullarini rivojlantirish. Bu tadqiqotlar va boshqa mualliflarning shunga o'xshash tadqiqotlari moddaning qattiq holati ya'ni kristallar nazariyasini rivojlantirishga imkoniyat yaratadi, bu o'z navbatida kristallarni o'rganishda katta ahamiyatga ega bo'lib, nano texnologiyalarni rivojlantirish imkoniyatini beradi.

Ishning tuzilishi va hajmi: *Malakaviy bitiruv ishi – kirish, 3 ta bob, xulosa va foydalanilgan adabiyotlar ro'yxatidan iborat bo'lib, ish 50 sahifada bayon qilingan.*

I BOB. NAZARIY QISM

1.1 §. Yorug'likning kombinatsion sochilishi

Yorug'likning molekular sochilishi yoki releycha sochilish va uning spektral tarkibi haqida batafsil ma'lumot bergan edik. Reley chizig'ining nozik strukturasi yoki Mandelshtam-Brillyuen komponentlari hosil bo'lishini sochilgan yorug'likning yuqori chastotali tovush to'lqinlarida modulyatsiyalanishi bilan bog'liq ekanligini nazariy ravishda isbot qilinganligini ham yuqorida ko'rgan edik. Moskvalik olimlar Mandelshtam va Landsberg nazariy asoslangan bu hodisani tajribada tasdiqlashga o'rinib [1], boshqa bir buyuk kashfiyotni ham amalga oshirdilar. 1928 yilda kvars kristallida sochilgan yorug'lik spektrida tovush to'lqinlarida emas, balkim, undan juda katta chastotadagi optik to'lqinlarda modulyatsiyalangan yangi chiziqlarni kuzatdilar. Yorug'likning bu xil sochilishini kombinatsion sochilish deb atadilar. Tovush to'lqinlarida hosil bo'lgan nozik strukturani esa Sankt-Peterburg universitetida yetuk yosh olim E.F.Gross 1930-yilda kashf qildi. Yuqorida bu haqda batafsil so'z yuritdik.

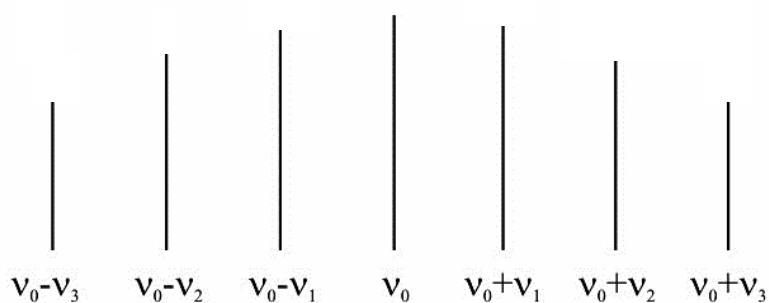
Fizikada ko'plab yirik kashfiyotlar bir necha olimlar tomonidan bir-biridan behabar holda bir vaqtning o'zida kashf etilgan. Bu safar ham shunday bo'ldi. Hind olimi Raman suyuq benzolda sochilgan yorug'lik spektrida Moskvalik olimlar kashf etgan hodisani kuzatdi. Hind olimining bu kashfiyot haqidagi ilmiy maqolasi 1928-yil bahorida Angliyada chiqadigan «Nature» (Tabiat) jurnalida, Moskvalik olimlarning maqolasi esa bir necha oydan keyin Germaniyada chiqadigan «Naturwissenschaften» (Tabiat haqidagi fanlar) jurnalida chop etildi. Biroz oldin chop etilgani bahona bu kashfiyot uchun Nobel mukofoti Ramanga berildi. Shu sababli bo'lsa kerak, jahon ilmiy jamoatchiligi bu hodisani Raman effekt deb ataydigan bo'ldilar [1-5]. Raman effekti degan xalqaro ilmiy jurnal ham chiqariladi.

Yana bir ta'kidlash lozim bo'lgan tomoni shundaki, Moskvalik olimlar kombinatsion sochilishni klassik elektromagnit to'lqin nazariyasi asosida

tushuntirgan bo'lsalar, Raman kvant nazariyasi asosida tushuntirdi. Keyingi tadqiqotlar har ikki nazariya ham asosli ekanligini tasdiqladi. Ikki nazariya ham o'zaro ekvivalentdir.

Shunday qilib, muhitga tushayotgan yorug'lik chastotasining ma'lum darajada o'zgarib sochilishiga kombinatsion sochilish deb ataladi. Sochilish spektridagi yangi chiziqlar chastotasi muhitga tushayotgan uyg'otuvchi yorug'lik chastotasi bilan sochuvchi molekulalarning tebranish va aylanish chastotalarining kombinasiyasidan iborat [1-5]. Shu sababli bu xilda yorug'lik sochilishini kombinatsion sochilish deb atala boshlangan.

Kombinatsion sochilish spektrini sodda ko'rinishda quyidagicha tasvirlash mumkin.



1-rasm. Kombinatsion sochilishning hosil bo'lishi

Bu chizma reley chizig'ining nozik strukturasi chizmasiga o'xshaydi. Farqi shundaki, kombinatsion sochilish chiziqlari chastotasi optik diapazonda yotadi. Nozik struktura chastotasi kichik, akustik diapazonda yotadi. Bu chizmamizda nozik struktura chiziqlari ko'rinmaydi, ular ν_0 - markaziy spektral chiziq bilan qo'shilib ketgan.

Chizmada ν_0 markaziy chiziq muhitga tushayotgan uyg'otuvchi yorug'lik chastotasiga mos keluvchi releycha sochilish spektri, chap tomonida joylashgan qo'shnilar $\nu_0 - \nu_1, \nu_0 - \nu_2$ va hokozo, ular ko'p bo'lishi mumkin, ularni $\nu_0 - \nu_i$ deb belgilash mumkin. Ularni stoks kombinatsion sochilish chiziqlari deb ataladi. Angliyalik fizik J.G.Stoks kombinatsion sochilish (1819-1903 yy.)

fotoluminessensiya to‘lqin uzunligi uyg‘otuvchi nur to‘lqin uzunligidan katta ekanligini aniqlagan. Shu sababli bo‘lsa kerak, kombinatsion sochilishda kichik chastotali, ya’ni katta to‘lqin uzunlikdagi, qizil sohadagi qo‘shnilarni stoks kombinatsion sochilish chiziqlari deb atashadi. Qarshi tomondagi, ya’ni binafsha sohadagi qo‘shnilarni, $\nu_0 + \nu_i$ chiziqlarni antistoks kombinatsion sochilish chiziqlari deb ataladi. U chiziqlarni stoks kombinatsion sochilish va antistoks kombinatsion sochilish yo‘ldoshlar ham deb yuritiladi. Bu yo‘ldoshlar markaziy chiziqqa nisbatan simmetrik joylashgan. Demak, uyg‘otuvchi nur chastotasidan ajratilayotgan yoki unga qo‘shib olinayotgan ν_i chastotalar o‘zaro teng demakdir. Ular molekulaning tebranish va aylanma tebranish chastotalariga teng bo‘ladi [5].

Kombinatsion sochilish kvant nazariyasi asosida to‘liq tushuntiriladi. Ammo klassik to‘lqin nazariya asosida ham bu hodisaning muhim tomonlari yaxshi yoritilishi mumkin.

Faraz qilaylik, muhitga monoxromatik yorug‘lik tushayotgan bo‘lsin. Uning elektr vektori

$$E=E_0\cos(\omega_0 t) \quad (1)$$

molekulaga ta’sir etib, unda

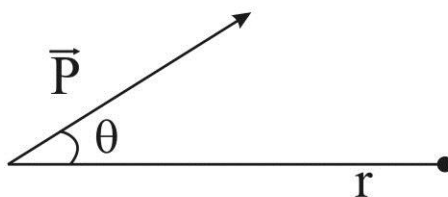
$$P=\alpha E=\alpha E_0\cos(\omega_0 t)=P_0\cos(\omega_0 t) \quad (2)$$

dipol momentini indukombinatsion sochilishiyalaydi. Bu yerda α -molekulaning qutblanuvchanligi, $P_0=\alpha E_0$ - dipol momentining amplitudasi, $\omega_0=2\pi\nu_0$ -siklik chastota [6]. Dipol tushuvchi yorug‘lik maydoni tebranishiga mos tebranadi, elektromagnit to‘lqin nazariyasiga asosan ikkilamchi elektromagnit to‘lqin tarqata boshlaydi. Bu ikkilamchi to‘lqinning elektr maydon kuchlanganligi

$$E^I=\frac{\omega_0^2}{c^2 r} P \sin \theta \quad (3)$$

Bu yerda E^I bir molekuladan sochilayotgan ikkilamchi to‘lqin maydon kuchlanganligi, c -yorug‘likning bo‘shliqdagi tezligi, r -sochilish nuqtasidan kuzatish nuqtasigacha bo‘lgan masofa, θ –dipolning yo‘nalishi bilan kuzatish

yoʻnalishi orasidagi burchak. (3) ni kvadratga koʻtarsak bir molekuladan sochilgan yorugʻlik intensivligini hosil qilamiz. Umumiy sochilish intensivligini topish uchun barcha molekulalardan sochilgan yorugʻlik intensivligini qoʻshib chiqiladi.



Biz eng sodda holda, yaʼni izotrop molekulali gazlardan sochilgan yorugʻlik intensivligini topishni sxematik tarzda koʻrib chiqdik. Modda kondensirlangan boʻlsa-chi? Molekulalar koʻp atomlardan tuzilgan, murakkab, anizotrop boʻlsa, oʻzaro taʼsir kuchli boʻlsa va hokazo? Albatta, bunday holda tegishli murakkabliklar hisobga olinishi kerak. Shunda umumiy sochilish intensivligini ham, qutbsizlanish darajasini ham intensivlikning burchak boʻyicha taqsimlanishini va boshqa xarakteristikalarini topish va hisoblash formulalarini chiqarish mumkin [7]. Batafsil tanishish uchun tegishli adabiyotlarga qarash kerak. Hozircha bizni qiziqtirgan masala kombinatsion yoʻldosh chiziqlarning hosil boʻlishini tushunib olishdan iborat.

Koʻp atomli murakkab boʻlmagan molekula olaylik. Unda α qutblanuvchanlik atom yadrolari orasidagi q masofaga bogʻliq boʻladi. Shu molekula tebranma harakatini tasvirllovchi tebranish koordinatasini q_i deb belgilab olsak, $\alpha = \alpha(q_i)$ koʻrinishda yozish mumkin, yaʼni qutblanuvchanlik atomlar orasidagi masofa funkombinatsion sochilishiyasidir. q_i –ning kichikligini hisobga olib, muvozanat holati atrofida bu funkombinatsion sochilishiyani qatorga yoysak

$$\alpha(q_i) = \alpha_0 + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q_i} \right)_0 q_i + \dots \quad (4)$$

Atomlarning oʻziga hos chastota bilan tebranishi tufayli ular orasidagi masofa ham garmonik ravishda tebranadi, demak, quyidagicha yozish mumkin.

$$q_i = q_{i0} \cos(\omega_i t + \delta_i) \quad (5)$$

(5) ni hisobga olsak, (4) ni yozamiz: q_i -ning kichikligi uchun ikki hadni olsak yetarli.

$$\alpha(q_i) = \alpha_0 + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q_i}\right)_0 q_{i0} \cos(\omega_i t + \delta_i) \quad (6)$$

(6) ni hisobga olib, (2) ni quyidagicha yoza olamiz.

$$P(t) = [\alpha_0 + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q_i}\right)_0 q_{i0} \cos(\omega_i t + \delta_i)] E_0 \cos \omega_0 t \quad (7)$$

Bu yerda qavsni ochib chiqsak va kosinuslar ko'paytmasini almashtirish tayyor formulasidan foydalansak quyidagini hosil qilamiz.

$$P(t) = \alpha_0 E_0 \cos \omega_0 t + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q_i}\right)_0 E_0 q_{i0} \cos[(\omega_0 - \omega_i)t + \delta_i] + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q_i}\right)_0 E_0 q_{i0} \cos[(\omega_0 + \omega_i)t + \delta_i] \quad (8)$$

(8) formulani (3) ga qo'yib sochilish intensivligi formulasini chiqarsak, yuqorida chizmada tasvirlangan kombinatsion sochilish spektrini ifodalovchi formulani hosil qilamiz. (8) ning birinchi hadi markaziy releycha sochilish spektrini beradi. Ikkinchi hadi stokombinatsion sochilish chiziqlarini, uchinchi had antistokombinatsion sochilish chiziqlarini ifodalaydi.

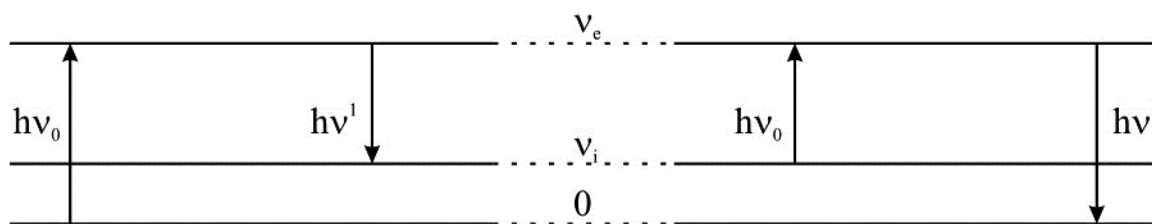
$\omega_0 = 2\pi\nu$ va $\omega_i = 2\pi\nu_i$ ni hisobga olsak, $\omega_0 - \omega_i$ va $\omega_0 + \omega_i$ stokombinatsion sochilish va antistokombinatsion sochilish chiziqlari chastotasi ekanligini tushunish qiyin emas. Bu yerda $i=1,2,3\dots$ qiymatlar olishini ham hisobga olish kerak, ya'ni yo'ldoshlar soni bir nechta bo'lishi mumkin. Bu formulalarda ω_i yoki ν_i molekulaning tebranish yoki aylanish chastotasi ekanligini tushunish qiyin emas [8].

Shunday qilib, uyg'otuvchi yorug'lik indukombinatsion sochilishiyalagan dipol momentining molekuladagi atomlar yadrolari tebranishi tufayli modulyatsiyalanishi sochilish spektrida $\nu_0 \pm \nu_i$ chastotali yo'ldoshlar paydo bo'lishiga sabab bo'ladi. Aynan, shu g'oya, ya'ni yorug'likning molekulalar hususiy chastotasi bilan modulyatsiyalanish g'oyasi L.M.Mandelshtam va

G.S.Landsbergga kombinatsion sochilishni axtarishga va oxir oqibatda kashf etishiga sabab bo'lgan [1].

Kombinatsion sochilishning elektromagnit to'lqin nazariyasini sodda molekula uchun yuzaki qarab chiqdik. Murakkab anizotrop molekulalar, kondensirlangan murakkab muhit, monoxromatik bo'lmagan yorug'lik va boshqa hollar uchun nazariyani chuqur o'rganilgan [9].

Kvant mexanikasi nuqtai nazaridan yorug'lik muhitdan chastotasi o'zgargan holda ham sochilishi mumkin, ya'ni kvant mexanikasi kombinatsion sochilish yuz berishi mumkinligini tasdiqlaydi. Sochilgan yorug'lik chastotasi o'zgarishini kvant tushunchasi asosida tushuntirish qiyin emas. Quyidagi chizmada stokombinatsion sochilish va antistokombinatsion sochilish yo'ldoshlar hosil bo'lishini tushunib olsa bo'ladi.



2-rasm. Stoks va antistoks kombinatsion sochilish yo'ldoshlar

Kombinatsion sochilish bir molekula va ikkita fotonning ishtirokida yuz beradigan jarayon hisoblanadi. Molekula 0 turg'un holatda bo'lganida unga $h\nu_0$ yorug'lik kvanti, ya'ni foton kelib tushsa molekula kvantni yutib ν_e uyg'ongan holatga o'tadi. Kelib tushgan kvant energiyasi molekula elektronini urib chiqarish darajasida katta emas, ya'ni, molekulani ionlashtira olmaydi, kvant yorug'likning ko'rinuvchi sohasiga to'g'ri keladi. Ma'lum bir vaqt o'tgach molekula $h\nu^1$ kvantni chiqarib, ν_i energetik holatga o'tadi. Bu ikki energetik holat ν_e va ν_i molekulaning tebranma yoki tebranma aylanish energetik holatlari bo'lib, asosiy holatdan farq qiladi. Shu jarayon tufayli sochilish spektrida stokombinatsion sochilish chizig'i hosil bo'lib, uning chastotasi $\nu^1 = \nu_0 - \nu_i$ bo'ladi. Bu yerda $h\nu_i$

molekulaning ν_i tebranish energetik sathidagi energiyasi. Molekula uygʻongan holatda, hali turgʻun holatga qaytmagan. Shu holatda turib oʻziga tushgan $h\nu_0$ foton energiyasini yutsa va yuqorigi ν_e holatga chiqib, keyin oʻzining 0 turgʻun holatga qaytsa $\nu' = \nu_0 + \nu_i$ chastotali fotonni chiqardi, bu sochilish spektrida antistokombinatsion sochilish chizigʻini hosil qiladi. Bu energetik oʻtishlar chizmaning ikkinchi qismida koʻrsatilgan [9].

Tajribalar koʻrsatadiki, avval boshda stokombinatsion sochilish chiziqlari yaqqol koʻrinadi. Antistokombinatsion sochilish chiziqlar boʻlmaydi, boʻlgani ham sust boʻladi. Chunki yorugʻlik muhitga tusha boshlaganda, muhit molekulalarining asosiy qismi eng pastki turgʻun holatda boʻladi. Vaqt oʻtgan sari va temperatura oshgan sari muhit molekulalarining ν_i uygʻongan holatga oʻtganlari soni ortaboradi va antistokombinatsion sochilish chiziqlar ham yaqqol koʻrina boshlaydi.

Albatta uchinchi jarayon ham boʻlishi mumkin, yaʼni molekula oʻzi yutgan fotonni oʻzgarishsiz sochadi. Bu sochilish kogerent sochilish deb ataladi, releycha sochilishning asosini tashkil etadi.

Ikkita kvant bilan oʻzaro taʼsirda boʻlayotgan molekulaning holati

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{H} \psi \quad (9)$$

koʻrinishdagi Shredengir tenglamasini qanoatlantiruvchi $\psi(t)$ funkombinatsion sochilishi bilan ifodalanadi. Maʼlumki, molekuladek murakkab sistema uchun bu tenglamani toʻliq yechish imkoni yoʻq. Albatta, maʼlum cheklashlar va farazlar yordamida masalani soddalashtirish mumkin. Molekula oʻrniga atom olib, uning ikki kvant bilan oʻzaro taʼsir operatori $\hat{H}$ – ning qiymatlarini aniqlab olsak, uning yordamida atomning vaqt birligi ichida energetik sathlar orasida oʻtish ehtimoliyotini quyidagicha yoza olamiz.

$$dW = \frac{2\pi}{\hbar} \left| M_{i0} \right|^2 \rho(\omega_i) d\Omega \quad (10)$$

Bu formulada $d\Omega$ -sochilgan foton tarqalayotgan fazoviy burchak, $\rho(\omega)$ - V hajmda fotonlarni sochayotgan atomlar soni. M_{i0} –kombinatsion sochilish matritsasi, aynan matritsaning formulasi $\hat{H}$ operator yoki uni gomeltoniyan deb ataladi, formulasidan kelib chiqadi.

Ehtimoliyot kattaligini sochilgan kvant energiyasiga ko‘paytirsak sochilish intensivligi formulasi chiqariladi. Intensivlik kattaligini, qutbsizlanish darajasini, intensivlikning sochilgan kvant chastotasining to‘rtinchi darajasiga

$$I_{k.s.} = a I_0 \omega'^4 \quad (11)$$

bog‘liqligini, sochilgan yorug‘likning qutbsizlanish darajasini va hokazo xarakteristikalarini o‘rganish katta ahamiyatga ega. Bu formulada I_0 -uyg‘otuvchi nur intensivligi, ω' - sochilgan kvant chastotasi ($\omega' = 2\pi\nu'$), a -boshqa parametrlarga bog‘liq koeffitsiyent. Bu yerda bizni yo‘ldoshlar paydo bo‘lishi bilan bog‘liq mulohazalar ko‘proq qiziqtiradi. Agar sochilish matritsasi formulasini diqqat bilan tahlil qilsak, bu masala ham oydinlashadi.

$$M = \frac{2\pi e^2}{mV} \frac{\hbar}{\sqrt{\omega_0 \omega'}} \left[\frac{1}{m} \sum \left(\frac{(\vec{e}_1 \hat{P})_{1i} (\vec{e}_0 \hat{P})_{i0}}{E_0 - E_i + \hbar \omega_0} + \frac{(\vec{e}_0 \hat{P})_{1i} (\vec{e}_1 \hat{P})_{i0}}{E_0 - E_i - \hbar \omega'} \right) + \delta_{01} (\vec{e}_0 \vec{e}_1) \right] \quad (12)$$

Bu yerda m -elektron massasi, e - zaryadi, $(\vec{e}_0)$ va $(\vec{e}_1)$ - tushuvchi va sochilgan fotonlarning vektorlari. ω_0 va ω' - tushuvchi va sochilgan fotonlar siklik chastotalari ($\omega_0 = 2\pi\nu_0$, $\omega' = 2\pi\nu'$), $\hat{P}$ -indukombinatsion sochilishiyalangan dipol momenti, i -atom fotonni sochgandan keyin o‘tishi mumkin bo‘lgan energetik sath tartibi ($i=0,1,2,3,\dots$), jamlash shu energetik sathlar bo‘yicha bajariladi. E_0 va E_i - atomning boshlang‘ich va fotonni sochgandan keyin o‘tish mumkin bo‘lgan sathlar energiyasi. Endi formulaga razm solsak ma’lum bo‘ladiki, uchinchi had ($\omega_0 = \omega'$) bo‘lsa mavjud bo‘ladigan had, ya’ni fotonni yutgan atom shu xildagi fotonni chiqarib boshlang‘ich holatiga o‘tadi, ya’ni kogerent nurlanish yoki releycha sochilish yuz beradi va spektrdagi markaziy chastotali chiziq hosil bo‘ladi. i energetik holat boshlang‘ich holatdan farq qilsa, sochilgan foton chastotasi markaziy chiziq chastotasidan ko‘ra chap va o‘ng tomonga siljigan

bo'ladi. Bu siljish i -chi va boshlang'ich sathlar energiyalarining farqiga teng bo'ladi. Bu aytilganlarga birinchi va ikkinchi hadlar muvofiq keladi.

Kombinatsion sochilishning klassik va kvant nazariyalarini juda sodda sistemalar uchun yuzaki qarab chiqdik [9]. Yorug'likning kombinatsion sochilishi molekulalar tuzilishi, o'zaro ta'siri va atrof-muhit bilan o'zaro ta'sirini o'rganishda qulay usul bo'lib hizmat qilmoqda. Kombinatsion sochilish va infraqizil yutilish usullaridan olingan natijalarni qiyoslab o'rganish yanada muhim ilmiy hulosalar chiqarishga yordam bermoqda. Bu usullardan unumli foydalanish uchun nazariy asoslari bilan tanishish zarur. Bu borada biz keltirgan nazariy material kitobxonga boshlang'ich bilimni beradi degan umiddamiz.

1.2 §. Yorug'likning kombinatsion sochilishi va uning tebranish spektrlarida namoyon bo'lishi

Tebranish spektrini o'rganishda to'liq spektroskopik ma'lumotni infraqizil yutilish hamda kombinatsion sochilish spektrlarini birgalikda qo'llagandagina olish mumkin. Bu ikki usul tebranish spektrini o'rganishda bir-birini to'ldiradi. Tanlash qoidasiga ko'ra, yuqori simmetriyaga ega bo'lgan molekulalarda infraqizil yutilish spektrida kuzatiladigan kombinatsion sochilish spektrida kuzatiladigan tebranishlar IQ yutilish spektrida kuzatilmaydi [1,3].

Bundan tashqari past chastotalardagi tebranishlarni yorug'likni kombinatsion sochilish usuli bilan o'rganish qulay. Umuman olganda kristallardagi tebranish spektrini o'rganishning juda ko'r usullari mavjud. Masalan, yorug'likning molekulyar sochilishi, ultraakustik usul, yadro magnit rezonans usuli va hokoza.

Yorug'likning molekulyar sochilishida tushuvchi nurning to'lqin uzunligiga sochilgan yorug'likning to'lqin uzunligi bilan mos tushadi. Lekin 1928 yilda rus olimlari L.I. Mandelshtam, T.S. Landsberg va hind olimi Ch.V. Raman ko'rsatdilar [1,3,5,9], yorug'lik sochilishining shunday turi mavjudki, sochilgan

yorug'lik spektrida tushuvchi monoxromatik to'lqinni xarakterlovchi spektral chiziqlardan tashqari har bir monoxromatik spektral chiziqlarning ikkala tomonida joylashadigan qo'shimcha spektral chiziqlar ham hosil bo'ladi. Faraz qilaylik suyuqlikka tushuvchi nurning chastotasi ν^0 bo'lsin (1-rasm).

$$\begin{aligned}\Delta \nu_1 &= \nu_0 - \nu' = \pm \nu_{1i} \\ \Delta \nu_2 &= \nu_0 - \nu'' = \pm \nu_{2i} \\ \Delta \nu_3 &= \nu_0 - \nu''' = \pm \nu_{3i}\end{aligned} \quad \} \quad (13)$$

Tajriba ko'rsatdiki, bu shartlar hamma vaqt ham bajarilmaydi. Kombinatsion sochilishda kuzatiladigan yo'ldosh infraqizil nurlanishda yoki infraqizil yutilish sohasida hamma vaqt hosil bo'lmaydi. Bunga sabab bu kombinatsion sochilish spektrini hosil bo'lishi uchun modda molekulasining qutblanuvchanligi α o'zgarishi kerak. Infraqizil yutilish spektrlar hosil bo'lishi uchun modda molekulasining dipol momenti o'zgarishi kerak. Shuning uchun ham infraqizil yutilish spektrida hosil bo'ladigan ba'zi chiziqlar kombinatsion sochilish spektrida kuzatilmaydi va akombinatsion sochilishincha [1,5,10].

Yorug'likning kombinatsion sochilish hodisasini soddalashtirilgan kvant nazariyasi asosida quyidagicha tushuntirish mumkin. Odatdagi sharoitda modda molekulasining akombinatsion sochilishariyati uyg'onmagan holatda bo'ladi. Ana shunday holatdagi molekulalarga

$$\varepsilon = h\nu \quad (14)$$

formula bilan aniqlanadigan kvant energiyaga ega bo'lgan tushganda, bu kvant o'z energiyasining bir qismini molekulaga beradi va natijada chastotasi kichik va to'lqin uzunligi katta bo'lgan kvantga aylanadi, ya'ni bu holda qizil yo'ldoshlar hosil bo'ladi. Ikkinchi holda kvant uyg'ongan molekula bilan uchrashadi, bu holda molekula o'z energiyasining bir qismini kvantga beradi. Natijada chastota va energiyasi katta bo'lgan va to'lqin uzunligi kichik bo'lgan kvant, ya'ni binafsha yo'ldoshlar hosil bo'ladi. Odatdagi sharoitda binafsha yo'ldoshlar intensivligi qizil yo'ldoshlar intensivligidan kichik bo'ladi. Bunga sabab shundan iboratki

moddaning uyg'onmagan atom va molekulalar soni uyg'ongan atom va molekulalar sonidan ko'p bo'ladi.

Temperaturaning oshishi bilan binafsha yo'ldoshlar intensivligi tez oshadi. Bunga sabab shundan iboratki, bu holda moddaning uyg'ongan atom va molekulalar soni temperatura oshishi bilan tez oshadi. Qizil yo'ldoshlar intensivligi temperaturaning oshishi bilan sezilarli o'zgarmaydi yoki biroz kamayadi.

Yorug'likning kombinatsion sochilish mumtoz nazariyasini rus olimlari G.S. Landsberg va L.I. Mandelshtam yaratdilar [1]. Bu nazariyaning mohiyat quyidagidan iborat. Yorug'likning elektr maydon kuchlanganligi (E) ta'siri ostida molekula ichidagi elektronlar tebranib molekula kattaligi $P=\alpha E$ ga teng bo'lgan dipol momentiga ega bo'ladi. Mumtoz nuqtai nazarga asosan molekulaning qutblanuvchanligi α uni atom yadrolarining oniy vaziyati bilan aniqlanadi. Yadrolarning o'zi tinch turmasdan balki tartibsiz harakatda bo'ladi. Shu sababli qutblanuvchanlik doimiy qolmasdan balki vaqt bo'yicha o'zgaradi. Buni chastotalari atom yadrolarining tebranishi bilan aniqlanadigan garmonik tebranishlarning ustma-ust tushishi ko'rinishida tasavvur etish mumkin. Bu chastotalar molekulaning xususiy infraqizil chastotasi bilan mos tushadi. Natijada indukombinatsion sochilishiyalangan dipol momentlarining (R) modulyasiyasi yuzaga keladi. Agar tashqi elektr maydoni E vaqt bo'yicha ν chastota bilan garmonik qonun bilan o'zgarsa u holda R dipol momentining tebranishlarida $\nu \pm \nu_{\text{inf}}$ kombinatsion chastotalar hosil bo'ladi. Xuddi shunday chastotalar bu dipol momentlarning nurlanishlarida ya'ni sochilgan yorug'liklarda ham hosil bo'ladi [3-4, 6-7].

Bu bayon kombinatsion sochilishilolgan mulohazani matematik usulda quyidagi ko'rinishda ifodalash mumkin. Agar molekuladagi yadrolar soni N ga teng bo'lsa, u holda bu molekulalarning erkinlik darajasi $3N$ ga teng bo'ladi. Bundan uchta ilgarilanma va yana uchta molekulaning aylanma harakatiga tegilshi bo'ladi. Qolgan $N^1=3N-6$ erkinlik darajalari molekula yadrolarining ichki harakatiga ya'ni tebranma harakatiga mos kladi. Yadrolarning ichki harakatini

tavsifi uchun N^1 koordinatalar ya'ni $q_1, q_2, q_3, q_4, \dots, q_N$ kerak bo'ladi. Yadro muvozanat holatida bo'lganda barcha koordinatalar nolga teng [10]. Muvozanat holatidan ozroq chetlashganda issiqlik harakati paytida har bir q koordinata erkin garmonik tebranishda bo'ladi. Bunday tebrinish uchun

$$q = a \cos(\Omega_u t + \delta) \dots \quad (15)$$

uning infraqizil astotasi Ω ga teng bo'ladi va xaotik ravishda o'zgaradigan δ fazaga ega bo'ladi. Tebranishni kichikligi tufayli qutblanuvchanlik tenzori α ni qatorga yoyib q ni birinchi darajali hadlari bilan kifoyalanish mumkin, soddalik uchun α ni skalyar deb qabul qilamiz:

$$\alpha = \alpha_0 + \sum \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q} \right) q \dots \quad (16)$$

Agar bu tenglikni e'tiborga olsak

$$\alpha = \alpha_0 + \sum \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q} \right) a \cdot \cos(\Omega_u t + \delta) = \alpha_0 + \frac{1}{2} \sum \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q} \right) a \cdot e^{i(\Omega_u t + \delta)} + \frac{1}{2} \sum \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q} \right) a \cdot e^{-i(\Omega_u t + \delta)} \quad (17)$$

$$E = E_0 \cdot e^{i\omega t} \dots \quad (18)$$

Natijada molekulaning dipol momenti quyidagicha aniqlanadi.

$$P = \alpha_0 E_0 e^{i\omega t} + \frac{E_0}{2} \sum \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q} \right) a \cdot e^{i[(\omega + \Omega_u)t + \delta]} + \frac{E_0}{2} \sum \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q} \right) a \cdot e^{i[(\omega - \Omega_u)t - \delta]} \dots \quad (19)$$

Bu tenglikdan ko'rinadiki sochilgan nurlanishda faqat tushuvchi nur chastotasi ω ga ega bo'lgan yorug'lik emas, balki $\omega \pm \Omega_u$ kombinasiyaga ega bo'lgan chastotali yorug'lik nurlari ham hosil bo'ladi. Alohida molekulalar tomonidan sochiladigan to'lqinlar o'zaro kogerentemas, chunki yadrolarning tebranishlarni issiqlik uyg'onishida va bir molekuladan ikkinisiga va bir tebranishdan ikkinchisiga o'tishidan fazalar δ o'zgarishi davriy bo'lmaydi. Qizil va binafsha yo'ldoshlarning intensivligklari o'rtasida kvant nazariyasiga asosan quyidagicha bog'lanish mavjud.

$$I_{\text{кизил}} = I_{\text{бинафша}} \exp \left(\frac{\eta \hbar |\Omega_{nm}|}{kT} \right) \quad (20)$$

$$\Omega_{nm} = \frac{E_n - E_m}{\eta} \quad (21)$$

bunda E_n va E_m molekula foton bilan to'qnashganda uni n ni sathdan m sathga o'tishdagi energiyalarini ifodalaydi $E_n > E_m$ bo'lsa binafsha yo'ldosh hosil bo'ladi. $E_n < E_m$, bo'lsa qizil yo'ldosh hosil bo'ladi. bunda N_n, E_n

$$\frac{I_{\text{кизил}}}{I_{\text{бинафша}}} = \frac{N_n}{N_m} \quad (22)$$

sathdagi molekular soni, N_m – esa E_m sathdagi molekular sonidir. Optikada spektr deb biror manbaning nurlanishini ifodalovchi monoxromatik tebranishlar chastotalarining yig'indisiga aytiladi. Spektr grafik usulda nurlanish intensivligining chastota bo'yicha taqsimlanishi ko'rinishida ifodalanadi. Spektr asosan uch xil bo'ladi.

- 1). Yalpi yoki tutash spektr
- 2). Chiziqli yoki diskret spektr
- 3). Yo'l-yo'l spektr

Yalpi spektrni qattiq jismlarni qizdirganda hosil qilish mumkin. Chiziqli spektrni gazlar yoki bug'lar hosil qiladi. Yo'l-yo'l spektr suyuqliklarda hosil bo'ladi [1,5].

Monoxromatik nurlanish elektronni garmonik tebranishi natijasida hosil bo'ladi. Elektronni xususiy tebranish chastotasi ω_0 va atomning dipol momenti R_0 ga teng bo'lganda bunday nurlanish intensivligi quyidagi formula yordamida aniqlanadi.

$$I = (\omega_0^4 / 3c^3) P_0^2 \quad (23)$$

ya'ni bu holda nurlanish chastotasi ω_0 elektronning xususiy tebranish astotasiga mos keladi. Tebranish so'nuvchi bo'lganda uning amplitudasi vaqtning o'tishi bilan quyidagi ekombinatsion sochilishponensial qonun bo'yicha kamayadi.

$$E(t) = E_0 e^{-\frac{\gamma}{2} t} \cos(\omega t + \varphi) \quad (24)$$

Bunda $\frac{2q^2\omega_0^2}{3mc^3}$ va $\omega^2 = \omega_0^2 - \frac{\gamma^2}{4}$ q - elektronning zaryadini ifodalaydi. m – uning massasi, ω_0 so'nmaydigan tebranishlar chastotasi. Umumiy holda tebranish tenglamasini quyidagicha ifodalash mumkin.

$$E = E_0(t) \cos[\omega t - \varphi(t)] \quad (25)$$

Agar $E_0(t)$ amplituda va $\varphi(t)$ faza ω chastotaga ega bo'lgan asosiy tebranishlarga nisbatan vaqt bo'yicha sekin o'zgarsa u holda bu tenglik bilan ifodalanadigan to'lqinlarga kvazimonoxromatik to'lqinlar deyiladi. Yorug'lik to'lqinining murakkab impulsi uni alohida tashkil etuvchilarga ajratuvchi asbob – spektrograf yoki spektrometrga tushsa, u holda bu asbob chekli kenglikka ega bo'lgan spektral chiziqni qayd etadi, chunki berilgan yorug'lik to'lqini katiy monoxromatik bo'lmasdan balki unga biror $I(\omega)$ spektral taqsimlanish mos keladi. Bunga sabab shundan iboratki yukoridagi formula bilan ifodalanuvchi to'lqin davriy jarayonni ifodalamaydi, chunki tebranish amplitudasi vaqtga bog'liqdir. Haqiqatandan ham xulosa qilish mumkinki, so'nuvchi tebranish yalpi spektrni beradi. Buni isbotlash uchun davriy bo'lmagan funkombinatsion sochilishiyani yoyilmasini Furiye integralida hisobga olamiz va bu holda integrallash barcha chastotalar bo'yicha amalga oshiriladi. Endi $E(t)$ ni Furiye integraliga yoyamiz

$$E(t) = \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (26)$$

monoxromatik tashkil etuvchi $E(\omega)$ quyidagicha aniqlanadi.

$$E(t) = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{i\omega t} dt \quad (27)$$

Agar $t < 0$ bo'lsa $E(t)=0$ bo'ladi va (38) tenglikka asosan

$$E(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{i\omega t} dt \quad (28)$$

Bu formulaga $E(t)=E_0 e^{-\gamma t/2}$ ni qiymatni qo'yib quyidagi ifodani hosil qilamiz

$$E(\omega) = \frac{E_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i(\omega_0 - \omega)t} e^{-\frac{\gamma}{2}|t|} dt = \frac{E_0}{2\pi} \frac{1}{i(\omega_0 - \omega) + \frac{\gamma}{2}} \quad (29)$$

Monoxromatik tashkil etuvchi $E(\omega)$ ni bilib har bir spektral chiziqlarning garmonik tashkil etuvchisi $I(\omega)$ intensivligining spektral taqsimotini aniqlash mumkin

$$I(\omega) = a |E(\omega)|^2 = a \frac{E_0^2}{4\pi^2} \frac{1}{(\omega_0 - \omega)^2 + \frac{\gamma^2}{4}} \quad (30)$$

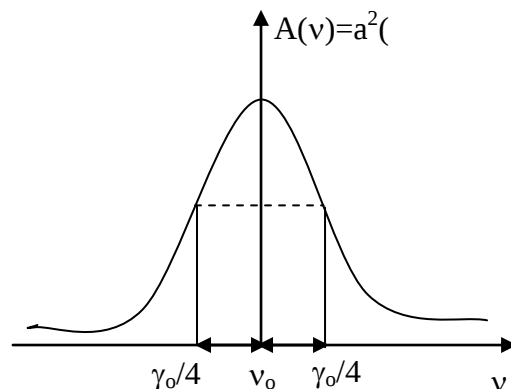
Bu tenglikdagi mutanosiblik koefitsiyenti a quyidagi shartga asosan aniqlanadi bunda I_0 nurlanishning to'liq intensivligi

$$a \int_{-\infty}^{\infty} I(\omega) d\omega = I_0 \quad (31)$$

$$I_0 = a \int_{-\infty}^{\infty} |E(\omega)|^2 d\omega = a \frac{E_0^2}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{(\omega_0 - \omega)^2 + \frac{\gamma^2}{4}} = a \frac{E_0^2}{4\pi^2} \frac{2\pi}{\gamma} = a \frac{E_0^2}{2\pi\gamma} \quad (32)$$

bundan $a = (2\pi\gamma/E_0^2) I_0$ (34)

$$I(\omega) = \frac{I_0}{2\pi} \frac{\gamma}{(\omega_0 - \omega)^2 + \frac{\gamma^2}{4}} \quad (35)$$



3-rasm.

3-rasmda ko'rsatilgan $I(\omega)$ ni ω ga bog'liqlik grafigiga spektral chiziqlarning konturi deyiladi [6,7]

$$\text{Agar } \omega=0 \text{ bo'lsa } I(0) = I_0 \frac{\gamma}{2\pi} \frac{1}{\omega_0^2 + \frac{\gamma^2}{4}} \quad (36)$$

va ω ni oshishi bilan spektral chiziqning mos garmonik tashkil etuvchisini intensivligini oshib $\omega=\omega_0$ bo'lganda makombinatsion sohilishmal qiymatiga ega bo'ladi, ya'ni

$$I_{\max} = \frac{2}{\pi\gamma} I_0 \quad (37)$$

va oxirida $\omega \rightarrow \infty$ $I \rightarrow 0$. Agar spektral chiziqning kengligi tebranishning so'nishi natijasida yuzaga kelsa, bunday kenglikka spektral siziqning tabiiy kengligi deyiladi va $I(\omega) = \frac{1}{2} I_{\max}$ mos keluvchi spektral chiziqni kengligiga uning yarim kengligi deyiladi. Keltirilgan va ifodalarga asosan

$$\frac{I_0}{\pi\gamma} = I_0 \frac{\gamma}{2\pi} \frac{1}{(\omega_0 - \omega)^2 + \frac{\gamma^2}{4}} \quad (38)$$

$$\text{Bundan} \quad \omega_{1,2} = \omega_0 \pm \frac{\gamma}{2} \quad (39)$$

Shunday qilib spektral chiziqning chastota shkalasidagi kengligi

$$\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1 = \gamma = \frac{2q^2\omega^2}{3mc^3} \quad (40)$$

Hisoblashlar ko'rsatadiki ko'zga ko'rinadigan yorug'lik nurining to'lqin uzunligi $\lambda=500$ nm bo'lganda chastota shkalasidagi spektral chiziqning tabiiy kengligi $\Delta\nu_{\text{mao}} \approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ ga teng bo'ladi. To'lqin uzunligi shkalasidagi spektral chiziqning tabiiy kengligi

$$\Delta\lambda_{\text{mao}} = (2\pi/\omega^2) \Delta\omega = 1,17 \cdot 10^{-4} \text{ A} \quad (41)$$

Atomlarning to'qnashishi natijasidagi kenglik $R=1\text{atm}$. $T=292$ K ga teng bo'lganda $\Delta\nu_{\text{mao}} = 5 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ bo'ladi. Bundan tashqari Dopler samarasi natijasida ham spektral chiziq kengayadi. Bunday kengayish kattaligi quyidagi formula yordamida aniqlanadi

$$\Delta\nu_o = \lambda(2\kappa T/m)^{1/2} \sin \theta \quad (42)$$

bunda θ sochilish burchagi. Gazlarda $\Delta\nu_0 = 6,6 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$. Demak spektral chiziqlarning Doplercha kengayishi uni tabiiy kengayishidan yuzlab marta katta bo'lar ekan.

Agar spektral chiziq konturida intensivlikni taqsimlanishi quyidagi formulaga bo'ysunsa bunday konturga Lorens konturi deyiladi.

$$I = I_0 \frac{(\gamma/2)^2}{(\gamma/2)^2 + x^2} \quad (43)$$

Bunda x – kontur markazidan boshlab hisoblanadigan masofa. Atomlar bir-biri bilan to'g'nashganda tebranishlar yutilish tufayli so'nadi. Tebranishni yutuvcha har bir atomni ulushi spektral chiziq konturining barcha qismlarida bir xil bo'lsa, bunday kengayishga bir jinsli kengayish deyiladi. Bunday kengayishga tabiiy va loorenscha kengayishni misol qilib ko'rsatish mumkin [6-7]. Bir jinsli kengayishda har bir atoma mos keladigan nurlanish chizig'ining shakli bilan o'zaro mos tushadi. Agar bu shart bajarilmasa kengayish bir jinsli bo'lmaydi.

1.3 §. Kombinatsion sochilish spektrining intensivligi

Kombinatsion sochilish spektri yordamida o'rganiladigan tebranma va aylanma sathlar orasidagi o'tishlar molekulaning qutblanishining o'zgarishi bilan bog'liq. Molekulaning qutblanganligi uning elektr maydoni ta'sirida qutblanish qobiliyatini aniqlaydi, ya'ni ma'lum bir yo'nalishdagi dipol momentini vujudga kelishini aniqlaydi [11]. Yorug'likning moddadan sochilishi hamda bunday indukombinatsion sochilishiyalangan moment tushayotgan yorug'lik ta'sirida, ya'ni elektromagnit to'lqin ta'sirida vujudga keladi. Tushayotgan elektromagnit to'lqin elektr maydoni

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \cos 2\pi\nu_0 t \quad (44)$$

Atom va simmetriya markaziga ega bo'lgan molekulalar uchun indukombinatsion sochilishiyalangan dipol momenti yo'nalishi maydon

qutblanganligining yo'nalishi bilan mos tushadi va unga proporsional bo'ladi [1, 4, 5]

$$\mu = \alpha \vec{\varepsilon} \quad (45)$$

$$\alpha = \frac{\mu}{\varepsilon} = \frac{er}{e/r^2} = r^3 = (10^{-8})^3 = 10^{-24} \text{ cM}^3$$

α -sistemaning qutblanuvchanligi maydon kuchlanganligining yo'nalishiga bog'liq emas. Agar α -doimiy bo'lsa $\alpha = \alpha_0$ (α_0 -vaqtga bog'liq emas) (43) va 44) ga asosan

$$\mu = \alpha_0 \varepsilon_0 \cos 2\pi \nu_0 t \quad (46)$$

Shunday qilib, indukombinatsion sochilishiyalangan dipol moment davriy ravishda o'zgarib turadi, uning o'zgarish chastotasi tushayotgan yorug'lik to'lqinining chastotasiga teng [11]. Shunday qilib, biz garmonik tebranuvchi dipolga ega bo'lamiz va uning barcha yo'nalishlar bo'yicha nurlanish energiyasi

$$W_{\nu_0} = \frac{2}{3c^3} \left| \frac{d^2 \mu}{dt^2} \right|^2 = \frac{32 \pi^4 \nu_0^4}{3c^3} |\alpha_0|^2 \varepsilon_0^2 \cos^2 2\pi \nu_0 t \quad (47)$$

bo'ladi. Biz o'zgarmas chastota va faza bilan sochilayotgan yorug'likni olamiz. Agar W_{ν_0} energiyani vaqt bo'yicha o'rta qiymatini olsak.

$$\overline{W}_{\nu_0} = \frac{32 \pi^4 \nu_0^4}{3c^3} |\alpha_0|^2 \varepsilon_0^2 \overline{\cos^2 2\pi \nu_0 t} = \frac{16 \pi^4 \nu_0^4}{3c^3} |\alpha_0|^2 \varepsilon_0^2 \overline{\cos^2 (\alpha + \beta)} = \frac{1}{2} \quad (48)$$

Bu ifoda alohida zarracha tomonidan sochilish intensivligini aniqlaydi va u tashayotgan yorug'lik to'lqini amplitudasining kvadratiga, chastotaning to'rtinchi darajasiga hamda qutblanuvchanlikning kvadratiga proporsional bo'ladi.

Elektromagnit to'lqin nurlanishi energiyasining zichligi. $\rho(\nu) = \frac{\varepsilon_0^2}{8\pi}$ ekanligidan

$$\overline{W}_{\nu_0} = \frac{128 \pi^5 \nu_0^4}{3c^3} |\alpha_0|^2 \rho(\nu_0) \quad (49)$$

Vaqt birligi ichida atom yoki molekula tomonidan sochilgan fotonlar soni

$$Z^{(P_{\infty})} = \frac{W \nu_0}{h \nu_0} = \frac{128 \pi^5 \nu_0^3}{3 h c^3} |\alpha_0|^2 \rho(\nu_0) \quad (50)$$

va nihoyat sochilish ehtimoliyati degan tushunchani kiritish mumkin.

$$C = \frac{1}{\rho(\nu_0)} \frac{W(\nu_0)}{h \nu_0} = \frac{128 \pi^5 \nu_0^3}{3 h c^3} |\alpha_0|^2 \quad (51)$$

Sochilish ehtimoliyati chastotaning kubiga va qutblanuvchanlikning kvadratiga proporsional. Endi qutblanuvchanlik doimiy bo'lmagan holni qaraylik. Harakatlanayotgan molekula uchun α -qutblanuvchanlik davriy ravishda o'zgarib turadi.

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_{\nu} \cos 2\pi \nu t \quad (52)$$

ya'ni α_0 -doimiy qismdan tashqari α -qutblanuvchanlik. ν -chastota bilan davriy ravishda o'zgarib turuvchi qismga ham ega bo'ldi. U holda (46) o'rniga

$$\mu = \alpha_0 \varepsilon_0 \cos 2\pi \nu_0 t + \alpha_{\nu} \varepsilon_0 \cos 2\pi \nu t \cdot \cos 2\pi \nu_0 t \quad (53)$$

ni olamiz.

Bu ifodaning ikkinchi qismi amplitudasi ν -chastota bilan o'zgarayotgan ν_0 -chastotani tebranishga mos keladi. $\nu \prec \nu_0$ amplituda modulyatsiyasi ν_0 -tushayotgan yorug'lik to'lqinining chastotasi, ν esa molekuladagi atomlari tebranish chastotasi [11]. Molekuladagi atomlarning tebranish chastotasi IQ oblastga to'g'ri keladi. Yorug'lik to'lqini esa ko'rinadigan oblastda, shuning uchun hamisha

$$\nu \prec \nu_0$$

$$\cos 2\pi \nu t \cos 2\pi \nu_0 t = \frac{1}{2} \cos 2\pi (\nu_0 - \nu) t + \frac{1}{2} \cos 2\pi (\nu_0 + \nu) t$$

ko'rinishda ifodalab,

$$\mu = \alpha_0 \varepsilon_0 \cos 2\pi \nu_0 t + \frac{1}{2} \alpha_{\nu} \varepsilon_0 \cos 2\pi (\nu_0 - \nu) t + \frac{1}{2} \alpha_{\nu} \varepsilon_0 \cos 2\pi (\nu_0 + \nu) t \quad (54)$$

ya'ni induksion kombinatsion sochilish dipol momenti ν_0 chastotali μ_{ν_0} haddan tashqari $\nu_0 - \nu$ va $\nu_0 + \nu$ chastota bilan o'zgaradigan $\mu_{\nu_0 - \nu}$ va $\mu_{\nu_0 + \nu}$ hadlarda ham ega bo'ladi. Bu hadlar $\nu' = \nu_0 - \nu < \nu_0$ (stoks kombinatsion sochilish chiziqlari), $\nu'' = \nu_0 + \nu > \nu_0$ (antistoks kombinatsion sochilish chiziqlari) chastotali kombinatsion sochilishni ifodalaydi. Kombinatsion sochilishning intensivligi (86) dagidek

$$\overline{W}_{\nu_0 - \nu} = \frac{4\pi^4 (\nu_0 - \nu)^4}{3c^2} |\alpha_\nu|^2 \mathcal{E}_0^2 \quad (55)$$

stokombinatsion sochilish chizig'i uchun

$$\overline{W}_{\nu_0 + \nu} = \frac{4\pi^4 (\nu_0 + \nu)^4}{3c^3} |\alpha_\nu|^2 \mathcal{E}_0^2 \quad (56)$$

Antistoks kombinatsion sochilish chizig'i uchun. Kombinatsion sochilishning kvant nazariyasiga asosan $\nu_0 - \nu$ stoks kombinatsion sochilish chizig'i E_k pastki energetik sathdan E_i yuqorigi energetik sathi o'tishlarga mos keladi. $\nu_0 + \nu$ esa E_i dan E_k ga o'tishga mos keladi.

$$h\nu = h\nu_{ik} = E_i - E_k \quad E_i > E_k$$

Bu degan so'z stoks kombinatsion sochilish sochilishda modelga tushayotgan foton energiyasining bir qismini sochuvchi moddaga beradi va kichik chastota bilan sochiladi.

$$E_k - E_i = h\nu_{coq} = h\nu_{myu} - h\nu$$

Agar (55) va (56) – ifodalarda qutblanuvchanlik α_ν ning o'rniga kombinatsiyalanuvchi sathlarni xarakterlovchi $2\alpha_{ki}$ va $2\alpha_{ik}$ larni qo'ysak (α_{ki}, α_{ik} – o'tish qutblanuvchanligi) u holda

$$\left. \begin{aligned} \overline{W}_{\nu_0 - \nu} &= \frac{16\pi^4 (\nu_0 - \nu)^4}{3c^3} |\alpha_{ki}|^2 \mathcal{E}_0^2 \\ \overline{W}_{\nu_0 + \nu} &= \frac{16\pi^4 (\nu_0 + \nu)^4}{3c^3} |\alpha_{ik}|^2 \mathcal{E}_0^2 \end{aligned} \right\} \quad (57)$$

μ_{ki} va μ_{ik} lar yutilish spektrining intensivligini belgilagani kabi α_{ki} va α_{ik} o'tish qutblanuvchanliklari kombinatsion sochilish chiziqlarining intensivliklarini belgilaydi.

$$\left. \begin{aligned} \overline{W}_{\nu_0 - \nu} &= \frac{16 \pi^4 (\nu_0 - \nu)^4}{3 c^3} \varepsilon_0^2 \frac{1}{g_k} \sum_{\delta \varepsilon} \left| \alpha_{i\delta, k\varepsilon} \right|^2 \\ \overline{W}_{\nu_0 + \nu} &= \frac{16 \pi^4 (\nu_0 + \nu)^4}{3 c^3} \varepsilon_0^2 \frac{1}{g_i} \sum_{\delta \varepsilon} \left| \alpha_{i\delta, k\varepsilon} \right|^2 \end{aligned} \right\} \quad (58)$$

Modda termodinamik muvozanatda bo'lganda ya'ni energetik sathlar bo'yicha zarrachalarning taqsimlanishi Makombinatsion sochilishvell Bolsman qoidasiga bo'linganda bu taqsimlanishlar nisbati

$$\frac{n_i}{n_k} = \frac{g_i}{g_k} e^{-\frac{E_i - E_k}{kT}} = \frac{g_i}{g_k} e^{-\frac{h\nu_{ik}}{kT}} \quad (59)$$

bo'lganda ko'rsatish mumkinki antistoks kombinatsion sochilish chizig'i intensivligining stoks kombinatsion sochilish chizig'i intensivligiga nisbati

$$\frac{I_{\text{антиск}}}{I_{\text{стокс}}} = \frac{U_{ik}^{(cou)}}{U_{ki}^{(cou)}} = \frac{(\nu_0 + \nu_{ik})^4}{(\nu_0 - \nu_{ik})^4} e^{-\frac{h\nu_{ik}}{kT}} \quad (60)$$

$\nu_{ik} \ll \nu_0$ bo'lganligi uchun $h\nu_{ik} \gg kT$ bo'lganda bu nisbat kichik bo'ladi. $h\nu_{ik} \ll kT$ bo'lganda esa bu nisbat 1 ga yaqin bo'ladi.

Yuqorida aytinganidek qutblanuvchanlik tenzor kattalikdir va bu tenzor 6 ta tashkil etuvchidan iborat. Kombinatsion sochilishda har bir $E_k \rightarrow E_i$ o'tishlarda ana shu 6 ta miqdorning yig'indisi bilan xarakterlanadi [11]

$$(\alpha_{xx})_{ki}, (\alpha_{yy})_{ki}, (\alpha_{zz})_{ki}, (\alpha_{xy})_{ki}, (\alpha_{yz})_{ki}, (\alpha_{zx})_{ki}$$

kombinatsion sochilishda o'tishlar bo'lishi uchun mana shu kattaliklardan birortasi noldan farqli bo'lishi shart.

Qutblanuvchanlik tenzori $\alpha_{\lambda\mu}$ ning qo'zg'almas sistemadagi tashkil etuvchisi molekulaning aylanma harakati paytida davriy o'zgarib turadi. Shuning uchun agar molekulaning aylanma harakati paytida qutblanuvchanlik tenzorining 6

ta qiymatidan birortasi noldan farqli bo'lsa, u holda kombinatsion sochilishda bu harakatga tegishli o'tishlar aktiv bo'ladi [11]

Shunday qilib biz infraqizil yutilish (IQ) spektrida molekulaning biror tur harakatiga tegishli o'tishlarni ko'rishimiz uchun molekulaning dipol momenti davriy o'zgarishi kerak kombinatsion sochilish kombinatsion sochilish spektrida kuzatishimiz uchun qutblanuvchanlik tenzori davriy ravishda o'zgarishi kerak.

Aytilganlardan shunday xulosaga kelamiz: IQ yutilish spektrida taqiqlangan o'tishlar **kombinatsion sochilish** spektrida kuzatiladi. **Kombinatsion sochilish** spektrida taqiqlangan o'tishlar IQ yutilish spektrida kuzatiladi. Bu hodisa alternativ taqiq deyiladi [11].

1.4 §. Kristallarda yorug'likning kombinatsion sochilishi

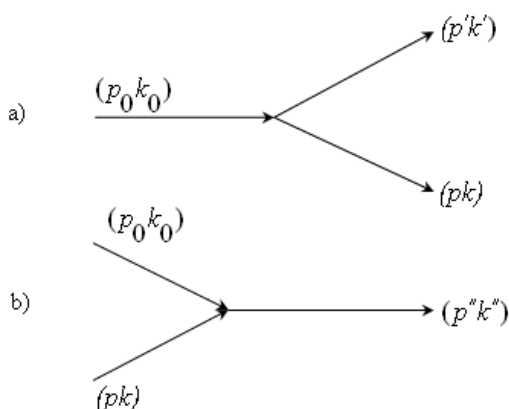
Elektromagnit nurlanishning moddalar bilan o'zaro ta'sirlashish jarayonlaridan yorug'likning kombinatsion sochilishni suyuqlik, gaz va qattiq jismlarda kombinatsion sochilish spektrlari kvant sistemalar (atom, molekula, kristal) bilan yorug'likning noelastik o'zaro ta'siri sifatida qaraladi [9,12].

Natijada yorug'lik boshqacha chastota bilan sochiladikvant sistema esa, energiyaning boshqa darajasiga o'tadi(tebranish). Kristallardagi kombinatsion sochilish spektrini o'rganish kristallardagi kvazi zarralarning o'zaro ta'sir jarayoni tasavur qilishga qulay kombinatsion sochilish spektridagi stokombinatsion sochilish qanoti $\hbar \Omega$ energiyali optik fanon bilan, $\hbar \omega'$ energiyali faton tasirlashishi natijasida $\hbar \omega_0$ energiyali yorug'lik kvanti sochilishi xisoblanadi. Antistokombinatsion sochilish sochilish $\hbar \omega_0$ energiyali yorug'lik kvanti va $\hbar \Omega$ energiyali optik fanon o'zaro ta'sirlashishi natijasida $\hbar \omega''$ energiyali yorug'lik kvanti hosil bo'lishidir [12]. Yuqorida ko'rsatilgan jarayonlar uchun kvazi impuls va energiyaning saqlanish qonuni quydagicha

$$\begin{cases} \hbar \omega_0 = \hbar \omega' + \hbar \Omega \\ \hbar k_0 = \hbar k' + \hbar k \end{cases} \quad (61)$$

$$\begin{cases} \hbar \omega_0 + \hbar \Omega = \hbar \omega'' \\ \hbar k_0 + \hbar k = \hbar k'' \end{cases} \quad (62)$$

Bu yerda k_0, k', k'' - kvazi zarra tushuvchi va sochilgan yorug'likning to'liq vektorlari, k – o'ptik fanonning to'liq vektori $\hbar \omega_0, \hbar \omega', \hbar \omega''$ -mos kvazi zarralar energiyasidir. Shunui takidlash keraki, sochilish jarayonlarida o'ptik fanon bilan birgalikda kristallardagi boshqa kvazi zarralar ham ishtrok etishi mumkin. Masalan polaretonlar, akustik fanonlar (Mandelstam Brulyen sochilishi), magnonlar, plazmonlar va boshqalar.



4-rasm. Kristalda Kombinatsion sochilishning sxemasi.

- a) kombinatsion sochilishning stokombinatsion sochilish qanoti;
- b) kombinatsion sochilishning antistokombinatsion sochilish qanoti.

Biz asossan o'ptik fanonlardan sochilishni qaraymiz kombinatsion sochilish spektri kristal panjara tebranishi bilan sodir bo'ladi. Bu xodisa yordamida kristallardagi, atom va molekulalarning xarakat dinamikasi to'g'risida muhim ma'lumot olish mumkin. kombinatsion sochilish spektrining avzal tamonlaridan biri kristallardagi tebranishni o'rganuvchi boshqa nuqtalar (infra qizil yutilish) sekin neytronlar metodi va boshqalar bilan solishtirilsa birinchi xoldagi tekombinatsion sochilishirish “quroli” ko'zga ko'rinuvchi yorug'lik xisoblanadi (4-rasm).

Kristallardagi kombinatsion sochilish spektrinmi kuzatishning qiyin tamoni effektiv kesim va mos ravishda kombinatsion sochilish intensivligi juda kichikdir [9].

Kombinatsion sochilish spektrida effektiv kesimning qiymati tartibi bitta elementar yachaykada $10^{-27} - 10^{-28} \text{ sm}^2$ ga teng. Bundan sochilgan nurlanish quvvati $10^{-11} - 10^{-12} \text{ Wt}$ ni tashkil etadi.

Kombinatsion sochilish spektrini o'rganishda uyg'otuvchi yorug'lik manbai sifatida uzoq vaqtlar simobning yoy razriyadi asosiy chizig'I ($\lambda = 2537 \text{ A}^0$, 4358 A^0 va $\lambda = 5461 \text{ A}^0$) chiziqlaridan foydalanilgan.

Kombinatsion sochilish spektrini o'rganish bo'yicha o'tkazilgan qiyin kombinatsion sochilishperimentlarni sinchiklab o'rganish natijasida simobning ko'rsatilgan chiziqlari uchun shoffof bo'lgan juda ko'plab namunalarni o'rganishga imkon beradi. Bu kombinatsion sochilishhirishlarda birinchi tartibli jarayonlarni asosiy ko'rinishi kombinatsion sochilish spektrida faqat bitta fanonning ishtroki orqali sodir bo'ladi. (61), (62) tenglamalardan sochilishda qatnashuvchi fanonning to'liq vektor fanonni faton vektor moduli bilan, bir xil tartibda bo'ladi. $|k| \ll \frac{\pi}{d}$ bu yerda d- elementar yacheyka chiziqli o'lchami. Birinchi tartibli kombinatsion sochilish spektrlarini o'rganish mexanizmi jihatidan uzun to'liqlik o'ptik fanonlarni o'rganish hisoblanadi $|k| \approx 0$.

Spektrdagi chiziqlar intensivligi taqsimoti ularning qutublanishi va boshqa bir qancha parametrlari qisman o'rganilgan [12]. Keyinchalik barcha Brulyon zonalari bo'yicha $k \neq 0$ bo'lganda fanonlar to'g'risida muxim ma'lumotlar beruvchi ikkinchi tartibli kombinatsion sochilish spektri ham aniqlanadi.

Ikkinchi tartibli kombinatsion sochilish spektridagi kombinatsion sochilishperimental murakkabliklar uning bor yo'g'i kam sondagi kristallar uchun kombinatsion sochilishhirilganligidan ham ko'rinib turibdi.

Monoxromatik qutublangan nurlanish manbalari – lazerlarning paydo bo'lishi imkoniyatlar yaratdi.

Dastlabki ishlarda kristallarni uyg'otish uchun lazerlar yordamida o'tkazilgan tajribalar kristal kukunlarini Rubin [10,11], ($\lambda = 6943 \text{ A}^0$) va geliy neyon [12], ($\lambda = 6328 \text{ A}^0$) laazerlardan foydalanilgan. Hozirgi vaqtda kombinatsion SOCHILISH spektrasko'piyasida lazerlarning qo'lanilishi bir qator yangi ekombinatsion sochilishperimental masalalarni yechish imkonini beradi. Lazer nurlanishining keng diapazondagi to'lqin uzunliklari.

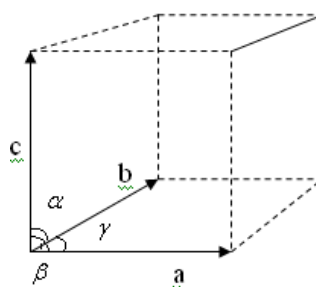
Smoblampalari chiziqlari uchun, shoffof bo'lmagan moddalarni o'rganish moddalar [9] va ikkinchi tartibli taqiqlangan zonali yarim otkazgich moddalar [12] o'rganilgan.

1.5 §. Kristallar va ularning o'ziga xos xususiyatlari

Qattiq jismlarni ko'p va xilma xil bo'lishiga qaramasdan odatda ularni ikki qismga bo'ladilar: Amorf va kristallik jismlar. Amorf – grekcha so'z bo'lib formasiz ma'noni bildiradi. Amorf jismlarda, kristallik jismlardan farqli ravishda uni tashkil qiluvchi zarrachalarninig joylashishidan qat'iy takrorlanuvchanlik xususiyati yo'q. Amorf jismlarda, xuddi suyuqlikdagi kabi yaqin tartib mavjud, ya'ni jismni tashkil qiluvchi zarrachalar bir-biroviga yaqin masofalarda ($5-10\text{A}^0$) bir-biriga nisbatan ma'lum qonuniyat bilan joylashadilar. Bu qonuniyat berilgan zarrachadan uzoqlashganda tez buzuladi [13-14]. Shuning uchun amorf jismlarda, turli yo'nalishlar bo'yicha zarrachalarning joylashishi taxminan bir xil bo'ladi. Shuning uchun amorf jismlar izotropik xususiyatga egadirlar, ya'ni barcha yo'nalishlar bo'yicha bir xil, mexanik, optik, issiqlik, elektrik va boshqa xususiyatlarga ega bo'ladilar. Amorf jismlarga shisha, smola, plastmassa, polimerlar va shunga o'xshagan moddalarni ko'rsatish mumkin: odatda amorf jismlarni yopishqoqligi juda katta bo'lgan o'tasovitilgan suyuqlik deb qaraydilar. Ichki tuzilishida yuqori tartib bo'lmaganligi uchun, bir xil temperatura va bosimda kristallik jismlarga nisbatan ko'proq solishtirma hajm, ko'proq ichki energiya va entropiyaga ega boladilar. Qattiq jismning fazoviy panjaralarida aton,

ion, molekulalar ma'lum qonuniyat bilan joylashgan bo'lsa, u holda bunday qattiq jismga kristallik jismlar deyiladi [13].

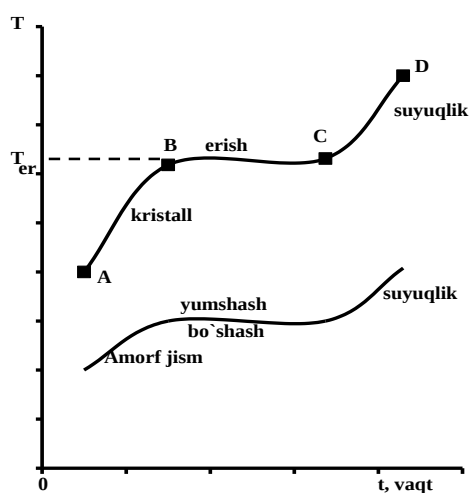
Kristallarning o'ziga xos xususiyatlari shundan iboratki uni tashkil qiluvchi zarrachalar (atom, molekula, ion), ma'lum qonuniyatlar bilan joylashadilar va butun kristall bo'yicha ana shunday joylashish takrorlanadi. Bu yerda uzoq tartib qoidasi bajariladi. Misol ixtiyoriy metall bo'lakchasi kichik kristallchalardan iboratkiularning har bittasida atomlarning joylashishi muntazam takrorlanuvchanlik xususiyatiga ega. Ana shu atomlarning markazlari takrorlanib turuvchi kristallik panjarani hosil qiladilar. Bu kristallik panjarani bir-biroviga parallel joylashgan bir xil parallelepipedlarga ajratish mumkin. Kristalning bu muhim xususiyatiga translyatsion simmetriya deyiladi. (Translyatsiya –fazoda ma'lum masofada parallel ko'chish). Buni birinchi marotaba fransuz olimi 1783-yili R.J.Anoi topgan. U ko'rsatdiki island shpat kristallini qator bir xil romboedrlarga ajratish mumkin. Berilgan kristallik panjaraning eng kichik tashkil etuvchisiga (odatda parallelepipedga kristallik panjaraning elementar yachaykasi(elementar tashkil etuvchisi deyiladi). Eng oddiy kristallik panjaraning , faqat bir xil atomlarning translatsiyasi asosida olish mumkin , Bravais panjaralari deyiladi. O. Bravais Fransiyani dengiz ofitseri – XIX asrda birinchi marotaba kristalldagi uch o'lchovli panjaralar nazariyasini yaratgan. Elementar yachayka a, b, c vektordan yasalgan parallelepiped bo'lib bu vektorlarning modullari ayniylik davrlariga teng. Bu parallelepiped a, b, c qirralaridan tashqari , yana o'sha qirralari orasidagi α, β va γ burchaklari bilan ham xarakterlanadi. a, b, c va α, β, γ -kattaliklar elementar yachaykani bir qiymatli aniqlaydi va uning parametrlari deb ataladi (5-rasm). Kristallarning muhim xususiyatlaridan biri shundan iboratki, ularning xususiyatlari: mexanik, optik, issiqlik, elektrik, magnit, va boshqalar har xil yo'nalish bo'yicha har xil qiymat oladilar ya'ni kristallar anizotropik xususiyatiga egadirlar. Amorf va kristallik jismlar orasidagi farq xususan qattiq holatdan suyuq holatga o'tganda nomoyon bo'ladi.



5-rasm.

Buni quyidagi 6-rasmdagi grafikdan ko`rish mumkin: kristal jismlar, amorf jismlardan farqi aniq erish temperaturasi ( $T_{er}$ ) B nuqtaga ega. Bu yerda qattiq jismni isitganda avval uning harorati oshadi AB interval. B nuqtadan keyin qattiq jismga issiqlik berganda uning harorati o`zgarmay qoladi (BC- interval), bu yerda berilayotgan issiqlik kristalning erishiga, kristallik panjaralarni buzishga sarf bo`ladi.

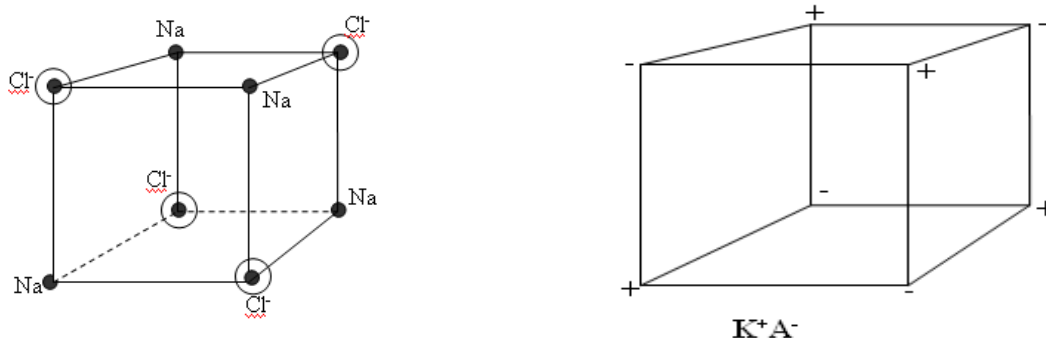
Barcha krstallik panjaralar issiqlik ta`sirida buzilib bo`lgandan so`ng, berilayotgan issiqlik, jismning suyuq holatga o`ilb kelishga sarf bo`ladi. Amorf jismlar suyuqlikka o`tganlarida aniq erish haroratiga ega emaslar. Issiqlik beraverganda haroratning oshish tezligi o`zgaradi, moddaning yopishqoqligi kamayadi va qattiq jism suyuqlikka o`ta boshlaydi.



6-rasm.

Kristall panjaraning tugunlariga joylashgan zarralarning tabiati va zarralar o'rtasidagi o'zaro ta'sir kuchlarining xarakteriga qarab kristall panjaralar to'rt turga bo'linadi va shunga mos ravishda to'rt xil; ionli, atomli, metal va molekulyar kristallar bo'ladi. Atomli kristalni kelgusi darsda ko'ramiz [13-14].

Ionli kristallar. Kristal panjaraning tugunlarida har xil ishorali ionlar joylashadi. Ular orasida o'zaro tasir kuchlari asosan elektrostatik kuchlar (Kulon kuchlari) bo'ladi. Turli ishorali zaryadlangan ionlar orasidagi tortishishning elektrostatik kuchlari tufayli yuz beradigan bog'lanish geteripolar (yoki ionli) bog'lanish deb ataladi. Ionli panjaraning tipik misoli osh tuzining (NaCl) 7-rasmda ko'rsatilgan panjarasi bo'la oladi.

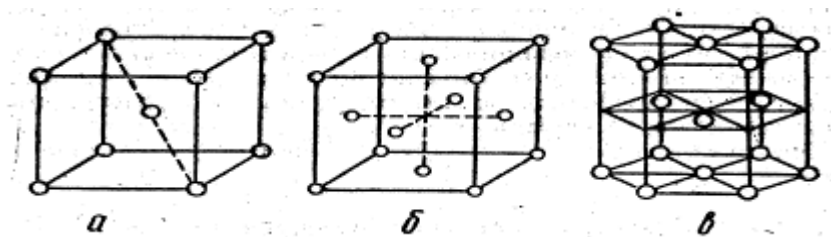


7-rasm.

Bu panjara kubik sistemaga tegishlidir. Natriyning musbat zaryadli ionlari oq to'garaklar bilan, xlorning manfiy zaryadli ionlari qora to'garaklar bilan tasvirlangan. Rasmdan ko'rinib turibdiki ma'lum bir ishorali ionning eng yaqin qo'shnisi unga teskari ishorali ion bo'ladi. Gaz holatida NaCl shunday molekulalardan iborat bo'ladiki, bularda natriy ionlari xlor ionlari bilan juft-juft bo'lib birikkan [13]. Na ioni Cl ionidan molekula hosil qiluvchi gruppada kristalda alohida-alohida bo'lmaydi. Ionli kristall molekulalardan emas, balki ionlardan iborat bo'ladi. butun kristalni juda katta bitta molekula deb qarash mumkin.

Metall kristallar. Bunday Kristal panjaraning hamma tugunlarida metallning musbat ionlari joylashadi. Ionlar hosil bo'lishida atomidan ajrab qolgan

elektronlar bu musbat ionlar o'rtasida gaz molekulalariga o'xshab betartib harakat qilib yuradi. Bu elektronlar musbat ionlarni birga ushlab turuvchi "sement" rolini o'ynaydi, akombinatsion sochilish holda panjara ionlar o'rtasidagi itarishish kuchlari ta'siri ostida parchalanib ketgan bo'lar edi. Shu bilan birga, ionlar ham elektronlarni Kristal panjara doirasida ushlab turadi va shuning uchun elektronlar panjaradan chiqib keta olmaydi. Ko'pchilik metalning panjarasi quyidagi uch turdan iborat bo'ladi: hajmda markazlashgan kubik panjara, yoqlarida markazlashgan kubik panjara, to'liq gekombinatsion sochilishogonal panjara. Bularning eng oxirgisi gekombinatsion sochilishogonal panjara bo'lib, $\frac{c}{a}$ nisbati $\frac{8}{3}$ ga teng [14]. Yoqlarida markazlashtirilgan kubik panjara va zich gekombinatsion sochilishogonal panjara bir xil sharlar eng zich joylashgan hollarda mos keladi (8-rasm).



8-rasm.

Tajribada isbotlangankim kristallarda faqat 2,3,4 va 6 tartibli simmetriya o'qlari bo'lishi mumkin ekan. Molekulalarda bundan tashqari C_∞ bo'lishi mumkin, ya'ni molekulani ixtiyoriy burchakka aylantirganimizda, u shunday holatni oladiki, uning bu holatini aylantirmasdan oldingi holatidan hech qanday aylantirmasdan oldingi holatidan farq qilib bo'lmaydi. Tabbiyki xuddi molekulalardagi kabi ixtiyoriy qattiq jism ham birinchi tartibli simmetriya o'qiga ega bo'ladi [13-14].

Kristallar va kristall agregatlarining fizik xossalarini, shuningdek, bu xossalarning tashqi ta'sirlar natijasida o'zgarishini o'rganadi. Bu xossalarga kristallar deformatsiyasi, mustahkamligi, issiqlik o'tkazuvchanligi, sirt energiyasi,

adsorbsiyasi, spektroskopiyasi, lyuminessensiyasi va magnit, shuningdek, o'ta o'tkazuvchanlik, ferromagnetizm, segnetoelektr, piroelektr, pyezooptik, pyezoelektr va b. xossalari kiradi. Kristallarning fizik xossalari har xil optik yo'nalishlarda birdek bo'lmaydi. Ularni simmetrik yo'nalishlarda ekvivalent xossalarga ega bo'lgan bir jinsli va anizotrop muhit deb qarash mumkin.

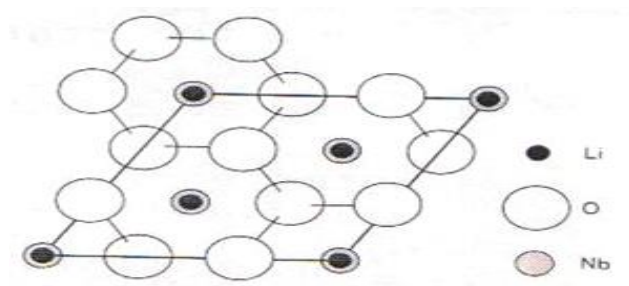
II BOB. TAJRIBA QURILMALARI TAVSIFI

2.1 §. Tadqiqot obyekтини tanlash

Kristallar, odatda, simmetrik, to'g'ri shaklli, tomonlari silliq, qirralari to'g'ri bo'ladi. Rentgenostruktura tahlili paydo bo'lgunga qadar kristallar burchaklarini o'lchash yordamida o'zaro taqqoslanib, ularning kimyoviy tarkibi aniqlangan. Kristallarni simmetrik jism sifatida o'rganish maqsadida ular 32 simmetriya sinfiga bo'lingan. Har bir sinf simmetriya elementlarining ma'lum bir majmui bilan harakterlanadi. 32 sinflardagi harakterli simmetriya elementlarining mavjudligiga qarab 7 sinfga guruhlanadi: triklin, monoklin, romb, tetragonal, geksagonal, trigonal va kub. Kristallar ayrim tomonlarining o'sish tezligidagi farqlar ularni kamdan-kam uchraydigan turli-tuman shakllar (plastinkasimon, ignasimon, tolasimon, butoqsimon, dendrit, qorsimon) ga olib kelishi mumkin. Bu xususiyatlardan germaniyni dendrit lentasini, turli yarim o'tkazgichlarning yupqa plyonka (parda) sini o'stirish texnikasida foydalaniladi. Agar eritmada bir yo'la bir necha kristallanish markazlari hosil bo'lsa, u holda o'sib borayotgan kristall bir-biri bilan uchrashib, noto'g'ri donachalar shaklini oladi [15-19].

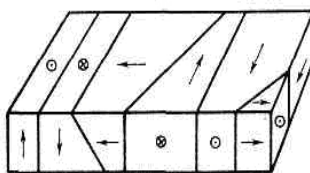
Kristallning tashqi ko'rinishi, u yoki bu sinfga mansubligi ularning kristall panjarasi bilan belgilanadi (9-rasm).

NbLiO_3 kristali va NbLiO_3 ning Zn bilan aralashmasida kombinatsion sochilish spektrining tebranish spektrini o'rganishda ushbu moddadan foydalandim[15].



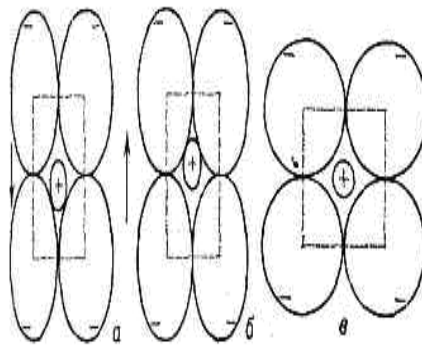
9- rasm. NbLiO_3 ning kristal panjarasi keltilgan.

Bu modda segnetoelektriklar hisoblanadi segnetoelektriklar muayan temperaturalar oralig'ida tashqi tasirlar ostida muhim darajada o'zgaradigan spontan (o'z-o'zidan) qutublanishli kristalsimon dielektriklardir [16]. Segnetoelektrik xossalari birinchi marta (1920 y.) segnet tuzi $\text{NaC}_4\text{H}_4 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ kristallarida kuzatilgan hozir bir necha yuz segnetoelektrik moddalar ma'lum. Segnetoelektrik xossalari paydo bo'lishi uchun kristall tuzilishida inersiya markazi bo'lmasligi va hech bo'lmaganda bitta noekvivalent yo'nalish bo'lishligi zarur. P'ezoelektrik xossalari mavjud bo'lgan kristallarning 20 ta nuqtaviy guruhlaridan 10 tasi ikkinchi shartni qanoatlantradi [17]. Demak segnetoelektrik modda p'ezoelektrik bo'lishi kerak, ammo har qanday p'ezoelektrik ham segnetoelektrik bo'la olmaydi. Segnetoelektriklarni ba'zan ferroelektriklar deyiladi. Buning sababi shuki, ferromagnitlardagi dominlar kabi segnetoelektriklarda ham dominlarning – katta spontan (o'z-o'zidan) qutublangan sohalarning (tashqi elektr maydon bo'lmaganda ham elektr dipollar tartiblangan katta elektr momentlari bo'lgan sohalarning) bo'lishidir (10-rasm). Bu moddalar xona temperaturasida ham qutublanadi. Birinchi marta segnet tuzida topilganligi uchun segnetokristallar deyiladi. Ularni aytadigan bo'lsk BaTiO_3 , BaZrO_3 , PbTiO_3 , PbZrO_3 [16,17,18,19] va hokozalar.



10- rasm. NbLiO_3 moddaning dipollarining yo'nalishlari

Segnetoelektriklar uchun maxsus Kyuriy nuqtalari deb ataladigan T_c temperalar mavjud [18]. Bu nuqtalardan yuqori temperaturada segnetoelektrik holat (dominlar) buziladi, chunki bu holda issiqlik tebranishlari amplitudasi elektr dipollar tartibli joylashishga yo'l bermaslik darajasida kattarib qoladi [19].



11- rasm. Dipolar

Shu tariqa 11- rasmdagidek musbat kationlar (Niobat va Litiy atomlari) va manfiy anionlar (kombinatsion sochilishlarod atomlari) ustma-ust tushmagan va ular dipol momentiga ega bo'lib qolgan, bu jarayon esa qutublanish deb ataladi [15-19].

Bu moddalarni tabiiy holatda tabiiyatda uchratib bo'lmaydi shu sababdan NbLiO_3 ni sintez qilish yo'li bilan olinadi.

ASOSIY XARAKTERISTIKALARI

Quyida niobat litiyning fizikaviy va kimyoviy xossalari keltirilgan [20-21].

Kimyoviy formulasi	-	NbLiO_3
Moliyar massasi g/mol	-	163,8473
Kristal simmetriyasi	-	Trigonal, $3m$
Panjara doimiysi, Å	-	$a=5,148$; $c=13,863$
Zichlik, g/sm ³	-	4,63
Erish temperaturasi, °C	-	1255
Kyuri nuqtasi temperaturasi, °C	-	1142
Aralashuvchanligi	-	Suv bilan aralashmaydi
Rangi	-	Rangsiz
Chiziqli kengayish termik		
koeffitsiyenti, $10^{-6}/^{\circ}\text{C}$	-	$\alpha_a= 15$; $\alpha_c = 5$
Issiqlik sig'imi, kal/g·°C	-	0,15
Issiqlik o'tkazuvchanlik, mW/sm·°C	-	46
Dielektrik doimiy 100 kHz uchun	-	$\epsilon_a = 85$; $\epsilon_c = 29$

Shaffoflik diapazoni, nm	-	350-5500
Sindirish ko'rsatkichi 633 nm uchun	-	$n_o = 2,29$; $n_e = 2,20$
Elektrooptik koeffitsiyentlar 633 nm uchun (yuqori chastota), pm/V	-	$r_{33} = 31$; $r_{13} = 9$; $r_{22} = 3,4$
Nochiziqli optik koeffitsiyentlar 1064 nm, pm/V	-	$d_{22} = 2,1$; $d_{31} = -4,5$; $d_{33} = -0,27$
Optik bir jinslilik	-	$\gg 10^{-5}$
Yutilish 1064 nm, %/sm	-	$< 0,1$

2.2 §. DFS-52 spektrometrining tuzilishi va ishlash prinsipi

DFS-52 spektrometri lazer manbai yordamida yoritilgan suyuq, kristal va polikristal moddalarda kombinatsion sochilish konturini olish va qayd qilish uchun muljallangan. Shuningdek bu spektrometr molekulyar - spektraskopiya oblastida fizika ximiyaviy tekombinatsion sochilishhirishlar, ya'ni suyuqliklar suv aralashmalari, kristallar, plyonkalar tarkibi tuzulishini o'rganishga muljallangan [22-23].

Ishlash prinsipi. Tekombinatsion sochilishhirilgan namunani monoxromatik yorug'lik bilan nurlantirganda sochilgan yorug'likning spektrida kombinatsion sochilish chiziqlari kuzatiladi. Bu chiziqlarning chastotasi namunaga tekombinatsion sochilishhirilayotgan nur chastotasi bilan molekulaning xususiy chastotasining kombinasiyasidan iborat bo'ladi. Kombinatsion sochilish chizigining intensivligi kichik bo'lib, ularni qayd qilish uchun yorug'likni kam sochuvchi monoxromatlardan foydalaniladi. Shuningdek shovqin kam yetarlicha stabil bo'lgan, qayd qilishning sezgir chastotalaridan foydalanish zarur. DFS-52 spektrometrining uyg'otuvchi manba sifatida seriyali lazerlar ishlatiladi. Yorug'likni tekombinatsion sochilishhirish uchun yorug'likni kam sochuvchi difrakombinatsion sochilishion panjarali qushaloq monoxromatorlardan foydalaniladi. Spekrni qayd qilish sovitilib turiladigan fotoelektron

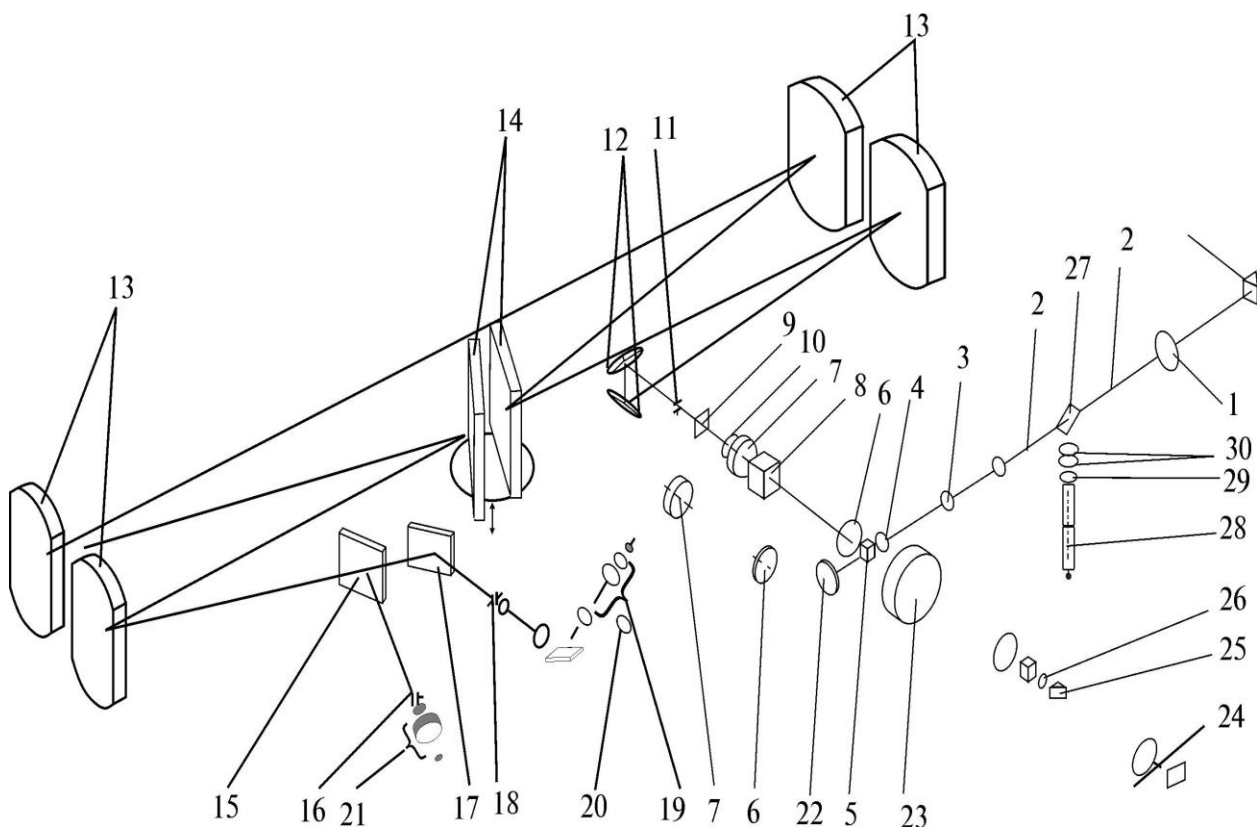
kupaytirgichlar yordamida amalga oshiriladi. Hisoblash qurilmasi spektrlarning ketma-ketligi va spektral diapozonning berilgan qismiga signallarning ketma-ket qayd qilinishi, olingan natijalarning matematik qayta ishlashni va natijalarni qayd qiluvchi asbobga chiqarishni ta'minlaydi [24].

DFS-52 spektrometrining tarkibi. Spektrometrning tarkibiga almashtiriladigan difrakombinatsion sochilishion panjarali qushaloq monoxromator, qabul qiluvchi blok, yoritish qurilmasi, chastotalar va hisoblash qurilmasiga ega bo'lgan elektron qayd qiluvchi qurilma ERU-53, termoelektron sovutgichning blok pitaniyasi, alfavit raqamli displey va yozuvchi qurulma, programmani tayyorlash sistemasi **IPG-003** ga kiruvchilar, laboratoriya o'zi yozuvchi asbobi **LKOMBINATSION SOCHILISH-003**, ulash kabellari va o'tkazgichlar komplekti, almashtirish va ehtiyot qismlari kiradi [24].

Optik sxemasi. Spektrometrning optik sxemasi yoritish sistemasi, qushaloq monoxromator va qabul qiluvchi qurulma elementlaridan iborat. Yoritish sistemasi lazer nurining tekombinatsion sochilishirilayotgan namuna tekisligiga fokuslanishini ta'minlaydi. Namunadan sochilgan nurlanishni yig'adi va uni qushaloq monoxromatorning kirish tirqishiga yo'naltiradi. Qo'shaloq ko'zguli monoxromator almashtiruvchi difrakombinatsion sochilishion panjaraga ega bo'lib u uyg'otuvchidan 20 sm masofada 8-25 sm/mm gacha teskari chiziqli dispersiyani ta'minlaydi. Qabul qilish blogining qayd qilish maydonida monoxromator qorachig'ining tasvirini beradi. Qabul qilish bloki taqqoslash kanalining oldiga o'rnatilgan yorug'lik o'tkazgich unga lazer nurlanishining bir qismini o'yg'otadi. DFS-52 spektrometrning optik sxemasi 12-rasmda keltirilgan [24].

Yorug'lik manbaidan lazerning parallel nurlar dastasi (1) tor yo'lli interferension yorug'lik filtridan, (2) krisovaya difrakmasidan, (3) qutublovchi plastinkadan, (4) almashtiruvchi obyektlaridan biri orqali namuna (5) tekislikka fokuslanadi. Namunadan sochilgan nurlanish sferik linza (6) lardan biri orqali proyekombinatsion sochilishiyalovchi sistemada to'planadi va parallel dasta bo'lib obyektiv (7) dan iborat proyekombinatsion sochilishiyalovchi sistema namunaning

tasvirini qushaloq monoxromatorning kirish tirqishi oldidan 2,3 yoki 3,5 marta kattalashtirib beradi.



12-rasm. DFS-52 spektrometrining optik sxemasi

Linza oldi bilan obyektiv (7) orasida parallel nurlar dastasiga prizma analizator (8) quyish mumkin. Polyarizatsion tekombinatsion sochilishirishlar o'tkazilganda monoxromatorning kirish tirqishi oldiga dipolyarizatsiyalovchi klyonka (9) qo'yiladi. Yorug'lik filtrlar (10) spektrning 800 nm dan yuqori oblastida ishlaydi. Kirish tirqishi (11) ning orqasiga ikkita yassi buruvchi ko'zgudan iborat yorug'lik dastasini buradi. Monoxromatorning obyektivi (13) sifatida parabolasion-ko'zgular ishlatiladi. Difrakombinatsion sochilishion panjaralar (14) ni almashtirish mumkin (to'lqin uzunligi 400-600 nm diapozonida 1mm da 1800 mm chiziq bo'lgan panjaralar ishlatiladi). Chiqish buruvchi ko'zgu (15) difrakombinatsion sochilishiyalangan yorug'lik chiqish tirqishiga (16) yo'naltiriladi. (15) ko'zgular yorug'lik dastasidan olgan buruvchi ko'zgu (17) yorug'likning chiqish tirqishining imitatoriga (18) yo'naltiriladi. Bu esa spektrning

III BOB. OLINGAN NATIJALAR VA ULARNING TAHLILI

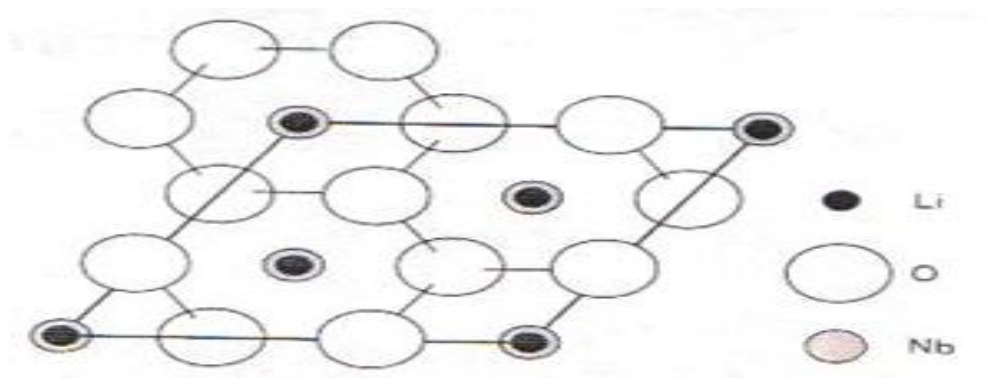
3.1 §. Niobat litiy kristalinimg tebranish spektrini kombinatsion sochilishida o'rganish

Zn (rux) bilan NbLiO_3 aralashmasi kristallari tebranish spektri o'rganish bizga kristal xaqida muhim xulosalar chiqarishga imkon beradi. Segnetokristallar zamonaviy nazariyasi kombinatsion sochilish spektrining tebranma spektri kristallarning ko'plab asosiy xossalari bilan bog'liq bo'lib, ularning tuzilishi va tarkibi xaqida malumot beradi. Tebranish spektrlarini o'rganish va ular asosida o'zgaruvchan tartibli kristal fazasining xossalari va strukturasini o'rganish hozirgi kunda ham katta ahamiyatga ega. Bunday tadqiqotlar muhim amaliy ahamiyatga ega bo'lib, kristal strukturasidagi nuqsonlar va ularning fizik xususiyatlarini aniqlashda kombinatsion sochilish spektri muhim o'rin tutgan.

Bitruv ishining asosiy maqsadi ortaedr guruhli nohiziqli segnetokristal bo'lgan toza niobit litiy xamda niobit litiy bilan, ruhning 4,5 mol % aralashmasini kombinatsion sochilish spektrini o'rganishdan iboratdir. Takidlash joyizkiu aralashmali kristallarni o'rganishda faqatgina kombinatsion sochilish spektrlari yetarli emas. Bu kombinatsion sochilish spektrida o'rganish mumkin, bo'lgan manokristal moddalar aylanma xarakati bilan bog'liq NbLiO_3 bir o'qli kristal xona temperaturasida bunday kristal elementar yacheykasi asosida biroz defarmatsiyalangan NbO_6 O oktaedr hosil qiladi, ular o'zaro umumiy o'q va qiralar xosil qilgan xolda birikadi. 9 va 14- rasmda NbLiO_3 elementar yacheykasini qutb o'qi (Z) bo'yicha prayekombinatsion sochilishiyasi keltrilgan bu rengen strukturali analizda xona temperaturasidagi kristal panjara [25-31].

$$C_{3v}^6 (\text{R3C})Z=2$$

fazoviy smetriyaga ega oktedrlar markazlarida joylashgan Nb ionlari Li ionlari bilan z o'qi bo'ylab joylashgan zanjir quydagi ko'rinishda bo'ladi.



14-rasm. *NbLiO₃ elementar yachrykasi polyar o'q (Z) bo'ylab prayekombinatsion sochilishiyasi*

(Z) o'qiga perpendikulyar qatlamda joylashgan kislarod atopmlari (Z) o'qida bir – biriga nisbatan panjara davri $\frac{1}{6}$ qismicha uzoqlikda joylashgan bo'ladi. Niobit litiy xona temperaturasida segnetoelektrik xisoblanadi. Yacheyka 30 ta fanon dispersion chiziqlari mavjudligi orqali tushunriladi.

Brileyuen zo'nasi markazi tebranishi quydagi ko'rinishga ega:

$$T_{\text{teb}} = 5A_1 + 5A_2 + 10E$$

Bunda A_1 va E tebranishlardan bittadan akustik moddaga mos keladi. Ularni Bruleyuen zo'nasi markazidan chastatsi no'lga teng. A_2 tipdagi tebranishlar infra qizil yutilish va kombinatsion sochilish spekttlarida namoyon bo'lmaydi. A_1 tipdagi 4 ta tebranish infra qizil yutilish spektridan z qutublanishda hamda tenzorning barcha diogonal komponentalari kombinatsion sochilish spektrida namoyon bo'ladi. E tipida 9 ta tebranish infraqizil yutilish spektrlari (x) va (y) qutublanishlarida va tenzorning (xx , xy , xz , yz) komponentalari kombinatsion sochilish spektrida namoyon bo'ladi (1-jadval). Oxirgilar ikki martta aynigan, qutublangan moddalar L_0 - T_0 dupletlar $E(L_0, T_0)$ bo'ylama (L_0) va ko'ndalang (T_0) tebranishga mos keladi [32].

**Niobat litiyning 9 ta fanon tebranish chastotasiga mos keluvchi
sochilish geometriyasi**

Uyg'otuvchi yorug'lik to'lqin uzunligi $\lambda = 6328 \text{ nm}$	
Sochilish geometriyasi y(zy)x	
Toza NbLiO ₃ , ν, sm^{-1}	NbLiO ₃ + Zn, ν, sm^{-1}
(86)* A ₁	(86) A ₁
153	157
198	170
237	212
249	247
327	300
354	327
373	386
432	462
586	590
621	650
(634) A ₁	

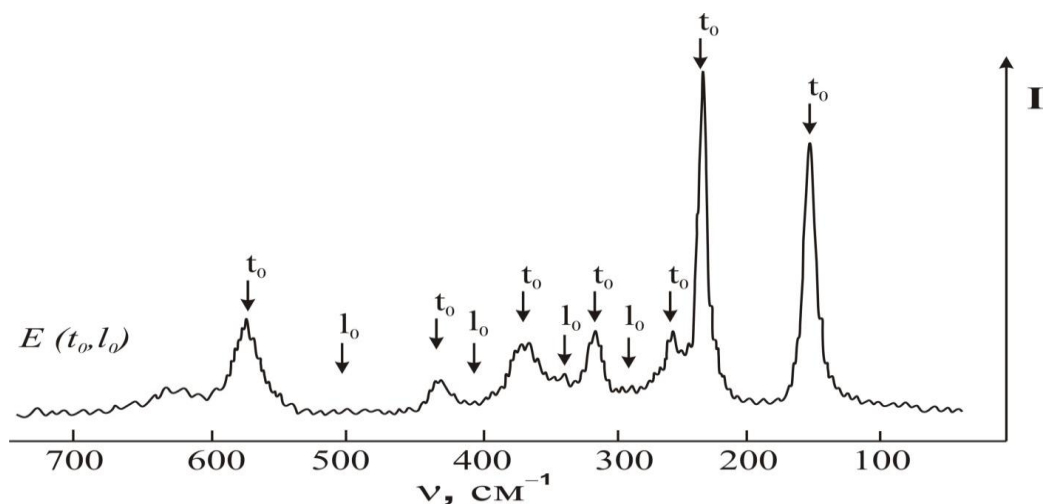
2- jadvalda niobat litiy uyg'ongan holatga mos tushgan tebranishlari tiplari uchun mumkin bo'lgan sochilish geometriyasi keltrilgan [32].

**Niobat litiyning uyg'ongan holatiga mos tushgan tebranishlari
tiplari uchun mumkin bo'lgan sochilish geometriyasi**

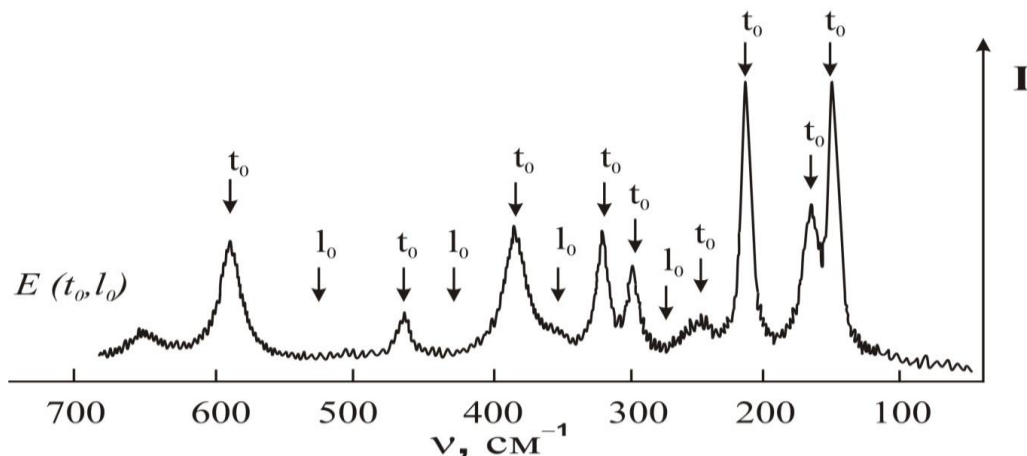
Sochilish geomrtiyasi	X(zz)y	X(yy)z	Z(yx)y Z(xz)x	Y(zy)x Y(xy)x	X(zx)z X(yx)z
Tebranish tipi	A ₁ (T ₀)	A ₁ (ql, qt) E(T ₀)	E(T ₀)	E(L ₀ , T ₀)	E(qL, qT)

Niobit litiyning toza xolda va rux bilan rux bilan 4,5 mol % aralashmasini kombinatsion sochilish spektrida tadqiq qilish aftamatlashgan DFS-52 spektrometrida o'tkaziladi [24].

15 a va 15 b - rasmlarda niobit litiyning toza va 4,5 mol % rux bilan aralashmasi uchun spektri keltilgan. Bu holda toza ko'ndalang (T_0) va bo'ylama (L_0) tebranishi va E tipidagi o'ptik fanon aralashmasidagi uyg'onuvchi y(zy)x geometrik sochilishi keltilgan. Belgilab o'tish joizki sochilish geometriyasining birinchi indekombinatsion sochilishi lazer nurlanishining tarqalish yo'nalishini ko'rsatadi. Qavs ichidagi indekombinatsion sochilishlar uyg'ongan va sochilgan yorug'likning qutublanishini ko'rsatadi, oxirgi indekombinatsion sochilish sochilgan yorug'likning tarqalish yo'nalishini ko'rsatadi.



15a-rasm. Toza xolatdagi $NbLiO_3$ ning tebranish spektri



15b-rasm. $NbLiO_3$ kristalining toza xolatdagi tebranish spektri

NbLiO_3 ning bunday sochilish geometriyasi uchun kombinatsion sochilish tenzori tanlash qoidasiga asosan 9 ta (2 marta aynigan) fundamentaltebranishlar ruxsat etilgan. 15 a va 15 b rasmdan ko'rinib turibdiki, faqatgina 7 ta ko'ndalang (T_0) va 4 ta bo'ylama (L_0) tebranish mavjud toza NbLiO_3 uchun olingan kombinatsion sochilish spektri adabiyotdagi malumotlar bilan, mos tushadi. niobit litiyning 4,5 mol % rux bilan aralashmasi spektri (15 b - rasm). Choqqilar intensivligi o'zgaradi va palasa yuqori chastota tomonga siljiydi. Bunda 170 cm^{-1} va 300 cm^{-1} chastotada duplet struktura namoyon bo'ladi. $E(T_0)$ tipdagi ko'ndalang o'ptik fanonlar uyg'onishi natijasida xosil bo'ladi. Bunday tebranishlar kislorodli oktaedr NbO_6 ning soxasidagi rux kationlari yarim panjarasidagi tebranishlari bilan bog'liq [32].

Toza holatdagi NbLiO_3 segnetoelektrik kristall va uning 4,5 mol % rux bilan aralashmasidagi tebranish chastotalari 15a va 15b - rasmlarda keltrilgan.

XULOSA

Bitiruv malakaviy ishining maqsadi kelib chiqqan holda, niobat litiy kristalli va uning rux bilan 4,5 mol% uchun o'tkazilgan tajriba natijalari asosida olingan spektrlarni tahlil qilib quyidagi umumiy xulosalarni chiqardik.

1. Kristallar tuzilishini o'rganishning spektroskopik usuli o'zlashtirildi va tegishli adabiyotlar bilan tanishildi.
2. Avtomatik ravishda ishlovchi difraksion panjarali DFS-52 spektrida tajribalar o'rganildi.
3. Xona temperaturasida toza niobat litiy kristali va uning rux bilan aralashmasida kombinatsion sochilish spektri $30 \div 800 \text{ sm}^{-1}$ chastota sohalarida o'rganildi.
4. Tajriba natijalari shuni ko'rsatadiki, toza holdagi niobat litiy kristalida 9 ta fundamental fanon tebranishlarga mos kombinatsion sochilish spektrlari kuzatilar ekan.
5. Niobat litiyning ruxdagi aralashmasi kombinatsion sochilish spektrlarida 170 sm^{-1} va 300 sm^{-1} chastotali chiziqlar kuzatilar ekan, bunday duplet chiziqlarning paydo bo'lishi kislorod oktaedr NbO_6 tebranishlarning hosil bo'lishi bilan aniqlangan.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Ландсберг Г.С. Оптика. Тошкент "Ўқитувчи" - 1981 йил.
2. Бахшиев М.Г. Спектроскопия межмолекулярных взаимодействий. – Ленинград: Наука. 1972, с.4-22.
3. Брандмюллер И. Мозер Г. Введение в комбинационная спектроскопия. Мир - 1972 г.
4. Фабелинский И.Л. Комбинационному рассеянию. УФН. 1998. №12 168. С.1341-1360.
5. Ferraro J.R., Nakamota K. Introductory Raman spectroscopy.//Academic. Press. Inc. 1994, p.363
6. Горелик В.С. Современные проблемы спектроскопии комбинационного рассеяния света. // Соросовский Образовательный Журнал. 1997. № 8. С. 78-86.
7. Свердлов Л.М., Ковнер М.А., Крайнев Е.П. Колебательные спектры многоатомных молекул. М.: 1970. 515 с.
8. Сущинский М.М. Вынужденное комбинационное света. М.: Наука, 1985. с.173.
9. Сущинский М.М. Спектры комбинационное рассеяния молекул и кристаллов. М.: Наука, 1983. с. 223.
10. Кальрауш К. Спектры комбинационного рассеяния. М.Изд-во ИЛ. 1952. С.217.
11. Муродов Г. Атом ва молекуляр спектроскопия. Самарканд, 2004. СамДУ.-123 б.
12. Горелик В. С., Сущинский М. М. Успехи физических наук. 1969 г. Т. 2, С. 225-237.

13. Белов И.В. Структурная кристаллография. М. Изд. АН. 1960.
14. Горелик В.С., М.М.Сушинский. Комбинационное рассеяния света в кристаллах. УФН. 1969. Т.98. Вып.2. с. 237-294.
15. Барфут Д., Тейлор Д., Полярные диэлектрики и их применения, пер. с англ., М., 1981 ;
16. Струков Б. А., Леванюк А. П., Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах, М., 1983;
17. Физика сегнетоэлектрических явлений, под ред. Г. А. Смоленского, Л., 1985;
18. Рез И. С., Поплавко Ю. М., Диэлектрики. Основные свойства и применения в электронике, М., 1989;
19. Келли А., Гровс Г. Кристаллография и дефекты в кристаллах. Изд. «Мир», Москва, 1974. Стр. 116-147.
20. Рабинович В.А., Хавин З.Я. Краткий химический справочник. Ленинград, Химия. 1991. С.432.
21. Гороховский И.Т. и др. Краткий справочник по химии. Киев - 1987.
22. Бабушкин А.А., Бажулин П.А., Королев Ф.А., Левшин Л.В., Прокофьев В.К., Стриганов А.Р. Методы спектрального анализа. М., 1962, - 508 С.
23. Раутиан С.Т. Реальные спектральные приборы // Усп. физ. наук. 1958. Т. 66. Вып. 3. С. 475-517.
24. Техническое описание спектрометра ДФС — 52
25. Шаспольская М.П. Кристаллография. Москва «Высшая школа», 1984. С. 10-89.
26. <http://www.ngpedia.ru/id640512p1.html>.
27. <http://www.xumuk.ru/encyklopedia/2202.html>.
28. http://dic.academic.ru/dic.nsf/enc_physics/2831/.
29. <http://www.slideshare.net/erlond/ss-21335142>.
30. http://www.alhimik.ru/stroenie/gl_14.html.
31. <http://www.allphysics.ru/phys/spektry-kristallov>.

32. Тухватуллин Ф.Х., Ташкенбаев У.Н., Жумабаев А., Салахитдинов Ф., Хушвактов Х., Абсанов А., Худойбердиев Б. // Колебательные спектры в кристаллах LiNbO_3 с примесью Zn. Узбекский физический журнал. 2014 г. № 2, (в печати)