

O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O‘RTA MAXSUS
TA’LIM VAZIRLIGI ALISHER NAVOIY NOMIDAGI
SAMARQAND DAVLAT UNIVERSITETI

FIZIKA FAKULTETI

KVANT ELEKTRONIKA VA NAZARIY FIZIKA KAFEDRASI

Laboratoriya amaliyotidan uslubiy qo‘llanma

KONDENSIRLANGAN MUHITDA AKUSTO-OPTIK LAZERLI
SPEKTROSKOPIYASI

1-QISM

Giperakustik fanonlarning tarqalish tezligi dispersiyasi va
yutilish chastotasiga bog‘liqligi:

Relaksatsion nazariya doirasida eksperimental
tatqiqot va tahlil

Universitet uslubiy
kengashi tomonidan
nashrga tavsiya etilgan

Samarqand - 2011

UDK:535.14

L-

Kondensirlangan muhitni akusto-optik lazer spektroskopiyasini laboratoriya amaliyotidan uslubiy ko'rsatma.

1-qism: Giperakustik fanonlarning tarqalish tezligi dispersiyasi va yutilish chastotasiga bog'liqligi. Relaksatsion nazariya doirasida eksperimental tatqiqot va tahlil.

BBK:.....

Tuzuvchilar:

prof.f-m.f.d. L.M. Sabirov
dots.f-m.f.n. F.X. Babaev
dots.f-m.f.n. D.I. Semyonov
f-m.f.n. X.S. Xaydarov

Taqrizchilar:

prof., f-m.n.d. N.B. Eshqobilov
dots., f-m.f.n. M. Abduraxmonov

Bu qo'llanma fizika mutaxassisligining yuqori kurs talabalari va magistraturaning "Kvant elektronika" va "Lazer fizikasi" yo'nalishi bo'yicha tahsil olayotgan magistrantlari uchun laboratoriya ishlarini bajarishga mo'ljallangan uslubiy ko'rsatmadir. Bu metodik ko'rsatma "Lazer akustooptikasi", Yorug'likning sochilishi lazer spektroskopiyasi, "Yuqori chastotali akustik spektroskopiya" maxsus kurslarida ko'riladigan keng ko'lamdagi masalalarni qamrab olgan.

A. Navoi nomidagi Samarqand Davlat universiteti 2011y.

Kirish

Zamonaviy optika, optoelektronika, lazer texnikasida kogerent yorug'lik nurlanishini boshqarish uchun yorug'likning tovush bilan o'zaro ta'siri (akusto-optik o'zaro ta'siri) keng qo'llanilmoqda. Akusto-optik usullar va qurilmalar lazer nurlanishi amplitudasi, chastotasi, qutblanishi, spektral tarkibi va yo'nalishini boshqarish imkonini beradi.

Akusto-optik usullar asosida tuzulgan qurilmalar o'zining unversialligi, o'lchash tezligi va soddaligi bilan farqlanadi. Ko'pchilik akusto-optik qurilmalar ishlashi lazer nurlanishini ultratovushda difraksiasiga asoslangan. Chunki difraksiyalangan nurlanish og'ish burchagi tovush to'lqini uzunligi bilan aniqlanadi. Kiritilayotgan tovush chastotasini o'zgartirish bilan boshqarish mumkin bo'ladi. Difraksiyalangan nurlanish burchagi, qutblanish va energitik harakteristkalari keng gohida noyob ma'lumotlarni, nafaqat tovush oqimi parametrlari haqida (tovush intensivligi, akustik maydon birjinsligi va h.k) balki tovush tarqalyotgan muhitning akustik xususiyatlari (tezligi va akustik to'lqin yutilishi ko'effitsiyenti, elastikligi moduli va h.k) haqida ma'lumotlar beradi. Bularning barchasi nafaqat lazer nurlanishini boshqarish muommolarini yechishda, balki moddalarning kritik holati sohasida suyuq holat fizikasi fundamental fizik tadqiqotlarining qator masalalarini yechishda ham keng qo'llanilmoqda.

Lazer nurlanishining o'ziga xos noyob xususiyatlari akusto-optik usullarining ishlab chiqarishda, ilmiy laboratoriyalarda qo'llanish sohasini kengaytirmoqda, bu esa akusto-optik effektlar, qurilmalar, usullar bilan ishlash amaliy ko'nikmalariga, nazariy bilimlariga ega bo'lgan lazer fizikasi sohasidagi mutaxassislarni tayyorlashni taqoza etadi.

Akusto-optik o'zaro ta'sirlashivida lazer nurlanishining giperakustik fanonlarda difraksiyasi natijasida yorug'likning molekular sochilishi spektrida nozik struktura (Mandelshtam-Brillyuen komponentalari) namoyon bo'lishi hozirgi zamonaviy ilmiy tadqiqotlarda muhim ahamiyatga egadir.

Yorug'likning molekular sochilish spektri, chastotasi 10^{10} Hz bo'lgan tovushning, ya'ni gipertovushning tezligini va yutilish koeffitsiyentini aniqlash imkonini beradi. Bu usulda o'lchangan gipertovush tezligini, chastotalarning ultratovush oralig'ida 10^6 Hz da o'lchangan tezligi bilan taqqoslanganda tovush tezligining dispersiyasini, ya'ni tovush chastotasi ortishi bilan muhitda tarqalayotgan tovush tezligining o'zgarishni aniqlash imkonini beradi.

Suyuqliklarda yorug'lik sochilishini uyg'otish uchun katta hajmiy qovushqoqlikga ega muhitlarda lazer nurlanishini ensiz chizig'ini qo'llashda tovush tarqalishi relaksatsiya nazariyasining to'g'riligini tasdiqladi. Kondensirlangan muhitni turli fizik holatlarda masalan, fazaviy o'tish, tadqiqot qilganda tezlikning chastotaga bog'liqligi (dispersiya) va yutilish koeffitsiyentini o'lchash usuli hozirgi vaqtda muhim ma'lumot beruvchi usullardan biridir. Bu qo'llanmada gipertovush to'liqlarining muhitda yutilish koeffitsiyenti va tarqalish tezligi, yuqori chastotali tovush tezligi dispersiyasi va uni vujudga keltiruvchi hajmiy qovushqoqlik relaksatsiyasi jarayoni parametrlari to'g'risida tadqiqot natijalarini tahlil qilish uchun kerakli ko'nikmalarni rivojlantirishga qaratilgan.

Uslubiy ko'rsatma "Kvant elektronika" va "Lazer fizikasi" yo'nalishi bo'yicha mutaxassislarni (magistratura) tayyorlashda o'quv jarayonida qo'llash uchun tayyorlangan, va "Lazer akustooptikasi", Yorug'likning sochilishi lazer spektroskopiyasi, "Yuqori chastotali akustik spektroskopiya" maxsus kurslarida ko'riladigan keng ko'lamdagi masalalarni qamrab olgan. Qo'llanmada ko'rilgan savollar va bajarish uchun taklif etilayotgan masalalar ko'lamini yetarlicha keng bo'lib, tajribaviy tadqiqotlarni o'tkazish, hisoblashlarni bajarish hamda tadqiqot natijalarini tahlil qilish uchun yetarli nazariy bilim va amaliy ko'nikma beradi.

I-Nazariy qism

1.1 Yorug'likning molekular sochilish tabiati

Yorug'lik sochilishi uchun tushayotgan (uyg'otuvchi) yorug'lik oqimi yo'lida optik bir jinslimaslik to'g'ri kelishi masalan,, tuman va bulutlarning suv tomchilari, qora-kuya zarrachalari yoki chang zarralari, kolloid zarrachalar va boshqa shunga o'xshash optik birjinslimasliklar mavjud bo'lishi kerak.

Agar gazda molekulaning o'rtacha erkin yugurish masofasi yorug'lik to'lqin uzunligidan katta bo'lsa bu molekula optik birjinslimaslikni namoyan qiladi va unda yorug'likning sochilishi sodir bo'ladi. Agar molekulani osillyator deb faraz qilsak, unga tushayotgan ω chastotali yorug'lik to'lqini bu osillyatorni shu ω chastota (majburiy tebranish) bilan tebranishga majbur etadi, bu turli yo'nalishlarda shu chastotali yorug'lik nurlantiradi. Bu holda sochilgan yorug'lik umumiy oqimi barcha eritilgan molekularlar majburiy nurlanishlari yig'indisidan iborat bo'ladi. Agar ba'zi molekularlar harakatda bo'lsa sochilgan yorug'lik chastotasi Dopler effekti natijasida o'zgaragan bo'ladi.

Agar sochilish monoxromatik yorug'lik bilan uyg'otilayotgan bo'lsa, odatda bunday o'zgarishlar unchalik katta bo'lmay sochilgan yorug'lik chiziqlarini kengaytirishga olib keladi.

Agar modda kondensirlangan bo'lsa, qo'shni molekularlar orasidagi masofa kichik bo'lib, alohida molekulada sochilish faqat optik birjinslimaslikni vujudga keltiruvchi fizik kattaliklarning fluktuatsiyalarida sodir bo'ladi. Kritik nuqtalardan uzoqda bunday birjinslimaslikning nochiziqli o'lchamlari yorug'lik to'lqin uzunligidan juda kichik bo'ladi. O'z yo'lida bunday birjinslimaslik uchratgan yorug'lik unda difraktsiyalanadi. Bunday holatda sochilgan yorug'lik bu difraktsiyalangan yorug'likdir.

Bosim, temperatura va konsentratsiya fluktuatsiyasi natijasida sochilgan yorug'lik intensivligini hisoblashni birinchi marta A. Eynshteyn tomonidan statistik fizika usuli bilan bajarilgan. Ehtimol, molekularlarning issiqlik xaotik harakati natijasida juda kichik xajimning ma'lum joyida ma'lum vaqtda, katta hajmdagi impuls o'rtachasidan impulsi katta yoki kichik molekularlar to'plangan bo'ladi. Bu esa bosim fluktuatsiyasi vujudga kelganini bildiradi. Agar

juda kichik hajmda ma'lum vaqtda ma'lum joyda butun katta hajmdagi molekulalar o'rtacha energiyasidan katta yoki kichik energiyaga ega molekulalar to'plamsa temperatura fluktuatsiyasi vujudga keladi. Xuddi shunday konsentratsiyalar fluktuatsiyasini ham aniqlash mumkin. Aytilgan kattaliklar fluktuatsiyalarni (1910y) Eynshteynning klassik ishlaridan keyin o'lchanadigan kattaliklar orqali ifodalanib hisoblash mumkin bo'ladi.

Agar muhit anizotrop molekulalardan tashkil topgan bo'lsa, anizotropiya fluktuatsiyasi kuzatiladi. Bu esa kichik hajmning ma'lum joyida va ma'lum vaqtda katta hajmdagi o'rtacha qutblanuvchanlik yo'nalishidan katta yoki kichik qutblanuvchanlik ma'lum bir tomonga yo'nalgan bo'ladi.

Issqlik harakatining statistik harakteri evaziga fluktuatsiyalar vujudga kelmasa va namunaning butun hajmi bo'yicha hosil bo'ladi, yo'qoladi va yana hosil bo'ladi. Turli fluktuatsiyalar turli qonunlarga asosan vujudga keladi va yo'naladi. Bosim fluktuatsiyasi vujudga kelgan joyida qolmasdan tovush tezligida butun namuna bo'ylab yugurib ketadi. Konsentratsiya fluktuatsiyasi esa diffuziya koeffitsiyenti orqali aniqlanadigan tezlik bilan vujudga keladi va yo'qoladi. Anizotropiya fluktuatsiyasi anizotropiya relaksatsiya vaqti orqali aniqlanadigan vaqt ichida vujudga keladi va yo'qoladi. Vaqt ichida uzluksiz o'zgarayotgan fluktuatsiyalardan yorug'likning sochilishi sochilgan yorug'lik intensivligini modulyatsiyasiga olib keladi. Modulyatsiya esa o'z navbatida sochilish yorug'lik chastotasining o'zgarishiga sabab bo'ladi.

Agar sochilgan monoxromatik yorug'lik bilan uyg'otilsa, masalan,, lazer nuri bilan, sochilgan yorug'likda siljigan komponentalar (Mandelshtam-Brillyuen komponentalari) va siljimagan kengaygan chiziq vujudga keladi. Spektrning bu manzarasiga anizotropiya fluktuatsiyasining vaqti bo'yicha o'zgarishi evaziga hosil bo'lgan Reley qanoti chuzig'ining keng sohasi ustma-ust tushadi.

1.2 Yorug'lik molekular sochilish nozik strukturasi.

Mandelshtam-Brillyuem komponentalari.

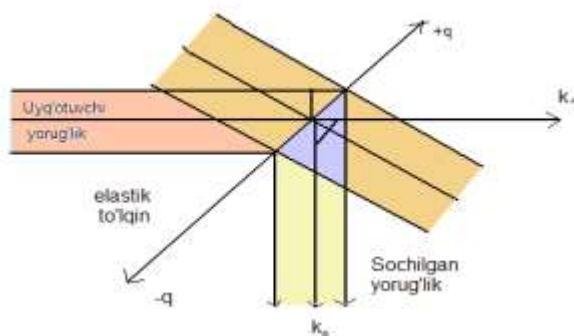
Bosim fluktuatsiyalarida sochilish evaziga vujudga kelgan sochilish yorug'lik to'lqin uzunligining o'zgarish tabiatini aniqlash

uchun qattiq jismning Debay modelini qo'llash mumkin. Qattiq jism issiqlik sig'imini hisoblashda P. Debay (1912) qattiq jismni yaxlit muhit va chekli xususiy tebranishlarga $3N$ ga ega deb qaragan, bu yerda N - o'rganilayotgan namunadagi atomlar yoki molekularlar soni. Shunday qilib issiqlik harakati kinetik energiyasi elastik tebranish energiyasi ko'rinishida ifodalanib, elastik to'lqinlarning minimal uzunligi λ zarrachalar orasidagi masofa d kattaligi orqali aniqlanadi. Demak maksimal chastota $\Omega_{\max}$ muhitdagi tovush tezligi $\mathcal{G}$ ning zarrachalar orasidagi masofaning nisbatiga teng.

$$\Omega_{\max} = \frac{2\pi\mathcal{G}}{d}$$

Qattiq jismlar uchun (olmos, sapfir kvarts va x.k) bu chastota eng katta, 10^{13} - 10^{14} Hz, zich gazlar uchun 10^{12} Hz katta bo'lganligi sababli elastik to'lqinlar soni ham katta ular barcha yo'nalishlar bo'yicha tarqaladi va chastotalari 0 dan tortib maksimal chastotasi $\Omega_{\max}$ oralig'ida yotadi. Yorug'likning sochilishi bu Debay issiqlik elastik to'lqinlariga yorug'lik difraktsiyasidir.

Agar muhitga chastotasi ω bo'lgan monoxromatik yorug'likni parallel oqimini yo'naltirsak sochilgan (difraktsiyalangan) yorug'likni tushayotgan yorug'lik yo'nalishiga nisbatan ma'lum burchak ostida kuzatsak (sochilish burchagi Θ) amalda yakka λ issiqlik elastik to'lqin ajraladi



1- rasm.

Issiqlik elastik to'lqinida yorug'likning difraktsiyasi (sochilish) sxemasi $|q|=2\pi/\lambda$ – elastik to'lqinning to'lqin soni, $|k_0|$, $|k_s|$ – lari mos ravishda uyg'otilgan va sochilgan yorug'lik to'lqin sonlari.

va bu to'qlinda difraksiya (yorug'lik sochilishi) kuzatiladi. (1-rasm) Θ burchak ostida λ elastik to'qlinda difraksiyalangan yorug'lik Bregg shartiga asosan aniqlanadi. Bu shart quyidagicha

$$2n\lambda \sin \frac{\Theta}{2} = \lambda$$

Bu yerda n -sindirish ko'rsatgichi λ - tushayotgan yorug'lik to'qlin uzunligi

Shu bilan birgalikda bu yorug'lik chastotasi Ω bo'lib, tovush tezligi v bilan yugirayotgan elastik issiqlik to'qlinining siqilishi va kengayishidan qaytgan yorug'lik. Doppler effekti evaziga elastik to'qlin tarqalishi izlanishiga bog'liq ravishda sochilgan yorug'lik chastotasi Ω kattalikga ortishi yoki kamayishi mumkin.

Shunday qilib uyg'otuvchi yorug'lik chastotasi ϖ ga ega bo'lsa sochilgan yorug'lik spektri chastotalari $\varpi + \Omega$ va $\varpi - \Omega$ bo'lgan ikkita komponenta mavjud bo'ladi. Bu komponentalar Mandelshtam Brillyuen komponentalari deyiladi.

Shu nuqtai nazardan bosim fluktatsiyasini elastik issiqlik to'qlinlarining interferensiyasi natijasi deb qarash mumkin. Qattiq jismda sochilgan yorug'likda siljigan komponentalarni tajribada aniqlash masalasi L.I Mandelshtam to'qlinida ifodalangan edi.

Kvars kristalida molekular sochilishni birinchi bo'lib Lansberg (1926 -1927 y) va shogirdlari tajribaviy natijalarida aniqlangan.

Landsberg kvars monokristalida molekular sochilish mavjudligini aniqlagach Mandelshtam bilan yorug'likning molekular sochilish spektrini o'rgana boshladi. Bu tadqiqotlar 1928 yili yorug'likning kombinatsion sochilishi (Raman-effekti) hodisasini aniqlash bilan yakunlashdi. Bu kashfiyot XX asrda aniqlangan eng katta optik effektlaridan biridir. Taqdir hazili shundaki, Lansberg, Mandelshtam, Raman va Krishnanlar boshqa hodisalarni axtarishgan bo'lsa ham bir vaqtda yorug'likning kombinatsion sochilishini aniqlashdi. Kabani va Dor xuddi shu hodisani gazlarda axtarib hech narsani topisha olmadi, chunki gazlarda kombinatsion sochilishi yo'q emas, mavjud lekin yorug'likning kombinatsion sochilishi intensivligi juda kichik bo'lganligi sababli uni o'lchash imkoni bo'lmagan.

G.S. Lansberg va I.L Mandelshtam bu hodisani ham ham nazariy ham amaliy tadqiqot qilishdi va faqat 1930 yili o‘zlarining boshlang‘ich masalasi ya’ni kondensirlangan muhitda sochilgan yorug‘lik spektirdagi dopler siljishini axtarishgan. Bu ish Lansberg va Mandelshtam tomonidan Moskvada (MDU da) ularning taklifiga asosan E.F. Gross tomonidan Leningradda (hozirgi Sankt - Peterburg) Davlat optika institutida davom ettirildi. Gross (1930 y) tomonidan kvars monokristali va suvda sochilga yorug‘lik spektrida diskrit siljigan komponentalari aniqlandi.

Temperatura va konsentratsiya fluktuatsiyasi tufayli sochilgan yorug‘lik spektrida siljimagan kengaygan chiziqli beradi. Shunday qilib agar sochilgan yorug‘lik monoxramatik yorug‘lik (lazer) bilan uyg‘otilayotgan bo‘lsa, sochilgan yorug‘lik spektrida siljigan komponentalar – Mandelshtam-Brillyuen komponentalari va markaziy komponentalar kuzatilishi lozim. L.I. Mandelshtam, L. Brillyuen, M.A. Leontovich, G.S. Landsberg, A.A. Andronov, I.E Tamm, L.D Landau va G.Plachek (1922-1934) tomonlaridan boshlagan bu ish asosida hozirgi vaqtga kelib sochilgan yorug‘lik spektral tarkibi nazariyasi yaxshi rivojlandi. Bu hodisa aniqlanmasdan ilgari nazariy jihatdan uyg‘otuvchi chastota ω ga nisbatan Mandelshtam-Brillyuen komponentalar $\Delta\omega$ siljishini sodda ifoda

$$2\pi\Delta\nu = \Delta\omega = \Omega = \pm 2n \frac{g}{c} \omega \sin \frac{\Theta}{2} \quad (1.2.2)$$

bilan aniqlash mumkinligini ko‘rsatilgan edi.

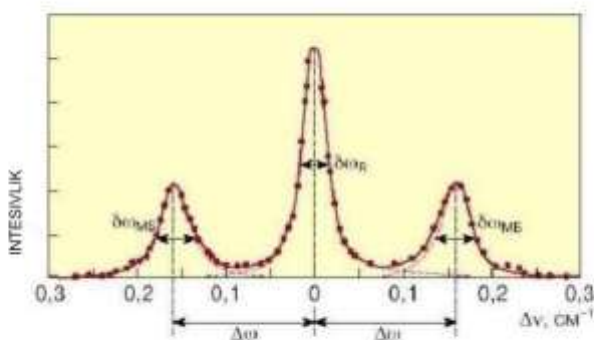
Shunday qilib, yorug‘likning molekular sochilish spektridan (Mandelshtam-Brillyuen komponentalari va markaziy komponenta) foydalanib komponentalar orasidagi masofani qarab giperatovush (10^{10} Hz) ning moddadagi tezligini va Mandelshtam-Brillyuen komponentalar kengligida tovushning yutilishi koeffisienti α ning ko‘paytma orqali aniqlanadi.

$$\delta\omega_{MB} = 2\alpha g$$

Bu nazariya asosida yorug‘likning molekular sochilish spektrini amaliy o‘rganish moddalar akustik xususiyatlarini aniqlash, xususan, turli fizik holatlarda masalan, fizikaviy o‘tishlarda tovushning tezligi va yutilish koeffisientni aniqlash imkonini beradi. Bunday qo‘llanishga asos bo‘lib 1953-1955 yillarda, benzol, serouglerod,

to'rt xlorid uglerod va ko'pgina suyuqliklarda aniqlangan tovush tezligi dispersiyasi xizmat qiladi. Bu usul ayniqsa 1960 y laboratoriya tadqiqotlarida lazer yorug'lik manbalari qo'llanila boshlagach samarali bo'ldi. Lazerlarni qo'llab turli suyuqlik va eritmalarda tovush va gipertovushning yutilishi organildi. Katta hajmiy qovushqoqlikka ega muhitlarda tovush tarqalishi relaksatsion nazariyasi to'griligi asoslandi.

Benzol uchun $\alpha = 4,5 \times 10^3 \text{ sm}^{-1}$ va hajmiy qovushqoqlik relaksatsiya vaqti $\tau = 3 \cdot 10^{-10} \text{ s}$ ekanligi aniqlab Mandelshtam va Leontovich tomonidan asoslangan tovush tarqalishi reaksatsion nazariyasining amaliy tasdig'i bo'ldi.



2-rasm

Geliy – neon lazeri yorug'ligi bilan 20°C da suyuq benzolda uyg'otilgan yorug'likning sochilish spektri. To'liq uzunligi $\lambda = 6328 \text{ A}$. $\delta\omega_{MB}$ - chastota oralg'i, Mandelshtam-Brillyuen komponentalari maksimal intensivligi yarim kengligi. $\delta\omega_q$ - reliy chizig'ini yoki komponenta maksimal yarim kengligi. $\Delta\omega$ siljishi tovush tezligi va sochilish burchagi orqali aniqlanadi.

Yorug'likning molekular sochilishi spektri chastotasi 10^{10} Hz bo'lgan tovush, ya'ni gipertovushning tezlligini aniqlash imkonini beradi. Shunday usulda aniqlangan gipertovush tezligi bilan ultratovush

10^6 Hz oraliqda aniqlangan tezligini taqqoslash tovush tezligi dispersiyasi mavjudligini ko'rsatadi.

1.3 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 muvozzatnat qiymatlari) tarqalishning jarayoni adiabatik degan faraz bilan olinib amalda yaxshi natija beradi. Bu holda to'liqning 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. Gazokinetik nuqtai nazari asosida ikki atomli gazlar uchun V ni aniqlashda modeli 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 to'qnashuvlarda molekulalarning aylanishlarini ba hokazolarni hisobga olishini lozim. Bu turdagi masala molekular va statistik fizikaga ta'lluqli bo'lib va bu savollrga ko'plab adabiyotlardan izoh topish mumkin.

Suyuqliklar, qattiq jismlar va gazlar o'rtasida o'tish 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 bog'langan

Tovush tezligi molekulalar o'zaro ta'sirlashuvi va muhit tuzilmasi orqali aniqlanadi shuningdek, V tezlik o'zgarishi suyuqlik yoki gazning muvozanati haqidagi o'zgarishlar to'g'risida muhim ma'lumotlarni beradi. V o'zgarishi termodinamik miqdorlarni aniqlashning muhim metodini o'zida mujassamlaydi – bu $\beta_s = 1/\rho V^2$ adiabatik va $\beta_T = \gamma \beta_s$ izotermik siqiluvchanlik.

Tovush to'liqlari tarqalishi bilan uning amplitudasi kamaymaydi. Bu qator sabablar bilan bog'liq. to'liq fronti band qilgan sirtning ortshi bilan to'liq energiyasi kamayishi, dissipativ jarayonlar oqibatida to'liq energiyasining yutilishi, muhit issiqlik o'tkazuvchanligi va qovushqoqligi paydo bo'lishi, bir jinsli bo'lmagan muhitda sochilish. Yuguruvchi yassi to'liqlar uchun dissipativ jarayonlar tufaylli ular amplitudasini kamayishi yutilish ko'effitsiyenti orqali harakterlanadi, ya'ni to'liq amplitudasi qanday masofada e marta kamayishini ko'rsatadi

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

Birlik uzunlikka to'g'ri keluvchi amplitudaning nisbiy kamayishi

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

(amplitudaviy fazoviy yutilish ko'effitsiyenti).

Tovush to'liqlari tarqalayotgan muhit issiqlik o'tkazuvchanligi va qovushqoqligi hisobga olingan gidrodinamik nazariya tovush yutilish ko'effitsiyenti uchun quyidagi ifodani beradi:

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2V_0^3 \rho} \left[\frac{4}{3} \eta + \eta' + \chi \left(\frac{1}{C_v} - \frac{1}{C_p} \right) \right] \quad (1.3.1)$$

Bu yerda η va η' - siljish va qovushqoqlik ko'effisientlari, χ – issiqlik o'tkazuvchanlik ko'effitsiyenti, ω – tovush siklik chastotasi, V_0 – cheksiz kichik chastotalar uchun tovush tezligi ($\omega \rightarrow 0$).

Yutilish ko'effitsiyenti tovush chastotasi kvadratiga va η , η' va χ dissipativ ko'effisientlarga proporsionaldir. Birinchi marta ushbu formula Stoks tomonidan χ issiqlik o'tkazuvchanlik hisboga olinmagan holda hosil qilingan. Keyinchalik issiqlik o'tkazuvchanlikni ta'siri mavjudligi Kirxgof tomonidan qayd etilgan.

(1.3.1) formula Stoks tomonidan yozilgan bo'lsada η hajmiy qovushqoqlik roli va qiymati faqat Rele tomonidan tushuntirilgan. Shuning uchun odatda Stoks-Kirxgof formulasi η hisobga olinmagan holda α yozilgan formula deyiladi:

$$\alpha_{\text{ee}} = \frac{\omega^2}{2V_0^3 \rho} \left[\frac{4}{3} \eta + \chi \left(\frac{1}{C_v} - \frac{1}{C_p} \right) \right]$$

1.4 Suyuqliklarda tovush tarqalishi relaksatsion nazariyasi

Chastotasi $\sim 10^9$ Hz va undan yuqori tovush gipertovushli chastotalar dipazoniga taa'lluqli. Muhitda gipertovushni uyg'onishi murakkabligi bilan ajaralib turadi, chunki bunday yuqori chastotali tovushlar muhitda kuchli yutiladi. O'z navbatida yorug'lik sochilishining molekular usuli yorug'likning Reley sochilishi nozik strukturasi spektri bo'yicha gipertovush yutilish koeffitsiyentini amplitudaviy va tezliklar bo'yicha tarqalishlarini o'rganish imkoniyati paydo bo'ladi.

Yuqorida qayd etilgan elastik to'lqinlar tarqalishining gidrodinamik nazariyasidan 10^9 Hz tartibdagi chastotali tovush suyuqliklarda kuchli so'nishi kelib chiqadi va shu sababdan Reley chiqarlari nozik strukturasi suyuqliklarda kuzatilmaydi.

Reley chiziqlari 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 chiziqlarini 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 xarakterlovchi ba'zi ξ parametrlar bilan ham harakterlanadi. ξ temperatura va zichlik funksiyasi $\xi=\xi_0$ muvozanat holatida.

ξ o'zgarish tezligini $\dot{\xi}-\dot{\xi}_0$ farq bo'yicha vaqt bo'yicha qatorga yoysak:

$$\dot{\xi} = \frac{1}{\tau} (\xi - \xi_0) \quad (1.4.1)$$

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 $\xi = \xi_{00} + \xi'$ ko'rinishda yozish mumkin.

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

$$\eta' = \frac{\tau\rho}{1+i\omega\tau} (V_\infty^2 - V_0^2) \quad (1.4.2)$$

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

$\omega\tau \ll 1$ tenHzizlik o'rinli bo'lgandagi sust o'tuvchi jarayonlar uchun

$$\eta'_0 = \tau\rho(V_\infty^2 - V_0^2) \quad (1.4.3)$$

(1.4.3) ni (1.4.2) ga qo'yib, hajmiy qovushqoqlik koeffitsiyentining chastotaga bog'liqligi uchun ushbu ifodani olamiz

$$\eta' = \frac{\eta'_0}{1+i\omega\tau} \quad (1.4.4)$$

Gidrodinamik nazariyaga asosan tovush yutilishining amplitudaviy koeffitsiyenti quyidagi formula orqali ifodalanadi

$$\alpha = \alpha_{\eta} + \alpha_{\eta'} = \frac{\omega^2}{2V_0^3 \rho} \left(\frac{4}{3} \eta + \eta' \right) \quad (1.4.5)$$

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

(1.4.3)-(1.4.5) ifodalardan foydalanib:

$$\alpha_{\eta'} = \frac{\omega^2 \tau (V_{\infty}^2 - V_0^2)}{2V_0^3 (1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (1.4.6)$$

(1.4.6) 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.

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

$$V^2 = V_0^2 + (V_{\infty}^2 - V_0^2) \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (1.4.7)$$

(1.4.7) 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 (1.4.7) da va tovush yutilish koeffitsiyenti (1.4.6) ifodalarda ishtirok etadi.

Real suyuqliklarda tovush tarqalishi butunligicha relaksatsiya vaqtlari orqali ifodalanishi mumkin. U holda (1.4.6) yoki (1.4.7) 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.

II TAJRIBAVIY USULLAR VA TEXNIKASI

2.1. Yorug'lik sochilishi bo'yicha eksperimentlarda

qo'llaniladigan lazerlar.

Yorug'lik sochilishi tadqiqotlarida asosan turli turdagi lazerlar qo'llaniladi: 1) Geliy-Neon gaz lazeri 2) Argon ionli gaz lazeri 3) Neodimli alyumoitriy grant qattiq jisimli lazer 4) CO₂ li gaz lazeri. Jadvalda keng tarqalgan lazerlarning asosiy haraktrestkalari keltrilgan.

Lazer	Keng qo'llaniladigan to'lqin uzunligi	Uzluksiz rejimdagi quvvati Wt	Kuchaytirish kengligi G.Hz
Geliy-Neon	6328 A ⁰	0,1	<1
Argon	4880 A	2	~5
	5145 A	2	~5
Neodim qattlami	1,06 mkm	10	~7
CO ₂	1,06 mkm	300	0,06

Geliy-Neon lazeri quvvati nisbatan kichik bo'lsa ham yorug'lik sochilishi tadqiqotida keng qo'llaniladi. bu lazer boshqa lazerlarga nisbatan sodd, ishonchli va narxi arzon. Spektrni qizil qismida (632,8nm) ishlash samarali fotaelektrik qabul qiluvhchilarini qo'llash imkonini beradi, chunki ko'pgina sochilish jarayoning effektivligi ω^4 ga proporsional (mutonosib). Bu ikki ustunligi argon ion lazeriga nisbatan yaqqol namayon bo'ladi. bu lazer ancha murakkab, (razryad toki juda katta), geliy – neon lazeridan taxminan bir tartibga quvvatliroq. Bundan tashqari bu lazer to'qqizta turli to'lqin uzunligini uyg'otishi mumkin spektrning zangori – yashil qismida eng quvvatlisi.

Bu nurlarning ixtiyoriy birini lazer rezanatoriga prizma kritib ajratish mumkin, va prizmani burib kerakli to'lqin uzunligiga “moslash” mumkin. Lazerning bu xususiyati juda qulay, ayniqsa kuzatilayotgan spektr fluoressensiya yoki sochilishiga bog'liq yoki bog'liq emasligini aniqlashdi.

Neodimli qattiq jism lazeri yuqori quvvatga ega bo'lib katta to'liq uzunlikdagi nurni uyg'otadi, bu esa ko'rinuvchi yorug'lik uchun noshaffof bo'lgan moddalarda hajmiy sochilishni tadqiqot qilishga imkon beradi. Foto ko'paytuvchilarning 1 mkm to'liq uzunligida 5000 A^0 dagiga nisbatan sezgirligi ikki marta kam, shuning uchun amaliy ahamiyati kam. Ikkinchi tomondan neodimli alyumoitriyli granat nomli lazerni yasash va islatish argon ionli lazerga nisbatan yengil. Bu lazerda modullashgan asllik rejimini amalgam oshirib kilovatt quvvatli va davomiyligi milisekund bo'lgan impulslarni hosil qilish mumkin. Bu xususiyatlari alyumoitriy grant lazerlarni nohiziqli optikada tadqiqotlarda qo'llash foydali ekanligini ko'rsatadi.

CO_2 -lazer ko'rsatilgan lazerlar ichida eng quvvatlisi bo'lsa ham yorug'lik sochilish tajribalarda kam qo'llaniladi. Sochilgan yorug'lik intensivligi chastotaga bog'liqligi va qabul qiluvchilar sezgirligi 10 mkmda kamayishi bu qurulmani keng qo'llanilishiga imkon bermaydi. Shu bilan birgalikda bu lazer qisqa zonalar ora tirqishga ega yarim o'tkazgichlarda tashuvchilar harakatchanligini o'rganishda keng qo'llaniladi. Bu lazer o'rtacha hosil qilinadigan quvvatni kamaytirish uchun ya'ni namunani isitmaslik va buzmaslik uchun asosan modullahgan asillk rejimida ishlaydi.

Hozirgi davrda yuqorida aytilgan lazerlarning turli variantlri sotilmoqda, lekin ko'pchilik tadqiqotchilar o'zi yasagan lazerlarni ma'qul ko'rishadi.

Odatda lazer nurlanish chastota bo'yicha $c/2L$ (L-lazer rezanatoridagi ko'zgular orasidagi masofa) kattalikka ajralgan bir qator bo'ylama moddalardan tashkil topgan va aktiv muhitda kuchaytirish egri chizig'i kengligi tartibida chastota oralig'ini egallaydi. Quydagilarga asoslangan turli "bir chastotali" lazer sxemalari ishlab chiqilgan.

- 1) Faqat bitta bo'ylama moda generatsiyalanishi uchun $C/2L > \Delta \mathcal{G}_g$ gacha rezanator qisqartiriladi.
- 2) Uzun lazer rezanatorini qisqa optik rezanator bilan shunday tutashtirish kerakki, natijada lazer faqat ikkala rezanatorlar modalariga mos kelgan chastotada generatsiyalansin.
- 3) Rezanator xususiy chastotasini modulyatsiyalash va keyingi lazer nurlanishini demodulyatsiya qilish.

Odatda amaliyotda ikkinchi variant ko‘proq qo‘llaniladi, chunki bu holatda quvvati cheklanmagan bo‘ladi. Birinchi usulda esa qisqa rezanatorlarda quvvati cheklangan, shu bilan birgalikda uchunchi usul kabi murakkab elektron qurilmalar ham talab qilinmaydi.

Ba’zi qo‘llanishlarda lazer nurlanishi ~ 100 mHz samarali kengiligi talabga javob bermay qoladi. Bunday holatlarda teskari aloqali murakkab elektron boshqarish sxemalarni qo‘llash, bironta bo‘ylama moda chastotasining o‘zgarishiga sababchi bo‘ladigan lazer rezanatori konfiguratsiyasi fluktuatsiyasini bartaraf qilish mumkin, va lazer nurlanishi samarali spektr chizig‘i kengligi 1 MHz dan kichik bo‘ladi. Bunday tajribada mumkin bo‘lgan qurilma funksiyasi kenligi bir modali lazerlarni qo‘llashni taqoza etadi. Agar spektr tahlili uchun optik spektrometr yoki interferometer qo‘llanilayotgan bo‘lsa chastotalari 1 GHz dan ancha kichik bo‘lgan uyg‘otishlarni o‘rganish uchun bir modali lazer kerak bo‘ladi.

2.2 Sochilgan yorug‘lik spektrining tahlili.

Reley chiziqlari nozik strukturasi spektrlarida intensivlikning spektral taqsimotini ishonchli tadqiqot qilish uchun yuqori kontrastli interferometrlar va yorug‘likning lazer manbalarini qo‘llash evaziga mumkin bo‘ladi. Juda ko‘p fizikaviy masalalar mavjud bo‘lib, ularni yechish uchun ajrata olish kuchi yetarlidir, lekin Fabri-Pero interferometrlari oddiy usulda qo‘llanilganda kontrast yetarli bo‘lmaydi. Bu kamchilik, katta intensivlikka ega spektral chiziqlar orag‘ida spektrining kuchsiz tashkil etuvchilarni o‘rganib bo‘lmashligini bildiradi. Bunday vaziyatda eritmalarning kritik nuqtalarida Mandelshtam-Brillyuen komponentalari siljishini tadqiqot qilganda ham vujudga keladi ya’ni Reley chizig‘i nozik strukturasi markaziy komponentasi intensivligi Mandelshtam-Brillyuen komponentalari intensivligidan 3 va ko‘proq tartibga farq qiladi. Siljimagan chastotadagi katta intensivlik MBK siljigan chiziqlarning markaziy chiziqning “dumi” dek bo‘lib qoladi, va spektral manzaraning kichik kontrasligida MBK ni kuzatish murakkablashadi ba’zi hollarda mumkin ham bo‘lmaydi. Fabri-Pero interferometri yordamida olinadigan spektral taqsimoti kontrastini oshirish

usullaridan biri tahlil qilinayotgan yorug'likning interferometer orqali bir necha maratoba o'tishiga asoslangan.

Spektral manzara kontrastligi interferometer orqali bir necha maratoba yorug'likni o'tkazish usulida oshirish ancha ilgari ko'rsatilgan edi, lekin keng ko'lamda qo'llash yaqinda rivojlana boshladi. Interferostion manzaranoing mavjud bo'lish sharti

$$2tn\cos\varphi = m\lambda \quad (2.2.1.)$$

Ifoda bilan aniqlanadi.

Bu yerda $t, n, \varphi, m, \lambda$ -masofa va ko'zgular orasidagi muhitning koeffitsiyenti, ko'zguga tushayotgan yassi to'lqin tushush burchagi, interfrensiya tartibi va yorug'lik to'lqin uzunligi.

Interferometr "instrumental funksiyasi" ma'lum bo'lgan Eyri formulasidan aniqlanadi, bu formula interferometrnig yassi va bir xil ko'zgulariga intensivligi birga teng deb olingan monoxramatik yorug'likning parallel oqimi tushganda quyidagicha yozish mumkin.

$$Y(m) = \left(\frac{T}{1+R} \right)^2 \frac{1}{1 + \left(\frac{2F}{\pi} \right)^2 \sin^2 \pi m} \quad (2.2.2.)$$

Bu yerda R va T interferometer ko'zgularining yorug'likning qaytarish va o'tkazish koeffisientlari. Ideal yassi ko'zgular uchun

$$F = F_R = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (2.2.3)$$

F kattalikni interferinsion manzaraning o'tkirligi (sezgirligi) deyiladi. (2.2.2) d $m=m_0+\gamma$ deb olib, bu yerda m_0 -butun son, γ -tartibi kasr qismi, $\pi\gamma$ -ni kichkina deb faraz qilib (2.2.2.) ni

$$Y(\gamma) = \left(\frac{T}{1+R} \right)^2 \frac{1}{1 + 4F^2 \gamma^2} \quad (2.2.4)$$

ko'rinishda yozish mumkin.

(2.2.4) dan ko'rinadiki instrumental (yoki qurilma) to'liq yarim kengligi $\delta\vartheta_B$, $\Delta\vartheta^x$ dispersiyasi sohasi qismida

$$\frac{\delta\nu_a}{\Delta\nu^*} = 2\gamma = F^{-1} \quad (2.2.5)$$

ni tashkil etadi.

Bir oʻtuvchi interferometer uchun interferinsion spektr kontrastligi C , maksimumdagi maksimal intensivligi $\nu_{\max}$ ning interferogramma tartiblari oraligʻidagi minimal intensivligi $\gamma_{\min}$ ga nisbati bilan aniqlanadi. A_n aparat konturi kengligidan ancha kichik boʻlgan xususiy chizigʻi kenglikli monoxramatik yorugʻlik manbayi bilan interferometer yoritilgan holda contrast C

$$C = \frac{Y_{\max}}{Y_{\min}} = \left(\frac{1+R}{1-R} \right)^2 \approx 1 + \frac{4}{\pi^2} F^2 \quad (2.2.6)$$

Ifoda bilan aniqlanadi.

Fabri-Pero yassi interferometri uchun F - oʻtkirli odatda R - kattalik qiymati bilan chegaralanadi u esa oʻz navbatida koʻzguning qaytaruvchi qatlamlari va yassi sirtlarini tayyorlanish kamchiliklari yigʻindi bilan aniqlanadi. Agar koʻzgu yassiligi λ/m gacha aniqlikda tayyorlangan boʻlsa maksimal oʻtkirli $F_5=m/2$ ga teng boʻladi. Koʻp oʻtuvchi interferometrlar uchun (2.2.5) va (2.2.6)

Ifodalar oʻrnida

$$\frac{\delta \nu_a}{\Delta \nu^*} = (2^{1/n} - 1)^{1/2} F^{-1} \quad (2.2.7)$$

$$C_n = C^n = \left(\frac{1+R}{1-R} \right)^{2n} \approx \left(\frac{2}{\pi} F \right)^{2n} \quad (2.2.8)$$

Ifodalar boʻladi.

(2.2.8)dan koʻrinadiki oʻtishlar sonini oshirish kontrastni kuchli oʻzgartiradi. Xaqiqatdan ham, $R=0,95$ va $n=1$ da $C=10^3$, va $n=2$ ga oʻsha R -da $C=10^6$ boʻladi. Demak ikki karra oʻtuvchi. Fabri- Pero interferometrda intensivlik boʻyicha olti tartibga farq qiluvchi chiziqlarni oʻrganish mumkin ekan.

2.3 Sochilgan yorugʻlik spektri nozik strukturasini oʻrganishda qoʻllaniladigan tajribaviy qurilmaning printsiptial sxemasi.

Tajribaviy qurilmaning printsiptial sxemasi 3 – rasmda keltirilgan. Uygʻotuvchi yorugʻlik manbayi sifatida (1). LG-38 tipdagi He-Ne lazeri qoʻllaniladi (toʻlqin uzunligi 632,8 nm va quvvati – 15 mvt). Lazer nuri uzun fokusli linza (3) yordamida kyuvetaga (4)

fokuslanadi yorug'likning sochilish burchagi pentaprizma yordamida o'rnatiladi. (aniqligi $\pm 0,2^0$)

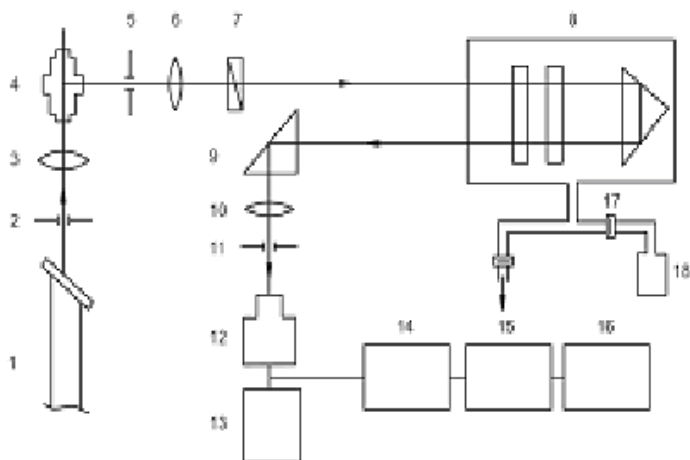
Talab qilingan qutblangan sochilgan yorug'lik yo'liga Franka-Ritter prizmasi qo'yilgan (7). Qutblagich yustirovka aniqligi $\pm 0,5$ bu tadqiqotni o'tkazishda qanoatlantiradi. Sochuvchi hajm ob'ektiv (6) ning fokusida joylashgan ob'ektiv nurlarning parallel oqimini hosil qiladi. Bu nurlar Frank –Ritter prizmasidan o'tib Fabri Pero interferometriga (8) tushadi skanerlashadi gazning chiziqli oqimini hosil qilish uchun tovushdagi yuqori ignasimon oqizuvchi (17) qo'llanilgan. Skanerlanishi chiziqliligi oshirish uchun balans hajm qo'llanilgan oqizuvchining kirishida gaz (azot) bosimi 6-8 atm teng. Bunday gazni berish tizimi interferogrammaning uchta tajribada yo'naltirilgan o'lchamlar nochiziqliligi 0,5 % dan oshmaslikga olib keladi. Sochilgan yorug'lik ikki o'tishli interferometrda keyin beruvchi prizma (9) dan o'tib kamerali ob'ektiv (10) ning fokal tekisligida yig'iladi. Ob'ektiv fokus masofasi 270 mm. Kamerali ob'ektivning fokus masofasi diafragma (11) o'rnatilgan Aparat funksiyasi minimal kengayishi shartidan kelib chiqib diafragma radiusi tajribaviy yo'l bilan tanlanadi. Masalan, agar dispersiya sohasi 0,417 sm bo'lgan interferometr qo'llanilganda diafragma diametri 0,25 mm bo'ladi.

Chiqish diafragma interferensiyon manzaraning markaziga o'rnatilganda apparat funksiyasi yarim kengligi minimal bo'ladi.

Ob'ektiv (10) fokal tekisligida o'zaro perpendikular yo'nalishlardan siljituvchi ikkita mikrometrik vintlar yordamida diafragma yustirovka (moslashtirish) qilinadi. Qurilmada fotoqabul qiluvchi sifatda FEU – 79 fotoelektron ko'paytuvchi qo'llaniladi. Bu sovuqiluvchi fotoelektron kupaytuvchi fotonlarni sanash rejimida ishlaydi. FEU sovuqitish sxemasi. Pelte effekti printsipida ishlovchi yarim o'tkazgichli mikro sovuqitgich asosida tuzilgan. 1 soat davomida FEU -250 S gacha sovuqitiladi. Fotokatodning o'zgartirilmas sezgiriligida - 25^0S gacha sovuqitish natijasida xalaqit qiluvchi impulsar soni 100-150 imp/s dan 10-15 imp/s gacha kamayadi. FEU ning anodtidan impulsar emitterli takrorlovchining kirishiga beriladi. Emitterli takrorlovchini kirish qarshiligi etarlicha yuqori bo'lib kirish sig'imi past, bu chiqish qarshiligi past bo'lsa, ham impulsni uzatish uchun kerak. So'ngra signal chiziqli analog intensimetr PI -4-

1 (15) diskrimenator kirishiga tushadi. Bu diskrimenator bergan amplitudali impulsni o'tkazadi. Intensimetr chiqishida ishorali o'zgarmas bo'lgan kuchlanish hosil bo'ladi. Kuchlanish qiymati sekunddagi impuls soniga muttanosib (proportsional) bo'ladi. Bu kuchlanish potentsiometr KSP – beriladi va diogramma lentasida signali yoziladi.

Sochilish ($\pm 0,2^0$) geometriyasi aniq o'rnatilganligiga sochilish burchagi 90^0 uchun MBK siljishini aniqlashda sistematik muntazam xatolik 1% dan oshmaydi. Tasodifiy xatoliklarning ta'sirini kamaytirish uchun spektrlar kamida to'rt marta yoziladi va natijalardan o'rtacha qiymati olinadi.



3-rasm Reley chizig'ining nozik sktrukturasini qayd qiluvchi prinsipial tajribaviy qurilmaning sxemasi.

1. He-Ne lazeri 2. diafragma 3. Ob'ektiv(120 mm) 4. tadqiq qilinadigan suyuqlik idishi 5. Diafragma 6. kollimatorli ob'ektiv (210 mm) 7. qutblantirgich (Frank-Ritter prizmasi) 8. Ikki o'tishli Fabri-Pero interferometrining barokamerasi 9. buruvchi prizma 10. kamerli ob'ektiv(270 mm) 11. diafragma (0.25mm) 12. FEK-79 13. FEK ning blok pitaniyasi 14. emmittorli takrorlagich 15. chiziqli intensimetr 16. KSP-4 o'zi yozadigan qurilma 17. yuqori ignasimon oqizuvchi 18. azot bilan to'ldirilgan balon

III. LABORATORIYA ISHLARINI BAJARISH UCHUN KO'RSATMALAR.

3.1 Yuqori chastotali tovush tezligini o'lchash natijalari asosida dispersiyani hisoblash va tahlili

Bir qator suyuqliklar uchun turli chastotalarda tovush yutilish koeffitsiyentini o'lchashlarni quyidagi natijalariga ega bo'laylik:

	f , Hz	V , m/s
	1.05×10^9	1320
Gipertovush	4.56×10^9	1383
	6.60×10^9	1426

Jadvalda berilgan natijalarni dastlabki tahlilini o'tkazamiz. Jadvaldan ko'rinadiki o'ta past chastota uchun tovush tezligi 1320 m/s ga teng, eng yuqori chastota uchun tovush tezligi 1426 m/s. Boshqacha aytganda tovush tezligi chastota oshishi bilan sezilarli ortadi. Tovush tezligi dispersiyasi tezligini hisoblash uchun quyidagi ifoda ishlatiladi:

$$\Delta V = \frac{V_2 - V_1}{\frac{V_2 + V_1}{2}} \times 100\% = 2 \times \frac{V_2 - V_1}{V_2 + V_1} \times 100\% \quad (3.1.1)$$

(8) formulada V_2 – bu f_2 chastotadagi tovush tezligi V_1 – esa f_1 chastotadagi tovush tezligi ($f_2 > f_1$). Jadvaldagi natijalarni (8) ga qo'yib ushbuni olamiz:

$$\Delta V = 2 \times \frac{V_2 - V_1}{V_2 + V_1} \times 100\% = 2 \times \frac{1426 - 1320}{1426 + 1320} \times 100\% = 2 \times \frac{106}{2746} \times 100\% \approx 7.7\%$$

Shunday qilib 1.05 GHz dan 6.6 GHz gacha chastotalar intervalida tekshirilayotgan suyuqlik uchun tovush tezligi dispersiyasi 7.7%.

Tovush tezligi to'liq dispersiyasini formula yoramida hisoblash mumkin, (3.1.1) formula ko'rinishi:

$$\Delta V = 2 \times \frac{V_\infty - V_0}{V_\infty + V_0} \times 100\% \quad (3.1.2)$$

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

Berilgan suyuqlik uchun V_∞ va V_0 qiymatlarni aniqlash umuman olganda oddiy masala emas va quyidagi ko‘rinishda yechilishi mumkin.

Yuqorida aytilgan Mandelshtam-Leontovich relaksatsion nazariyasi doirasida tovush tezligi V ni uning ω chastotasidan bog‘liqligini quyidagi ko‘rinishda yozish mumkin (1.4.6) formulaga qarang):

$$V^2 = V_0^2 + (V_\infty^2 - V_0^2) \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (3.1.3)$$

Bu ifodada uchta noma’lum kattaliklar mavjud: V_∞ ($\omega \rightarrow \infty$ uchun tovush tezligi), V_0 ($\omega \rightarrow 0$ uchun tovush tezligi) va τ (hajmiy qovushqoqlik relaksatsiya vaqti). Biroq, agar uchta chastota uchun tezlikni hisoblashini o‘tkazsak, tovush chastotasi uchta tenglama tipidan iborat tenglama sistemasini tuzish mumkin:

$$\begin{cases} V_1^2 = V_0^2 + (V_\infty^2 - V_0^2) \frac{\omega_1^2 \tau^2}{1 + \omega_1^2 \tau^2} \\ V_2^2 = V_0^2 + (V_\infty^2 - V_0^2) \frac{\omega_2^2 \tau^2}{1 + \omega_2^2 \tau^2} \\ V_3^2 = V_0^2 + (V_\infty^2 - V_0^2) \frac{\omega_3^2 \tau^2}{1 + \omega_3^2 \tau^2} \end{cases} \quad (11)$$

Bu yerda V_1 , V_2 va V_3 – tovush tezliklari mos ravishda ω_1 , ω_2 va ω_3 , chastotalarga mos keluvchi. Bu tenglamalar sistemasini yechib V_∞ , V_0 va τ qiymatlarni topamiz.

Bu tenglamalar sistemasini analitik yechimi qulayligi uchun quyidagi belgilashlarni kiritamiz:

$$V_0^2 = A$$

$$V_\infty^2 - V_0^2 = B$$

$$\frac{1}{\tau^2} = C$$

U holda (3.1.4) tenglamalar sistemasi ushbu ko‘rinishna qabul qiladi:

$$\begin{cases} V_1^2 = A + B \frac{\omega_1^2}{C + \omega_1^2} \\ V_2^2 = A + B \frac{\omega_2^2}{C + \omega_2^2} \\ V_3^2 = A + B \frac{\omega_3^2}{C + \omega_3^2} \end{cases}$$

Olingan sistemani standart holda yechib, ushbuni topamiz:

$$C = \frac{\omega_2^2 - \omega_3^2 \cdot \frac{V_3^2 - V_1^2}{V_2^2 - V_1^2} \cdot \frac{\omega_2^2 - \omega_1^2}{\omega_3^2 - \omega_1^2}}{\frac{V_3^2 - V_1^2}{V_2^2 - V_1^2} \cdot \frac{\omega_2^2 - \omega_1^2}{\omega_3^2 - \omega_1^2} - 1} \quad (3.1.5)$$

$$B = \frac{V_2^2 - V_1^2}{\omega_2^2 - \omega_1^2} \cdot \frac{(C + \omega_1^2) \cdot (C + \omega_2^2)}{C} \quad (3.1.6)$$

$$A = V_1^2 - B \cdot \frac{\omega_1^2}{C + \omega_1^2} \quad (3.1.7)$$

Jadvalda tasvirlangan giper tovush tezligini o'lchash natijalaridan foydalanamiz:

$$V_1 = 1320 \text{ m/s}, \omega_1 = 2\pi f_1 = 6.6 \times 10^9 \text{ rad/s.}$$

$$V_2 = 1383 \text{ m/s}, \omega_2 = 2\pi f_2 = 28.6 \times 10^9 \text{ rad/s.}$$

$$V_3 = 1426 \text{ m/s}, \omega_3 = 2\pi f_3 = 41.5 \times 10^9 \text{ rad/s.}$$

Bu qiymatlarni (3.1.5) formulaga qo'yib ushbuni topamiz: $S = 25.4 \times 10^{20}$

So'ngra (3.1.6) va (3.1.7) formulalar bo'yicha: $B = 751078$ va $A = 1742273$

Yuqorida kiritgan belgilashlarga muvofiq:

$$C = \frac{1}{\tau^2} \rightarrow \tau = \frac{1}{\sqrt{C}} \approx 2 \times 10^{-11} \text{ (s)}$$

$$A = V_0^2 \rightarrow V_0 = \sqrt{A} \approx 1319 \text{ (m/s)}$$

$$B = V_\infty^2 - V_0^2 \rightarrow V_\infty = \sqrt{B + V_0^2} = \sqrt{B + A} \approx 1579 \text{ (m/s)}$$

(3.1.2) formula bo'yicha to'liq dispersiyani hisoblash quyidagini beradi:

$$\Delta V = 2 \times \frac{V_\infty - V_0}{V_\infty + V_0} \times 100\% = 2 \times \frac{1579 - 1319}{1579 + 1319} \times 100\% \approx 18\%$$

Shunday qilib, jadvalda keltirilgan tajriba natijalari tahlildan tovush tarqalishining relaksatsion nazariyasiga ko'ra quyidagilarni xulosa qilish mumkin:

1. Tadqiq etilayotgan suyuqlikda ~ 1 GHz dan ~ 7 GHz gacha tovush chastotalar intervalida gipertovush tarqalish tezligi dispersiyasi 8% ni tashkil etadi.
2. Kuzatilayotgan gipertovush dispersiya tezligi hajmiy qovushqoqlik relaksatsiya jarayoniga asoslangan va bu harakterli vaqt qiymati 2×10^{-11} s.
3. Relaksatsion nazariya formulasi bo'yicha hisoblangan tezliklar qiymatlari V_∞ va V_0 ko'rsatadiki tekshirilayotgan suyuqlikda to'liq tovush tezligi dispersiyasi 18% ni tashkil etadi.

3.2 Chastotaning gipertovush oralig'ida MBK chastotasi siljishi kattaligi bo'yicha tovush tezligi dispersiyasini hisoblash

3.1. da ko'rilgan tovush tezligi dispersiyasini hisoblash va tahlil qilish uchun turli chastotali tovush uchun gipertovushning muidta tarqalish tezligi kattaligini bilishni talab etadi. Lekin chastotaning gipertovush oralig'ida dispersiyani tezlik qiymatini bilmagan holda boshqa usul bilan ishlash ham mumkin. Yuqorida aytilganidek Reley chiziqlari nozik strukturasining mavjudligi

muhitda issiqlik elastik (debay) to‘lqin ko‘rinishida tarqalayotgan suyuqlikdagi bosimning adiabatik fluktuatsiyalari mavjudligi bilan bog‘liq bo‘ladi. Sochilgan yorug‘lik bu to‘lqinlarda modulyatsiyalanadi (bu effektini bir-biriga bog‘liq bo‘lmagan holda L.I. Mandelshtam va L. Brilluyen bashorat qilishgan) va siljigan yorug‘lik chastotasi $\Delta \nu$ kattalikga o‘zgaradi. $\Delta \nu$ kattalikni

$$|\Delta \nu| = 2n \nu_0 \frac{V}{c} \sin \frac{\theta}{2} \quad (3.2.1)$$

ko‘rinishda yozishimiz mumkin.

Bu yerda $\Delta \nu$ - uyg‘otuvchi yorug‘lik chastotasi .

n -sindirish ko‘rasarkichi.

V -tovush tezligi.

c - vakumda yorug‘lik tezligi.

Θ - sochilish burchagi.

(3.2.1) dan kelib chiqadiki tekshirilayotgan suyuqlikning belgilangan temperaturasida yorug‘likning turli burcak Θ_1 va Θ_2 sochilishlari uchun siljish $\Delta \nu_1$ va $\Delta \nu_2$ kattaliklarning nisbati quyidagicha aniqlanadi.

$$\frac{\Delta \nu_1}{\Delta \nu_2} = \frac{V_1}{V_2} \frac{\sin(\theta_1/2)}{\sin(\theta_2/2)} \quad (3.2.2)$$

Bu yerda V_1 va V_2 lar yorug‘likning θ_1 va θ_2 sochilish burchaklariga mos keluvchi chastotalardagi tovush tarqalish tezliklari.

f_1 dan f_2 ($f_2 > f_1$) chastotalar oralig‘ida D dispersiya qiymati tovushning bu chastotalardagi V_1 va V_2 tezliklari kattaliklari bo‘yicha hisoblanadi.

$$D = \frac{\Delta V}{V} = \frac{V_2 - V_1}{V} \quad (3.2.3)$$

Bu yerda $V = \left(\frac{V_1 + V_2}{2} \right)$, chastotalar oralig‘idagi tovush tezliklari

o‘rtacha qiymati. (3.2.2) ifodani e‘tiborga olsak (3.2.3) formulani quyidagi ko‘rinishda yozishimiz mumkin.

$$D = 2 \times \left(\frac{\Delta \nu_1}{\Delta \nu_2} - \frac{\sin(\theta_1/2)}{\sin(\theta_2/2)} \right) \times \left(\frac{\Delta \nu_1}{\Delta \nu_2} + \frac{\sin(\theta_1/2)}{\sin(\theta_2/2)} \right)^{-1} \quad (3.2.4)$$

Gipertovushning tezligining nisbiy o'zgarishini o'rgannish uchun (3.2.4) formulaning (3.2.3) formuladan afzalligi shundaki D dispersiya kattaligi yorug'likning ikkita turli sochilish burchaklari uchun Mandelshtam – Brillyuen komponentalari chastotaviy siljishi qiymatlari bo'yicha hisoblash mumkin. Bu holatda (3.2.1) ga asosan gipertovush tezligining absolyut qiymatlarini hisoblash uchun tekshirilayotgan suyuqlikdagi sindirish ko'rsarkichi qiymatlarini bilish talab etilmaydi.

3.3 Tovush yutilish ko'effitsiyentining chastotaviy bog'liqligi tahlili

Bir qator suyuqliklar uchun turli chastotalarda tovush yutilish ko'effitsiyentini o'lchashlarni quyidagi natijalariga ega bo'laylik:

	f, Hz	α, sm^{-1}
	1.05×10^9	2380
Gipertovush	4.56×10^9	22100
	6.60×10^9	29200

Jadvalda berilgan natijalarni dastlabki tahlilini o'tkazaylik. Jadvaldan ko'rinib turibdiki gipertovush yutilish ko'effitsiyenti chastota oshishi bilan sezilarli ravishda ortadi. Yutilish ko'effitsiyentining chastotaviy bog'liqligi hajmiy qovushqoqlik jarayonlarida tushuntiriladi. (1.4.6) ifodani (1.3.1) ga qo'yib va issiqlik o'tkazuvchanlik tomonlarini hisobga olib tovush yutilish ko'effitsiyenti uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$\frac{\alpha}{f^2} = \frac{8\pi^2}{3} \cdot \frac{\eta}{V_0^3 \rho} + \frac{2\pi^2 \tau}{V_0^3} \cdot \frac{V_\infty^2 - V_0^3}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (3.3.1)$$

Belgilashlar kiritib

$$\frac{8\pi^2}{3} \cdot \frac{\eta}{V_0^3 \rho} = A \quad \text{ i } \quad \frac{2\pi^2 \tau}{V_0^3} \cdot (V_\infty^2 - V_0^3) = B,$$

Tahlil uchun (3.3.1) ni nisbatan qulay ko'rinishda yozamiz:

$$\frac{\alpha}{f^2} = A + \frac{B}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (3.3.2)$$

Bu yerda A va B tovush chastotasidan bog‘liq bo‘lmagan parametrlar.

Chastotalar kvadratidan bog‘liq bo‘lgan tovush yutilish koefitsiyent uchun ifoda uchta noma‘lum – A , B i τ miqdorlardan iborat. Biroq, agarda uchta tovush chastotasi uchun tovush tezligini o‘lchasak, quyidagi tizimni hosil qilamiz:

$$\begin{cases} \frac{\alpha_1}{f_1^2} = A + \frac{B}{1 + (2\pi f_1 \tau)^2} \\ \frac{\alpha_2}{f_2^2} = A + \frac{B}{1 + (2\pi f_2 \tau)^2} \\ \frac{\alpha_3}{f_3^2} = A + \frac{B}{1 + (2\pi f_3 \tau)^2} \end{cases} \quad (3.3.3)$$

Bu yerda α_1 , α_2 va α_3 – yutilish koefitsiyentlari f_1 , f_2 va f_3 chastotalar uchun. Bu tenglamalar sistemasini yechib A , B va τ kattaliklarni aniqlashimiz mumkin.

Tenglamalar sistemasini yechishni standart metodi noma‘lum parametrlarni quyidagicha aniqlash imkonini beradi:

$$\tau = \frac{1}{2\pi f_2} \cdot \sqrt{\frac{\frac{\left(\frac{f_2}{f_1}\right)^2 - 1}{\left(\frac{f_3}{f_1}\right)^2 - 1} \cdot \frac{\alpha_1 - \alpha_3 \cdot \left(\frac{f_1}{f_3}\right)^2}{\alpha_1 - \alpha_2 \cdot \left(\frac{f_1}{f_2}\right)^2} - 1}{1 - \frac{\left(\frac{f_2}{f_1}\right)^2 - 1}{\left(\frac{f_3}{f_1}\right)^2 - 1} \times \frac{\alpha_1 - \alpha_3 \cdot \left(\frac{f_1}{f_3}\right)^2}{\alpha_1 - \alpha_2 \cdot \left(\frac{f_1}{f_2}\right)^2} \times \left(\frac{f_3}{f_2}\right)^2}} \quad (3.3.4)$$

$$B = \frac{1}{4\pi^2} \cdot \frac{\frac{\alpha_1}{f_1^2} - \frac{\alpha_2}{f_2^2}}{\tau^2} \cdot \frac{(1 + [2\pi f_2 \tau]^2)(1 + [2\pi f_1 \tau]^2)}{f_2^2 - f_1^2} \quad (3.3.5)$$

$$A = \frac{\alpha_1}{f_1^2} - \frac{B}{1 + (2\pi f_1 \tau)^2} \quad (3.3.6)$$

Jadvalda berilgan giper tovush yutilish koeffitsiyentini o'lchash natijalaridan foydalanamiz.

$$\alpha_1 = 2380 \text{ sm}^{-1}, \quad \alpha_1/f_1^2 = 2.15 \times 10^{-15} \text{ sm}^{-1}\text{s}^2, \quad 2\pi f_1 = 6.6 \times 10^9 \text{ rad/s.}$$

$$\alpha_2 = 22100 \text{ sm}^{-1}, \quad \alpha_2/f_2^2 = 1.06 \times 10^{-15} \text{ sm}^{-1}\text{s}^2, \quad 2\pi f_2 = 28.6 \times 10^9 \text{ rad/s.}$$

$$\alpha_3 = 29200 \text{ sm}^{-1}, \quad \alpha_3/f_3^2 = 0.67 \times 10^{-15} \text{ sm}^{-1}\text{s}^2, \quad 2\pi f_3 = 41.5 \times 10^9 \text{ rad/s.}$$

Bu qiymatlarni (11) formulaga qo'yib: $\tau = 3.8 \times 10^{-11}$ s. olamiz

So'ngra (12) va (13) formulalar bo'yicha: $B = 2.4 \times 10^{-18} \text{ sm}^{-1}\text{s}^2$ va $A = 2.3 \times 10^{-15} \text{ sm}^{-1}\text{s}^2$.

Shunday qilib, tovush tarqalishini relaksatsion nazariyasi nuqtai nazaridan jadvalda keltirilgan tajriba natijalariga asoslanib quyidagi xulosalarga kelimiz:

1. Tekshirilayotgan suyuqlikda ~ 1 GHz dan ~ 7 GHz gacha chastotalar intervalida giper tovush yutilish koeffitsiyentining chastotaviy bog'liqligi sezilarli o'ringa ega.
2. Kuzatilayotgan yutilish koeffitsiyentining gipertovush chastotasiga bog'liqligi harakterli vaqti 3.8×10^{-11} s ga teng bo'lgan hajmi qovushqoqlik relaksatsiya jarayoniga asoslangan.
3. Relaksatsion nazariya formulalari bo'yicha hisoblangan tezlik qiymatlari A va B lar mos ravishda $2.3 \times 10^{-15} \text{ sm}^{-1}\text{s}^2$ va $2.4 \times 10^{-18} \text{ sm}^{-1}$

IV. QO‘SHIMCHA KO‘RSATMALAR

4.1 Tovush tezligi dispersiyasini hisoblashda xatolikni aniqlash

Yuqorida ko‘rsatilgan misollarda dispersiyani hisoblashda (tovush tezligi yoki MBK siljish kattaligi) qo‘llaniladigan fizik kattaliklar tajribada ma‘lum xatoliklar bilan olinadi. Demak, (3.1.1) va (3.2.4) formulalar bilan aniqlanadigan dispersiyani hisoblash natijalarida MBK siljishi va tezlikni o‘lchash xatoliklari qanday ta’sir qilishni e’tiborga olish kerak bo‘ladi.

(3.1.1) formula bo‘yicha dispersiyani hisoblashda tezlik qiymatlari V_1 va V_2 lar tajribada (o‘rtacha kvadratik) xatoliklar δV_1 va δV_2 bilan aniqlanadi, f_1 va f_2 chastotalar oralig‘ida $V_1 + \delta V_1$ va $V_2 + \delta V_2$ ko‘rinishda ifodalanadi.

(3.2.4) bo‘yicha dispersiyani hisoblashlardagi xatoliklar MBK siljish kattaliklari $\delta \Delta \nu_1$ va $\delta \Delta \nu_2$ lar va yorug‘likning sochilish burchaklarini o‘rganish $\delta \Theta_1$ va $\delta \Theta_2$ lar bilan bog‘liq bo‘ladi.

Shunday qilib ko‘rilayotgan hollarda biz bilvosita o‘lchash xatoliklarini baholash muommosi bilan duch kelamiz. Barcha tajribaviy ma‘lumotlarni tahlil qilishda bilvosita o‘lchash (hisoblash) lar bilan biz hamma vaqt to‘g‘ri kelimiz, shu sababli har qanday holatlarga mos keladigan bilvosita o‘lchashlar xatoliklarni hisoblash uchun umumiy formulani keltramiz va bu formula yordamida har qanday masalan,i yechish mumkin. Bu formula amalda juda katta bo‘lsa ham nazariy jihatdan juda foydali.

Ba’zi masalalar uchun xatoliklarni “qadamma-qadam” hisoblashlardan ko‘ra umumiy formula bo‘yicha bir marta hisoblashni o‘tkazish qulayroqdir.

Ko‘rilayotgan q kattalik bir necha o‘zgaruvchi $x, y, \dots, z$ ning funksiyasi bo‘lgan, holni ko‘rib chiqamiz. Har bir kattalik δx , δy δz xatolik bilan aniqlangan bo‘lsin. U holda δq xatolikgi

$$\delta q = \sqrt{\left(\frac{\partial q}{\partial x} \delta x\right)^2 + \left(\frac{\partial q}{\partial y} \delta y\right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial q}{\partial z} \delta z\right)^2} \quad (4.1.1)$$

ga teng bo‘ladi va ixtiyoriy holatda

$$\delta q \leq \left| \frac{\partial q}{\partial x} \right| \delta x + \left| \frac{\partial q}{\partial y} \right| \delta y + \dots + \left| \frac{\partial q}{\partial z} \right| \delta z \quad (4.1.2)$$

Yig'indidan katta bo'la olmaydi.

Bu qoidani aniq bir misolida keltiramiz.

Asos sifatida (3.1.1) formulani alamiz va dispersiyani hisoblash xatoliklarini (4.1.) ko'rinishda, V_1 va V_2 tezliklar qiymatlari tajribada δV_1 va δV_2 xatoliklar bilan o'lchanganligini e'tiborga olingan holda hisoblashlarni o'tkazamiz. Yorug'likning molekular sochilishi nozik strukturasi spektrini tajribada o'lchashda gipertovush tezligi kattaligi 1% xatolik bilan aniqlanadi, va 3.1 paragrafida keltilgan jadvalini

	$f, \Gamma \Pi$	$V, \text{m/c}$	$\delta V, \text{m/c}$
Gipertovush	1.05×10^9	1320 ± 13	13
	4.56×10^9	1383 ± 14	14
	6.60×10^9	1426 ± 14	14

Ko'rinishda yozamiz

Tovush tezligi dispersiyasi ((3.1.1)ga qarang)

$$D = 200 \cdot \frac{V_2 - V_1}{V_2 + V_1} \quad (4.1.3)$$

Ko'rinishda aniqlanadi.

D ni hisoblashdagi

δD xatolikni (4.1.3) bo'yicha topamiz, agar eng yuqori va eng past chastotalardagi tovush tezligi qiymatlaridagi xatoliklari jadvalga asosan $\delta V_2 = 14 \text{ m/s}$ va $\delta V_1 = 13 \text{ m/s}$ bo'lsa

$$\delta D = \sqrt{\left(\frac{\partial D}{\partial V_2} \delta V_2 \right)^2 + \left(\frac{\partial D}{\partial V_1} \delta V_1 \right)^2} \quad (4.1.4).$$

1 qadam δV_2 bo'yicha D ning xususiy hosilasini topamiz funksiyadan hosila olish qoidasiga asosan .

$$\frac{\partial D}{\partial V_2} = 200 \times \left[\frac{1}{V_2 + V_1} - \frac{V_2 - V_1}{(V_2 + V_1)^2} \right] \quad (4.1.5)$$

2 qadam. δV_1 bo'yicha D ning xususiy hosilasini topamiz.

$$\frac{\partial D}{\partial V_1} = 200 \times \left[\frac{V_1 - V_2}{(V_2 + V_1)^2} - \frac{1}{V_2 + V_1} \right] \quad (4.1.6).$$

3 qadam. $V_2 = 1426$ va $V_1 = 1320$ qiymatlarini (4.1.5) va (4.1.6) ga keltirib qo'yamiz.

$$\frac{\partial D}{\partial V_2} = 0.0700217, \quad \frac{\partial D}{\partial V_1} = -0.0756447$$

ni olamiz

4 qadam xususiy hosilalar uchun olingan qiymatlari va $\delta V_2 = 14$ va $\delta V_1 = 13$ larni (4.1.4)ga qo'yib $\delta D = 1,4\%$ olamiz.

Shunday qilib, 1,05 dan 6,6 GHz tovush chastotalari oralig'ida biz tekshirgan suyuqlikda gipertovush tarqalish tezligi dispersiyasi $D = 7,7 + 1,4\%$ bo'ladi.

4.2. Tovush tezligi dispersiyasi tahlili va hisoblash jarayonini optimallashtirish uchun zamonaviy programmalashtirilgan kompyuter ta'minotini qo'llash

Yuqorida ko'rilgan misollardan ko'rinadiki, tovush tezligi dispersiyasi hajmiy qovushqoqlik relaksatsiya jarayoni parametrlari va xatoliklarini tahlili katta formulalar yordamida hisoblashlarni talab qiladi. Bu esa quyi holatlarda noqulay va ko'p vaqtni oladi. vazifani yengillashtirish mumkin agarda tez va samarali hisoblashlarni o'tkazish tenglamalar va tenglamalar sistemasini yechish shu bilan birgalikda matematik tahlil elementlarini qo'llash imkonini beruvchi zamonaviy kompyuter majmuasidan foydalansa. Shunday dasturlarga *Matlab*, *Maple*, va *Matematica* kiradi. Har bir dasturning o'ziga yarasha yutuqlari va kamchiliklari mavjud. Ishlash soddaligi qulayligi *Matematica* yordamida belgilangan dasturlarni keltiramiz.

Oddiy hisoblashlar.

Oddiy hisoblashlarga misol bo'lib, (3.1.1) formula asosida dispersiyani hisoblash xizmat qila oladi, chunki bunda mavjud son qiymatlarni ma'lum formulaga qo'yish kerak *Matematica* da bunday

hisoblashlar quyidagicha o'tkaziladi (bajarish buyrug'i bo'lib *Sift* + *Enter*) tugmachalar kombinatsiyasi bajaradi.

1-misol

```
In[4]:= V2 = 1426;
        V1 = 1320;
        N[200 *  $\frac{V2 - V1}{V2 + V1}$ ]

Out[5]= 7.72032
```

Tenglamani analitik va son ko'rinishida yechish.

Tenglamani analitik va son ko'rinishida yechish uchun *Matematica* da *Solve* va *NSolve* funktsiyasi qo'llaniladi quyidagi misollar yordamida bu funktsiyaning qo'llanilishini namoyon qiladi.

2-misol

```
In[10]:= Solve[a * x^2 + b * x + c == 0, x]

Out[10]= {{x ->  $\frac{-b - \sqrt{b^2 - 4 a c}}{2 a}$ }, {x ->  $\frac{-b + \sqrt{b^2 - 4 a c}}{2 a}$ }}
```

3-misol

```
In[11]:= Solve[5 * x^2 + 3 * x - 1 == 0, x]

Out[11]= {{x ->  $\frac{1}{10} (-3 - \sqrt{29})$ }, {x ->  $\frac{1}{10} (-3 + \sqrt{29})$ }}
```

4-misol

```
In[12]:= NSolve[5 * x^2 + 3 * x - 1 == 0, x]

Out[12]= {{x -> -0.838516}, {x -> 0.238516}}
```

Tenglamalar sistemasini aniqlash va son ko'rinishida yechish.

Solve va *NSolve* funktsiyalari tenglamalar sistemasini yechishda ham qo'llaniladi.

5-misol

In[14]:= Solve[{a*x+b*y+c==0, d*x+e*y+f==0}, {x, y}]

Out[14]= $\left\{\left\{x \rightarrow -\frac{c e - b f}{-b d + a e}, y \rightarrow -\frac{c d - a f}{b d - a e}\right\}\right\}$

6-misol

In[15]:= Solve[{5*x+2*y+3==0, -2*x+3*y-7==0}, {x, y}]

Out[15]= $\left\{\left\{x \rightarrow -\frac{23}{19}, y \rightarrow \frac{29}{19}\right\}\right\}$

7-misol

In[16]:= NSolve[{5*x+2*y+3==0, -2*x+3*y-7==0}, {x, y}]

Out[16]= $\{\{x \rightarrow -1.21053, y \rightarrow 1.52632\}\}$

Funksiyaning hosilasini topish.

D funksiyaning qo'llashda, Funksiyaning hosilasini (bir o'zgaruvchi holatda) topish.

8-misol

In[20]:= funk = $\frac{1}{a+x}$;

D[funk, x]

Out[21]= $-\frac{1}{(a+x)^2}$

∂ funksiyaning qo'llashda hosilaviy funksiyaning bir necha o'zgaruvchi qismini topish :

9-misol

In[1]:= funk = $200 * \frac{V2 - V1}{V2 + V1}$;

∂_{V1} funk

∂_{V2} funk

Out[2]= $-\frac{200 (-V1 + V2)}{(V1 + V2)^2} - \frac{200}{V1 + V2}$

Out[3]= $-\frac{200 (-V1 + V2)}{(V1 + V2)^2} + \frac{200}{V1 + V2}$

V. LABORATORIYA ISHINI BAJARISH BO‘YICHA TOPSHIRIQLAR

5.1. Gipertovush dispersiya tezligini hisolash tahlili

Topshiriq: 1(a) Jadvalda keltirilgan gipertovush tezligi qiymatlari bo‘yicha tajriba natijalaridan foydalanib:

- 1) Suyuqlik turli temperaturalari uchun ΔV dispersiya tezligi qiymatlarini hisoblash.
- 2) 1(b) Jadvalni to‘ldirish.
- 3) V ning gipertovush chastotasi uchun keltirilgan muhit temperaturalari uchun bog‘liqlik grafigini hosil qilish.
- 4) V ning $\lg(f)$ dan bog‘liqlik grafigini tuzish.
- 5) Gipertovush dispersiya tezligi ΔV ning temperaturadan bog‘liqlik grafigini tuzish

Jadval 1(a).

Suyuqlik turli temperaturalari va chasttalari uchun gipertovush tezligini o‘lchash natijalari.

f , GHz	$t=20\text{ }^{\circ}\text{C}$	$t=40\text{ }^{\circ}\text{C}$	$t=60\text{ }^{\circ}\text{C}$	$t=80\text{ }^{\circ}\text{C}$
	V , m/s	V , m/s	V , m/s	V , m/s
6.2	1613	1586	1563	1535
4.8	1575	1555	1536	1515
1.1	1537	1519	1505	1486

1(b) jadval.

(jadvalni to‘ldiring)

t , $^{\circ}\text{C}$	20	40	60	80
ΔV , %				

5.2. Relaksatsion jarayon parametrlarni hisoblash va tahlil qilish

Topshiriq: 1(a) Jadvalda keltirilgan gipertovush tezligi qiymatlari bo'yicha tajriba natijalaridan foydalanib:

- 1) V_{∞} , V_0 va τ qiymatlarni hisoblash
- 2) Turli temperaturalar uchun to'la dispersiya tezligi qiymatini hisoblash ΔV^* .
- 3) 2(a) jadvalni to'ldirish.
- 4) τ ning temperaturalaridan bog'liqlik grafikasini tuzish.
- 5) Tezlikning jadvalda keltirilgan tajribaviy qiymatlaridan hamda V_{∞} va V_0 larning hisoblangan qiymatlaridan foydalanib gipertovush tezligi V ni temperaturadan bog'liqlik grafigini tuzish.

2(a) jadval.
(jadvalni to'ldiring)

$t, ^\circ\text{C}$	$V_{\infty}, \text{m/s}$	$V_0, \text{m/s}$	τ, s	$\Delta V^*, \%$
20				
40				
60				
80				

5.3. Mandelshtam-Brillyuen komponentalarining chastotaviy siljish kattaligi yordamida tovush tezligi dispersiyasini hisoblash

Topshiriq: 3-jadvalda keltirilgan Mandelshtam-Brillyuen komponentalarining siljish kattaligining tajriba natijalaridan foydalaning:

- 1) Dispersiya kattaligini hisoblashda, suyuqlikning turli temperaturalarida dispersiya kattaligining hatoligini aniqlashda MBK ning siljishi Δv ning qiymatining hatoligi 1% dan oshmaydi.
- 2) 3-jadvalning ohirgi ustunini to'ldiring.
- 3) Dispersiyaning muhit temperaturasiga bog'liqlik grafigini tuzing.

3 jadval.

MBK siljishini yorug'lik sochilishining ikkita burchakda o'lchash natijalari.

$t, ^\circ\text{C}$	MBK siljishi $\Delta \nu, \text{cm}^{-1}$		Dispersiya , %
	90 ⁰ burchakda sochilish	135 ⁰ burchakda sochilish	
20	0.1643	0.2177	
30	0.1593	0.2112	
40	0.1544	0.2047	
50	0.1495	0.1982	
60	0.1446	0.1917	
70	0.1397	0.1852	

5.4 Giper tovush yutilish koeffitsiyentini chastotaviy bog'liqligibo'yicha relaksatsion jarayon parametrlari va hisoblashlar

Topshiriq: 4(a) Jadvalda keltirilgan giper tovush yutilish koeffitsiyenti qiymati bo'yicha tajriba ma'lumotlardan foydalanib:

1. A , B va τ qiymatlarni hisoblash.
2. 4(b) jadvalni to'ldirish.
3. A , B va τ larning temperaturadan bog'liklik grafigini qurish.
4. (3.3.2) ifodadni qo'llab va A , B va τ hisoblangan qiymatlaridan α/f^2 ning $\lg(f)$ dan bog'liqlik egriligini tekshirilayotgan suyuqlik uchun 4(a) jadvalda keltirilganlardan foydalanib hosil qilish.

4(a) Jadval

Suyuqlik temperaturasi va turli chastotalar uchun gipertovush yutilish koeffitsiyentini o'lchash natijalari

f, GHz	$t=20 ^\circ\text{C}$	$t=40 ^\circ\text{C}$	$t=60 ^\circ\text{C}$	$t=80 ^\circ\text{C}$
	α, sm^{-1}	α, sm^{-1}	α, sm^{-1}	α, sm^{-1}
6.2	28800	28300	30100	29200
4.8	20200	20150	20800	22100

1.1	3110	3580	2700	2380
-----	------	------	------	------

4(b) jadval
(jadvalni to'ldiring)

$t, ^\circ\text{C}$	$A, \text{sm}^{-1}\text{s}^{-2}$	$B, \text{sm}^{-1}\text{s}^{-2}$	τ, s
20			
40			
60			
80			

NAZORAT SAVOLLARI

1. Ultra va giper tovush chastotalariga taa'lluqli bo'lgan chastotalar intervali.
2. Yorug'lik sochilishida Releye chizig'ining nozik struktrasing paydo bo'lish sabablari.
3. Tovush tezligi dispersiyasi
4. Mandelshtam-Leontovich relaksatsion nazariyasining asosiy qoidalari va xulosalari.
5. Ultra va giper tovush chastotalari diapazonida tovush tezligini o'lchash metodi.
6. Tovushni klassik yutilishi.
7. Ultra va giper tovush chastotalar diapazonida tovush yutilish koeffitsiyentini o'lchash metodlari.

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR

Asosiy

1. И.Л. Фабелинский. Молекулярное рассеяние света. М.: Наука 1970.
2. И.Л. Фабелинский. Спектры молекулярного рассеяния света и некоторые их применения. Успехи физических наук. 1994. т.164. с.897.
3. И.Л. Фабелинский. Избранные труды. В 2 т. Под ред. В.Л. Гинзбурга. М.: ФИЗМАТЛИТ 2005.
4. М.Ф. Вукс. Рассеяния света в газах, жидкостях и растворах. Изд. ЛГУ 1977.
5. Ультразвук. Маленькая энциклопедия. М. 1979.
6. Физическая акустика (под редакцией. У Мэзона). том VI. Пер. с. англ. М.: Мир. 1993.
7. Дж. Тейлор. Введение в теорию ошибок. Пер. с. англ. М.: Мир. 1985.

Qo‘shimcha

1. В.Ф. Ноздрев. Молекулярная акустика. Изд. "Высшая школа". М. 1974.
2. Л.И. Мандельштам. Полное собрание трудов: в 5 т. М.: Изд-во АН. 1948.
3. Г.С. Ландсберг. Избранные труды. М.: Изд-во АН. 1958.
4. L. M. Sabirov, D. I. Semenov, and Kh. S. Khaidarov, "Dispersion of the High-Frequency Sound Velocity in the Aqueous Solution of 4-Methylpyridine," *Physics of Wave Phenomena*. 2010. v.18, №3, p.159.
5. D.I. Semenov, "Adiabatic Compressibility of the 4-Methylpyridin–Water Solution as a Function of the Temperature, Concentration, and Sound Frequency," *Physics of Wave Phenomena*. 2010. v.18, №3, p.155.
6. Л.М. Кашаева, Л.М. Сабилов, Ш. Сидиков, Т.М. Утарова, Я.Т. Туракулов, "Дисперсия скорости высокочастотного звука в водном растворе β -пиколина", *Акустический журнал*. 1998. т.44, №3, с. 369.
7. Н.Ф. Бункин, В.С. Горелик, Л.М. Сабилов, Д.И. Семенов, Х.С. Хайдаров, Частотное смещение компонент тонкой структуры линии Рэлея в водном растворе 4-метилпиридина в зависимости от температуры, концентрации и угла рассеяния света. *Квантовая электроника*. 2010. т.40, №9, с.817.
8. Л.М. Сабилов, Д.И. Семенов, Х.С. Хайдаров, Спектры рассеяния Мандельштама-Бриллюэна в растворе γ -пиколин – вода и проявление в них фазового перехода типа структурного при малых концентрациях γ -пиколина. *Оптика и спектроскопия*. 2008. т.105, №3, с.405.
9. Л.М. Сабилов, Д.И. Семенов, Х.С. Хайдаров, "Температурные и концентрационные исследования частотного смещения компонент тонкой структуры линии Рэлея в водном растворе γ -пиколина", *Оптика и спектроскопия*. 2007. т.103, №3, с.505.

MUNDARIJA		
KIRISH:	-	3
I -NAZARIY QISM.	-	5
1.1. Yorug'likning molekular sochilish tabiati	-	5
1.2. Yorug'likning molekular sochilishi nozik strukturasi: Mandelshtam-Brillyuen komponentalari (tashkil etuvchilari)	-	6
1.3. Suyuqlikda tovush tarqalishi gidrodinamik nazariyasi.	-	11
1.4. Suyuqlikda tovush tarqalish relaksatsion nazariyasi	-	13
II. TAJRIBAVIY USULLARI VA TEXNIKASI	-	16
2.1. Yorug'lik sochilishi bo'yicha eksperimentlarda qo'llaniladigan lazerlar	-	16
2.2. Sochilgan yorug'lik spektri tahlili	-	18
2.3. Sochilgan yorug'lik spektrining nozik strukturasi o'rganishda qo'llaniladigan eksperimental qurilmaning prinsipial sxemasi	-	20
III. LABORATORIYA ISHLARINI BAJARISH BO'YICHA KO'RSATMALAR	-	23
3.1. Yuqori chastotali tovush tezligini o'lchash natijalari asosida dispersiyaning hisoblash va tahlili	-	23
3.2. Mandelshtam-Brillyuen komponentalari chastotaviy siljishi kattaligi bo'yicha gipertovush chastotalari oralig'ida tovush tezligi dispersiyasini hisoblash	-	26
3.3. Gipertovush yutilish koeffitsiyentining chastotaga bog'liqligini tahlili	-	28
IV. QO'SHIMCHA KO'RSATMALAR	-	30
4.1. Tovush tezligi dispersiyasini hisoblashda xatolikni aniqlash	-	30
4.2. Tovush tezligi dispersiyasi tahlili va hisoblashdagi optimallashtirish jarayonida programmalashtirilgan zamonaviy kompyuter ta'minotini qo'llash	-	33
V. MUSTAQIL ISHLARNI BAJARISH UCHUN TOPSHIRIQLAR	-	36
5.1. Gipertovush dispersiya tezligini hisoblash tahlili		36
5.2. Relaksatsion jarayon parametrlarini hisoblash va tahlil qilish		37
5.3. Mandelshtam-Brillyuen komponentalarining chastotaviy siljish kattaligi yordamida tovush tezligi dispersiyasini hisoblash		37
5.4. Gipertovush yutilish koeffitsiyentini chastotaviy bog'liqligiga bo'yicha relaksatsion jarayon parametrlari va hisoblashlar		38
NAZORAT SAVOLLARI	-	40
FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR	-	40

Kondensirlangan muhitni akusto-optik lazer spektroskopiyasini Laboratoriya amaliyotidan uslubiy ko'rsatma.

1-qism: Giperakustik fanonlarning tarqalish tezligi dispersiyasi va yutilish chastotasiga bog'liqligi. Relaksatsion nazariya doirasida eksperimental tatqiqot va tahlil.

Muharrir

Musahhih

Texnik muharrir

2011-yil ____iyunda original-marketdan bosishga ruxsat etildi.
Bichimi 60x84/ 1.16. "TIMES NEW ROMAN" garnituras. Offset qog'ozi.
Ofset bosma usulida bosildi. Shartli bosma tobog'i 2.5.
Nashiriyot hisob tobog'i 2.0. Adadi 50 nusxa. __buyurtma.

Samdu bosmahonasida chop etildi.
140104, Samarqand sh., Universitet xiyoboni, 15

