



Fizika fakulteti
Fizika yo'nalishi

“Nazariy fizika” kafedrası
Izotrop fazali suyuq kristallarni lazer nurining akustik
fanonlarda difraksiya metodi yordamida tekshirish

Bitiruv malakaviy ishi

Bajaruvchi: Boltayev Eldor
Ilmiy rahbar: ass. Ismailov F.R

Samarqand – 2016



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

SAMARQAND DAVLAT UNIVERSITETI

FIZIKA FAKULTETI

FIZIKA YO'NALISHI

NAZARIY FIZIKA KAFEDRASI

**Izotrop fazali suyuq kristallarni lazer nurining akustik fanonlarda
difraksiya metodi yordamida tekshirish**

Bitiruv malakaviy ishi

Bajaruvchi: Boltayev Eldor

Ilmiy rahbar: ass. Ismailov F.R

Malakaviy bitiruv ishi nazariy fizika kafedrasida bajarildi. Kafedraning 2016 yil
“__”____dagi majlisida muhokama qilindi va himoyaga tavsiya etildi
(bayonnoma № ____).

Kafedra mudiri v/b:

Saydullayev U.J

Malakaviy bitiruv ishi YaDAKning 2016 yil “__”____dagi majlisida
himoya qilindi va _____ baholandi (bayonnoma № ____).

YaDAK raisi:

A`zolari:

Samarqand – 2016



MUNDARIJA

Kirish	-	3
I-BOB. LAZER NURINING ULTRATOVUSHDA DIFRAKSIYASI VA UNING QO'LLANILISHIDA SUYUQ KRILTALLARDA ULTRAAKSTIK PARAMETRLARNI O'RGANISH.	-	6
1.1 Suyuq kristallar va ularning turlari	-	6
1.2 Suyuq kristallarning izotrop faza uchun Landau – de Jen nazariyasi	-	9
1.3 Suyuqliklardagi ultraakustik fanonlarda lazer nurining difraksiyasi	-	13
1.4 Difraksiyalangan nurlanish intensivligini o'lchash va ultratvush yutilish koeffitsiyentini hisoblash	-	26
II BOB. YoRUG'LIKNING AKUSTIK FANONLARDA DIFRAKSIYASINI QAYD ETUVCHI EKSPERIMENTAL QURILMA	-	28
2.1 Tajriba qurilmasining ishlash jarayoni	-	28
2.2 Difraksiyalangan nurlanishning burchak harakteristikasini goniometr yordamida o'rganish.	-	30
2.3 Ultratovush yutilish koeffitsiyentini o'lchash	-	34
2.4 Kyuveta konstruksiyasi	-	36
2.5 Tekshiriluvchi namunani termostatlash	-	37
2.6 Namunalarni tadqiq etishga tayyorlash	-	38
III BOB LAZER NURINING AKUSTIK FANONLARDA DIFRAKSIYASI USULIDA ULTRATOVUSH YUTILISH KOEFFISIYENTINI NATIJALARI TAHLILI	-	41
3.1 Suvdagi difraksiyalangan nurlanishlarning energetik harakteristikalarini o'rganish natijalari.	-	43
3.2 Xolesterimiristatning izotrop fazasida difraksiyalangan nurlanishning energetik harakteristikalarini tekshirish.	-	44
3.3 Xolesterilmiristatning izotrop fazasida ultratovush yutilish koeffitsiyentini o'lchash natijalari.	-	47
XULOSA	-	50
ADABIYOTLAR RO'YHATI	-	51

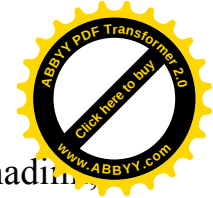


Kirish

Mavzuning dolzarbligi Termodinamik muvozanatdan uzoq bo'lgan fizik sistemalar holatini o'rganish, rivojlanayotgan fizikada fundamental muammolardan biridir. Fizik jarayonlarning kooperativ xarakteri va katta o'lchamlarda mos kelishi kimyo va biologiyadagi muammolarni ham qamraydi. Suyuq kristall holatni hosil qiluvchi mezogen moddalar alohida qiziqish uyg'otadi, chunki ular texnika va meditsinada keng amaliy qo'llanilmoqda. Suyuq kristallarda sodir bo'layotgan jarayonlar fizikasi hozirgi davrda ham to'liq o'rganilmagan. Diqqatni jalb qiluvchi bunday ob'ektlardagi kritik hodisalar boshqa kritik hodisalar bilan o'xshash tomonlari ham mavjud lekin shu bilan birgalikda o'ziga xos simmetriya tiplari turliligi va tartib parametrlarining o'zaro ta'siriga bog'liq xususiyatlari ham bor. Suyuq kristallardagi kritik hodisalar xarakteri oddiy suyuqliklarga nisbatan ham o'rganilgan. Ba'zida turli kristallik fazalar o'tishining turi ham aniqmas, shu sababli hozirgi vaqtda olingan ko'p va bir-biriga qarshi bo'lgan natijalarni son jihatdan moslashtirish nozik tomonlaridan biridir.

Izotrop suyuqlikdan suyuq kristallga fazaviy o'tish dinamik unversalligining boshqa sinfiga ta'luqli, agarda uni suyuqlik oddiy kritik nuqtasi bilan taqqoslasak, kritik nuqta yaqinida tartib parametri bo'lib zichlik bilan bog'liq bo'lgan kattalik bo'ladi.

Bu saqlanuvchi tartib parametri va uning fluktuatsiyasi diffuzion mexanizm asosida suriladi. Bunday tartib parametr fluktuatsiyasining relaksatsiya vaqti – korrelatsiya radiusi r_C ga bog'liq bo'ladi. Suyuq kristalda tartib orientatsion parametri saqlanmaydiganidir. Agar asosan orientirlangan molekulalardan tashkil topgan klaster buzilgan bo'lsa bu yonida orientatsiya tiklanadi degani emas. τ_C tartib orientatsion parametri fluktuatsiyasi relaksatsiya vaqti korrelyatsiya radiusiga sezilarli bog'liq emas, balki yopishqoqlik o'lchamiga ega qandaydir kinetik koeffitsientni va sistemaning qabul qiluvchanligiga proporsionaldir



IS-SK o'tish yaqinida kinetik xususiyatlari universal holda ifodalanadigan, agar ifodalansa bu unversallikning xarakteri qanday. Kinetik xususiyatlarining o'lcham faktori bo'lib τ_c relaksatsiya vaqti xizmat qiladi, shu sababli izotrop fazadagi suyuq kristallarning bu parametrini o'tish oldi holatida tadqiqot qilish muhimdir. Bu muammoni yorug'lik molekulyar sochilish spektroskopiyasi va akustik spektroskopiya usullarni bilan o'rganish mumkin.

Ishning maqsadi va vazifalari Bizning ishimizdan maqsad lazer nurining akustik fanonlarda difraksiyasi metodi yordamida suyuq kristallarning mezofazasi temperaturasi yaqinida, izotrop fazadagi suyuq kristallarda ultratovushda yutilish koeffitsiyentining temperatura – chastotaga bog'liq ligini o'rganishdan iborat.

Mazkur ishda qo'yilgan maqsadga erish uchun quyidagi vazifalar bajarildi:

1. Suyuq kristallarda ultraakustik parametrlarni tadqiq etishga qaratilgan eksperimental tadqiqot natijalari va zamonaviy nazariy yonadashuvlar bo'yicha adabiyotlarda mavjud ma'lumotlar tahlil etildi.;
2. Ultraakustik fononlarda lazer nurlanishi difraksiyasi hodisasiga asoslangan lazerli akusto-optik spektroskopiya metodini o'rganish;
3. Izotrop fazali suyuq kristallarda ultratovush to'lqinlarining yutilish koeffitsientining temperaturaga bog'liqligini qonuniyatlarini tajribada tadqiq etish va ularni zamonaviy nazariy metodlar nuqtai nazaridan tahlil etish.

Tadqiqot ob'ekti va predmeti: Akustik fanonlarning elektromagnit to'lqinlarda difraksiyasi tadqiqot predmeti hisoblanadi. Izotrop fazali xolesterik suyuq kristall xolesterimiritatda ultratovushning yutilishining temperaturaviy o'zgarishini eksperimental o'rganish va zamonaviy va nazariy usullar nuqtai nazaridan tahlil etish.

Tadqiqot usuli: Lazer nurining ultratovush to'lqinlarida difraksiya (Roman-Nat rejimida) metodi yordamida suyuqliklarda tovushning parametrlari (intensivlik, tezlik yutilish) aniqlab tadqiqotlar o'tkazildi. Nurlanishni uyg'otuvchi manba sifatida He-Ne lazeri qo'llanildi. Nurlanishni fotoelektron ko'paytirgich (FEK) yordamida qayd etildi.



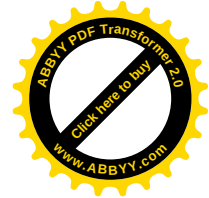
Ishning tuzilish va hajmi Bitiruv malakaviy ishi kirish, uchta bob, xulosa foydalanilgan adabiyotlar ro'yxatidan iborat bitiruv malakaviy ishning hajmi 23 rasmdan iborat. Ishni bajarishda 23 nomdagi adabiyotlar, 5ta internet saytlaridan foydalanib yozildi va uning umumiy hajmi 50 sahifani tashkil etadi.

Ishning ***kirish*** qismida: ishning dolzarbligi, maqsadi va asosiy qo'yilgan vazifalar yoritilib, boblar bo'yicha ishning qisqacha annotatsiyalar berilgan.

Birinchi bobda: tadqiqot sohasi bo'yicha olib borilgan nazariy va eksperimental tadqiqotlarning qisqa sharhi berilib, mazkur ishining asosiy maqsad va vazifalari aniq belgilab olingan.

Ikkinchi bobda: eksperimental qurilmaning asosiy konstruktiv xususiyatlari va xarakteristikalarini qarab chiqilgan, tadqiq etilayotgan ob'ekt ultratovush to'lqinlarining yutilishi va tezligini o'lchashning lazerli avto-optik metodikasi yoritilgan.

Uchinchi bobda: izotrop fazali xolesterik suyuq kristallarda ultratovush to'lqinlarining yutilishining temperaturaviy o'zaro bog'liqlik bo'yicha o'tkazilgan tadqiqot natijalari tahlil qilingan.



I- BOB

LAZER NURINING ULTRATOVUSHDA DIFRAKSIYASI VA UNING QO'LLANILISHIDA SUYUQ KRILTALLARDA ULTRAAKSTIK PARAMETRLARNI O'RGANISH.

1.1 Suyuq kristallar va ularning turlari

Suyuq kristallarni 1888 yilda avstriyalik botanik F.Reynitser ochgan edi. Keyinchalik 1904 yil nemis fizigi Otto Leman organik birikmalarni erishida izotrop eritmlarga o'tishi oraliq anizotrop fazalar orqali amalga oshishini ko'rsatdilar. Keyinchalik u mezofaza deb, uni hosil qiluvchi modda esa mezogen deb nomlandi.

Suyuqliklar kabi suyuq kristallar reologik xossalari (turli suyuq kristallarning effektiv qovushqoqligi 10^{-2} dan 10^4 Pa gacha oraliqda o'zgaradi): sirt tarangligiga ega bo'lib, modda to'ldirilgan idish formasini qabul qiladi. Biroq ularning fizikaviy xususiyatlari qattiq jism kristallari kabi anizotrop: xususan aksariyat suyuq kristallar yetarlicha qiymatda nurni ikkilanib sinish xususiyatiga ega.

Suyuq kristallar fizik xususiyatlari anizotropiyasi molekula uzunlik o'qining oriyentasiyasida mezofazalarning uzunlik tartibi mavjudligiga asoslangan, shuningdek mezofazalar anizometrik molekulalar bilan kuchli bog'langan moddalarda hosil bo'ladi. Shuning uchun anizotropiya natijasida kimyoviy bog'lanishlar va sterik faktorlar erish jarayonida, ularning uzunlik o'qlari ayniqsa bo'ylama yo'nalishga ko'proq orentasiyalanadi.

Ma'lumki, suyuq kristallarda orentasion tartib asosan dispersion (Van-der-Vaals) kuchlariga asoslangan, mezofazalar favqulodda o'zgaruvchandir, ya'ni kichik mexanik, elektrik va magnit maydonlar tartib darajasi qiymatlarini yetarlicha o'zgartirib yuboradi va ayniqsa mezofaza barcha fizik xossalari keskin o'zgaradi.



Suyuq kristallar klassifikatsiyasi tartiblanish tipi bo'yicha hosil bo'ladi, ya'ni haqiqatda qattiq kristallar kabi simmetriyaga ega. Shuning uchun suyuq kristallarni belgisiga qarab 2 tipga bo'lish qabul qilingan:

1) nematik, 2) smektik

O'z navbatida suyuq kristallar nematik va xolestrik turlarga bo'linadi. Oxirgi ikki guruxni birlashtirish uchun asos shundan iborat ediki, tempertura o'zgarishi bilan ikkala fazadan biriga ketma-ket o'tuvchi modda topilmadi. Biroq bunday mezofazlar fizik xossalari butunlay turlichadir ayniqsa, ularning optik xususiyatlari. Bu esa nematik va xolestrik mezofazlarni turlicha klassifikatsiyali tiplarga ajratish uchun jiddiy asos bo'lib xizmat qiladi.

Nematiklar

Nematik suyuq kristallar nomi grekcha *nema* – *ip* so'zidan olingan. Polyarizasion mikroskop yordamida nematiklarni ingichka qatlami qaralganda ingichka ip chiziqlari va nuqta (yadro) lar aniq ko'rinadiki, ulardan buzilgan malta krestiga o'xshash qora dumlar o'tadi. Barcha detallari xarakterli konuniyat bilan joylashgan suyuq kristallardagi nafis qatlamlarga tekstur nomi berilgan.

Mazkur nafis iplar anizotrop muxitlar optik xaraktrestikalari nouzluksizligi buzilishlari hisoblanib, bu chiziqlar molekula oriyentatsiyasi atrofida keskin o'zgaradi. Aslida iplar – qayta ikkilanib hosil bo'lmagan sohalarni ma'lum burchaklarga burilishi bilan bog'liq bo'lgan chiziqli defektlardir. Bunday defektlar chiziqli disklinasiya deyiladi. Yadro – preparat tekisligiga perpendikulyar bo'lgan chiziqli disklinasiyadir.

Metoksibenziliden-*n*-butilanilin (MBBA) tipik nematik hisoblanib, quyidagi strukturali formula orqali ifodalanadi:



Bu moddada nematik mezofaza tadqiqot uchun qulay bo'lgan temperaturalar intervalida: 22 – 49⁰S mavjud bo'ladi.

Xolesteriklar

Xolesterik suyuq kristallar molekula o'lchami tartibi oraliq'ida nematik kristallardan farq kilmaydi va uzunlik o'qi bo'yicha barcha molekulalar bir tomonga

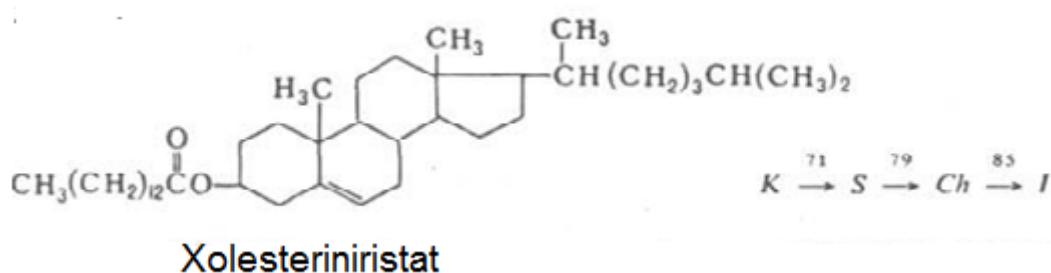


yo`nalgan. Biroq katta oraliq masofalarda ko`pchilik molekulalar orentasiya yo`nalishi o`zgaradi: barcha molekulalar navbatma-navbat burilib spiralsimon strukturani hosil qiladi.

Spirallashuv qadami turli birikmalarda turlicha bo`lib, o`nlab angstromdan bir necha mikrometrgacha. Agar spiral qadami ko`rnadigan yorug`lik to`lqin uzunligi tartibida bo`lsa, u holda strukturalar davriyligi Bregg difraksion yorug`lik sochilishiga olib keladi va bunday xolestriklar bo`yalayotgan tusga o`tadi. Bu hodisa yorug`likning selektiv qaytarilishi nomini olgan va yog`li kislota va murakkab efir xolestirinlar uchun tipikdir.

Xolestrik molekulalarni fazaoviy qurilishi nisbatan murakkab: ular so`nuvchi ya`ni simmetriya o`qiga, simmetriya markazi va ko`ndalang tekislikka ega emas. Bunday molekulalarni o`zlarining oynaviy tasviriga solishtirib bo`lmaydi. So`nuvchan molekulali har qanday mezogen modda xolesterik mezofazaga ega.

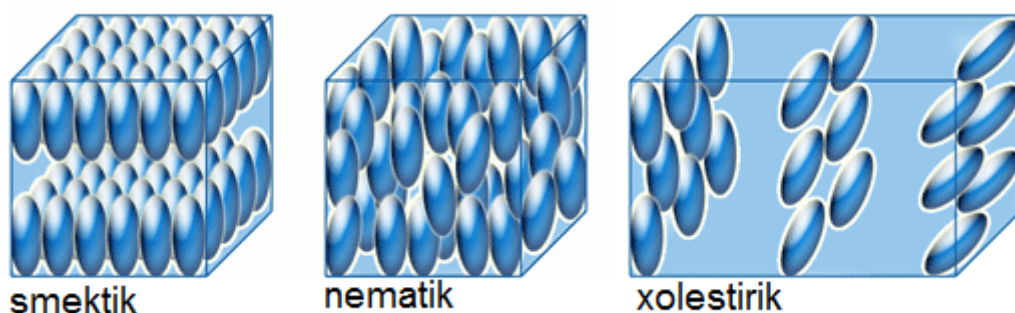
Shunday qilib molekula so`nuvchanligi – bu xolestrik mezofazalar asosiy belgisidir. Oddiy nematiklarga xiral molekularni qo`shish oqibatida xolestrik hosil qilinadi, ya`ni o`z-o`zidan spiral tartib paydo bo`ladi, biroq nematikni mexanik burash orqali sun`iy xolistrik tayyorlash mumkin. Yorug`lik qutblanish tekisligini aylantiruvchi spiral struktura hosil bo`ladi.



Smektiklar

Nematik va xolesteriklardan tashqari qatlamli suyuq kristallar mavjud va ular smektiklar deb ataladi. Bunday tipdagi suyuq kristallar nomi grekcha *smektos* so`zidan olingan bo`lib – sovunga o`xshash degan ma`noni anglatadi va birinchi bor qatlamli strukturalar sovun tarkibiga kiruvchi yog`li kislotalar tuzida aniqlangan.

Smektiklar odatda 2 ta katta sinfga ajraladi: struktarsiz va strukturali qatlamlar. Birinchi sinf smektiklar qatlami suyuq deyiladi: qatlamda molekulalar og'irlik markazi tartibsiz bo'ladi. Smektik molekulasiz uzunlik o'qi orientatsiyasi yo'nalishidan bog'liqligi jixatidan strukturasiz qatlam ikki guruxga bo'linadi: *A* gurux smektiklarda molekula uzunlik o'qi qatlamga perpendikulyar bo'ladi. *C* gurux smektiklar xarakterli jixati shundaki molekula uzunlik o'qi qatlamga nisbatan yonbosh holda joylashadi.



Strukturali qatlamli smektik molekulalari kichik erkinlik darajalar soniga ega bo'lib molekula og'irlik markazi qatlamda tartibli. Qatlamda molekulalari geksogonal tartiblangan smektiklar topilgan, ular *B* smektiklar deyiladi.

1.2. Suyuq kristallarning izotrop faza uchun Landau – de Jen nazariyasi

Har qanday faza o'tishlarini yoritishga imkon tug'diruvchi moment tartib parametrini identifikatsiyasi hisoblanadi. Nematiklar izotrop suyuqliklardan anizotrop molekula uzunlik o'qi bo'yicha tartibli oretasiyalanish bilan farq qiladi. Bu barcha suyuq kristallik fazalardan yetarlicha kam tartiblanishdir. Agar molekulalarni tayoqchalar sifatida faraz qilsak u holda orentasion tartibni quyidagi skalyar parametr orqali xarakaterlash mumkin:

$$Q = \frac{1}{2} \langle (3 \cos^2 \theta - 1) \rangle \quad (1.2.1)$$

Bu yerda θ - tanlangan yo'nalish va molekula o'qi orasidagi burchak, burchakli qavs esa statistik o'rtachalashni bildiradi. Haqiqatda suyuq kristall molekulalari tayyoqchalar emas balki ularning murakkab uch o'lchamli ko'rinishi ko'prok yoki



kamrok yumshoq parchalardan iborat. Nematik tartiblanishni tartib parametritenzori yordami bilan ifodalash umumiy holda dielektrik singdiruvchanlik yoki magnit qabulchanlik anizotrop qismi olinishi mumkin. Aniq qiyinchiliklar bu holda moddaning makroskopik tensorli xossalarini molekulaning aloxida xarakteristiklari bilan aloqadorligida paydo boʻladi. Bu bogʻliqlikni eʼtiborga olmaslik uchun birinchi yaqinlashuvda anizotrop molekulalarni istalgan formaasini shafqatsiz deb hisoblash mumkin. Molekula uzunlik oʻqlarini yoʻnalishini koʻrsatuvchi n birlik vektori direktor deb ataladi Tenzorli tartib parametri direktor komponentlari orqali ifodalanadi:

$$Q_{\alpha\beta} = Q(n_{\alpha}n_{\beta} - \delta_{\alpha\beta}/3) \quad (1.2.2)$$

Bu yerda $\delta_{\alpha\beta}$ - Kroneker belgisi: $\delta_{\alpha\beta}=1$ da $\alpha=\beta$ va $\delta_{\alpha\beta}=0$ da $\alpha\neq\beta$, Q – (1.2.1) ifoda orqali aniqlanuvchi va direktor yoʻnalishiga orientirlangan molekula hissasini xarakterlovchi skalyar parametr.

Izotrop fazada molekula orientasiyasi yoʻnalishida uzun tartib mavjud emas. Oʻrtachalashda $Q_{\alpha\beta}$ tensorli tartib parametri yoʻqoladi. Biroq, agarda biz molekulalarni kichik sohalarda qarasak, unda mahalliy xolda ular bir-biriga nisbatan parallel qolishini koʻramiz. Bu mahalliy tartiblanish berilgan $\xi(T)$ xakterli masofagacha mavjud boʻladi va bu masofa *korrelyasiya radiusi* yoki *kogerentlik uzunligi* deyiladi.

Qoʻpol qilib aytganda sifatan izotrop fazada qoʻshni tomchilari orientasiyasi korrelyasiyalanmagan moyda nematiklar haqida gaprish mumkin. Bu manzara fizik jixatdan qiziqarli biroq baʼzida turli-tuman fizikaviy konuniyatlarda notoʻgʻri koʻchatkich darajasiga olib keladiki ikki royalar chegarasi oraligʻni keskin oʻzgartirib yuboradi. Buni aniq ifadalab berish uchun konteniium nazariyasidan kelib chiqib, bu yerda $Q_{\alpha\beta}$ tartib parametri boʻyicha ozod energiyani va uning fazoviy xosilasi qatorga yoyiladi. Bu yaqinlashishda Q oʻzgarishi tekis deb hisoblanadi. Bu qator ishlarda tahlil qilingan; tajriba natijalarini kritik tahlili yaqin tartib effekti boʻyicha kontiniuum nazariyasi bilan taqqoslanishi ishda keltirilgan.



Bu yerda paydo bo'ladigan asosiy xususiyatlar quyida keltriladi. Avvalo o'tish tartibini muhokama etamiz.

Aniq geometrik nuqtai nazardan nematikdan izotrop fazaga o'tish albatta birinchi jinsli bo'lishi kerak. Bu Landau tomonidan kuzatilgan. Uning mulohazalarini quyidagicha bayon etishimiz mumkin. Ozod energiya F tartib parametri darajasi bo'yicha qatorga yoyishimiz mumkin. Tashqi tartiblovchi maydon mavjud bo'lmagan holda quyidagi hadlar paydo bo'ladi:

$$F = F_0 + \frac{1}{2} A(T) Q_{\alpha\beta} Q_{\beta\alpha} + \frac{1}{3} B(T) Q_{\alpha\beta} Q_{\beta\alpha} Q_{\gamma\alpha} + O(Q^4) \quad (1.2.3)$$

Bu barcha qo'shiluvchilar (x, y, z) aylanish qo'llariga nisbatan invariantdir. Bu yerda Q bo'yicha chiziqli had yo'q. Bu esa ozod energiyani minimal holati bilan $Q=0$ holat mos keladi ya'ni izotropdir. Biroq eng muhimini qayd etish lozimki bunda yo'qolmaydigan Q^3 tartibdagi qo'shiluvchi mavjud; uning paydo bo'lishiga sabab – bog'lanish yo'qligi, $(Q_{\alpha\beta})$ holat va $(-Q_{\alpha\beta})$ holat orasidagi asimmetriyani mavjudligi. Tenzor

$$Q_{\alpha\beta} = \begin{vmatrix} -Q & 0 & 0 \\ 0 & -Q & 0 \\ 0 & 0 & 2Q \end{vmatrix}$$

($Q>0$ da) z o'qi yo'nalishida kuchsiz tartiblanishni ifodalash mumkin, u xolda holat

$$Q_{\alpha\beta} = \begin{vmatrix} Q & 0 & 0 \\ 0 & Q & 0 \\ 0 & 0 & -2Q \end{vmatrix}$$

(xy) tekislikda joylashgan molekulaga mos keladi. Bu ikkala holat ham bir ozod energiyaga ega bo'lishi uchun xech qanday asos yo'q.

Biroq F ozod energiyani qatorga yoyganda yo'qolmaydigan Q^3 tartib qo'shiluvchisi mavjud va bunda fazaviy o'tish birinchi jinsli bo'lishi zarur. Haqiqatda ham nematikdan izotrop kristallarga o'tishning barcha jarayonlari birinchi jinsli faza o'tish orqali amalga oshgan. Zichlik sakrashlari, yashirin issiqlik sakrashlar va boshqalar kuzatilgan. Biroq shuni qayd etish lozimki bu



buzilishlar kichik va bunday faza o'tishlari kuchsiz bir jinsli faza o'tishlariga nisbatan kichik. Demak B koeffitsiyent nisbatan kichik.

Qanchalik biz kuchsiz birinchi fazali o'tishga ega bo'lmaylik bevosita o'tish temperaturasi T_s da muhim rolni yaqin tartib effekti o'ynaydi. Xususan, $\xi(T)$ korrelyatsiya radiusi yetralicha katta katta. Uning tipik qiymati – bir necha angstrom. Bu ko'plab fizik xususiyatlarda namoyon bo'ladi. Izotrop fazali nematiklarda yorug'lik sochilishi va nurning magnit ikkilanib sinishini bo'yicha o'tkazilgan birinchi eksperimental tadqiqotlar ko'rsatdiki, magnit ikkilanib sinish koeffitsiyenti S va yorug'lik sochilishi intensivligi I T_s yaqinida bir xil temperaturaviy bog'liqlikka ega bo'ladi. Birinchi yaqinlashuvda bu oddiy ko'rinishda

$$C \propto I \propto \frac{1}{T - T^*}$$

Bu yerda T^* - temperatura, bir necha marta kichik T_s ($T_s - T^* \sim 10^\circ\text{S}$) nisbatan. Bu eng past temperatura hisoblanib izotrop faza qayta sovushigacha bo'lishi mumkin.

Shuni qayd etish lozimki roye ni kattik talab etilgan modelida $I \sim \xi^3$, u xolda Landauning nisbatan korrekt nazariyasi $I \sim \xi^2$ ni beradi.

Landau – de Jen yaqinlashuvda ξ temperaturaviy bog'liqligi ushbu ko'rinishni oladi:

$$\xi = \xi_0 \left(\frac{T^*}{I - T^*} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.2.4)$$

Bu yerda ξ_0 – molekulalar uzunligi. Bu ifoda yorug'lik sochilishi intensivligi uchun eksperimental qonunlar bilan mos keladi.

Landau – de Jen nazariyasi nemtiklardan izotrop suyuqlarga o'tishni to'g'ri yoritib bersada, biroq qator parametrlarni aniqlash bo'yicha tajribalar masalan solishtirma xajm, issiqlik kengayish koeffitsiyenti, faza o'tishlardagi issiqlik sig'imini o'lchash natijalari nazariya bilan mos kelavermaydi. Bu esa Landau – de Jen nazariyasining tartib parametri fluktuasiyasining kichik sohalarida ishlashiligidan dalolat beradi. O'tkazilgan baholashlar ko'rsatadiki nazariyaning



qo'llanilishi fazaviy o'tish T_s temperaturasi unchalik yaqin bo'lmagan sohaga yotadi. Temperaturaning bu sohasi molekulyar parametrlar bilan quyidagicha munosabatda bog'langan:

$$\frac{T - T_c}{T_c} \geq \frac{\langle r \rangle^6}{r_0^6}$$

Bu yerda $\langle r \rangle$ - molekular orasidagi o'rtacha masofa, r_0 - molekulararo o'zaro ta'sir kuchining radiusi. Suyuq kristallar tartiblanishiga javob beruvchi dispersion kuchlar qisqa ta'sirlashuvchi deyiladi ($r_0 \approx \langle r \rangle$), va shuning uchun Landau – de Jen nazariyasining temperaturalarning keng sohasiga qo'llash mumkin deb ayta olish qiyinchilik tug'diradi. Bu nazariya qo'llanilishi mumkin bo'lmagan temperaturalar sohasida termodinamik anomaliya xarakteri fluktuasiyalar o'zaro ta'siri kattaligi orqali aniqlanadi. Bunda o'xshash nazariyalar qo'l keladi (skeyling) . Bunday mulohazalar uch kritik o'tishda aytib o'tilgan: $\frac{T - T_c}{T_c}$ katta qiymatlarida “izotrop

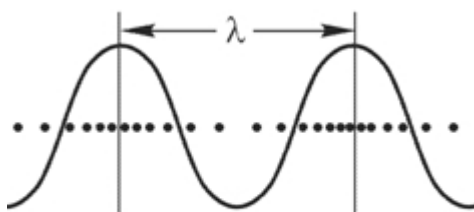
suyuqlik-suyuq kristall”, va kritik – $\frac{T - T_c}{T_c} \leq 10^{-3}$ bo'lgan holda. Shunday qilib bevosita T_s o'tish temperaturasi yaqinida shuni kutish mumkinki, o'tish oldi hodisalari xarakteri fluktuasiyaga nisbatan o'rtacha ta'sirdan aniqlanadi, fluktuasiyani hisoblash uchun gauss yaqinlashishlari ishlatiladi.

1.3. Suyuqliklardagi ultraakustik fanonlarda lazer nurining difraksiyasi

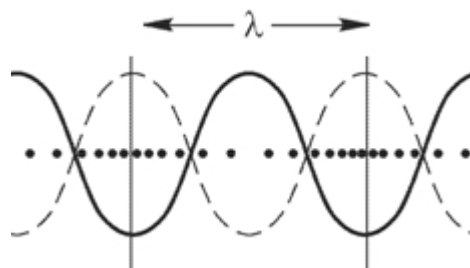
Akustik fanonlarda Lazer nurlari difraksiyasi hodisasini sifat jihatidan tushunchasi

Malumki, kvars yoki turmalin plastinkalarida juda yuqori chastotali 10^8 Gs gacha mexanik tebranishlarni hosil qilish mumkin. Bunday tebranuvchi plastinkalar elastik (ultraakustik) to'lqinlar nurlatadi va ular tovush tezligida atrof-muhitga tarqaladi. Tebranayotgan kvarsni qandaydir suyuqlikka masalan, ksilolga joylashtirib, biz bu suyuqlikda ultraakustik to'lqinlar hosil qilamiz. Suyuqlikdagi elastik to'lqinlar ma'lum tezlikda tarqaluvchi qisilish va kengayish to'lqinlaridir.

Shunday qilib, ultraakustik tarqalayotgan suyuqlik, bu davriy ravishda keluvchi, qisilish va kengayish soxalaridir, ya'ni demak, yorug'likning sindirish ko'rsatkichi farqini xarakterlovchi soxalardir. Shuning uchun yorug'lik uchun ultraakustik to'lqin tarqalayotgan suyuqlik fazali shakllarini hosil qiladi va demak, bunday suyuqlik ustunidan o'tayotgan yorug'likning amplitudasi emas, balki yorug'lik to'lqinining fazasi o'zgaradi.

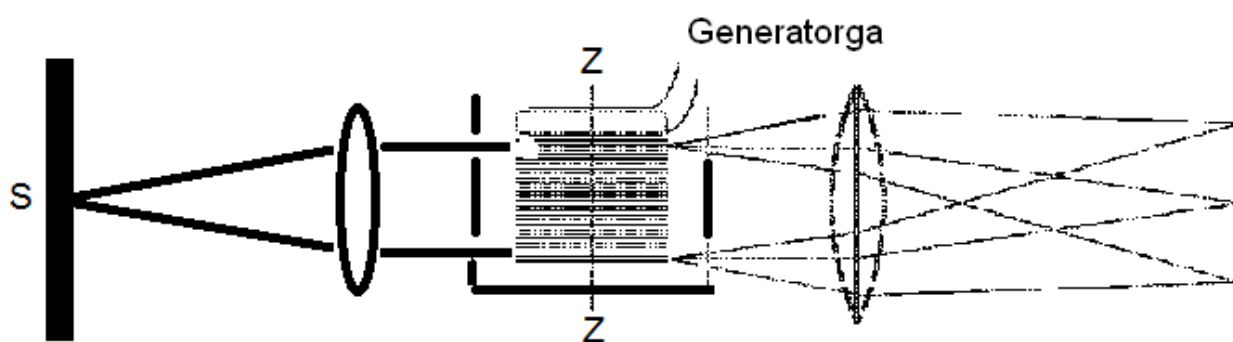


1a-Rasm.



1b-Rasm.

Agar ultraakustik to'lqinni idish tubidan qaytishiga majbur qilinsa, u holda o'tayotgan va qaytayotgan to'lqinlar turuvchi ultraakustik to'lqinni hosil qiladi, bu esa o'zgaruvchan zichlikning davriy strukturasini va demak, yorug'likning o'zgaruvchan sindirish ko'rsatkichini ifodalaydi. Ham o'tuvchi va ham turuvchi ultraakustik to'lqinlar hisobiga hosil bo'lgan fazaviy panjaraning davriy ultraakustik to'lqin uzunligiga teng bo'ladi va buni 1-rasmida ko'rish mumkin.

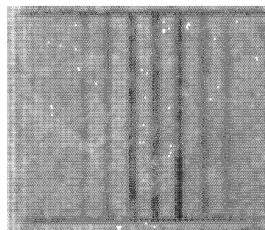


2 - Rasm.

Ultraakustik to'lqinlar-dagi difraksiyasini kuzatish sxemasi.

Yorug'lik dastasini unda ultraakustik to'lqin hosil qilingan suyuqlik idishdan o'tkazilsa (2-rasm), u holda biz ekranda kvars tebranishning chastotasi va

suyuqlikda ultratovush to'liqini tezligini hisoblash bo'yicha olingan difraksiya panjara davriga mos dispersiyali spektr kuzatiladi (3-rasm).



3 - Rasm.

Ultraakustik to'liqin sodir bo'lgan difraksiyasidan olingan spektr.

Agar ultraakustik to'liqlarni 3 ta yo'nalish bo'yicha tarqatilsa, u holda yorug'lik nurlari uchun fazoviy panjara hosil qilamiz. Fazoviy difraksiya hodisasi (ma'lum to'liqin uzunliklari uchun diskret maksimumlar) unchalik aniq ko'rinmaydi, xuddi masalan, rentgen nurlariniki kabi, chunki uning difraksiya yuz beradigan ustunlarining o'lchami mazkur holatda panjara davriga nisbatan unchalik katta emas bo'lganligi uchun biz yassi panjaradan hajmiy panjaraga o'tish holiga duch kelamiz.

Shuni aytib o'tish kerakki, ultraakustik to'liqin yordamida hosil bo'lgan fazaviy panjara yana bir o'ziga xosligi bilan ajralib turadi. Sindirish ko'rsatkichi nafaqat fazaviy davriylikka ega bo'lib, balki u ultraakustik to'liqin davriga teng vaqt bilan davriy ravishda o'zgaradi, ya'ni taxminan sekundiga 10^7 - 10^8 marta. Bu shunga olib keladiki, difraksiyalangan yorug'likning intensivligi xuddi shu chastotaga mos ravishda davriy ravishda o'zgaradi, yani modulyatsiyalanadi. Modulyatsiya effekti shunga olib keladiki, agar ultraakustik to'lqinga $\nu = 5 \cdot 10^{14}$ Gs chastotali monoxramatik yorug'lik tushsa, u holda difraksiyalangan yorug'lik o'zgargan chastotaga ega bo'ladi, bu $\nu \pm N$ ga teng, bu yerda N - qo'llanilgan ultraakustik to'liqin chastotasidir.

Agar $N \sim 10^8$ Gs bo'lsa, u holda bu chastotaning o'zgarishi sezilarli emas va boshlang'ich chastotaning o'n milliondan birini tashkil qiladi. Bunday o'zgarish tajribada kuzatildi. Bu effekt juda katta ilmiy va amaliy ahamiyatga egadir.



Bunday qarab chiqilgan fikr turuvchi ultraakustik toʻlqinda qoʻllash mumkin boʻlib, unda sindirish koʻrsatkichi har bir nuqtada vaqt boʻyicha oʻzgaradi. Yuguruvchi ultraakustik toʻlqin chastotasining oʻzgarishini yorugʻlikning harakatlanayotgan yuzadan qaytishi natijasi deb qarash mumkin, bunday yuzaga yuguruvchi toʻlqin effekti, yaʼni Dopler effekti natijasi deb olinishi mumkin. Bir tomonga yuguruvchi toʻlqindagi difraksiyalangan yorugʻlik chastotasini oʻzgarishi, chastotaning oshishi $(\nu + N)$ bilan mos keladi, qarama-qarshi tomonga yugurish esa kamayishiga $(\nu - N)$ ga olib keladi. Bir-biriga qarama-qarshi yuguruvchi toʻlqinlarning yigʻindisi boʻlmish turuvchi toʻlqin chastota oʻzgarishini $(\nu \pm N)$ formula bilan ifodalanuvchi turuvchi toʻlqindir. Unchalik murakkab boʻlmagan xisoblashlar shuni koʻrsatadiki, turuvchi toʻlqin usuli (modulyatsiya)da ham yuguruvchi toʻlqin (Dopler effekti) usulida ham tushuvchi yorugʻlik chastotasi oʻzgarishining bir xil oʻzgarishiga (N) ga ega boʻlamiz.

Akustik fanonlarda Lazer nurlari difraksiyasi hodisasini miqdor jihatidan tushunchasi

Akustik toʻlqin tarqalayotgan muhitda yorugʻlik toʻlqini tenglamasini quyidagi koʻrinishda yozish mumkin

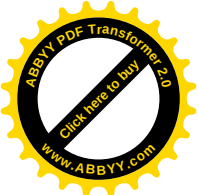
$$\nabla^2 E = \frac{\mu^2(x,t)}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (1.3.1)$$

Bu yerda E -yorugʻlik toʻlqini elektr maydoni kuchlanganligi, C -vakuumdagi yorugʻlik tezligi, μ - muhitning sindirish koʻrsatkichi.

Sindirish koʻrsatkichi ($0 < Z < L$, L - optik yoʻl uzunligi) optik maydon soxasida quyidagicha yoziladi.

$$\mu(x,t) = \mu_0 + \sum_{j=1}^{\infty} \mu_j \sin[j(\omega^* t - k^* x) + \delta_j] \quad (1.3.2)$$

Bu ifodada ω^* -doiraviy chastota, κ^* – ultratovush toʻlqin soni, μ_1 – amplituda, j - sindirish koʻrsatkichning Fyurje taqsimoti komponentlari δ_j – nisbiy fazasi.



Tovush maydonida E kattalik vaqt va fazoda davriy o'zgaradi va Fur'yega ajratilishi mumkin.

$$E = \exp(i\omega t) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \varphi_n(z) \exp[i(n\omega^* t - k_n r)] \quad (1.3.3)$$

Bu yerda

$$k_n \cdot r = \mu_0 k(z \cos \theta + x \sin \theta) + nk^* x \quad (1.3.4)$$

ω va κ -lar doiraviy chastota va yorug'lik to'liqini soni.

(1.3.3) va (1.3.4) tenglamalar tushayotgan yorug'lik to'liqining yassi to'liqlarga ajralishini ko'rsatadi. n – indeks, n -chi tartibli Fraungofer difraksiyasi. (1.3.3) tenglama yuguruvchi to'liqin uchun n -chi tartib doiraviy chastotasi $\omega - n\omega$ bo'ladi.

(1.3.1) ga (1.3.2) va (1.3.4) keltirib qo'ysak hamda ikkinchi tartibli hadlarini e'tiborga olmasak diffirensial tenglamalar sistemasini hosil qilamiz. Bu tenglamalar yassi to'liqlar taqsimotida amplitudalarini bog'lanishini ifodalaydi.

$$\frac{d\varphi_n}{dt} + \frac{1}{2L} \sum_{j=1}^{\infty} v_j [\varphi_{n-j} \exp(i\delta_j) - \varphi_{n+j} \exp(-i\delta_j)] = i \frac{nQ}{2L} (n - 2\alpha) \varphi_n \quad (1.3.5)$$

Bu yerda

$$v_j = k\mu_j L \quad (1.3.6)$$

$$Q = \frac{k^* L}{\mu_0 k} \quad (1.3.7)$$

$$\alpha = -\left(\frac{\mu_0 k}{k^*}\right) \sin \theta \quad (1.3.8)$$

$$\varphi_0 = 1,$$

$$\varphi_n = 0 \quad (n \neq 0) \quad (1.3.9)$$

chegaraviy shartlarda va $Z=0$ da (1.3.5) tenglamaning yechimi sinusoidal tovush to'liqini uchun (1.3.5) ichi tenglama quyidagicha bo'ladi.

$$\frac{d\varphi_n}{dz} + \frac{v}{2L} [\varphi_{n-1} - \varphi_{n+1}] = i \frac{nQ}{2L} (n - 2\alpha) \varphi_n \quad (1.3.10)$$



(1.5.10) chi tenglama birinchi marotaba Raman va Nat tomonidan 1936 yili hos qilingan edi. Tajribadagi o'zgartirish yengil bo'lgan kattaliklar bu tovush bosimi va tovush oqimiga tushayotgan yorug'lik tushish burchagidir. Yorug'lik va tovush to'liqini uzunligi va tovush oqimi qalinligi o'zgarmaydigan kattalik. Muammoni to'liq yechimini topish uchun yana bir kattalik (3 chi kattalik) kerak bo'ladi. Qulaylik uchun bu parametr tovush oqimiga tushayotgan yorug'lik tushish burchagiga va tovush bosimiga bog'liq bo'lmasligi kerak. Yuqorida keltirilgan ν , α va Q lar bu shartlarni qanoatlantiradi. Matematik hisoblashlarda ba'zi hollarda ν , α va Q larning kombinatsiyalarini qo'llashadi, bu esa tajribada olingan natijalarni taqqoslashda noqulaylik tug'diradi, ba'zi hollarda difraksion hodisalarni noto'g'ri talqin qilishga olib keladi. Shuni ta'kidlash kerakki, bir xil ν , α va Q qiymatlari bilan xarakterlanuvchi eksperimental sistemalar ekvivalent bo'lishadi hatto k, k^*, L, μ_1 va μ_0 lar turlicha bo'lsa ham. Sinusoidal tovush to'liqini maydonida tushayotgan nurlanish energiyasining nolinci va yuqori difraksion tartiblarga taqsimoti faqat $n \pm 1$ da (1.3.10) tenglamaning o'ng tomoni kichik bo'lganda. Bu shart ikki holda bajarilishi mumkin:

1. Q ning kichik qiymatlarida va yorug'likning tovush oqimiga normal tushishiga yaqin bo'lganda.
2. Q ning katta qiymatlarida va tushish burchagi $\alpha = \pm \frac{1}{2}$ mos kelganda.

Birinchi holatda tushayotgan nurlanish energiyasining nafaqat nolinci tartibdan birinchi taqsimotini balki birinchidan ikkinchidasiga, ikkinchisidan uchinchisiga va hokazo. Ikkinchi tomondan Q ning katta qiymatlarida α ga mos keluvchi va bir tartibga oshuvchi energiya taqsimoti ro'y beradi. Fizik nuqtai nazardan bu jarayon rentgen nurlarining Bregg difraksiyasiga o'xshash.

ν - parametr

Difraksion tartibdagi yorug'lik intevsivligi taqsimotini tahlil qilib akustik bosim kattaligini baholash mumkin.



Tovush maydoni ta'sirida μ sindirish ko'rsatkichi o'zgarishi akustik bosim bilan quyidagicha bog'langan.

$$\mu_1 = \left(\frac{\delta\mu}{\delta p} \right)_s p \quad (1.3.11)$$

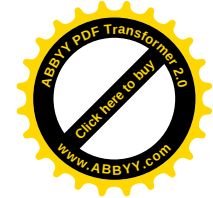
Bu yerda $(\delta\mu/\delta p)_s$ - adiabatik pezooptik effekt. Sanoqli suyuqliklar uchun bu koeffitsient o'lchangan edi. Ularning taqribiy qiymatlari ba'zi analitik va imperik ifodalardan olish mumkin. (1.3.6) va (1.3.11) dan ν kattalik akustik bosim bilan quyidagicha bog'liq.

$$\nu = k \left(\frac{\partial\mu}{\partial p} \right)_s pL \quad (1.3.12)$$

Shunday qilib ultratovushda yorug'lik difraksiyasidan ν ni aniqlab (1.3.12) chi ifodadan P akustik bosimning absolyut qiymatini baholash mumkin (tovush intensivligini). Tajriba va nazariy tahlil orasida 2 ta mos kelmaslik (tofovut) mavjud ekan.

Birinchidan, o'lchashlar nurlantiruvchilarga juda yaqin masofada o'tkazilgan, ikkinchidan real nurlantirgichni ideal bir tekis tebranayotgan porshen sifatida faqat taqriban qarash mumkin. Shunday qilib, o'lchangan ν akustik bosim lokal qiymatlari bo'yicha integral effektini ifodalaydi. L tovush oqimi kengligi haqiqatda effektiv kengligi bo'lib, uni aniq o'lchashni imkoni yo'q. Ko'p hollarda nurlantirgich kengligiga teng deb hisoblanadi. Demak nurlantirgichni moslashtirayotganda (kalibrovka) akustik bosim kattaligining o'rtacha qiymati ekanligini e'tiborga olish kerak. Boshqa usullar ham yuqoridagi kamchiliklarga ega va o'zining xatoliklarini nurlanayotgan tovush maydoni xarakteristikalariga kiritadi.

Odatda ν parametr eksperimental qiymatlari 0 dan 10 oralig'ida yotadi (chastotaviy oraliq 0.5 dan 100 MGs). Past chastotalarda yuqori qiymatlarni olish qiyinchilik tug'dirmaydi. Keltirilgan tahlilida ν qiymati 6 dan katta emas.



α - parametr

O'zgaruvchi α - bu difraksion tartiblar orasidagi burchakga normallashtirilgan, tovush oqimiga tushayotgan yorug'lik tushish burchagining o'lchovidir.

$$\alpha = -(\mu_0 k / k^*) \sin \theta \quad (1.3.13)$$

(1.3.13) dagi manfiy ishora $\alpha = +\frac{1}{2}$ dagi Bregg qiymatining musbat va $\alpha = -\frac{1}{2}$ da manfiy birinchi tartib tomon og'ishini ko'rsatish uchun olingan. Difraksiya tartiblarini belgilashda tovush tarqalayotgan yo'nalishdagi og'ishlar musbat deb qabul qilingan

Q - parametr

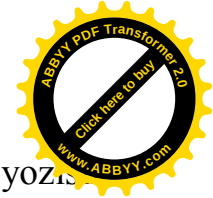
O'tkazilgan ekperimentda $Q(k, k^*, \mu_0$ va $L)$, parametrning bog'liq bo'lgan kattaliklari odatda o'zgarmas kattaliklar. Umumiy holda difraksion manzarasi shu parametr orqali ifodalanadi. Ultratovush chastotasiga bu parametr kvadratik bog'liq bo'lganligi sababli kuzatilayotgan chastota (0.5-100 MGs) oralig'ida 4-5 tartib kattaligiga o'zgaradi. Bu oraliqda difraksiya jarayoni shu darajada sezilarli o'zgarishlarga uchraydi, shu sababli qo'yilgan muammoni hal qilish uchun uch $Q \ll 1; Q \approx 1; Q \gg 1$ holat ko'rib chiqish kerak. (1.3.10) tenglama yechimini ikkita chegaraviy holat uchun oddiy analitik yo'li bilan topish mumkin. $Q = 1$ da (1.3.10) tenglama yechimidan foydalanish qulay.

Raman-Nat rejimi ($Q \ll 1$)

$Q \ll 1$ shart uchun Raman va Nat tushayotgan nurlanish intensivligining difraksion tartiblar uchun quyidagi taqsimotni hosil qilishdi.

$$I_n = J_n^2 \left[\nu \frac{\sin(Q\alpha/2)}{(Q\alpha/2)} \right] \quad (1.3.14)$$

Bu yerda $J_n - n$ -chi difraksiya tartibli yorug'lik intensivligi, I_{00} - yorug'lik intensivligi, tovush oqimiga tushayotgan. $J_n - n$ -chi tartib birinchi jins Bessel

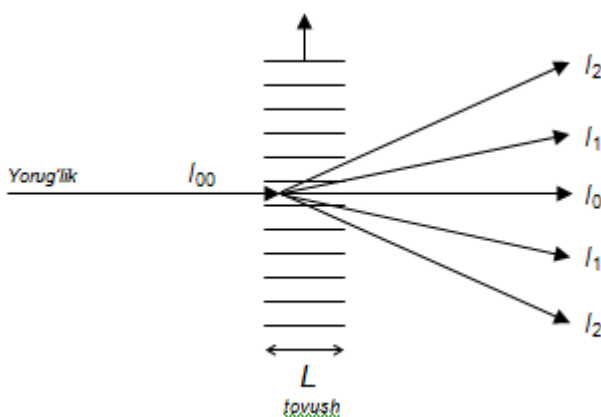


funksiyasi. Normal tushayotganda $\alpha = 0$ da, (1.3.14) ni quyidagicha yozish mumkin.

$$I_n = J_n^2(\nu) \quad (1.3.15)$$

Adabiyotda ba'zi hollarda tovush oqimiga yorug'lik normal tushgan vaziyatda hosil bo'ladigan difraksion manzarani Raman-Nat rejimi asoslaydi deyiladi. Agar $Q \ll 1$ shartda yorug'lik bilan ultratovush to'lqinlari o'zaro ta'sir natijasida hosil bo'ladigan difraksion manzarani «*Raman-Nat difraksiyasi*» termini bilan almashtirsa ancha to'g'ri bo'ladi.

$Q \ll 1$ shartni qanoatlantiruvchi parametrlarga ega ultratovush maydoni, undan o'tayotgan yorug'likni fazoviy modulyatsiyalaydigan optik panjaraga o'xshashdir. Bu chegaraviy holatda ν -parametr, Raman-Nat parametri, difraksion manzarani to'liq ifodalaydi va tovush maydoni vujudga keltirgan yorug'likning fazoviy modulyatsiyasi darajasining o'lchovi hisoblanadi.



4 - Rasm.
Raman-Nat difraksiyasi.

(1.3.14) ko'rinishdagi intensivlikning difraksion tartiblar bo'yicha taqsimotini tahlil qilib quyidagilarni ko'rsatish mumkin.

1. Ko'p difraksion tartiblar kuzatiladi;
2. Ixtiyoriy burchak ostida yorug'lik tushganda ham difraksion manzara simmetrik, chunki $J_n = J_n^1$;
3. Bessel funksiyasi argumentining burchak bog'lanishi shundayki, tovush oqimiga yorug'lik normal tushganda difraksion manzara yaqqolroq namoyon



bo`ladi.  $Q\alpha = 2m\pi$  ( $m=0$  bo`lmagan butun son)da barcha difraksion effektir yo`qoladi;

4. (1.3.14) argumenti n chi tartibli Bessel funksiyasi ixtiyoriy ildiziga teng bo`lganda, musbat va manfiy  $n$  ta difraksion tartiblardagi yorug`lik intensivligi nolga teng bo`ladi. Buni  $\nu$  yoki  $\alpha$  ni o`zgartirish yo`li bilan kuzatish mumkin;
5. $\left[\frac{\sin(Q\alpha/2)}{(Q\alpha/2)} \right]$ - funksiya α bo`yicha simmetrikdir, tushish burchak funksiyasi sifatida ( $\alpha=0$ ) normal tushayotgan yorug`likga nisbatan ixtiyoriy difraksion tartibdagi intensivlikning taqsimoti simmetrik bo`ladi.

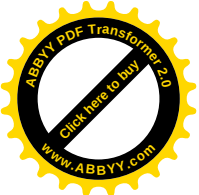
Raman-Nat rejimida o`lchashlar tovush oqimiga yorug`lik normal tushayotganda o`kaziladi. Tushishning «normallik» darajasini aniqlashning bir necha usuli mavjud. Burchagi  $\left[ \frac{\sin(Q\alpha/2)}{(Q\alpha/2)} \right]$  kattalikning yorug`lik normal tushganda o`zining maksimal qiymatiga erishishiga asoslangan.

Keng tarqalgan usullarga quyidagilar kiradi.

1. Nurlantirgichning oriyentirlanishi shunday bo`ladiki difraksion tartiblarning imkoni boricha maksimal sonini olishga harakat qilinadi. Bu usul yorug`lik tushish burchagini tez aniqlashda qulay;
2. Nurlantirgich shunday ariyentirlanadiki, ν va α kichik qiymatlarida markaziy (nolinchi) tartibda yorug`lik intensivligi minimal qiymatga ega bo`lsin;
3. Nurlantirgich shunday oriyentirlanadiki, $I_n(\nu)$ ning kichik qiymatlarida birinchi difraksion tartibda yorug`lik intensivligi maksimal qiymatga erishsin (bu yuqori tartibidagi difraksiyalar uchun ham to`g`ridir).

Yuqorida aytilganlardan ma'lumki, tovush bosimi qiymatini aniqlash uchun ν ning qiymatini o`lchash kerak. Buning uchun bir necha usul mavjud. Bularning barchasi difraksion manzaraning ba'zi bir xususiyatlariga asoslangan.

Ko`p qo`llaniladigan usullarga quyidagilarni keltirish mumkin.



1. ν ning tarkibiy qiymati ko`rinuvchi difraksion tartiblar sonini beradi, ya'ni  $\nu = n_{\max}$ . Bu yerda  $n$  eng yuqori ko`rinuvchi difraksion tartibning raqami;
2. Ma'lum difraksion tartibning intensivligi nolga keltiriladi. Bu holatda ν kattalik qiymati mos Bessel funksiyasi ildiziga teng bo`ladi;
3. Nurlantirgichdagi kuchlanishni o`zgarish yo`li bilan $I_n(\nu)$ qiymatlari soxasi FQQ qurilmasi yordamida aniqlash. ν va kuchlanish orasidagi proporsionallik koeffitsienti olingan empirik egri chiziqdan oddiy moslashtirish yo`li bilan olinadi;
4. Qulayroq usullarning tavsifini adabiyotlardan olish mumkin, ya'ni Furrye almashtirishlari prinsipi qo`llaniladigan yoki difraksiyalangan nurlanish taqsimoti amplitudalari bilan yassi to`lqinlar yig`indisi orasidagi munosabatlarga.

Real tovush maydoni parametrlari ideallashtirilganda doimo farq qiladi. Bu farqlar doimo yuqoridagi yechimlarda eksperimentda kuzatiladigan difraksion manzaradan chetlanishlarga olib keladi. Ba'zi effektlar, (1.3.14) tenglama bo'yicha difraksiyalangan nurlanish intensivligi nol bo'lishi kerak bo'lgan tartiblarda yorug'likning paydo bo'lishiga olib kelishi mumkin. Bunday effektlarga quyidagilar kiradi.

1. Tovush maydonining bir jinslimasligi, optik panjaraning ba'zi soxalari ν ning turli effektiv qiymatlariga ega. Bu effektni kamaytirish uchun tovush maydonining bir jinsli oraliqlarini tanlash kerak bo`ladi. Ba'zi holatlarda yorug'lik oqimi operturasi o`lchamini kamaytirish, bir necha tovush to`lqini tartibigacha, kerak bo`ladi;
2. Apertura o`lchamlarini ixtiyoriy cheklashlar, difraksion tartiblarning kengayishga olib keladi, ya'ni ba'zi difraksion tartiblarda yaqin joylashgan tartiblar ta'sirida qo`shimcha yorug'lik intensivligi vujudga keladi;
3. Birlamchi tovush to`lqini kyuveta devoridan qaytgan to`lqinlarning o`zaro ta'siri,  $\nu$  kattalikning vaqtiga bog`lanishiga olib keladi. Bunday sharoitda ba'zi



bir difraksion tartibdagi vaqt bo'yicha o'rtacha qiymati olingan intensivlik hec vaqt nolga teng bo'lmasligi mumkin.

Apertuda o'lchamini tanlash 1 va 2 punktlarni moslashtirish uchun kerak. Turg'un to'lqinlarning hosil bo'lish effekti (3 punkt) bartaraf qilish uchun bir qancha usullar mavjud, ular orasida eng effektiv bu maxsus yutuvchi bo'linmalariga ega bo'lgan kyuveta tayyorlangan va tovush to'lqinlari katta o'tuvchanlikka ega bo'lgan qisqa impuls ko'rinishida kyuvetaga yuboriladi.

Yuqorida keltirilgan tahlil $Q \ll 1$ xol uchun to'g'ridir. Agar Q qiymati 1 bilan taqqoslash mumkin bo'lgan xoliga yaqinlashganda (1.3.14) ifoda aniqlaydigan intensivlikdan taqsimotidan farq qila boshlaydi. Qanchalik ehtiyot choralari ko'rilmasin quyidagilar kuzatiladi:

1. (1.3.14) ifoda bo'yicha nur intensivligi bo'lishi kerak bo'lgan tartiblarda sezilarli yorug'lik bo'lishi
2. Difraksiyalangan nurlanish maksimum va minimum (ν funksiyasi sifatida) bir-biriga nisbatan siljigan
3. Past tartiblarda yorug'lik intensivligining ortiqcha bo'lishi
4. Difraksion manzara faqat normal muhitda tushganda simmetrik.
5. Difraksion effektlar $Q\alpha = 2m\pi$ (m - nol bo'lmagan butun son) da yo'qolmaydi. Q ning ortishi bu effektlar yaqqolroq seziladi va $Q \approx 0.5$ dagi eksperimental xatolar kattaligi yaqinida bo'ladi. Shunday qilib Q ning bu qiymati $\nu < 6$ da Raman-Nat rejimining yuqori chegarasi sifatida tanlash mumkin.

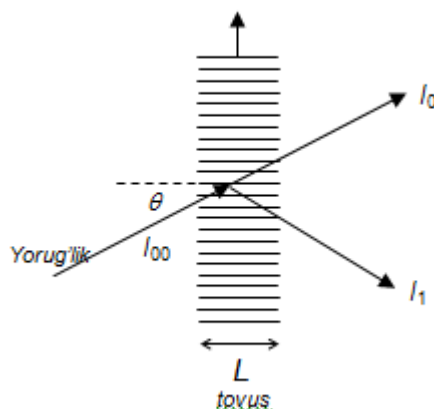
Bregg rejimi ($Q \gg 1$)

$Q \gg 1$ bo'lganda difraksiya yorug'lik tovush oqimiga ma'lum burchak θ ostida tushganda ya'ni Bregg burchagi ostida tushishida vujudga keladi.

$$\theta_B = \arcsin\left(\frac{1}{2} \frac{\lambda}{\Lambda}\right) \quad (1.3.16)$$

Bu holda faqat difraksiya birinchi tartibga og'ish bo'ladi. Tovush to'lqin tarqalishi yo'nalishi bilan yorug'lik to'lqini vektori orasidagi burchakning o'tkir yoki

o'tmasligiga qarab difraksiyalangan yorug'lik chastotasi $\omega + \Omega$ (+1 tartibi) yoki $\omega - \Omega$ (-1 tartibi) bo'ladi.



5 - Rasm.
Bragg difraksiyasi.

Bragg sharti $\alpha = \pm \frac{1}{2}$ sharti aniqroq bajarilishi uchun intensivlik bo'yicha difraksiyalangan nurlanish taqsimoti

$$I_0 = \cos^2(\nu/2) \quad (1.5.17)$$

$$I_1 = \sin^2(\nu/2) \quad (1.5.18)$$

ko'rinishda bo'ladi.

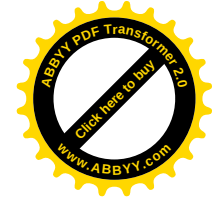
(1.3.17) va (1.3.18) ifodalar Bragg rejimida ν qiymatini topish imkonini beradi.

Oraliq rejimi ($Q \approx 1$)

Analogli oddiy qaror chiqaruvchi tenglik (1.3.5) tenglamada hodisa $Q \approx 1$ bo'lmaydi. bu muammoni yechishda qulayroq usul bajariladi. Yaxshiroq qaraganimizda sonli hisoblar ν chastota parametrlarini aniqlash Kleyin va Kuk ishlarida ko'rsatilgan.

U holda bizni xulosalarimiz ichonchli, foydali bo'lishi Raman-Nat va Bragg rejimiga savolni yechimini topish uchun yana bir qaytamiz. Bu muammoni chuqurroq tahlil qilish uchun quyidagi bir nechta olimlarni ishida topish mumkin. Bunga chuqurroq kirib bormasdan umumiy xulosa qilish mumkin.

Raman-Nat rejimi – $Q < 0.5$



Bregg rejimi – $Q > 10$

Oraliq rejimi – $0.5 \leq Q \leq 10$

1.4 Difraksiyalangan nurlanish intensivligini o'lchash va ultratovush yutilish ko'effitsiyentini hisoblash

Ultra tovushda yorug'lik difraksiyasi hodisasi yordamida Ultratovush yutilish ko'effitsiyentini o'lchash difraksiyalangan yorug'lik dastasi intensivligi akusto-optik o'zaro ta'sirlashuv nuqtasida tovush to'lqinlari intensivligini aniqlashga asoslangan. Tovush to'lqinlar intensivligi manbadan uzoqlashayotgan ultra tovushlarning muxitda yutilishi xisobidan kamaya boradi. Shuning uchun difraksiyalangan dastada akusto-optik o'zaro ta'sirlashuv nuqtasi sohasidan Ultratovush manbaigacha bo'lgan masofadan bog'lik yorug'lik intensivligini o'lchash tovush to'lqini yutilish ko'effitsiyentini xisoblash imkoniyatini beradi.

Shunday qilib, tovush yutilish ko'effitsenti α ni amplitudaviy qiymatini kyuvetani namuna bilan birgalikda lazer nurlari yo'nalishiga perpendikulyar ravishda ko'chirib va difraksiyalangan yorug'lik intensivligini o'zgarishlarini o'lchash orqali aniqlash mumkin. Ultra tvush yutilish ko'effitsiyentini o'lchash metodikasi quyidagicha.

1. Dastlab goniometr harakatlanuvchi yelkasi u bilan maxkamlangan fotoelektron ko'chaytirgich (FEU) bilan shunday aylantiriladiki difraksiyalangan +1-chi tartibli yorug'lik dastasi (dasta I_{+1} rasm.9) aniq FEU tirqishiga tushadi. Foto elektron ko'paytirgich aniq holati shunday o'rnatiladiki (mikrometrik vint yordami goniometr xarakatlanuvchi yelkasi aylantirishda) ossillograf ekranida signal amplitudasi maksimalga erishadi.
2. Ossillograf shkalasi bo'yicha U_1 elektr signallari amplitudasi o'lchanadi.
3. Mikrometrik vint yordamida goniometr stolchasi unga maxkamlangan kyuveta bilan birgalikda x masofa yo'nalishida kyuvetaga perpendikulyar yo'nalishda lazer nurlari tushadigan yo'nalishda siljiydi. Shunday masofa ultra tovush manbai soxasidan akusto-optik ta'sirlashuv sohasigacha o'zgaradi.



4. Ossilloqraf shkalasi bo'yicha U_2 elektr signallar amplitudasi aniqlanadi. Kyuvetani siljitganda lazer nuriga nisbatan Ultratovush manbasi dan akusto-optik o'zarota'sirlashuv nuqtasi sohasigacha bo'lgan oraliq ortadi, ossilloqraf ekranida elektr signallar amplitudasi U_2 qiymati U_1 ga nisbatan kichik bo'ladi.
5. Ultratovush yutilish koeffitsiyeti ushbu formula bo'yicha aniqlanadi:

$$\alpha = \frac{\ln U_1 / U_2}{2x}$$

Ultratovush yutilish koeffitsiyentini o'lchash uchun istalgan difraksiyalangan yorug'lik dastasidan foydalanish mumkin.

Suyuqliklarda tovush tarqalishini taxlil qilishda odatda ultratovush yutilish koeffitsiyentining bu birligi emas balki α/f^2 kattalik ishlatiladi. Bizning hol uchun quyidagini ko'rsatish mumkin:

$$\frac{\alpha}{f^2} = \frac{0.28}{(2 \times 10^6)^2} = 7 \times 10^{-14} \text{ (sm}^{-1} \times \text{s}^2\text{)}$$

II- BOB

YoRUG'LIKNING AKUSTIK FANONLARDA DIFRAKSIYASINI QAYD ETUVCHI EKSPERIMENTAL QURILMA

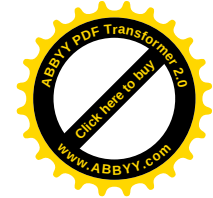
2.1. Tajriba qurilmasining ishlash jarayoni

Qurilmaning optik qismi:

1. Nurlanish manbayining sifatida Geliy – Neon lazeri foydalanildi va uning to'liq uzunligi 6328 Å va quvvati 10mWt;
2. Fokuslovchi sistema qisqa va uzoq fokuslovchi linzalardan , ular orasidagi diafragmasi 0.1 mm fokuslovchi sistemaning vazifasi lazer oqimining diametrini taxminan 1.5 gacha kamaytiradi.

Qayt qilish qismi:

1. Fotoelektron ko'paytirgich FEK – tushayotgan yorug'lik impulslarini elektr impulslariga aylantiradi;
2. Tok bilan ta'minlaydigan ishchi kuchlanishi 1200 V;

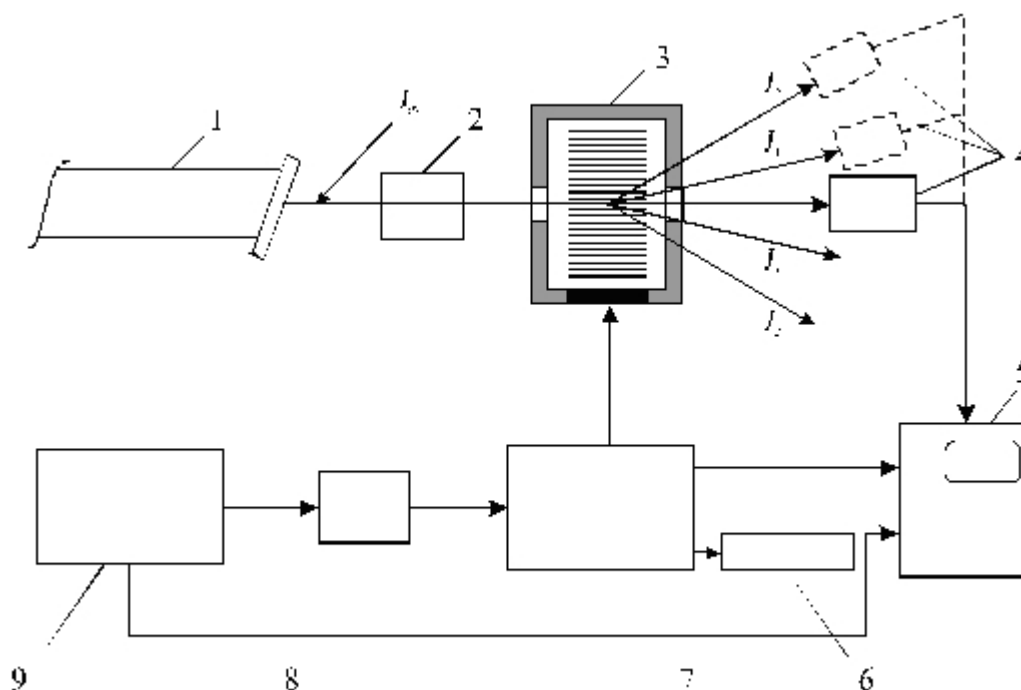


3. Ossiograf – elektr impulslarini amplitudasini o'lchash uchun.

Qurilmaning ishchi qismi:

1. Uzatuvchi generator G5-15, elektr impulslarining uzunligi 2 mks, tadqiq qilish chastotasi 400 Hz, amplitudasi 100v gacha moslashtirib beradi;
2. Generatordan berilayotgan impulslarni 600v gacha kuchaytirishga mo'ljallangan kuchaytirgich;
3. Uzlüksiz generatsiya rejimida va impuls rejimida ishlashga mo'ljallangan tovush generatori G3-41. Impuls rejimida ishlayotganda G3-41 generatori G5-15 generatoridan berilayotgan impuls ta'sir qilayotgan vaqtdagina qo'yiladi. G3-41 generatorining chastotasi 0.15-30 MHz oralig'ida silliq o'zgartiriladi. G3-41 generatoridan chiqayotgan elektr impulslarining amplitudasi 0-50 V oraliqda silliq o'zgartiriladi;
4. Impuls rejimida ishlayotgan G3-41 generatoridan chiqayotgan elektr signallarining amplitudasini o'lchashga mo'ljallangan ossiograf C1-74;
5. CH3-34A chastotamer G3-41 generatoridan kelayotgan elektr impulslarining chastotalarini aniq o'lchashga mo'ljallangan.

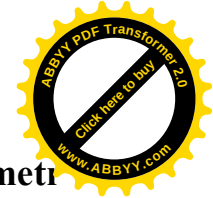
G5-15 generatoridan chiqayotgan davomiyligi 2 mks va amplitudasi 100 V bo'lgan to'g'ri burchakli impulslar 600 V gacha ko'chaytiriladi va G3-41 generatorining generatsiyalovchi lampasining anodiga beriladi. Bu lampa faqatgina topshiriq beruvchi impulsning ta'sir vaqtidagina generatsiya rejimida ishlaydi. G3-41 generatori shunday yasalganki u uzluksiz rejimda ham ishlashi mumkin. Bu rejimdan eksperimental qurilmani yustirovka qilish va sozlash jarayonida foydalaniladi. G3-41 generatoridan chiqayotgan elektr signallarini elastik to'lqinlarga aylantiruvchi va tadqiq qilinayotgan na'munaga yo'naltiruvchi pezo plastenkaga tushadi. Generatsiya chastotasi Ch3-34A chastotamer bilan nazorat qilinadi. Tadqiq qilinayotgan na'muna solingan kyuvetaga pezo nurlantirgich yopishtirilgan bo'lib, u termostatga aylantirilgan. Termostat elektron sxemasi berilgan haroratni $\pm 0.01^{\circ}\text{C}$ oraliqda ushlab turish imkoniyatini beradi. Termostat G5-goniometr ining mahsus stoliga mahkamlab qo'yilgan. Bu stol termostatning lazerdan tushayotgan nurlanish yo'nalishiga



7 - rasm. Qurilmaning blok-sxemasi. 1. He-Ne lazeri 2. Fokuslovchi sxema 3. Termostat 4. FEK 5. Ossilograf 6. Chastotametr 7. Tovush generatori 8. Kuchaytirgich 9.hosil qiluvchi generator

perpendikulyar yo'nalishda 0,1 mm aniqlikda siljishiga imkon beradi. Ganiometr ning harakatchan yelkasiga fotoelektron kuchaytirgich FEK -79 o'rnatilgan bo'lib, u kyuvetadan chiqayotgan nurlanishni qabul qilish uchun ishlatiladi. Kyuvetadan chiqayotgan yorug'lik impulslari FEKda elektr impulslariga aylantiradi va C1-65 ossilografning kirishiga beradi. Bu kirish G5-15 generatoridan kelayotgan impulslar bilan sinxronlashgan.

Ultratovush to'lqinlari tarqalayotgan na'muna orqali lazer nurlanishi o'tayotganda kyuvetaning chiqishida asosan yorug'likning ultratovush difraksiyasiga asoslangan chetlangan yorug'lik dastasi paydo bo'ladi. FEK yordamida pezo nurlanishga berilayotgan kuchlanishga bog'liq ravishda difraksiya intensivligini turli xil tartiblarda o'lchash mumkin. Ossilograf ekranida impuls amplitudasida o'lchash nurlanish manbaining intensivligining noturg'unligini va qayd qiluvchi fotoelektrik zanjir nochiziqligi bilan bog'liq bo'lgan xatolar yig'indisi 10% ni tashkil qiladi.



2.2 Difraksiyalangan nurlanishning burchak harakteristikasini goniometr yordamida o'rganish.

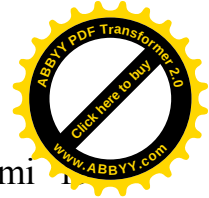
G5M goniometrning asosiy texnik harakteristikasi

Istalgan burchak intervalini bir urinishda o'rganishdagi mumkin bo'lgan cheklanish.	$\pm 5''$
Gorizontal burchaklarini o'lchash diapazoni gacha	0 dan 360°
Prizma qirralarining piramidaligini o'lchashdagi diapazonda mumkin bo'lgan cheklanish.	$\pm 5'$ $\pm 10''$
Optik mikrometrning shkalasining bo'lim bahosi	1"
Abbe okulyarining bo'lim bahosi	10"
Avtokollimatorning fokus masofasi	400 mm
Ob'yektivning yorug'lik diametri	50 mm

G5M

Goniometr

Goniometr avtokollimator 1 dan mikroskop 2, korpus 3, limbom va o'qli sistemali stolga 4 dan tashkil topgan avtokollimatorni fokuslashning 5 buragichi bilan 6 shkala bo'yicha amalga oshiriladi. 7 muruvvat o'qni vertikal bo'yicha yustirovka qilish uchun xizmat qiladi. Akulyarlar avtokollimorga o'zining halqalari 8 bilan mahkamlanadi. Goniometr Limbi 9 qopqoq bilan yopilgan lampa bilan yoritiladi. Limb o'qlarini vertikal holatda o'rnatish 10 vintlari bilan 11 bo'yicha o'rnatiladi. Stolchaga nisbatan Limbni burish 12 maxovik bilan 13 vint bo'shatilganda amalga oshiriladi. Stolcha bilan birga Limbni qo'pol ravishda burish qo'l bilan va aniq mikrometrlangan vint 14 bilan 13 vint bo'shatilganda amalga oshiriladi. Limb harakatlanmaydigan bo'lganda stolchani burish qo'pol ravishda qo'l bilan 13 vint bo'shatilganda va 15 vint tushirilganda amalga oshiriladi. Aniq burish mikrometrlangan vint 16 bilan 15 va 13 vintlar bo'shatilganda amalga oshiriladi. O'lchovchi prizmani to'g'ri o'rnatish uchun stolchani ikki o'zaro perpendikulyar tekislik bo'yicha qiyalatish ko'zda tutilgan va u 17 va 18 vintlar bilan amalga



o'shiriladi. Stolchanning balandligini o'zgartirish uchun halqalar to'plami mavjud

Asbob 20 o'lchagich yordamida tok zanjiriga ulanadi.

Goniometr ning optik sxemasi avtokollimatoridan va hisoblash sxemasidan tashkil topgan (9-rasm). Avtokollimator 2,3,4,5 ichki fokusirovkali teleskopik tizimdan iborat. Hisoblash qurilmasi 6,7,8,9,10 yoritgichlardan shisha limbi 11 ko'priklar 12,13,14,15 optikmikrometr dan 16,17,18,19,21,22,23 va hisoblovchi mikroskop 24,25,26,27 lardan tashkil topgan.

6 lampa xira shishaning 7, kondensor 8, yorug'lik filtri 9 va 10 prizma orqali 11 limbni yoritadi. Limb shkalasi 1880 bo'limga ega, bo'lim qiymati 20'. Bo'limni raqamlashning 1% dan hosil qilingan. Limbi shtrixlarining tasviri 12,13,14,15 ko'priklar orqali limbning diametrial qarama-qarshi tomonga o'tkaziladi. Limbning ikkita diametrial qarama-qarshi sohalaridagi shtrixlarining ta'siri optik mikrometriga uzatiladi.

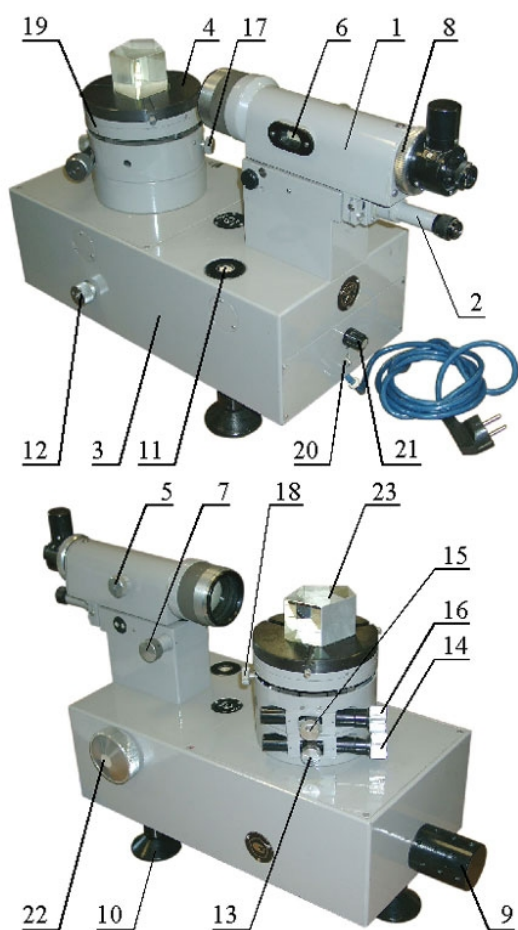
Optik mikrometrning ishlash prinsipi quyidagicha bo'ladi. Nurlar yo'lidagi II limbidan bo'luvchi blok 22 gacha ikki juft optik tolalar 20 va 21 joylashtirilgan (7-rasm). Yuqori va quyi juft tolalar bir xil ammo yo'nalishi qarama-qarshi tomonga bo'lgan burchaklarga ega va yassi parallel plastinkalar yig'indisi ko'rinishida bo'ladi (9-rasm).

Yuqori juft tolalar ikki va uch yo'lga joylashtirilib, ular limba shtrixlarining to'g'ri tasvirini beradi, quyilari esa shtrixlarining teskari tasviri beruvchi nurlar yo'lga qo'yilgan. Harakatlanuvchi tola uch harakatlantirilsa optik o'qi bo'ylab yo'nalgan nurlar ko'ndalig yo'nalishga ko'chadi. Shunday qilib tolalar to'g'ri va teskari yo'nalishda harakatlantirish bilan 4 shtrixlab tasviri limba 5 uchaskasining diametrial qarama-qarshi tasviri qo'shib ketadi yoki aniqlanadi.

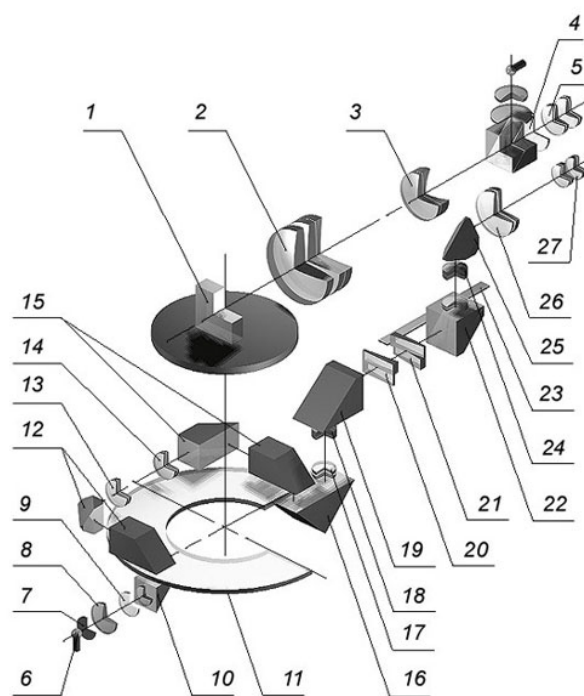
Mikrometrning harakatchan tolalari bilan mahkam bog'langan limba shtrixlari va shkala 33 tasvirlarini 27 okulyar bilan kuzatiladi.

Shkalaning 600 bo'limga ko'chirishda limbaning yuqori tasvirlari pastdagiga nisbatan 10' ga ko'chadi. Mikrometr shkalasining har bo'limi 10' burchakning 1/600 ga mos keladi. Ya'ni 1" ga teng bo'ladi.

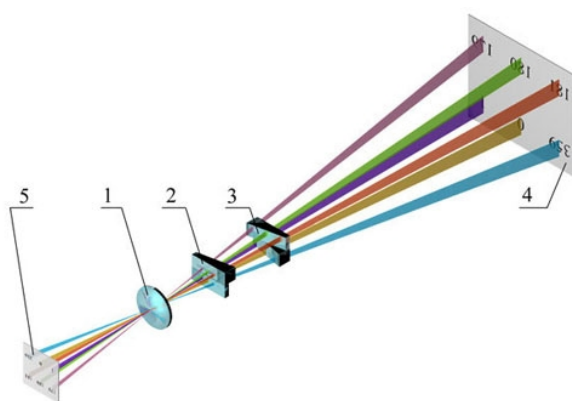
Hisoblash mikroskopining ko'rish maydoni 10-rasmda keltirilgan. Limbadan hisoblash uchun optik mikrometrning muruvvatini chap oynadagi limba shtrixlarining yuqori va quyi tasvirlari qo'shilguncha burash zarur bo'ladi. Graduslar soni ko'rinadigan yaqin vertikal indeksga nisbatan chap raqamga teng. 10 minutlar soni yuqori shtrix oralig'idagi intervallar soniga teng va bu hisob gradus soniga va quyi raqamlangan shtrixga mos keladi. Quyi shtrix yuqorisidan 180^0 ga farq qiladi. Minut birligi sonlari mikrometr shkalasining o'ng oynasida sonlarning chap qatori bo'yicha hisoblanadi. O'nlik sekundlar soni huddi shu oynada sonlarning o'ng qatori bo'ylab olinadi. Sekund birliklari soni shtrixlar bo'limlar orasidagi sonlarga teng bo'lib, bu o'nlik sekund hisobiga siljimaydigan gorizontal indekslarga mos keladi 10-rasmda ko'rsatilgan holat $0^0 15' 57,5''$ ga mos keladi



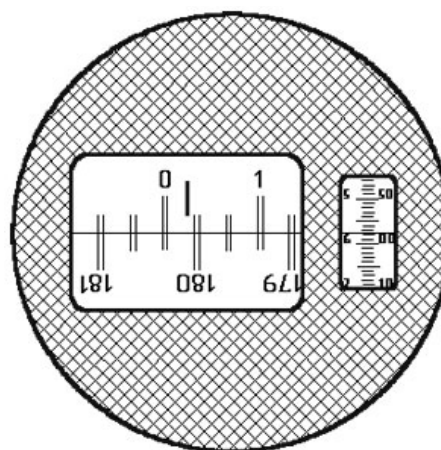
7 - rasm.
G5M goniomterning umumiy
ko'rinishi



8 - rasm.
Goniometr ning optik sxemasi



9 - rasm.
Optik mikrometrning sxemasi

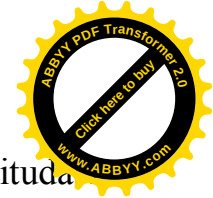


10 - rasm.
Hisoblash mikroskopning ko`rish maydoni

2.3. Ultratovush yutilish koeffitsiyentini o`lchash

Ultratovushda yorug`lik difraktsiyasi hodisasi yordamida ultratovush yutilish koeffitsiyentini o`lchash difraktsiyalangan dasta yorug`lik intensivligining tovush to`lqinlari bilan aksusto optik o`zaro ta'sirlashuv nuqtasidagi intensivligini aniqlash faktiga asoslanadi. Tovush to`lqinlarining muhitda yutilishi hisobidan manbadan ultra tovush kamayishidan tovush to`lqinlari intensivligi so`nib boradi. Shuning uchun difraktsiyalangan dasta yorug`lik intensivligini akusto-optik o`zaro ta'sirlashuv sohasidan ultratovush manbasiga bo`lgan masofaga bog`liqligini o`lchash, tovush to`lqinlarining yutilish koeffitsiyentini hisoblash imkonini beradi. Shunday qilib, tovush yutilish koeffitsiyenti α - ning amplitudaviy kattaligini kyuvetani yo`nalishini namuna bilan birgalikda lazer nurlari dastasi yo`nalishiga ko`ndalang ravishda ko`chirib, va difraktsiyalangan yorug`lik intensivligini o`lchash orqali aniqlash mumkin. Ultratovush yutilish koeffitsiyentini o`lchash metodikasi quyidagilardan iborat.

1. Fotoelektron ko`paytirgich bilan mahkamlangan goniometr harakatlanuvchi elkasi shunday buriladiki, difraktsiyalangan yorug`lik dastasi 1-tartibi (I_{+1} dasta 6-rasmda) aniq fotoelektron ko`paytirgich FEK tirqishiga tushadi. Fotoelektron ko`paytirgich FEK aniq holati



shunday quriladiki, ossillograf ekranida elektr signallar amplituda maksimal bo`ladi.

2. Elektr signal amplitudasi U_1 ossillograf ko`rsatkichi bo`yicha o`lchanadi.
3. Kyuveta bilan mahkamlangan goniometr stolchasi mikrometrik vint yordamida ma'lum bir x masofaga kyuvetaga perpendikulyar tushayotgan lazer nuri yo`nalishidayuboriladi. Shunday qilib, ultratovush manbasidan akusto-optik o`zaro ta'sirlashuv sohasigacha bo`lgan masofa o`lchanadi.
4. Elektr signallari amplitudasi U_2 ossillograf shkalasi bo`yicha o`lchanadi. Lazer nurlariga nisbatan kyuvetani aralashtirishni kiritilishi oqibatida akusto-optik o`zaro ta'sirlashuv sohasidan ultratovush manbasigacha bo`lgan masofa ortadi, ossillograf ekranida elektr signallari amplitudasi U_2 kattaligi, U_1 ga nisbatan kichik bo`ladi.
5. Ultratovush yutilish koeffitsiyenti quyidagi formula bo`yicha hisoblanadi:

$$\alpha = \frac{\ln \frac{U_1}{U_2}}{2x}$$

Ultratovushlarning yutilish koeffitsiyentini hisoblash uchun istalgan difraktsiyalangan yorug`lik dastasidan foydalanish mumkin.

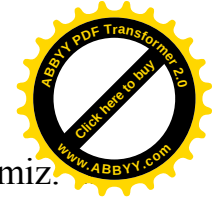
Ult tovush yutilish koeffitsiyentini hisoblashga misol

Faraz qilamizki, yuqorida qayd etilgan metod bo`yicha ba'zi bir suyuqliklar uchun 2 MHz ultratovush chastotasi uchun difraktsion nurlanish intensivligini o`lchash o`tkazilgan bo`lsin va ossillografda elektr signallari amplitudasi uchun quyidagi qiymatlar olingan bo`lsin.

$$U_1=4.80 \text{ V}, x=1 \text{ mm}, U_2=4.54 \text{ V}$$

$$x=2 \text{ mm}, U_2=4.29 \text{ V}$$

$$x=3 \text{ mm}, U_2=4.06 \text{ V}$$



bu qiymatlar uchun ultratovush yutilish koeffitsiyenti qiymatini hisoblaymiz. kattalikni santimetrlarda ifodalymiz, chunki tovush yutilish koeffitsiyentining an'anaviy o'lchov birligi - $[\text{sm}^{-1}]$.

$$\alpha_1 = \frac{\ln 4.80 / 4.54}{2 \times 0.1} \approx \frac{\ln 1.0573}{0.2} \approx 0.28 \text{ (sm}^{-1}\text{)}$$

$$\alpha_2 = \frac{\ln 4.80 / 4.29}{2 \times 0.2} \approx \frac{\ln 1.1189}{0.4} \approx 0.28 \text{ (sm}^{-1}\text{)}$$

$$\alpha_3 = \frac{\ln 4.80 / 4.06}{2 \times 0.3} \approx \frac{\ln 1.1823}{0.6} \approx 0.28 \text{ (sm}^{-1}\text{)}$$

Ultratovush yutilish koeffitsiyentining o'rtacha qiymati

$$\alpha_{cp} = (\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3) / 3 = 0.28 \text{ (sm}^{-1}\text{)}$$

Shunday qilib, tekshirilayotgan suyuqlikda 2 MHz chastotada ultratovush yutilish koeffitsiyenti 0.28 sm^{-1} ni tashkil etadi.

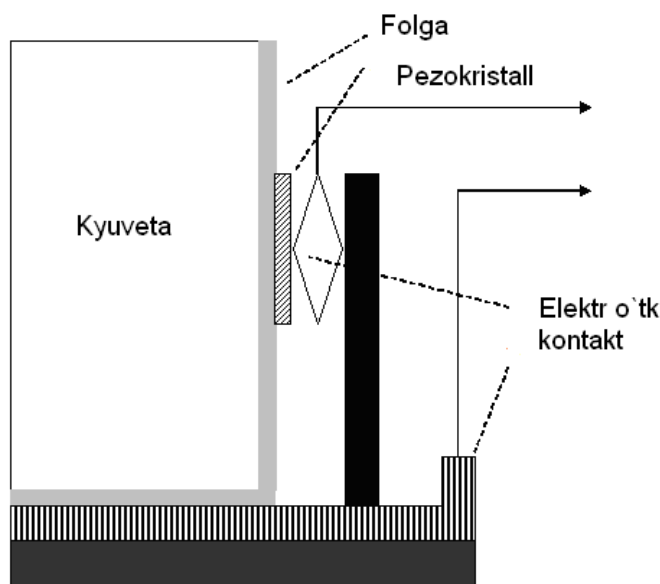
Suyuqlikda tovush tarqalishlarini tahlil qilishda odatda ultra tovush yutilish koeffitsiyenti kattaligining o'zi emas balki, α/f^2 - kattalik ishlatiladi (ya'ni chastotaning kvadratiga teng bo'lgan yutilish koeffitsiyenti). Bizning holda esa quyidigini ko'rsatish mumkin:

$$\frac{\alpha}{f^2} = \frac{0.28}{(2 \times 10^6)^2} = 7 \times 10^{-14} \text{ (sm}^{-1} \times \text{s}^2\text{)}$$

2.5. Kyuveta konstruksiyasi

Ultratovushda yorug'lik difraksiyasi hodisasini o'rganish uchun to'g'ri burchakli kyuveta qo'llanildi, uning sxematik ko'rinishi 11 rasmda tasvirlangan.

Kyuveta 4 ta yassiparallel shisha plastinkadan (kvars)dan yelimlandi. Bunda lazer nurlanishining kirish va chiqish uchun yon tirqishlarini bajaruvchi ikkita plastinka shunday tanlab olinadiki, unda turli xil material tuzilishidagi yetishmasligi tufayli sodir bo'ladigan qutblanish hodisalarini minimumga tushirish kerak bo'ladi.



11 - rasm.

Kyuvetaning yon devorlariga folga yelimlangan bo'lib, u tovush chastotasi generatoridan kelayotgan o'zgaruvchan elektr kuchlanishini pyezokristalning yon yuzalaridan biriga o'tkazish uchun kontaktlardan biri bo'lib, xizmat qiladi.

Pezokristall folgaga texnik elektr o'tkazuvchan vazelin yordamida yelimlandi. Pezokristallning ikkinchi yon yuzasiga o'zgaruvchan kuchlanish prujinali kontakt yordamida o'tkazildi. Shunday usul bilan tayyorlangan kyuveta disterillangan suv bilan to'ldirildi va qopqoq bilan yopildi.

2.5. Tekshiriluvchi namunani termostatlash

Suyuq kristallarni «izotrop faza – mezofaza» o'tish sohasida eksperimental tadqiq etishda termostatlash o'ta muxim o'rin tutadi. Faza o'tishlari yaqinida terostatlashni yuqori darajada stabilligi ushbu holda fizik miqdorlarni o'zgarishini

xarakterli sohasi kattaligi $\varepsilon = \frac{T - T_n^*}{T_n^*}$ bilan bog'liqligidir, bu yerda T – joriy

temperatura, T_n^* - ikkinchi jinsli fazaviy o'tish temperaturasi. Bundan tashqari tadqiq qilinuvchi moddaning tashqi ta'sirlarga nisbatan qabul qiluvchanligi, xususan issiqlik ta'siriga nisbatan qabulchanligi o'tish temperaturasi yaqinida kuchli ortadi.



Suyuq kristallarni tadqiq etishda ularni mezofazaga o'tish yaqinidagi termostat uchun qo'yiladigan talablarni ishni tahlili bo'yicha quyidagi parametrlarni kiritish mumkin:

1. Namuna o'rtacha temperaturasi δT ni tutib turish xatoligi;
2. Namunada ΔT temperaturalar farqi (gradiyenti);
3. Namunada δT_n . Temperaturani o'lchash xatoligi.

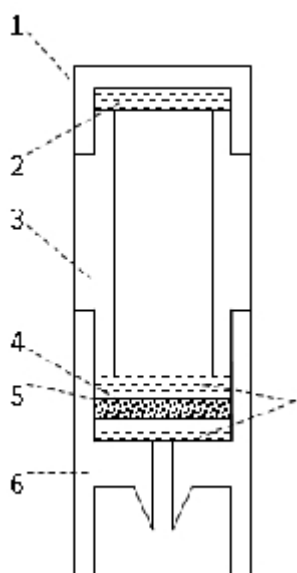
Birinchi ikkita kattalikni baholash ishda berilgan: $\delta T, \Delta T \ll \varepsilon_{\min} T_n^*$. Ma'lumki izotrop fazali suyuq kristallarda $T_n - T_n^*$ odatda 1 K tartibda bo'ladi, bunda $\varepsilon_{\min} \approx 10^{-3}$ va $\delta T, \Delta T \ll 0.1$ K. namuna temperaturalarini o'lchash xatoliklari ham ushbu tartibda bo'lishi zarur.

Qo'yilgan masalani yechish uchun biz tomondan elektron tizimli boshqarishga va berilgan temperaturalarni ushlab turishga mo'ljallangan termostat tayyorlandi. Ushbu termostatning asosiy qismi termometr uchun yoriq va kyuveta uchun tekislika ega dur alyuminiydan tayyorlangan termostatlovchi blok hisoblanadi. Dyuralyuminiy blok asbosementli qobiq ichiga joylashgan. Dyuralyuminiyliy blok va asbosementli qobiq orasidagi bo'shiqni teromizolyasiyasi kuchli bo'lishligi uchun asbestli toshchalar bilan to'ldiriladi. Kyuvetada issiqlik taqsimlanish mavjud bo'lmasada ya'ni uchuning o'zi dyur alyuminiy blok bilan issiqlik kontaktida joylashganligi sababli biz kyuveta temperaturasini blok temperaturasiga teng deb hisobladik. Blokning tashqi silintrik sirti bo'yicha maxsus o'yilgan yo'lakchalarida yelka qaro'iligi 30 Om va har biri 36 Om qarshilikli nixrom simdan iborat ikkita istgichli termometrik ko'priklarni joylashgan. Turli temperaturalarda ko'priklarni balansirovka qilish uni o'lchash diagonali bo'ycha tashqi siljitish orqali o'tkaziladi. O'lchovchi ko'priklarni va zanjirda manbani siljitish o'zgarmas kuchlanishli «Baken» tipidagi batareya orqali amalga oshirildi. Namuna o'rtacha temperaturasini ushlab turish xatoligi va namunaning pastki va yuqori qismlarida temperaturalar tushishini termoparlarni yoradamida eksperimental o'lchash shuni ko'rsatdiki termostatlashning barcha oraliqlarida (300 K dan 425 K gacha) $\delta T \approx \pm 0.01$ K, $\Delta T \approx \pm 0.05$ K.

Tajriba jarayonida dyuralyuminiy blok temperaturalarini o'lchash Bekme termometri yordamida ± 0.01 K aniqlikda o'tkazildi.

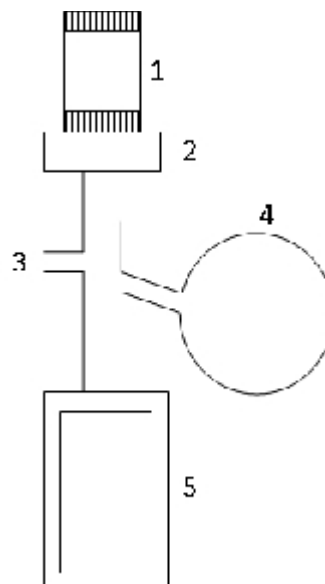
2.6. Namunalarni tadqiq etishga tayyorlash

Kimyoviy jihatdan toza moddalarni olishda asosiy vazifa namunalarni tozalash texnologiyasi hisoblanadi. Suyuqliklarni tozalashning umum ma'lum bo'lgan usullaridan biri sifatida ularning ko'p marta tarkibiy qismlarga ajratish hisoblanadi, biroq suyuq kristallarni bu uslubda tozalash ularning fizik-kimyoviy xususiyatlariga ko'ra o'ta murakkab hisoblanadi. Shuning uchun biz namunalarni filtrlash uchun teshikchalari diametri 0,2 mkm bo'lgan zich teflonli filtrdan foydalandik.



12a Rasm. Filtr tutgichi

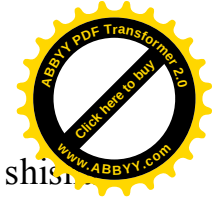
1 –qopqoq, 2 –teflonli halqa, 3- po'lat korpus, 4 –teflon filtr, 5 –po'lat to'r, 6–sistemaning shishali qismi bilan qo'shilishi uchun uchlik.



12b Rasm– Filtrlash tizimi

1 –filtr tutgich, 2 – bog'lovchi gayka, 3 – tizimdan havoni haydovchi zaytun, 4 – sharik, 5 – kyuveta.

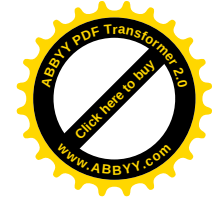
Filtrlash uchun kesilmaydigan po'latdan tayyorlangan va 12a-rasmda sxemasi keltirilgan tutgich filtr qo'llanildi. Filtrlashning muhim xususiyati shundaki namunaning filtrlangan qismi atmosfera havosi bilan aralashib ketmaydi va ifloslanmaydi. Filtrlash jarayonini qisqa bayon etamiz.



Tutgich filtr rezinali zichllangan halqa va metall shaybalar yordamida shisha trubkaga maxkamlangan, shisha trubkaga sharik idishni yuish uchun maxkamlangan va kyuveta tadqiq etish uchun qo'yilgan. Shuningdek trubkada sistema xavosini xaydash uchun zaytun mavjud. Filrlash tiziminig umumiy ko'rinishi 12b-rasmda ko'rsatilgan.

Tutgich filtri korpusi filtrlanuvchi namuna eritmasiga to'lgan va zaytun orqali forvakuumli nasoos yordamida tizimdan havoni xaydash amalga oshiriladi. Shu tarzda hosil qilingan eritma bosimlar farqi filtr orqali oshiriladi. Kyuveta yarimigacha to'lgandan so'ng ularni chayish o'tkaziladi va eritmaning porsiyasi yonboshdagi sharikka quyiladi. Barcha operasiyalar filtrllovchi tizimning germetizasiyalanmasidan oldin o'tkazildi. Eritmaning uchta porsiyasida chayish o'tkazildi va kyuvetadagi changlar minimum darajaga tushirildi va so'ngra kyuveta to'liq to'ldirildi.

Shundan so'ng tutgich filtri teflonli zichlangan qopqoq bilan yopiladi va kyuvetada vakuum hosil bo'ladi. Tizimda to'lib qolgan havoni haydab va zaytunga haydash uchun shlang berkitilib, kyuveta uziladi.



III BOB

LAZER NURINING AKUSTIK FANONLARDA DIFRAKSIYASI USULIDA ULTRATOVUSH YUTILISH KOEFFISIYENTINI NATIJALARI TAHLILI

3.1. Suvdagi difraksiyalangan nurlanishlarning energetik xarakteristikalarini o'rganish natijalari.

Lazer nurining akustik fanonlar bilar ta'sirlashish nuqtasida tovush intensivligini o'lchash uchun yorug'likning ultratovushda difraksiyasi usulidan foydalib quyidagilarni isbotlash zarur:

- Difraksion tartiblardagi yorug'lik nurlanishlari intensivligining taqsimoti $I_n = J_n^2(v)$ formula orqali qilingan taqsimotga aniq mos kelishi.
- Tovush to'lqinining xarakteristikasini olish uchun eksperimental o'lchash rejimi nazariy qismda tushuntirilgan (Raman-Nat, Bregg yoki oraliq) rejimlardan biriga mos kelishi kerak.

Qo'yilgan vazifani hal qilish uchun biz toza suvda 9.8MGs chastotali ultratovush to'lqinidagi yorug'lik difraksiyasi natijasida paydo bo'ladigan yorug'lik nurlanishlari intensivligini tadqiq qildik. Tovushning bu chastotada yorug'lik oqimi chiqadigan tirqishda ko'rish orqali 8 ta difraksion tartibni kuzatdik (yorug'likning asosiy oqimiga nisbatan simmetrik ravishda 4 tadan). Difraksiyaning bunday manzaradan biz Raman-Nat rejimida ishlayotganimizni bildik. Ish rejimini yanada aniqroq bilish uchun biz difraksiyalangan nurlanish intensivligining pezoplastinkasidagi nurlanishga bog'liqligini difraksiyaning 1-2-3-tartiblari uchun o'rgandik. 13-,14- va 15-rasmlarda $\sqrt{\frac{I_n}{I_{00}}}$ kattalikning U kuchlanishga $n=1,2,3$ uchun bog'liqligi keltirilgan.

Rasmdan ko'rinadiki difraksiyaning uchala tartibdan har biri chiziqli tartibi $\sqrt{\frac{I_n}{I_{00}}}$ kattalikning pezoplastenka kuchlanishi U bog'lanishga ega bo'ladi.



Tajribada $\sqrt{\frac{I_n}{I_{00}}}$ kattalikning U ga bog'lanishini olishimizga qaramasdan,

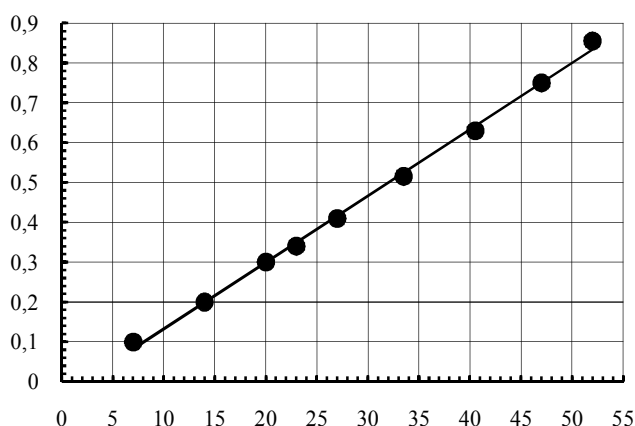
nazariyada esa difraksiyalangan nurlanish intensivligining tovush to'lqini intensivligi bilan bog'lanishi uchun quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$\sqrt{\frac{I_1}{I_{00}}} = J_1(B\sqrt{Y})$$

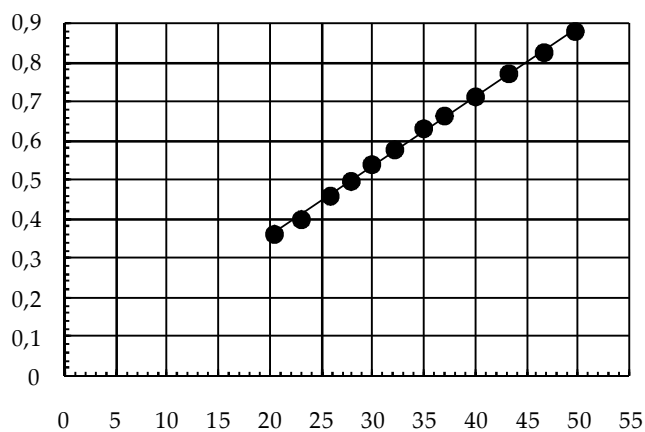
bu yerda $B = \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{\frac{2}{\rho v^3} \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 1)}{6n}}$

natijada $B\sqrt{Y}$ kattalikning U ga Bessel funksiya argumentining kattaligiga mos uning aniq qiymatlari asosida bog'liqligini tuzishimiz mumkin. Bunday operatsiya hamma tekshirilgan uchala tartibi uchun operatsiya qilingan va $B\sqrt{Y}$ ning kuchlanishga bog'liqligini o'rtacha qiymati 16-rasmda keltirilgan.

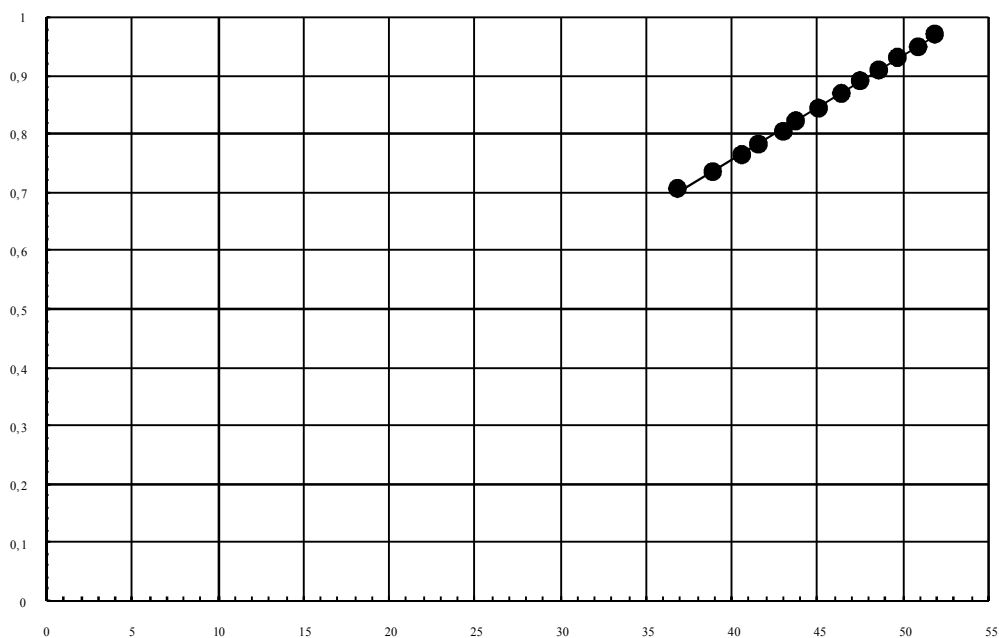
16-rasmdan kjo'rinadiki, tovush to'lqini intensivligi pezo-plastenkadagi kuchlanishning kvadratiga to'g'ri proporsional ekan, bu esa nazariyada ham tasdiqlangan. Bunda $\sqrt{\frac{I_n}{I_{00}}}(U)$ eksperimental bog'lanish ko'rinishining nazariy qiymatlari shuni takidlaydiki, akustik to'lqinlar harakteristikasiga ko'ra, biz Raman –Nat rejimida ishlar ekanmiz.



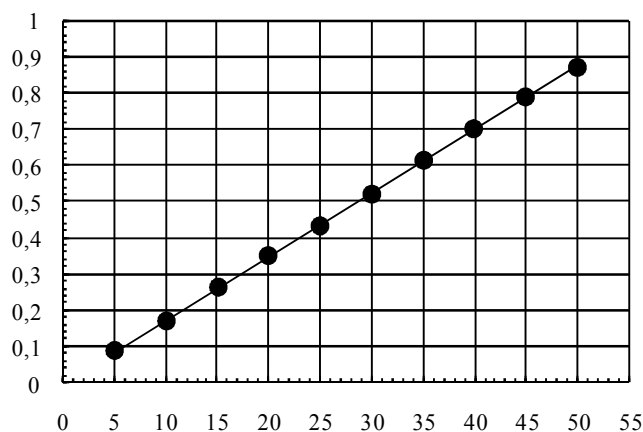
13-rasm. Suvda $\sqrt{\frac{I_1}{I_{00}}}$ kattalikning pezo-plastenka kuchlanishiga bog'liqligi.



14-rasm.Suvda $\sqrt{\frac{I_2}{I_{00}}}$ kattalikning pezoqlastenka kuchlanishiga bog'liqligi.



15-rasm.Suvda $\sqrt{\frac{I_3}{I_{00}}}$ kattalikning pezoqlastenka kuchlanishiga bog'liqligi.



16-rasm. $B\sqrt{Y}$ kattalikning suvdagi pezoplastenka kuchlanishiga bog'liqligi .

16-rasmda keltirilgan ma'lumotlarga ko'ra, tovush va yorug'lik to'lqinlarining ta'sirlashuv nuqtasidagi tovush intensivligining pezoplastenkadagi kuchlanishga bog'liqligi hisoblandi, unda B koeffitsientni hisoblash uchun quyidagi kattaliklar olindi: $d=1$ sm, $\lambda=632.8$ nm $\rho=1000$ kg/m³, $v=1490$ m/s, $n=1.33$ hisoblangan bog'lanishlar 17 va 18-rasmlarda keltirilgan.

3.2. Xolesterimiristatning izotrop fazasida difraksiyalangan nurlanishning energetik harakteristikalarini tekshirish.

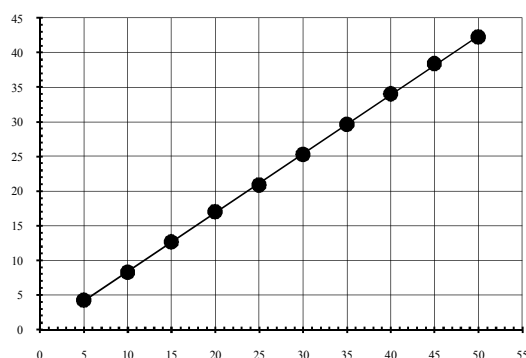
Difraksiyalangan nurlanishning energetik harakteristikasini tekshirish uchun suyuq kristallning izotrop fazasi uchun xolisterimiristat suyuq kristali tanlab olingan. Bizning namunani yoritish temperaturasi (mezofazasiga o'tish temperaturasi) $83,4^{\circ}\text{C}$ haroratda bo'ladi. Difraksiyalangan nurlanish intensivligini o'rganish 100°C haroratda o'tkazildi.

O'lchash jarayoni xuddi suvdagi kabi bajariladi. Olingan $\sqrt{\frac{I_1}{I_{00}}}$ kattalikning pezoplastenkadagi kuchlanishga bog'liqligi o'lchandi. Olingan bog'liqlik 19-rasmda keltirilgan. Keyin olingan bog'liqlikdan birinchi tartib uchun Bessel formulasidan foydalanib $B\sqrt{Y}$ kattalik qiymatlari pezoplastenkaning turli

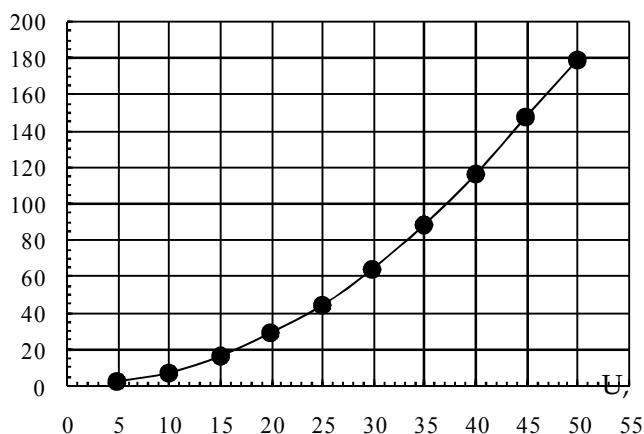
kuchlanishlari uchun hisoblanadi. $B\sqrt{Y}$ ning U ga bog'liqlik grafigi 20-rasmda keltirilgan.

B koeffitsientni hisoblash uchun quyidagi qiymatlardan foydalanildi:

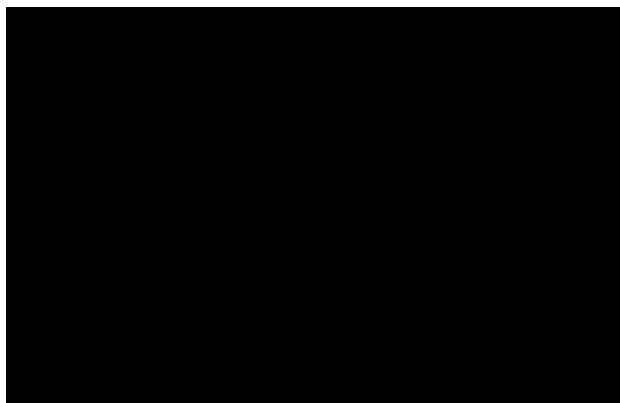
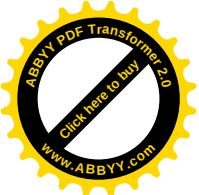
$d=1$ sm, $\lambda=632.8$ nm, $\rho=900$ kg/m³, $v=1330$ m/s, $n=1.475$. 21 va 22 rasmlarda $\sqrt{Y}$ kattalikning U kuchlanishga bog'liqligi va Y ning U ga bog'liqligi mos holda keltirilgan. Rasmdan ko'rinadiki, suvdagi va xolesterilmiristatning izotrop fazasidagi ultratovushdagi yorug'lik difraksiyasi manzarasi sifat jihatdan bir xildir. Ammo suvda va suyuq kristallda pezoastenkaning bir hil kuchlanishida olingan tovush intensivliklari qiymatlari bir-birlaridan kuchli darajada farq qiladi.



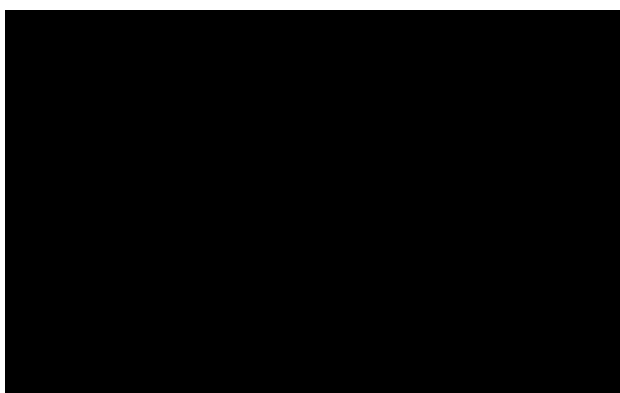
17-rasm. Suvda $\sqrt{Y}$ kattalikning pezoastenka kuchlanishiga bog'liqligi



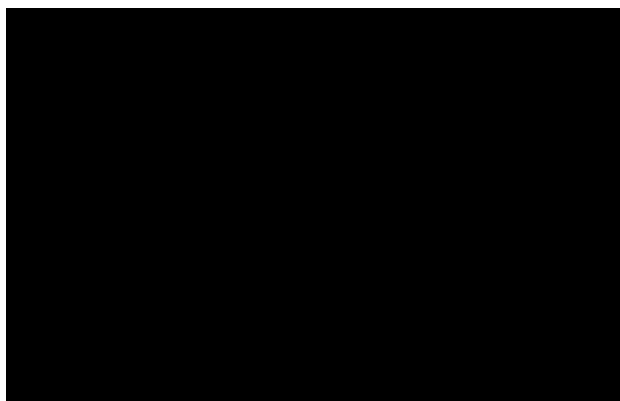
18-rasm. Suvda tovush intensivligining pezoastenka kuchlanishiga bog'liqligi



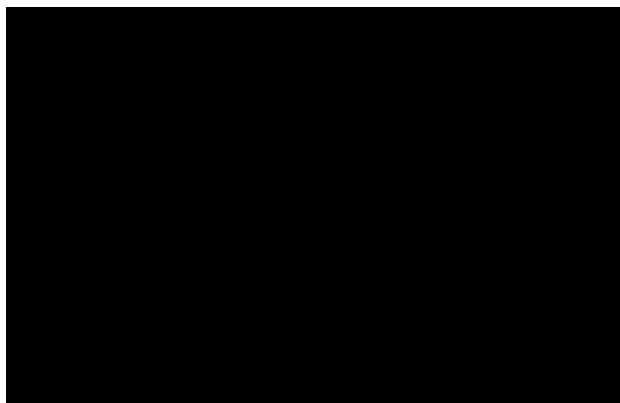
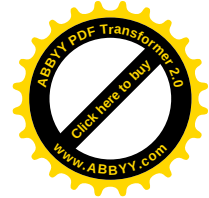
19-rasm. Xolesterimiristat suyuq kristaldagi $\sqrt{\frac{I_1}{I_{00}}}$ kattalikning pezoplastinka kuchlanishiga bog'liqligi



20-rasm. Xolesterilmiristat suyuq kristaldagi $B\sqrt{Y}$ kattalikning pezoplastinka kuchlanishiga bog'liqligi



21-rasm. Xolesterilmiristat suyuq kristaldagi $\sqrt{Y}$ kattalikning pezoplastinka kuchlanishiga bog'liqligi



**22-rasm. Xolesterilmiristat suyuq kristaldagi tovush intensivligining
pezoplastenka kuchlanishiga bog'liqligi**

Tovush to'liqlari intensivligining farq qilishini (xossalarning) izotrop fazasidagi tovushning yutilish koeffitsientidan sezilarli darajada katta bo'ladi.

Suvdagi va suyuq kristaldan tovush intensivliklarining farqini bilgan holda tovushning suyuq kristalda yutilish koeffitsientini quyidagi formula orqali baholash mumkin:

$$\alpha = \frac{\ln \frac{I_1}{I_2}}{2\Delta x}$$

Pezo nurlanishdan Δx masofada uzoqlikda joylashgan namunaning 2 nuqtasidagi difraksion tartiblardagi yorug'lik intensivliklari farqi bo'yicha tovushning yutilish koeffitsientini uchun odatda qo'llaniladi.

**3.3 Xolesterilmiristatning izotrop fazasida ultratovush yutilish koeffitsiyentini
o'lchash natijalari.**

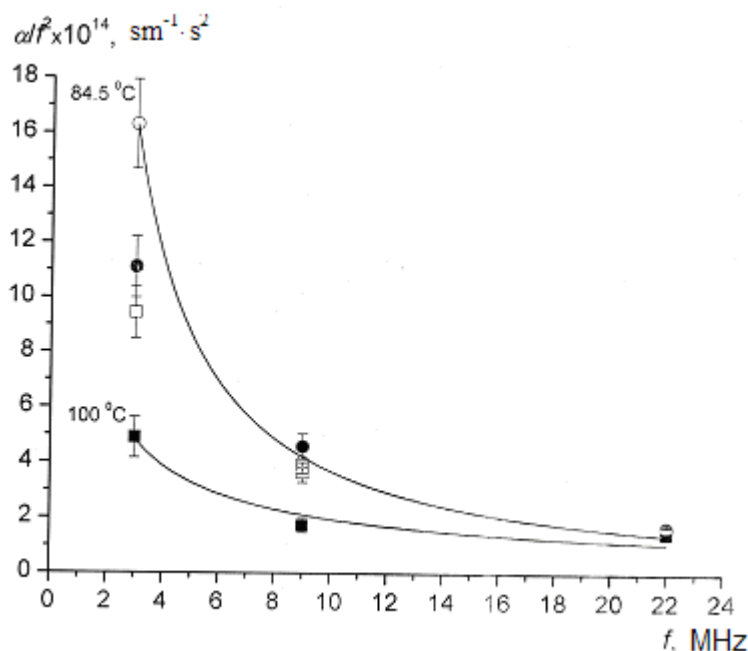
Bu ishda o'rganilayotgan tadqiqot ob'yekti sifatida xolesterik suyuq kristal- Xolesterilmiristatning (XM) izotrop fazasi tanlab olindi. Bizning namunamizda mezofazaga o'tish temperaturasi $t_c = 83.4^\circ\text{C}$ ni tashkil etadi. Ultratovush yutilish koeffitsiyentini uchta chastotada (3,9, 22 MHz) va namunaning bir necha temperaturalarida o'rganildi. O'rganilayotgan namuna $84,5$ dan 100°C temperaturalar oralig'ida tekshirildi. O'lchash jarayonida birinchi bo'lib, namuna temperaturasi bir muncha to'g'irlandi keyin bu temperaturalarda tovushning uchta chastotalarida (3MHz, 9MHz, 22MHz) ultratovush yutilish koeffitsiyenti

o'lchandi. Ultratovush yutilish koeffitsiyentini o'lchashning har bir qismida namuna temperaturasi ikki soat davomida saqlab turildi. Tajribada olingan natijalar quyidagi jadvalda keltirilgan

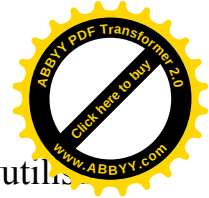
Xolesterilmiristatning izotrop fazasida ultratovush yutilish koeffitsientini o'lchash natijalari

$t^{\circ}\text{C}$	3 MHz		9 MHz		22MHz	
	α , sm^{-1}	$\alpha/f^2 \cdot 10^{14}$, sm^{-1}s^2	α , sm^{-1}	$\alpha/f^2 \cdot 10^{14}$, sm^{-1}s^2	α , sm^{-1}	$\alpha/f^2 \cdot 10^{14}$, sm^{-1}s^2
100	0.44	4.89	1.4	1.73	7.19	1.49
94.9	0.85	9.44	2.95	3.64	7.7	1.59
89	1.00	11.1	3.7	4.57	8	1.65
84.5	1.47	16.3	3.25	4.01	8.2	1.69

Bu olingan natija asosida xolesterilmiristatning (XM) izotrop fazasida ultratovush yutilish koeffitsientining temperatura – chastotaga bog'liqligini grafigi tuzilib tahlil etildi (23- rasm).



23- rasm Xolesterilmiristatning izotrop fazasida turli temperaturalarda ultratovush chastotasining α/f^2 kattaligiga bog'liqligi.

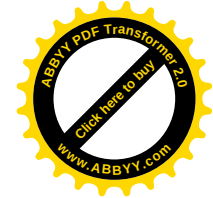


Xolesterilmirilstatning (XM) izotrop fazasida ultratovush yutilish koefitsientining temperatura – chastotaga bog'liqligining ifodasi yuqori darajada tadqiq etildi.

Mezofazaga o'tish temperaturasi yaqinlashganda, tadqiq etilayotgan ultratovushning har bir chastotasida yutilish koefitsiyenti ortib bordi. 3MHz chastotada yutilish koefitsiyentining o'sishi 100°C - 84.5°C temperatura intervalida 0.44 dan 1.47sm^{-1} gacha oshdi ya'ni temperatura mezafazaga yaqinida yutilish 3 barobart ortib ketadi. 22 MHz chastotada esa xuddi shu temperatura intervalida 7.9 dan 8.20sm^{-1} gacha ortadi. Bu yerda yutilishning ortishi 10% ni tashkil etadi.

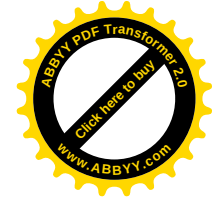
chastotaning ortishi bilan α/f^2 – chastota kvadratiga mos kelgan yutilish koefitsientining kattaligi kamayib boradi. Namunaning mezofazaga o'tish temperaturasi yaqinida α/f^2 qiymatining keskin o'zgarishiga olib keladi.

Shunday qilib, biz o'tkazgan tadqiqotlar natijalari shuni ko'rsatdiki, Xolesterilmirilstatning (XM) izotrop fazasida muxhitning akustik parametrlarining temperatura – chastotaga bog'liqligi ultratovush tarqalish yutilish koefitsienti misolida eksperimental o'rganildi.



Xulosa

1. Lazer nurining akustik fanonlarda difraksiya metodi hamda uni kuzatadigan lazerli akusto-optik qurilma ishlash prinsipi o'rganilib chiqildi.
2. Suyuq kristallar, ularning turlari va undagi fazaviy o'zgarish jarayonlari fizikasi haqida tushunchalarga ega bo'lindi.
3. Xolesterilmirilatning (XM) izotrop fazasida yutilish ko'effitsiyentini uchta (3 MHz, 9 MHz, 22 MHz) chastotalarda 84,5 dan 100°C temperaturalar oralig'ida lazerli akusto –optik spektroskopiya metodi yordamida eksperimental tadqiq qilindi.
4. Mezofazaga o'tish temperaturasi yaqinlashganda, ultratovush chastosi 3dan 22MGz gacha oshirilgan sari ultratovush tezligi chastotaga bog'liq ravishda oshib borishi kuzatildi.
5. Mezofazaga o'tish temperaturasi yaqinlashganda, ultratovushning har bir chastotasida yutilish ko'effitsiyenti ortib bordi. 3MHz chastotada yutilish ko'effitsiyentining o'sishi 100°C - 84.5°C temperatura intrervalida 0.44 dan 1.47sm⁻¹ gacha oshdi ya'ni temperatura mezafazaga yaqinida yutilish 3 barobar ortib ketad. 22 MHz chastotada esa xuddi shu temperatura intervalida 7.9 dan 8.20sm⁻¹ gacha ortadi.
6. Chastotaning ortishi bilan α/f^2 – chastota kvadratiga mos kelgan yutilish ko'effisientining kattaligi kamayib boradi. Namunaning mezofazaga o'tish temperaturasi yaqinida α/f^2 qiymatining keskin o'zgarishiga olib keldi.



FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR RO'YHATI

1. Капустин А.П., Капустина О.А. *Акустика жидких кристаллов*. – М.: Наука. 1986. – 247 с..
2. И.Л. Фабелинский. *Избранные труды*. Под ред. В.Л. Гинзбурга. М.: ФИЗМАТЛИТ. 2005.
3. Ноздрев В.Ф., *Молекулярная акустика*, Изд. "Высшая школа", М., 1974.
4. А. Адамчик., З Стругальский, «Жидкие кристаллы» Москва Советское радио 1979.
5. Сабиров Л.М., Семенов Д.И., Утарова Т.М., *Акустический журнал*. 2004. т.50(1). с.106-110.
6. Ультразвук. "Маленькая энциклопедия", М., 1979.
7. Физическая акустика, (под редакцией. У Мэзона), том VI, М.: Мир, 1993.
8. Волькенштейн М.В., Молекулярная оптика, М., 1951.
9. Дж. Тейлор. *Введение в теорию ошибок*. Пер. с. англ. М.: Мир. 1985.
- 10.С.V. Raman and N.S.N. Nath, *Proc.Indiand Acad.Sci.* A4, 222 (1936); A8, 499 (1938)
- 11.V. Raman and K.S. Venkaterman, *Proc.Roy.Soc. (London)* 171, 137 (1939)
- 12.Д.И. Семенов, *Спектроскопические и акусто-оптические исследования релаксационных процессов в изотропной фазе жидких кристаллов*. Дисс. канд. физ.-мат. наук, Ташкент, 2004
- 13.де Жен П. *Физика жидких кристаллов*. – М.: Мир. 1977. – 400 с.
- 14.Вальков А.Ю., Романов В.П., Шалагинов А.Н., *УФН*. 1994. т.164(2). с.149-193.
- 15.Капустин А.П. *Экспериментальные исследования жидких кристаллов*. – М.: Наука. 1979. – 395 с.
- 16.Капустин А.П. *Электрооптические и акустические свойства жидких кристаллов*. – М.: Наука. 1973. – 232 с.
- 17.Волькенштейн М.В. *Молекулярная оптика*. – ГИТЛ. 1951. – 744 с.
- 18.L.M. Sabior, D.I. Semenov. *Physics of Wave Phenomena*. 2006. v.14, #3. p.1-



19. Сабилов Л.М., Семенов Д.И., Утарова Т.М., *Узбекский физический журнал*. 2002. в.4(3). с.169-174.
20. Сабилов Л.М., Семенов Д.И., *Краткие сообщения по физике (Физический Институт Российской Академии Наук)*. 2005. №12. с.18-25
21. Сабилов Л.М., Семенов Д.И., *Оптика и спектроскопия*, 2006, т.101, №2, с.330-333.
22. L.M. Sabirov, D.I. Semenov, and T.M. Utarova. *Acoustical Physics*. 2004. v.50(1). Pp. 91-94.
23. Ф.Р.Исмаилов «Дифракция лазерного излучения на акустическая фанона» магистерская диссертация Самарканд-2007г
24. Чандрасекар С. Жидкие кристаллы - М.:Мир, 1980 с.344

Foydalanilgan internet saytlari.

1. <http://maik.ru> – “Оптика ва спектроскопия”, “Акустика” ilmiy jurnallar sayti
2. <http://ufn.ru> - “Успехи физических наук” ilmiy jullar sayti
3. <http://www.xumuk.ru/encyklopedia/1540.html>
4. <http://kaplyasveta.ru/o-prirode-veshhej/chto-takoe-zhidkie-kristally.html>
5. <http://ziyonet.uz/>