

**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O'RTA MAXSUS TA'LIM  
VAZIRLIGI  
BUXORO DAVLAT UNIVERSITETI  
FIZIKA-MATEMATIKA FAKULTETI  
“FIZIKA” KAFEDRASI**

**Murtazoyeva Dilnoza Choriyevna** *ning*  
5440200 – “Fizika” ta’lim yo’nalishi bo’yicha bakalavr darajasini olish uchun  
“Yorug’lik dispersiyasida kompleks fizik kattaliklarni o’rganish”  
mavzusida

**BITIRUV MALAKAVIY ISHI**

Ilmiy rahbar: **dots. Q.S.Saidov**  
“ \_\_\_ ” \_\_\_\_\_ 2016 y.

BMI “fizika” kafedrasining “ \_\_\_ ” \_\_\_\_\_ 2016 y.  
№ \_\_\_ sonli yig’ilishida ko’rib chiqildi va himoyaga ruxsat berildi.

Kafedra mudiri : **dots. B.A.Niyozhonova**  
« \_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2016 y.

Taqrizchi : **o’qit. F.K. Xalloqov**  
« \_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2016 y.

«Himoya qilishga ruxsat berildi»

Fakul’tet dekani **prof. Sh.M. Mirzayev**  
“ \_\_\_ ” \_\_\_\_\_ 2016 y.

**Buxoro – 2016 y.**

## **Mundarija.**

Kirish.

I BOB. Yorug'likning dispersion muhitda tarqalishi.

1.1. Yorug'likning dispersiya hodisasi.

1.2. Anizotrop muhitlarda yorug'likning tarqalishi.

I bobning xulosasi.

II BOB. Yoru'glikni izotrop muhitdagi dispersiyasi

2.1. Nurlanishning modda bilan ta'sirlashishi nazariyasi

2.2. Chiziqli izotrop muhitlarda dispersiya.

2.3. Dispersiya tenglamasi

II bobning xulosasi.

Xotima.

Foydalanilgan adabiyotlar ro'yxati.

## **Kirish.**

Hozirgi kunda taraqqiyotimizning asosiy yo'nalishi bo'lgan milliy g'oya ustivorligi ustida to'xtalib, Prezidentimiz Islom Abdug'aniyevich Karimov quyidagi fikrlarni aytadilar:

“Bizning bosh strategik maqsadimiz qat'iy va o'zgarmas bo'lib, bozor iqtisodiyotiga asoslangan erkin demokratik davlat barpo etish, fuqarolik jamiyatining mustahkam poydevorini shakllantirishdan iborat? Bu esa O'zbekistonning rivojlangan kelajagi buyuk davlatga aylantirishning asosiy shartlaridan biridir:

Istiqlol yo'lida qadam tashlab borayotgan vatanimizdagi mavjud madaniy omillarga ahamiyat berish bilan birga maorif, ta'lim, tarbiya ishlariga e'tibor kuchaytirilmoqda.

Kadrlar tayyorlash milliy dasturini yaratish bo'yicha O'zbekiston Respublikasi komissiyasining majlisida so'zlagan “Zamonaviy kadrlar-taraqqiyotimizning muhim omilidir” nutqida yurtboshimiz quyidagi fikrlarni aytdilar.

“Kadrlar masalasini hal etmas ekanmiz, saiy-harakatlarimiz kutilgan natijani berishi, hayotimiz, ma'naviyatimiz o'zgarishi qiyin bo'ladi. Demakki zamonaviy ta'lim-tarbiya tizimini isloh qilish, zamon talablariga mos bo'lgan kadrlar tayyorlash ishini yo'lga qoyish faoliyatimizning bosh yo'nalishi bo'lmog'I lozim. Yo'qsa biz yoshlarimizni mustaqil fikrga egabo'lmagan odam esa har qanday olomonga ergashib ketaveradi”.

Zamonaviy elektron va optik texnika sanoatlarida fizikaviy hodisalarning nazariy jihatdan matematik modellar yordamida ifodalanishi muhim ahamiyatga ega.

**Ishning dolzarbligi:** Yorug'likning muhit bilan tasirlashishida sodir bo'ladigan fizikaviy hodisalarni amaliyotda olingan natijalar hamda ularni nazariy tushintirilishi fundamental fanning rivojlanishining asosiy dolzarb

masalasidir. Shuningdek moddalarni tarkibiy va sifatiy tahlil qilishda dispersiya hodisasiga asoslangan qurilmalariga ehtiyoj oshib bormoqda.

**Ishning maqsadi:** Malakaviy bitiruv ishida yorug`lik to`lqinlarining chiziqli izotrop muhitda tarqalishi bilan bog`liq fizikaviy hodisalarni o`rganishni maqsad qilib qo`yildi. Shuningdek, ilmiy manbalardan foydalanib siyraklashtirilgan muhitlar uchun dispersiya qonunini tahlil qilishni rejalashtirildi.

Malakaviy bitiruv ishida qilingan maqsadga erishish uchun quyidagi ishlarni rejalashtirildi:

- Yorug`likning modda bilan ta`sirlashishi nazariyasi ni o`rganish.
- Chiziqli izotrop muhitlarda dispersiya va yutilishi ni o`rganish.
- Koshi dispersion formulasi yorug`likda pastchastotali sohadagi dispersiyani o`rganish ni o`rganish.

**Ilmiy yangilik:** Yorug`likning moddalar bilan ta`sirlashishida sodir bo`ladigan dispersiya hodisalari haqida yetarlicha ma`lumotlar to`pladim. Malakaviy bitiruv ishida yorug`lik, elektromagnit to`lqinlarining fizikaviy kattaliklari hisoblangan elektromagnit kuchlanganliklari hamda muhit uchun xarakterli qutblanish vektori kattaliklari orasidagi bog`lanishlar nazariy tahlil qilindi. Buning uchun elektromagnit maydonning yagona nazariyasi bo`lmish Maksvel tenglamalaridan foydalanib muhit va to`lqin kattaliklar orasidagi bog`lanish ko`rib chiqildi. Bu esa muhitning sindirish ko`rsatkichini va elektromagnit to`lqinining to`lqin uzunliigi orasidagi bog`lanishni tushuntirish imkonini beradi.

Malakaviy bitiruv ishini birinchi bobida yorug`likning dispersion muhitda tarqalishi o`rganildi. Anizotropik muhitlarda bo`ladigan optik hodisalar kristallarda sodir bo`ladigan fozoviy siljishlar ko`rib chiqildi.

Malakaviy bitiruv ishining ikkinchi bobida Maksvel tenglamalariga asoslangan yorug`likni modda bilan ta`sirlashishi nazariyasi batafsil ko`rib

chiqildi. Chiziqli izotrop muhit uchun sindirish ko'rsatkichi va to'liq uzunligining orasidagi bog'lanishni o'rganildi. Dispersiya hodisasini turli xil muhitlardagi xususiy hollari ko'rib chiqildi. Siyraklashgan muhit uchun Koshining dispersiyon formulasini ilmiy manbalardan olingan natijalarga mosligi nazariy ko'rib chiqildi. Malakaviy bitiruv ishida to'plangan ma'lumotlarni tahlil qilib aytish mumkinki bu yo'nalishdagi ilmiy izlanish o'z nihoyasini to'liq topmagan.

**Ishning tadqiqot obyekti va predmeti:** Chiziqli izotrop muhitlarda yorug'lik tarqalishida sodir bo'ladigan optik hodisalarning dispersiya nazariyasiga asoslanib tadqiqot qilish. Elektromagnit maydonning yagona nazariyasi Maksvel tenglamalaridan foydalanib muhit va to'liq kattaliklar orasidagi bog'lanish ko'rib chiqildi.

**Ishning tadqiqot usuli va uslibiyoti:** Adabiyotlardan va ilmiy manbalardan olingan ma'lumotlarni nazariy tekshirish va xulosalar qilish. Bitiruv ishida yorug'lik, elektromagnit to'liqlar hamda muhit uchun xarakterli qutblanish vektori kattaliklari orasidagi bog'lanishlar nazariy tahlil qilindi.

**Ishning asosiy natijalari:** Chiziqli izotropik muhitda yorug'likning tarqalishi bilan bog'liq optik hodisalar haqida ma'lumotlar to'plandi. Siyrak muhitlar uchun dispersiya hodisasi o'rganildi. Siyraklashgan muhitning ta'sirlashish kattaliklari bilan elektromagnit to'liq orasidagi munosabatlar va ularning xususiy hollardagi yechimlari o'rganiladi.

**Ishning hajmi tuzilishi:** Bitiruv malakalaviy ishi kirish, 2 ta bob va 6 ta paragrafdan iborat bo'lib 60 betda yoziladi. Shuning hodisalarni tushunarli ravishda ifodalash uchun 6 ta chizma 1ta jadval keltirildi. Yigilgan manbalarning adabiyot nomlari va elektiron manzillari keltirildi. Olingan ma'lumotlar bazasida uchta ilmiy maqola, ikkita darslik va to'rtta o'quv qo'llanma ishlatildi.

**Qisqacha mazmuni va ilmiy tadqiqod:** Elektromagnit to'liqning muhit tarqalishi bilan bog'liq optik hodisalar haqida ma'lumotlar yig'ilib nazariy va amaliy tadqiqot etildi. Izotrop muhitning ta'sirlashish kattaliklari

bilan elektromagnit to`lqin orasidagi munosabatlar va ularning xususiy hollardagi yechimlari o`rganiladi. Bir jinsli chiziqli izotropik muhit uchun sindirish ko`rsatkichi va to`lqin uzunligining orasidagi bog`lanishni ifolaydi. Malakaviy bitiruv ishida siyraklashtirilgan muhitdagi dispersiya hodisasi nazariy va tajribalardan olingan natijalar asosida tahlil qilindi.

## I 606. Yorug'likning dispersion muhitda tarqalishi.

### 1.1. Yorug'likning dispersiya hodisasi.

Yorug'likning optik jihatdan bir jinisli bo'lmagan muhit orqali o'tishi. elektronlarning majburiy tebranishlari tufayli paydo bo'ladigan ikkilamchi to'lqinlar yorug'lik to'lqin olib kelayotgan energiyaning bir qismini chetga sohib yuboradi. Boshqacha qilib aytganda, moddada yorug'lik tarqalayotganda yorug'lik sochilishi kerak. Bunday hodisa yuz berishi uchun yorug'lik to'lqining o'zgaruvchi maydoni ta'siri ostida tebrana oladigan elektronlar bo'lishi etarlidir, bunday elektronlar esa har qanday moddiy muhitda yetarli miqdorda bor. Biroq shuni esda tutish kerakki, bu ikkilamchi to'lqinlar o'zaro kogerent bo'ladi va demak, chetga sohib yuboriladi yrug'likning intensivligi hisob olishda ularning o'zaro interferensiyasini e'tiborga olish kerak.

Haqiqatdan ham, agar muhit optik jihatdan bir jinisli bo'lsa, ya'ni uning sindirish ko'rsatgichi nuqtadan nuqtaga o'tilganda o'zgarmasa, u holda bir xil hajimlarda yorug'lik to'lqini bir xil elektr momentlari induksiyalaydi, bu momentlarning vaqt o'tishi bilan o'zgarishi oqibatida bir xil amplitudali ikkilimchi kogerent to'lqinlar chiqadi.

Dispersiyaning kvantiy nazariyasi haqida tushuncha. Kvantiy nazariyada tarkibiga kirgan zaryadlar uchun xarakterli bo'lgan chastotalar bilan tebrnadigan atomiy ossilyatorlar haqidagi tasavvurga o'xshash model tasavvurlaridan foydalana olmaymiz. Kvant nazariya atomiy ossilyatorning tebranish chastotasi o'rniga atomiy o'tishlar chastotasi bilan, ya'ni

$$\omega_{nm} = \frac{E_n - E_m}{\hbar} \quad (1.1.1)$$

shartga bo'ysunadigan chastota bilan ish ko'riladi, bu yerda  $E_m$  –biror m- holatdagi atomning energiyasi,  $E_n$ - atomning n- holatdagi energiyasi,  $\hbar$  esa Plank doimiysi. Chastota sharti deb ataluvchi bu shart

quyidagini bildiradi: atom  $n$ - holatdan  $m$ - holarga o'tganida chiqadigan energiya  $\omega_{nm}$  chastotali nurlanish kvanti tarzida nurlantiriladi, bu kvantning energiyasi kvantiy nazariyaning asosiy qoidasiga muvofiq  $\hbar\omega_{nm}$  bo'ladi. Har bir atom uchun energiyaning qat'iy muayyan  $E_m, E_n, \dots$  qiymatlari (energiya sathlari) mavjud. Shuning uchun atom faqat qat'iy muayyan kvantlarni nurlantirishi va yutishi mumkin. Albatta,  $\omega_{nm}$  chastotali kvant chiqarish  $E_n > E_m$  bo'lgandagi holga mos keladi. Aksincha,  $m$ - holardan  $n$ - holatga o'tishda atomning energiyasi kamaymaydi, balki ortadi, ya'ni atom yorug'lik chiqarmaydi, balki yorug'lik yutadi.

Kvantiy nazariyada "ossilyator kuchi" tushunchasi aniq fizik ma'noga ega bo'ladi" ossilyator kuchi  $n$ - holatdan  $m$ - holatga o'tish ehtimolligiga proporsional bo'lar ekan. Bu ehtimollik qancha katta bo'lsa,  $n$ - holatda bo'lgan atomlarning shuncha ko'p qismi birlik vaqt ichida  $m$ - holatga o'tadi, ya'ni mazkur o'tish hodisasida shunsha effektivroq qatnashadi.

Klassik nazariyada atomlarning mazkur gruppasiga xos ossilyatorlarning butun to'plami yordamida ifodalanadigan dispersiya va absorbsiya chizig'i kvantiy nazariyada energiyaning mazkur atom uchun mumkin bo'lgan  $E_1, E_2 \dots E_m, \dots, E_n$  qiymatlarining butun to'plami orqali aniqlanadi; bu qiymatlar kvantiy nazariyaning asosiy qoidasiga muvofiq, har qanday emas, balki faqat muayyan diskret qiymatlardir. Atomlar turgan dastlabki holatda (tog'rirog'i, atomlarning ko'pchiligi turgan holda) atomning energiyasi bo'lishi mumkin bo'lgan eng kichik  $E_1$  qiymatga ega bo'ladi. Agar gaz orqali tok o'tkazilsa yoki biror boshqa usul bilan gazga muttasil energiya keltirib turilsa, u holda atomlarning bir qismi energiyasi kattaroq holatlarga o'ta oladi. Masalan gaz – razryadli manbalar yuqori energiya holatlarga o'tgan atomlar tufayli yorug'lik

chiqaradi; bu holatlardan boshqa holatga o'tayotganda atomlar yorug'lik chiqaradi.

Shunday qilib, umumiy holda uyg'onmagan ( $E_1$  sathdagi) atomlar ham, uyg'ongan ( $E_n > E_1$  satihlaridagi) atomlar ham dispersiyaga hissa qo'shadi. Uyg'onmagan atomlar  $E_1$  satihdan yuqoroga joylashgan  $E_n > E_1$  satihlarga o'tishdagina, ya'ni yorug'lik yutiladigan o'tishlardagina qatnashadi. Bunday o'tishlar uchun ossillyatorlar kuchlarini musbat deb hisoblash qabul qilingan. Uyg'ongan atomlar ikki xil o'tishlarda qatnashishi mumkin. Ular  $E_1$  satihdan yuqorida joylashgan  $E_n$  ( $E_n > E_m$ ) satihlarga o'tishi va pastda joylashgan  $E_{m'}$  ( $E_{m'} < E_n$ ) satihlarda o'tishi mumkin.

Dispersiya chizig'iga qarab  $n$  ning turli  $\omega_{0i}$  yaqinidagi qiymatlarini bilib olib, qanday  $e_i$  zaryadlar va  $m_i$  massalar qatnashayotganini, yani dispersiya hodisasida atomning qaysi elektr elementlari qatnashqyotganini aniqlash mumkin. Biroq  $f_i$  kattaliklar noaniq qolayotganligi sababli  $e_i/m_i$  nisbatni aniq topish mumkin emas. Agar  $f_i$  kattaliklar turli ossillyatorlar uchun turli qiymatlarga ega bo'lgani holda minglarcha marta emas, balki ancha kam qzgaradi, deb bir muncha ixtiyoriy faraz qilsak, juda muhim xulosalar chiqarish mumkin.  $e_i/m_i$  ning qiymatlari ikki katta gruppaga ajralar ekan: yuqori chastotalar (ko'rinadigan va ul'tirabinafsha yorug'lik) sohasida  $e_i/m_i$  kattaliklar elektronlar uchun olingan ma'lumotga ( $\approx 1,77 \cdot 10^7$  SGSM) mos tushadi past chastotalar (infiraqizil nurlanish) sohasida esa ming martagacha kichik bo'lib moddaning ionlariga mos keladi (vodorod ionlari ychun  $0,965 \cdot 10^7$  SGSM, og'iroq ionlar uchun yana ham kichik). Aytib o'tilganidek, Zeeman hodisasi ko'rinadigan va ul'tirabinafsha yorug'lik chiqishi elektronlarning tebranishlariga bog'liq ekanligini beshubxa ko'rsatdi. Bunday holda  $f_i$  ga tegishli farazning ma'lum darajada ixtiyoriy bo'lishiga qaramay bundan oldingi mulohaza chuqur ma'noga ega bo'ladi va tasodifiy mos tushgan bo'lib ko'rinmaydi;

ba'zi ossillyatorlar, shubxasiz elektronlarning tebranishlaridan iborat. Shuning uchun spektrning infraqizil qismida rol o'ynaydigan pas chastotali boshqa ossillyatorlar moddaning zaryadli ionlari tebranishidan iborat deb tan olish tabiiydir.

Shunday qilib,  $e_i/m_i$  ning qiymatlari turli ossillyatorlar uchun aniqlangan deb hisoblab ossillyatorlar kuchini aniqlash mumkin. Bunday hisobning ko'rsatishicha, elektron tipidagi ossillyatorlar uchun  $f_i$  ning qiymatlari ancha turli bo'lishi mumkin, ya'ni elektron tipidagi ossillyatorlarning hammasi ham dispersiya hodisasida bir xil effektivlik bilan qatnashmaydi.

## **1.2. Anizotrop muhitlarda yorug'likning tarqalishi.**

Biz yorug'likning kristallarda tarqalishini xarakterlaydigan muhim faktlar bilan tanishib chiqdik. Kristal muhitning shisha yoki suvga o'xshagan asosiy farqi nurning ikkita ajralib sinish hodisasidadir; yuqorida ko'rib o'tganimizdek bu hodisa o'zaro perpendikulyar tekisliklarda qutblangan ikki yorug'lik to'lqinining kristalda tarqalish tezligi farq qilgani tufayli yuz beradi. Yorug'likning kristalda turli yo'nalishlarda turlicha tezlik bilan tarqalishi, ya'ni kristal muhitning optic anizotropiyasi hamda mana shu xususiyatga bog'liq. Odatda muhit biror xossasiga nisbatan anizotrop bo'lsa, u boshqa xossalari jihatidan ham anizotrop bo'ladi. Biroq shunday holler ham bo'ladiki, muhit bir hodisalar turkimiga nisbatan izotrop bo'lgani holda boshqa hodisalarda anizotrop muhit bo'ladi. Masalan, tosh tuz optik xossalari jihatidan anizotrop bo'lib, uning qarrasi va diogonali bo'yicha mexanik xossalari turlicha bo'ladi.

Real muhitning anizotropiyasi bu muhitni tashkil etgan atom yoki molekulalarning xususiyatlariga bog'liq: bu atom yoki molekulalarning o'zi anizotrop sistemalar sistemalar bo'lishi, ya'ni ularning xossalari atom

yoki molekula ichidagi yo'nalishga bog'liq bo'lishi mumkin. Biroq bunda shuni esda tutish kerakki, yakkalangan atomning xossalari muhitning xossalarini belgilay olmaydi. Birinchiday, shuni nazarda tutish kerakki atom (yoki molekular) birikib bir butun narsa, masalan, kristal hosil qilganda tegishli ionlarga aylanishi mumkin, bular esa kristall panjaraning tugunlarida joylashgan bo'ladi. Masalan, Rentgen nurlarining difraksiya vositasida o'tkazilgan tadqiqotlar shu narsani aniq ko'rsatdiki, ishqoriy-galoid tuzlarning, masalan, NaCl tosh tuz yoki KCl silvinning kristallari kub panjara bo'lib, uning tugunlarida galoidning ionlari va ishqoriy metalning  $\text{Na}^+$  (yoki  $\text{K}^+$ ) ionlari turadi bu ionlarning xossalari neytral atomlarning xossalaridan ko'p farq qiladi. Bundan tashqari har bir bunday zarra (atom ion va h.k) uning atrofudagi zarralarning maydonida turadi, bu maydon o'sha atrofudagi zarralarning joylashishiga bog'liq bo'lib, turli yo'nalishlarda turlicha bo'lishi mumkin. Shuning uchun kristalning xossalari uning strukturasi ko'p bog'liq bo'ladi. Masalan,  $\text{CaCO}_3$  kalsiy karbonat island shipati va aragonit kabi ikki kristal formada ma'lum bo'lib, bu formalar bir-biridan elementlarning tartibi jihatidan farq qiladi va shuning uchun ularning xossalari turlichadir. Island shpatining zichligi 2,72 bo'lib, u optic jihatdan bir o'qli kristal hisoblanadi, aragonitning zichligi 2,93 bo'lib, u optic jihatdan ikki o'qli kristal hisoblanadi.

Muhitning anizotropiyasi uning zarralarining anizotropiyasi tufayli ham zarralarning bir-biriga nisbatan joylashishi tufayli ham hosil bo'ldi. Bunday izotrop muhit anizotrop zarralardan yasalgan bo'lishi anizotrop muhit esa izotrop zarralardan yasalgan bo'lishi mumkin; xuddi shuningdek, boshqa kombinasiyalar bo'lishi ham mumkin. Masalan, vodorodning  $\text{H}_2$  molekulasi anizotropdir, ya'ni bu molekulaning ikki vodorod atomini tutashtiruvchi chiziq bo'ylab olingan xossalari bu chiziqq perpendikulyar bo'lgan yo'nalishdagi xossalaridan farq qiladi, ya'ni elektronning berilgan elektr kuchi ta'sirida o'q bo'ylab ko'chishi

o'qqa perpendikulyar yo'nalishda ko'chishidan boshqacha bo'ladi. Shunga qaramasdan vodorod gazi anizotropik xossalariga ega emas: vodorod molekulalari tartibsiz joylashgani tufayli gazning o'rtacha qilib olingan xossalari hamma yo'nalishlarda bir xil chiqadi. Agar mana shunday anizotrop molekulalar ma'lum tartibda joylashsa, u holda butun modda anizotrop bo'ladi.

Ko'pincha molekulalar o'rtasidagi kuchlar ta'siri ostida moddadagi molekulalar ma'lum tartibda joylashadi; ba'zan molekulalar tashqi ta'sir tufayli ham ma'lum tartibda joylashadi (syniy anizotropiya). Kristall jismlarning ham izotropik xossalari saqlanib qolishi mumkin, bunda atom gruppalari biror mumtazam tartibda joylashgan bo'ladi. Masalan, yuqoridagi aytib o'rganimizdek, tosh tuz yoki silvin kristallari  $\text{Na}^+$  (yoki  $\text{K}^+$ ) va  $\text{Cl}^-$  ionlardan tuzilgan kub panjara bo'lgani holda optic jihatdan izotrop muhit deb hisoblanishi mumkin. Chunki, panjara tuzilgan ionlarning o'zi izotropik xossalariga ega bo'lishi bilan birga kub panjaraning tugunlarida simmetrik joylashgani uchun atrofdagi zarralarning ta'siri yo'nalishga bog'liq bo'lmaydi. Agar tosh tuz yoki silvin kristali bir yo'nalishda siqib deformatsiyalansa, u holda ionlarning joylashishi simmetriyasi buzilib, kristallar nurni ikkiga ajratib sindiradigan bo'lib qoladi.

Shu narsa ajoyibki, tosh tuz yoki silvinning nurni ikkiga ajratib sindirishining ishorasi qarama-qarshi. Kristalning deformatsiyalanishi natijasida molekulalar orasidagi kuchlar o'zgarishini hisobga olish bu farqni sifat tomondan izohlab beradi: biroq bu hodisalarni miqdoriy jihatdan talqin etish uchun bu holda tashqi siqish ta'siri ostida ionlarning o'zida ham biror anizotropiya yuzaga keladi deb hisoblashga to'g'ri keladi.

Ikkinchi tomondan, kristallning anizotrop ravishda joylashishi tufayli molekulalar orasidagi kuchlarning turli yo'nalishlarda turlicha bo'lishi sabab bo'lgan hollar ko'p, bunda ionlarning o'zini juda izotrop

deb hisoblash mumkin. Masalan, tetraedrik kristallarning nurni ikkiga ajratib sindirishini ko'p qismi ularning tarkibidagi atomlarning anizotropiyasiyga emas, kristallarning strukturasiyga bog'liq ekanligi ko'rsatilgan.

Muhit anizotropiyasi optic jihatdan shuni bildiradiki, muhit o'ziga tushayotgan yorug'likni turli yo'nalishlar bo'yicha turlicha sezadi. Bu sezish yorug'lik to'lqinining maydoni ta'siri ostida elektr zaryadlarining ko'chishidan iborat. Optik jihatdan anizotrop muhitlar tayinli kuchlanganlik maydonini ko'chish kattaligi yo'nalishga bog'liq bo'ladi, ya'ni muhitning dielektrik singdiruvchanligi va demak sindirish ko'rsatkichi yorug'lik to'lqini elektr vektorining turli yo'nalishlari uchun turlicha bo'ladi.

Boshqacha so's bilan aytganda, sindirish ko'rsatkichi va demak, yorug'likning tezligi yorug'lik tezligi yorug'lik to'lqinining tarqalish yo'nalishiga va qutublanish tekisligiga bog'liq shuning uchun anizotrop muhitda to'lqin sirti, ya'ni L nuqtadan chiqayotgan yorug'lik to'lqini t vaqtda etib boradigan sirt sferik sirtidan farq qiladi; izotrop muhitda esa bu sirt sfera bo'lib, unda  $\vartheta$  tarqalish tezligi yo'nalishga bog'liq emas.

Shu munosabat bilan juda muhim bo'lgan bir natsani aytib o'tamiz. To'lqin fronti har bir nuqtada to'lqin sirtida urunma bo'lgan tekislik bilan, to'lqinning tarqalish yo'nalishi esa bu sirtga o'tkazilgan normal bilan harakterlanadi. To'lqin sirti sifera shaklida bo'lgan izotop muhit holiga to'lqinga o'tkazilgan normal nur bilan, ya'ni yorug'lik to'lqini tarqaladigan chiziq bilan ustma - ust tushadi; bu chiziq to'lqinning  $\sum$  sirtidagi tegishli P nuqtaga L nuqtadan o'tkazilgan radius-vektor bilan tasvirlangan. Biroq anizotrop muhitda to'lqin sirti sferadan farq qiladi (26.1, 26.2- rasm) bu holda bir xil fazali sirtning tarqalish yo'nalishi energiyaning tarqalish yo'nalishini ko'rsatuvchi (LP radius-vektor) S nur bilan ustma-ust tushmaydi.

Shunday qilib, anizotrop muhitda fazaning tarqalish yo'nalishi (N normal) energiyaning tarqalish yo'nalishidan (S nurdan) farq qilinadi.

To'lqinning kristal pangarada tarqalishi to'g'risidagi masalani yo'liq hal qilish uchun, panjara tashkil etuvchi markazlar tarqatayotgan ikkilamchi to'lqinlarning interferensiyasi hisobga olish kerak. Biroq bu masalani hal qilish o'rniga Maksvell tenglamalarini muhitning  $\epsilon$  dielektrik singdiruvchanligi va demak, sindirish ko'rsatkichining  $n^2 = \epsilon$  kristal struktura yuzaga kelgan xususiyatlarni e'tiborga olib yechib, maksvell nazariyasining formal usulida foydalanish kerak. Dielektrik singdiruvchanlikning anizotropiyasi tufayli elektr kuchlanganligining E vektori bilan elektr induksiyasining D vektori o'rtasidagi munosabat izotrop muhitlardagidan murakkabroq bo'ladi. Izotrop jismda bu munosabat  $D = \epsilon E$  tenglik bilan ifodalanadi, bu yerda  $\epsilon$ - yo'nalishga bog'liq bo'lmagan skalyar o'zgarmas miqdor. Shuning uchun D vektorning yo'nalishi E vektorning yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi. Anizotrop muhitda esa umuman aytganda, bu munosabat o'rinli bo'lmaydi.

Anizotrop muhitning dielektrik singdiruvchanligiga tegishli bo'lgan umumiy qonuniyatlar dielektrik singdiruvchanlik qiymatlarning butun to'plamini bosh o'qlari  $\alpha, \beta, \gamma$  bo'lgan uch o'qli ellipsoid yordamida tasvirlashga keltiriladi. Dielektrik singdiruvchanlikning har qanday yo'nalishga oid qiymatlari bu ellipsoidning markazidan mazkur yo'nalish bo'ylab o'tkazilgan radius-vektorning uzunligi orqali ifodalanadi. Dielektrik singdiruvchanlikning bu ellipsoidning o'qlariga mos kelgan uchta  $\alpha, \beta, \gamma$  qiymati kristalda o'zaro perpendikulyar bo'lgan uchta bosh yo'nalishni ko'rsatadi; bosh yo'nalishlarda elektr induksiyaning D vektori bilan elektr kuchlanganligining E vektori bir xil yo'nalishga ega. Bu bosh yo'nalishlarni x, y, z koordinata o'qlari qilib tanlab olamiz; dielektrik singdiruvchanlikning tegishli qiymatlarini yuqorida yozilgan  $\alpha, \beta, \gamma$

o'rniga  $\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z$  bilan belgilash qulay. Biz bu qiymatlarni dielektrik singdiruvchanlikning bosh qiymatlari deb ataymiz. D va E vektorlarining mos komponentalarini  $D_x, D_y, D_z$  va  $E_x, E_y, E_z$  bilan belgilab, biz bosh yo'nalishlarning yuqorida tilga olingan xossasini (ya'ni D va E vektorlar yo'nalishining bir xil bo'lishini) quyidagi munosabatlar tarzida ifodalashimiz mumkin:

$$D_x = \epsilon_x E_x, \quad D_y = \epsilon_y E_y, \quad D_z = \epsilon_z E_z,$$

$\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z$  lar bir-biriga teng bo'lmagan uchun kristalda bosh yo'nalishlarda boshqa hamma yo'nalishlarda D bilan E ning yo'nalishlari bir xil bo'lmaydi. Haqiqatan ham kuchlanganligi E bo'lgan elektr maydoni biror yo'nalish bo'ylab ta'sir qilayotgan bo'lsa, induksiyaning bunga mos qiymatini quyidagicha topish mumkin. E maydonni bosh o'qlar bo'ylab  $E_x, E_y, E_z$  komponentalarga yoyamiz. Bu komponentalarning har biri tafayli induksiyaning bu qo'lar bo'ylab olingan  $D_x = \epsilon_x E_x, D_y = \epsilon_y E_y, D_z = \epsilon_z E_z$ , komponentalari paydo bo'ladi. Natijaviy D vektor oddiygina yasash yo'li bilan topiladi. 26.3- rasmda ko'rinishicha  $\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z$  bir-biriga teng bo'lmasa E bilan D ning yo'nalishi bir xil bo'lmaydi. Aksincha, agar  $\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_z = \epsilon$  bo'lsa, u holda E va D ning yo'nalishi hamisha bir xil bo'ladi va har qanday yo'nalishda  $D = \epsilon E$  bo'ladi, ya'ni izotrop muhit bo'ladi. Dielektrik singdiruvchanlik eng kichik bo'ladigan o'q x o'q deb eng katta bo'ladigan o'q z o'q deb, oraliq qiymatga ega bo'ladigan o'q y o'q deb olinadi. Shunday qilib koordinata o'qlari

$$\epsilon_x \leq \epsilon_y \leq \epsilon_z \quad (1)$$

shartga mos keladigan qilib tanlangan.

To'liq molekulyar nazariya muhit molekularlarining tuzilishi va maxsus ravishda joylashishi tufayli ega bo'lgan xususiyatlarga asoslanib uchta bosh dielektrik singdiruvchanlikning  $\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z$  qiymatlarini

hisoblab topishga va dielektrik singdiruvchanlik ellipsoidning o'qlarining kristallografik o'qlarga nisbatan qanday joylashishini topishga imkon berishi kerak.

Anizotrop muhitning optik xossalari. D bilan E orasidagi munosabatdan ya'ni anizotrop muhitni xarakterlovchi munosabatdan foydalanib bundan buyon Maksvellning formal nazariyasini tegishli tenglamalar tuzib tadbqiq etish mumkin bunda koordinata o'qlarini dielektrik singdiruvchanlikning bosh yo'nalishlari bo'ylab olgan qulay bo'ladi. Tegishli tadqiqotlarni o'tkazib o'tirmasdan faqat natijalarni aytib qo'ya qolamiz. Maksvelning anizotrop muhitga tegishli tenglamalarining yechilishi uning izotrop muhitga oid tenglamalarini yechishdan quyidagi ba'zi bir xususiyatlari bilan farq qiladi.

1. Tayinli bir N yo'nalish bo'ylab turli fazaviy tezliklarga ega bo'lgan chiziqli qutblangan ikki to'lqin tarqalishi mumkin bu fazaviy tezliklar D induksiya vektorining ikki xil yo'nalishiga mos keladi.

Tebranishning bu ikki maxsus yo'nalishi muhitning xossalari bog'liq bo'lib, bir-biriga perpendikulyar bo'ladi. Tebranishlari bu yo'nalishlarda biriga parallel bo'lgan qutblangan to'lqin o'z tezligida tarqalib yassi qutublanganligicha qolaveradi. Agar boshlang'ich tebranishning yo'nalishi bu maxsus yo'nalishlar bilan burchak hosil qilsa, u holda tebranishni tezlikda tarqaladigan va demak fazalar farqiga ega bo'ladigan ikki tebranishga ajratish mumkin. Tebranishning turlicha ikkita tezlikka mos bo'lgan ikkita maxsus yo'nalishi borligi tufayli nurning ikkiga ajralib sinish hodisasi yuz deradi.

2. To'lqin frontining tekisligida ya'ni N ga perpendikulyar bo'lgan tekislikda elektr induksiyaning D vektori va magnit maydoni kuchlanganligining H vektori yotadi, bu H vektor magnit induksiyaning  $B = \mu H$  vektori bilan bir xil yo'naladi, chunki, optikada ko'pchilik muhitlarning  $\mu$  si 1 ga teng. Elektr maydoni kuchlanganligining E vektori d vektordan boshqacha yo'nalgani uchun N bilan  $90^\circ$  dan farq

qiladigan burchak hosil qiladi. Ikkala  $E$  va  $D$  vektor  $H$  ga perpendikulyar bo'lib, vektorlarning umumiy joylashishi 26.4- rasmga to'g'ri keladi. Aytilgan gaplar va 26.4 –rasmdagi chizma yuqorida olingan chiziqli qutblangan to'lqinlarning har biriga alohida-alohida tegishli.

Agar  $N$  normal dielektrik singdiruvchanlik ellipsoidining bosh kesimida yotsa, u holda  $D$  vektorning maxsus yo'nalishlaridan biri o'sha kesimning o'ziga yotadi, ikkinchi yo'nalish esa unga perpendikulyar kesimda ya'ni uchinchi ( $O_z$ ) o'qqa parallel bo'lib yotadi. Ikkinchi maxsus yo'nalish uchun  $D$  va  $E$  vektorlar parallel birinchi maxsus yo'nalish uchun parallel emas. Agar  $N$  normal ellipsoidining o'qlaridan biri bo'ylab yo'nalgan bo'lsa,  $D$  vektor tebranishlarining maxsus yo'nalishlari qolgan ikki o'qqa mos keladi va ikkala to'lqinda  $D$  va  $E$  vektorlar parallel bo'ladi. Binobarin izotrop muhitlardagidan farqli o'laroq, yuqorida tilga olingan alohida hollardagina  $D$  va  $E$  vektorlarning yo'nalishi bir xil bo'ladi va  $N$  ga perpendikulyar bo'ladi.

Shunday qilib,  $N$  bo'ylab tarqalayotgan to'lqin frontining tekisligi  $DH$  tekislikdir. Biroq to'lqin frontining  $DH$  tekisligiga nisbatan  $\alpha$  burchakka og'ishgan  $EN$  tekislik ham muhim ahamiyatga ega chunki unga o'tkazilgan normal to'lqin eltayotgan nur energiyasi oqimining yo'nalishini (Umov - Poyntingning  $S$  vektorini), ya'ni yorug'lik nurining yo'nalishini aniqlaydi. Izotrop muhitda nur bilan to'lqin frontiga o'tkazilgan normal ustma - ust tushgan chunki  $E$  va  $D$  vektorlar bir xil yo'nalgan. Anizotrop muhitda esa yuqorida aytib o'tilgan xususiy hollardagina shunday bo'ladi.

Demak, to'lqin fazasining ( $N$  normal bo'ylab) tarqalish yo'nalishi va to'lqin energiyasining ( $S$  nur bo'ylab) tarqalish yo'nalishi bir xil emas. Elektromagnitik maydonni anizotrop muhitda tadqiq etish yo'li bilan topilgan bu xulosani biz ilgari anizotrop muhitdagi to'lqin sirtining shaklini quruq qarab chiqib ham topgan edik. Fazaning normal bo'ylab

o'lchangan  $q$  tezligi yorug'lik energiyasining nur bo'ylab o'lchangan  $\vartheta$  tezligidan farq qiladi, chunki,  $q = \vartheta \cos \alpha$ . Front tezligining nurni ikkiga ajratib sindirishga sabab bo'layotgan ikki  $q'$  va  $q''$  qiymatiga energiya tarqalishi tezligining ikkita  $\vartheta'$  va  $\vartheta''$  qiymatlari mos keladi.

3. Kristalda biror yo'nalishda yorug'lik tarqalishini hamda tegishli (D yoki E) vektorlar tebranishlarining yo'nalishlarini xarakterlovchi ikki tezlikni ( $q'$  va  $q''$  yoki  $\vartheta'$  va  $\vartheta''$ ) oddiy qoidalar yordamida topish mumkin. Bu qoidalarni, shuningdek yorug'likning kristallarda tarqalishi to'g'risidagi masalaning butun yechimini birinchi bo'lib Frenel ko'rsatib bergan; bu qoidalarni yorug'likning elektromagnit nazariyasiga nisbatan quyidagicha ta'riflash mumkin.

Kristallarda  $\vartheta'$  va  $\vartheta''$  nuriy tezliklarni topish uchun Frenel elipsoidi deb ataladigan yordamchi sirtidan foydalanamiz. Frenel elipsoidi

$$\varepsilon_x x^2 + \varepsilon_y y^2 + \varepsilon_z z^2 = 1$$

Tenglama bilan ifodalanadi. Bu erda  $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z$  - dielektrik singdiruvchanlikning bosh qiymatlari bo'lib, elipsoidining tenglamasi bosh o'qlarga nisbatan yoziladi.

Frenelning ko'rsatishicha Frenel elipsoidi kristalidagi har qanday yo'nalishda  $\vartheta'$  va  $\vartheta''$  nuriy tezliklarni quyidagi chizma yordamida aniqlashga xizmat qiladi. Elipsoidida yorug'lik tarqalayotgan  $s$  yo'nalishga perpendikulyar bo'lgan kesim o'tkazamiz (26.5-rasm). Umuman aytganda, bu kesim ellips bo'ladi, uning  $S' S'$  va  $S'' S''$  bosh o'qlar o'zaro perpendikulyardir. Bu o'qlarning yo'nalishlari o'zaro perpendikulyar ravishda qutblangan OS bo'ylab yo'nalayotgan ikki to'lqinning E vektorning tebranish to'nalishini bildiradi, yarim o'qlarning uzunliklari ( $OS' = \vartheta'$ ,  $OS'' = \vartheta''$ ) bu ikki to'lqinning yorug'likning vakuumdagi  $c$  tezligiga nisbatan nuriy tezligini bildiradi.

Fazaning tarqalish tezliklari to'g'risida ham shu tariqa hosil qilish mumkin. Bu maqsadda Frenel elipsoidi bilan bog'langan yordamchi

sirtidan foydalanamiz; bu sirt ham elipsoidid shaklida bo'lib indekslar elipsoididi deb ataladi, tenglamasi esa quyidagicha yoziladi:

$$\frac{x^2}{\varepsilon_x} + \frac{y^2}{\varepsilon_y} + \frac{z^2}{\varepsilon_z} = 1 \quad (2)$$

Indekslar elipsoididida ham oldingiga o'xshagan kesim o'tkazib, elipsoididning har qanday ON tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan elleptik kesimi D vektorning o'zaro perpendikulyar yo'nalgan ikki tebranishini ko'rsatishini aniqlaymiz, bu tebranishlar ellipsning o'qlari bilan ustma-ust tushadi. Normal tezliklar deb ataluvchi tegishli q' va q'' tezliklarning qiymatlari bu ellipsning yarim o'qlari uzunliklariga teskari proporsionaldir.

### **I bobning xulosasi.**

1. Muhitning yorug'lik bilan ta'sir hodisasini elektromagnit maydonlarning umumiy nazariyasidan kelib tushuntirish murakkab bo'lib xususiy hollarda ko'rib chiqish maqsadga muvofiq.

2. Anizotropik muhitda sodir bo'ladigan dispersiyani oddiy va g'ayri oddiy sindirish ko'rsatkichlari fazalar farqida ifodalash qulaydir.

3. Fazalar farqini tanlash yo'li bilan optik tajribalari uchun muhim bo'lgan yarim va chorak to'lqin uzunlik ajratish mexanizmi spektraskopiya uchun samaralidir.

## II 606. Yoru'glikning izotrop muhitdagi dispersiyasi.

### 2.1. Nurlanishning modda bilan ta'sirlashishi nazariyasi.

Yorug'lik va moddaning ta'siri qaralganda nazariya muhit modeli Maksvel tenglamalari va moddiy tenglamalari asosid quriladi.

Muhitga tushayotgan yorug'lik atomdagi elektronlarning tebranishlarini jadallashtiradi. Bunda yorug'lik elektronlarga o'zining energiyasini berib yutiladi, hol buki tebranayotgan zaryadlar endi ikkilamchi yorug'lik to'lqini manbasi bo'ladi. Tushayotgan nurlanish va ikkilamchi yorug'lik to'lqinlari interferensiyasi natijasida yorug'lik maydoni shakillanadi.

Ko'p hollarda atomlar soni juda ko'p va ular bir-biriga shunchalik yaqin joylashganki muhitning diskret strukturalari namoyon bo'lmaydi. Modda o'zini to'liq muhit singari tutadi va qutblanish elektr va magnit induksiylari kabi muhit xarakteristikalarini kiritishga imkon beradi.

Elektromagnit maydon tenglamasi (Maksvel tenglamasi) asosida yorug'lik va moddaning o'zaro ta'sirlashishi nazaryasi tuziladi.

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} & \operatorname{div} \vec{D} &= 4\pi\rho \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j} & \operatorname{div} \vec{B} &= 0 \end{aligned} \quad (2.1.1)$$

E va D – elektr maydon kuchlanganligi va inbuksiyasi, H va B – magnit maydon kuchlanganligi va inbuksiyasi,  $\rho$  - zaryad zichligi,  $j$  – tok zichligi,  $c$ - yorug'likning vakuumdagi tezligi. Tenglama Gaus birliklar sistemasida yozilgan.

Muhitning xususiyatlarini moddiy tenglamalar ifodalaydi. Bu tenglamalar Maksvel tenglamalarini to'ldiradi.

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \vec{E} + 4\pi\vec{P} & \vec{P} &= \vec{P}(\vec{E}) & \vec{\varphi} &= \vec{\varphi}(\vec{E}) \\ \vec{B} &= \vec{H} + 4\pi\vec{M} & \vec{M} &= \vec{P}(\vec{H}) \end{aligned} \quad (2.1.2)$$

Bu tenglamalar elektromagnit maydoniga muhitning sadosini tasvirlaydi: muhitning qutblanishi  $\vec{P}$  - birlik hajimdagi elektr dipollarining paydo bo'lishi  $\perp$  muhitning magnitlanishi  $\vec{M}$  - birlik hajimdagi magnit moment.  $\vec{J}$  - o'tkazuvchanlik toki. Bu uchta kattaliklarning ( $\vec{P}\vec{M}\vec{J}$ ) yorug'lik bilan uyg'otilgan muhitda o'zini tutishi masalasi asosan oxirgi o'ttiz yil lazerlar davrida javobini topayapti.

Radiochastotali maydonlar uchun moddiy tenglama quyidagicha yoziladi.

$$\vec{D} = \epsilon\vec{E}, \quad \vec{B} = \mu\vec{H}, \quad \vec{J} = \gamma\vec{E} \quad (2.1.3)$$

Dielektirik kirituvchanlik  $\epsilon$  va magnit kirituvchanlik  $\mu$  dielektirik singdiruvchanlik  $X_e$  va magnit singdiruvchanlik  $X_m$  ifoda bilan bog'langan.

$$\epsilon = 1 + 4\pi X_e, \quad \mu = 1 + 4\pi X_m \quad (2.1.4)$$

(2.1.3) tenglamalar  $\vec{P}$  va  $\vec{M}$  vektorlarni quyidagicha tasavvurlari maxsulidir.

$$\vec{P} = X_e\vec{E}, \quad \vec{M} = X_m\vec{H} \quad (2.1.5)$$

Fizik nuqtai nazardan (2.1.5) ifoda asosida ba'zi ta'savvurlar yotadi: - beinersiyalik (qutublanish va magnitlanish  $\vec{E}\vec{u}\vec{H}$  maydonlarning vaqt bo'yicha o'zgarishini aniq qaytaradi).

- lokal'lik ( $\vec{P}$  va  $\vec{M}$  larning bo'shliqdagi ba'zi nuqtadagi qiymati, xuddi shu nuqtadagi maydonning qiymatidan anqlanadi).

- chiqililik (2.1.5) tenglama chiziqli

- izobrasiyasi (singdiruvchanliklar skalyar qiymatlarda izoxlanadi).

(2.1.4) va (2.1.5) moddiy tenglamalar optikada keng qo'laniladi.

Atomlardagi optic rezonanslar Molekulalar va kondensirlangan muhitlarda muhitning optic javobini (2.1.5) tenglama orqali izohlash qulaydir. Qutublanishda javobning inersiyaligi

$$\vec{P}(t) = \int_0^{\infty} X_e(\tau) \vec{E}(t - \tau) d\chi\tau \quad (2.1.6)$$

Qizig'i (2.1.6) ga ko'ra qutublanishning biror vaqt momentidagi qiymati maydonning faqat o'sha momentidagi qiymati bilan emas, balki undan oldingi qiymati bilan aniqlanishi mumkin, boshqacha qilib aytganda muhitning „xotirasi“ namoyon bo'ladi.

Kuchli lazer maydonlarda muhitning javobi chiziqli bo'lmay qoladi. Bunda (2.1.5) tenglamani qutublanish  $\vec{P}$  uchun  $\vec{E}$  darajalari bo'yicha cheksiz qator bilan almashtirilishi kerak.

$$\vec{P} = X_e \vec{E} + X^{(2)} \vec{E}\vec{E} + X^{(3)} \vec{E}\vec{E}\vec{E} + \dots \quad (2.1.7)$$

Kuchli lazer maydonlarida umumiy holda qutublanish ayirmasida magnit maydoni ham kiradi.

$$\vec{P} = \vec{P}(\vec{E}, \vec{H}).$$

$X^{(2)}$ ,  $X^{(3)}$  - koeffsientlar nochziqiy sindiruvchanglik deb nomlanadi.

Muhitning molekula yoki atomlarining xususiy tebranishlari rezonansiga kuchli lazer nurlanish tushganda muhit javobi lokalligi faqat yaqinlashishgina bo'ladi.

$$\vec{P}(t, r) = \int \int \chi(\tau, \vec{r}, \vec{r}') \vec{E}(t - \tau, \vec{r}') d\tau d^3 r' \quad (2.1.8)$$

Muhitning optik aktivligi chiziqli qutblangan to'lqinning qutblanish tekisligini ko'rganda muhit javobi lokallashmagan bo'ladi.

Yorug'likning muhitdagi to'lqin funksiyasi. Turli xil muhitlardan

optikaga muhimi bu: dielektrik muhit, nomagnit va neytral muhitlar bu mihitlarda

$$\vec{j} = 0, \rho = 0, \vec{B} = \vec{H} \quad (2.1.9)$$

$$\text{moddiy} \quad \vec{D} = \vec{D}(\vec{E}) \quad \vec{B} = \vec{B} \quad (2.1.10)$$

Maksvel tenglamasi ko'rinishida

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} & \operatorname{div} \vec{D} &= 0 \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} & \operatorname{div} \vec{H} &= 0 \end{aligned} \quad (2.1.11)$$

(2.1.9) shartlar bilan aniqlanadigan muhitlar sinfi kengdir. Masalan: havo, suv, kristallar, shisha, plasmassalar va hokazo. Bunda

$$\vec{D} = \vec{E} + 4\pi\vec{p} \quad (2.1.12)$$

Ifoda o'rinli (2.1.10) ga ekvivalent va qutblanish orqali ham yozish mumkin.

$$\vec{P} = \vec{P}(\vec{E}) \quad (2.1.13)$$

Kelgusida moddiy tenglama deb (2.1.13) ni tushinamiz. (2.1.11) va (2.1.12) ifodalardan

Quyidagi tenglama chiqariladi

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (2.1.14)$$

Unga yorug'likning muhitdagi to'lqin tenglamasi deyiladi. Bu og'madan ko'rinadiki optic qutblanish yorug'lik maydonini manbai hisoblanadi. O'znavbatida qutblanish muhitga tushayotgan yorug'lik to'lqini maxsuli bo'ladi.

Qutblanish hajim birligidagi dipole momenti ma'nosiga ega shuning uchun moddiy tenglamani topish, electron harakatini izoxlovchi tenglamani echishga olib keladi. Bunday tenglamalar Nyuton klassik modeli tenglamasi kvant fizikasida sherodinger tenglamasi.

(2.1.13) va (2.1.14) tenglamalar birgalikda yopiq tenglamalar sistemasini tashkil qiladi. Bu tenglamalar qo'laniladigan boshlang'ich va chegaraviy shartlari bilan to'ldirilgan holda dielektirik, neytral nomagnit muhitda yorug'lik tarqalish prosessini to'liq aniqlaydi.

Muhitlarni sinflash. Ramziy ravishda muhitlarni sinflarni moddiy tenglama (2.1.13) asosida o'tkazamiz. Qutblanish  $\vec{P}(\vec{E})$  bog'liqligi local va noinersial bo'lgan muhitga dispersiyalanmaydigan deyiladi. Bunda

muhitning qutblanishining fazoning biror nuqtasidagi va biror vaqt momentidagi qiymatini maydonning ayni shu nuqta va vaqt momentidagi qiymatidan aniqlanadi.

Muhitning nolokal chaqirig'I fazoviy dispersiyaga olib kelsa, inersialligi (P ning E ga nisbatan kechikishi) vaqtiy yoki chastotaviy dispersiyaga olib keladi.

Agar qutblanishning bog'liqligi chiziqli operatorlar bilan ifodalansa muhit chiziqli deyiladi.

$$\vec{P} = \vec{L}(\vec{E}) \quad (2.1.15)$$

L- operator tenzorli operator yoki chiziqli kechikuvchan funksiya bo'lishi mumkin.

Agar qutblanishning maydonga bog'liqligi nochiziqliy operator bilan ifodalansa muhit nochiziqliy deyiladi.

$$\vec{P} = N\hat{L}(\vec{E}) \quad (2.1.16)$$

Agar qutblanish vektori  $\vec{P}$  maydon vektori  $\vec{E}$  parallel yo'nalgan bo'lsa muhit izotrop deyiladi.

$$\vec{P} // \vec{E}. \quad (2.1.17)$$

Va nihoyat qutblanish vektopi  $\vec{P}$  maydon vektori  $\vec{E}$  noparalel yo'nalgan bo'lsa muhit anizotrop deyiladi.

$$\vec{P} \neq \vec{E}. \quad (2.1.18)$$

Shuni inobatga olish keraki dispersiyaning chiziqlilik va izotroplik xususiyatlari o'zaro bog'lanmagan. Masalan chiziqli muhit ham dispersiyanovchi, ham dispersiyanmovchi izotrop yoki anizotrop bo'lishi mumkin.

Shu masalani nochiziqliy muhit uchun ham keltirish mumkin.

Chiziqli bir jinsli izotrop muhitda yassi monoxromatik to'lqinning qarqalishi.

Maksvel va moddiy tenglamalar chiziqli bo'lganligidan chiziqli muhitlarda optic superpozitsiya prinsipi mavjud. Bu prinsipga ko'ra turli

yorug'lik to'lqinlari muhit bilan o'zaro bog'liq bo'lmagan tarzda ta'sir qiladi.

Spektral yondashuv asosida ixtiyoriy yorug'lik maydonini yassi monoxromatik to'lqinlar jamlanmasi ko'rinishida tasavvur qilish mumkin. Agar muhit chiziqli bo'lsa, unda har qaysi to'lqin boshqalariga bog'liq bo'lmagan holatda tarqaladi. Shuning uchun elementar yassi monoxromatik yorug'lik to'lqinini ko'rib chiqish yetarli bo'ladi, undan keyin superpozitsiya prinsipi va spektral yoyilish texnikasi asosida ixtiyoriy nurlar dastasi yoki impulslarini hisoblashimiz mumkin.

Qaysidir chiziqli muhitda yassi monoxromatik yorug'lik to'lqini tarqalsin.

$$\vec{E} = \frac{1}{2} \vec{\varepsilon} \exp[i(\omega t - \vec{k}\vec{r})] + k.q$$

Bunda  $\omega$ -chastota,  $k$ - to'lqin vektori,  $\varepsilon$ - to'lqinning kompleks amplitudasi,  $k.q$  – kompleks qo'shmasi (2.1.11) va (2.1.13) tenglamalar chiziqchiligidan magnit maydon  $\vec{H}$  elektir induksiyasi  $\vec{D}$  va optic qutblanish  $\vec{P}$  ham  $\omega$  chastotali va  $\vec{k}$  to'lqin vektorli yassi monoxromatik to'lqin strukturasi ega bo'ladi.

$$\vec{H} = \frac{1}{2} \vec{H}_{exp} [i(\omega t - \vec{k}\vec{r})] + q.q$$

$$\vec{D} = \frac{1}{2} \vec{D}_{exp} [i(\omega t - \vec{k}\vec{r})] + k.q \quad (2.1.20)$$

$$\vec{P} = \frac{1}{2} \vec{P}_{exp} [i(\omega t - \vec{k}\vec{r})] + k.q$$

qaerda  $\vec{H}$ ,  $\vec{D}$ ,  $\vec{P}$  - to'lqinning kompleks ampitudalari (2.1.19), (2.1.20) ifodalarini (2.1.11) Maksvel tenglamasiga qo'yamiz. Bunda kompleks ampitudalar uchun algebravik tenglamalar sistemasini olamiz.

$$\begin{aligned} [-i\vec{k}, \vec{\varepsilon}] &= -(i\omega/c)\vec{H}, & (-i\vec{k}, \vec{D}) &= 0 \\ [-i\vec{k}, \vec{H}] &= (i\omega/c)\vec{D} & (-i\vec{k}, \vec{H}) &= 0 \end{aligned} \quad (2.1.21)$$

yoki

$$\begin{aligned} [\vec{k}, \vec{\varepsilon}] &= (\omega/c)\vec{H} & (\vec{k}, \vec{D}) &= 0 \\ [\vec{k}, \vec{H}] &= -(\omega/c)\vec{D} & (\vec{k}, \vec{H}) &= 0 \end{aligned} \quad (2.1.22)$$

Birinchi tenglamani  $\vec{K}$  vektorga ko'paytirish tenglamalaridan  $\vec{H}$  ni chiqaramiz.

$$[\vec{k}, [\vec{k}, \vec{\varepsilon}]] = \frac{\omega}{c} [\vec{k}, \vec{H}] = -\frac{\omega^2}{c^2} \vec{D}$$

Yoki

$$[\vec{k}, [\vec{k}, \vec{\varepsilon}]] = \frac{\omega}{c} [\vec{k}, \vec{H}] + \frac{\omega^2}{c^2} \vec{D} = 0 \quad (2.1.23)$$

Ikkilamchi vektor ko'paytmasini ochib quyidagi tenglamaga o'tamiz

$$(\vec{k}, \vec{\varepsilon})\vec{k} - k^2\vec{\varepsilon} + \frac{\omega^2}{c^2}\vec{D} = 0 \quad (2.1.24)$$

Keltirilgan tenglama izotrop va anizotrop bo'lgan ixtiyoriy chiziqli muhitlar uchun o'rinli. Agar yorug'lik to'liqini vakuumda tarqalsa unda  $\vec{D} = \vec{E}$  va (2.1.24) tenglamadan  $\vec{k} = \omega/c$  kelib chiqadi.

Izotrop muhitda  $\vec{P}$  vektor  $\vec{E}$  vektorga parallel shuning uchun (2.1.12) dan  $\vec{P}$  vektor  $\vec{E}$  vektorga parallel. Maksvel tenglamasida  $div\vec{D} = 0$  tenglamadan  $div\vec{E} = 0$  kelib chiqadi, o'z navbatida

$$rot\vec{E} = grad\,div\vec{E} - \Delta\vec{E} = -\Delta\vec{E} \quad (2.1.25)$$

natijasini (2.1.14) tenglamaga hisobga olib

$$\Delta\vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (2.1.26)$$

Bu tenglama chiziqli va nochiziqli izotrop muhitlar uchun o'rinli. Holbuki faqat yassi monoxromatik to'liqin uchun balki ixtiyoriy ko'rinishdagi yorug'lik maydonlari uchun o'rinlidir.

Muhitning kompleks dielektirik kirituvchanligi chiziqli optic singdiruvchanligi va kompleks sindirish korsatgichi.

$$(\vec{K}\vec{\varepsilon})\vec{K} - K^2\vec{\varepsilon} + \frac{\omega^2}{e}\vec{D} = 0$$

Izotrop muhitda  $\vec{E}$ ,  $\vec{P}$  va  $\vec{D}$  vektorlar parallel bo'lishlari kerak. Tabiiyki vaqtga bog'liq bo'lmagan  $\vec{E}$ ,  $\vec{P}$  va  $\vec{D}$  kompleks amplitudalar vektorlari ham parallel bo'lishlari kerak. Shu asosda

$$\vec{D} = \varepsilon(\omega)\vec{E} \quad (2.1.27)$$

$$\vec{P} = \varkappa(\omega)\vec{E} \quad (2.1.28)$$

Munosabatlarni yozish mumkin. Bunda  $\varepsilon(\omega)$  va  $\varkappa(\omega)$  skalyar kattaliklar ular yorug'lik chastotasiga bog'liq bo'lishi mumkin.  $\varepsilon(\omega)$  muhitning kompleks singdiruvchanligi,  $\varkappa(\omega)$  - muhitning optik krituvchanligi. (2.1.27) tenglamani (2.1.24) tenglamaga qo'yamiz

$$-k^2\vec{E} + (\omega^2/c^2)\varepsilon(\omega)\vec{E} = 0 \quad (2.1.29)$$

$$k^2 = (\omega^2/c^2)\varepsilon(\omega) \quad (2.1.30)$$

$$k = (\omega/c)n(\omega) \quad (2.1.31)$$

kritilgan kattalik

$$n(\omega) = \sqrt{\varepsilon(\omega)}$$

muhitning sindirishining kompleks ko'rsatkichi.

Yorug'lik to'lqinning chastotasiga  $\omega$  va to'lqin sonining  $k$  o'zaro bog'laydigan (2.1.31) tenglamasi dispersiya tenglamasi deyiladi. Keltirilgan tenglama chiziqli izotrop muhitlar uchun o'rinli. Agar yorug'lik to'lqini vakumda tarqalsa  $\varepsilon = n = 1$ , undagi (2.1.31) tenglama  $k = \omega/c$ .

Birlik vektor  $\vec{m} = \vec{k}/k$  orqali (2.1.31) tenglamani yozish mumkin.

$$\vec{K} = \frac{\omega}{c}n\vec{m} \quad (32a)$$

Muhitda  $\vec{k}$  va  $\vec{m}$  vektorlar bir xil yo'nalgan muhitda ham Poyting vektorining o'rtacha qiymati bilan aniqlanad.  $I = \langle S \rangle$

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi}[\vec{E}, \vec{H}]$$

Burchak qavuslar  $\langle \rangle$  yorug'lik tebranishlarining davri bo'yicha o'rtalashtirishini belgilaydi.

(19), (10) formulalardan foydalanib  $\langle \vec{S} \rangle$  kompleks ampitudalar orqali ifodalash mumkin.

$$\langle \vec{S} \rangle = \frac{C}{16\pi} [\vec{E}, \vec{H}] + k \cdot q$$

$\vec{\varepsilon}$  elektr kuchlanganligi kompleks .....(22), (32) dan

$$\vec{H} = n[\vec{m}, \vec{\varepsilon}]$$

(32v) ni (32b) ga qo'yib

$$\langle S \rangle = \frac{cn}{8\pi} I \varepsilon^2 \vec{m}$$

Olamiz va intensivlik uchun

$$I = \frac{C}{8\pi} I \varepsilon^2$$

(32g) formula shaffof chiziqli muhitdagi yorug'lik intensivligini aniqlaydi. Agar  $n=1$  bo'lsa vakuumdagi yorug'lik intensivligiga o'tadi.

$$I I = \frac{C}{8\pi} I \varepsilon^2$$

Yuqorida biz chiziqli izotrop muhitda monoxromatik yorug'lik to'lqini tarqalganda qutblanish va maydon orasidagi bog'lanishni ko'rdik. Endi ixtiyoriy ko'rinishdagi yorug'lik to'lqini uchun umumlashtiramiz.

Muhit javobining likalligi tasavvurida maydon kuchlanganligi va qutblanishni Fure integrali ko'rinishda yozamiz.

$$E(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (2.1.33)$$

$$P(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} P(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (2.1.34)$$

Muhitning chiziqiligi uchun qutblanish va maydon spectral ampitudalari bog'liqligi.

$$P(\omega) = X(\omega) E(\omega) \quad (2.1.35)$$

$X(\omega)$  - muhitning chiziqli optik kirituvchanligi (2.1.35) tenglamani (2.1.34) tenglamaga qo'yib va Furening teskari almashtirish formulasini qo'llab

$$E(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t)e^{-i\omega t} dt \quad (2.1.36)$$

(33) formuladan kelib chiqadigan

$$P(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x(\tau)E(t-\tau)d\tau \quad (2.1.37)$$

$$X(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} X(\omega)e^{i\omega\tau} d\omega \quad (2.1.38)$$

$E(t)$  va  $X(\omega)$  funksiyalarning konkret ko'rinishlarini berib (2.1.37), (2.1.38) formulalardan  $P(t)$  funksiyani hisoblash mumkin.

Agar  $E(t)$  juda qisqa impuls ko'rinishida bo'lsa

$$E(t) = \text{const} \cdot \delta(t) \quad (2.1.39)$$

Unda (2.1.37) formuladan

$$P(t) = \text{const}X(t) \quad (2.1.40)$$

(2.1.37) formuladagi  $X(\tau)$  cheksiz qisqa impulsga sistemaning javobini izohlaydi.

$X(\tau)$  funksiyani impulsga javob funksiyasi yoki berilgan chiziqli sistemaning Grin funksiyasi deb yuritiladi.

Grin funksiyasi (2.1.38) formuladan ko'rinadiki barcha chiziqli sistemalar uchun umumiy xususiyat funksiya Fure almashtirishidagi chastota koeffisienti bilan bog'langan. (2.1.38) formulani o'zgartirib yozamiz

$$X(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} X(\tau)e^{-i\omega\tau} d\tau \quad (2.1.41)$$

Sistemaning javobi unga ta'sirdan oldin bo'lmaganligidan (2.1.39), (2.1.40) formulalardan

$$X(t < 0) = 0 \quad (2.1.42)$$

Holbuki Grin funksiyasi argumentning musbat qiymatlarida noldan farqli. Bu esa (37) va (41) formulalar quyidagicha yozishga asos bo'ladi.

$$P(t) = \int_0^{\infty} X(\tau)E(t-\tau)d\tau \quad (2.1.43)$$

$$X(\omega) = \int_0^{\infty} X(\tau)e^{i\omega\tau} d\tau \quad (2.1.44)$$

(2.1.43) formula Dyualil integrali deyiladi. Bu formulaga ko'ra chiziqli sistema javobi boshlang'ich tasirga nisbatan chiziqli kechikuvchan funksional hisoblanadi.

Shunday qilib chiziqli izotrop muhitning moddiy tenglamasi (2.1.43) ko'rinishga egadir. Grin funksiyasi  $X(\tau)$  muhitning xossalariga bog'liq va optik kirituvchanlik  $X(\tau)$  bilan (2.1.38) formula bilan bog'langan.

Muhitning klassik ossillesion modeli. Biz ko'rayotgan chiziqni izotrop muhit bir jinisli bo'lsin. Bunda birlik hajimdagi dipole moment ma'nosiga ega muhitning optik qutblanishni

$$\vec{P} = N\vec{P} \quad (2.1.45)$$

Tasavvur qilish mumkin N- birlik hajimdagi atomlar soni  $\vec{P}$  - alohida atomning dipole momenti. Dipol momentining aniqlanishi bo'yicha

$$\vec{P} = e\vec{x} \quad (2.1.46)$$

Qaerda  $e$  – elektron zaryadi,  $\vec{x}$  - elektronning atom yadrosiga nisbatan siljishi. Elektronning yadrosi nisbatan siljishi yorug'lik maydoni ta'sirida sodir bo'ladi, o'z navbatida  $\vec{X} = \vec{X}(\varepsilon)$ . Bu bog'lanishni ko'rinishini keltirish uchun atom modelini konkretlashtirish kerak.

Lorens taklif qilgan atomning klassik modelini ko'raylik. Bu modelga asosan atom garmonik ossilyator singaridir va

$$\vec{X} + G\vec{X} + \omega_0^2\vec{X} = \frac{e}{m}\vec{E}. \quad (2.1.47)$$

Tenglamaga bo'ysinadi. Bunda  $m$ - electron massasi,  $\omega_0$  elektronning atomdagi xususiy tebranishlari chastotasi  $G$  parametr tebranishning

so'nishini izohlaydi. Maydonning kompleks ... ko'rinishi (2.1.19) ni (2.1.47) tenglamani qo'yamiz

$$\ddot{\vec{X}} + G\dot{\vec{X}} + \omega_0^2 \vec{X} = \frac{e}{m} \frac{1}{2} \vec{\varepsilon} \exp[i(\omega t - \vec{k}\vec{r})] + kq$$

$\vec{r}$ -elektronning radius vektori ma'nosiga ega. Atomning o'lchami a yorug'lik to'lqini  $\lambda$  dan juda kichik bo'lganligidan  $\vec{k}\vec{r} \approx ka = 2\pi a / \lambda \ll 1$ . Bu munosabat atomni nuqtaviy hisoblashga ruxsat beradi.

Lorens modelida muhitning qutblanishini hisoblaymiz. (2.1.48) tenglamani echishni quyidagi ko'rinishda qidiramiz.

$$\vec{X} = \frac{1}{2} \tilde{\vec{X}} \exp[i(\omega t - \vec{k}\vec{r})] + kq \quad (2.1.49)$$

qaerda  $\tilde{\vec{X}}$  - elektronning yadriga nisbatan siljishining kompleks amplitudasi. (2.1.49) formulani (2.1.48) ga qo'yib  $\tilde{\vec{X}}$  - ni topamiz.

$$\tilde{\vec{X}} = \frac{e}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega g} \vec{\varepsilon} \quad (2.1.50)$$

Muhitning qutblanishi (2.1.45), (2.1.46), (2.1.49) asosan

$$\vec{P} = Ne\vec{x} = Ne \frac{1}{2} \tilde{\vec{X}} \exp[i(\omega t - \vec{k}\vec{r})] + kq \quad (2.1.51)$$

Yana (51), (20) dan kelib chiqadiki

$$\vec{P} = Ne\tilde{\vec{X}} \quad (2.1.52)$$

Yoki (50) hisobga olib

$$\vec{P} = \frac{Ne^2}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega g} \vec{\varepsilon} \quad (2.1.53)$$

Lopens modelidagi chizikli optic kirituvchanlik uchun (28) va (53) formulalarini taqqoslab

$$X(\omega) = \frac{Ne^2}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega g} \quad (2.1.54)$$

(12),(19), (20) lardan kelib chiqadiki

$$\vec{D} = \vec{\varepsilon} + 4\pi\vec{P} \quad (2.1.55)$$

(27), (28), (55) ni etiborga olib

$$\varepsilon(\omega) = 1 + 4\pi X(\omega) \quad (2.1.56)$$

Yoki (54) ni etiborga olib

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{4\pi Ne^2}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega g} \quad (2.1.57)$$

Bu formula Lorens modelida muhitning kompleks dielektrik singdiruvchanligini  $X(\omega)$  ifodasini olish uchun (47) ....magnit Ne ga ko'paytidamiz.

$$\ddot{\vec{P}} + G\dot{\vec{P}} + \omega_0^2 \vec{P} = \frac{Ne^2}{m} \vec{E} \quad (2.1.58)$$

Muhitning izotropik shartidan

$$\vec{E} = \vec{e}\vec{E}, \quad \vec{P} = \vec{e}P \quad (2.1.59)$$

Skalyar tenglamaga o'tamiz

$$\ddot{P} + G\dot{P} + \omega_0^2 P = \frac{Ne^2}{m} E \quad (2.1.60)$$

$E(t)$  ning ixtiyoriy funksiyasi uchun tenglamaning echimini topish oson. Buning uchun spectral metoddan foydalanamiz va (33), (34) tengliklarni (60) ga qo'yamiz. Unda qutblanish va maydonning spectral amplitudalarini bog'lovchi formulani olamiz.

$$P(\omega) = \frac{Ne^2}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega g} E(\omega) \quad (2.1.61)$$

(35) va (61) tenglamalarni solishtirib  $X(\omega)$  ni topamiz

$$X(\omega) = \frac{Ne^2}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega g} \quad (2.1.62)$$

(54) formula bilan mos keldi. Endi(62) ifodani (38) ifoda ga qo'yamiz va integrallaymiz.

$$X(\tau) = \frac{Ne^2}{m} \{$$

Qaerda  $\Omega = \sqrt{\omega_0^2 - o^2}$ , ...  $o = G/2$ . Bu formula Lorens modelida muhitning impulsli javobini aniqlaydi (63) ifoda (42) shartga bo'ysiyapti. Demak biz mikroskopik garmonik ossillyatorlardan tashkil topgan chiziqli izotrop muhit uchun moddiy tenglamani keltirdik.

## 2.2. Chiziqli izotrop muhitlarda dispersiya.

Normal dispersiya. Lorens nazariyasi takidlashicha shaffof optik materiallar normal dispersiyasiga ega bo'lishi kerak.

$$\frac{\partial n}{\partial \omega} > 0 \quad (2.27)$$

Yani sindirish ko'rsatgichi yorug'lik chastotasi o'sishi bilan oshib borishi kerak. Xususan muhit chegarasida qisqa to'lqinlar uchun to'lqinlarga nisbatan kuchliroq sinishi kerak. Bu haqiqatdan ham barcha shaffof muhitlarda (havo, suv, shisha vahokazo) kuzatiladi. Misol tariqasida Nyutonning tajribasini keltirish mumkin.

Rasmdan ko'rinadiki binafsha nurlanishlar (qisqa to'lqin) qizilga uzun to'lqin nisbatan kichkroq sinadi.

Anomal dispersiya. Anomal dispersiya yutilish chizig'i qarshisidagi tor palasada joylashganligi uchun kuzatish qiyindir, shuning uchun kuzatish etarlicha qiyinchlik tug'diradi. Tajriba sixemasi rasmda ko'rsatilgan.

Rasm S Natriy animal dispersiyani kuzatish tajribasi sixemasi va ekrandagi rangda kuzatiladigan surat.

Yoyli lampadan oq yorug'lik dastasi natriyli garelka shulasidan o'tkazilzdi keyin keyin dasta vertical sindiruvchi tomonli pirizma orqali o'tkazilib ekranda proyeksiyalanadi. Avval ekranda yotug'gorezantal kamalaksimon polosacha ko'rinadi. Garelka qizigan sari va natriy bug'uning spektrni sariq qismida zichligini oshirish bilan lor qazong'u palasa boshlaydi. Bu palasa natriy atomining yutilish spectral chizig'iga mos keladi.

Moddadan yorug'lik o'tayotganda to'lqinning elektromagnitik maydoni ta'sirida muhitning elektronlari tebranadi va bu to'lqin energiyasining bir qismi elektronlarini tebrantirishga sarf bo'ladi. Elektronlarga berilgan bu energiyaning bir qismi elektronlar tarqatadigan

ikkilamchi to'liqlar ko'rinishida yana yorug'likka qaytarib beriladi; uning boshqa bir qismi esa energiyaning boshqaturlariga hamo'tishi mumkin. Agar moddaning sirtiga 1 intensivlikli paralel nurlar dastasi (yassi to'liqin) tushayotgan bo'lsa, yuqorida aytilgan prosesslar oqibatida to'liqin modda ichiga kira borgan sari uning 1 intensivligi kamaya boradi. Haqiqatan ham tajriba yassi to'liqinning intensivligi

$$I = I_0 e^{-\alpha d}$$

Qonun bo'yicha sistematik ravishda kamayib borishini ko'rsatadi, bunda  $I_0$  – moddaga kirayotgan to'liqinning intensivligi,  $\alpha$  - umuman aytganda to'liqin uzunlikka bog'liq bo'lgan yutilish koeffitsienti,  $d$  – qatlamning qalinligi.

$\alpha$  ni o'chaganda, albatta, yorug'likning bir qismi tekshirilayotgan modda chgarasidan qaytishini hisobga olish va masalan, Frenkel formulalari yordamida tegishli tuzatmalar kiritish kerak. Qalinligi  $d_1$  va  $d_2$  bo'lgan qatlamlardan o'tgan yorug'likning mos  $I_1$  va  $I_2$  intensivliklarini o'lchash yana ham qulayroq:

$$\frac{I_1}{I_2} = \exp[\alpha(d_2 - d_1)]$$

munosabatdan  $\alpha$  yutish koeffitsientining haqiqiy qiymatini, ya'ni yorug'likning qaytishiga tegishli tuzatmadan holi bo'lgan qiymatini topamiz.

Bu  $\alpha$  koeffitsientning son qiymati moddaning yorug'lik (yassi to'liqin) intensivligini  $e=2,72$  marta kamaytiruvchi qatlamning  $d=1/\alpha$  qalinligini ko'rsatadi.  $\alpha$  koeffitsient to'liqin uzunlikning funksiyasi bo'lganligi uchun odatda uning qiymatlari jadval ko'rinishda yoki 28.13 –rasmda tasvirlanganga o'xshash girafik ko'rinishida beriladi. Bazan  $\alpha$  ning  $\lambda$  ga bog'lanishi ancha g'alati ko'rinishga ega bo'lib, unda ko'p yutilishning ensiz sohalari bor ( $\alpha$  ning katta qiymatlari), bularga yaqin joylashgan to'liqin uzunliklar esa sezilmas darajada susaymasdan o'tadi.

Ko'pchilik metallarning past bosimli bug'larining (bunda atomlar oraligi ancha katta bo'lib, atomlar amalda yakka hisoblanishi mumkin) yorug'lik yutishi juda ajoyibdir. Bunday bug'larni yutish koeffisienti deyarli hamma joyda kichik (nolga yaqin) va faqat juda ensiz (eni angstromning yuzidan bir necha ulishlaricha bo'lgan) spektral sohalaridagina keskin maksimumlarga ega bo'ladi. Masalan natriy bug'ining yutish koeffisienti 28.14- rasmdagi chiziq ko'rinishda tasvirlanishi mumkin. Puxta nazorat qilinadigan tajriba sharoitida Na bug'ini yutish spektrida 50 gacha shunday juftlar (dubletlar) kuzatilgan; to'lqin uzunlik qancha qisqa bo'lsa, dubletlar shuncha yaqin joylashgan.

Atomlar ko'p yutadigan (absorbsiya qiladigan) bu sohalar atomlar ichidagi elektronlarhig xususiy tebranishlari chastotasiga mos keladi. Molekulasi bir necha atomdan tuzilgan zag'larning yutish spektrida molekula ichidagi atomlarning tebranishlariga mos keluvchi xususiy chastotalar ham bo'ladi. Atomlarning massalari elektron massasidan o'ng ming marta katta bo'lganligi uchun, bu molekulyar xususiy chastotalar katta davirli bo'ladi, ya'ni spektrning infraqizil sohasiga mos keladi.

Biror manbaning tutash spektrini yutuvchi modda qatlami orqali fotorasmga olib, yutish koeffisientining to'lqin uzunlikka bo'lanishi to'g'risida sifat tomondan tasavvur hosil qilish mumkun. Muayan to'lqin uzunlik uchun yutish koeffisienti qancha katta bo'lsa, spektrning shu to'lqin uzunlikka mos keluvchi qismi shuncha ko'p susayadi. 28.15 –rasmda shunday xarakterli yutilish spektirlaridan bir nechta tasvirlangan. Odatda qattiq jisim va suyuqliklarning (jumladan, bo'yoq eritmalarining ham) yutish spektrlarida keng yutish polosalari bo'ladi ( $\alpha$  koeffisient silliq o'zgaradi), ammo yutish sipektirlarida qiyosan ensis yutish polosalari bo'ladigan moddalar ham uchraydi (siyrak er elementlarining

tuzlari) bupolsalar esa atom holdagi gazlarning yutish chiziqlaridan yuzlab va minglab marta kengroq. Ko'p atomli zaglarning yutish sipektri bir muncha murakkab polosalar qatoridan iborat, bir atomli gazlar (metallarning bug'lari) esa eni ko'pincha angstromning yuzdan bir necha ulushiga teng bo'lgan keskin yutish chiziqlariga ega bo'ladi. Gazlarning bosimi oshgan sari ularning yutish sipektrlarning yutish spektrlariga yaqinlashadi. Bu kuzatishlar ensiz yutish polosalarining kengayishi atomlarning bir – biri bilan o'zaro ta'sirlashiash oqibati ekanligini ochiq oydin ko'rsatadi.

$I = I_0 \exp(-\alpha d)$  umumiy qonunyat  $\alpha$  yutish koeffisienti to'g'risida tushincha kiritadi va yutuvchi modda qalinligi arifmetik progressiya bo'yicha ortib borgani holda yorug'likning intensivligi geometrik progressiya bo'yicha kamayib borishini ko'rsatadi. Bu qonunni Buger (1729 y) tajribada topgan va nazariy jihatdan asoslangan. U Buger qonuni deyiladi. Bu qonunning fizik ma'nosi quyidagidan iborat: yutish ko'rsatgichi yorug'likning intensivligiga binobarin yutuvchi qatlamning qalinligiga bo'g'liq emas. S.I.Vavilov yorug'lik intensivligi o'zgarishining juda keng sohasida (taxminan  $10^{20}$  marta) Buger qonuni to'g'ri ekanligini ko'rsatdi.

Yassi monoxramatik to'lqinning bir jinisli muhitda tarqalish holi 29.1 – rasmda ko'rsatilgan.  $AA'$  to'lqin frontida chiziqli o'lchamlari tushayotgan yorug'likning  $\lambda$  to'lqin uzunligiga nisbatan juda kichik bo'lgan  $V_1^*$  hajim ajratamiz, biroq bu hajim ichida molekulalar ancha ko'p bo'lib, muhitni yaxlit muhit deb hisoblash mumkin.  $\theta$  burchak bilan xarakterlanadigan yo'nalishda  $V_1^*$  hajim ma'lum ampilatuda va fazali ikkilamchi to'lqin chiqaradi.  $AA'$  to'lqi frontida (29.1 -rasm) hamisha bishqa bir  $V_2^*$  hajim ajratish mumkinki, uham o'sha yo'nalishda shunday ampilatudali ikkilamchi to'lqin chiqaradi, biroq uto'lqin yo'l

farqi tufayli kuzatish nuqtasiga  $V_1^*$  dan chiqqan to'liqin fazoga qarama – qarshi fazali bo'lib keladi. Ajratilgan hajmlar orasida  $l$  masofa  $l = \lambda/2 \sin \theta$  bo'lishi 29.1 – rasmda ko'rinib turibdi. Agar muhit mutloqo bir jinisli bo'lsa, to'liqin frontida bir – biridan  $l$  masofada joylashgan tengdosh hajimlarning ixtiyoriy ikkitasi chiqarayotgan ikkilamchi to'liqinlar bir – birini so'ndiradi. Bir jinisli muhitda yorug'lik sochilmay faqat dastlabki yo'nalishda tarqaladi, degan da'voni yuqoridagi fakir tasdiqlaydi.  $\theta = 0$  burchakdan boshqa harqanday  $\theta$  burchakka oid yo'nalishlarda ikkilamchi to'liqinlar bir – birini butunlay so'ndiradi, chunki tushuvchi to'liqinning  $\theta = 0$  yonalishda tarqalishida ham ikkilamchi to'liqinlar sifazali qo'shilib o'tuvchi to'liqin hosil qiladi.

Sunday qilib muhitning bir jinisli va ikkilamchi to'liqinlarning kogerent bo'lishi yirug'lik sochilmasligining zaruriy va etarli shartidir. Haqiqatda esa idial bir jinisli muhitlar bo'lmaydi. Peal muhitlarda turli sababdan paydo bo'lgan optic bir jinislimasliklar hamisha bo'ladi; bu esa yorug'likning ba'zi hollarda juda intensive, ba'zi hollarda juda zaif sochilishini bildiradi.

Ikkilamchi to'liqinlarning interferensiyasi to'g'risida yuqorida keltirilgan mulohazalar Frenelning yorug'likning to'g'ri chiziqli tarqalishi nazariyasida yutilgan mulohazalarga o'xshaydi. Agar Frener nazariyasidagi ikkilamchi to'liqinlar mavhum manbalardan chiqqan bo'lsa, sochilishda nurlantirgichlar real bo'lib, muhitning atom va molekulalaridan iborat. Biroq muhit bir jinisli bo'lishi uchun juda kichik teng hajimlarda bir xil nav nurlantirgichlar soni teng bo'lishi kerak. Biroq „qotib qolgan“ bunday manzarani haqiqatda yaratib bo'lmaydi, shuning uchun bir jinslilik turli sabablarga ko'ra hamisha buzilari.

Frenelning mulohazalari birjinslilikning buzilishi bu fazoviy birjinslimasliklarda yuz beradigan difraksiya hodisalariga sabab bo'lishini ko'rsatadi. Agar birjinslimasliklarning o'lchamlari katta bo'lmasa (ya'ni to'liqin uzunligiga nisbatan juda kichik bo'lsa), u holda difraksion

manzarada yorug'lik hamma yo'nalishlarda ancha tekis taqsimlanadi. Yuqorida aytib o'tilganidek bunday mayday birjinslimasliklar tufayli bo'ladigan difraksiya yorug'likning dufuziyasi yoki sochilishi deyiladi.

Agar muhitning birjinslimasliklari qo'pol bo'lsa, ya'ni muhitning bir –biriga yaqin bo'lgan teng hajimli juda kichik qismlari intensivliklari sezilarli darajada farq qiladigan ikkilamchi to'lqinlarning manbalari bo'lsa, u holda yorug'likning sochilishi juda aniq ko'rinadi. Muhitning bir jinsliligi salgina buzilgan hollarda chetga sochib yuborilgan yorug'lik dastlabki dastaning juda oz ulishini tashkil etadi va uni maxsus sharoitlardagina kuzatish mumkin. Tajribada yorug'likning sochilish hodisasi uchun muhitning ikkilamchi to'lqinlar berish qobiliyatining o'zi emas, balki muhitning bir jinsliligi buzilishi muhim ekanligini ko'rsatadi.

Manbadan kelayotgan deyarli parallel nurlar dastasi ichiga suv qo'yilgan kyuvetada o'tayotgan bo'lsin. Agar suv juda yaxshilab tozalangan bo'lsa, yon tomondan qaraganda yorug'lik deyarli ko'rinmaydi, ya'ni yorug'lik dastlabki dastadan chetga haqiqatda sochilmaydi, agar kyuvetaga bir tomchi atir tomizilsa, yorug'lik intensive ravishda sochiladi: Yorug'lik dastasi hamma tomondan yaxshi ko'rinadi; agar kyuveta ancha qalin bo'lsa, u holda hamma yorug'lik har tomonga sochilib kyuventaning orqasida aniq ko'rinadigan dastlabki dasta o'rniga sochilgan yorug'likning diffuz maydonigina ko'rinadi. Bir tomchi atir qo'shilishi kyuveta ichidagi suvning nihoyatda ko'p molekulalarining xossalarini ko'p o'zgartirib yubormaydi, albatta biroq atirda erigan holdayurgan modda zarralari suvli eritmada cho'kib, suvda mualaq yuradigan mayday tomchilar, ya'ni emul'siya hosil qiladi. Bunday birjinslimasliklarning borligi ikkilamchi to'lqinlarning o'zaro interferensiyasi uchun juda boshqqa sharoitlar yaratadi. Natijada

birlamchi dasta bu birjinslimasliklar tufayli difraksiyalanib, xira muhitga mos bo'lgan sochilish manzarasini hosil qiladi.

Muhitning optic jihatdan bir jinsliligi to'g'risidagi masalaga yana bir marta qaytamiz; ma'lumki bir jinslilikning buzilishi yorug'lik sochilishining fizik sababidir. Yuqorida aytib o'tilganidek, optic jihatdan bir jinsli bo'lgan muhitda uning bir –biriga yaqin bo'lgan tenghajimli juda kichik qismlari yorug'lik to'lqinining ta'siri ostida intensivliklari bir xil bo'lgan ikkilamchi nurlanishlar manbai bo'lib qiladi. Demak tegishli qismlar yorug'lik to'lqinining o'zgaruvchi maydoni ta'siri ostida bir – biriga teng bo'lgan elektr momentlariga ega bo'ladi bu momentlarning vaqt o'tishi bilan o'zgarishi natijasida ikkilamchi nurlar paydo bo'ladi. Optik jihatdan bir jinslilik sharti muhitning turli qismlarining sindirish ko'rsatgichi bir xil qiymatga ega bo'lishini bildiradi. Bundan muhitning butun hajmida sindirish hodisalari yuz bermaydi, degan xulosa chiqadi.

Demak, muhitning bir jinsliligini buzish uchun sindirish ko'rsatgichning doimiyligini buzish zarur. Sindirish ko'rsatgichi esa muhitning  $\epsilon$  dielektrik singdiruvchanligiga munosabat orqali bog'langan. Nihoyat muhitning qutblanishi ya'ni muhitning birlik hajmining tashqi  $E$  maydon ta'siri ostida oladigan elektr momenti  $P=Np$  ga teng, bu erda  $N$  – birlik hajimdagi molekulalar soni,  $p$ - bu molekulalardan har birining  $E$  maydon ta'siri.. ostida oladigan elektr mimenti. Bu moment kattaligining  $p=\alpha E$  ko'rinishda tasvirlash mumkin, bu erdagi  $\alpha$  koeffisient qutublanuvchanlik koeffisienti deb atalib molekulaning tuzilishini xarakterlaydi. Shunday qilib,

$$P = N \alpha E$$

ya'ni

$$D = \epsilon E = E + 4\pi N \alpha E$$

yoki  $\epsilon = 1 + 4\pi N \alpha$

Shunday qilib, sindirish ko'rsatgichining o'zgarmas bo'lishi chiziqli o'lchamlari to'lqin uzunligiga nisbatan uncha kichik bo'lmagan teng hajimlar uchun  $N \propto \alpha$  ko'paytma muhitning turli joylarida bir xil bo'lishini bildiradi. Demak, agar optik jihatdan bir jinisli bo'lgan muhit mutloqo bir xil molekulalaridan tashkil topgan ( $\alpha$  o'zgarmas) bo'lsa u holda  $N$  ham o'zgarmas bo'lishi, ya'ni muhitning zichligi hamma erda bir xil bo'lishi kerak; agar muhit har xil molekula yoki gruppalardan tashkil topgan bo'lsa u holda sindirish ko'rsatgichini o'zgarmaydigan qilish uchun  $N$  bilan  $\alpha$  ni tegishlicha tanlab olish kerak. Masalan, benzol bilan uglerod sul'fidning keraklicha qilib olingan aralashmasiga shisha parchalari botirilganda bu aralashma bir jinisli muhit bo'ladi: shisha bilan suyuqlik orasidagi bo'linish chegarasi sezilarli bo'lmay qoladi.

Shakli muntazam bo'lmagan chog'roq shafof parchalarning sindirish ko'rsatgichini aniqlashda bu hodisadan foydalanish mumkin; suyuqliklar aralashmasini unga botirilgan parchaning chegaralari ilaji boricha monoxromatik yorug'lik bilan yoritilganda ko'rinmay qoladigan qilib tanlab olib, tegishli to'lqin uzunlikda aralashmaning sindirish ko'rsatgichining aniqlash kerak bo'ladi; buning uchun aralashmaning bir tomchisini Abbe refraktometriga qo'shish kerak. Mineralogiyada bu usul ko'p qo'llaniladi; shishaning sindirish ko'rsatgichigina emas, balki uning dispersiyasini ham mana shu prinsip asosida juda tez aniqlashning qulay texnik metodi ham ishlab chiqilgan: shishaning dispersiyasini tez aniqlash tayinli optic parametrlatga ega bo'lgan shisha pishirishning texnologik proressini nazorat qilib turishga kop yordam qiladi. (I. B. Obreimov).

Agar shishaning bir zarrasi o'rniga bir jinisli shishaning mayda kukuni, masalan, o'lchamlari,  $\frac{1}{2}$  mm ga yaqin bo'ladigan qilib maydalangan ma'lum navli optic shisha olib va uni yassi devorli kyuvetaga solib, ustidan biror suyuqlik quyilsa bunday kyuveta, umuman aytganda, optic bir jinsililigi juda yomon bo'lgan jisim hisoblanadi:

kyuveta opqali o'tayotgan yorug'lik dastasi chetga ko'p sochilib, dastlabki dasta yo'nalishida qiyosan oz yorug'lik o'tadi. Agar suyuqlik yuqorida aytib o'tilganidek qilib tanlab olinsa, bu kyuveta fizik jihatdan (jisman) juda bir jinisli bo'lmaganiga qaramay optic jihatdan bir jinisli jisim bo'ladi, bu kyuvetadan yorug'lik susaymasdan o'tadi. Haqiqatda esa tajribani bunday oddiy ko'rinishda o'tkazib bo'lmaydi, chunki shisha bilan suyuqlikning dispersiyasi har xil bo'ladi, shu sababli muhit to'lqinlarning qiyosan tor intervalidagina optic jihatdan bir jinisli bo'ladi. Xuddi mana shu spectral sohaning yorug'ligi kyuvetadan susaymasdan o'tadi, boshqa nurlar esa chetga ko'p sochiladi. Kyuventning qalinligi etarlicha bo'lganda o'tadigan yorug'likni to'lqin uzunliklarning juda tor(3,0 – 5,0nm chamasida) intervali bilan chgaralanadigan qilish mumkin shuning uchun bunday kyuveta yaxshigina svetofiltr vazifasini o'taydi. Kyuveta salgina isitiganda o'tayotgan yorug'likning rangi qanday o'zgarishini kuzatib boorish mumlin:rangning o'zgarishiga shishaning sindirish ko'rsatgichi bilan ishlatilayotgan suyuqlikning sindirish ko'rsatgichi temperaturaga turlicha bog'liq ekanligi sabab bo'ladi.

Ko'zga ko'rinadigan yorug'lik to'lqinining uzunligiga nisbatan kichik bo'lgan zarralarda yorug'likning sochilishini labaratoriya sharoitida birinchi bo'lib Tindal kuzatgan (1869 y.) Turli burchaklar hosil qilib sochilgan yorug'lik dastlabki oq yorug'likdan ko'k bo'lishi bilan farq qilishini, tushayotgan yorug'lik yo'nalishiga nisbatan  $\pi/2$  burchak hosil qilib sochilgan yorug'lik to'liq yoki dearli to'liq chiziqli qutublanishini ham Tandal payqagan.

Tandal osmonning zangori bo'lib ko'rinishiga Quyosh yorug'ligining Er atmosferasidagi chang zarralarida sochilishi sabsb bo'lsa kerak deb taxmin qilgan.

Ko'p hollarda tabiiy ravishda paydo bo'lgan optic bir birjinislimasliklar tufayli yorug'lik intensive ravishda sochiladi.Optik

birjinslimasligi oshkor bo'lgan muhitlar deyiladi. Xira muhitlar jumlasiga tutan (gazdagi qattiq zarralar) yoki tuman (hovodagi suyuqlik tomchilari, masalan, suv tomchilari) suyuqlikda suzib yuradigan qattiq zarralardan iborat suspenziyalar, emul'siyalar, ya'ni bir suyuqlik tomchilarining ularni eritmaydigan suyuqlikdagi aralashmalari (masalan sut yog'ining suvdagi emul'siyasidir), sadaf opal yoki sutrang shisha kabi qattiq jisimlar shu kabilar kiradi. Bu hollarning hammasida xira muhit yorug'likni birmuncha ko'p sochib yuboradi, bu hodisa odatda Tindal hodisasi deyiladi.

Zarralarning o'lchami to'lqin uzunligiga nisbatan kichik bo'lgan xira muhitlarda yorug'likning sochilishini o'rganish natijasida Tindal va undan keyingi tadqiqotchilar tajribada kashf etgan va nazariy jihatdan Reley asoslab bergan ba'zi umumiy qonunyatlar topildi. Bu qonunyatlar to'g'risida quyidagi oddiy tajriba misolida tasavvur hosil qilish mumkin.

To'g'ri burchakli kyuveta to'la suvga bir necha tomchi sut tomizib suv xiralashtiriladi – da, unga intensive yorug'lik dastasi yuboriladi. Suvda yorug'lik dastasining izi aniq ko'rinib turadi.

Yon tomondan turib A yo'nalishda kuzatganda (29.2 –rasm ) sochilgan yorug'lik S manbadan kelayotgan yorug'likka qaraganda zangoriroq bo'ladi; qalinligi etarlicha bo'lgan kyuveta orqali B yo'nalishda o'tib, uzun to'lqinli nurlarga boyigan yorug'lik qizg'ish bo'ladi.

Sochilgan yorug'likni dastlabki dastaga nisbatan  $90^0$  burchak ostida N qutublovchi ( polyarizator) orqali kuzatganda S dan kelayotgan dastlabki tabiiy yorug'lik bo'lsa ham sochilgan yorug'lik chiziqli qutublangan ekanligi ko'rinadi. Sochilgan yorug'likda elektr vektorining yo'nalishi dastlabki dasta va kuzatish yo'nalishi orqali o'tuvchi tekislikka perpendikulyar bo'ladi.

Agar turli yo'nalishlar bo'ylab sochilgan yorug'likning intensivligini baholasak, bu intensivlik dastlabki dasta o'qiga nisbatan va unga perpendikulyar bo'lgan chiziqqa nisbatan simmetrik bo'ladi. (29.3 – rasm). Turli yo'nalishlar bo'ylab sochilgan yorug'likning intensivligi taqsimotini ko'rsatuvchi grafik sochilish indikatrasi deb ataladi. Tushayotgan yorug'lik tabiiy yorug'lik bo'lganda sochilish indikatrasi 29.3 – rasmda ko'rsatilgandek bo'lib,

$$I \approx 1 + \cos^2 \Theta$$

formula bilan ifodalanadi. Fazoviy indikatrasi egri chiziqni (29.3 - rasm) B Bog'qa nisbatan aylantirib hosil qilinadi.

Reley o'lchamlari tushayotgan yorug'likning to'lqin uzunligiga nisbatan kichik bo'lgan sferik zarralarda sochilgan yorug'likning intensivligini hisob qilib (1899 y), dastlabki yorug'lik tabiiy yorug'lik bo'lgan holda sochilgan yorug'likning intensivligi quyidagiga teng bo'lishini topdi:

Bu erda  $N$  – sochib yuboruvchi hajimdagi zarralar soni,  $V$  va  $\varepsilon$  - zarraning hajmi va dielektrik singdiruvchanligi,  $\varepsilon$  - zarralar muallaq holda yurgan muhitning dielektrik singdiruvchanligi,  $\theta$  - sochilish burchagi,  $I_0$  - tushayotgan yorug'likning intensivligi,  $L$  sochib yuboruvchi hajimdan kuzatish nuqtasigacha bo'lgan masofa.

Releyning (159.3) formulasi yuqorida aytib o'tilgan qonuniyatlarni tavsiflaydi. Sochilgan yorug'likning intensivligi to'lqin uzunligining to'rtinchi darajasiga teskari proporsional ekan, bu qonuniyat o'lchab topilgan natijalarga muvofiq keladi va osmonning zangori bo'lish sababini izohlab beradi.  $I \sim 1/\lambda^4$  qonun Reley qonuni deb ataladi. Biroq osmonning zangori bo'lishiga atmosferada chang borligining aloqasi yo'q ekan; biz buni keyinroq ko'rsatamiz. (159.3) formuladan sochilgan yorug'likning intensivligi sochib yuboruvchi zarra hajmining kvadratiga yoki sferik zarra radiusining oltinchi darajasiga proporsional ekanligi ham kelib chiqadi.

Reley formulasida muhitning optic jihatdan birjinslimasligining o'chovi bo'la oladigan  $(\varepsilon - \varepsilon_0)^2 / (\varepsilon + \varepsilon_0)^2$  ko'paytuvchi bor. Agar  $\varepsilon = \varepsilon_0$  bo'lsa muhit bir jinsli bo'lib qolib, yorug'lik ham sochilmay qo'yadi ( $I = 0$ ). Optik jihatdan birjinslimaslikning bunday o'lchovi faqat mayday zarralargagina tegishli bo'lib qolmay balki boshqa hollarda ham optic birjinslimaslikning xarakteristikasi bo'la oldi.

Sindirish ko'rsatgichi keraklicha qilib tanlab olingan suyuqlikka botirilgan shisha parchasi amalda ko'rinmay qolishi yuqorida misol tariqasida aytib o'tilgan edi.

Agar yorug'likni sochib yuboruvchi zarralarning o'lchamlari to'lqin uzunligi bilan taqoslansa bo'ladigan bo'lsa, u holda yorug'lik sochilishining biz muhokama qilgan qonuniyatlari yaramay qoladi; colloid eritmalarda ko'pincha shunday bo'ladi.

Bunday yirikroq zarralarda sochilgan yorug'likning to'lqin uzunligiga bog'lanishi kamroq sezilarli bo'ladi, ya'ni sochilgan zarralar mayday bo'lgan holdagidan kamroq zangori bo'ladi. Sochilgan yorug'lik faqat qisman qutublangan bo'ladi bunda qutublanish darajasi zarralarning o'lchami va shakliga bog'liq bo'ladi. Sochilgan yorug'lik intensivligining burchaklar bo'yicha taqsimoti ham murakkablashadi: sochilish diagrammasi AA chiziqqa nisbatan (29.3 - rasm) simmetrik bo'lmay, zarralarning o'lchami shakli va tabiatiga hamda atrofdagi muhitga qarab juda murakkab ko'rinishda bo'ladi faqat dastlabki dasta yo'nalishiga nisbatan simmetrik bo'ladi.

Bu murakkabroq qonuniyatlar yirik zarrali xira muhitlarda yorug'likning sochilishini nazariy tomondan talqin etishni juda qiyinlashtiradi. Shunga qaramasdan bunday holler ancha katta qiziqish uyg'otadi, chunki ular odatda ko'p ximyaviy reaksiyalarning mahsuli bo'lgan colloid eritmalar va xira muhitlarni tadqiq etishda yuz beradi. Shuning uchun bunday o'lchash ishlari colloid ximiya, analitik ximiya va

biologiyada keng qo'llanilib, tadqiq etishning nefelometrik metodlarining mavzui hisoblanadi.

Osmonning zangori bo'lib ko'rinishiga yorug'likning chang zarralarida sochilishi sabab bo'ladigandek ko'rinar edi, chunki chang bo'lmagan toza atmosferada (baland tog'lardagi observatoryalarda) osmon yanada to'q zangori bo'lib ko'rinadi va uning yorug'ligi qutublanadi. Keyingi nazariy va eksperimental tadqiqotlar bu hodisalarning hammasiga yorug'likning hovoda molekulyar sochilishi sabab bo'lishini ko'rsatdi.

Sindirish ko'rsatkichining qiymati cheksiz bo'lishi fizik ma'noga ega emas; bu qiymat masalani soddalashtirish maqsadida harakatni so'ndiruvchi qarshilik kuchi yo'q ( $g = 0$ ) deb qilingan faraz tufayli hosil bo'ladi. Agar bu qarshilik hisobga olinsa, dispersiya chizig'i (1-rasm, tutash chiziq) boshqacharoq bo'ladi. MN soha anomal dispersiya sohasi, bu sohada  $\omega$  chastota oshgan sari  $n$  kamaya boradi.

(5) formula ko'rinishini o'zgartirish mumkin. 1 ni chap tomonga o'tkazib formulani  $n^2 - 1 = (n+1)(n-1)$  ko'rinishda yozamiz. Odatda  $n$  birdan kam farq qilgani uchun  $(n-1)$  ko'paytuvchi, umuman aytganda,  $n$  ga bog'liq bo'lgan ravishda  $(n+1)$  dan ko'ra ancha ko'p o'zgaradi. Tajribaning ko'rsatishicha,  $n-1$  kattalikni modda zichligiga yaxshi aniqlikda proporsional deb hisoblash mumkin. Binobarin, (5) formulada  $N$  ni ham zichlikka yoki birlik hajimdagi  $N_0$  atomlari soniga proporsional deb hisoblasa bo'ladi. Demak  $N = fN_0$  deb olamiz; o'chamsiz  $f$  koeffisient odatda ossillyator kuchi deyilib, bu bilan dispersiya hodisalarida shu ossillyatorlarning qatnashish hisasi yoki ularning effektivligi ta'kidlanadi. Shunday qilib (5) formula quydagi ko'rinishni oladi:

$$n^2 = 1 + 4\pi N_0 \frac{e^2}{m} \frac{f}{(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (6)$$

Agar moddada  $e_i$  zaryadi va  $m_i$  massasi turlicha bo'lgan va turli  $\omega_{oi}$  xususiy chastotada tebrana oladigan bir necha soat zaryadlar bo'lishi e'tiborga olinsa, u holda (5) formula o'rniga

$$n^2 = 1 + 4\pi N_0 \sum \frac{f_i e_i^2}{m_i (\omega_{oi}^2 - \omega^2)} \quad (7)$$

Ifoda olinadi, bunda  $f$  - turli  $\omega_{oi}$  chastotalariga mos keladigan ossillyatorlar ayrim sortlarining kuchlari (yoki effektivliklari).

Bunday holda dispersiya chizig'i qator tarmoqlarga ajraladi bunda tebranishlar so'nmaganda har bir  $\omega = \omega_{oi}$  ga mos keluvchi  $n^2$  ning qiymatlari  $\pm\infty$  bo'ladi. Agar tebranishlar so'nishi hisobga olinsa chiziq 11- rasmda ko'rsatilgandek bo'ladi.

$\omega_{oi}$  chastotalari ko'rinadigan yorug'likning  $\omega$  chastotalariga taxminan teng bo'ladigan optic elektronlar (7) formulaga eng katta hissa qo'shadi. Yig'indining  $\omega_{oi}$  chastotalari  $\omega$  dan katta bo'lgan zaryadlarga tegishli hadlari juda kichik bo'ladi.

Titan bug'ining ko'rinadigan va yl'trabinafsha yorug'lik sohasida Rojdestvenskiy metodi bo'yicha olingan dispersiya chizig'i 28.12 –rasmda tasvirlangan. Foto rasmda titanning bir qancha xususiy yutish sohalari ko'rinib turibdi; bu sohalarga tegishlicha  $\omega_{oi}$  xususiy chastotalar va turli  $f_i$  kuchli ossillyatorlar sortlari to'g'ri keladi.

Past bosimli gazda yutilish chizig'i yaqinida  $n$  va  $n \chi$  larning  $\omega$  ga bog'lanishini ifodalovchi chiziqlar 28.10 rasmda ko'rsatilgan. Kundtning kuzatishlariga muvofiq ravishda absorbsiya sohasi va anomal dispersiya sohasi ustma-ust tushadi.

Shunday qilib, refraksiyani (sinish ko'rsatkichini) o'rganish molekullarning ximiyaviy tabiatini tekshirishda va analitik maqsadlarda qimmatli usul bo'lib xizmat qilishi mumkin. Bunga birinchi marta M.V.Lomonosov e'tiborni jalb etdi; u 1750 yil yaqinida shaffof suyuq moddaning ximiyaviy tarkibini uning sindirish ko'rsatkichiga qarab aniqlash mumkin, degan fikrni aytdi va bunday tadqiqotlar uchun

refraktometr qurdi. Hozirgi vaqtda ximiyadi refraktometrik metodlar keng qo'llaniladi.

Amaliy refraktometriyada ko'pincha Lorens-Lorentsning solishtirma refraksiyasi o'rnida boshqa sof empiric ifodalardan foydalanish afzal ko'riladi; bu ifodalar nazariy jihatdan asoslanmagan, lekin additivlik talabini yaxshi qanoatlantiradi. Masalan, refraksiyaning Eykman (1895 y) taklif qilgan  $r = \frac{n^2 - 1}{n + 0,4} \frac{1}{\rho}$  ifodasi ana shundaydir.

Siyrak gazlar uchun  $n$  birga yaqin, ya'ni  $n^2 + 2 \approx 3$ . Bu holda Lorens-Lorents formulasi

$$n^2 - 1 = \frac{4\pi N e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}$$

formulaga aylanadi, ya'ni u  $E'$  va  $E$  lar farqini aks ettiruvchi Lorents tuzatmasini hisobga olmaganda hosil bo'ladigan formula bilan bir xil bo'ladi; siyrak gazlar uchun  $E = E'$  bo'lgani sababli shunday bo'lishi kerak.

Keyingi tipdagi o'tishlarda yorug'lik nurlanishi sodir bo'ladi deb oldin ta'kidlagan edi; ular sindirish ko'rsatkichini yutishga qaraganda qarama-qarshi yo'nalishda o'zgartiradi. Bu hodisani formulalarda hisobga olish uchun nurlanishli o'tishlar bilan bog'langan ossilyatorlar kuchlarini qarama-qarshi ya'ni manfiy ishorali deb olish kerak.

Shunday qilib, ossilyatorlarning  $f$  kuchi hamma vaqt musbat bo'ladigan klassik nazariyadan farqli ravishda, kvantiy nazariyada  $f$  kattaliklarning ham musbat, ham manfiy qiymatlarini e'tiborga olishga to'g'ri keladi.  $F$  larning manfiy qiymatlariga butun dispersiyani aniqlaydigan yig'indining manfiy hadlari (manfiy dispersiya) mos keladi. Manfiy hadlar ko'p hollarda hodisada ahamiyatsiz bo'ladi; shunga qaramasdan, kuchli elektr razrdi o'tib turgan gazda dispersiyani o'rgangan. Ladengurg manfiy hadlar ta'sirini kuztishga muvoffaq bo'ldi, lekin uning tajribalarda dispersiya musbat bo'lib qolavergan edi. Ammo

etarlicha ko'p atomlat uyg'ongan va spektrning keng sohasida manfiy hadlar t'siri ortiq bo'ladigan sharoit yaratish mumkin. Xususan, lazerlarda ahvol shundaydir.

Manfiy dispersiya hodisasi yorug'lik nurlanishi bilan uzviy bog'liq bo'lib, u lazerlarda muhim rol o'ynaydi; lazerlar xossalarini o'rganish munosabati bilan bu hodisa batafsil tadqiq etiladi.

Metallarda erkin elektronlar, ya'ni xususiy shastotasi nolga teng deb hisoblanishi kerak bo'lgan elektronlar mavjud bo'ladi. (9) va (10) formulalarda  $\varpi_0 = 0$  deb hisoblab, quyidagi ifodalarni hosil qilamiz\*:

$$n^2(1 - \aleph^2) = 1 - \frac{4\pi Ne^2}{m} \cdot \frac{1}{\omega^2 + (g_0/m)^2}$$

va

$$2n^2\aleph = \frac{4\pi Ne^2}{m} \frac{(g_0/m)}{\omega(\omega^2 + (g_0/m)^2)}$$

Tajribaning ko'rsatishicha, bu formulalar faqat kichik chastotalar sohasida (infraqizil nurlar)  $n$  va  $\aleph$  uning to'liqin uzunlikka bog'lanishini to'g'ri ifodalaydi. Ko'rinadigan va ul'tirabinafsha nurlar sohasida esa simobdan boshqa barcha metallar uchun bu qonunyatdan sezilarli chetlanishlar yuz beradi. Shunday qilib yuqoriroq chastotalarda metallarning optik xossalarini erkin elektronlar xossalari yordamidagina izohlab bo'lmaydi va bog'langan elektronlar (qutublanish elektronlari) ta'sirini ham hisobga olish zarur; bo'langan elektronlar atomlarning xususiy chastotalariga yaqin chastotalar sohasida ayniqsa sezilarli rol o'ynaydi. Qutublanish elektronlari ta'siri hisobga olinganda  $\omega_k$  xususiy chastotalarga mos keluvchi qo'shimcha hadlar paydo bo'ladi:

Oqibatda dispersiya formulasi quyidagicha bo'ladi:

$$2n^2\aleph = \frac{4\pi Ne^2}{m} \frac{(g_0/m)}{\omega^2 + (g_0/m)^2} + \sum_k \frac{4\pi N_k e^2}{m} \left[ \frac{\omega(g_k/m)}{(\omega_k^2 - \omega^2)^2 + (g_k/m)^2 \omega^2} \right]$$

$$n^2(1 - N^2) = 1 - \frac{4\pi Ne^2}{m} \frac{1}{\omega^2 + (g_0/m)^2} + \sum_k \frac{4\pi N_k e^2}{m} \frac{\omega_k^2 - \omega^2}{[(\omega_k^2 - \omega^2)^2 + (g_k/m)^2 \omega^2]}$$

Bu formulalar chastotaning keng diapazonida tajribaga qanoatlanarli darajada muvofiq bo'ladi. Shuning uchun  $\omega$  ni nazarga olmasa ham bo'ladi va dispersiya formulasi (so'nish hisobga olinmagan)

$$n^2 = 1 - \frac{4\pi Ne^2}{m\omega^2}$$

ko'rinishini oladi. Shunday qilib, Pentgen nurlarining  $n$  sinish ko'rsatkichi 1 dan kichik ammo  $\omega^2$  juda katta bo'lganligidan  $n$  birdan kam farq qiladi. Turli moddalardan yasalgan pirizmalarda Pentgen nurlarini og'ishi kuzatilib, ularning sinish ko'rsatkichio'lchab topilgan. To'lqin uzunlik taxminan 0,1 nm bo'lganda shishaning sindirish ko'rsatkichi  $n=0,999999=1-1\cdot 10^{-6}$  bo'lgan.

$n < 1$  bo'lganligidan foydalanib, Rentgen nurlarining havo shisha chegarasida to'la ichki qaytishi amalga oshirildi. Keyinchalik boshqa materiallar ustida ham kuzatishlar o'tkazildi va bu metod Rentgen nurlarining sinish ko'rsatkichi kattaligini ishonchli o'lchash uchun ham ishlatiladi.

Rentgen nurlarining to'lqin uzunligini o'zgartirib, moddaning xarakteristik chastotalari yaqinida Rentgen nurlarining anomal dispersiyasini ham kuzatish mumkin. Binobarin, bu chastotalar atomga optik elektronlardan ko'ra qattiqroq bog'langan elektronlarning xususiy chastotalari deb talqin etiladi.

### 2.3. Dispersiya tenglamasi.

Fermi tasavvurlariga muvofiq, yorug'lik elastic qattiq jisim xossalari ega bo'lgan o'ta siyrak va barcha oddiy muhitlar ichiga kira oladigan maxsus muhitda (ya'ni yorug'lik toshuvchi eferda) tarqaladi. Yorug'lik to'lqinining tezligini asosan eferning xossalari belgilaydi, lekin moddiy muhitlarda molekular ulardagi eferning xossalari o'zgartirib yuboradi va shu yo'sinda yorug'likning tarqalish tezligiga ta'sir qiladi.

Frenelning modda molekularining efir zarralariga ko'rsatadigan ta'sirini hisobga olish haqidagi g'oyasi Koshi (1829 – 1835 y) rivojlantirib, sinish ko'rsatgichining to'lqin uzunlikka bog'lanishini ifodalovchi formula topdi:

$$n = a + b / \lambda_0^2 + c / \lambda_0^4 + \dots, \quad (1)$$

bunda  $\lambda_0$  - vakumda to'lqin uzunligi a,b,c- qiymati har bir modda uchun tajribada topilishi kerak bo'lgan doimiylar. Ko'p hollarda (1) formuladagi dastlabki ikki had bilan cheklansa bo'ladi. Koshi formulasi dispersiyaning normal o'zgarib borishini yaxshi ifodalaydi.

Koshi nazariyasi anomal dispersiya kashf qilinishidan ancha oldin yaratilgan edi. Uning tarixiy ahamiyati juda buyuk, chunki u to'lqiniy nazariyaning yorug'lik dispersiyasini izohlay olishga qodir ekanini ko'rsatib bergan birinchi nazariya edi.

Anomal dispersiya kashf qilingandan va uning absorbsiya bilan aloqasi borligi topilgandan so'ng Zelmeyer vaznli muhit molekulari bilan efir orasida o'zaro ta'sir borligi haqidagi tasavvur asoslanib, dispersiya hodisasining to'lqin nazariyasini yaratdi. Zelmeyer nazariyasining xususiyati shundaki, unda moddaning molekulari ayni shu moddaga xos chastotali xususiy tebranishlar qiladi, deb faraz qilingan edi, bu faraz muayyan yutilish polosalarining (chiziqlarining) hosil bo'lish sababini ochib berdi. Zelmeyerning molohazalariga ko'ra, bunday xususiy tebranishlarning mavjud bo'lishi tufayli sindirish ko'rsatkichi bilan chastota orasida bog'lanish borligi ko'rinadi, bu bog'lanish yutilish polosalari yaqinida ham, undan uzoqda hamdispersiyaning o'zgarib borishini juda yaxshi ifodalaydi. Zelmeyer nazariyasining asoslari dispersiya haqidagi keyingi nazariyalarda, jumladan zamonaviy elektroniy nazariyasida ham saqlanib qolgan. Ancha keyin D.S.Rojdestvenskiy tomonidan natriy bug'i uchun bajarilgan aniq o'lchashlar  $n$  ning  $\lambda$  ga bog'lanishiga oid Zelmeyer nazariyasi bilan tajriba orasidagi farq 2-3% dan ortiq emasligini ko'rsatdi. Bunda

atomning xususiy tebranishlariga mos keluvchi to'liq uzunlikdan ko'p deganda  $0,5 \text{ \AA}$  qadar farq qiladigan sohalargacha  $n$  ning qiymatlari o'lchangan edi. 1945 yilda Rojdestvenskiyning shogirdlari uning metodlarini takomillashtirib, o'lchash aniqligini oshirgan holda yutilish chizig'i markaziga yana ham yaqin kelishga muvaffaq bo'ldilar.

Zelmeyerning nazariyasida optik doimiyni (yorug'likning moddadagi tezligini) moddaning boshqa parametrlariga, molekulalarining xususiy tebranish davrlariga bog'lash mumkin bo'ldi; xususiy tebranish davrlari ham optik metodlar yordamida aniqlanishi kerak edi. Dispersiyaning elektroniy nazariyasi atomlarning xususiy tebranishlari tushunchasidan foydalanib, tebranuvchi zarralar (elektronlar va ionlar) tabiatini aniqladi, modda va yorug'lik to'g'risidagi tasavvurlarimizni chuqurlashtirdi.

Hozirgi vaqtda atom va molekulalarning xossalari belgilovchi qonunlar haqidagi tasavvurlarimizning kvantlar nazariyasi tufayli tubdan o'zgarib ketganligi munosabati bilan dispersiya nazariyasini ham qayta ko'rib chiqishga majburmiz. Ammo bu tasavvirlarning tubdan qayta ko'rib chiqilganiga qaramasdan, dispersiya nazariyasining asosiy muhit xususiyatlari uning kvantlar nazariyasida saqlanib qolgan. Ammo bunda dispersiya hodisasini izohlab qolmay balki dispersiyaning klassik nazariyadagi eng soddalar ko'zda tutmagan va kelgusi tajribalarda tasdiqlangan yangi tomonlari (manfiy absorpsiya yorug'likning kogerent bo'lmagan sochilishi) kash etildi.

*Dispersiya tenglamasi.* Ta'sir qiluvchi kuchlar to'g'risida yuqorida ko'rsatilgan farazlarni qilgach, elektron uchun Nyutonning harakat tenglamasini yoza olamiz:

$$m\ddot{r} = eE - br - g\dot{r} \quad (2)$$

Bu tenglama majburiy tebranishlarning harakat tenglamasidir. Bu tenglamani yechib,  $r$  ni, binobarin,  $P = Np = Ner$  ni aniqlaymiz va

demak  $\varepsilon = n^2$  ni atomning doimiylari ( $e, m, \omega_0, g$ ) va tashqi maydonning  $\omega$  chastotasi funksiyasi sifatida topamiz, ya'ni dispersiya masalasini echamiz. Tenglamani echilishi qiyin emas, ammo bir oz uzun. Agar qarshilik kuchi nazarga olinmasa, ya'ni  $g = 0$  deb hisoblansa, elektronlarning majbur etuvchi kuch ta'sirida qiladigan harakatning asosiy xususiyatlarini topish ancha oson.

Yorug'lik to'lqining  $E$  maydonini  $\omega$  chastotaning sodda sinusoidal funksiyasi deb, ya'ni  $E = E_0 \sin \omega t$  deb hisoblash mumkin, chunki Fur'e teoremasiga muvofiq boshqa ko'rinishdagi maydonni hamma vaqt sinusoidal funksiyalar superpozitsiyasi (to'plami) ko'rinishida ifoida qilish mumkin va umumiyroq masala bunday tipdagi soddaroq masalalarni echishga keltiriladi.  $g=0$  deb farz qilib tenglamani ikkala tomonini  $m$  ga bo'lib yuborsak, tenglama

$$\ddot{r} + \omega_0^2 r = \frac{e}{m} E_0 \sin \omega t \quad (3)$$

Ko'rinishga keladi  $\omega_0 = \sqrt{b/m}$  - elektronning xususiy tebranish chastotasi tenglamani echimini

$$r = A \sin \omega t \quad (4)$$

ko'rinishda yozish mumkin, bunda  $A = \frac{eE_0}{m(\omega^2 - \omega_0^2)}$  O'rniga qo'yib

bunga ishonish oson  $r$  ni aniqlagach,  $P$  ni topamiz:

$$p = Ner = N \frac{e^2}{m} E_0 \frac{\sin \omega t}{\omega_0^2 - \omega^2}.$$

Bundan foydalanib  $D = \varepsilon E = E + 4\pi P$  munosabat asosida soddalashtirilgan masalamizning

$$\varepsilon = n^2 = 1 + \frac{4\pi Ne^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (5)$$

$$n^2 - 1 = \frac{4\pi Ne^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}$$

$$n = 1 - \frac{\pi Ne^2}{m\omega_0^2} \cdot \frac{(\omega_0 - \omega)}{(\omega_0 - \omega)^2 + \Gamma^2 / 4}$$

echimni topamiz.

Bu formulaga muvofiq, sindirish ko'rsatgichi tashqi maydonning  $\omega$  chastotasiga bog'liq, ya'ni topilgan formula yorug'lik dispersiyasi hodisasini aks eks ettiradi, ammo bu formulani chiqarishda soddalashtiruvchi ba'zi bir farazlar qilingan edi, bu farazlar kelgusida bartaraf qilinishi kerak.

Formuladan ko'rinib turganidek,  $\omega = 0$  dan to  $\omega = \omega_0$  gacha bo'lgan sohada  $n > 1$  va  $\omega$  oshgan sari  $n$  orta boradi (normal dispersiya);  $\omega = \omega_0$  bo'lganda sindirish ko'rsatgichi  $n^2 = \pm\infty$ ;  $\omega = \omega_0$  dan  $\omega = \infty$  gacha bo'lgan sohada  $n^2 < 1$  va  $-\infty$  dan birgacha orta boradi (normal dispersiya)

Kichik chastotalar sohasidagi dispersiya. Siyraklashgan gazsimon muhitning  $(n - 1 \ll 1)$  dispersiyani kichik chastotalar  $\omega \ll \omega_0$  sohasida ko'ramiz. Bu holatda Lorens-Lorensning (2.25) formulasidan sindirish ko'rsatkichi uchun tadboqiy ifodani olamiz.

$$(n - 1) = A(1 + B/\lambda^2) \quad (2.28)$$

$\lambda$  - yorug'likning to'lqin uzunligi, A va B -o'zgarmaslar.

Bu (2.28) formula Koshining dispersion formulasi deb yuritiladi. Eksperimental o'lchashlar Koshining formulasi ko'rinadigan va ifraqizil spectral sohalarda gazlar dispersiyasini yaxshi izohlab berdi. A va B o'zgarmaslar har xil gazlar uchun har xil bo'lib jadvallarda beriladi.

Yuqori chastotalar sohasida dispersiya. Bizga ma'lumki yuqori chastotalar yaqinlashishida ixtiyoriy muhitning sindirish ko'rsatkichi birga intiladi. Aytamizki  $\omega_0 \ll \omega$  (2.25) formuladan

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (2.29)$$

olamiz, bunda  $\omega_p$  - plazmali chastota va (2.11) formuladan aniqlanadi.

$$\omega_p = \sqrt{4\pi N \frac{e^2}{m}} \quad e \text{ va } m - \text{ elektronning zaryadi va massasi.}$$

N- muhitning hajm birligidagi atomlar soni.

Kondensirlangan muhitlar uchun atomlar soni sifatida tavsifiy kattalik  $N=10^{22} \text{ sm}^{-3}$  olib  $\omega_p$  ni baholaymiz. Electron uchun  $e=4,8 \cdot 10^{-10}$

$$m=9,1 \cdot 10^{-28} \text{ gram} \quad \text{qo'yamiz.} \quad \lambda_p = \frac{2\pi e}{\omega_p} \quad \text{hisoblasak} \quad \lambda = 0,3 \text{ mkm.}$$

Demak kondensirlangan muhitlar uchun plazma chastotasi ultrabinafsha diapazonida yotadi.

Rengen sohasida  $\omega_p \ll \omega$  va (2.29) formuladan

$$n = 1 - \delta \quad \delta \ll 1$$

Bunga ko'ra muhitning sindirish ko'rsatkichi rengen sohasida birga yaqin bo'ladi, ya'ni bu sohada muhitlar deyarli dispersiyaga ega emas. Tajribalardan ma'lum bo'lishcha rengen nurlanishi muhitdan va muhitning qismlari chegaralaridan deyarli qaytish sinishsiz o'tadi.

Fizik jihatdan elektronlarning interferensiyalari, ularda o'ta yuqori chastotali elektromagnit maydonlarni izdan burishda imkon bermaydi. Bunday maydonlarga elektronlarning majburiy tebranishlari salmog'i kichik bo'lib nurlanish va modda juda sust ta'sirlashadi, oddiy ruzma linza oyna kabi qurilmalarni yasash katta qiyinchilik tug'diradi. Xususan rentgen lazerining asosiy elementlaridan bo'lmish roentgen nurlanishi rezanatorini yaratish qiyin.

Siyaklashgan muhitlar uchun kichik chastotali sohada sindirish ko'rsatkichi va yorug'lik to'lqin uzunligini munosabati Koshi formulasiga binoan hisoblab chiqan natijalarni 1-jadvalda keltirilgan.

1jadvaldan ko'rinadiki to'lqin uzunligi va sindirish ko'rsatkichi to'ri bo'lmaydi buni giperpologga yaqin.

A va B doimiylarni havo uchun manbalardan olindi. Tolqin uzunligi va doimiylar angisturumlarda hisoblanadi. Sindirish koeffitsiyenti va tolqin uzunligi havo uchun .  $A = 2,879 \cdot 10^{-4}$  ,  $B=5,67$ .

## II Bobning xulosasi.

1. Yorug`likning modda bilan ta`sirlashishida dispersiya hodisasini chiziqli izotrop muhitlar uchun elektromagnit maydonning umumiy nazariyasidan foydalanib tushintirish mumkin.

2. Bir jinsli izotrop muhitlarda sindirish koeffitsiyenti va yorug`likning to`lqin uzunligi orasidagi bog`lanishni tebranishlar nazariyasidan foydalanganda kvadratik munosabat olinadi.

3. Kichik chastotalar sohasida siyraklashtirilgan muhitlar uchun keltirilgan dispersiya nazariyasi to`lqin uzunliklarining ko`rish va infraqizil nurlar uchun hisoblanganda tajriba natijalariga katta aniqlik bilan mos keladi.

$\lambda, \text{Å}$	$(n-1) \times 10^4$		Farqi.
	Tajriba	Nazariy hisoblash.	
7594	2,905	2,906	0,002
6563	2,916	2,917	0,001
5896	2,926	2,926	0,000
5378	2,935	2,935	0,000
5184	2,940	2,940	0,000
4861	2,948	2,948	0,000
4677	2,951	2,954	0,000
4308	2,966	2,967	0,001
3969	2,283	2,983	0,000
3728	2,995	2,966	0,001
3441	2,9965	2,966	0,001
3180	3,040	3,041	0,002
3,021	3,056	3,058	0,002
2948	3,065	3,067	0,002

Jadval-1

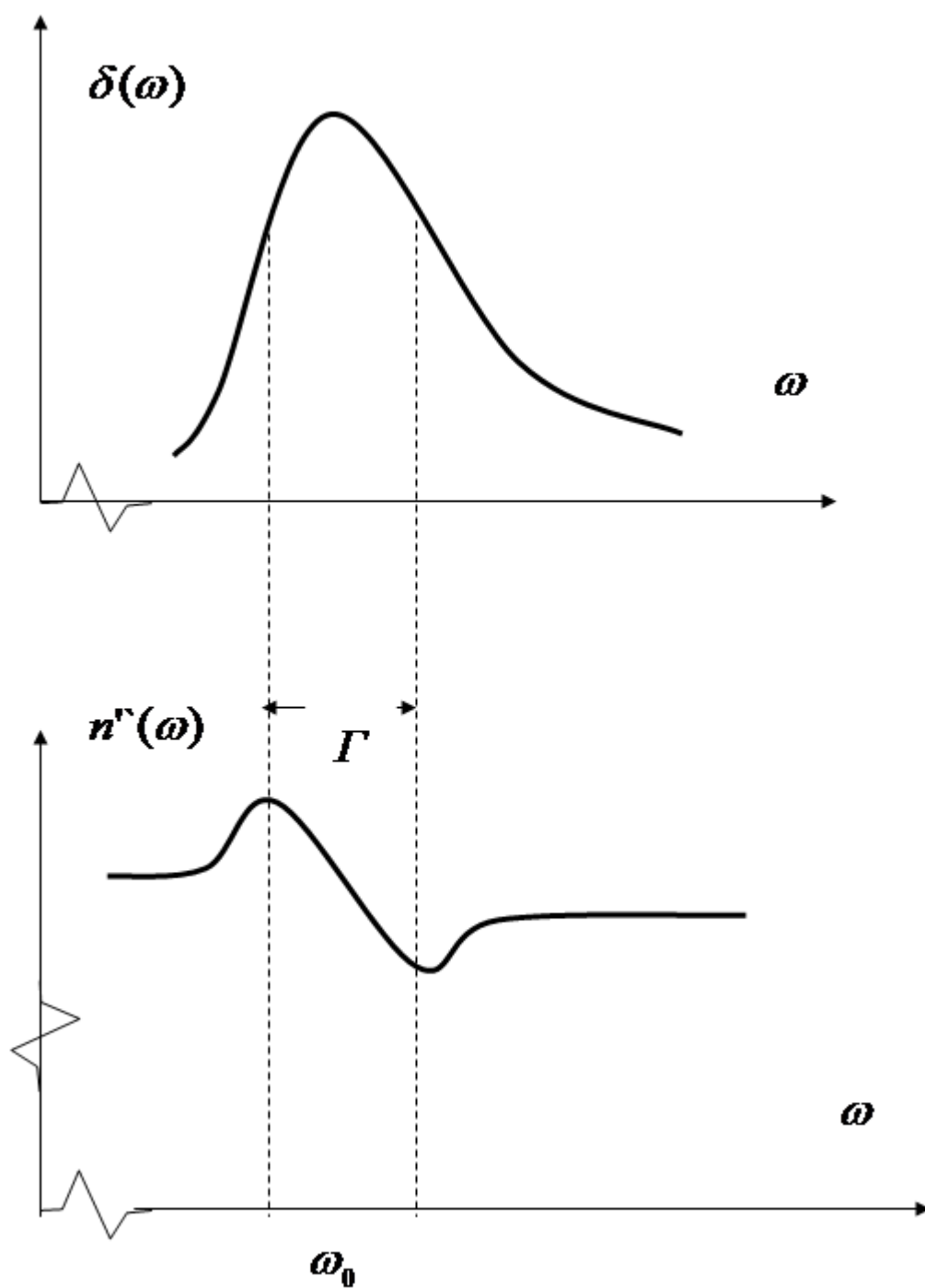
## **Xotima.**

Yorug`lik dispersiyasida kompleks fizik kattaliklarni o`rganish davomida quyidagi xulosalarni qilish mumkin:

1. Yorug`lik to`lqinining muhit bilan ta`sirlashganda sodir bo`ladigan dispersiya hodisalari haqida yetarlicha ma`lumot yig`dim.
2. Muhitning yorug`lik bilan ta`sir hodisasini elektromagnit maydonlarning umumiy nazaryasidan kelib tushuntirish ko`p qiyichiliklar keltirib chiqardi.
3. Yorug`likning modda bilan ta`sirlashishida dispersiya hodisasini chiziqli izotrop muhitlar uchun elektromagnit maydonning umumiy nazariyasidan foydalanib tushuntirish mumkin.
4. Bir jinsli izotrop muhitlarda sindirish ko`rsatkichi va yorug`likning to`lqin uzunligi orasidagi bog`lanishni tebranishlar nazariyasidan foydalanganda kvadratik munosabat olinadi.
5. Kichik chastotalar sohasida siyraklashtirilgan muhitlar uchun keltirilgan dispersiya nazariyasi to`lqin uzunliklarining ko`rish va infraqizil nurlar uchun hisoblanganda tajriba natijalariga katta aniqlik bilan mos keladi.
6. Muhitning yorug`lik bilan ta`sir hodisasini elektromagnit maydonlarning umumiy nazariyasidan kelib tushuntirish murakkab bo`lib xususiy hollarda ko`rib chiqish maqsadga muvofiq.
7. Anizotropik muhitda sodir bo`ladigan dispersiyani oddiy va g`ayri oddiy sindirish ko`rsatkichlari fazalar farqida ifodalash qulaydir.
8. Mazkur malakaviy bitiruv ishida qo`yilgan maqsad rejalashtirilgan asosda nihoyasiga etkazildi deb hisoblayman.

## Foydalanilgan adabiyotlar ro'yxati.

1. I.A.Karimov "Yuksak manaviyat yengilmas kuch". Toshkent 2008y. 4-12 betlar.
2. O'zbekiston Respublikasining " Ta'lim to'g'risidagi qonuni ". Toshkent-1997-yil. 8-22 betlar.
3. O'zbekiston Respublikasining "Kadrlar tayyorlash milliy dasturi". Toshkent-1997-yil. 6-11 betlar.
4. С.А.Ахманов, С.Ю.Никитин. Физическая оптика. издотество Московского университета. 1998 г. 138-143 бетлар.
5. Н.М.Гаджаев. «Оптика» Москва, вистое школе 1972. 279-284 бетлар.
6. А.А.Шишловский. «Прикладная физическая оптика» Москва 1961. 379-417 бетлар.
7. Г.С.Ландсберг «Оптика» тошкент «Укитувчи» 1881.
8. А.С.Ахманов, М.А.Воронцов. Новые физические принципы оптической обработки информации. М. «Наука»1989 г .144-263 стр.
9. А.А.Бабушкин. и др. методи спектрального анализа. Издательство Московекого университета 1962 год.146-152 бетлар.
10. W.W.W.Зиёнет.47-ахборот таълим ресурслар Интернет партали.
11. W.W.W. Google.com. нинг тегишли партали.
12. А.А.Айвазова и други. Спецпрактикум по оптике и спектроскопии. Тошкент. УЗ.МУ. 2005 йил. 96-115 бетлар.



Rasm 1. Siyrak chiziqli izotrop muhitda yorug'likning yutilishi va dispersiyasi.

