

**O`ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIV VA O`RTA MAXSUS TA`LIM VAZIRLIGI**

**ALISHER NAVOIY NOMIDAGI
SAMARQAND DAVLAT UNIVERSITETI**

**Qo`lyozma huquqida
UDK 535.36**

BARNOYEVA DINORA FAYZULLAYEVNA

**LAZERLI OKUSTA – OPTIKAVIY SPEKTROSKOPIYA USULI
BILAN SUYUQLIKLARDAGI RELAKSATSION
JARAYONLARNI TADQIQ QILISH.**

5A-440105-Lazer fizikasi mutaxassisligi

Lazer fizikasi bo`yicha magistr darajasini olish uchun

MAGISTRLIK DISSERTATSIYASI

**Ish ko`rib chiqildi va himoyaga
ruxsat berildi.
«Nazariy fizika va kvant elektro-
nikasi» kafedrası mudiri
dots. Xaydarov X.S. _____**

**Ilmiy rahbar:
dots.Semenov D. I _____**

M.O`

SAMARQAND-2012

MUNDARIJA

Kirish	-
I-BOB. IZOTROP FAZALI SUYUQ KRISTALLARDA VA SUYUQLIKLARDA YUQORI CHASTOTALI TOVUSH TARQALISHI VA RELAKSATSION JARAYONLAR	-
1.1 Suyuqliklarda tovush tarqalishining gidrodinamik nazariyasi	-
1.2 Suyuqliklarda tovush tarqalishi relaksatsion nazariyasi	-
1.3 Suyuq kristallar	-
1.4 Izotrop fazali suyuq kristallar uchun Landau – de Jen nazariyasi	-
1.5 Ultratovush to`lqinlarda lazer nurlanishi difraktsiyasi suyuqliklarda akustik paramerlar nurlanishi metodi sifatida	-
1.6 Izotrop fazali suyuq kristallarda ultra tovush to`lqinlarni tarqalish xarakteri	-
II BOB. ULTRATOVUSH YUTILISH KOEFFITSENTI VA TEZLIGINI LAZERLI AKUSTO-OPTIK METOD YORDAMIDA TAJRIBADA O`RGANISH	-
2.1 Eksperimental qurilma sxemasi va uning ishlash printsiipi	-
2.2 Ultratovush tezligini o`lchash	-
2.3 Difraksiyalangan nurlanishning burchak harakteristikasini goniometr yordamida o`rganish	-
2.4 Ultratovush yutilish koefitsentini o`lchash	-
2.5 Ultratovushda yorug`lik difraksiya hodisasini o`rganish uchun kyuveta konstruksiyasi	-
2.6 Tekshiriluvchi namunani termostatlash	-
2.7 Namunalarni tadqiq etishga tayyorlash	-
III BOB ULTRATOVUSH NEMATIK SUYUQ KRISTALLI IZOTROP MUHITIDAGI TEZLIGI VA YUILISH KOEFFISENTINING TEMPERATURAGA BOG`LIQLIGI.	-
3.1 Ultratovush tezligining tempraturaviy bogliqligi.	-
3.2 Ultratovush yutilish koefsentining temperaturaga bog`liqligi .	-
3.3 Moddalarning o`zaro ta`sirlashishi nazaryasi nuqtai nazaridan ultratovush yutulish koefitsentining temperaturaga bog`liqligining tahlili.	-
XULOSA	-
ADABIYOTLAR RO`YHATI	-

KIRISH

Mavzu aktualligi

Termodinamik muvozanat uzoq bo'lgan fizik sistemalar holatini o'rganish, rivojlanayotgan fizikada fundamental muammolardan biridir. Fizik jarayonlarning kooperativ xarakteri va katta o'lchamlarda mos kelishi ximiya 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 hozir davrda ham to'liq o'rganilmagan. Diqqatni jalb qiluvchi bunday ob'yektlardagi kritik hodisalar boshqa kritik hodisalar bilan o'xshash tomonlari ham mavjud lekin shu bilan birgalikda o'ziga xos simmetriya tiplari turlicligi va tartib turli parametrlarining o'zaro ta'siriga bog'liq xususiyatlari ham bor. Suyuq kristallardagi kritik hodisalar xarakteri oddiy suyuqliklarga nisbatan kam o'rganilgan. Ba'zida turli kristallik fazalar o'tishining turi ham aniqmas, shusababli hozirgi vaqtda olingan ko'p va bir –biriga qarshi bo'lgan natijalarni son jihatdan moslashtirish nozik tomanlardan biridir.

Bizni o'rab turgan olam turli hodisalarga to'la, bunday hodisalarni tushuntirishda –oddiy termodinamik dissipativ yoki geometrik (perkolyatsion) – fazaviy o'tishlar asos bo'la oladi. Bunda suyuqliklarda kritik hodisalarni o'rganish tarixi saboq bo'ladi.

Ba'zi sistemalar murakkabligi, katastrofik tuyulsa ham kuzatish sharoiti unversalligi shakillangandan keyin ma'lum darajada soddalashadi [1].

Izotrop suyuqlikdan suyuq kristalga fazaviy o'tish (IJ-JK) dinamik unversalligining boshqa sinfiga ta'luqli, agarda uni suyuqlik oddiy kritik nuqtasi bilan taqqoslasak, kritik nuqta yaqinida tartib parametri bolib zichlik bilan bog'liq bo'lgan kattalik bo'ladi.

Bu saqlanuvchi tartib parametri va uning fuluktatsiyasi diffuzion mexanizm asosida suriladi. Bunday tartib parametr fuluktatsiyasining relaksatsiya vaqti –

korrelatsiya radiusi r_s ga bog'liq bo'ladi. Suyuq kristalda tartib orentatsion parametri saqlanmaydigandir. Agar asosan orentirlangan molekulalardan tashkil klaster- buzilgan bo'lsa bu yonida orentatsiya tiklanadi degani emas.

τ_s tartib orentatsion parametri fluktuatsiyasi relaksatsiya vaqti korrelyatsiya radiusiga sezilarli bog'liq emas, balki yopishqoqlik o'lchamiga ega qandaydir kinetik koeffitsientni va sistemaning qabul qiluvchanligiga proporsionaldir [1]. *Savol tug'iladi.* (IJ-JK) o'tish yaqinida kinetik xususiyatlari universal holda ifodalanadimi, agar ifodalansa bu unversallikning xarakteri qanday. Kinetik xususiyatlarining o'lcham faktori bo'lib T relaksatsiya vaqti xizmat qiladi, shu sababli izotrop fazadagi suyuq kristallarning bu parametrini o'tish oldi holatida tadqiqot qilish muhimdir.

Ishning maqsadi lazer akusto-optik spektroskopiya usulida (IJ-JK) fazaviy o'tish kritik temperaturasi yaqinida, izotrop fazadagi suyuq kristallarda relaksatsion jarayonlarni o'rganish.

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

1. Suyuq kristallarda ultra akustik parametrlarni tadqiq etishga qaratilgan eksperimental tadqiqot natijalari va zamonaviy nazariy yonadashuvlar bo'yicha adabiyotlarda mavjud ma'lumotlar tahlil etildi.;
2. Izotrop fazali suyuq kristallarda ultra tovush yutilish koeffitsienti va tezligini o'lchash uchun ultra akustik fononlarda lazer nurlanishi difraktsiyasi hodisasiga asoslangan lazerli akusto-optik spektroskopiya metodini o'rganish;
3. Izotrop fazali nematik suyuq kristallarda ultra tovush to'lqinlarining yutilish koeffitsienti va tezligining temperaturaviy o'zaro bog'liqlik qonuniyatlarini tajribada tadqiq etish va ularni zamonaviy nazariy metodlar nuqtai nazaridan tahlil etish.

Ishning tuzilish va qisqacha mazmuni

Dissertatsiya kirish, uchta bob, xulosa va foydalanilgan adabiyotlar ro`yxatidan iborat. Dissertatsiya hajmi ___ rasm va ___ nomdagi adabiyotlar ro`yxati bilan birgalikda ___ sahifani tashkil etadi.

Ishning kirish qismida dissertatsiya mavzusining 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 dissertatsiya ishining asosiy maqsad va vazifalri aniq belgilab olingan.

Ikkinchi bobda eksperimental qurilmaning asosiy konstruktiv xususiyatlari va xarakteristikalri qarab chiqilgan, tadqiq etilayotgan ob'ekt ultra tovush to`lqinlarining yutilishi va tezligini o`lchashning lazerli austo-optik metodikasi yoritilgan.

Uchinchi bobda izotrop fazali MBBA nematik suyuq kristallarda ultra tovush to`lqinlarining yutilish koeffitsienti va tezligining temperaturaviy o`zaro bog`liqlik bo`yicha o`tkazilgan tadqiqot natijalari tahlil qilingan. Olingan tajriba natijalari o`zaro ta'sirlashuvchi modlarni nazariy nuqtai nazardan tahlili o`tkazilgan.

Dissertatsiyaning xulosasida ishning natijalari bo`yicha asosiy xulosalar keltirilgan.

Ishning aprobatsiyasi

Dissertatsiya ishining natijalari bo`yicha quyidagi anjuman va simpoziumlarda ma'ruza va muhokama etilgan:

1 BOB

IZOTROP FAZALI SUYUQ KRISTALLARDA VA SUYUQLIKLARDA YUQORI CHASTOTALI TOVUSH TARQALISHI VA RELAKSATSION JARAYONLAR

1.1 Suyuqliklarda tovush tarqalishining gidrodinamik nazariyasi

Dastlab gazlarda tovush tarqalish tezligini aniqlashga to'xtalamiz. Tovushning adiabatik tezligi (Laplas tezligi) formulasi:

$$V = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}}$$

(bu yerda $\gamma = C_p/C_v$ – o'zgarmas bosim va o'zgarmas hajmda issiqlik sig'imi nisbati, p va ρ - bosim va zichlikning muvozatnat qiymatlari)

tarqalishning jarayoni adiabatik degan faraz bilan olinib amalda yaxshi natija beradi. Bu holda to'lqinning siqilishi va siyraklashishi qismlari oralig'ida temperature tenglashishiga ulgurmaydi. Birinchi yaqinlashishda V ning qiymati tovush chastotasi va amplitudasiga bog'liq bo'lmaydi, hattoki ma'lum sharoitlatda bu bog'lanishlar mavjud bo'lsa ham.

Bir atomli gaz uchun V ni nazariy aniqlash ham ancha murakkab masaladir va bu masala taqriban yechiladi. Gazoknetik nuqtai nazari asosida ikki atomli gazlar uchun V ni aniqlashda modelli tasavvurlardan foydalanish zarur. V ni nazariy hisoblash masalasini yechishda issiqlik harakatini etiborga olishdan tashqari, molekulalarning o'zaro to'qnashuvlari harakteri to'g'risida ma'lum faraz qilishni, issiqlik harakatida tezlik bo'yicha taqsimotini, markaziy ta'sirini, o'zaro

toʻqnashuvlarda molekularning aylanishlarini ba hokazolarni hisobga olishini lozim. Bu turdagi masala molekular va statistik fizikaga taʼlluqli boʻlib va bu savollarga koʻplab adabiyotlardan izoh topish mumkin.

Suyuqliklar, qattiq jismlar va gazlar oʻrtasida oʻtish holatini ifodalovchi hisoblanadi. Suyuqliklar holati nazariyasi qattiq jism yoki gazlar nazariyasi kabi darajada chuqur ishlab chiqilmagan. Shu sababdan suyuqliklarda tovush tezligini hisoblash real gazlarda tovush tezligin hisolash usullariga nisbatan yuqori darajada asoslanmagan. Suyuqliklarda V ni aniqlash uchun faqat emperik va yarimimperik ifodalar ishlab chiqilgan va u ρ zichlik, T temperatura kabi makroskopik parametrlar bilan bogʻlangan.

Tovush tezligi molekular oʻzaro taʼsirlashuvi va muhit tuzilmasi orqali aniqlanadi shuningdek, V tezlik oʻzgarishi suyuqlik yoki gazning muvozanati haqidagi oʻzgarishlar toʻgʻrisida muhim maʼlumotlarni beradi. V oʻzgarishi termodinamik miqdorlarni aniqlashning muhim metodini oʻzida mujassamlaydi – bu $\beta_S=1/\rho V^2$ adiabatik va $\beta_T=\gamma\beta_S$ izotermik siqiluvchanlik.

Tovush toʻlqinlari tarqalishi bilan uning amplitudasi kamaymaydi. Bu qator sabablar bilan bogʻliq. toʻlqin fronti band qilgan sirtning ortshi bilan toʻlqin energiyasi kamayishi, dissipativ jarayonlar oqibatida toʻlqin energiyasining yutilishi, muhit issiqlik oʻtkazuvchanligi va qovushqoqligi paydo boʻlishi, bir jinsli boʻlmagan muhitda sochilish. Yuguruvchi yassi toʻlqinlar uchun dissipativ jarayonlar tufaylli ular amplitudasini kamayishi yutilish koeffitsiyenti orqali harakterlanadi, yaʼni toʻlqin amplitudasi qanday masofada e marta kamayishini koʻrsatadi

$$p' = p'_0 \cdot e^{-\alpha x}$$

Birlik uzunlikka toʻgʻri keluvchi amplitudaning nisbiy kamayishi

$$\alpha = p'^{-1} \cdot \frac{dp'}{dx}$$

(amplitudaviy fazoviy yutilish koeffitsiyenti).

Tovush toʻlqinlari tarqalayotgan muhit issiqlik oʻtkazuvchanligi va qovushqoqligi hisobga olingan gidrodinamik nazariya tovush yutilish koeffitsiyenti uchun quyidagi ifodani beradi:

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2V_0^3 \rho} \left[\frac{4}{3} \eta + \eta' + \chi \left(\frac{1}{C_V} - \frac{1}{C_P} \right) \right] \quad (1.1.1)$$

Bu yerda η va η' - siljish va qovushqoqlik koeffitsentlari, χ – issiqlik oʻtkazuvchanlik koeffitsiyenti, ω – tovush siklik chastotasi, V_0 – cheksiz kichik chastotalar uchun tovush tezligi ($\omega \rightarrow 0$).

Yutilish koeffitsiyenti tovush chastotasi kvadratiga va η , η' va χ dissipativ koeffitsentlarga proporsionaldir. Birinchi marta ushbu formula Stoks tomonidan χ issiqlik oʻtkazuvchanlik hisboga olinmagan holda hosil qilingan. Keyinchalik issiqlik oʻtkazuvchanlikni taʼsiri mavjudligi Kirxgof tomonidan qayd etilgan. (1.1.1) formula Stoks tomonidan yozilgan boʻlsada η' hajmiy qovushqoqlik roli va qiymati faqat Reley tomonidan tushuntirilgan. Shuning uchun odatda Stoks-Kirxgof formulasi η' hisobga olinmagan holda α yozilgan formula deyiladi:

$$\alpha_{kl} = \frac{\omega^2}{2V_0^3 \rho} \left[\frac{4}{3} \eta + \chi \left(\frac{1}{C_V} - \frac{1}{C_P} \right) \right]$$

1.2. Suyuqliklarda tovush tarqalishi relaksatsion nazariyasi

Chastotasi $\sim 10^9$ Gs va undan yuqori tovush gipertovushli chastotalar dipazoniga taaʼlluqli. Muhitda gipertovushni uygʻonishi murakkabligi bilan ajaralib turadi, chunki bunday yuqori chastotali tovushlar muhitda kuchli yutiladi. Oʻz navbatida yorugʻlik sochilishining molekular usuli yorugʻlikning Reley sochilishi nozik strukturasi spektri boʻyicha gipertovush yutilish koeffitsiyentini amplitudaviy va tezliklar boʻyicha tarqalishlarini oʻrganish imkoniyati paydo boʻladi.

Yuqorida qayd etilgan elastik toʻlqinlar tarqalishining gidrodinamik nazariyasidan 10^9 Hz tartibdagi chastotali tovush suyuqliklarda kuchli soʻnishi

kelib chiqadi va shu sababdan Reley chizqlari nozik strukturasi suyuqliklarda kuzatilmaydi.

Reley chizqlari nozik strukturalarini suyuqlikda mavjudligini Mandelshtam-Leontovich relaksatsion nazariyasi orqali tushuntiriladi, bu nazariya klassik nazariya oldida turgan qiynchiliklarni tushuntirib beradi shuningdek, tovush tezligi dispersiyasini ya'ni yuqori chastotali tovush tezligining chastotaga bog'liqligini izohlab beradi.

Kichik qovushqoqli suyuqliklarda tovush tezligi dispersiyasini birinchi bor I.L. Fabelinskiy va uning xodimlari aniqlashga muvaffaq bo'lishdi. Ular ultratovush tezligini Mandelshtam-Brillyuen komponenti gipertovush tezligi o'zgarishlari bilan taqqoslashdi. Aniqlangan dispersiya hajmiy qovushqoqlik relaksatsiyasiga asoslangan. Fabelinskiy va Pesin suyuqlikda qovushqoqlikni katta siljishlarda qovushmasligi so'ngra nozik strukturalarda Reley chizqlarini qovushqoq muhitlarda va shishalarda aniqlashdi. Bu hollarda qovushqoqlik siljishi relaksatsiyasiga asoslangan tovush tezligi dispersiyasi 70% aniqlangan.

Tovush tarqalishining Mandelshtam va Leontovich realaksatsion nazariyasi o'zida umumiy fenomenologik nazariyani mujassamlaydi. Nazariyaga ko'ra suyuqlik holatni nafaqat ρ zichlik va T temperatura orqali balkim suyuqlik holatini xakterlovchi ba'zi ξ parametrlar bilan ham harakterlanadi. ξ temperatura va zichlik funksiyasi $\xi = \xi_0$ muvozanat holatida.

ξ o'zgarish tezligini $\xi - \xi_0$ farq bo'yicha vaqt bo'yicha qatorga yoysak:

$$\dot{\xi} = \frac{1}{\tau} (\xi - \xi_0) \quad (1.2.1)$$

τ kattalik vaqt o'lchoviga ega bo'lib, u ushbu jarayonning relaksatsiya vaqti deyiladi. τ ning oshishi bilan tizim muvozanatining tiklanish jarayoni to'xtaydi.

Faraz qilaylik suyuqlik adiabatik davriy siqilishga va kengayishga uchrasin, uni xakterlovchi barcha parametrlar $e^{-i\omega t}$ (ω – tovushning siklik chastotasi) kattalika proporsional ravishda vaqtga bog'liq bo'lsin. Bu holda $\xi_0 = \xi_{00} + \xi'$, bu yerda ξ_{00} –

o`zgarmas tashkil etuvchi ξ_0 , a ξ' - o`zgaruvchan qism, proporsionalligi $e^{-i\omega t}$. tahliliy jihatdan ξ ni $\xi = \xi_0 + \xi'$ ko`rinishda yozish mumkin.

Hisoblash natijalariga ko`ra muvozanatning tiklanishning sust jarayoni makroskopik η' ikkinchi qovushqoqlikka ekvivalent:

$$\eta' = \frac{\tau\rho}{1+i\omega\tau}(V_\infty^2 - V_0^2) \quad (1.2.2)$$

Bu yerda V_∞ va V_0 – tovush tezliklari mos raviashda $\omega \rightarrow \infty$ va $\omega \rightarrow 0$ chastotalar uchun.

$\omega\tau \ll 1$ tengsizlik o`rinli bo`lgandagi sust o`tuvchi jarayonlar uchun

$$\eta'_0 = \tau\rho(V_\infty^2 - V_0^2) \quad (1.2.3)$$

(1.2.3) ni (1.2.2) ga qo`yib, hajmiy qovushqoqlik koeffitsiyentining chastotaga bog`liqligi uchun ushbu ifodani olamiz

$$\eta' = \frac{\eta'_0}{1+i\omega\tau} \quad (1.2.4)$$

Gidrodinamik nazariyaga asosan tovush yutilishining amplitudaviy koeffitsiyenti quyidagi formula orqali ifodalanadi

$$\alpha = \alpha_\eta + \alpha_{\eta'} = \frac{\omega^2}{2V_0^3\rho} \left(\frac{4}{3}\eta + \eta' \right) \quad (1.2.5)$$

Bu yerda η va η' - siljish va hajmiy qovushqoqlik koeffitsiyentlari.

(1.2.3)-(1.2.5) ifodalardan foydalanib:

$$\alpha_{\eta'} = \frac{\omega^2\tau(V_\infty^2 - V_0^2)}{2V_0^3(1 + \omega^2\tau^2)} \quad (1.2.6)$$

(1.2.6) dan ko`rinib turibdiki hajmiy qovushqoqlikka asoslangan yutilish qismi, relaksatsiyalanib aniq o`zgarmas qiymatga intiladi. Shunday qilib, Reley chiziqlari nozik srukturalari bo`yicha tajribaviy natijalar va gidrodinamik nazariya xulosalari orasidagi ziddiyatlar yechildi.

(1.2.6) ko`rinishdagi tovush yutilishi uchun Mandelshtam va Leontovich formulasidan tashqari, shuningdek, tovush tarqalish tezligi uchun ifoda olindi:

$$V^2 = V_0^2 + (V_\infty^2 - V_0^2) \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (1.2.7)$$

(1.2.7) ifodadan ko`rinadiki tovush chastotasi oshishi bilan uning tezligi ham oshadi va V_∞ ga intiladi. Hajmiy qovushqoqlikning τ relaksatsiya vaqti relaksatsion nazariyaning ixtiyoriy parametrlaridan biri sanaladi. Unin aniqlash ikkita mustaqil metod orqali o`tkazilishi mumkin. Chunki τ relaksatsiya vaqti tovush tezligi ifodasi (1.2.7) da va tovush yutilish koeffitsiyenti (1.2.6) ifodalarda ishtirok etadi.

Real suyuqliklarda tovush tarqalishi butunligicha relaksatsiya vaqtlari orqali ifodalanishi mumkin. U holda (1.2.6) yoki (1.2.7) ifoda orqali aniqlanuvchi relaksatsiya vaqti o`rtacha effektiv qiymat sifatida qaraladi.

Tovush tarqalishini Mandelshtam va Leontovich nazariyalari rivojlanishi asosiy sababi uning fenomenologik harakterga ega bo`lishidir. Bu nazariya ultratovush va gipertovushlar sohasida tajribani to`g`ri qo`yilishisha asos bo`ldi. Shuningdek ushbu nazariya xulosalar asosida qator suyuqliklarda dispersiya tezligini aniqlash imkoni paydo bo`ldi.

1.3. Suyuq kristallar

Suyuq kristallar bundan 90 yil oldin Nemis fizigi Leman va avstriyalik botanik Reynitserlar tomonidan ochilgan edi. Ular aniq organik birikmalarni erishida izotrop eritmlarga o`tishi oralik 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 starangligiga ega bo`lib, modda to`ldirilgan idish formasini qabul qiladi. Biroq ularning fizikaviy xususiyatlari qattik 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'prok 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 klassifikasiyasi tartiblanish tipi bo'yicha hosil bo'ladi, ya'ni haqiqatda qattiq kristallar kabi simmeriyaga 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'garishi bilan ikkala fazadan biriga ketma-ket o'tuvchi modda topilmadi. Biroq bunday mezofazalar fizik xossalari butunlay turlichadir ayniqsa, ularning optik xususiyatlari. Bu esa nematik va xolestrik mezofazalarni turlicha klassifikasiyali tiplarga ajratish uchun jiddiy asos bo'lib xizmat qiladi.

Nematiklar

Nematik suyuq kristallar nomi grekcha *nema* – *ip* so'zidan oingan. 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 chiziqalar molekula oriyentasiyasi atrofida keskin o'zgaradi. Aslida iplar – qayta ikkilanib hosil bo'lmagan sohalarni ma'lum burchaklarga burilishi bilan bog'liq bo'lgan chizikli defektlardir. Bunday defektlar chizikli disklinasiya deyiladi. Yadro – preparat tekisligiga perpendikulyar bo'lgan chizikli 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 orentasiyasi 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 (xiralnye) molekulali har qanday mezogen modda xolesterik mezofazaga ega.

Shunday qilib molekula so'nuvchanligi (xiralnost) – 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 molekulasini uzunlik o'qi orentasiyasi 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 geksoanal tartiblangan smektiklar topilgan, ular B smektiklar deyiladi.

1.4. Iztrop fazali suyuq kristallar 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 xarakterlash mumkin:

$$Q = \frac{1}{2} \langle (3 \cos^2 \theta - 1) \rangle \quad (1.4.1)$$

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 parametri tenzori yordami bilan ifodalash umumiy holda dielektrik singdiruvchanlik yoki magnit qabulchanlik anizotrop qismi olinishi mumkin. Aniq qiyinchiliklar bu holda moddaning makroskopik tenzorli xossalarini molekulaning aloxida xarakteristikalarini bilan aloqadorligida paydo bo'ladi. Bu bog'liqlikni e'tiborga olmaslik uchun birinchi yaqinlashuvda anizotrop molekulalarni istalgan formaasini shafqatsiz deb hisoblash mumkin. Molekula uzunlik o'qlarini yo'nalishini

ko'rsatuvchi n birlik vetori direktor deb ataladi Tenzorli tartib parametri direktor komponentlari orqali ifodalanadi:

$$Q_{\alpha\beta} = Q(n_{\alpha}n_{\beta} - \delta_{\alpha\beta}/3) \quad (1.4.2)$$

Bu yerda $\delta_{\alpha\beta}$ - Kroneker belgisi: $\delta_{\alpha\beta}=1$ da $\alpha=\beta$ va $\delta_{\alpha\beta}=0$ da $\alpha\neq\beta$, Q – (1.4.1) ifoda orqali aniqlanuvchi va direktor yo'nalishiga oriyentirlangan molekula hissasini xarakterlovchi skalyar parametr.

Izotrop fazada molekula orentasiyasi yo'nalishida uzun tartib mavjud emas. O'rtachalashda $Q_{\alpha\beta}$ tenzorli tartib parametri yo'qoladi. Biroq, agarda biz molekulalarni kichik sohalarda qarajak, unda mahalliy xolda ular bir-biriga nisbatan parallel qolishini ko'ramiz. Bu mahalliy tartiblanish berilgan $\xi(T)$ xakterli masofagacha mavjud bo'ladi va bu masofa *korrelyasiya radiusi* yoki *kogerentlik uzunligi* deyiladi.

Qo'pol qilib aytganda sifatan izotrop fazada qo'shni tomchilari orentasiyasi korrelyasiyalanmagan myda nematiklar haqida gaprish mumkin. Bu manzara fizik jixatdan qiziqarli biroq ba'zida turli-tuman fizikaviy konuniyatlarda noto'g'ri ko'chatkich darajasiga olib keladiki ikki royalar chegarasi oralig'ni keskin o'zgartirib yuboradi. Buni aniq ifadalab berish uchun konteniium nazariyasidan kelib chiqib, bu yerda $Q_{\alpha\beta}$ tartib parametri bo'yicha ozod energiyani va uning fazoviy xosilasi qatorga yoyiladi. Bu yaqinlashishda Q o'zgarishi tekis deb hisoblanadi. Bu qator ishlarda tahlil qilingan; tajriba natijalarini kritik tahlili yaqin tartib effekti bo'yicha kontiniuim nazariyasi bilan taqqoslanishi ishda keltirilgan.

Bu yerda paydo bo'ladigan asosiy xususiyatlar quyida keltriladi. Avvalo biz 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:

$$F = F_0 + \frac{1}{2} A(T) Q_{\alpha\beta} Q_{\beta\alpha} + \frac{1}{3} B(T) Q_{\alpha\beta} Q_{\beta\alpha} Q_{\gamma\alpha} + O(Q^4) \quad (1.4.3)$$

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'tishlaridir. 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, $\xi(T)$

korrelyasiya 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 ($T_s - T^* \sim 1$ °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 og'liqligi ushbu ko'rinishni oladi:

$$\xi = \xi_0 \left(\frac{T^*}{I - T^*} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.4.4)$$

Bu yerda ξ_0 – molekular 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 qtor 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 temperaturasiga unchalik yaqin bo'lmagan sohada 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 nazaryalar qo'l keladi (skeyling) [9]. 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.

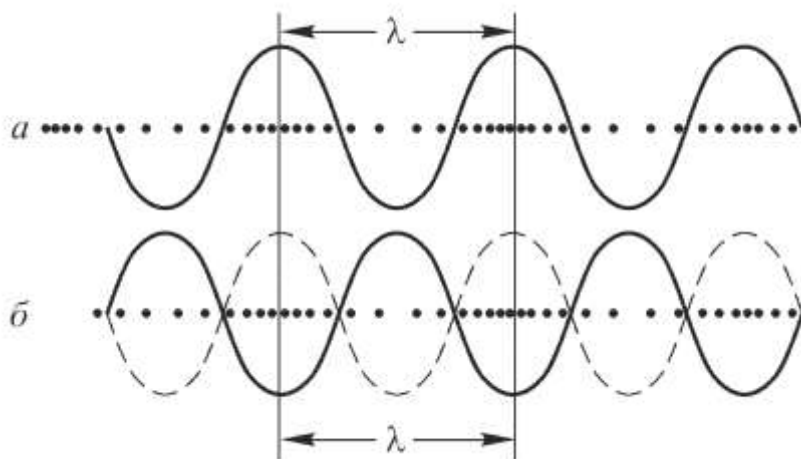
1.5. Ultra tovush to`lqinlarda lazer nurlanishi difraktsiyasi suyuqliklarda akustik paramerlar nurlanishi metodi sifatida

Lazer nurlanishlari ultratovushdagi difraktsiyasi 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

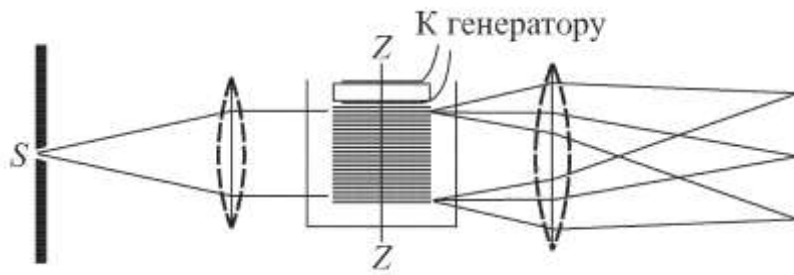
qisilish va kengayish soxalaridir, ya'ni demak, yorug'likning sindirish ko'rsatkichi farqini xarakterlovchi soxalardir. Shuning uchun yorug'lik uchun ultraakustik to'lqin tarqalayotgan suyuqlik fazali shakllarini hosil qiladi va demak, bunday suyuqlik ustunidan o'tayotgan yorug'likning amplitudasi emas,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

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 strukturasi 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-rasmda ko'rish mumkin.



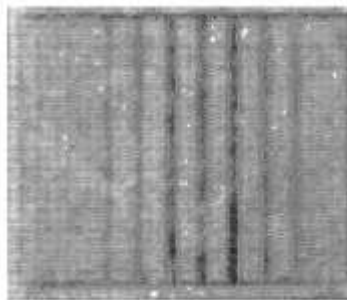
1 - Rasm.

Yuguruvchi (a) va turg'un (b) ultraakustik to'lqin-lardagi zichlik taqsimoti muhitdagi yuguruvchi to'lqinda ham, turg'un to'lqinda ham, qisilish va kengayish soxalari uzunligi ultraakustik takrorlanuvchi to'lqin uzunligiga teng.



2 - Rasm.

Ultraakustik to'liqlar-dagi difraksiyasini kuzatish sxemasi.



3 - Rasm.

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

Ksilolda ultraakustik to'liqining tarqalish tezligi taxminan 1000 m/s demak, 10^8 Gs chastotada ultraakustik to'liqning uzunligi $\lambda = 10^{-3} \text{ sm} = 10 \text{ mkm}$. Demak, biz yorug'lik to'liqining difraksiyasini kuzatishga qulay bo'ladigan 10 mkm davrga ega bo'lgan fazaviy panjara hosil qila olar ekanmiz.

Yorug'lik dastasini unda ultraakustik to'liqin 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 difraksion panjara davriga mos dispersiyali spektr kuzatiladi (3-rasm).

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'lqin 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'lqin 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 monoxromatik 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'lqin 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 to'lqinda qo'llash mumkin bo'lib, unda sindirish ko'rsatkichi har bir nuqtada vaqt bo'yicha o'zgaradi. Yuguruvchi ultraakustik to'lqin chastotasining o'zgarishini yorug'likning harakatlanayotgan yuzadan qaytishi natijasi deb qarash mumkin, bunday yuzaga yuguruvchi to'lqin effekti, ya'ni Doppler effekti natijasi deb olinishi mumkin. Bir tomonga yuguruvchi to'lqindagi difraksiyalangan yorug'lik chastotasiniing o'zgarishi, chastotaning oshishi ($\nu + N$) bilan mos keladi, qarama-qarshi tomonga yugurish esa kamayishiga ($\nu - N$)ga olib keladi. Bir-biriga qarama-qarshi yuguruvchi to'lqinlarning yig'indisi bo'lmish turuvchi to'lqin chastota o'zgarishini ($\nu \pm N$) formula bilan ifodalanuvchi turuvchi to'lqindir. Unchalik murakkab bo'lmagan xisoblashlar shuni ko'rsatadiki, turuvchi to'lqin usuli (modulyatsiya)da ham yuguruvchi to'lqin (Doppler effekti) usulida ham tushuvchi yorug'lik chastotasi o'zgarishining bir xil o'zgarishiga (N)ga ega bo'lamiz.

Lazer nurlanishlari ultratovushdagi difraksiyasi hodisasini miqdor jihatidan tushunchasi

Akustik to'liqin tarqalayotgan muhitda yorug'lik to'liqini tenglamasini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin

$$\nabla^2 E = \frac{\mu^2(x,t)}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (1.5.1)$$

Bu yerda E -yorug'lik to'liqini elektr maydoni kuchlanganligi, C -vakuumdagi yorug'lik tezligi, μ - muhitning sindirish ko'rsatkichi.

Sindirish ko'rsatkichi ($0 < Z < L$, L - optik yo'l uzunligi) optik maydon soxasida quyidagicha yoziladi.

$$\mu(x,t) = \mu_0 + \sum_{j=1}^{\infty} \mu_j \sin[j(\omega^* t - k^* x) + \delta_j] \quad (1.5.2)$$

Bu ifodada ω^* -doiraviy chastota, κ^* -ultratovush to'liqin soni, μ_1 - amplituda, j -sindirish ko'rsatkichning Fyure taqsimoti komponentlari δ_j - nisbiy fazasi.

Tovush maydonida E kattalik vaqt va fazoda davriy o'zgaradi va Fyure qatoriga ajratishi mumkin.

$$E = \exp(i\omega t) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \varphi_n(z) \exp[i(n\omega^* t - k_n r)] \quad (1.5.3)$$

Bu yerda

$$k_n \cdot r = \mu_0 k(z \cos \theta + x \sin \theta) + nk^* x \quad (1.5.4)$$

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

(1.5.3) va (1.5.4) tenglamalar tushayotgan yorug'lik to'liqinining yassi to'liqlarga ajralishini ko'rsatadi. n - indeks, n -chi tartibli Fraunhofer difraksiyasi. (1.5.3) tenglama yuguruvchi to'liqin uchun n -chi tartib doiraviy chastotasi $\omega - n\omega$ bo'ladi.

(1.5.1) ga (1.5.2) va (1.5.4) keltirib qo'ysak hamda ikkinchi tartibli hadlarini e'tiborga olmasak diffirensial tenglamalar sistemasini hosil qilamiz. Bu tenglamalar yassi to'lqinlar taqsimotida amplitudalarini bog'lanishini ifodalaydi.

$$\frac{d\varphi_n}{dt} + \frac{1}{2L} \sum_{j=1}^{\infty} \nu_j [\varphi_{n-j} \exp(i\delta_j) - \varphi_{n+j} \exp(-i\delta_j)] = i \frac{nQ}{2L} (n - 2\alpha)\varphi_n \quad (1.5.5)$$

Bu yerda

$$\nu_j = k\mu_j L \quad (1.5.6)$$

$$Q = \frac{k^* L}{\mu_0 k} \quad (1.5.7)$$

$$\alpha = -\left(\frac{\mu_0 k}{k^*}\right) \sin \theta \quad (1.5.8)$$

$$\varphi_0 = 1,$$

$$\varphi_n = 0 \quad (n \neq 0) \quad (1.5.9)$$

chegaraviy shartlarda va $Z=0$ da (1.5.5) tenglamaning yechimi sinusoidal tovush to'lqini uchun (1.5.5) ichi tenglama quyidagicha bo'ladi.

$$\frac{d\varphi_n}{dz} + \frac{\nu}{2L} [\varphi_{n-1} - \varphi_{n+1}] = i \frac{nQ}{2L} (n - 2\alpha)\varphi_n \quad (1.5.10)$$

(1.5.10) chi tenglama birinchi marotaba Raman va Nat tomonidan 1936 yili hosil 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'lqini 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 (1.5.10) 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, ikkinchidan 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.

$$\mu_1 = \left(\frac{\delta\mu}{\delta p} \right)_s p \quad (1.5.11)$$

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. (1.5.6) va (1.5.11) dan ν kattalik akustik bosim bilan quyidagicha bog'liq.

$$\nu = k \left(\frac{\partial \mu}{\partial p} \right)_s pL \quad (1.5.12)$$

Shunday qilib ultratovushda yorug'lik difraksiyasidan ν ni aniqlab (1.5.12) 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.

$$\alpha = -(\mu_0 k / k^*) \sin \theta \quad (1.5.13)$$

(1.5.13) 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^* , μ_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. (1.5.10) tenglama yechimini ikkita chegaraviy holat uchun oddiy analitik yo'li bilan topish mumkin. $Q = 1$ da (1.5.10) 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.

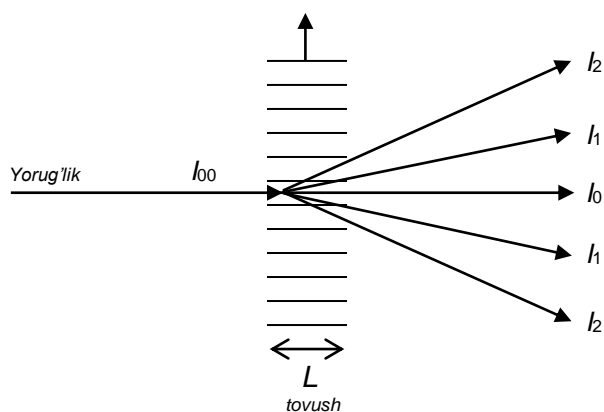
$$I_n = J_n^2 \left[\nu \frac{\sin(Q\alpha/2)}{(Q\alpha/2)} \right] \quad (1.5.14)$$

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, (1.5.14) ni quyidagicha yozish mumkin.

$$I_n = J_n^2(\nu) \quad (1.5.15)$$

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.

(1.5.14) 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 effektlar yo'qoladi;
4. (1.5.14) 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 ν yoki α 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, (1.5.14) 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 effektini 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, ν kattalikning vaqtiga bog'lanishiga olib keladi. Bunday sharoitda ba'zi bir difraksion tartibdagi vaqt bo'yicha o'rtacha qiymati olingan intensivlik hech 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 effektivi 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 [6-8].

Yuqorida keltirilgan tahlil $Q \ll 1$ xol uchun to'g'ridir. Agar Q qiymati 1 bilan taqqoslash mumkin bo'lgan xoliga yaqinlashganda (1.5.14) ifoda aniqlaydigan intensivlikdan taqsimotidan farq qila boshlaydi. Qanchalik ehtiyot choralari ko'rilmasin quyidagilar kuzatiladi:

1. (1.5.14) 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 ($Q \gg 1$)

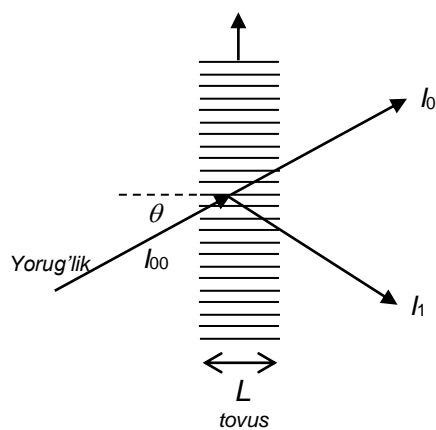
$Q \gg 1$ bo'lganda difraksiya yorug'lik tovush oqimiga ma'lum burchak θ ostida tushganda ya'ni Bregg burchagi ostida tushishida vujudga keladi.

$$\theta_B = \arcsin\left(\frac{1}{2} \frac{\lambda}{\Lambda}\right) \quad (1.5.16)$$

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.

Bregg difraksiyasi.



Bregg 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.

(1.5.17) va (1.5.18) ifodalar Bregg rejimida ν qiymatini topish imkonini beradi.

O'tkazish rejimi ($Q \approx 1$)

Analogli oddiy qaror chiqaruvchi tenglik (1.5.5) 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 Bregg 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 – $0.5 \leq Q \leq 10$

1.6. izotrop fazali suyuq kristallarda ultra tovush to`lqinlarni tarqalish xarakteri

Turli tipdagi suyuq kristallarda ultra tovushlarning tarqalish tezligi va yutilishini o`lchash faza o`tishlari strukturalari qurilishini va mezofazalar kurtaklari o`lishining temperaturaviy kinetikasi o`rganishda akustik metodlarning yuqori sezgirlikka ega ekanligini ko`rsatdi.

Akustik metodlar makroskopik kattaliklar – siqilish, issiqlik sig`imi, relaksatsiya vaqti, ultra tovush yutilishi va dispersiya tezligini aniqlashda, shuningdek, moddaning molekulya strukturasi va molekulyar o`zaro ta'sirlashuv xarakterini aniqlash uchun yuqori sezgirlikka va keng imkoniyatlarga egadir.

Ultra tovush spektroskopiyasi metodi orqali suyuq kristallarni tadqiq etishga bag`ishlangan bir qator nazariy va eksperimental ishlar mavjud (qarang, masalan, sharhlar [50-61]). Faza o`tishlarini tadqiq etishda ultra tovush tezligi va yutilishi bog`liqligining chastota va temperatruadan bog`liqligi o`lchangan. Olingan eksperimental natijalarni umumlashtirish $1 \div 100$ MGts chastotalar sohasida IJ-JK o`tish yaqinida akustik xosslarni o`zgarishining xarakterli xususiyatlarini krsatish imkonini beradi. Mezofazaga ega barcha moddalar uchun ultra tovush chastotlar diapazonida IJ-JK o`tishlar sohasida yutilish koeffitsienti maksimal qiymat kabul qiladi, tezlik esa – minimal qiymatni [62,63]. T_s o`tish temperaturasidan yiroqda tezlik va yutilishining temperatura bilan o`zgarishi sezilarli bo`lmaydi. Faza o`tishlari bilan bog`liq tovush chasotasining ortishi nisbatan past ifodalanadi.

Bugungi kunda ma'lum bo`lgan ko`p sondagi nematik suyuq kristallar ichida nisbatan keng va tarli? tadqiq etilganlari MBBA va PAA lar hisoblanadi. Izotrop fazali MBBA va PAA larda ultra tovushlarning tarqalish xarakteri qator ishlarda eksperimental tadqiq etilgan [62-72]. Xoyer (Hoyer) va Noll (Nolle) [58] tomonidan o`tkazilgan eksperimental ma'lumotlarni tahlili, Edmonds (Edmonds) va Orr (Orr) [63] tomonidan o`tkazilgan nazariy tahlillar shunday xulosaga olib

keldiki, butun temperaturalar intervalida tajriba natijalarini ifodalash uchun yuqori o'tish nuqtasi sifatida bitta relaksatsion jarayonni qayd etish etarlidir. Edmonds va Orr ikki boshqa: Mayer-Zaup (Maier-Saupe) [73] va Botch-Fiksman (Botch-Fixman) [74] e'troflariga ko'ra Xoyer va Noll natijalarini past va yuqori T_s temperaturalar taqqosladi. Birinchi, molekulyar-statistik nazariyaga ko'ra nematik holat dispersion shartga asoslangan, xususan, molekula dipol-dipol o'zaro ta'sirlashuvi; mezofazalar simmetriyasi tartib parametri temperaturaviy boqliqligi orqali ifodalanishi, T_s ga yaqinlashuv o'lchami bo'yicha kamayib borishi, va izotrop fazada yo'qolishi. Botch-Fixsmanning kritik suyuq qorishma nazariyasi [74] da suyuqlik temperaturadan bog'liq ko'paytmadan tashkil topgan radial funktsiya taqsimlanishi bilan ifodalanadi. Bu nazariya asosida suyuqlik molekulyar strukturasi tovush to'lqinlari ta'siri ostida paydo bo'ladigan temperaturalar fluktuatsiyasi ta'sirini hisoblash va bu effektni tovush yutilishi bilan bog'lash mumkin. T_s dan yuqori temperaturalarada (izotrop fazada) Botch-Fiksman nazariyasi eksperimental natijalar bilan mos tushadi. Nematik fazalar uchun istalgan hisoblash faqat sifat jihatdan mos keladi.

Nematik MBBA va BMOAB kristallarda bevosita IJ-NJK o'tishlar yaqinida akustik relaksatsiyani batafsil tadqiq etish qator ishlarda [71,72] o'tkazilgan. Olingan natijalarning muhokamasi o'rta maydon nazariyasi nuqtai nazaridan [70] va dinamik skeyling [75,76]da o'tkazilgan. Bunda e'tibor dinamik nazariya sohasiga o'ratilgan. Mualliflar [71,72] ultra tovush yutilishi va tezligini o'lchash natijalarini oddiy kritik xodisalar [76] bilan o'xshashlashini keltirilgan chastotalar va temperaturalarni bir jinsli funktsiya ekanligi bilan ifodalashdi. Ishda MBBA va BMOAB lar uchun bu funktsiyalarning ko'rinishi va universalligi aniqlangan [72]. Bir jinsli funktsiya ko'rinishi Imur va Okano nazariyasi [77]ning nazariy e'tiroflargi mos keladi. Imur va Okano [77], de Jen [1,43] ning kontinuum statistik nazariyasiga asoslanib, hisoblashlar o'tkazishdi, bunda muhit hajm birligi uchun $Q_{\alpha\beta}$ tartib parmetr tenzori fluktuatsiyasi quyidagi korrelyatsion funktsiya bilan ifodalanadi

$$G(q) = kT[2(A + Lq^2)]^{-1} \quad (1.6.1)$$

Bu erda k – Boltsman doimiysi, q – toʻlqin soni, A va L – ozod energiya zichligi uchun Landau koeffitsientlari boʻlib, fluktuatsiya bilan tartib parametrga fazoviy bogʻliqligi quyidagicha ifodalanadi

$$[F - F_0](P, T, Q) = \frac{1}{2} A(P, T) Q_{\alpha\beta}^{(r)} Q_{\beta\alpha}^{(r)} + \frac{1}{2} L \nabla Q(r) \cdot \nabla Q(r)$$

A – temperaturalar chiziqli funktsiyasi hisoblanadi. Tovush toʻlqinlari oʻtganda G kabi A ham davriy oʻzgarishga duch keladi. G ning tovush toʻlqinlari bilan bogʻliqligi temperaturalar tebranishida A ning oʻzgarishi bilan aniqlanadi. Tartib parametrlar fluktuatsiyasi kuchli fazoviy korrelyatsiyalangan oʻtish nuqtasi yaqinida, tovush toʻlqinlari oʻtishida temperaturalar mahalliy tebranishlaridan G tebranishlar ortda qoladi va bu tovush tezligi dispersiyasi va yutilishining oʻsishiga olib keladi. Tovush tezligi dispersiyasi va yoʻqotilgan tovush yutilishlari uchun nazariya toʻlqin uzunligiga koʻpaytma boʻlgan quyidagi ifodani beradi:

$$\frac{V_{\infty}^2 - V_{\omega}^2}{V_{\infty}^2} = B(T) f_1(x) \quad (1.6.2)$$

$$\alpha\lambda' = \pi B(T) f_2(x) \quad (1.6.3)$$

Bu erda $V(\omega)$ - chastotalarda boʻylama tovush adiabatik tezligi boʻlib, bu erda fluktuatsiya muzlagandek boʻladi; V_{ω} – tovush tezligi; $B(T)$ – issiqlik sigʻimining fluktuatsion qismini aniqlovchi tezlik dispersiyasi va yutilish uchun bir jinsli funktsiya:

$$B(T) = \frac{\Delta C_p}{C_p^0} \quad (1.6.4)$$

C_p^0 - tartib parametrlar fluktuatsiyasi ishtirok etmagan holdagi oʻzgarmas hajmdagi issiqlik sigʻimi, ΔC_p - tartib parametri fluktuatsiyasi bilan bogʻliq ortiqcha issiqlik sigʻimi

$$f_1(x) = \sqrt{2x} \left[x + (1+x^2)^{\frac{1}{2}} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (1.6.5)$$

$$(1.6.6)$$

Bu erda $x = \frac{\omega_0}{\omega}$ - relaksatsion jarayon xarakteristik chastotasi, $\omega_0 = \frac{A(T)}{\zeta}$ - uzun

to`lqinli sohadagi ($q=0$) relaksatsiya chastotasi, ζ - o`tkazuvchanlik koeffitsienti, qovushqoqlik o`lchamiga ega. $f_1(x)$ va $f_2(x)$ funktsiyalarning ko`rinishlari 6-rasmda ko`rsatilgan.

Agar ζ - o`tish temperaturasiga yaqinlashuvlarda hech qanday xususiyatlarga ega bo`lmasa, u holda ω_0 ning kamayishi ($T-T^*$) singari bo`ladi.

Boshqa tomondan esa uzun to`lqinli modlar relaksatsiya chastotasi $Q_{\alpha\beta}$:

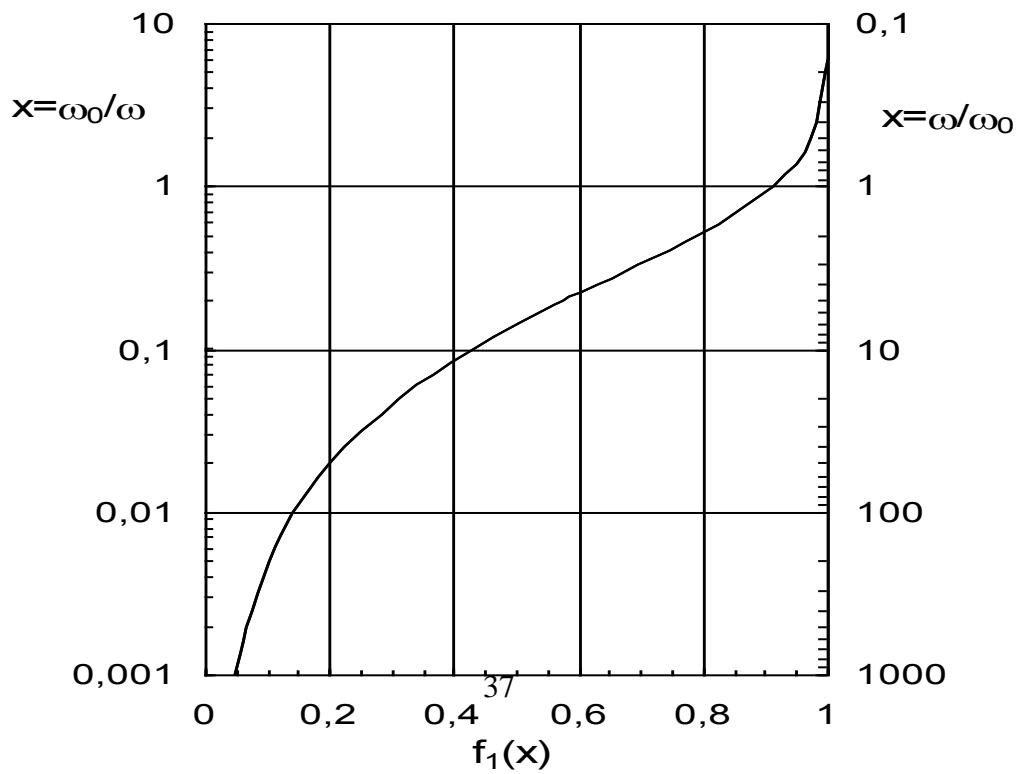
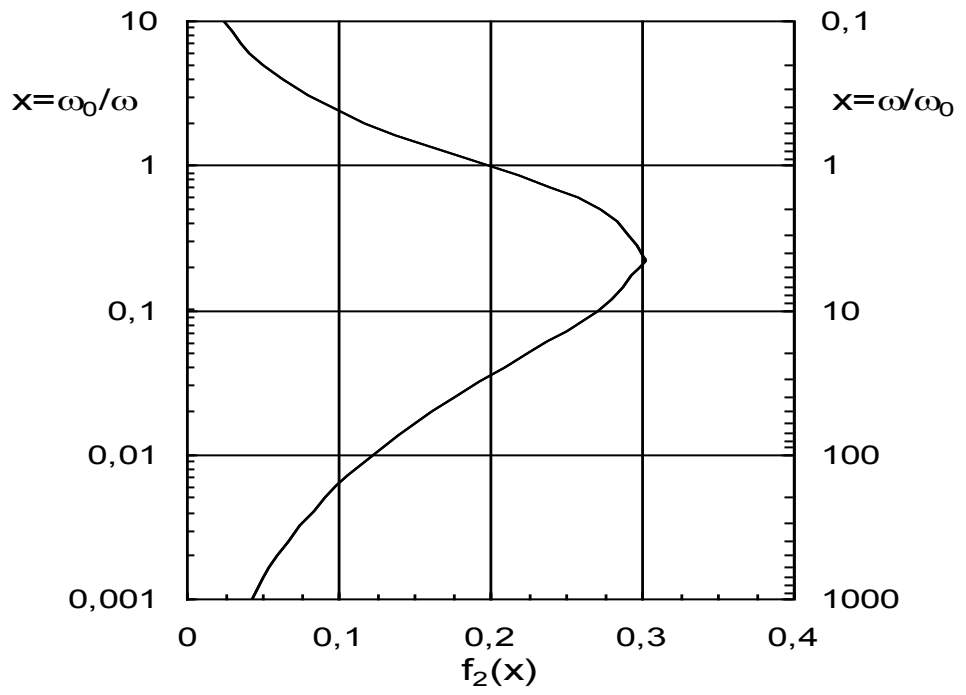
$$\Gamma = \omega_{an} = \frac{A(T)}{\nu} \quad (1.6.7)$$

o`tkazuvchanlik koeffitsientlari ζ va ν bir xil temperaturaviy o`tishga ega va agarda T_s ga yaqinlashida chetga chiqish bo`lmasa ularning qiymatlari 2 martaga farq qiladi [77] $\zeta = \frac{\nu}{2}$. Bu baholashni hisobga olib, quyidagini yozish mumkin

$$\omega_0 \approx 2\omega_{an} \quad (1.6.8)$$

Umuman olganda akustik relaksatsiya chastotasi tartib parametri relaksatsiyasi chastotasidan n martaga katta, bunda n quyidagicha munosabtda: ν/ζ .

Izotrop fazali MBBA va PAA [78] suyuq kristallarda 14.4 MGts va 29.9 MGts chastotalarda ultra movush to`lqinlarining yutilishi va tezligining temperatruaviy o`zgarishlarini tadqiq etish natijalari hamda Imur va Okano nazariyasi nuqtai nazaridan olingan eksperimental natijalar asosida akustik relaksatsiya vaqtini hisoblash shuni ko`rsatdiki, (1.6.8) munosabat tadqiqotning barcha temperaturalar intervalida ($T-T_c=0.5\div 20$ °C). to`g`ri bajariladi.



Rasm 6. Imura va Okano nazariyasida $f_1(x)$ va $f_2(x)$ funktsiyalarning grafik ko`rinishlari [77].

Imur va Okano nazariy formulalari $T > (T_c + 2 \text{ } ^\circ\text{C})$. temperaturalarda MBBA uchun berilgan Natale (Natale) va Komminsa (Commins) [79] natijalarini qanoatlantiradi. Biroq o`tish temperaturasi yaqinida yutilish nazariya xulosasiga qaraganda nisbatan tez sur'atlarda ortadi. Shunga o`xshash natijalar Kawamura (Kawamura) [80] eksperimental tadqiqotlarida olingan va qayta ishlangan. IJ-NJK o`tishlar yaqinida Imura va Okano nazariyasidan chetlashuvlar, [81] ishda ko`rsatilgan va IJ-JK faza o`tishlari uchun yozilgan nazariyaning chegaralanganligi bilan bog`liq, Landau nazariyasida aytilgan ΔC_p issiqlik sig`imining fluktuatsion qismining chetanishidan bog`liqdir.

2 BOB

ULTRATOVUSH YUTILISH KOEFFITSENTI VA TEZLIGINI LAZERLI AKUSTO-OPTIK METOD YORDAMIDA TAJRIBADA O`RGANISH

2.1. Eksperimental qurilma sxemasi va uning ishlash printsipt

Suyuqliklarda ultra tovush tezligini o'lchash uchun SamDU fizika fakulteti "Nazariy fizika va kvant elektronika" kafedrasida akustooptik qurilma yig'ilgan, bu ish asosida ultra tovush to'lqinida yorug'lik difraksiyasi hodisasi yotadi. Qurilmaning blok sxemasi 7-rasmda keltirilgan.

Qurilmaning optik qismi:

1. Monoxramatik nurlanish manbai nurlanishining to'lqin uzunligi 632.8 nm va quvvati 10mW;
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 FEU – tushayotgan yorug'lik impulslarini elektr impulslariga aylantiradi;
2. Tok bilan taminlaydigan ishchi kuchlanishi 1200 B;
3. Ossilograf – elektr impulslarini amplitudasini o'lchash uchun.

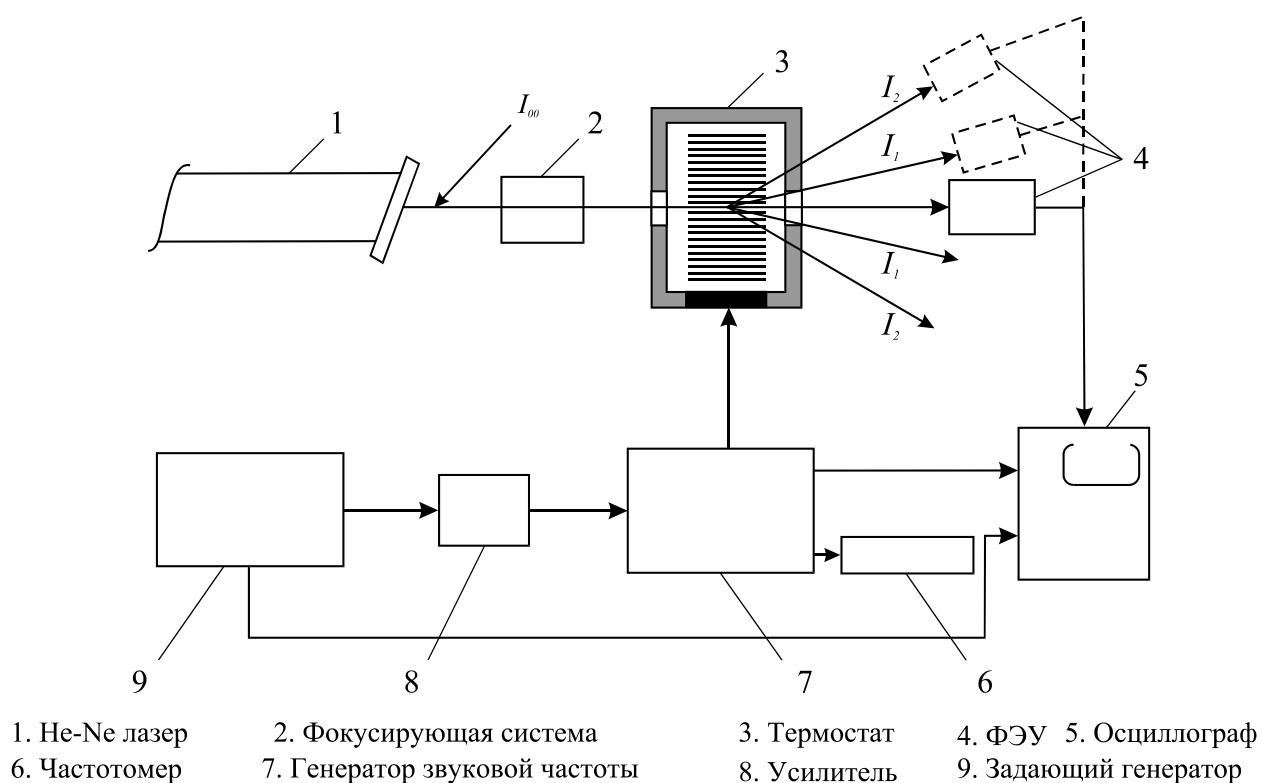
Qurilmaning ishchi qismi:

1. Uzatuvchi generator G5-15, elektr impulslarining uzunligi 2 mks, tadqiq qilish chastotasi 400 Gs, amplitudasi 100B gacha moslashtirib beradi;
2. Generatoridan berilayotgan impulslarni 600B gacha kuchaytirishga mo'ljallangan kuchaytirgich;
3. Uzluksiz 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 MGs oralig'ida silliq o'zgartiriladi. G3-41 generatoridan chiqayotgan elektr impulslarining amplitudasi 0-50 B oraliqda silliq o'zgartiriladi;
4. Impuls rejimida ishlayotgan G3-41 generatoridan chiqayotgan elektr signallarining amplitudasini o'lchashga mo'ljallangan ossilograf C1-74;
5. CH3-34A chastotamer G3-41 generatoridan kelayotgan elektr impulslarining chastotalarini aniq o'lchashga mo'ljallangan.

Akustooptik qurilmanning ishlash prinsipi

G5-15 generatoridan chiqayotgan davomiyligi 2 mks va amplitudasi 100 B bo'lgan to'g'ri burchakli impulslar 600 B 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 yustirofka qilish va sozlash jarayonida foydalaniladi. G3-41 generatoridan chiqayotgan elektr signallarini elastik to'lqinlarga aylantiruvchi va tadqiq qilinayotgan na'munaga yo'naltiruvchi pyezoplastenkaga tushadi. Generatsiya chastotasi Ch3-34A chastotamer bilan nazorat qilinadi. Tadqiq qilinayotgan na'muna solingan

kyuvetaga pyezo nurlantirgich yopishtirilgan bo'lib, u termostatga aylantirilgan. Termostat elektron sxemasi berilgan haroratni ± 0.01 °C oraliqda ushlab turish imkoniyatini beradi. Termostat G5-goniometrining mahsus stoliga mahkamlab qo'yilgan. Bu stol termostatning lazerdan tushayotgan nurlanish yo'nalishiga



7 - rasm. Qurilmaning blok-sxemasi.

perpendikulyar yo'nalishda 0,1 mm aniqlikda siljishiga imkon beradi. Goniometrning harakatchan yelkasiga fotoelektron kuchaytirgich FEU -79 o'rnatilgan bo'lib, u kyuvetadan chiqayotgan nurlanishni qabul qilish uchun ishlatiladi. Kyuvetadan chiqayotgan yorug'lik impulslari FEUda 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. FEU yordamida pyezo 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 nochiziqi bilan bog'liq bo'lgan xatolar yig'indisi 10% ni tashkil qiladi.

2.2. Ultra tovush tezligini o'lchash

Ultratovush to'lqinlari tarqalayotgan namuna orqali o'tayotgan lazer nurlanishda kyuvetlarning chiqishlaridan ultra tovushda yorug'lik difraksiyasi effektiga asoslangan yorug'lik dastalarining oqishi paydo bo'ladi. Difraksiyalangan nurlanish xarakteristikalarini – fazoviy yo'nalishlari, qutblanishi va intensivligi – tovush maydoni parametrlarida bog'liq, shuningdek, tovush to'lqinlari dastasiga tushayotgan yoruqlik burchagidan bog'liq. Tovush to'lqinlar dastasiga (Raman-Nat rejimi) yorug'likning normal bo'ylab (perpendikulyar) tushishida akustooptik

o`zaro ta'sirlashuv sohasi chiqishida yorug`lik nuri turli yo`nalishlar bo`yicha yorug`lik nurlari seriyasiga ajaralib ketadi, buni quyidagi munosaba orqali ifodalash mumkin:

$$\sin \theta_m = \frac{m\lambda f}{v},$$

Bu erda θ_m – difraktsiya burchagi (m - nchi difraktsion tartib), λ - tushayotgan nurlanish to`lqin uzunligi, f – tovush chastotasi, v - tovush tarqalish tezligi.

Goniometr yordamida θ_m -difraktsiya burchagini, chastotamer yordamida ultra tovush chastotasini o`lchab, yoqorida keltirilgan formula yordamida ultra tovush tezligini hisoblash mumkin.

Akusto-optik difraktsiya burchagi o`tuvchi va difraktsiyalangan nurlar orasida burchak deyiladi. Misol tariqasida tovush to`lqinlari dastasiga normal bo`yicha va past chastotada yorug`lik nuri tushishida paydo bo`luvchi difraktsiyani qarab chiqamiz.

(I_0) yorug`lik dastasi o`tishidagi Raman-Nat difraktsiyasi natijasida yorug`lik nurlarining tovush to`lqinlari bilan o`zaro ta'sirlashuv sohasi chiqishida I_0 ga nisbatan simmetrik joylashgan difraktsiyalangan ($I_{\pm 1}, I_{\pm 2}, \dots$), yorug`lik dastasi. I_0 va I_{+1} simmetriyalar orasidagi θ burchak I_0 I_{-1} . orasidagip burchakka teng bo`ladi. Bu burchak akusto-optik difraktsiya burchagi ham deyiladi. I_0 va I_{+2} orasidagi burchak aniqligi I_0 va I_{+2} orasidagi burchakka mos bo`lib, 2θ ga teng. Shunday qilib, θ difraktsiya burchagini istalgan difraktsion tartibni qo`llab, quyidagi formula bo`yicha o`lchash mumkin:

$$\theta = \frac{\varphi}{n}$$

Bu erda n – difraktsiya tartibi ($n = 1, 2, 3, \dots$), a φ - burchak esa, difraktsiyalangan n -chi tartib (I_{+n} yoki I_{-n}). dagi yorug`lik dastasi va o`tuvchi yorug`lik dastasi orasidagi burchak.

Amaliyotda, odatda, difraktsiya burchagini o`lchashning nisbatan qulay usullaridan foydalaniladi. Fotoelektron kuchaytirgich (FEU) mahkamlangan goneometrning siljuvchi elkasi shunday buriladiki, difraktsiyalangan yorug`lik dastasining Q1 tartibi FEU ning tirqishiga aniq tushadi (IQ1 dasta rasm.7). FEUning aniq holati shunday o`rnatiladiki ostsillograf ekranida signal amplitudasi maksimalga ega bo`ladi. FEU ning bunday holati goniometr shkalasi bo`yicha θ_1 burchakning ba'zi qiymatlariga mos tushadi. Shundan so`ng goniometr elkasi shunday buriladiki FEU tiqishiga diraktsiyalangan yorug`lik nuri dastasining +1 1-tartibi tushsin (I_{+1} dasta rasm.7). FEU ning bunday holati θ_2 burchakning ba'zi qiymatlariga mos keladi.

7-rasmdan ko`rinib turibdiki, , $|\varphi_1 - \varphi_2|=2\theta$.

s

Shunday qilib, agar $\varphi_n^{(+)}$ – goniometr shkalasi bo`yicha hisoblangan burchak, va u yorug`lik dastasining +n-chi tartibiga mos kelsa, (I_{+n} rasm.7), $\varphi_n^{(-)}$ - burchak, goniometr shkalasi bo`yicha hisobangan burchak va -n-tartibli yorug`lik dastasiga mos kelsa (I_{-n} rasm.7), u holda difraktsiya burchagi θ quyidagi formula bo`yicha hisoblanishi mumkin:

$$\theta = \frac{|\varphi_n^{(+)} - \varphi_n^{(-)}|}{2n}$$

Bu formula bo`yicha difraktsiya burchagi hisoblanib, ultra tovush tezligi quyidagi formula bo`yicha hisoblanishi mumkin:

$$v = \frac{\lambda f}{\sin \theta}$$

Bu erda λ – – yorug`lik to`lqin uzunligi (vakuumda), f –ultra tovush chastotasi. Ultra tovush tezligini hisoblashga misol keltiramiz

Faraz qilaylik, yuqorida qayd etilgan ba'zi bir suyuqliklar uchun akusto-optik difraktsiyani o'rgnaish orqali goniometr shkalasi bo'yicha quyidagi burchak qiymatlari olingan bo'lsin:

$$\varphi^{(+)} = 20^{\circ} 49' 50'' \text{ и } \varphi^{(-)} = 19^{\circ} 50' 50''.$$

Bunda difraktsiya 2-tartibiga mos keluvchi $n=2$ yorug'lik dastasi uchun burchaklar hisoblangan. O'lchashlar He-Ne lazeri ($\lambda = 6328 \text{ \AA} = 6328 \times 10^{-10} \text{ m}$), da 9.8 MGts ($9.8 \times 10^6 \text{ Gts}$) – ultra tovush chastotlari uchun optik nulanishlarni qo'llash orqali o'tkazildi.

Difraktsiya burchagini hisoblaymiz. Burchaklardagi farqlar $\varphi^{(+)} - \varphi^{(-)}$ ni aniqlash uchun mavjud burchak qiymatlarini burchakli sekundalarga o'zgartirish qulay. U holda: $\varphi^{(+)} = 20^{\circ} 49' 50'' = 20 \times 3600'' + 49 \times 60'' + 50'' = 72000'' + 2940'' + 50'' = 74990''$

$$\varphi^{(-)} = 19^{\circ} 50' 50'' = 19 \times 3600'' + 50 \times 60'' + 50'' = 68400'' + 3000'' + 50'' = 71450''$$

$$\varphi^{(+)} - \varphi^{(-)} = 74990'' - 71450'' = 3540'' \text{), } (\lambda = 6328 \text{ \AA} = 6328 \times 10^{-10} \text{ m}),$$

Difraktsiya burchagi θ quyidagiga teng bo'ladi:

$$\theta = \frac{3540''}{2 \times 2} = 885'' \quad (\text{t.e. } 00^{\circ} 14' 45'')$$

Olingan difraktsiya burchaklarini graduslardan bevosita radianlarga ushbu formula orqali o'tkazish kerak:

$$\theta^{(rad)} = \frac{\theta^{(grad)} \times \pi}{180} = \frac{\theta^{(grad)} \times 3.14}{180 \times 3600''} = \frac{\theta'' \times 3.14}{648000''}$$

Yuqorida o'lchangan difraktsiya burchagi uchun radiangga o'tkazish quyidagini beradi:

$$\theta = \frac{885 \times 3.14}{648000} \approx 0.00429$$

Ko`rinib turibdiki difraktsiya burchagi juda kichik (1^0 dan kichik), ma'lum bo`lgan natijalarni ko`llash mumkin, masalan, kichik burchaklar uchun $\sin x \approx x$ (bu erda x – burchak radian o`lchovi). U holda bizning difraktsiya burchak uchun $\sin \theta = \sin(0.00429) \approx 0.00429$.

Lazer nurlanish to`lqin uzunligi qiymatini, ultra tovush chasttasini va $\sin \theta$ larni formulag qo`yib, ultra tovush tezligini hisoblaymiz:

$$v = \frac{6328 \times 10^{-10} \times 9.8 \times 10^6}{0.00429} \approx 1446 \text{ (m/c)}$$

Shunday qilib, tadqiq qilayotgan suyuqlikda ultra tvush tezligi 9.8 MGts chastotada 1446 mG`s ni tashkil etadi.

2.3. Difraksiyalangan nurlanishning burchak harakteristikasini goniometr yordamida o'rganish

G5M goniometrning asosiy texnik ma'lumotlari:

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

G5M goniometrning tuzilishi

Goniometr avtokollimator 1 dan mikroskop 2, korpus 3, limbom va o'qli sistemali stolga 4 dan tashkil topgan avtokollimatorni fokuslashning 5 buragi bilan 6 shkala bo'yicha amalga oshiriladi. 7 muruvvat vazirli o'qni vertikal bo'yicha yustirovka qilish uchun xizmat qiladi. Akulyarlar avtokollimatorega o'zining halqalari 8 bilan mahkamlanadi. Goniometr Limbi 9 qopqoq bilan yopilgan lampa bilan yoritiladi. Limp o'qlarini vertikal holatda o'rnatish 10 vintlari bilan 11 bo'yicha o'rnatiladi. Stolchaga nisbatan Limpni burish 12 maxovil bilan 13 vint bo'shatilganda amalga oshiriladi. Stolcha bilan birga Limpni qo'pol ravishda burish qo'l bilan va aniq

mikrometrlangan vint 14 bilan 13 vint bo'shatilganda amalga oshiriladi. Limp 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 oshiriladi. Stolchani balandligini o'zgartirish uchun xalqalar to'plami 19 mavjud

Asbob 20 o'lchagich yordamida tok zanjiriga ulanadi.

G5M goniometrni optik sxemasi

Goniometrning optik sxemasi avtokollimatoridan va hisoblash sxemasidan tashkil topgan (9-rasm). Avtokollimator 2,3,4,5 ichki fokustirovkali teleskopik tuzumdan iborat. Hisoblash qurilmasi 6,7,8,9,10 yoritgichlardan shisha limba 11 ko'prikchalar 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. Limp shkalasi 1880 bo'limga ega, bo'lim qiymati 20'. Bo'limni raqamlashning 1% dan hosil qilingan. Limba shtrixlarining tasviri 12,13,14,15 ko'prikcha orqali limbaning diametrial qarama-qarshi tomonga o'tkaziladi. Limbaning ikkita diametrial qarama-qarshi sohalaridagi shtrixlarining ta'siri optik mikrometriga uzatiladi.

Optik mikrometrning ishlash prinsipi quyidagicha bo'ladi. Nurlar yo'lidagi II limbadan bo'luvchi blok 22 gacha ikki juft optik tolalar 20 va 21 joylashtirilgan (8-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 (10-rasm).

Yuqori juft tolalar ikki va uch yo'liga joylashtirilib, ular limba shtrixlarining to'g'ri tasvirini beradi, quyilari esa shtrixlarining teskari tasviri beruvchi nurlar yo'liga qo'yilgan. Harakatlanuvchi tola uch harakatlantirilsa optik o'qi bo'ylab yo'nalgan nurlar ko'ndalng 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'shilib ketadi yoki aniqlanadi.

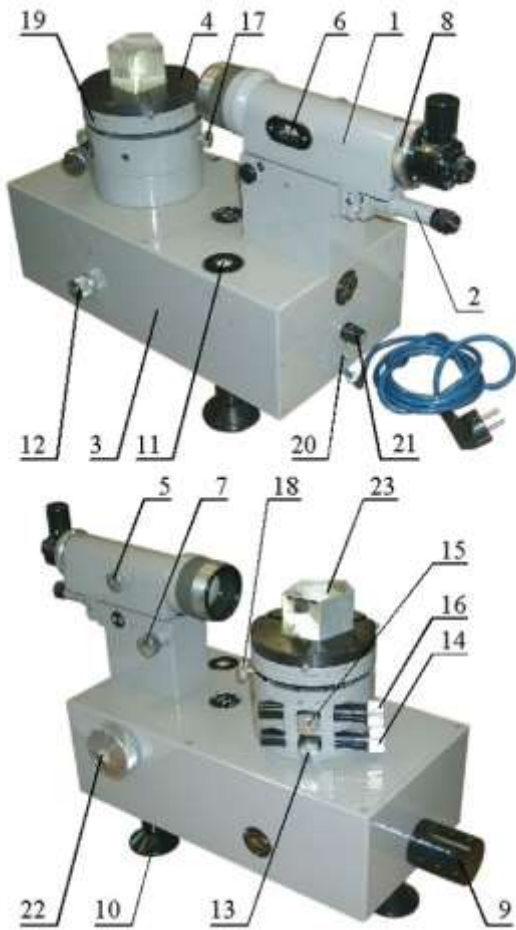
Mikrometrning harakatchan tolalari bilan mahkam bog'langan limba shtrixlari va shkala 33 tasvirlarini 27 okulyar bilan kuzatiladi.

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.

Hisobni olish

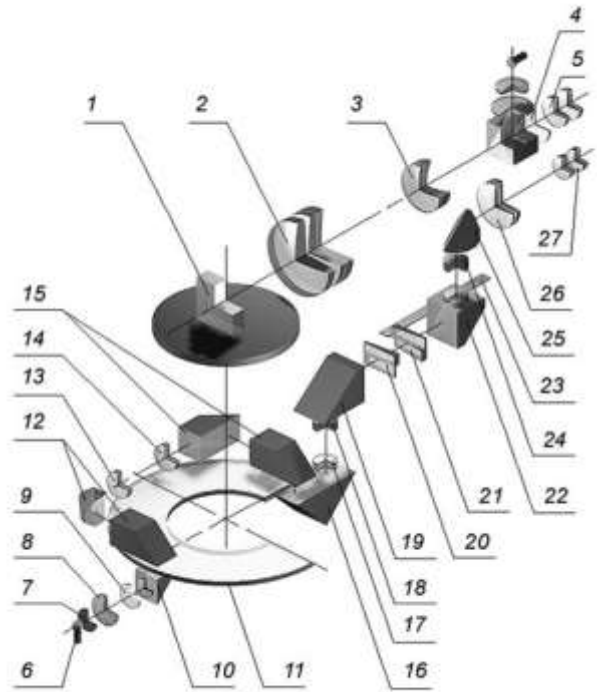
Hisoblash mikroskopining ko'rish maydoni 11-rasmda keltirilgan. Limbadan hisob olish uchun optik mikrometrning muruvvatini chap oynadagi limba shtrixlarining yuqori va quyi tasvirlari qo'shilguncha burash zarur bo'ladi. Gradiuslar soni ko'rinadigan yaqin vartikal indeksga nisbatan chap raqamga teng. 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 birlig 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

11-rasmda ko'rsatilgan holat $0^0 15'57,5''$ ga mos keladi



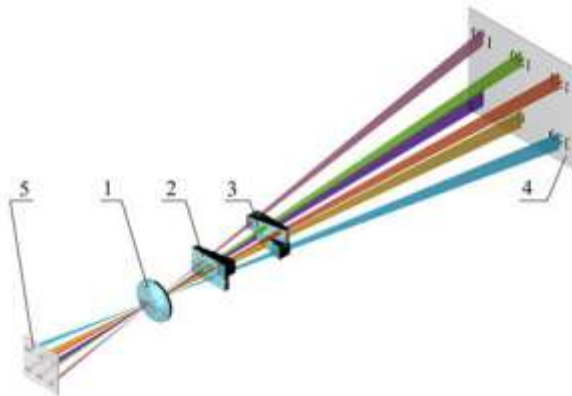
8 - rasm.

G5M goniometrning umumiy ko'rinishi



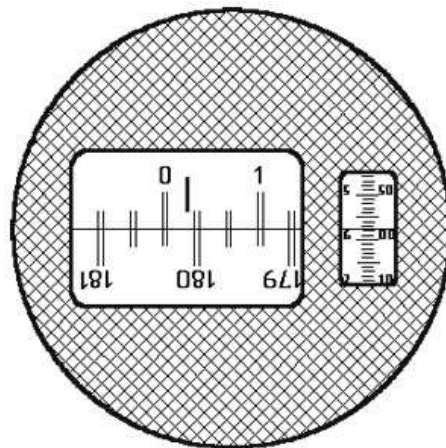
9 - rasm.

Goniometrning optik sxemasi



10 - rasm.

Optik mikrometrning sxemasi



11 - rasm.

Hisoblash mikroskopning ko'rish maydoni

2.4. Ultra tovush yutilish koeffitsentini o`lchash

Ultra tovushda yorug`lik difraktsiyasi hodisasi yordamida ultra tovush yutilish koeffitsentini o`lchash difraktsiyalangan dasta yorug`lik intensivligining tovush to`lqinlari bilan aksusto optik o`zaro ta'sirlagshuv 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 ultra tovush manbasiga bo`lgan masofadan bog`liqligini o`lchash tovush to`lqinlarining yutilish koeffitsentini hisoblash imkonini beradi.

Shunday qilib, tovush yutilish koeffitsenti α - ning implitudaviy 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. Ultra tovush yutilish koeffitsentini o`lchash metodikasi quyidagilardan iborat.

1. Fotoelektron kuchaytirgich bilan mahkamlangan goniometr harakatlanuvchi elkasi shunday buriladiki, difraktsiyalangan yorug`lik dastasi 1-tartibi (I_{+1} dasta 7-rasmda) aniq fotoelektron kuchaytirigiya FEU tirqishiga tushadi. Fotoelektron kuchaytirigiya FEU aniq holati shunday quriladiki, osstsiolograf ekranida elektr signallar amplitudasi maksimal bo`ladi.
2. Elektr signal amplitudasi U_1 ostsillogrf ko`rsatkichi bo`yicha o`lchanadi.
3. Kyuveta bilan mahkamlangan goniometr stolchasi mikrometrik vint yordamida ma'lum bir x maosfaga kyuvetaga perpendikulyar tushayotgan lazer nuri yo`nalishida aralashiriladi. Shunday qilib, ultra tovush manbasidan akusto-optik o`zaro ta'sirlashuv sohasigacha bo`lgan masofa o`lchanadi.
4. Elektr smignallari amplituads U_2 ostsillograf shkalasi bo`yicha o`lchanadi. Lazer nurlariga nisbatan kyuvetani aralastirishni kiritilishi

oqibatida akusto-optik o`zaro ta'mirdashuv sohasidan ultra tovush manbasiga bo`lgan masofa ortadi, ostsillograf ekranida elektr signallari amplitudasi U_2 kattaligi, U_1 ga nisbatan kichik bo`ladi.

5. Ultra tovush yutilish koeffitsienti quyidagi formula bo`yicha hisoblanadi:

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

Ultra tovushlarning yutilish koeffitsientini hisoblash uchun istalgan difraktsiyalangan yorug`lik dastasidan foydalanish mumkin.

Ultra tovush yutilish koeffitsientini hisoblashga misol

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

$$U_1=4.80 \text{ B}, x=1 \text{ MM}, U_2=4.54 \text{ B}$$

$$x=2 \text{ MM}, U_2=4.29 \text{ B}$$

$$x=3 \text{ MM}, U_2=4.06 \text{ B}$$

bu qiymatlar uchun ultra tovush yutilish koeffitsienti qiymatini hisoblaymiz. x kattalikni santimetrlarda ifodalymiz, chunki tovush yutilish koeffitsientining an'anaviy o`lchov birligi - $[\text{sm}^{-1}]$.

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

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

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

Ultra tovush yutilish koefitsientining o`rtacha qiymati

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

Shunday qilib, tekshirilayotgan suyuqlikda 2 MGts chastotada ultra tovush yutilish koefitsenti 0.28 sm⁻¹ ni tashkil etadi.

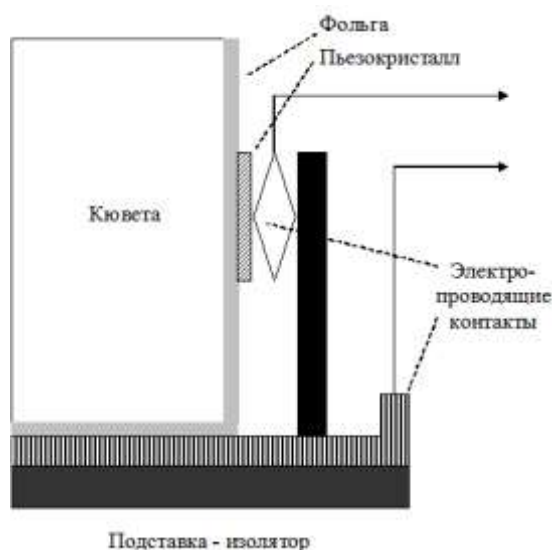
Suyuqlida tovush tarqalishlarini tahlil qilishda odatda ultra tovush yutilish koefitsenti kattaligining o`zi emas balki, α/f^2 - kattalik ishlatiladi (ya'ni chastotaning kvadratiga teng bo`lgan yutilish koefitsienti). Bizning holda esa quyidigini ko`rsatish mumkin:

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

2.5. Ultratovushda yorug'lik diffraksiya hodisasini o'rganish uchun kyuveta konstruksiyasi

Ultratovushda yorug'lik diffraksiyasi hodisasini o'rganish uchun to'g'ri burchakli kyuveta qo'llanildi, uning sxematik ko'rinishi 12 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.



12 - rasm.

Ultratovushda yorug'lik diffraksiyasi hodisasini kuzatish uchun kyuveta konstruksiyasi.

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.

Pyezokristall folgaga texnik elektr o'tkazuvchan vazelin yordamida yelimlandi. Pyezokristallning 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.

2.6. 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 stabiligi 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 yaqinida termostat uchun qo'yiladigan talablarni ishni tahlili bo'yicha quyidagi parametrlarni kiritish mumkin:

1. Namuna o'rtacha tempraturasi 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 dyur alyuminiydan tayyorlangan termostatlovchi blok hisoblanadi. Dyuralyuminiy blok asbosementli qobiq ichiga joylashgan. Dyuralyuminiylik 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 silinrik 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'priq joylashgan. Turli temperaturalarda ko'priqni balansirovka qilish uni o'lchash diagonali bo'yicha tashqi siljitish orqali o'tkaziladi. O'lchovchi ko'priq va zanjirda manbani siljitish o'zgarmas kuchlanishli «Baken» tipidagi barateya orqali amalga oshirildi. Namuna o'rtacha temperaturasini ushlar xatoligi va namunaning pastki va yuqori qismlarida temperaturalar tushishini termoparalar 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.

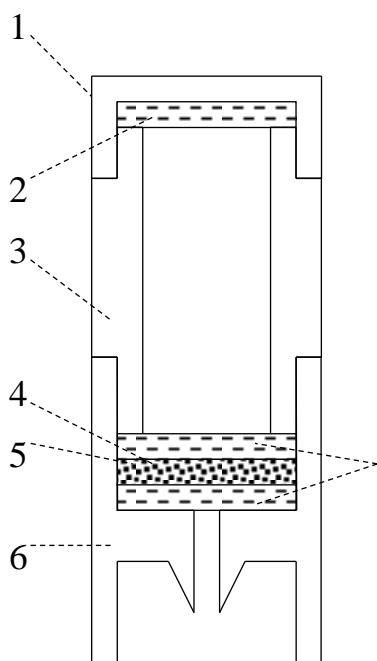
Tajriba jarayonida dyuralyuminiy blok temperaturalarini o'lchash Bekmen termometri yordamida ± 0.01 K aniqlikda o'tkazildi

2.7. Namunalarni tadqiq etishga tayyorlash

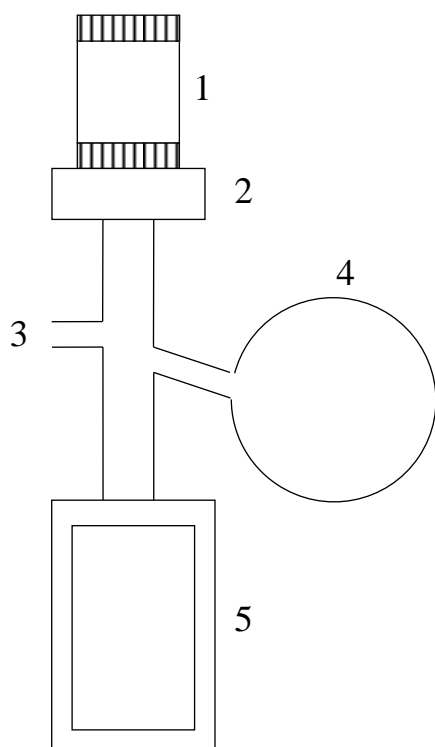
Kimyoviy jihatdan toza moddalarni olishda asosiy vazifa namunalarni tozalash texnologiyasi hisoblanadi. Suyuqliklarni tozalashning umum ma'lum bo'lgan usullaridan biri sifatida ularning ko'p marta tarkibiy qismlarga ajratish hisoblanadi, biroq suyuq kristallarni bu uslubda tozalash ularning fizik-kimyoviy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

Filtrlash uchun kesilmaydigan po'latdan tayyorlangan va 13a-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 13b-rasmda ko'rsatilgan.



Rasm.13a. Filtr tutgichining chizmasi
1 –qopqoq , 2 – teflonli halqa,
3-zanglamaydigan po'latdan yasalgan korpus, 4 –teflonli filtr ,
5 –zanglamaydigan po'latdan yasalgan to'r, 6 – sistemaning shishali qismi bilan qo'shilishi uchun uchlik.



Rasm.13b.– Filtrlash tizimining umumiy koʻrinishi

1 –filtr tutgichi, 2 – bofʻlovchi gayka, 3 – tizimdan havoni haydovchi zaytun, 4 – sharik, 5 – kyuveta.

Tutgich filtri korpusi filtrlanuvchi namuna eritmasiga toʻlgan va zaytun orqali forvakuumli nasoos yordamida tizimdan havoni xaydash amalga oshiriladi. Shu tarzda hosil qilingan eritma bosimlar farqi filtr orqali oshiriladi. Kyuveta yarimigacha toʻlgandan soʻng ularni chayish oʻtkaziladi va eritmaning porsiyasi yonboshdagi sharikka quyiladi. Barcha operatsiyalar filtrlovchi tizimning germetizasiyalanmasidan oldin oʻtkazildi. Eritmaning uchta porsiyasida chayish oʻtkazildi va kyuvetadagi changlar minimum darajaga tushirildi va soʻngra kyuveta toʻliq toʻldirildi.

Shundan soʻng tutgich filtri teflonli zichlangan kapqoq bilan yopiladi va kyuvetada vakuum hosil boʻladi. Tizimda toʻlib qolgan havoni haydab va zaytungga haydash uchun shlang berkitilib, kyuveta uziladi.

3-BOB

ULTRATOVUSH NEMATIK SUYUQ KRISTALL IZOTROP MUHITIDAGI TEZLIGI VA YUILISH KOEFFISENTINING TEMPERATURAGA BOG'LIQLIGI.

3.1.Ultratovush tezligining tempraturaviy bogliqligi.

Mazkur ishning shaklantirilgan maqsadi chegarasida 2 bobda tushuntirilgan usul bilan chastotasi 10 va 30 MGs bo'lgan ultratovush tezligining temperaturaga bog'liqligi o'rganildi.

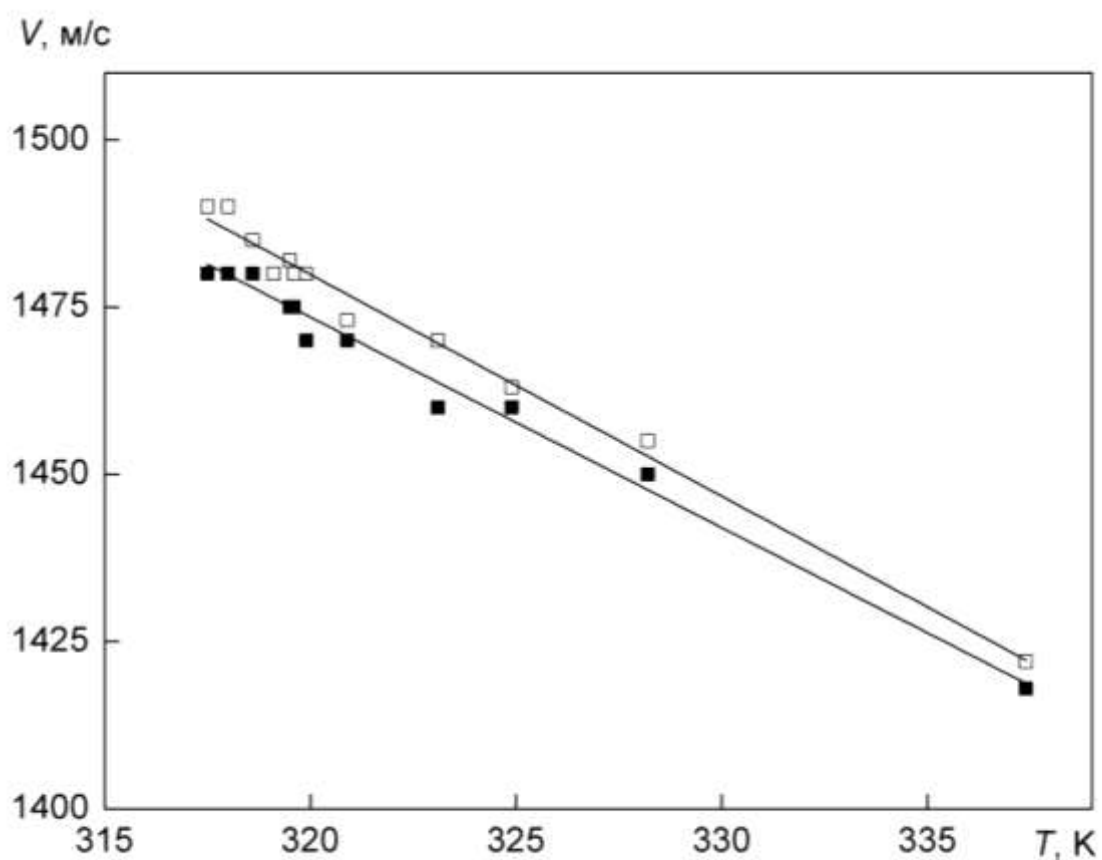
Biz o'rgangan MBBA suyuq kristalli namunasining fazoviy o'tish tempraturasi $T_s=317,4 \text{ K}(44,4^{\circ}\text{C})$ 14-rasmda ultratovushning tarqalish tezligining tempraturaga bog'liqligi ko'rsatilgan.

Rasmdan ko'rinadiki fazoviy o'tish tempraturasi T_s ga yaqinlashganda 10MGs chastota uchun ham 30MGs chastota uni ham ultratovush tezligining oshishi o'rinli bo'ladi. O'rganilgan chastota uchun temperaturaga bog'liqlik holda tezligining o'zgarishi taxminan bir xil temperatura tovush koefsenti bilan yuz beradi dv/dT .

14- rasmdan yana ko'rinadiki tadqiqotning hamma tempraturali intervalida 30MGs chastotadagi tovush tezligi qiymati 10MGs chastotali tovush tezligining o'lchangan qiymatidan oshib ketadi.

Boshqacha aytganda , 10-rasmda keltirilgan natejalar dan ma'lumki MBBA-izotrop fazasida hamma tempraturali intervalda chastotani o'lchash bilan tovush tezligining despersioni (ya'ni tovush tezligining oshishi) kuzatiladi. Dispersioni kattaligi fazafiy o'tish temperature yaqinligiga bog'liq bo'lmaydi.

Tovush tezligining o'rtacha qiymati bilan hisoblashda o'z qiymati esa (14-rasmda tutash chiziqlar) 1%dan oshmaydi.



14-rasm.MBBAning izotrop fazasida ultratovush tezligining temperaturaga bog'liqligi : α -30MGs tovush chastotasida , α -10MGs tovush chastotasida tutash chiziqlar eng kichik kvadrat usuli bilan hisoblash ma'lumotlarni o'rtacha natejasi .

3.2 Ultratovush yutilish koefsentining temperaturaga bog'liqligi .

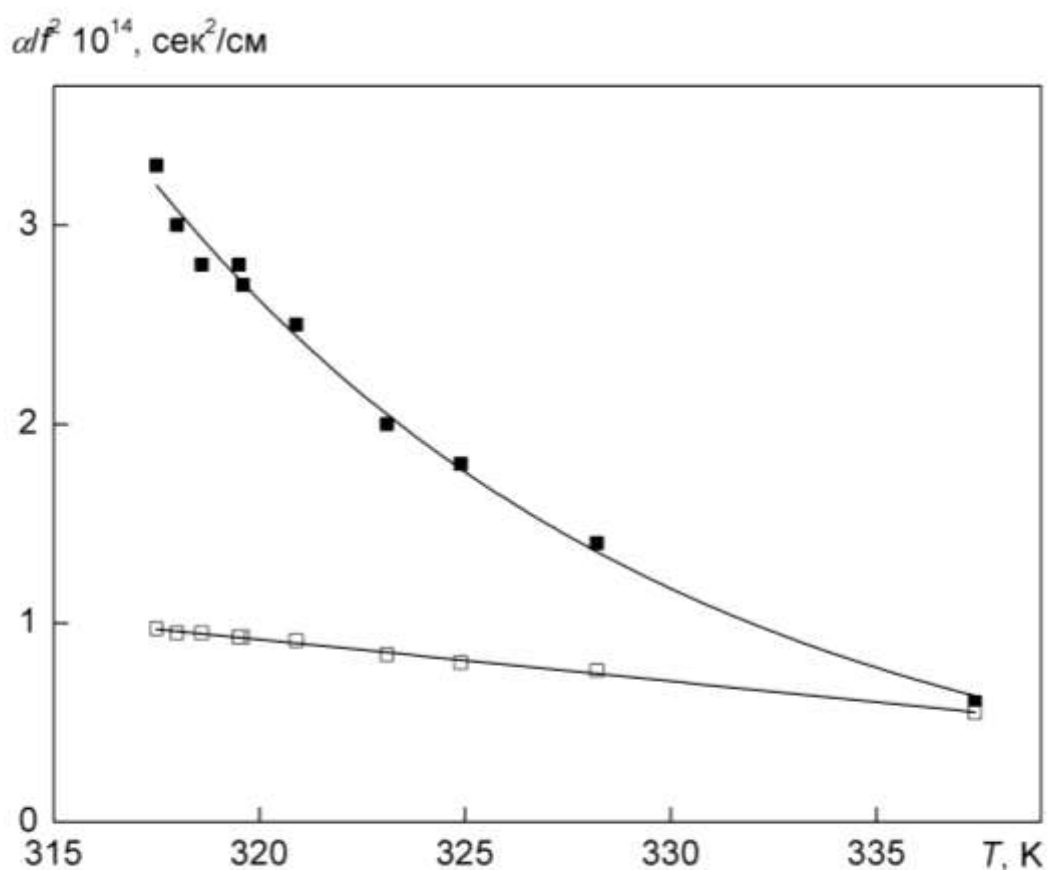
Tovush tezligi holidagi kabi , ultratovushning yutilish koefsesenti tovushning 10 va 30MGs chastotalarida turli temperaturalarda o'rganildi.

Yutilish koefsentining temperaturaga bog'liqligi chastotaning kvadrati nisbati $\frac{\alpha}{f^2}$ 15-rasmda keltirilgan. 15-rasmdan ko'rinadiki nisbat yuqori temperaturalarda (T_s dan uzoqda) 10 va 30MGs chastotalarda o'rganilgan $\frac{\alpha}{f^2}$ ning qiymatlari amalda bir xil bo'ladi. Namunanin g temperaturasi tushishi bilan 30MGs chastota uchun $\frac{\alpha}{f^2}$ kattalik qiymati monoton tarzda oshib boradi, ammo unchalik sezilarli emas. Tovushning 10MGs chastotasida boshqacha manzara kuzatiladi. Bu chastota uchun T_s ga yaqinlashganda $\frac{\alpha}{f^2}$ ning o'sishini tajribada kuzatiladi.

Ultratovushning yutilish koefsentining temperature- chastotali o'zgarishining shunga o'xshash qonuniyati fazaviy o'tish temperaturasi yaqinida oldin ham kuzatilgan. I- bobda aytilganidek mavjud bo'lgan eksperimental ma'lumotlarni umumlashtirish mezofazaga ega bo'lgan hamma moddalar uchun ultratovush

chastotasi diapazonidagi fazaviy o'tish yaqinida akustik xossalarning o'ziga xos o'zgarishini ko'rsatadi, o'tish soxasida yutilish koeffisienti maksimal qiymatlarni oladi. Tezlik esa minimal qiymat qabul qiladi. O'tish temperaturasi T_s dan uzoqda tezlik ham yutilish ham temperature bilan sezilarsiz o'zgaradi. Tovush chastotasining oshishi bilan fazaviy o'tishga bog'liq bo'lgan-----kamroq ifodalangan tarzda bog'liq bo'lib qoladi.

Tajribalarda kuzatilgan T_s ga yaqin temperaturalarda yutulish koeffisientining temperaturaga bog'liq o'zining----- xossasi tovush to'lqinlarining tartib parametrining fuluktatsiyasi bilan o'zarota'sirini bilan tushuntiriladi.



15-rasm. MBBAning izotrop fazasida ultratovush yutilish koeffitsientining temperatural bog'liqligi α -tovush chastotasi 30MGs bo'lganda: α -tovush chastotasi 10MGs bo'lganda, tutash chiziqlar – ma'lumotlarni eng kichik kvadrat usuli va o'rtachalashtirilgan natijalari.

3.3 Moddalarning o'zaro ta'sirlashishi nazaryasi nuqtai nazaridan ultratovush yutulish koeffitsientining temperaturaga bog'liqligining tahlili.

1-bobda eslatib o'tilganidek Umura va Okano va mustaqil tarzda Kojivnikov va Chabanlar ishlarida o'zarota'tsirlashuvchi moddalar nazaryasi tovush dispersiyasi va tovushning ortiqcha yutilish uchun quyidagi ifodani beradi

$$\frac{V_{\infty}^2 - V_{\omega}^2}{V_{\infty}^2} = B(T)f_1(x) \quad (3.3.1)$$

$$\alpha\lambda' = \pi B(T)f_2(x) \quad (3.3.2)$$

Bu yerda V_* -yuqori chastotada bo'ylama tovushning adiabatic tezligi ($\omega \rightarrow \infty$) v_{ω} - ω chastotadagi tovush tezligi $B(T)$ - tovush dispersiyasi va yutilish bir jinsli bo'lgan funksiya bo'lib, bu issiqlik sig'ining fuluktatsion qismi bilan aniqlanadi.

$$B(T) = \frac{\Delta C_p}{C_p^0} \quad (3.3.3)$$

C_p^0 - tartib parametri fluktatsiyasi bo'lmaganda doimiy hajmdagi issiqlik sig'imi ΔC_p -tartib parametri fluktatsiyasiga bog'liq bo'lgan issiqlik sig'imining optiqchasi

$$f_1(x) = \sqrt{2x} \left[x + (1+x^2)^{\frac{1}{2}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.3.4)$$

$$f_2(x) = \sqrt{2x} \left\{ \left[x + (1+x^2)^{\frac{1}{2}} \right]^{\frac{1}{2}} - \sqrt{2x} \right\} \quad (3.3.5)$$

Bu yerda $x = \frac{\omega_0}{\omega}$ relaksatsion jarayonning xarakteristik chastotasi

$\omega_0 = \frac{A(T)}{\zeta}$ - uzun to'liqin sohasidagi ($q=0$) relaksatsiya chastotasi ,

ζ - yopishqoqlik o'lchamga ega bo'lgan ----- mkoeffisenti. $f_1(x)$ va $f_2(x)$ funksiyalar ko'rinishi 6-rasmda ko'rsatilgan.

MBBA ning izotrop fazasida ultratovush tezligining dispersiyasi juda kichik va bizning eksperimental qurilmamizda ultratovush tezligining o'lchash xatoligidan oshib ketmasligi e'tiborga olinib , biz fluktatsiyaning relaksatsiya vaqtini hisoblash uchun o'zaro ta'sirlashuvchi moddalar nazaryasi uchun 10MGs chastotali ultratovush yutilish koeffisientini o'lchash natijalaridan foydalandik.

Hisoblash natijalari quyidagi jadvalga keltirilgan

T	$\alpha \left(\frac{\alpha}{f^2} \right)_E \times 10^1$ 6, c ² /cm	$\alpha \left(\frac{\alpha}{f^2} \right)_P \times 10^1$ 6, c ² /cm	V, m/c	$\alpha \alpha'$ $\times 10^4$	B(T)	$f_2(x)$	$\tau \times 10^8,$ c
20	60	12.0	1427	58.2	0.133	0.015	0.52
10	145	14.8	1457	190.7	0.083	0.073	1.96
5	221	16.0	1472	303.3	0.064	0.151	4.05
1	290	17.7	1484	406.1	0.054	0.239	7.71

Jadval . MBBA izotrop fazasida tartib parametri fuluktatsiya relaksatsiya vaqtini o'zaro ta'sirlashuvchi moddalar nazaryasi bo'yicha hisoblash natejalari.

Hisoblash jarayoni quyidagi tarzda amalga oshiriladi

1. Yutilish koeffisientining o'rtachalashgan bog'lanishidan (15-rasm tutash chiziq) $\frac{\alpha}{f^2}$ kattalikning $\Delta T = T - T_s$ turli qiymatlarida eksperimental qiymatlari aniqlanadi (jadvalda ikkinchi ustun);
2. Fuluktatsiya bo'lmaganda $\frac{\alpha}{f^2}$ qiymatlari (yutilishning davriy nokritik qismi uchun) gepertovushning tezligi va yutilish koeffisienti ning chastotali bog'liqligini o'rtacha natijalari bo'yicha bo'yicha aniqlanadi va bu uchunchi ustunda joylashtirilgan ;

3. Ultratovush tezligining o'rtachalashgan bog'liqligi (14-rasm tutash chiziqlar) bo'yicha V ning eksperimental qiymatlari $\Delta T = T - T_s$ ning turli qiymatlari uchun aniqlanadi (4-chi ustun);
4. Ultratovush tezligi qiymatlaridan va $\frac{\alpha}{f^2}$ ning eksperimental va davriy qiymatlari o'rtasidagi farqdan foydalanib „ortiqcha“ yutilishning tovush to'lqin uzunligiga ko'paytmasi α -ning qiymatlari aniqlandi ;
5. $B(T)$ - funksiya qiymatlari () shundan olingan (oltinchi ustun);
6. -----(3.3.2) formula bo'yicha α -funksiya qiymatlari aniqlandi (7- ustun)

funksiya grafigidan (6-rasm) foydalanib uning argumental $x = \frac{\omega_0}{\omega}$

qiymatlari aniqlandi va keyin relaksatsiya vaqti aniqlandi (8- ustun)

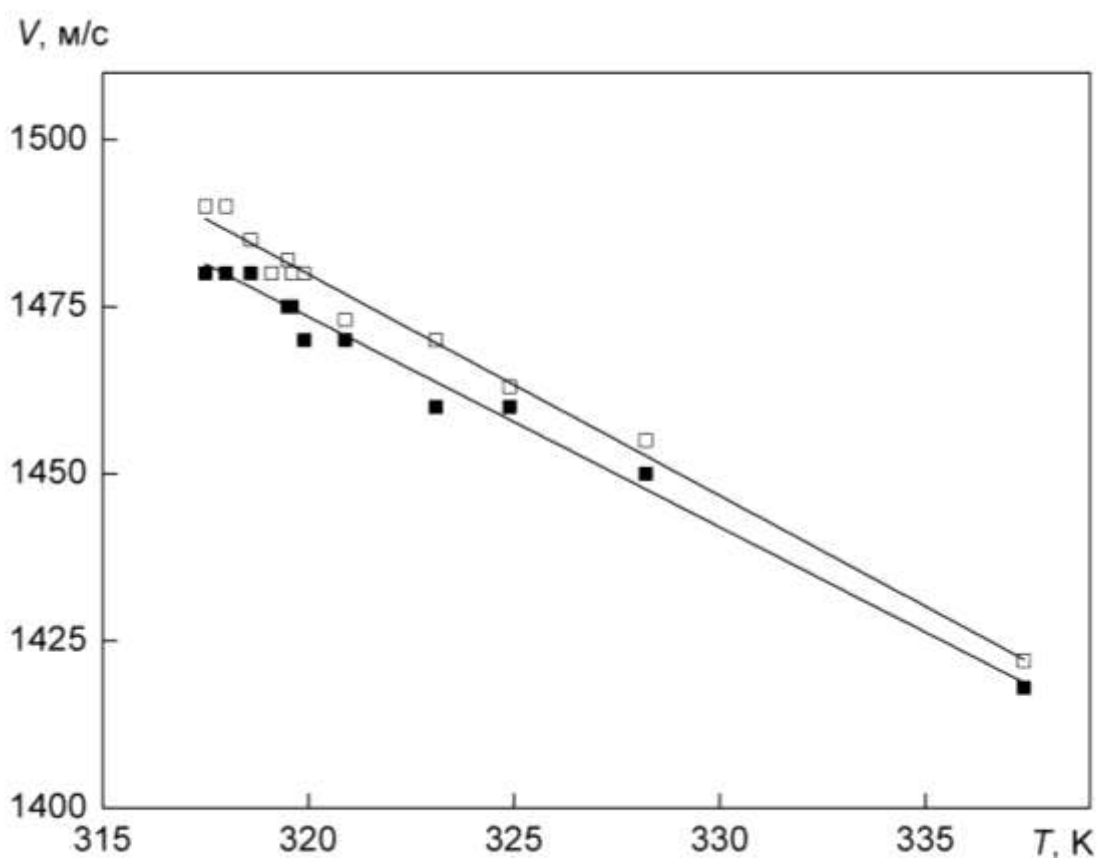
Shunday yo'l bilan aniqlangan relaksatsiya vaqti qiymatlari 16- rasmda keltirilgan Reley chiziqlari qanoti, yorug'likning depolizatsion sochilish spektri o'lchangan relaksatsiya vaqti qiymatlari keltirilgan 16- rasmdan ko'rinadiki temperaturaning hamma tekshirilgan intervalida akustik relaksatsiya vaqti spektroskopik usul bilan aniqlangan relaksatsiya vaqtdan 2-marta kam ekan. Bunday farq o'zarota'sirlashuvchi moddalar nazaryasi natejalari bilan yaxshi mos keladi.

Shunday qilib o'zarota'sirlashuvchi moddalar nazaryasining keltirilgan natijalari tovushning „ortiqcha “ yutilishini tahlil qilish uchun fazaviy o'tish temperaturasi yaqinidagi fluktatsiyaga bog'liq holda tartib parametri fluktatsiyasining relaksatsiya vaqtining qiymatlarini hislashga inkon berdi. Ultra akustik ma'lumotlar bo'yicha hisoblangan relaksatsiya vaqti qiymatlari spektroskopik tadqiqotlar natijasi va o'zarotasirlashuvchi moddalar nazaryasi natijasi bilan yaxshi mos tushar ekan.

16-rasm suyuqkristallik fazaga o'tish temperaturasi yaqinida relaksatsiya vaqtiga bog'liqligi

@-maskur ish natijalari (ultratovush ning ortiqcha yutilishi bo'yicha hisoblangan) , @-Reley chiziqlari qanoti bo'yicha aniqlangan

Olingan natijalar asosida o'zarota'sirlashuvchi moddalar nazaryasi „izotrop faza –suyuq kristall” o'tish temperaturasi atrofida ultratovush chastotalar diapazonida tovushning tarqalish xossalarini juda ham yaxshi tushuntirib beradi deb xulasa qilish mumkin.



14. Температурные зависимости скорости ультразвука в изотропной фазе МББА: □ – частота звука 30 МГц, ■ – частота звука 10 МГц, сплошные линии – результат усреднения (сглаживания) данных методом наименьших квадратов.

3.2. Температурные зависимости коэффициента поглощения ультразвука

Как и в случае скорости звука, значения коэффициента поглощения ультразвука были изучены для звука с частотой 10 и 30 МГц при различных температурах.

Температурные зависимости коэффициента поглощения, отнесенного к квадрату частоты α/f^2 , приведены на рисунке 15.

Как видно из рис.15, при относительно высоких температурах (далеко от T_C) значения α/f^2 , измеренные на частотах 10 и 30 МГц, практически одинаковы. С уменьшением температуры образца для звука с частотой 30 МГц величина α/f^2 монотонно увеличивается, но незначительно.

Иная картина наблюдается для звука с частотой 10 МГц. Для этой частоты звука при приближении к T_C экспериментально наблюдается существенное увеличение α/f^2 .

Похожие закономерности температурно-частотного изменения коэффициента поглощения ультразвука вблизи температуры фазового перехода наблюдались и ранее. Как было уже сказано в Главе 1, обобщение имеющихся экспериментальных данных указывает на характерные особенности изменения акустических свойств вблизи фазового перехода. В диапазоне ультразвуковых частот для всех веществ, обладающих мезофазой, в области перехода коэффициент поглощения принимает максимальное значение, а скорость – минимальное. Вдали от температуры перехода T_C , как скорость, так и поглощение изменяются с температурой незначительно. С

увеличением частоты звука аномалии, связанные с фазовым переходом, становятся менее выраженными.

Наблюдаемые в экспериментах особенности температурного поведения коэффициента поглощения вблизи температуры T_C обусловлены взаимодействием звуковой волны с флуктуациями параметра порядка.

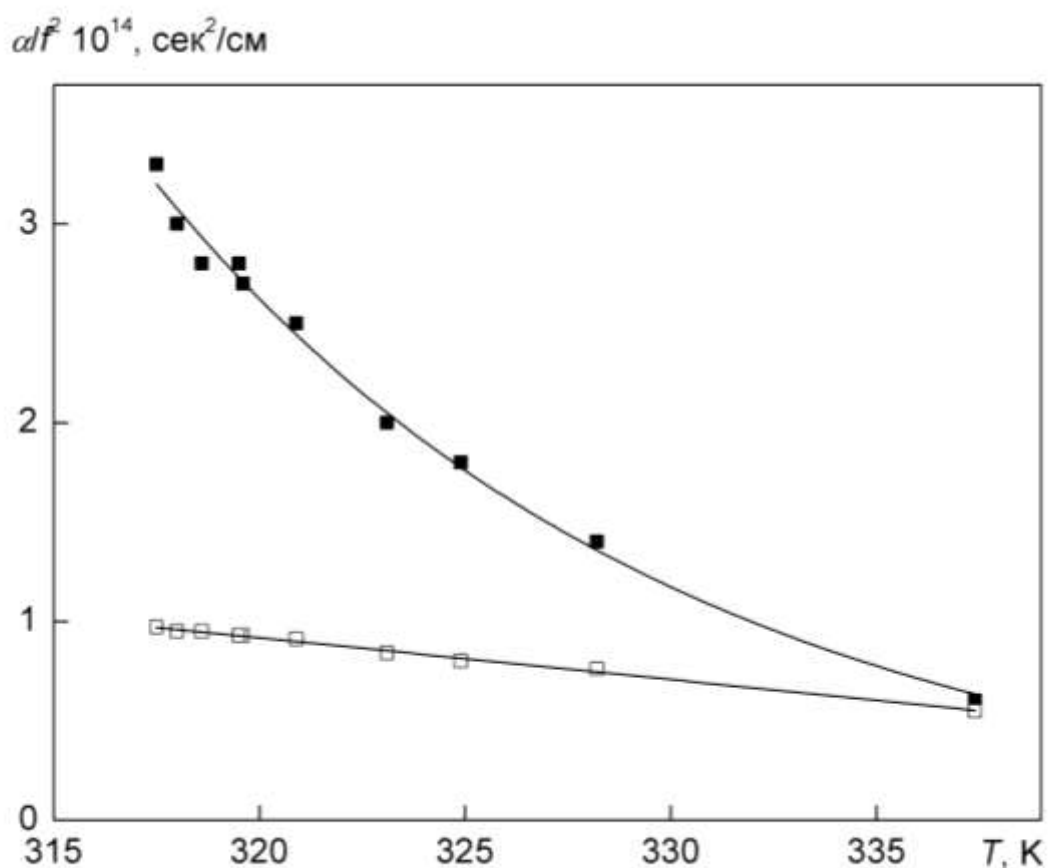


Рис.15. Температурные зависимости коэффициента поглощения ультразвука в изотропной фазе МББА: \square – частота звука 30 МГц, \blacksquare – частота звука 10 МГц, сплошные линии – результат усреднения (сглаживания) данных методом наименьших квадратов.

3.3. Анализ температурной зависимости коэффициента поглощения ультразвука с позиций теории взаимодействующих мод

Как уже упоминалось в Главе 1, теория взаимодействующих мод, разработанная Имура и Окано и, независимо, Кожевниковым и Чабан, дает следующие выражения для дисперсии скорости и избыточного поглощения звука, умноженного на длину волны:

$$\frac{V_{\infty}^2 - V_{\omega}^2}{V_{\infty}^2} = B(T)f_1(x) \quad (3.3.1)$$

$$\alpha\lambda' = \pi B(T)f_2(x) \quad (3.3.2)$$

Здесь V_{∞} - адиабатическая скорость продольного звука на высоких частотах ($\omega \rightarrow \infty$); V_{ω} - скорость звука на частоте ω ; $B(T)$ - однородные для дисперсии скорости и поглощения функции, определяемые флуктуационной частью теплоемкости:

$$B(T) = \frac{\Delta C_p}{C_p^0} \quad (3.3.3)$$

C_p^0 - теплоемкость при постоянном объеме в отсутствие флуктуаций параметра порядка, ΔC_p - избыток теплоемкости, связанный с флуктуациями параметра порядка.

$$f_1(x) = \sqrt{2x} \left[x + (1 + x^2)^{\frac{1}{2}} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (3.3.4)$$

$$f_2(x) = \sqrt{2x} \left\{ \left[x + (1+x^2)^{\frac{1}{2}} \right]^{\frac{1}{2}} - \sqrt{2x} \right\} \quad (3.3.5)$$

где $x = \frac{\omega_0}{\omega}$ - характеристическая частота релаксационного процесса,

$\omega_0 = \frac{A(T)}{\zeta}$ - частота релаксации в длинноволновой области ($q=0$), ζ -

коэффициент переноса, имеющий размерность вязкости. Вид функций $f_1(x)$ и $f_2(x)$ показан на рис.6.

Ввиду того, что обнаруженная в изотропной фазе МББА дисперсия скорости ультразвука мала и практически не превосходит ошибку измерения скорости ультразвука на нашей экспериментальной установке, мы использовали результаты измерения коэффициента поглощения ультразвука с частотой 10 МГц для расчета времени релаксации флуктуаций по формулам теории взаимодействующих мод (3.3.2) и (3.3.5).

Результаты расчета приведены в таблице

Таблица. Результаты расчета времени релаксации флуктуаций параметра порядка в изотропной фазе МББА по теории взаимодействующих мод

T	$\frac{\alpha \alpha'}{f^2} \times 10^1$, с ² /см	$\frac{\alpha \alpha'}{f^2} \times 10^{16}$, с ² /см	V , м/с	$\frac{\alpha \alpha'}{f^2} \times 10^4$	$B(T)$	$f_2(x)$	$\frac{\alpha \alpha'}{f^2} \times 10^8$, с
20	60	12.0	1427	58.2	0.133	0.015	0.52
10	145	14.8	1457	190.7	0.083	0.073	1.96
5	221	16.0	1472	303.3	0.064	0.151	4.05
1	290	17.7	1484	406.1	0.054	0.239	7.71

Процедура расчета проводилась следующим образом:

1. По усредненным зависимостям коэффициента поглощения (рис.15, сплошная линия) были определены экспериментальные значения α/f^2 (2-я колонка в таблице) для различных значений $\Delta T = T - T_C$;
2. Значения α/f^2 в отсутствие флуктуаций (регулярная или некритическая часть поглощения) были определены по результатам изучения частотных зависимостей скорости и коэффициента поглощения гиперзвука, приведенным в [] (3-я колонка);
3. По усредненным зависимостям скорости ультразвука (рис.14, сплошная линия) были определены экспериментальные значения V (2-я колонка в таблице) для различных значений $\Delta T = T - T_C$ (4-я колонка);
4. Используя значения скорости ультразвука и разницу между экспериментальными и регулярными значениями α/f^2 , были определены значения «избыточного» поглощения, умноженного на длину волны звука $\alpha \lambda'$ (5-я колонка);
5. Значения функции $B(T) = \frac{\Delta C_P}{C_P^0}$ были взяты из работы [] (6-я колонка);
6. Затем по формуле (3.3.2) были определены значения функции $f_2(x)$ (7-я колонка). Используя график функции (рис.6) были определены значения ее аргумента $x = \frac{\omega_0}{\omega}$ и, далее, время релаксации (8-я колонка).

Определенные таким образом значения времени релаксации приведены на рис.16. На этом же рисунке приведены значения времени релаксации, измеренные по спектрам деполяризованного рассеяния света (крыло линии Рэлея) [].

Как видно из рис.16, во всем исследованном интервале температур время акустической релаксации приблизительно в 2 раза меньше времени релаксации, определенного спектроскопическим методом. Такое различие находится в хорошем согласии с предсказаниями теории взаимодействующих мод.

Таким образом, привлечение результатов теории взаимодействующих мод для анализа «избыточного» поглощения звука, связанного с флуктуациями, позволило рассчитать значения времени релаксации флуктуаций параметра порядка в зависимости от близости к температуре фазового перехода. Рассчитанные по ультразвуковым данным значения времен релаксации находятся в хорошем согласии с результатами спектроскопических исследований и с предсказаниями теории взаимодействующих мод.

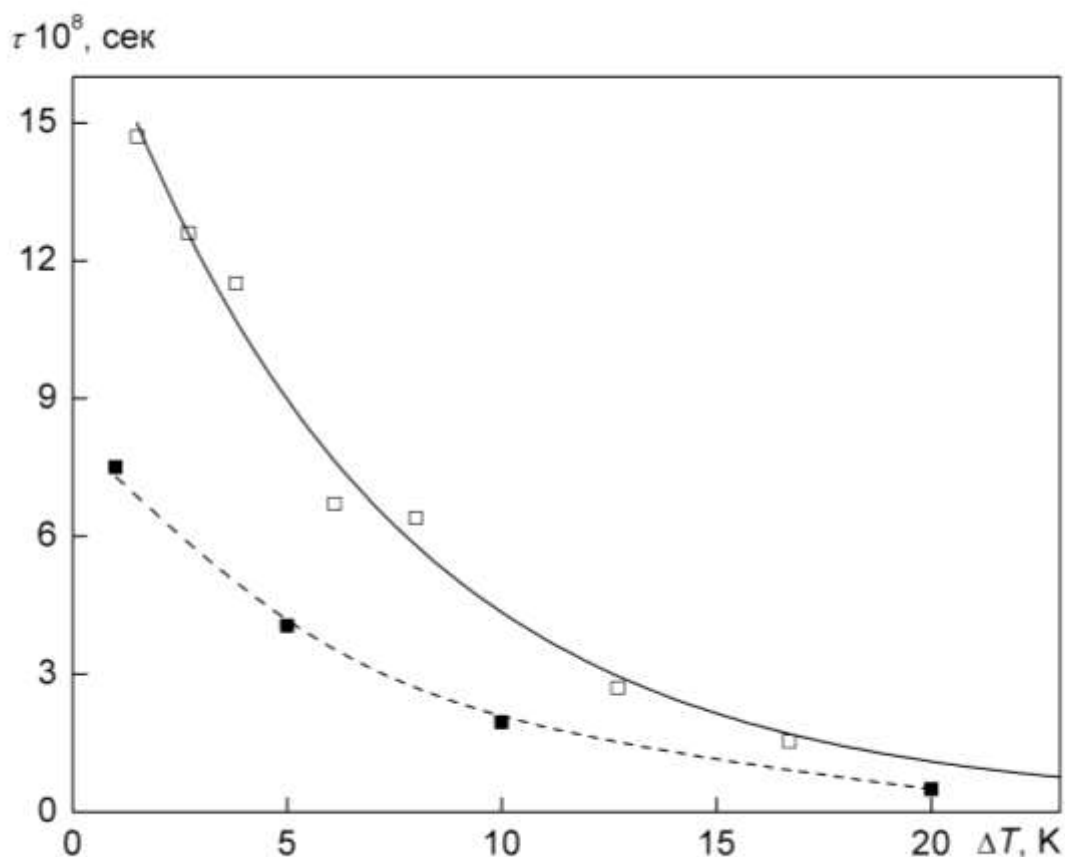


Рис.16. Зависимость времени релаксации от близости к температуре перехода в жидкокристаллическую фазу: ■ – результаты настоящей работы (расчет по избыточному поглощению ультразвука), □ – определенные по спектрам крыла линии Рэлея.

На основании полученных результатов можно сделать вывод о том, что теория взаимодействующих мод адекватно описывает особенности распространения звука в окрестности температуры перехода «изотропная фаза – жидкий кристалл» в ультразвуковом диапазоне частот.

XULOSA

Maskur ishning maqsadi suyuq kristallar izotrop fazasidagi relaksatsion jarayonlarni IJ-JK fazaviy o'tish kritik temperaturasi yaqinida lazerli akustik-optik spektroskopiya usuli bilan o'rganishdan iborat edi.

Tadqiqot ob'yekti sifatida n-metoksibenzeliden –n-butilanilin (MBBA) nematik suyuq Kristal tanlab olingan edi .

Ishning maqsadiga erishish uchun quyidagi vazifalar qo'yilgan edi va bajarildi:

- Suyuq kristallar ultra akustik parametrini eksperimental tadqiq qilish natijalari va ularni tushuntirish bo'yicha hozirgi zamon nazariy yondashuvlar adabiyotlar ma'lumotlarni tahlil qilish ;
- Suyuq kristalning izotrop fazasida ultratovushning tezligi va yutilish koeffisientini o'lchash uchun lazer nurlanishining ultraakustik

fononlarda difraksiya hodisasiga asoslangan akusta- optik lazerli spektroskopiya usulini o'rganish ;

- MBBA suyuq Kristall izotrop fazasida tezlik va yutilish koeffisientining temperaturaviy bog'liqligi qonunyalari eksperimental taqqiq qilish va ularning hozirgi zamon nazariy tasavvurlar nuqtai nazaridan tahlil qilish;

Umuman olganda bajarilgan shu natijalari asosida quyidagi asosiy xulosalarni qili8sh mumkin:

1. 10 va 30MGs chastotalarida ultratovush tezligini o'lchash natijasini ko'satadiki MBBA izotrop fazada fazaviy o'tish temperaturasi T_s ga yaqinlashadi. Ultratovush tezligining oshishi kuzatiladi , tovushning o'rganilgan chastotalarida temperaturalariga bog'liq holda tezlikning o'zgarishi taxminnan bir xil temperaturali koeffisient dv/dT bilan sodir bo'ladi.
2. .Chastotalarning 10 dan 30 MGs intervalida tovush tezligining dispersiyasi (chastota o'sishi bilan tezligining eksperimental tarzda ko'zatiladi.Uning kattaligi T_c ga yaqinligiga bog'liq bo'lmaydi va u 1% dan oshmaydi;
3. bu chastotalarda ultratovushning yutilish koeffisientining o'lchash natijasi ko'rsatilgan , 30MGs chastotalik tovush uchun $\frac{\alpha}{f^2}$ kattalik T_s ga yaqinlashganda kuchsiz o'zgaradi. 10MGs chastotali tovush uchun esa T_s ga yaqinlashganda $\frac{\alpha}{f^2}$ ning sezilarli darajada o'sish kuzatiladi, bu esa tovush to'lqinlarining tartib parametric fuluktatsiyasi bu o'zarota'sir bilan bog'liqdir.
4. fuluktatsiya bilshning „ortiqcha “ yutilishini analiz qilish uchun moddalar o'zarota'siri hazaryasi natijalarini jalb qilish fazaviy o'tishga yaqin temperaturada tartib parametri fuluktatsiya relaksatsiya vaqtining qiymatlarini hisoblashga imkon beradi. ultraakustik ma'lumotlar

bo'yicha hisoblashlar relaksatsiya vaqti ma'lumotlari moddalar o'zarota'siri nazaryasida aytilgan spektroskopik tadqiqotlar natijasi bilan mos tushadi.

5. olingan natijalar asosida moddalar o'zarotasirlashuv nazaryasi „izotrop faza –suyuq kristall” o'tish temperaturasi atrofida ultratovush chastotalar diapazonida tovush tarqalishining o'ziga xos xarakterini yaxshi tushuntirib beradi.