

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

**Alisher Navoiy nomidagi
SAMARQAND DAVLAT UNIVERSITETI**

Jumaboyev A.

OPTIKA

MA'RUZALAR MATNI

(fizika yo'nalishi bakavriat talabalari uchun)

SAMARQAND - 2012

Ushbu ma'ruzalar matni bakalavr ta'limi bosqichining fizika va astronomiya yo'nalishlari talabalari uchun 2012 yilda Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi tomonidan tasdiqlangan yangi namunaviy o'quv dasturi asosida dars o'tish uchun mo'ljallangan.

MA'RUZA 1

Mavzu: Optika faniga oid umumiy ma'lumotlar. Yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalish, qaytish va sinish qonunlari.

Reja:

1. Optika fanining ilm-fan va texnika taraqqiyotidagi roli.
2. Optikaning asosiy qonunlari.
3. Elektromagnit to'lqinlarning optik diapazoni.

Tayanch so'zlar.

Yorug'likning qaytishi, yorug'likning sinishi, to'lin uzunligi, davr, chastota, foton.

Nazorat savollari.

1. Yorug'likning bir jinsli muhitda tarqalishini tushuntiring.
2. Yorug'likning qaytish qonuniga ta'rif bering.
3. Yorug'likning sinish qonunini ifodalovchi formulani yozing.
4. Yorug'lik to'lqinining asosiy xarakteristikalarini nimadan iborat?

Adabiyotlar.

1. G.S.Landsberg. Optika, 1981, § .1, 7-19 betlar.
2. A.N.Matveyev. Optika, 1985, § .1, 12-17 betlar.

Optika yorug'lik haqidagi fan bo'lib, fizikaning boshqa bo'limlari bilan uzviy bog'langandir. Ya'ni optik jarayonlarni o'rganish fizikaning boshqa bo'limlarini rivojlanishiga zamin yaratadi.

Masalan: Atom va molekullar tuzilishi haqidagi zamovaniy nazariya spektroskopiya sohasidagi kashfiyotlar natijasida yuzaga keldi.

Xuddi shuningdek optika fanisiz boshqa tabiiy fanlarni ya'ni ximiya, biologiya, astronomiya va texnika fanlarini tasavvur qilish qiyindir (mikroskop, teleskop, televideniya). Ayniqsa so'nggi yillarda kashf etilgan lazer nurlari esa fan, texnikani rivojlanishining asosiy omili bo'ldi.

Optikani ana shu yutuqlarga olib kelgan qonunlarni o'rganishdan oldin uning tarixiga qisqacha nazar solaylik, uning tabiatini o'rganaylik.

Yorug'lik tabiati haqidagi masalalar qadim zamondan turli xil olimlar tomonidan turlicha talqin qilinib kelgan.

Masalan: Eramizdan 300 yil oldin yashab o'tgan ayrim olimlar yorug'lik nuri go'yoki ko'zdan chiqib xuddi barmoqlarga o'xshab jismlarni ushlab ko'rgandek xabar beradi deb tushuntirsa, ayrimlari esa yorug'lik jismlardan chiqadi va bu chiqqan yorug'lik bizni ko'zimizga tushib ko'rish sezgisini uyg'otadi.

Albatta bunday tushunchalar noto'g'ri edi. 1675 yilda **Isak Nyuton** tomonidan yorug'likni korpuskulyar nazariyasi taklif etildi ya'ni u yorug'lik juda kichik zarrachalardan korpuskulyarlardan iborat bo'lib, bu zarrachalar chug'lanib,

yarqirab turgan jismlar tomonidan chiqarilib, ular katta tezlik bilan tezlik bo'ylab harakat qiladilar deb tushuntirdilar.

Yorug'likning **korpuskulyar nazariyasi** bilan birgalikda 1690 yilda yorug'likni **to'lqin nazariyasi** paydo bo'ldi va rivojlandi. Bu nazariya **Isak Nyuton**ning korpuskulyar nazariyasidan butunlay farq qilib uning asoschisi golland olimi Gyuygens edi.

Gyuygens **yorug'lik bu butun olamni to'ldiruvchi elastik muhitda tarqaluvchi to'lqin deb tushuntirdi.**

Dastlabki 100 yillar mobaynida korpuskulyar nazariyasining tarafdorlari ko'proq edi lekin, XIX asrning boshlarida o'sha vaqtda ma'lum bo'lgan barcha optik hodisalarni fransuz olimi **Frenel** yorug'likning to'lqin nazariyasi asosida tushuntirdi va natijada to'lqin nazariyasi ko'pchilik tomonidan tan olindi.

Xuddi shuningdek 1864 yilda Maksivel yorug'likning elektromagnit maydon nazariyasini yaratdi. Bu nazariyaga asosan **yorug'lik tez o'zgaruvchan** elektromagnit maydon to'lqinidan (elektromagnit maydon to'lqinlari $\vec{E}$ va $\vec{H}$ maydonlar bilan xarakterlanadi) iborat bo'lib, elektromagnit maydon to'lqin tezligi havoda taqriban yorug'lik tezligiga teng

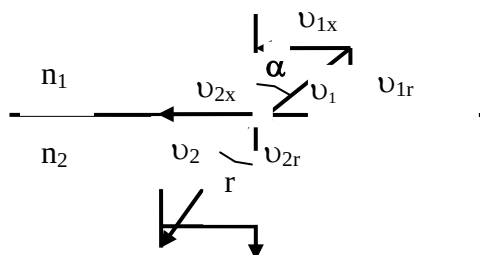
$$g_{\text{э/м}} = 3 \cdot 10^5 \text{ км/с.}$$

1887 yilda nemis olimi G.Gers tomonidan yorug'lik ta'sirida metallardan elektronlarni ajratib chiqish hodisasini kashf etildi. Bu hodisaning mohiyatini tushuntirishda elektromagnit magnit to'lqinlarni alohida **«porsiyalar»** yoki **«kvantlar»** (fotonlar) shaklida nurlanadilar deb faraz qilishga olib keldilar.

Xuddi shuningdek 1900 yilda Plank elektromagnit maydon to'lqinlarni uzluksiz ravishda emas balki diskret ravishda ya'ni **ayrim** kvantlar ko'rinishida nurlanadi degan xulosaga keldi. 1945 yilda rus olimi Vavilov tomonidan yorug'lik kvantlarini bevosita kuzatishga imkon beradigan asbob yaratdi va natijada yorug'lik kvant nazariyasi uzil-kesil isbot etildi.

Yorug'likning korpuskulyar va to'lqin nazariyalari moddaning sindirish ko'rsatgichi bilan yorug'likning muhitdagi tarqalish tezligi orasida bog'lanishlar mavjudligini ko'rsatdilar.

Isak Nyuton nazariyasiga asosan yorug'likning sinish qonuni quyidagicha tushuntiradi. Yorug'lik nuri sindirish ko'rsatgichlari n_1 va n_2 bo'lgan ikki muhit chegarasiga tushsin. Birinchi muhitda yorug'likni tezligi g_1 ikkinchi muhitda g_2 ga teng bo'lsin



Faraz qilaylik $n_1 < n_2$ bo'lib, birinchi muhitdagi yorug'lik tezligini gorizontal tashkil etuvchi $\mathcal{G}_{1x}$ va vertikal tashkil etuvchi $\mathcal{G}_{2z}$ bo'lsin xuddi shuningdek ikkinchi muhitdagi bu tezlikni gorizontal va vertikal tashkil etuvchilari mos ravishda $\mathcal{G}_{2x}$ va $\mathcal{G}_{2z}$ bo'lsin.

Birinchi muhitdan ikkinchi muhitga o'tayotgan yorug'likning tezligi yorug'lik zarrachalari va muhit zarrachalari orasidagi ta'sir natijasida o'zgaradi va bu o'zgarish ikki muhit chegarasiga o'tkazilgan normal bo'yicha yo'nalgan bo'ladi. Shuning uchun ham tezlikning vertikal tashkil etuvchilari o'zgarib $\mathcal{G}_{1z} \neq \mathcal{G}_{2z}$ bo'ladi. Gorizontal tashkil etuvchilari o'zgarmaydi natijada esa $\mathcal{G}_{1x} = \mathcal{G}_{2x}$ bo'ladi. Rasmdan ko'rinadiki,

$$\begin{cases} \sin \alpha = \frac{\mathcal{G}_{1x}}{\mathcal{G}_1} & (1) \\ \sin \eta = \frac{\mathcal{G}_{2x}}{\mathcal{G}_2} & (2) \end{cases}$$

Bu hol uchun quyidagini yozish mumkin.

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \eta} = \frac{\mathcal{G}_{1x} / \mathcal{G}_1}{\mathcal{G}_{2x} / \mathcal{G}_2} = \frac{\mathcal{G}_2}{\mathcal{G}_1} = \frac{\mathcal{G}_2}{\mathcal{G}_1} \quad (3)$$

sinish qonuniga asosan esa

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \eta} = \frac{n_2}{n_1} \quad (4)$$

(3) va (4)-tengliklarni chap tomonlari o'zaro teng bo'lganligi uchun ularni o'ng taraflari ham o'zaro teng bo'ladi.

Ya'ni

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\mathcal{G}_2}{\mathcal{G}_1} \quad (5)$$

Faraz qilaylik yorug'lik bo'shliqdan (vakuumdan) biror bir muhitga tushayotgan bo'lsin u holda vakuum uchun $n_1 = 1$, $\mathcal{G}_1 = c$ bo'ladi. c - yorug'likni vakuumda tarqalish tezligi.

Agar $\mathcal{G}_2 = \mathcal{G}$; $n_2 = n$ deb olsak (5) ga asosan

$$n = \frac{\mathcal{G}}{c} \quad (6)$$

bo'ladi.

Bu esa qonunga teskaridir. Yorug'likning to'liq nazarariyasi esa bu ifodaga teskari bo'lgan xulosaga keldi.

Gyuygens prinsipiga asosan yorug'lik to'lqini yetib kelgan har bir nuqta o'z navbatida ikkilamchi to'lqin manbai bo'ladi.

Faraz qilaylik AB yassi to'lqin fronti vakuumda (C) tezlik bilan tarqalayotgan bo'lib, bu to'lqin vakuumga yondashgan muhitga (α) burchak orqali tushsin bu muhitda **yorug'likning tarqalish tezligi** ($\mathcal{G}$) bo'lsin.

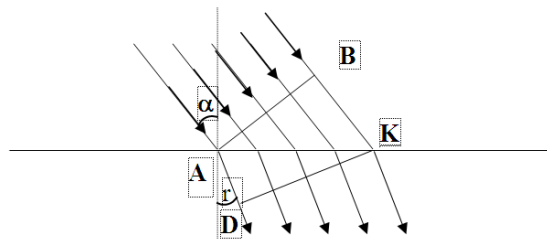
Ma'lum (Δt) vaqtdan keyin $B(\cdot)$ dan tarqalayotgan to'lqin

$$BK = C\Delta t \quad (7)$$

masofani bosib o'tadi va ikkinchi muhit chegarasiga yetib keladi.

Shu vaqtning o'zida $A(\cdot)$ da tarqalayotgan to'lqin

$$AD = \mathcal{G}\Delta t \quad (8) \quad \text{masofani bosib o'tadi.}$$



Rasmdan ko'rinadiki (AK) tomoni bir vaqtning o'zida **2 ta to'g'ri burchakli uch burchak** uchun ya'ni $\triangle ABK$ va $\triangle ADK$ uch burchaklar uchun gipotenuzadir, bulardan quyidagini yozish mumkin.

$$AK = \frac{Ct}{\sin \alpha} = \frac{\mathcal{G}t}{\sin r} \quad (9)$$

yoki

$$\frac{C}{\sin \alpha} = \frac{\mathcal{G}}{\sin r} \quad (10)$$

yoki

$$\frac{C}{\mathcal{G}} = \frac{\sin \alpha}{\sin r} \quad (11)$$

Ma'lumki, (n) har qanday muhit uchun hamma vaqt birdan katta ya'ni boshqacha aytganda yorug'likning va undagi tarqalish tezligi muhitdagi tarqalish tezligidan hamisha kattadir.

Bu fikr (11) tenglikda o'z ifodasini topadi. Boshqa tarafdin esa (6) ga asosan $n > 1$ bo'ladi, Bu esa yorug'likning korpuskulyar nazariyasi bu qodisani tushuntura olmasligidan dalolat beradi.

Shunday qilib bu holdan ko'rinadiki yorug'lik to'lqin xususiyatga ega ekan, lekin tekshirishlar shuni ko'rsatadiki yorug'lik ham to'lqin, ham zarracha ekan.

Fizikaning ayrim hodisalarida **interferensiya, difraksiya, dispersiya** kabi hodisalarda yorug'lik to'lqin tabiatini namoyon etsa **Fotoeffekt, Kompton**

effektlarida yorug'lik o'zini zarracha ya'ni korpuskulyar tabiatini namoyon etadi. Demak yorug'lik hag'idagi to'la tushunchaga ega bo'lish uchun uning to'lqin ham zarracha nazariyasini birgalikda hisobga olish kerak.

Geometrik optikani asosiy qonunlari.

Qadimdan geometrik optikaning quyidagi 4 ta qonuni ma'lumdir:

1. Yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalish qonuni.
2. Yorug'lik nurining mustaqillik qonuni.
3. Yorug'likning qaytish qonuni.
4. Yorug'likning sinish qonuni

Yorug'likning to'g'ri chiziq tarqalish qonuni quyidagicha ta'riflanadi. Yorug'lik **bir jinsli muhitda to'g'ri chizig' bo'ylab tarqaladi**. Soya va yarim soyalarni hosil bo'lishi ushbu qonunning isbotidir.

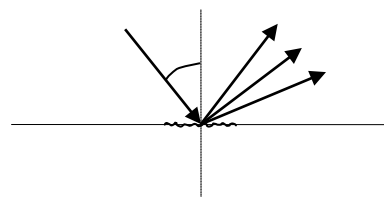
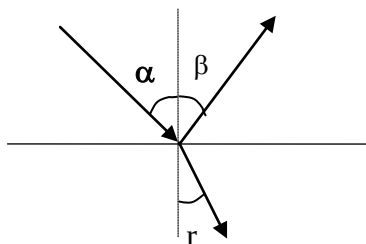
Yorug'likning nurlarining mustaqillik qonuni shundan iboratki unchalik kuchli bo'lmagan yorug'lik nurlari bir-biri bilan uchrashganda ular bir-biriga xalaqit bermaydi lekin, nurlar uchrashgan ($\cdot$) ning yoritilganligi oshadi. Bu qonunni mavjudligini isbotlovchi omil qilib bir vaqtning o'zida inson ko'zi bir nechta buyumlarni ko'rishni aytish mumkin. Chunki turli joylarda joylashgan buyumlardan qaytgan nurlar bir-biriga xalaqit bermasdan inson ko'ziga tushadi va ko'rish sezgisini uyg'otadi, agar turli buyumlardan kelayotgan nurlar bir-biriga xalaqit berganda edi bu buyumlarni biz bir paytda alohida-alohida ko'rmagan bo'lar edik.

Yorug'lik nurining qaytish va sinish qonuni quyidagichadir.

Agar yorug'lik nuri ikkita tiniq muhit chegarasiga tushsa bu nurning bir qismi qaytadi bir qismi sinib ikkinchi muhitga o'tadi.

Qaytgan nur uchun quyidagi ta'rifni aytish mumkin. Tushuvchi nur qaytgan nur va tushish ($\cdot$) sig'a o'tkazilgan normal bir tekislikda yotadi. Yorug'likning tushish burchagi qaytish burchagiga teng ya'ni $\alpha = \beta$.

Yorug'likning sinish qonuni quyidagicha ta'riflanadi. Tushuvchi nur tushish ($\cdot$) ga o'tkazilgan normal va singan nur bir tekislikda yotadi.



Tushish burchagi sinusining sinish burchagi sinusiga bo'lgan nisbat ikki muhit uchun o'zgarmas kattalik bo'lib, ikkinchi muhitning birinchi muhitga nisbatan olingan sindirish ko'rsatgichiga tengdir ya'ni

$$\frac{\sin \alpha}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1} = n_{2,1}$$

Bu yerda n_1 va n_2 birinchi va ikkinchi muhitlarning sindirish ko'rsatgichlari.

MA'RUZA 2

Mavzu: Yorug'likning to'la ichki qaytish hodisasi.

Reja:

1. Yorug'likning sinish qonunini sindirish ko'rsatkichi turli xil bo'lgan va o'zaro yondashgan muhitlar uchun qo'llash.
2. To'la ichki qaytishning chegaraviy burchagi.
3. To'la ichki qaytish hodisasining qo'llanilish sohalari.
4. Yorug'lik o'tkazgichlari.

Tayanch so'zlar.

Yorug'likning sinishi, chegaraviy burchak, yorug'likning qaytishi, shisha prizma, periskop, fanon, afanon, qobiq, mag'iz.

Nazorat savollari.

1. To'la ichki qaytish hodisasini tushuntiring.
2. Chegaraviy burchakni chizmada chizib ko'rsating.
3. Fononga ta'rif bering.
4. Afononga ta'rif bering.
5. Yorug'lik o'tkazgichlarining ishlatilish sohalarini ayting.

Adabiyotlar.

Z.Sh.Fayzullayev, O'.Jo'rayev. Optika asoslari. 1983, § . 1-3, 3-13 betlar.

Yorug'likning to'la ichki qaytish qodisasi.

Biz yuqorida ko'rib o'tgan yorug'likning sinish qonunidan ko'rinadiki, ikki muhitning nisbiy sindirish ko'rsatgich qiymatiga qarab **sinish burchagining** qiymati **tushish burchagining** qiymatidan katta yoki kichik bo'lishi mumkin. Boshqacha aytganda, tushish burchagining o'zgarishi bilan singan nur normalga yaqinlashishi yoki normaldan uzoqlashishi mumkin.

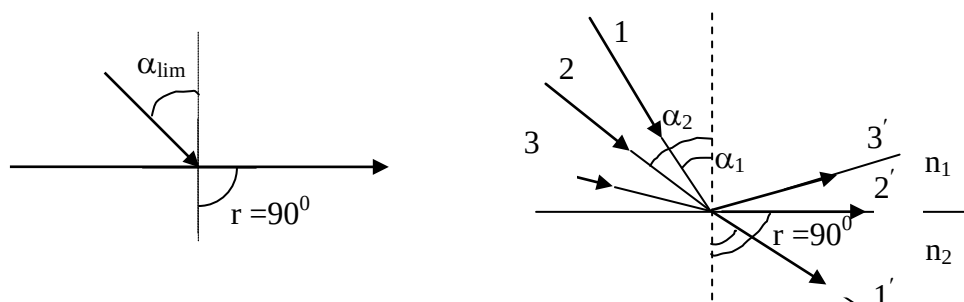
Agar yorug'lik nuri optik zichligi kichik muhitdan optik zichligi katta muhitga tushsa singan nur normalga yaqinlashadi, aks holda esa ya'ni yorug'lik nuri optik zichligi katta muhitdan optik zichligi kichik muhitga tushsa singan nur normaldan uzoqlashadi va tushish burchagining ma'lum bir qiymatidan boshlab

nur ikkinchi muhitga o'tmasdan to'raligicha birinchi muhitda qaytadi. **Mana shu hodisaga yorug'likning to'la ichki qaytish hodisasi deyiladi.**

To'la ichki qaytish hodisasi bo'lish uchun quyidagi ikki shart yuajarilishi kerak.

1. Yorug'lik nuri optik zichligi katta muhitdan optik zichligi kichik muhitga tushishi kerak.
2. Tushish burchagini qiymati chegaraviy burchak qiymatidan katta bo'lishi kerak.

Chegaraviy burchak deb sinish burchagi 90^0 teng bo'lgandagi tushish burchagiga aytiladi.



Ta'rifga asosan 1-rasmdan ko'rinadiki, $\alpha_2 = \alpha_{\text{чезравай}}$ bo'ladi va $\alpha_3 > \alpha_{\text{чезравай}}$ bo'lgan vaqtda to'la ichki qaytish hodisasi bo'ladi. Sinish qonuniga asosan

$$\frac{\sin \alpha_2}{\sin r_2} = \frac{n_2}{n_1} \quad (1)$$

$r_2 = 90^0$ $\sin 90^0 = 1$ bo'ladi u vaqtda

$$\sin \alpha_2 = \frac{n_2}{n_1} \quad (2)$$

yoki yuqorida aytilganga asosan $\alpha_2 = \alpha_{\text{чезравай}}$ edi u holda (2) ni quyidagicha yozish mumkin.

$$\sin \alpha_{\text{чезравай}} = \frac{n_2}{n_1} \quad (3) \quad \text{bundan} \quad \alpha_{\text{чезравай}} = \arccos \frac{n_2}{n_1} \quad (4)$$

hosil bo'ladi.

Yorug'likning to'la ichki qaytish hodisasidan turli optik asboblarda foydalaniladi (durbin, mikroskop, refraktometrlarda va h.k).

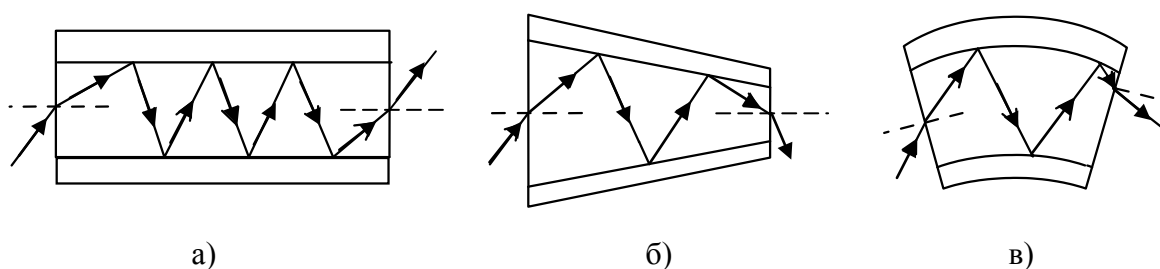
Yorug'likning o'tkazgichlari

Yorug'likning to'la ichga qaytish hodisasidan foydalanib uning energiyasini va jism tasvirini uzoq masofaga uzatish mumkin.

Ana shu maqsad uchun yorug'lik o'tkazgichlari xizmat qiladi. Yorug'lik o'tkazgichlari ingichka va buklangan tola shakliga ega bo'lib, sindirish

ko'rsatkichi kichikroq bo'lgan **a)** qobiq va sindirish ko'rsatkichi kattaroq bo'lgan **b)** magiz qismlardan iborat bo'ladi. Yorug'lik o'tkazgichlarida yorug'lik nurlari tola devorlariga chegaraviy burchakdan kattaroq burchak ostida tushadi. Yorug'likning ana shunday tushishi natijasida tola devorlarining ichki yuzasidan yorug'likning to'la ichki qaytishi sodir bo'ladi va tolaga tushgan yorug'lik uning oxiridan chiqadi, mana shuning uchun ham ushbu tolalardan yoritilishi qiyin bo'lgan joylarni yoritishda foydalaniladi.

O'z shakliga qarab tolalar turli xil bo'ladi (**2 a, b, v rasmlar**)

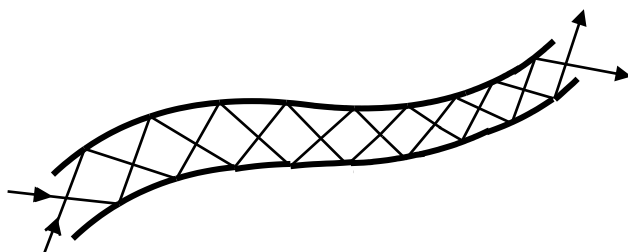


2 - rasm

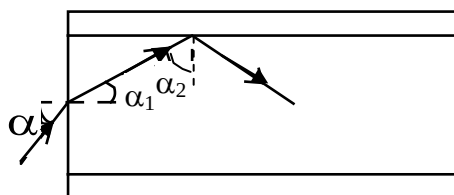
Yorug'likning tarqalish yo'nalishi buylab diametri kamayuvchi tolaga fokon deyiladi (3 - rasm).

Yorug'likning tarqalish yo'nalishida diametri oshib boradigan tolaga afokon deyiladi.

Biz yorug'likning uzun va yo'g'on to'g'ri tola (4 rasm) bo'ylab tarqalishini qaraymiz. Faraz qilaylikki, yorug'lik nuri yo'g'on tolaning markaziy o'qiga



3-rasm



4-rasm

nisbatan α burchak hosil qilib tola uchiga tushsin. Odatda tolaning ichki qismi yoki mag'zi to'liqin uzunligi 350 nm dan 900 nm gacha bo'lgan spektr oblasti uchun og'ir shisha - krondan yasaladi. Natijada tola ichida to'la ichki qaytish hodisasi yuz beradi. $A = \sin \alpha$ kattalikka tolaning nominal son aperturasi deyiladi. Tola mag'zi sindirish ko'rsatkichini n_1 bilan qobiq sindirish ko'rsatkichini n_2 bilan belgilaymiz. Bu holda

$$A = n_1 \sin \alpha_1 = n_1 \cos \alpha_2 = n_1 = \sqrt{1 - \sin^2 \alpha} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (5)$$

Agar tolaga tushgan yorug'lik intensivligi I_0 va undan chiqadigan yorug'lik intensivligi I_1 bo'lsa, tolaning yorug'lik o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti deb quyidagi kattalikka aytiladi.

$$T = I_1 / I_0 \quad (6)$$

Bu kattalik tola qobig'ining tiniqligiga qobiq mag'zining yorug'likni qaytarish xarakteriga bog'liq.

MA'RUZA 3

Mavzu: Asosiy fotometrik kattaliklar.

Reja.

1. Yorug'lik oqimi, uning birligi.
2. Yorug'lik kuchi, uning birligi.
3. Yoritilganlik formulasini yozing va tushuntiring.
4. Ravshanlikning yo'nalishga bog'liqlik ifodasini yozib tushuntiring.
5. Lyumner-Brodxun fotometri sxemasida nurlarning yo'lini chizib ko'rsating.

Adabiyotlar,

1 A.N.Matveyev, Optika, 2. II-Bob, §. 1-3, 15-23 betlar, 1985.

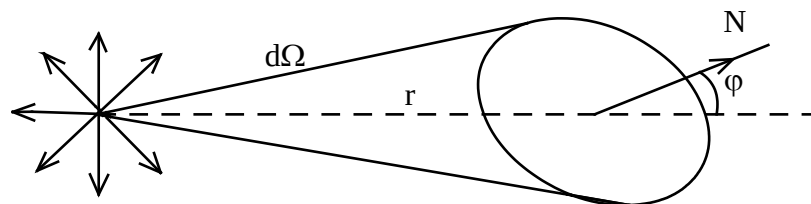
Yorug'likni ko'zga yoki boshqa qayd qiluvchi asboblarga ko'rsatadigan tasviri bu dastavval, yorug'lik to'lqini eltadigan energiyani shu asbobga berishidir. Shuning uchun biz optik hodisalarni qarab chiqishdan oldin yorug'likni o'lchash ya'ni fotometriya to'g'risida to'xtalib o'tamiz.

Fotometriya bu yorug'lik to'lqini eltayotgan energiyani o'lchashdan iboratdir.

1. Yorug'lik oqimi.

Yorug'lik to'lqini muqitda tarqalar ekan u o'zi bilan birga ma'lum energiyatar qatadi. Yorug'lik to'lqini bilan tarqaluvchi bu energiyani xarakterlash uchun yorug'lik oqimi tushunchasi kiritiladi.

Biz dastlab bir jinsli va **izotrop** muhitdagi nuqtaviy manbaning nurlanishini ko'rib chiqamiz. Nuqtaviy manbadan izotrop muhitda tarqalayotgan to'lqin sirti sferik bo'ladi.



Agar biz $d\sigma$ yuzadan (t) vaqt davomida o'tadigan yorug'lik energiyasining miqdorini (αW) bilan belgilasak u holda ta'rifga asosan $\frac{\alpha W}{t}$ nisbat $d\sigma$ yuza orqali o'tadigan yorug'lik oqimiga teng bo'ladi.

Boshqacha aytganda bu **yorug'lik oqimi** $(\alpha\Omega)$ fazoviy burchak chegarasida tarqalib $d\sigma$ yuzadan o'tgan **energiyadir**.

Fazoviy burchak kattaligi quyidagiga tengdir.

$$\alpha\Omega = \frac{d\sigma}{r^2} \cos \varphi \quad (1)$$

Bu yerda $\varphi \rightarrow$ konus o'qi va $\alpha\tau$ yuzaga o'tkazilgan tashqi normal (N) orasidagi burchak. n -nuqtaviy manbadan $(\alpha\tau)$.

2. Yorug'lik kuchi.

Fazoviy burchak kattaligiga to'g'ri keluvchi yorug'lik oqimiga yorug'lik kuchi deyiladi.

Agar biz yorug'lik oqimini $\alpha\Phi$ bilan belgilasak u holda ta'rifga asosan ya'ni

$$I = \frac{\alpha\Phi}{\alpha\Omega} \quad (2)$$

yoki bundan

$$\alpha\Phi = I\alpha\Omega \quad (3)$$

Ko'p hollarda yorug'lik kuchi yo'nalishga bog'liq bo'ladi. **Yorug'lik kuchi yo'nalishga bog'liq bo'lgan manbalarga anizotrop manbalar deyiladi.**

Izotrop manbalar uchun $\alpha\Omega = 4\pi$ bo'lib uning yorug'lik kuchi

$$I = \frac{\Phi}{4\pi} \quad (4)$$

bo'ladi.

3. Yoritilganlik.

Yoritilganlik deb sirt birligiga to'g'ri keluvchi yorug'lik kattaligiga aytiladi. Agar yoritilganlikni (E) bilan belgilasak uning qiymati aytilgan ta'rifga asosan quyidagiga teng bo'ladi.

$$E = \frac{\alpha\Phi}{\sigma} = \frac{I\alpha\Omega}{\alpha\sigma} = \frac{I \cos \varphi}{r^2} \quad (5)$$

bu yerda

$$\alpha\Omega = \frac{d\sigma \cos \varphi}{r^2} \quad (6)$$

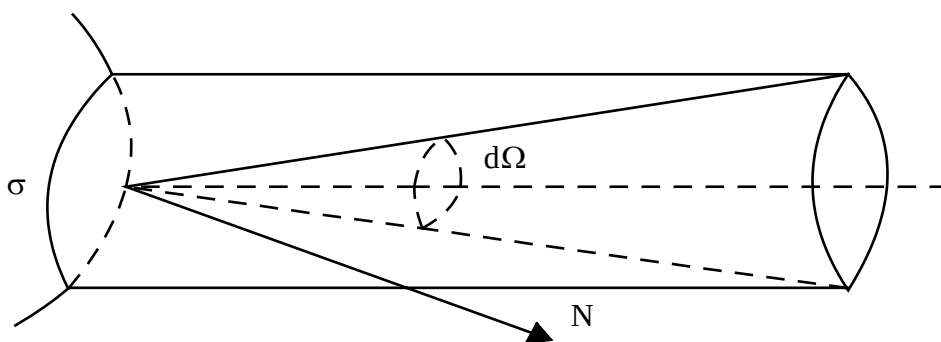
bu yerda φ -sirtga o'tkazilgan normal va yorug'lik oqimi yo'nalishi o'rtasida burchakdir.

4. Ravshanlik.

Yuqorida biz ko'rib o'tdikki berilgan yo'nalishda nuqtaviy yorug'lik manba nurlanishi yorug'lik kuchi bilan xarakterlanar ekan. Agarda yorug'lik manbai nuqtaviy bo'lmasdan ma'lum bir o'lchamga ega bo'lsa, bunday manbalarni xarakterlash uchun **ravshanlik degan tushuncha kiritiladi.**

Ravshanlik bu yuza birligidan ma'lum yo'nalish bo'yicha fazoviy burchakda nurlantirayotgan yorug'lik oqimidir. Agar ravshanlikni (B) belgilasak u holda (τ) yuzaga ega bo'lgan yorug'lik manbai nurlanishini $\alpha\Omega$ fazoviy burchakdagi yorug'lik oqimi quyidagi teng bo'ladi.

$$\alpha\Phi = B_{\varphi} \alpha\Omega \tau \cos \varphi \quad (7)$$



(7)-tenglikdan ravshanlikni topsak quyidagiga ega bo'lamiz.

$$B_{\varphi} = \frac{\alpha\Phi}{\tau\alpha\Omega \cos \varphi} = \frac{I\alpha}{\tau\alpha \cos_{\varphi}} = \frac{I}{\tau \cos_{\varphi}} \quad (8)$$

(8)-dan ko'rinadiki ravshanlik yo'nalishiga bog'liq ekan. Lekin shunday manbalar mavjudki, bunday manbalarning ravshanligi yo'nalishga bog'liq emas. Ana shunday manbalarga **Lambert qonuniga bo'ysinuvchi manbalar deyiladi.**

1 sham- bu to'la nurlantirgichning 1sm^2 yuzasidan platinaning qotish temperaturasida ($2046,6^0\text{K}$) nurlantiruvchi yuzaga o'tkazilgan normal yo'nalishdagi yorug'lik kuchining $1/60$ qismiga tengdir.

Xalqaro SI sistemasida yorug'lik kuchi birligi sifatida kandella qabul qilingan.

Kandella – bu to'la nurlangich $1/600000\text{m}^2$ yuzasidan shu yuzaga ($\perp$) yo'nalishda $P=101325\text{ Pa}$ bosimda va platinani qotish temperaturasiga teng temperaturada nurlantirilayotgan yorug'lik kuchidir.

Qolgan barcha fotometrik kattaliklar **hosilaviy** kattaliklardir.

b). Yorug'lik oqimi birligi 1lyumen bo'lib, $d\Phi = I\alpha\Omega$ formuladan $I = 1\text{kg}$:

$d\Omega = 1\text{steradian}$ 1lyumen= $1\text{kg}\cdot 1\text{steradian}$.

v). Yoritilganlikning birligi 1Lyuks bo'lib,

$$1_{\text{лю}} = \frac{d\Phi}{d\sigma} = \frac{1_{\text{лм}}}{1\text{м}^2} \text{ bo'ladi}$$

g). Yorituvchanlik ham Lyukslarda yolchanadi.

d). Ravshanlikning birligi 1 nitdir

$$1\text{nit} = \frac{1\text{kg}}{1\text{м}^2} = \frac{1_{\text{лм}}}{1\text{м}^2 \cdot \text{cmp}}$$

Ko'p hollarda fotometrik kattaliklarni energetik birliklarda o'lchashga zaruriyat tug'iladi. Buning uchun yorug'lik oqimidan energetik oqimga o'tish kifoyadir.

Bu holda SI sistemasida quyidagidek bo'ladi.

a). Yorug'lik oqimi $\frac{\text{BT}}{\text{cmp}} = \frac{\mathcal{K}}{\text{cek.cmp}}$ bo'ladi.

b). Ravshanlik $\frac{\text{BT}}{\text{м}^2 \text{cmp}} = \frac{\mathcal{K}}{\text{м}^2 \text{cek.cmp}}$ bo'ladi.

v). Yoritilganlik va yorituvchanlik $\frac{\text{BT}}{\text{м}^2} = \frac{\mathcal{K}}{\text{м}^2 \text{cek}}$ bo'ladi.

To'lqin uzunligi $\lambda = 5550^0\text{A}$ bo'lgan yorug'likning 1lyumen yorug'lik tezligiga $0,0016\text{VT}$ quvvat mos keladi ya'ni:

$$1\text{lm}(\lambda=5550^0\text{A})=0,0016\text{VT} \text{ yoki } 1\text{VT}(\lambda=5550^0\text{A})=650 \text{ lyumen}$$

MA'RUZA 4

Mavzu: Yorug'likning elektromagnit nazariyasi.

Reja:

1. Elektromagnit to'lqinning tarqalishi.
2. Maksvell nazariyasi.
3. Elektromagnit to'lqin energiyasi.
4. Yassi va sferik to'lqinlar.

Tayanch so'zlar.

Elektromagnit maydon uyurmasi, divergensiya, gradient, maydon kuchlanganligi, energiya, yassi to'lqin, sferik to'lqin.

Nazorat savollari.

1. Elektromagnit maydonning asosiy xarakteristikolari nimalardan iborat?
2. Maydon uyurmasi formulasini yozing va tushuntiring.
3. Maydon divergensiya formulasini yozing va tushuntiring.
4. Elektromagnit to'lqin energiyasi qanday aniqlanadi?
5. Ko'ndalang to'lqinga ta'rif bering.

Adabiyotlar.

1. G.S.Lansdberg, Optika, 1981, 1-bob, §. 6, 34-36 betlar.
2. A.N.Matveyev, Optika, 1985, 3-bob, §. 1-2, 23-31 betlar.

XIX asrning ikkinchi yarmida D.K.Maksivell elektr va magnit hodisalarni chuqur o'rganib yorug'likning elektromagnit nazariyasini yaratdi. D.K.Maksivell nazariyasiga asosan yorug'lik **tez o'zgaruvchan** elektromagnit maydonidan iborat.

Bu elektromagnit nazariya bir jinsli muhit uchun quyidagi tenglamalarga tayanadi va ko'p hollarda D.K.Maksivell tenglamalari ham deyiladi.

$$\text{rot}\vec{E} = -\frac{\mu}{c} \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\text{rot}\vec{H} = \frac{\varepsilon}{c} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2)$$

$$\text{div}\vec{E} = 0 \quad (3)$$

$$\text{div}\vec{H} = 0 \quad (4)$$

Bu yerda μ -magnit singdiruvchanlik koeffitsiyenti,
 ε -elektr singdiruvchanlik koeffitsiyenti,
 c -elektromagnit to'lqinning vakuumdagi tarqalish tezligi,
 E -elektr maydon kuchlanganligi,
 H -magnit maydon kuchlanganligi.

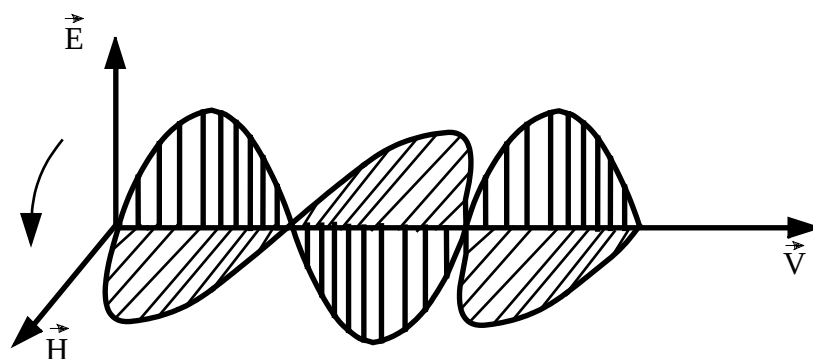
Bu tengliklardan quyidagi xulosa kelib chiqadi.

1). Har qanday vaqt birligida ichida o'zgaruvchan elektr maydoni atrofida uyurmangan magnit maydoni hosil bo'ladi, va aksincha. Hosil bo'lgan bu

elektromagnit maydon muhitda $\mathcal{G} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$ tezlik bilan **elektromagnit to'lqin**

shaklida tarqaladi.

2). Elektr va magnit maydonlari o'zaro **ko'ndalang** bo'lib, ularning **yo'nalishi** to'lqin tarqalish yo'nalishiga perpendikulyardir.



3). Harakatdagi yassi monoxromatik to'lqinning $\vec{E}$ va $\vec{H}$ maydon vektorlari bir xil fazada tebranadi.

(2) tenglikni vaqt bo'yicha differensiallasak quyidagiga ega bo'lamiz.

$$\text{rot} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \frac{\varepsilon}{c} \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (5)$$

(1) tenglikdan $\left(\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right)$ ni topsak

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{c}{\mu} \text{rot} \vec{E} \quad (6)$$

(6) ni hisobga olsak (5) ni yozsak

$$-\frac{c}{\mu} \text{rot} \cdot \text{rot} \vec{E} = \frac{\varepsilon}{c} \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (7)$$

elektrodinamikadan bizga ma'lumki

$$\text{rot} \text{rot} \vec{E} = \text{grad} \cdot \text{div} \vec{E} - \Delta \vec{E} \quad (8)$$

(8) ni (3) hisobga olib yozsak ya'ni $\text{div} \vec{E} = 0$ quyidagiga ega bo'lamiz

$$\text{rot} \cdot \text{rot} \vec{E} = -\Delta \vec{E} \quad (9)$$

(9) ni hisobga olgan holda (7) ni yozsak

$$\frac{c}{\mu} \Delta \vec{E} = \frac{\varepsilon}{c} \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (10)$$

yoki

$$\Delta \vec{E} = \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (11)$$

yoki

$$\Delta \vec{E} - \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (12)$$

Xuddi shuningdek (1) ni vaqt bo'yicha differensiallab quyidagiga ega bo'lamiz.

$$\Delta \vec{H} = \frac{\epsilon \mu}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} = 0 \quad (13)$$

Bu yerda

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (14)$$

bo'lib **Laplas operatori deyiladi.**

(12) va (13) tenglamalar to'lqin tenglamasini xarakterlaydi va bu tenglamalarning yechilishi mos ravishda quyidagiga tengdir.

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \ell^{i(\omega t - \vec{K} \vec{r})} \quad (15)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 \ell^{i(\omega t - \vec{K} \vec{r})} \quad (16)$$

Bu yerda $|\vec{K}| = \frac{2\pi}{\lambda} \rightarrow$ to'lqin soni

ω -elektromagnit to'lqinning aylanma chastotasi

$\vec{r}$ -radius vektor

(15) va (16) tenglamalar harakatdagi monoxromatik to'lqinni xarakterlaydi va bu tenglamalarga **to'lqin tenglamalari deyiladi.**

Bir xil faza bilan tebranuvchi ($\cdot$) larning geometrik o'rni (to'lqin sirti) **yassi sirtidan iborat bo'lgan to'lqinga yassi to'lqin deyiladi.**

Elektromagnit to'lqinlarning optik diapozoni

Yorug'likning ko'rinadigan ko'lemi (diapozoni) bu inson ko'zi qabul qiladigan elektromagnit to'lqinlardan iboratdir. Odatda inson ko'zi to'lqin uzunligi $\lambda = 3800 \text{Å} - 7600 \text{Å}$ gacha bo'lgan yorug'liklarni ko'radi. Uning chastotalari quyidagicha aniqlanadi.

a). Aylanma chastotasi quyidagiga teng

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \quad (1)$$

T-to'lqin tebranish davri.

b). Chiziqli chastotasi quyidagiga tengdir.

$$\nu = 1/\tau$$

$$\nu = \frac{1}{T} \quad (2)$$

ular o'rtasida quyidagicha bog'lanish mavjuddir.

$$\omega = 2\pi\nu \quad (3)$$

Yorug'lik to'lqin uzunligini (λ) bilan belgilasak uning qiymati quyidagiga tengdir

$$\lambda = cT \quad (4)$$

Bu yerda c -yorug'likning vakuumga tarqalish tezligi bo'lib uning qiymati

$$c = 3 \cdot 10^8 \text{ m / sek}$$

ko'rish oblastidagi yorug'liklarning chastotasini (1), (2) va (3) formulalarga asosan topsak quyidagiga teng ekan

$$\nu = (4 \div 8) \cdot 10^{14} \text{ sek}^{-1}$$

$$\omega = (2,5 \div 5) \cdot 10^{15} \text{ sek}^{-1}$$

Kvant mexanikasi ko'rsatadiki elektromagnit nurlanishning energiyasini kvantlar amalga oshiradi. Nurlanish kvanti energiyasi quyidagi formula orqali topiladi.

$$\varepsilon = \hbar\omega = h\nu \quad (4)$$

$\hbar = h / 2\pi$ bo'lib $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} \rightarrow$ Plank doimiysi.

Elektromagnit to'lqinlarining chastotalari bo'yicha quyidagicha taqsimlangandi (1-jadvalda keltirilgan).

1-jadval

Har bir diapozon o'ziga xos xususiyatga ega xuddi shuningdek o'ziga xos mexanizmga egadir

To'lqin diapazonining nomi	Diapazon chegarasi	
	To'lqin uzunligi (λ)	Kvant energiyasi
Gamma nurlari	$<0,0012\text{nm}$	$>1\text{MeV}$
Rentgen nurlari	$0,0012 \div 12\text{nm}$	$100\text{eV}-1\text{MeV}$
Ultra binafsha nurlari	$12 \div 380\text{nm}$	$3,2-100\text{eV}$
Ko'zga ko'rinadigan nurlari	$380 \div 760\text{nm}$	$1,6 \div 3,2\text{eV}$
Infraqizil nurlari	$760 \div 10^6\text{nm}=1\text{mm}$	$1,2 \cdot 10^{-3}-1,6\text{eV}$
Radio to'lqinlari	$>1\text{mm}$	$1,2 \cdot 10^{-3}\text{eV}$

Ko'zga ko'rinadigan, infraqizil va ultrabinafsha nurlari birgalikda **optik diapazondagi nurlari deyiladi.**

Elektromagnit to'lqin energiyasi

Biz yuqorida ko'rdikki, elektromagnit to'lqin vakuumda (c) tezlik bilan muhitda esa

$$g = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \quad (1)$$

tezlik bilan tarqaladi.

Bu yerda ε -moddaning dielektrik singdiruvchanligi
 μ -moddaning magnit singdiruvchanligi

Bu elektromagnit to'lqin tarqalganda o'zi bilan birgalikda energiya ham ko'chiradi. Bu ko'chgan energiyaning zichligi ya'ni hajm birligiga to'g'ri keluvchi energiya miqdori quyidagicha aniqlanadi.

$$W = \frac{\varepsilon}{8\pi} E^2 + \frac{\mu}{8\pi} H^2 \quad (2)$$

Yorug'likning elektromagnit nazariyasiga asosan

$$\sqrt{\mu}H = \sqrt{\varepsilon}E$$

edi, bundan

$$H = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} E$$

hosil bo'ladi.

Buni hisobga olgan holda (2) ni yozsak ya'ni

$$W = \frac{\varepsilon}{4\pi} E^2 = \frac{\mu}{4\pi} H^2 \quad (3)$$

bo'ladi.

Energiya oqim zichligi vektori to'g'risidagi masalani birinchi bo'lib 1874 yilda N.A.Umov tomonidan tekshirdi va har qanday muhitda energiya oqimi to'g'risida umumiy nazariyani isbot qildi. Keyinchalik 1884 yilda shunga o'xshash vektorni elektromagnit to'lqinlar uchun energiya oqim zichligi ($\vec{S}$) Poyting tomonidan kiritildi.

Shuning uchun energiya oqimi zichligi vektori odatda **Umov-Poyting vektori deyiladi** va elektromagnit nazariyaga asosan uning qiymati quyidagiga tengdir.

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi} [\vec{E}\vec{H}] \quad (4)$$

Bu vektor 1m^2 yuza orqali 1 sekundda qancha energiya miqdori oqib o'tishini ko'rsatadi.

($\vec{S}$) vektorining yo'nalishi elektr va magnit maydoni vektorlari joylashish tekislikka ($\perp$) bo'lib izotrop muhitda yorug'lik nurining tarqalish yo'nalishiga mosdir.

Yorug'lik tezligi, Fazoviy va gruppaviy tezliklar

Yorug'likning elektromagnit to'lqin nazariyasiga asosan yorug'likning muhitdagi tezligi quyidagi formula orqali topiladi.

$$g = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} \quad (1)$$

bu yerda ϵ va μ -muhitning dielektrik va magnit singdiruvchanligidir. c -yorug'likning vakuumdagi tezligi.

$$n = \sqrt{\epsilon\mu} = \frac{c}{g} \quad (2)$$

n -kattalik muhitning absolyut singdirish ko'rsatgichidir. n -ning qiymati yorug'lik tebranishlarining chastotasiga (to'lqin uzunligiga) bog'liq bo'lib beraolgan muhit uchun ideal monoxromatik yorug'lik tebranishlarining berilgan chastotasida o'zgarmas deb hisoblash mumkin. Bunday to'lqinni quyidagi ko'rinishda ifodalash mumkin.

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos[\omega t - (\vec{k}\vec{r})] \quad (3)$$

Bu yerda $\vec{E}$ va $\vec{E}_0$ yorug'lik to'lqini moydan kuchlanganligining **Oniy** va **amplituda** qiymatlari ω -yorug'lik tebranishining siklik chastotasi k -to'lqin soni bo'lib

$$k = \frac{\omega}{g} = \frac{2\pi\partial}{g} = \frac{2\pi}{Tg} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (4)$$

$$\epsilon - i\frac{4\pi\delta}{\omega} = n^2(i - \epsilon\chi)^2 = n$$

MA'RUZA 5

Mavzu: Yorug'likning qutblanishi.

Reja:

1. Qutblanish hodisasini kuzatish usullari.
2. Elektromagnit to'lqin ko'ndalang to'lqin.
3. Qutblanish uchun Malyus qonuni.
4. Qutblanish uchun Bryuster qonuni.
5. Qutblangan va qutblanmagan nurlar.

Tayanch so'zlar.

Qutblanish, yorug'lik, ko'ndalang, Malyus, Bryuster, turmalin kristali, optik o'q.

Nazorat savollari.

1. Qutblanish hodisasi qanday kuzatiladi?
2. Turmalin kristalining asosiy xossalarini tushuntirng.
3. Optik o'q nima?
4. Polyarizatorning vazifasi nimadan iborat?
5. Analizatorning vazifasi nimadan iborat?

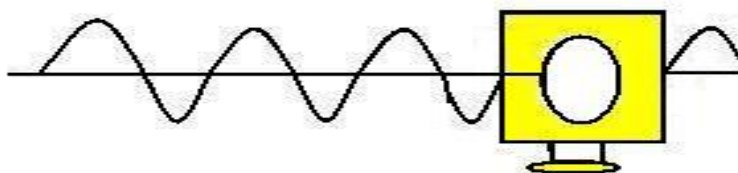
Adabiyotlar.

1. G.S.Landsberg, Optika, 1981, 1. §. 101-108, 370-380 betlar.
2. A.Jumaboyev, Sh.Fayzullayev. Yorug'likning qutblanish va lazerlar. 1999, I-bob, §. 1-9, 3-30 betlar.

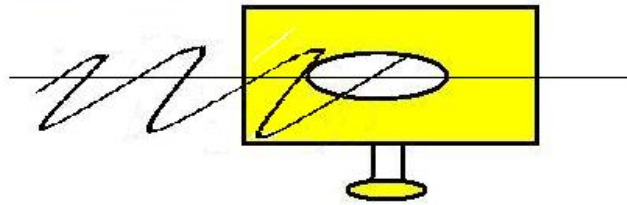
Yorug'likning elektromagnit nazariyasiga asosan yorug'lik to'lqinlari ko'ndalang to'lqin ekanligi kelib chiqadi. Haqiqatdan ham Maksvell nazariyasiga asosan elektr maydon kuchlanganligi (E) vaqt o'tishi bilan o'zgarganda unga ($\perp$) ravishda yo'nalgan o'zgaruvchan magnit maydoni (H) paydo bo'ladi va aksincha. Bunda hosil bo'lgan o'zgaruvchan elektromagnit maydon fazoda qo'zg'almasdan turmay, balki bu elektromagnit maydon vektorlariga ($\perp$) bo'lgan chiziqli bo'ylab yorug'lik tezligida tarqalib elektromagnit to'lqinini ya'ni yorug'lik to'lqinini hosil qiladi.

Yorug'likning qutblanish hodisasi yorug'lik to'lqinlari ko'ndalang to'lqin ekanligini tajribada isbotlaydi.

Yorug'likning qutblanishini ko'rishdan oldin mexanik to'lqinlarning qutblanishini ko'rib chiqaylik. Faraz qilaylik bir-biriga parallel joylashgan ikkita yassi plastinkalar berilgan bo'lsin. Bu plastinkalar o'rtasiga elastik ip tortilgan bo'lib, to'lqin elastik ip bo'ylab tarqalsin



Agar tebranish tekisligi plastinkalarga parallel bo'lsa, to'lqinlar bimalol o'tadi. Agar tebranish tekisligi plastinkalarga $\perp$ bo'lsa u holda tebranishlar plastinkalar tomonidan ushlab qolinadi natijada to'lqin o'tmaydi.

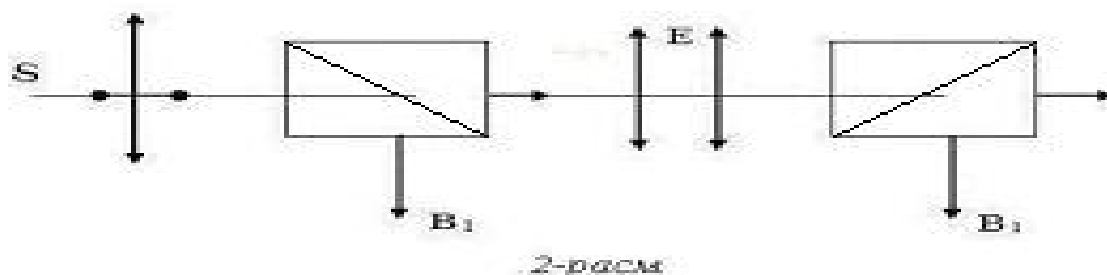


Demak bu aytilganlardan ko'rinadikim bunday usul bilan faqatgina ko'ndalang to'lqinlarni uchirish mumkin. Bo'ylama to'lqinlarni uchirib bo'lmaydi. Agar ko'ndalang to'lqinning hamma ($\cdot$) laridagi tebranishlar bitta tekislikda yotsa, bunday to'lqinga yassi qutblangan to'lqin deyiladi. Elektromagnit to'lqinlar holida $\vec{E}$ vektorining tebranishi yotgan tekislikga tebranish tekisligi deyiladi. Unga $\perp$ bo'lgan tekislikka esa qutblanish tekisligi deyiladi.

Mexanik to'lqinlar uchun hosil qilingan sharoitni yorug'lik to'lqinlari uchun ham hosil qilish mumkin. Buning uchun yorug'likning yo'nalishiga ($\perp$) joylashtirilgan muhitning tuzilishi va xossalari turi yo'nalishlar bo'yicha turli xil bo'lishi kerak. Bunday muhitlarga **anizotropik muhitlar deb ataladi** va unga misol qilib kristallarni olish mumkin. Qutblanmagan yorug'lik nurlarini qutblangan nurga **aylantiruvchi asbobga polarizator deyiladi**.

Yorug'likning qutblanganligini aniqlovchi asbobga **analizator deyiladi**. Yorug'likning qutblanganligini aniqlash uchun quyidagicha tajriba o'tkazish mumkin. Qalinligi 1mm ga teng bo'lgan ikkita turmalin (bir o'qli kristall) plastinka olamiz. Bu plastinkalarning yorug'lik o'tkazuvchi tekisliklari kristall panjarasining biror yo'nalishiga parallel bo'lsin. Bunday yo'nalishga **kristalni o'qi yoki optik o'q deyiladi**.

Bu plastinkalarni bir-biriga nisbatan ketma-ket joylashtirib ulardan yorug'likning o'tishini qarab chiqamiz.



1). Agar biz faqatgina T_1 ni aylantirsak ko'rish maydonining yoritilganligi deyarlik o'zgarmaydi, lekin yorug'likning intensivligi ikki marotaba kamayadi, chunki T_1 plastinka o'z o'qiga parallel bo'lgan E - ni ya'ni elektromagnit maydon kuchlanganligi vektorini o'tkazib, qolgan qismlarini o'tkazmaydi.

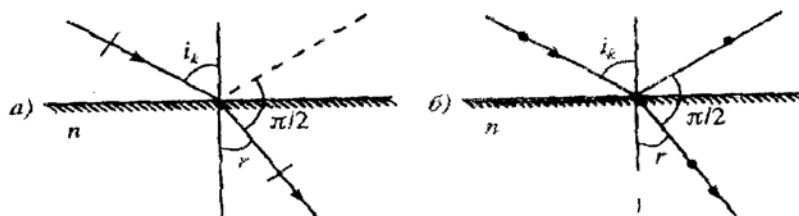
2). Agar biz T_2 plastinkani nur atrofida aylantirsak, ko'rish maydoni bir yorug', bir qorong'i bo'lganini ko'ramiz. Ya'ni (T_1) va (T_2) plastinka o'qlari o'zaro parallel bo'lsa, intensivlik eng katta bo'ladi, agar bu o'qlar o'zaro $\perp$ bo'lsa intensivlik nolga teng bo'ladi. Elektromagnit tebranishlari turli xil yo'nalishlarda turli xil bo'lgan hamda tartibsiz tebranadigan yorig'liklarga **tabiiy yorug'lik deyiladi**.

Elektromagnit vektorining tebranishlari aniq biror yo'nalish yoki biror bir qonun asosida tebranuvchi yorug'likka **qutblangan yorug'lik deyiladi**.

Agar biz polyarizatoridan o'tayotgan yorug'lik nurini intensivligini (J_0) ga analizatoridan o'tgan nur intensivligini (J) bilan polyarizator va analizator o'qlari orasidagi burchakni (α) bilan belgilasak, ular orasida quyidagi bog'lanish mavjud.

$$J = J_0 \cos^2 \alpha \quad (1)$$

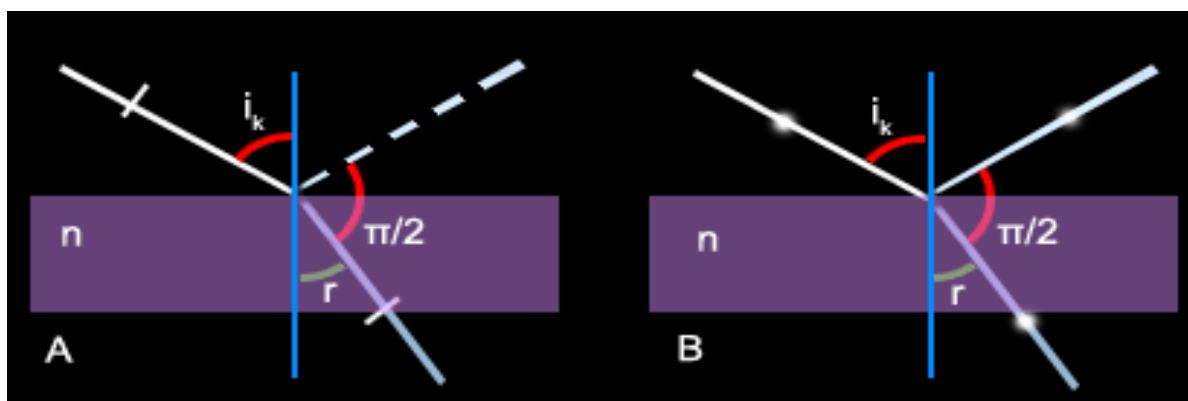
Bu formulaga **Malyus formulasi deyiladi**. Qutblangan nurlar faqatgina o'tuvchi nurlarda kuzatilmasdan, balkim qaytgan va singan nurlarda ham vujudga keladi.



3-rasm. Qutblangan nurning sinishi va qaytishi

Agar yorug'lik ko'zguga tushib undan qaytsa va qaytgan nur yo'lga turmalin plastinkasini joylashtirsak va bu plastinkani o'z o'qi atrofida aylantirsak, undan o'tuvchi yorug'lik intensivligi maksimal qiymatdan minimal qiymatgacha o'zgaradi.

Demak, bu yerda ko'zgu polyarizator vazifasini va turmalin plastinkasi analizator vazifasini o'taydi. Xuddi shunday holat singan nurlar uchun ham kuzatiladi.



4-rasm. "Bryuster qonuni" animatsiyasidan fragment

Bryuster qonuniga asosan, agar nur ikki muhit chegarasiga tushganda, tushish burchagi tangensi muhitning sindirish burchagiga teng bo'lsa, bu vaqtda qaytgan va singan nurlar to'la qutblangan bo'ladi.

$$\operatorname{tg} i_{\text{br}} = n \quad (2)$$

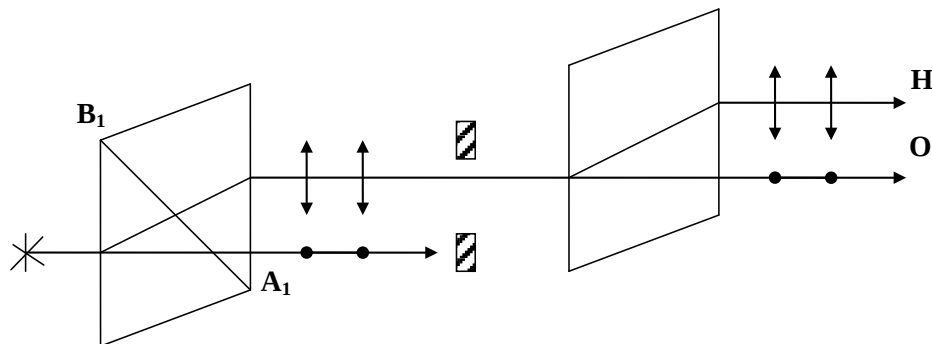
Qutblanuvchi asboblalar

Yuqorida aytib, o'tganimizdek tabiiy yorug'likni qutblangan yorug'likga aylantirib beruvchi asboblarga **qutblanuvchi asboblalar yoki polyarizatorlar deyiladi** va bunday polyarizatorlarni ayrimlari to'g'risida qisqacha to'xtalib o'taylik.

Bizga ma'lumki, qutblantiruvchi asboblalar anizotrop xossaga ega bo'lgan moddalardan yasaladi va bunday xossaga ega bo'lgan muhitlardan biri bu kristallardir. Shuning uchun ham dastlab biz kristallarda ya'ni anizotrop moddalarda elektromagnit to'lqinlarning tarqalishini ko'rib chiqaylik.

Kristallarda yorug'lik tarqalishida bo'ladigan asosiy **optikaviy** hodisa bu **nurning ikkilanib sinishi**, ya'ni kristalga tushgan yorug'likning sinishi natijasida ikkiga ajralishidir.

Oddiy va oddiy bo'lmagan nurlarga bo'linadi, bunday ikki nurga bo'linishning asosiy sababi muhitning anizotropligidir.



Izotrop muhit uchun

$$n^2 = \varepsilon$$

$$n = \sqrt{\varepsilon} \quad (1)$$

$$\varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon$$

Anizotrop muhit uchun

$$\varepsilon_x \neq \varepsilon_y \neq \varepsilon_z$$

$$\vartheta_x \neq \vartheta_y \neq \vartheta_z$$

$$n = \frac{C}{g_x}; \quad n_x^2 = \varepsilon_x;$$

$$n_x = \sqrt{\varepsilon_x}; \quad n_y = \frac{C}{g_y};$$

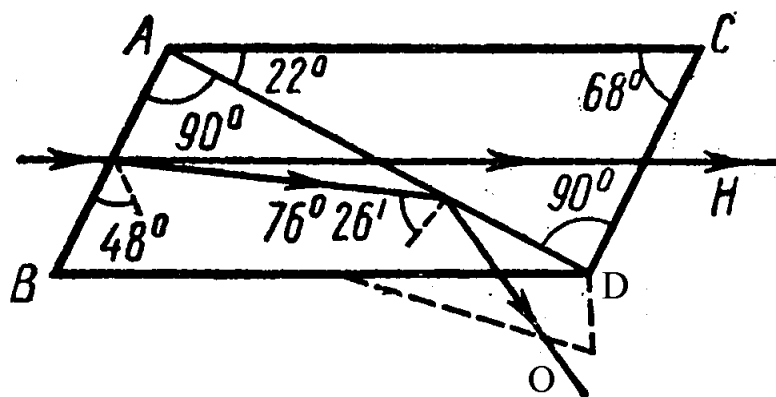
Kristalga kirib ajralgan har ikkala yorug'lik nurlar o'zaro $\perp$ yo'nalishlarda chiziqli qutblangandir.

Kristallarda shunday yo'nalish mavjudki, agar ana shu yo'nalishi bo'yicha yorug'lik nuri tashlansa yorug'likning ikkilanib sinish hodisasi ro'y bermaydi, Bu yo'nalishga kristallning optik o'qi deyiladi.

Hozirgi vaqtda fan va texnikada qutblangan yorug'lik hosil qilish uchun ikkilanib sindiruvchi kristallardan tayyorlangan qutblantiruvchi prizmalar qo'llaniladi, shulardan ayrimlarini ko'rib chiqaylik.

1. Nikol prizmalash

Bu prizma island shpati kristalidan yasalgan bo'lib to'rt burchakli qiya ACBD prizma ko'rinishda bo'lib, u ikki to'plamdan iboratdir. Bu bo'laklar bir-biriga Kanada balzami deb ataluvchi maxsus smola bilan yopishtirilgan.



Oddiy nur uchun Island shpatining sindirish ko'rsatkichi $n_o = 1,66$. Oddiy bo'lmagan nur uchun $n_e = 1,486$. Kanada balzaminining sindirish ko'rsatkichi $n = 1,510$. Ma'lum burchak ostida AB qirraga tushayotgan tabiiy yorug'lik ikki nurga O va H ga ajraladi. Oddiy bo'lmagan nur prizma orqali sezilarli darajada kuchsizlanmasdan o'tadi. **Oddiy** nur esa qirqim sirtida, ya'ni Kanada balzami qatlamida to'la **ichki** qaytishga duch keladi (chunki $n_o > n$) so'ngra kristalning qoraytirilgan qirrasiga tushadi va u yerda yutiladi. Rasmda Nikol prizmasining optikaviy o'qi **OO chiziqli** bilan ko'rsatilgan. Demak Nikol prizmasidan o'tgan yorug'likning elektr tebranishlari **OSO** tekisligiga parallel bo'ladi.

2. Nurni ikkiga ajratib singdiruvchi prizmalar

Ayrim hollarda o'zaro $\perp$ tekisliklarda chiziqli qutblangan ikki nur hosil qilish kerak bo'ladi bunday hollarda Island shpati va shishadan yasalgan prizmalar ishlatiladi. Buni quyidagi rasmda ko'rish mumkin.

Optik o'qi chizmma tekisligiga $\perp$ bo'lgan Islan shpatining sindirish ko'rsatgichi oddiy nur uchun $n_o = 1,66$ oddiy bo'lmagan nur uchun $n_e = 1,486$ bo'lib shishaning sindirish ko'rsatgichi $n_{uu} = 149$ ga tengdir.

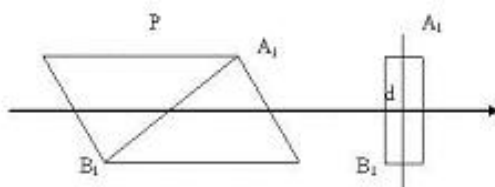
Oddiy nur Islan shpatida va shishada ikki marta sinib ko'p og'adi. Oddiy bo'lmagan nur prizmadan deyarli og'ishmay chiqadi chunki shishaninsh sindirish ko'rsatgichi (n_e) ga deyarlik yaqindir.

Xuddi shuningdek hozirgi vaqtda qutblangan nurlarni olishda polyaroidlar ham ishlatiladi.

Polyaroid bu ayrim kristallardan yasalgan yoki yuzasiga kristall kukunlari surtilgan plyonkalardir. Bu plyonka nurlardan birini yutib qolib ikkinchisini yutmasdan chiziqli qutblangan nurga aylantirib beradi.

Yorug'likning doiraviy va elliptik qutblanishi

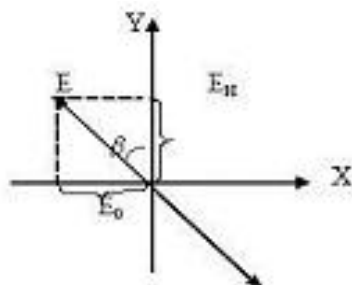
Tabiiy yorug'lik nuridan ikkiga ajralib sinish natijasida hosil qilingan oddiy va g'ayrioddiy nurlar o'zaro kogerent bo'lmagani uchun ular interferensiya hodisasini yuzaga keltirmaydi. Tabiiy yorug'lik nurida turli atomlar tomonidan chiqarilgan tebranishlarning $\vec{E}$ vektori turli tekisliklarda yotadi. Bu tebranishlar o'zaro bog'liq bo'lgan holda doimiy fazalar farqiga ega emas. Oddiy (O) va g'ayrioddiy (N) nur yassi-qutblangan nurdan hosil qilinsa boshqacha hodisa yuz beradi. Bu holda O va N nurlar quyidagicha hosil qilinadi. Yassi – qutblangan nur optik o'qi yorug'likning tarqalish yo'nalishiga tik yo'nalgan bir o'qli kristalldan o'tadi (1 – rasm). Kristall ichida turli tezliklar bilan bir yo'nalish bo'yicha o'zaro ikkita tik yo'nalishlar bo'yicha qutblangan O va N nurlar tarqaladi.



1 – rasm

Ikkita o'zaro tik yo'nalishlar bo'yicha qutblangan, amplitudalari teng bo'lmagan va ma'lum fazalar farqiga ega bo'lgan ko'ndalang yorug'lik to'lqinlarini qo'shilishini qaraymiz. Faraz qilamizki, tushuvchi qutblangan nurda tebranish

yo'nalishi kristallning bosh yo'nalishlaridan biri, misol uchun optik o'qqa parallel bo'lgan yo'nalish bilan β burchak hosil qilsin. Tushuvchi nurning amplitudasi E ga teng bo'lsin. Bu holda O va N nurlarning amplitudalari mos ravishda quyidagiga teng bo'ladi. (2-rasm).



2 – rasm

$$E_O = E \sin \beta \quad (1)$$

$$E_H = E \cos \beta \quad (2)$$

Bu ikkala nurlar d – qalinlikdagi plastinkadan o'tib (2 - rasm) $(n_0 - n_H)d$ ga teng bo'lgan yo'llar farqiga ega bo'ladi. Chunki manfiy kristall uchun $n_0 < n_N$, $n_N < n_0$. Natijada O nur N nurga nisbatan faza bo'yicha

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} d(n_0 - n_H) \quad (3)$$

kattalikka kechikadi.

Ikkita bir-biriga teng bo'lmagan amplitudalarga va fazalar farqiga ega bo'lgan tebranishlarning qo'shilishi natijasida elliptik tebranish hosil bo'ladi, ya'ni bunday tebranishda natijalovchi $\vec{E}$ vektorning oxiri birlamchi tebranishlarning burchakli chastotasiga (ω) teng bo'lgan chastota bilan ellips chizadi. Kristallik plastinkadan o'tgan nurlardagi tebranishlar (1rasm) quyidagicha ifodalanadi:

$$x = E_H \cos \omega t \quad (4)$$

$$y = E_O \cos(\omega t - \alpha) \quad (5)$$

Natijalovchi tebranish trayektoriyasini, aniqlash uchun bu tenglamalardan t – ni chiqarib tashlash kerak (4) va (5) ga hamda trigonometrik formulaga asosan

$$\text{quyidagilarni hosil qilamiz } \cos \omega t = \frac{x}{E_H} \quad (6)$$

$$\cos(\omega t - \alpha) = \frac{y}{E_O} \text{ bundan } \cos \omega t \cdot \cos \alpha + \sin \omega t \cdot \sin \alpha = \frac{y}{E_O} \quad (7)$$

$$\text{yoki } \sin \omega t \cdot \sin \alpha = \frac{y}{E_O} - \frac{x}{E_H} \cos \alpha \quad (8)$$

(8) ifodani kvadratga ko'taramiz:

$$\sin^2 \omega t \cdot \sin^2 \alpha = \frac{y^2}{E_O^2} + \frac{x^2}{E_H^2} \cos^2 \alpha - 2 \frac{xy}{E_O E_H} \cos \alpha \quad (9)$$

(4) ifodaning ikkkala tarafini ham $\sin \alpha$ kupaytirib, kvadratga ko'tarsak, quyidagini hosil qilamiz

$$\cos^2 \omega t \cdot \sin^2 \alpha = \frac{x^2}{E_H^2} \sin^2 \alpha \quad (10)$$

(9) va (10) tenglamalarni hadma-had qo'shamiz

$$\sin^2 \alpha (\cos^2 \omega t + \sin^2 \omega t) = \frac{y^2}{E_O^2} + \frac{x^2}{E_H^2} (\sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha) - 2 \frac{xy}{E_O E_H} \cos \alpha \quad (11)$$

$$\text{yoki} \quad \frac{y^2}{E_O^2} + \frac{x^2}{E_H^2} - 2 \frac{xy}{E_O E_H} \cos \alpha = \sin^2 \alpha \quad (12)$$

tenglamani hosil qilamiz, ya'ni ellips formulasiga ega bo'lamiz. Bu holda ellipsning shakli va o'qlarga nisbatan yo'nalishi β va α ning qiymatlariga bog'liq bo'ladi. Shunday qilib, yassi-qutblangan nur kristall plastinkadan o'tgandan so'ng elektr va magnit vektorlarining ychi ellips chizadigan yorug'lik to'lqini hosil bo'ladi va bunday yorug'lik to'lqiniga elliptik qutblangan yorug'lik deyiladi.

Ba'zi hususiy hollarini qarab chiqamiz:

1). Kristall plastinka shunday d qalinlikka egaki O va N nurlarning yo'llar farqi $\frac{1}{4} \lambda$ ga teng bo'ladi ($\frac{1}{4} \lambda$ to'lqinli plastinka)

$$(n_0 - n_H) d = \frac{\lambda}{4} \quad (13)$$

va $\alpha = \frac{\pi}{2}$ bo'lganda ellips formulasi quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi.

$$\frac{y^2}{E_H^2} + \frac{x^2}{E_O^2} = 1 \quad (14)$$

ya'ni ellips bu holda bosh o'qlarga nisbatan oriyentasiyalangan bo'ladi. E_O va E_N munosabati β burchakka bog'liq bo'ladi. $\beta = 45^\circ$ da $E_O = E_N$ va ellips aylana shaklga ega bo'ladi va uning tenglamasi quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$x^2 + y^2 = E^2 \quad (15)$$

Bu holda doiraviy qutblangan yorug'likni hosil qilamiz.

2). Plastinkaning qalinligi d shunday qiymatga egaki, O va N nurlarning yo'llar farqi $\frac{1}{2} \lambda$ ga teng ($\frac{1}{2} \lambda$ to'lqinli plastinka)

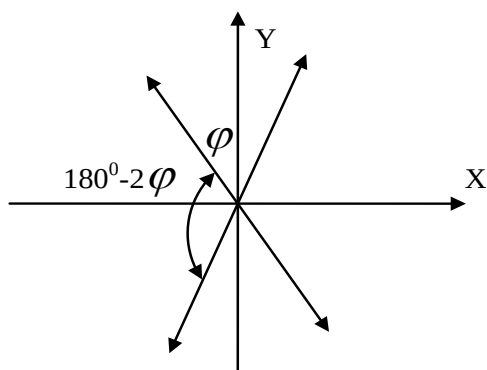
$$(n_0 - n_H) d = \frac{\lambda}{2} \quad (16)$$

$$\text{yoki} \quad (n_0 - n_H) d = (m + \frac{1}{2}) \lambda \quad \text{ya'ni} \quad \alpha = \pi$$

Bu holda ellips ikkita to'g'ri chiziqqa aylanadi:

$$\frac{x}{E_H} + \frac{y}{E_O} = 0 \quad (17)$$

Bu holda yorug'likda yassi-qutblanish saqlanadi, lekin tebranish yo'nalishi o'zgaradi, ya'ni $180-2\varphi$ burchakka II-IV kvadrantlardan I-III kvadrantlarga o'tadi.



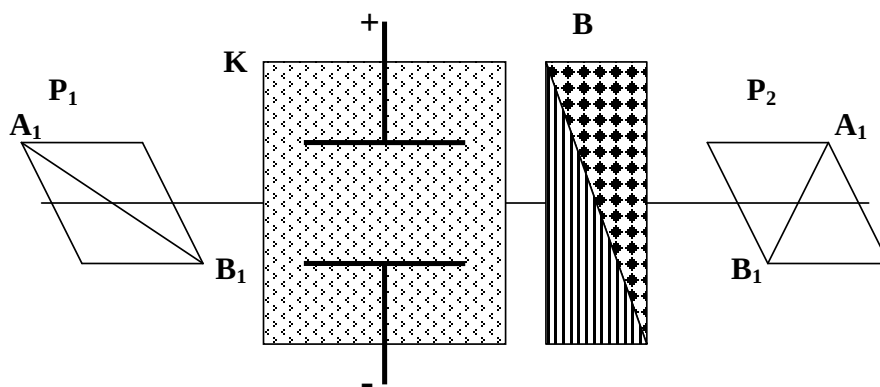
3 – rasm

3). Plastinka qalinligi d shunday qiymatga egaki $(n_0 - n_H)d = \lambda$ yoki $(n_0 - n_H)d = m\lambda$ ya'ni $\alpha = 2\pi$.

Bu holda ellips $\frac{x}{E_H} - \frac{y}{E_O} = 0$ ko'rinishga ega bo'lgan ikkita to'g'ri chiziqqa aylanadi, ya'ni bu holda nur o'z tebranish yo'nalishini o'zgartirmagan holda yassi – qutblanganligicha qoladi.

Elektr maydonida yorug'likning ikkiga ajralib sinishi

Ba'zi izotrop jismlar: gazlar, suyuqliklar, qattiq jismlar elektr maydoniga joylashtirilganda, bu jismlar anizotrop jism hossasiga ega bo'lib qoladilar va ularda yorug'lik ikkiga ajralib sinadi. Bu hodisani ilk bor 1875 yilda Kerr kuzatdi. Bu hodisani kuzatish uchun quyidagi qurilmadan foydalanish mumkin. (1 -rasm)



1 – rasm

Elektr maydon kuchlanganligi $E=0$ bo'lganda, P_1 polarizator optik o'qi P_2 polarizator o'qiga tik bo'lganda, ko'rish maydoni qorong'i bo'ladi. Elektr maydoni mavjud bo'lsa ($E \neq 0$), P_1 va P_2 o'zaro tik joylashganda ham ko'rish maydoni yorug'lashadi, ya'ni Kerr (K) yachaykasidan chiqqan yorug'lik elliptik qutblangan bo'ladi, buni B kompensator yordamida tekshirish mumkin. Bu holda jismning optik o'qining yo'nalishi elektr maydon kuchlanganligining yo'nalishiga parallel bo'ladi. Tajriba natijalariga asosan

$$n_0 - n_H = k n E^2 \quad (1)$$

$$k = \frac{n_H - n_0}{n E^2} \quad (2)$$

Birinchi qatlamdan o'tgan nurlarning yo'llar farqi:

$$\Delta L = l(n_H - n_0) = k n l E^2 \quad (3)$$

$$\frac{\Delta L}{\lambda} = \frac{1}{\lambda} (n_H - n_0) \quad (4)$$

Fazalar farqi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_H - n_0) l = B l E^2 \quad (5) \quad k = \frac{B}{n} \lambda \quad (6)$$

$$B = \frac{n_H - n_0}{\lambda E^2} \quad (7)$$

Bu oxirgi tenglikdagi n_H va n_0 elektr maydon kuchlanganligi yo'nalishi va unga tik yo'nalishga mos keluvchi moddaning sindirish ko'rsatkichlari. Ko'pchilik suyuqliklar va musbat kristallar uchun $n_H > n_0$ va $B > 0$. Ba'zi suyuqliklar uchun esa $B < 0$ bo'ladi.

Kerr samarasi hosil bo'lishini quyidagicha tushuntirish mumkin. Suyuqlik va gaz makroskopik o'lchamda izotrop muxitlar bo'lib, ularning molekulalari anizotropdir. Odatdagi sharoitda moddani tashkil etgan zarrachalari molekulalari tartibsiz ravishda joylashadi. Elektr vektorining oriyentatsiyasi turli yo'nalishga ega bo'lgan yorug'likni ana shunday molekulalardan iborat bo'lgan modda xar-xil yo'nalishlar bo'yicha bir hil sharoitda kutib oladi va natijada makroskopik modda izotrop hossaga ega bo'ladi. Agar elektr maydoni bunday moddaga ta'sir etsa, u holda molekulalar maydon yo'nalish tomon afzalrok yo'nalish bo'yicha oriyentatsiyalanadi. Natijada muxit ma'lum biror yo'nalish buyicha boshqa yo'nalishlarga nisbatan kattaroq qutblanuvchanlikka ega bo'lishi mumkin. Shuning uchun yorug'lik to'lqinlarining tarqalish tezligi modda ichidagi $\vec{E}$ vektor vaziyatiga bog'liq bo'ladi, ya'ni yorug'lik nurlarining tarqalish tezligi bu nurlarning tarqalish yo'nalishi va qutblanish harakteriga bog'liq bo'ladi, natijada modda anizotrop hossaga ega bo'ladi.

P. Lanjeven qutbsiz molekulani dipol momentiga ega emas bunday molekulalardan iborat bo'lgan suyuqlikni elektr maydoniga joylashtirgandan so'ng bu moment hosil bo'lishini ko'rsatdi. Bu dipol momentining kattaligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$P = \alpha E \quad (8)$$

bu yerda α qutblanuvchanlik koeffitsiyenti, E - elekt maydon kuchlanganligi. Tashqi maydonni oriyentatsiyalovchi ta'siri va molekulalararo ta'sir natijasida molekulalar qutblanuvchanligi kattaroq bo'lgan yo'nalish bo'yicha maydon yo'nalishi tomon oriyentatsiyalanishga intiladi. Ana shu yo'nalish bo'yicha yorug'lik tushganda, ikkiga ajralib sinish natijasida hosil bo'lgan nurlardan qaysi birining $\vec{E}$ vektorining tebranishi eng katta qutblanuvchanlik yo'nalishi bo'yicha yo'nalgan bo'lsa uning sindirish ko'rsatkichi katta bo'ladi, ya'ni tashqi maydon yo'nalishi muhitga nisbatan optik o'q vazifasini bajarganligi uchun N nurning tebranish yo'nalishi bu o'q yo'nalishi bilan mos tushib, uning sindirish ko'rsatkichi $n_H > n_0$ va $B > 0$ bo'ladi.

P.Lanjeven nazariyasi ba'zan moddalar uchun $B < 0$ va $n_0 < n_H$ ekanligini tushuntira olmaydi.

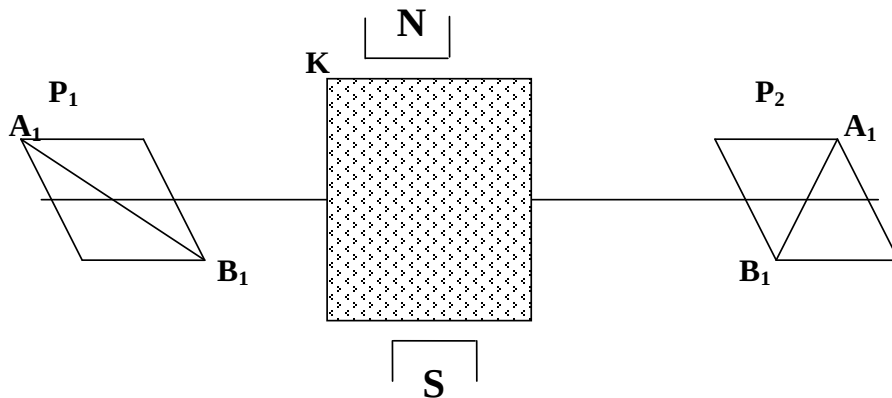
M.Born ko'rsatdiki, ba'zi molekulalar $E=0$ bo'lganda ham doimiy dipol momentiga ega bo'lib, bu momentning yo'nalishi eng katta qutblanuvchanlik yo'nalishi bilan mos tushmasligi mumkn. Tashqi maydon ta'siri ostida molekula shunday oriyentatsiyalanadiki, uning oddiy dipol

momenti maydon yo'nalishiga mos ravishda joylashishga intiladi, ammo bunday joylashishga molekulalarning issiqlik harakati to'sqinlik qiladi. Natijada eng katta qutblanuvchanlik yo'nalishi tashqi maydon yo'nalishi bilan ma'lum burchak hosil qilishi mumkin. Bu ikki yo'nalishning o'zaro joylashishiga qarab $B < 0$ yoki $B > 0$ bo'lishi mumkin. Eng katta qutblanuvchanlik yo'nalishi molekulaning doimiy dipol momenti yo'nalishiga mos tushsa $B > 0$ bo'ladi. Bu yo'nalishlar bir-biriga tik bo'lganda

$B < 0$ bo'ladi. Kerr samarasini hosil bo'lish va yo'qolish vaqti 10^{-10} s ga teng bo'lib, bu vaqt molekulalarning qayta oriyentasiyalanish vaqti bilan bir xil tartibga ega. Fazalar farqi $\varphi = \pi/2$ ga teng bo'lganda, Kerr katagini (yacheykasini) quyidagi hollarda qo'llash mumkin, juda tez ta'sir etuvchi, ya'ni inersiyasiz zatvor sifatida, tovushli kino va televideniyada chastotasi katta bo'lgan yorug'likni modulyasiyalash uchun va h.k. Huddi shuningdek lazerlar texnologiyasida ulkan impulsni generatsiyalashda Kerr samarasidan foydalanish mumkin. Biz doimiy elektr maydoni ta'siri ostida yorug'likning ikkiga ajralib sinishining yuzaga kelishini ko'rib o'tdik. Bunday hodisa o'zgaruvchan maydon va yorug'lik maydonida ham kuzatiladi. Lazerlarning kuchli impulsining maydoni ta'siri ostida suyuqliklarda ikkiga ajralib sinish hodisasi yuzaga keladi.

Magnit maydonida yorug'likning ikkiga ajralib sinishi

Magnit maydonida yorug'likning ikkiga ajralib sinish hodisasi 1905 yilda Kotton va Muton tomonidan kashf etildi. Bu hodisani mohiyati quyidagidan iborat (1-rasm). Magnitning ikki qutblari o'rtasiga izotrop suyuqlikni joylashtirsak, magnit maydoni ta'siri ostida izotrop jism bir o'qli kristall hossasiga ega bo'ladi va bu jismning optik o'qi magnit maydon yo'nalishiga parallel bo'ladi. Bu holda ham yorug'lik ikkiga ajralib sinadi: oddiy va g'ayrioddiy nurlar hosil bo'ladi. (O va N nurlar).



1 – rasm

Kotton – Muton doimiysi S_{k-m} quyidagicha aniqlanadi.

$$C_{K-M} = \frac{n_H - n_0}{nH^2} \quad (1)$$

n -moddaning sindirish ko'rsatkichi, N -magnit maydon kuchlanganligi. S_{k-m} o'rniga ko'pincha S_λ ishlatiladi.

$$C_\lambda = C_{K-M} \frac{n}{\lambda} = \frac{n_k - n_0}{\lambda H^2} \quad (2)$$

Kotton-Muton hodisasi Kerr samarasining kelib chiqishiga o'xshatib tushuntiriladi. Bu hodisani suyuqliklarda kuzatish uchun magnit maydon kuchlanganligi $(10905 - 17034) \cdot 10^2 \text{ A/M}$ chegarasida bo'lishi kerak.

MA'RUZA 6

Mavzu: Yorug'lik dispersiyasi.

Reja:

1. Dispersiya hodisasi, normal va anomal dispersiya to'g'risida tushuncha berish.
2. Yorug'likning yutilishi, Buger-Beer qonunlari to'g'risida tushuncha berish.
3. Dispersiya hodisasini hozirgi zamon elektron nazariyasi asosida tushuntirish. Elektronni ushlab turuvchi kuch.
4. Tormozlovchi kuch.
5. Majbur etuvchi kuch.

Tayanch so'zlar.

Dispersion spektr, Buger, yutilish, elektron, kuch, normal, anomal, tebranish, siljish, chastota.

Nazorat savollari.

1. Dispersiya hodisasini tushuntiring.
2. Yorug'likning yutilish qonunini formulasini yozib tushuntiring.
3. Elektroonga qanday kuchlar ta'sir etadi?
4. Normal va anomal dispersiya hodisasini tushuntiring.

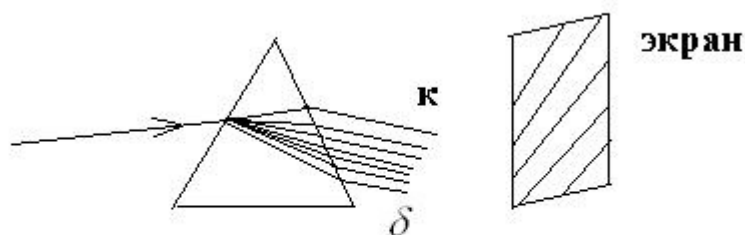
Adabiyot.

1. G.S.Landsberg, Optika, 1981, 1. §. 154-156, 542-569 betlar.

Tajribalar ko'rsatadiki, moddaning sindirish ko'rsatkichi tushuvchi nurning chastotasi (ν) ga yoki to'lqin uzunligi (λ) ga bog'liq ekan. Ya'ni bu kattaliklar qiymati o'zgarishi bilan sindirish ko'rsatkichining qiymati ham o'zgarar ekan.

$$\begin{cases} n = f(\lambda) \\ n = f(\nu) \end{cases} \quad (1)$$

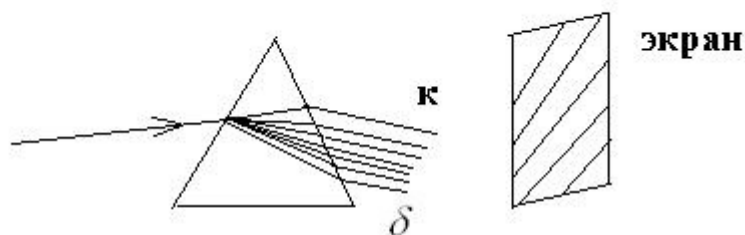
Matematik til bilan aytganda sindirish ko'rsatkichi chastotaning yoki to'lqin uzunligining funksiyasidir. Shuning uchun ham oq yorug'likni uch qirrali prizмага tashlasak u xolda prizmaning orqa tomonida joylashgan ekranda kamalak rangga ega bo'lgan yorug' yo'llar hosil bo'ladi. Bunday hodisaga **yorug'likning dispersiyasi** deyiladi.



35-расм

Bu yorug' yo'llar 7 xil rangdan iborat bo'lib: 1) qizil 2) to'q sariq 3) sariq 4) yashil 5) havo rang 6) ko'k 7) binafsha.

Yuqorida aytilgan usul bilan dispersiya hodisasini 1872 yilda birinchi bo'lib Isak Nyuton kuzatdi. Agar chastotaning oshishi bilan moddaning sindirish ko'rsatkichi ham oshsa, bunday dispersiyaga **normal dispersiya** deyiladi. Bu paytda to'lqin uzunligining o'zgarishi bilan moddaning sindirish ko'rsatkichi quyidagicha o'zgaradi.

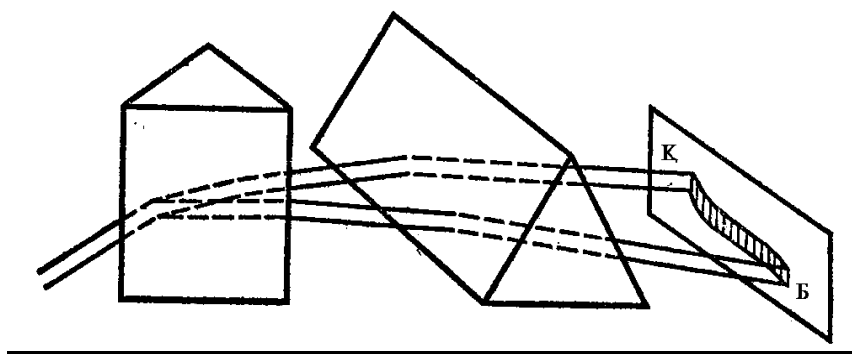


35-расм

normal dispersiya uchun quyidagi tenglik o'rinli bo'lar ekan.

$$\left. \begin{array}{l} \frac{dn}{d\nu} > 0 \\ \frac{dn}{d\lambda} < 0 \end{array} \right\} (2)$$

Agar chastotaning oshishi bilan moddaning sindirish ko'rsatkichi kamaysa bunday dispersiyaga **anomal dispersiya** deyiladi. Shisha uchun bunday dispersiya ultrabinafsha sohasida kuzatiladi. Normal va anomal dispersiyalarni kuzatish uchun o'zaro perpendikulyar joylashgan prizmalar usulidan foydalanamiz.



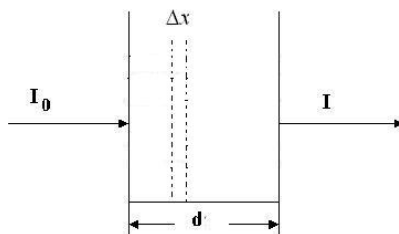
Agar faqat P_1 prizmadan yorug'lik nuri o'tsa, (ab) polosa hosil bo'lar edi. Agarda biz P_2 prizmani $P_1 \perp P_2$ qilib joylashtirsak, u holda P_1 birinchi prizmadan o'tgan nurlarning har biri pastga buriladi, bu burilish P_2 prizmaning bu nurlar uchun sindirish ko'rsatkichiga bog'liq bo'ladi, ya'ni sindirish ko'rsatkichi qancha katta bo'lsa, burilish shuncha katta bo'ladi, shu tufayli (ab) spektrning hammasi pastga siljib (a_1b_1) vaziyatni oladi. Uning (a_1) qizil nur pastga kam (b_1) binafsha nur esa ko'p bukiladi va natijada (a_1b_1) polosa butunicha bukilgan bo'ladi.

Ayqash prizmalar usuli yordamida Kundt tomonidan bajarilgan tekshirishlar shuni ko'rsatadiki, anomal dispersiya hodisasi yorug'likning yutilishi bilan chambarchas bog'liq ekan. Boshqacha aytganda biror moddada yorug'likning yutilishi qaysi sohasida mavjud bo'lsa, o'sha oblastda anomal dispersiya kuzatilar ekan.

Yorug'likning yutilishi.

Moddalardan yorug'lik nuri o'tganda yorug'lik to'lqinining elektromagnit maydoni ta'sirida modda elektronlari tebranadi, ya'ni bu to'lqin energiyasining bir qismi elektronlarning tebranishiga sarf bo'ladi. Boshqacha aytganda yorug'lik nuri biror moddadan, masalan suyuqlikdan o'tganda uning intensivligi kamayadi va yorug'likning yutilishi sodir bo'ladi. Tajriba ko'rsatadiki yorug'likning yutilishi moddaning tabiatiga va tushuvchi yorug'likning to'lqin uzunligiga bog'liq bo'lar ekan.

Faraz qilaylik yorug'lik qalinligi (d) ga teng bo'lgan suyuqlik qatlamidan o'tsin.



Bu qatlamni xayolan bir-biriga teng bo'lgan (dx) elementar qatlamlarga bo'lib chiqamiz. Har bir elementar qatlamda yorug'likning yutilishi tufayli intensivlikning kamayishi quyidagicha bo'ladi.

$$dI_x = -kI_x dx \quad (1)$$

yoki

$$\frac{dI_x}{I_x} = -k dx \quad (2)$$

(2) tenglikni integrallasak, (0 dan d gacha) butun qatlamdan o'tgan yorug'likning intensivligini topgan bo'lamiz, ya'ni

$$\int_{I_0}^I \frac{dI_x}{I_x} = -k \int_0^d dx \quad (3)$$

yoki

$$I = I_0 e^{-kd} \quad (4)$$

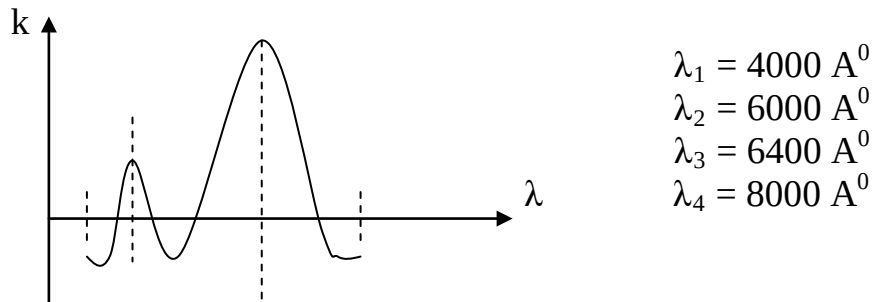
(4) formulaga Buger formulasi deyiladi.

Bu yerda k – yutilish koeffitsiyenti

d – qatlam qalinligi

I_0 ; I esa – tushuvchi va o'tgan yorug'lik intensivligi.

Tekshirishlar shuni ko'rsatadiki yutilish koeffitsienti (k) to'lqin uzunligiga bog'liq bo'lar ekan. Quyidagi rasmda (k) ni (λ) bog'liqlik grafigi keltirilgan.



(4) formulani kichik konsentrasiyalı eritmalar uchun ishlatish mumkin, katta konsentrasiyalı eritmalarda bu qonundan chetlanish mavjud bo'ladi.

Agar yorug'likning eritma tarkibidagi eruvchi modda yutsa va erituvchi modda yutmasa, u holda

$$k = Ac \quad (5)$$

bo'ladi. A – konsentrasiyaga bog'liq bo'lmagan va yutuvchi modda molekulası uchun xarakterli bo'lgan kattalik.

c – eritmaning konsentrasiyasi

(5) ni hisobga olgan holda Buger qonunini yozsak

$$I = I_0 e^{-Acd} \quad (6)$$

(6) formulaga Buger – Ber formulasi deyiladi.

Dispersiyaning elektron nazariyasi.

Yorug'lik dispersiyasining elektron nazariyasini qarashdan oldin, bu dispersiya hodisasini taxminan tushuntirish mumkin bo'lgan ba'zi bir qarashlarni ko'rib chiqaylik. Modda – sindirish ko'rsatkichi bilan to'lqin uzunligi orasidagi bog'lanishni Koshi quyidagicha ifodalaydi.

$$n = f(\lambda) \quad (1)$$

$$n = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4} + \dots \quad (2)$$

Ko'p hollarda (2) tenglikni dastlabki ikki hadi ko'rinishda olinadi, ya'ni

$$n = a + \frac{b}{\lambda^2} \quad (3)$$

Tekshirishlar shuni ko'rsatadiki, Koshi formulasi dispersiyaning normal o'zgarib borishini tasdiqlaydi. Koshi nazariyasi anomal dispersiya ochilishidan ancha oldin yaratilgan bo'lib, uning ahamiyati juda katta edi, chunki bu to'lqin nazariya asosida dispersiyani tushuntirib bergan birinchi nazariya edi.

Anomal dispersiya hodisasini Koshi nazariyasi bilan tushuntirib bo'lmas edi, bizga ma'lumki anomal dispersiya bu to'lqin uzunligining oshishi bilan yoki chastotaning kamayishi bilan sindirish ko'rsatkichi oshadigan dispersiyaga aytilar edi, bu esa (2) formulaga qarshidir. Keyinchalik Zelmeyr dispersiya hodisasini to'liq tushuntiruvchi nazariyani yaratdi. Bu nazariyaning asosida shu narsa yotadiki har bir modda molekulasi o'ziga xos chastota xususiy tebranishga ega va bunday xususiy tebranishlarning mavjudligi tufayli sindirish ko'rsatkichi bilan chastota orasidagi bog'lanish borligi va bu bog'lanish yutilish polosalarini yaqindan ham, uzoqdan ham dispersiyani o'zgarib borishini yaxshi ifodalaydi.

Zelmeyr nazariyasining asosi dispersiya haqidagi keyingi nazariyalarda ham, xususan zamonaviy elektron nazariyasida ham saqlanib qolgan.

Elektron nazariyaga muvofiq moddaning tarkibidagi elektron molekula yoki atom ichida muvozanat vaziyatda bo'ladi. Tashqi maydon ta'siri ostida bu zaryadlar muvozanat vaziyatidan (r) masofaga siljiydi va natijada atomda elektr momenti hosil bo'ladi, ya'ni dipolga aylanadi.

$$P = er \quad (4)$$

Agar hajm birligida (N) ta atom bo'lsa, u holda hajm birligidagi elektr momenti quyidagiga teng bo'ladi.

$$P = Np = Ner \quad (5)$$

P – moddaning qutblanishidir.

Yorug'lik ta'siri ostida bir necha elektron siljisa, u holda (5) ni quyidagicha yozamiz.

$$P = \sum N_i e_i r_i \quad (6)$$

Muhitning qutblanishini bilgan holda uning elektr induksiyasini topish mumkin.

$$D = \varepsilon E = E + 4\pi P = E + 4\pi Ner \quad (7)$$

D – muhitning elektr induksiyasi.

Endigi vazifa tashqi elektr maydoni ta'sirida o'z elektronni siljishini xarakterlovchi (r) masofani topishdir. Tekshirishlar ko'rsatadiki, elektronga ta'sir etuvchi elektr maydoni kuchidan tashqari boshqa kuchlar ham ta'sir qilar ekan, bular quyidagilar:

1) Elektronni tutib turuvchi kuch.

Elektronni muvozanat vaziyatda tutib turuvchi kuch mavjud bo'lib, bu kuch elastiklik kuch xarakteriga o'xshash bo'lib, u elektronni siljish masofasi bo'lgan (r) bilan quyidagi munosabatga egadir.

$$F = -br \quad (8)$$

(8) dagi (-) ishora bu kuch ta'siri elektronning siljishiga qarama – qarshi ekanligini ko'rsatadi.

Bu yerda b – elastiklik bog'lanish doimiysi.

Bu kuch, ya'ni (8) ga asosan muvozanat vaziyatdan siljitilgan va kvazielastik kuch ta'sirida bo'lgan (m) massali elektronning harakat tenglamasi quyidagicha bo'ladi.

$$m\ddot{r} = -br \quad (9)$$

(9) ni yechimi esa quyidagicha bo'ladi.

$$r = r_0 \cos \omega_0 t \quad (10)$$

Bunda r_0 – elektronning xususiy tebranishlari amplitudasi.

ω_0 – doiraviy chastota bo'lib, $\omega_0 = \sqrt{\frac{b}{m}}$.

2) Tormozlovchi kuch.

Elektron atomda garmonik ravishda tebranib turadi degan fikr taqribiydir. Haqiqatda esa tebrantirilgan elektron o'z energiyasini asta – sekin yo'qotadi va tebranish so'nuvchi bo'ladi. Bu tebranish energiyasi issiqlik energiyasiga va atomning o'rtacha kinetik energiyasini oshirishga sarf bo'ladi.

Bular elektronga xuddi tormozlovchi kuch kabi ta'sir etadi. Bunga ba'zan **qarshilik kuchi** ham deyiladi. Demak elektronga ta'sir etuvchi kuch sifatida tormozlovchi kuchni kiritamiz va u quyidagiga teng bo'ladi.

$$G = -g \frac{dr}{dt} = -g\dot{r} \quad (11)$$

g – moddaning xossasiga bog'liq koeffitsiyent.

3) Majbur etuvchi kuch.

Muhitda tarqalayotgan yorug'lik to'liqini ta'sirida elektronlar majburiy tebranishlar qiladi, elektronga

$$F_0 = eE \quad (12)$$

kuch ta'sir qiladi.

Bu kuchlarni bilgan holda elektronni harakat tenglamasini yozsak, quyidagiga ega bo'lamiz.

$$m\ddot{r} = eE - br - g\dot{r} \quad (13)$$

(13) tenglama elektronning majburiy tebranishlarining harakat tenglamasidir. Bu tenglamadan (r) ni keyin esa (5) dan (P) ni aniqlash mumkin. Keyin esa bu kattaliklar yordamida (n) ni chastotaga bog'lanishini aniqlash mumkin.

Ma'lumki yorug'lik to'liqining (E) maydonni (ω) xususiy tebranish chastota bilan quyidagicha bog'lanishga ega.

$$E = E_0 \sin \omega t \quad (14)$$

Faraz qilaylik $g=0$ bo'lsin. (13) ni ikkala tomonini ham (m) ga bo'lsak

$$\ddot{r} = \frac{e}{m} E - \frac{b}{m} r = \frac{e}{m} E - \omega_0^2 r \quad (15)$$

(15) va (14) larni hisobga olgan holda yozsak quyidagiga ega bo'lamiz.

$$\ddot{r} = \frac{e}{m} E_0 \sin \omega t - \omega_0^2 r \quad (16)$$

yoki

$$\ddot{r} + \omega_0^2 r = \frac{e}{m} E_0 \sin \omega t \quad (17)$$

(17) ni yechimini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$r = A \sin \omega t \quad (18)$$

bu yerda

$$A = \frac{e E_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (19)$$

(19) ni (18) ga qo'ysak

$$r = \frac{e E_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \sin \omega t \quad (20)$$

bo'ladi.

Bizga ma'lum ediki muhitning qutblanishi $P = Ne r$ va (20) ni hisobga olgan holda yozsak

$$P = Ne \frac{e E_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \sin \omega t = N \frac{e^2}{m} \frac{E^0}{\omega_0^2 - \omega^2} \sin \omega t \quad (21)$$

(7) ni ya'ni $D = \varepsilon E = E + 4\pi P$ ni (14) va (21) ga asosan yechsak

$$\varepsilon = n^2 = 1 + \frac{4\pi N e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (22)$$

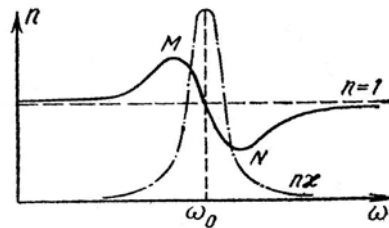
(22) formulaga Zelmeyr formulasi deyiladi. Bu formulaning ba'zi bir hollarini ko'rib chiqaylik.

1. $\omega = 0 \div \omega_0$ gacha o'zgarsa $n > 1$ bo'ladi va chastotani oshishi bilan (n) oshadi, ya'ni normal dispersiya kuzatiladi.

2. $\omega = \omega_0$ da $n = \pm \infty$ bo'ladi. Buning ma'nosi yo'q.

3. $\omega = \omega_0 \div \infty$ o'zgarganda $n < 1$ chastotani oshishi bilan $n = -\infty \div 1$ gacha oshadi. Bu holda normal dispersiya kuzatiladi.

Ikkinchi holda sindirish ko'rsatgichining qiymati cheksizga teng bo'ldi. Bu esa fizik ma'noga ega emas. Bunday hol bo'lishiga sabab qarshilik kuchini nol ($g = 0$) deb olishimizdir. Agar qarshilik kuchini hisobga olsak dispersiya grafigi quyidagicha bo'ladi.



Ma'lumki chastotaning oshishi bilan sindirish ko'rsatkichini kamayishiga anomal **dispersiya** deyiladi. MN – sohaga **anomal dispersiya sohasi** deyiladi. $g \neq 0$ bo'lganda

$$n^2 = 1 + \frac{4\pi Ne^2}{m} \sum \frac{k_i}{\sqrt{(\omega_i^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}} \quad (23)$$

k_i – atomdagi ω_i chastotaga ega bo'lgan elektronlar soni.
 β – so'nish koeffitsiyenti.

MA'RUZA 7

Mavzu: Spektral chiziqlarning kengligi.

Reja:

1. Spektr.
2. Chiziqli spektr.
3. Yo'l-yo'l spektr.
4. Yalpi spektr
5. Spektral chiziqlarning tabiiy kengligi.

Tayanch so'zlar.

Manba, nurlanish, spektr, intensivlik, chastota, monoxromatik, yarim kenglik.

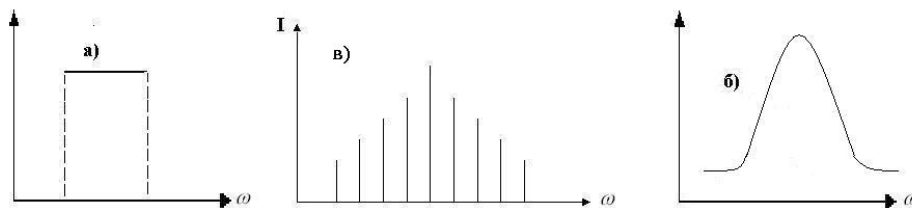
Nazorat savollari.

1. Spektrga ta'rif bering.
2. Chiziqli spektrning hosil bo'lishini tushuntiring.
3. Qanday moddalar yo'l-yo'l va yalpi spektr beradi?
4. Spektral chiziqlarning yarim kengligi qanday aniqlanadi.

Adabiyotlar.

1. A.N.Matveyev. Optika. 1985. §.9-11, 63-73 betlar.

Optikada spektr deb biror manbaning nurlanishini ifodalovchi monoxromatik tebranishlar chastotalarining yig'indisiga aytiladi. Spektr grafik usulda nurlanish intensivligining (I) chastota bo'yicha taqsimlanishi ko'rinishida ifodalanadi.



1-rasm

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

Yorug'lik dispersiyasida biz spektrni hosil bo'lishini karagan edik. Spektrlarni uch guruhga ajratish mmukin: chiziqli spektrlar, yo'l-yo'l spektrlar va tutash spektrlar. Tutash spektrlar tarkibida barcha ranglar yoki to'lqin uzunliklari mavjud bo'ladi. Chiziqli spektr esa bir-biridan ajralgan rangli chiziqlardan iborat bo'ladi. Har bir ana shunday spektral chiziqqa aniq bitta to'lqin uzunligi mos keladi. Yo'l-yo'l spektr alohida guruhlar bo'yicha joylashgan ko'p sonli spektral chiziqlardan iborat bo'ladi. Alohida guruhlardagi spektral chiziqlar bir-biriga nisbatan zich joylashgan bo'lib, agar ularni ajratish kuchi kichik bo'lgan spektral asbob ilan kuzatsak bunday guruhdagi chiziqlar alohida yorug' yo'l shakliga ega ekanligini aniqlash mumkin. Har bir ana shunday yorug' yo'lga to'lqin uzunliklarini ma'lum sohasi mos keladi.

Tajriba kursatadiki, chiziqli spektrlarni bir-biridan ajratilgan va uyg'ongan holatda bo'lgan modda atomlari chiqaradi. Uyg'ongan alohida molekulalar yo'l-yo'l spektrlarni hosil kiladi. Xuddi atomlarda elektronlarning o'tishlariga o'xshashdek modda molekulalari tarkibidagi atomlarning tebranma harakatlari natijasida yorug'lik nurlanishi hosil bo'ladi. Muhit molekulalari o'azro ta'sir etsa u holda uning atom va ionlarining yig'indisi tutash spektrini hosil kiladi.

Binobarin cho'g'langan va siqilgan chiziqlar, suyuqliklar va qattiq jismlar spektrlari tutash bo'ladi. Chiziqli va yo'l-yo'l spetkrlar siyraklashgan gazlar uchun xarakterlidir. Jumladan, ko'p atomli molekulalardan iborat bo'lgan gazlar misol uchun, kislorod, karbonat angidrid gazi, suv bug'i va h.k. yo'l-yo'l spektrlarni hosil qiladi.

Bir atomli gazlar: metallar bug'lari, inert gazlar va dissosiasiyalangan ko'p atomli gazlar spektri chiziqli bo'ladi.

Siyraklashgan gaz yoki bug' holatidagi har bir ximiyaviy element spektral chiziqlarning soni, rangli va o'zaro joylashishi bo'yicha o'ziga xos nurlanish spektriga ega.

Monoxromatik nurlanish elektronning garmonik tebranishi natijasida hosil bo'ladi. Elektronni hususiy tebranish chastotasi ω_0 va atomning dipol momenti R_0 ga teng bo'lganda, bunday nurlanish intensivligini vaqt bo'yicha olingan o'rtacha qiymati quyidagi formula yordamida aniqlanadi.

$$I = (\omega^4 / 3c^3) P_0^2 \quad (1)$$

ya'ni, bu holda nurlanish chastotasi ω elektronning hususiy tebranish chastotasiga ω_0 mos keladi. Tebranish so'nuvchi bo'lganda uning amplitudasi vaqt o'tishi bilan quyidagi eksponensial qonun bo'yicha kamayadi.

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

Bunda $\gamma = \frac{2q^2 \omega_0^2}{3mc^3}$, va q - elektronning zaryadini ifodalaydi. m - uning massasi,

ω_0 so'nmaydigan tebranishlar chastotasi. $\omega^2 = \omega_0^2 - \frac{\gamma^2}{4}$ umumiy holda tebranish tenglamasini quyidagicha ifodalash mumkin.

$$E = E_0(t) \cos[\omega t - \varphi(t)] \quad (3)$$

Agar $E_0(t)$ amplituda va $\varphi(t)$ faza ω chastotaga ega bo'lgan asosiy tebranishlarga nisbatan vaqt bo'yicha sekin o'zgarsa u holda (3) tenglik bilan ifodalanadigan to'liqlarga kvazimonoxromatik to'liqlar deyiladi. Yorug'lik to'liqining murakkab impulsi uni alohida tashkil etuvchilarga ajratuvchi asbob-spektrograf yoki spektrometrga tushsa, bu asbob chekli kenglikka ega bo'lgan spektral chiziqni qayd etadi, chunki berilgan yorug'lik to'liqini qat'iy monoxromatik bo'lmasdan balki unga biror $I(\omega)$ spektral taqsimot mos keladi. Bunga sabab shundan iboratki, (2) formula bilan ifodalanuvchi to'liqin davriy jarayonni ifodalamaydi, chunki tebranish amplitudasi vaqtga bog'liqdir. Haqiqatandan ham, xulosa qilish mumkinki, so'nuvchi tebranish yalpi spektrni beradi. Buni isbotlash uchun davriy bo'lmagan (2) funksiyani yoyilmasini Furiye integralida hisobga olamiz va bu holda integrallash barcha chastotalar bo'yicha amalga oshiriladi. Endi $E(t)$ ni Furiye integraliga yoyamiz

$$E(t) = \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (4)$$

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

$$E(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{i\omega t} dt \quad (5)$$

Agar $t < 0$ bo'lsa $E(t) = 0$ bo'ladi va (4) tenglikka asosan

$$E(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} E(t) e^{i\omega t} dt \quad (6)$$

Bu formulaga $E(t) = E_0 e^{-\frac{\gamma}{2}t} e^{-i\omega_0 t}$ ni qiymatni qo'yib, quyidagi ifodani hosil qilamiz

$$E(\omega) = \frac{E_0}{2\pi} \int_0^{\infty} e^{-i(\omega_0 - \omega)t} e^{-\frac{\gamma}{2}t} dt = \frac{E_0}{2\pi} \cdot \frac{1}{i(\omega_0 - \omega) + \frac{\gamma}{2}} \quad (7)$$

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

$$I(\omega) = a |E(\omega)|^2 = a \frac{E_0^2}{4\pi^2} \cdot \frac{1}{(\omega_0 - \omega)^2 + \frac{\gamma^2}{4}} \quad (8)$$

Bu tenglikdagi mutanosiblik koefitsiyenti a quyidagi shartga asosan aniqlanadi

$$\int_0^\infty I(\omega) d\omega = I_0 \quad (9)$$

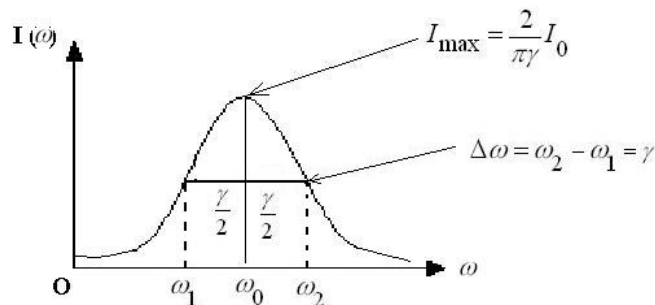
bunda I_0 nurlanishning to'liq intensivligi. Endi (8) ni hisobga olgan holda quyidagi ifodaga ega bo'lamiz.

$$I_0 = a \int_0^\infty |E(\omega)|^2 d\omega = a \frac{E_0^2}{4\pi^2} \int_0^\infty \frac{d\omega}{(\omega_0 - \omega)^2 + \frac{\gamma^2}{4}} = a \frac{E_0^2}{4\pi^2} \frac{2\pi}{\gamma} = a \frac{E_0^2}{2\pi\gamma} \quad (10)$$

bundan $\alpha = (2\pi\gamma / E_0^2) I_0$ (11)

va
$$I(\omega) = \frac{I_0}{2\pi} \cdot \frac{\gamma}{(\omega_0 - \omega)^2 + \frac{\gamma^2}{4}} \quad (12)$$

Quyidagi 2-rasmda ko'rsatilgan $I(\omega)$ ni ω ga bog'liqlik grafigiga spektral chiziqning konturi deyiladi



2 -rasm

Agar $\omega=0$ bo'lsa (12) tenglikka asosan

$$I(0) = I_0 \frac{\gamma}{2\pi} \frac{1}{\omega_0^2 + \frac{\gamma^2}{4}} \quad (13)$$

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

$$I_{max} = \frac{2}{\pi\gamma} I_0 \quad (14)$$

va oxirida $\omega \rightarrow \infty$ bo'lganda $I \rightarrow 0$ bo'ladi. Agar spektral chiziqning kengligi tebranishning so'nishi natijasida yuzaga kelsa, bunday kenglikka spektral siziqning

tabiiy kengligi deyiladi va $I(\omega) = \frac{1}{2} I_{max}$ ga mos keluvchi spektral chiziqni kengligiga uning yarim kengligi deyiladi. Keltirilgan (13) va (14) ifodalarga asosan

$$\frac{I_0}{\pi\gamma} = I_0 \frac{\gamma}{2\pi} \frac{1}{(\omega_0 - \omega)^2 + \frac{\gamma^2}{4}} \quad (15)$$

Bundan

$$\omega_{,2} = \omega_0 \pm \frac{\gamma}{2} \quad (16)$$

Shunday qilib spektral chiziqning chastota shkalasidagi kengligi

$$\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1 = \gamma = \frac{2q^2\omega^2}{3mc^3} \quad (17)$$

Hisoblashlar ko'rsatadiki, ko'zga ko'rinadigan yorug'lik nurining to'lqin uzunligi $\lambda=500$ nm bo'lganda chastota shkalasidagi spektral chiziqning tabiiy kengligi $\Delta\omega_{mao} \approx 10^8 c^{-1}$ ga teng bo'ladi. To'lqin uzunligi shkalasidagi spektral chiziqning tabiiy kengligi

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

Atomlarning to'qnashishi natijasidagi kenglik $P=1,01 \cdot 10^5$ Pa, $T=292$ K ga teng bo'lganda $\Delta\lambda_{yyk} = 1,19 \cdot 10^{-2} \text{ \AA}$ bo'ladi. Gazni bosimini kamaytirib, $\Delta\lambda_{to'q}$ qiymatini $\Delta\lambda_{tab}$ kattaligidan ancha kichik bo'lishiga erishish mumkin. $T=292$ K va $\lambda=500$ nm bo'lganda kislorod uchun Doppler samarasi tufayli hosil bo'ladigan chiziqning kengligi quyidagi kattalikka ega bo'ladi: $\Delta\lambda_D = 1,56 \cdot 10^{-2} \text{ \AA}$

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

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

$$I = I_0 \frac{(\gamma/2)^2}{(\gamma/2)^2 + x^2} \quad (18)$$

Bunda x – kontur markazidan boshlab hisoblanadigan masofa. Atomlar bir-biri bilan to'qnashganda tebranishlar yutilish tufayli so'nadi.

Tebranishni yutuvchi har bir atomni ulushi spektral chiziq konturining barcha qismlarida bir hil bo'lsa, bunday kengayishga bir jinsli kengayish deyiladi. Bunday kengayishga tabiiy va lorenscha kengayishni misol qilib ko'rsatish mumkin. Bir jinsli kengayishda har bir atomga mos keladigan nurlanish chizig'ining shakli atomlar yig'indisi nurlanish chizig'i shakli bilan o'zaro mos

tushadi. Agar bu shart bajarilmasa kengayish bir jinsli bo'lmaydi. Misol, spektral chiziqni doplercha kengayishi bir jinsli bo'lmagan kengayishga tegishlidir.

MA'RUZA 8

Mavzu: Yorug'lik interferensiyasi. Tebranishlarni qo'shish.

Reja:

1. Bir yo'nalish bo'yicha qo'shiluvchi to'lqinlar interferensiyasi.
2. Interferensiyaning umumiy holi.
3. Yorug'likning monoxromatikmasligining interferensiyaga ta'siri.
4. Qisman kogerentlik, kogerentlik vaqti.
5. Teng og'ishga va teng qalinlikka tegishli interferensiyalar yo'llar.

Tayanch so'zlar.

To'lqin, faza, kogerent, monoxromatiklik, interferensiya, teng og'ish, teng qalinlik

Nazorat savollar.

1. Interferensiyalar manzara hosil bo'lishini tushuntiring.
2. Yorug'likni monoxromatikmasligini interferensiyaga ta'siri qanday bo'ladi.
3. Interferensiyalar maksimumlar va minimumlar hosil bo'lish sharti.
4. Interferensiyani ishlatilish sohalari ayting.

Adabiyotlar.

1. Sh.fayzullayev, O'.B.Jo'rayev, A.Jumaboyev. Yorug'lik interferensiyasi, 1985. §. 1-13, 3-42 betlar.

Yorug'likni interferensiyasini ko'rishdan oldin tebranishlar interferensiyasini ko'rib chiqamiz.

Faraz qilaylik fazoning biror bir nuqtasida chastotalari bir xil, boshlang'ich fazo va amplitudalari har xil bo'lgan 2 ta to'lqin bir-biri bilan uchrashsin.

Bunday to'lqinlarni quyidagi tenglamalar bilan ifodalash mumkin.

$$E_1 = E_{01} \cos(\omega t + \alpha_1) \quad (1)$$

$$E_2 = E_{02} \cos(\omega t + \alpha_2) \quad (2)$$

Bu yerda E_{01} , E_{02} - to'lqin amplitudalari ω - chastotasi, α_1, α_2 - boshlang'ich fazalari.

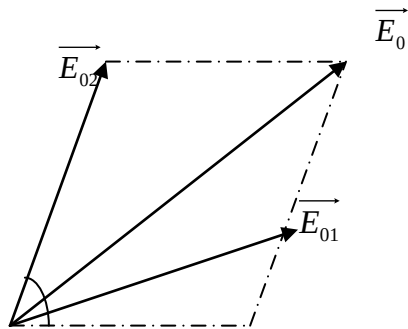
Biz qarayotgan holda $E_{02} > E_{01}$ bo'lsin.
 $\alpha_1 > \alpha_2$

(1) va (2) ni quyib quyidagini hosil qilamiz.

$$E = E_1 + E_2 = E_{01} \cos(\omega t + \alpha_1) + E_{02} \cos(\omega t + \alpha_2) = E_0 \cos(\omega t + \alpha) \quad (3)$$

(2) tenglik yig'indi tebranishini tenglamasini ifodalaydi.

Bu yig'indi tebranishining amplituda va boshlang'ich fazasi quyidagi vektorli diagramma yordamida aniqlanadi.



$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (4)$$

To'lqin intensivligi amplituda kvadratiga to'g'ri proporsional bo'lganligi uchun (4) ni qo'yidagicha yoza olamiz

$$J = J_1 + J_2 + 2\sqrt{J_1 J_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (5)$$

J_1, J_2 - lar qo'shiluvchi tebranishlar intensivligi. Ma'lumki elektromagnit to'lqin nurlanishi atomlar bilan bog'liq bo'ladi.

Bir atomning turli vaqtdagi turli atomlarning bir paytdagi tebranishlari mustaqil ravishda bir-biriga bog'liq bo'lmagan holda amalga oshadi. Shuning uchun ular o'zaro faza bo'yicha bog'liq bo'lmasdan turli fazalarga ega bo'ladi. Shu sababli (5) ni oxirgi hadini o'rtacha qiymatini olish kerak, ya'ni

$$\overline{J} = J_1 + J_2 + 2\sqrt{J_1 J_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (6)$$

Agar E_{01} va E_{02} vaqtga bog'liq bo'lmasa, u holda $\overline{E_{01}} = E_{01}$, $\overline{E_{02}} = E_{02}$ bo'ladi va analiz paytda (6) tenglik bajariladi. Demak intensivlikning o'rtacha qiymatini topish uchun fazalar farqi amplitudasini o'rtacha qiymatini aniqlash kerak ekan, ya'ni

$$\overline{\cos(\alpha_2 - \alpha_1)} = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \cos(\alpha_2 - \alpha_1) dt \quad (7)$$

τ - kuzatish vaqti

Endi biz (7) tenglik uchun quyidagi 2 holni qarab chiqaylik.

1-hol. $\alpha_2 - \alpha_1 = \text{const}$ bo'lsin. Bu holda (7) quyidagiga teng bo'ladi.

$$\overline{\cos(\alpha_2 - \alpha_1)} = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau dt = \cos(\alpha_2 - \alpha_1) = \text{const} \quad (8)$$

Demak

$$\overline{J} = J_1 + J_2 + 2\sqrt{J_1 J_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (9)$$

hosil bo'ladi.

(9) dan ko'rinadiki

$$\bar{J} \neq J_1 + J_2 \quad (10)$$

Demak fazalar farqi doimiy bo'lsa yig'indi intensivlik qo'shiluvchi to'lqinlar intensivligining yig'indisiga teng bo'lmas ekan.

Ana shu paytda interferensiya hodisasi hosil bo'lar ekan.

Fazalar farqi doimiy chastotasi o'zgarmas bo'lgan to'lqinlarga kogerent to'lqinlar deyiladi. Interferensiya (5) formuladagi uchinchi hadning mavjudligi natijasida amalga oshadi.

Shuning uchun bu hadga interferensiyalar had deyiladi.

2-hol. Qo'shiluvchi tebranishlarning fazasi ixtiyoriy ravishda o'zgarsin. Bu holda haotik o'zgaruvchi fazalar teng ehtimoliyat bilan bir xil musbat va manfiy qiymatlarni qabul qiladi va natijada $\overline{\cos(\alpha_2 - \alpha_1)} = 0$ bo'lib (6) ga asosan

$$\bar{J} \neq J_1 + J_2 \quad (11)$$

va natijada interferensiya hodisasi ruy bermaydi. **Bunday to'lqinlarga kogerent bo'lmagan to'lqinlar deyiladi.**

Bir yo'nalish buyicha qo'shiluvchi to'lqinlar interferensiya

Biz yuqorida ko'rib o'tdikki, chastotasi bir xil bo'lgan to'lqinlarning uchrashishi nuqtasida tebranishlarning fazalari farqi doimiy qolsa, bunday to'lqinlarga **kogerent to'lqinlar** deyiladi. Bu holda natijaviy intensivlikning kattaligi, ya'ni

$$J = J_1 + J_2 + 2\sqrt{J_1 J_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (1)$$

tenglik orqali aniqlanadi.

Bundan chiqadiki to'lqinlar interferensiyasini tekshirish uchun ular uchrashish nuqtasidagi fazalar farqini aniqlash kifoya ekan.

Bir xil chastota bilan tebranuvchi (S_1) va (S_2) kogerent manbalarni qaraylik. Bu manbalardan chiqqan to'lqinlar (A) nuqtada uchrashsin (S_1) va (S_2) manbalardan A nuqtagacha bo'lgan masofalar (d_1) va (d_2) bo'lsa, bu holda

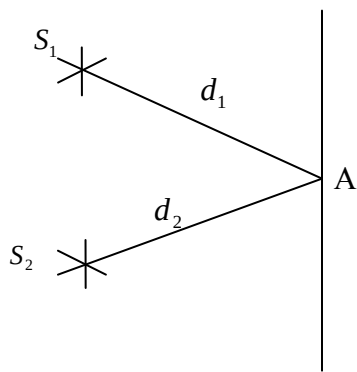
(A) nuqtaga yetib keluvchi tebranishlar tenglamasi quyidagicha bo'ladi.

$$E_1 = E_{01} \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} d_1 + \alpha_1) \quad (2)$$

$$E_2 = E_{02} \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} d_2 + \alpha_2) \quad (3)$$

Bu yerda E_{01} va E_{02} tebranishlarning A nuqtadagi amplitudalari.

Faraz qilaylik, bu ikkala tebranish ham rasm tekisligiga perpendikulyar bo'lgan yo'nalishda amalga oshsin. Sodda uchun agar biz $E_{01} = E_{02}$ desak, u



holda yig'indi tebranishning tenglamasi ya'ni elektr maydon kuchlanganligi quyidagicha bo'ladi.

$$E = E_1 + E_2 = E_0 \cos \left[\omega t - \frac{\pi}{\lambda} (d_1 + d_2) + \frac{\alpha}{2} \right] \quad (4)$$

$$\text{Bu yerda } E_0 = 2E_0 \cos \left[\frac{\pi}{\lambda} (d_2 - d_1) + \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{2} \right] \quad (5)$$

$\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$ ga teng bo'lib (4) ifoda amplitudasi (E_0) ga teng bo'lgan tebranish tenglamasidir.

Bizga ma'lumki amplituda bilan intensivlik orasida quyidagi bog'lanish mavjud edi.

$$J = \frac{c}{8\pi} \sqrt{\varepsilon} E_0^2 \quad (6)$$

(6) ga asosan (5) ni yozsak

$$J = \frac{c}{8\pi} \sqrt{\varepsilon} 4E_0^2 \cos^2 \left[\frac{\pi}{\lambda} (d_2 - d_1) + \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{2} \right] = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\varepsilon} E_0^2 \cos^2 \left[\frac{\pi}{\lambda} (d_2 - d_1) + \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{2} \right] \quad (7)$$

Bu yerda c - yorug'likning vakumdagi tezligi

ε - muhitning dielektrik kirituvchanligi.

To'lqinlar kogerent bo'lganligi uchun ta'rifga asosan fazalar farqi doimiy bo'ladi, ya'ni $d_2 - d_1 = \text{const}$ demak (7) ga asosan ekranning turli nuqtalarida intensivlikning taqsimlanishi bosib o'tgan to'lqinlarning yo'llar farqiga bog'liq bo'ladi, ya'ni $d_2 - d_1$ ga . Boshlang'ich fazalar farqi nol bo'lsin. Soddalik uchun $\alpha_2 - \alpha_1 = 0$ u holda (7) quyidagiga teng bo'ladi.

$$J = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\varepsilon} E_0^2 \cos^2 \frac{\pi}{\lambda} (d_2 - d_1) \quad (8)$$

(8) dan ko'rinadiki natijaviy intensivlik yo'llar farqi $\alpha_2 - \alpha_1$ ga bog'liq bo'lib qolar ekan.

Agar $\alpha_2 - \alpha_1 = m\lambda$ bo'lsa ya'ni yo'llar farqi to'lqin uzunligining butun sonlariga ($m = 0, 1, 2, 3, \dots$) teng bo'lsa natijaviy intensivlik **maksimal** qiymatga ega bo'ladi.

$$J_{\max} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\varepsilon} E_{01}^2 \quad (9)$$

To'lqinlarning yo'llar farqi mavjud bo'lganligi tufayli hosil bo'lgan fazalar farqi

$$\Delta\varphi = \frac{\pi}{\lambda} (\alpha_2 - \alpha_1)$$

bo'ladi. $\alpha_2 - \alpha_1 = m\lambda$, bo'lganda $\Delta\varphi = m\pi$ bo'ladi va intensivlikning ko'chayishi kuzatiladi.

Agar yo'llar farqi

$$\alpha_2 - \alpha_1 = (2m+1)\frac{\lambda}{2} \text{ ga teng bo'lsa,}$$

ya'ni yo'llar farqi to'lqin uzunligining kasr ya'ni butunmas qiymatlarga ega bo'ladi. Bu holda fazalar farqi qo'yidagiga bo'ladi.

$$\Delta\varphi = (2m+1)\frac{\pi}{2}$$

Bu holda qo'shiluvchi to'lqinlar kuzatilish nuqtasida qarama-qarshi fazada uchrashib bir-birini susaytiradi bu esa natijaviy intensivlikni nolga olib keladi.

To'lqinlar interferensiyasini umumiy holi.

Tekshirishlar ko'rsatadiki, agar amplitudalari E_1 va E_2 bo'lgan to'lqinlarning tebranish tekisliklari o'zaro mos tushmasa, bu holda bunday to'lqinlarning ustma-ust tushishi, ya'ni qo'shilishi natijasida hosil bo'lgan natijaviy to'lqin amplitudasi qo'yidagi qonuniyat asosida o'zgarar ekan

$$\overrightarrow{E}^2 = \overrightarrow{E}_1^2 + \overrightarrow{E}_2^2 + (\overrightarrow{E}_1 \overrightarrow{E}_2) \quad (1)$$

Agar (1) tenglikda $(\overrightarrow{E}_1 \overrightarrow{E}_2) = 0$ bo'lsa, yani kuzatish vaqtida $\overrightarrow{E}_1$ va $\overrightarrow{E}_2$ bir – biriga (1) bo'lsa

$$\alpha = 90^\circ \quad (\overrightarrow{E}_1 \overrightarrow{E}_2) = \overrightarrow{E}_1 \overrightarrow{E}_2 \cos \alpha = 0$$

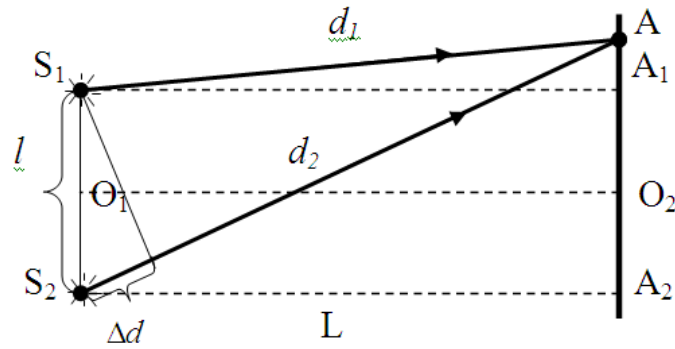
bo'ladi. Bu esa o'z navbatda intensivliklarni superpozitsiyasini amalga oshiradi, ya'ni,

$$\overrightarrow{E}^2 = \overrightarrow{E}_1^2 + \overrightarrow{E}_2^2 \quad (2)$$

bo'ladi va natijada to'lqinlarning interferensiyasi hosil bo'lmaydi. Bundan chiziqli qutblangan nurlar uchun interferensiyani hosil bo'lish sharti qo'yidagi ko'rinishga ega bo'lar ekan.

$$(\vec{E}_1 \vec{E}_2) \neq 0$$

Faraz qilaylik bizga bir-biridan (l) masofada turgan (S_1) va (S_2) nuqtaviy kogerent to'lqin manbalar berilgan bo'lsin. Bu manbalardan tarqalayotgan to'lqinlar ekranda ustma-ust tushib interferensiya hosil qilsin. Ekran bilan manbalar orasidan masofa (L) bo'lib bu $L \gg l$ bo'lsin. Ekranning ixtiyoriy olingan (A) nuqtadagi interferensiyani kuzataylik va bu nuqta ekran markazidan $y = O_2A$ masofada tursin.



A nuqtadagi nurlarning optik yo'llar farqi $\alpha = \alpha_2 - \alpha_1$ orqali topiladi. Biz ana shu (α) ni aniqlaymiz

$\Delta S_2 A_2 A$ va $\Delta S_1 A_1 A$ dan

$$d_2^2 = L^2 + \left(y + \frac{l}{2}\right)^2 \quad (3)$$

$L \gg l$ bo'lganligidan

$$d_1^2 = L^2 + \left(y + \frac{l}{2}\right)^2 \quad (4)$$

$$d_1 + d_2 = 2L \quad (5)$$

bo'ladi. (3) va (4) ga asosan

$$d_2^2 - d_1^2 = 2yl \quad (6)$$

(6) ni chap tarafini qo'yidagicha yozish mumkin

$$d_2^2 - d_1^2 = (d_2 + d_1)(d_2 - d_1) = 2L(d_2 - d_1) \quad (7)$$

(6) va (7) dan

$$2L(d_2 - d_1) = 2yl \quad (8)$$

yoki

$$d_2 - d_1 = \frac{yl}{L} \quad (9)$$

Oldingi tenglamalardan bizga malumki, optik yo'llar farqi to'lqin uzunligi butun sonlarga mos kelsa (9) quyidagiga teng bo'ladi.

$$\frac{y_m l}{L} = m\lambda, \quad (m=0, 1, 2 \dots) \quad (10)$$

va A nuqtada maksimum kuzatiladi.

Agar optik yo'llar farqi to'lqin uzunligi toq qiymatga i to'g'ri kelsa, (9) ga asosan

$$\frac{y_m l}{L} = (2m+1) \frac{\lambda}{2} \quad (11)$$

bo'ladi va A nuqtada **minimumlik** kuzatiladi. m-interferensiya tartibi deyiladi

Demak (10) va (11) ga asosan ekranda interferension manzara yorug' va qorong'i yo'llardan iborat bo'ladi. Yorug' yo'llarga butun tartiblar (0,1,2,3 -) qorong'i yo'llarga kasr tartiblar (1/2, 3/2, 5/2) mos keladi.

(m) tartibli maksimum va (1/2 (2m+1)) tartibli minimum ekran markazidan mos ravishda qo'yidagi masofalarda joylashadi.

$$y_{\max} = m \frac{L}{\ell} \lambda \quad (12)$$

$$y_{\min} = \frac{1}{2}(2m+1) \frac{L}{\ell} \lambda \quad (13)$$

Ekran markazida bosh maksimum (markaziy maksimum) joylashadi. Undan yuqori va pastda bir-biriga teng masofada birinchi, ikkinchi va hokazo maksimumlar (minimumlar) joylashadi.

Qo'shni maksimumlar (yoki minimum) orasidagi masofa interferension yo'llar kengligi deyiladi va bu kattalik qo'yidagicha aniqlanadi.

$$\Delta y_m = \Delta y'_m = \frac{L}{\ell} \lambda \quad (14)$$

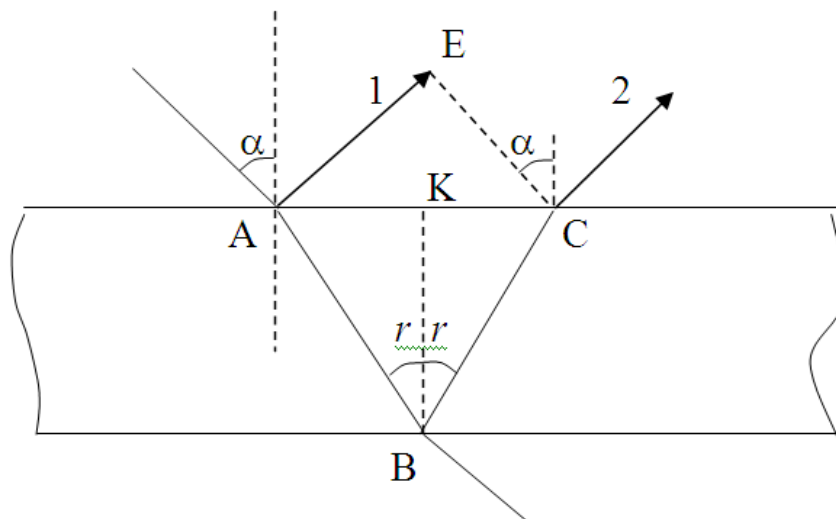
(14) dan ko'rinadiki, interferension yo'llar kengligi interferensiya tartibi (m)ga bog'liq bo'lmaydi.

(L) va (λ) doimiy bo'lganda manbalar orasidagi masofa kamayishi interferension yo'lining kengayishiga olib keladi, yani manzara aniqlashadi.

Yupqa plastinkalardan qaytgan yorug'likning interferensiyasi.

Agar yorug'lik nuri yupqa tiniq plastinkaga yoki plyonkaga tushsa, bu nurlar plastinkaning ikkala sirtidan ham qisman qaytadi va qisman o'tadi.

Bu plastinkaning yuqori va pastki qismlaridan yorug'lik qaytishi natijasida hosil bo'lgan birinchi va ikkinchi kogerent nurlar hosil qilgan interferensiyani ko'rib chiqaylik.



Birinchi va ikkinchi nurlar optik yo'llarining farqi qo'yidagicha bo'ladi.

$$\Delta = l_2 n - l_1 \quad (1)$$

Δ ni topish uchun (l_1) va (l_2) larni topish kerak bo'ladi. Dastlab l_2 ni topamiz, buni $\triangle ABK$ dan topamiz.

$$\cos r = \frac{BK}{AB} = \frac{\alpha}{AB} \quad \text{bundan}$$

$$2 AB = \frac{2\alpha_1}{\cos r} = l_2 \quad (2)$$

Endi esa $\triangle AEC$ dan (l_1) ni topaylik

$$\sin \alpha = \frac{AE}{AC} \text{ bundan}$$

$$AE = AC \sin \alpha \quad (3)$$

bu yerda AC noma'lum, buni topish uchun ABK dan foydalanamiz.

$$\operatorname{tgr} = \frac{AK}{BK} = \frac{AK}{d}$$

Bundan $AK = d \operatorname{tgr}$ xuddi shuningdek $AC = 2AK$ demak

$$AC = 2d \operatorname{tgr} \quad (4)$$

(3)ni hisobga olib (3) ni yozsak

$$AE = 2d \operatorname{tgr} \sin \alpha \quad (5)$$

hosil bo'ladi. (5) va (2) ni hisobga olganda (1) ni yozsak

$$\Delta = \frac{2dn}{\cos r} - 2\alpha \operatorname{tgr} \sin \alpha \quad (6)$$

Sinish qonuniga asosan $n = \frac{\sin \alpha}{\sin r}$

$\sin \alpha = n \sin r$ bundan (6) ni yozsak

$$\begin{aligned} \Delta &= \frac{2\alpha n}{\cos r} - 2d \operatorname{tgr} \sin r = \frac{2\alpha n}{\cos r} - 2dn \frac{\sin r}{\cos r} \cdot \sin r = \\ &= \frac{2dn}{\cos r} (1 - \sin^2 r) = \frac{2dn}{\cos r} \cdot \cos^2 r = 2dn \cos r \end{aligned}$$

ya'ni

$$\Delta = 2dn \cos r \quad (7)$$

hosil bo'ladi.

(7) ni boshqa ko'rinishda ham yozish mumkin

$$\begin{aligned} \Delta &= 2dn \cos r = 2dn \sqrt{1 - \sin^2 r} = 2dn \sqrt{1 - \frac{\sin^2 r}{n^2}} = \\ &= 2dn \sqrt{\frac{n^2 - \sin^2 r}{n^2}} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 r} \end{aligned} \quad (8)$$

Yorug'lik optik zichligi katta muhitdan qaytganda elektr maydon kuchlanganligi vektori o'z fazasining 180° ga o'zgartiradi,. Shuni hisobga olsih uchun (8) formulaga $(\lambda/2)$ kattalikni qo'shish yoki ayirish kerak, ya'ni

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 r} \pm \lambda/2 \quad (9)$$

Agar 1 va 2 nurlar yo'liga to'plovchi linza qo'yilsa, bu nurlar linza fokal tekisligining biror nuqtasida yig'ilib interferensiya hodisasini vujudga keltiradi.

Interferensiya natijasida optik yo'llar farqi (Δ) ga bog'liq bo'ladi.

$\Delta = (2m+1)\lambda/2$ shartni qanoatlantiruvchi nuqtalarida minimum hosil bo'lsa,

$\Delta = 2m\lambda/2$ shartni qanoatlantiradigan nuqtalarda esa maksimumlik hosil bo'ladi.

Teng og'ishga tegishli interferensiya

Sindirish ko'rsatkichi (n) ga va qalinligi (d) ga teng bo'lgan yupqa yassi parallel plastinkaga monoxromatik yorug'lik nuri (α) burchak ostida tushayotgan bo'lsin. Bu vaqtda (9) tenglamaga asosan optik yo'llar farqi quyidagiga teng bo'ladi.

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 r} \pm \frac{\lambda}{2} \quad (1)$$

(1) formuladan ko'rinadiki, plastinkaning havo-plastinka, plastinka-havo chegarasidan qaytgan nurlar o'zaro interferensiyalashib maksimum yoki minimum hosil qiladi.

(1) dan ko'rinadiki, berilgan qalinlikdagi yassi parallel plastinka uchun (max) yoki (min) hosil bo'lishi (α) burchakka bog'liq bo'lar ekan.

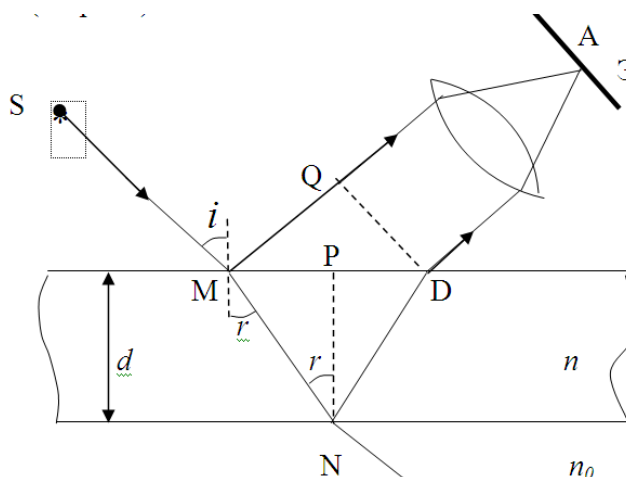
Agar

$$\Delta = 2m \frac{\lambda}{2} \quad (2)$$

bo'lsa, parallel nurlar o'zaro interferensiyalashib (max) ni

$$\Delta = 2\alpha \sqrt{n^2 - \sin^2 r} \pm \frac{\lambda}{2} = (2m+1) \frac{\lambda}{2} \quad (3)$$

Shartni qanoatlantiruvchi burchak ostida tushayotgan nurlar o'zaro interferensiyalashib (min) ni hosil qiladi.

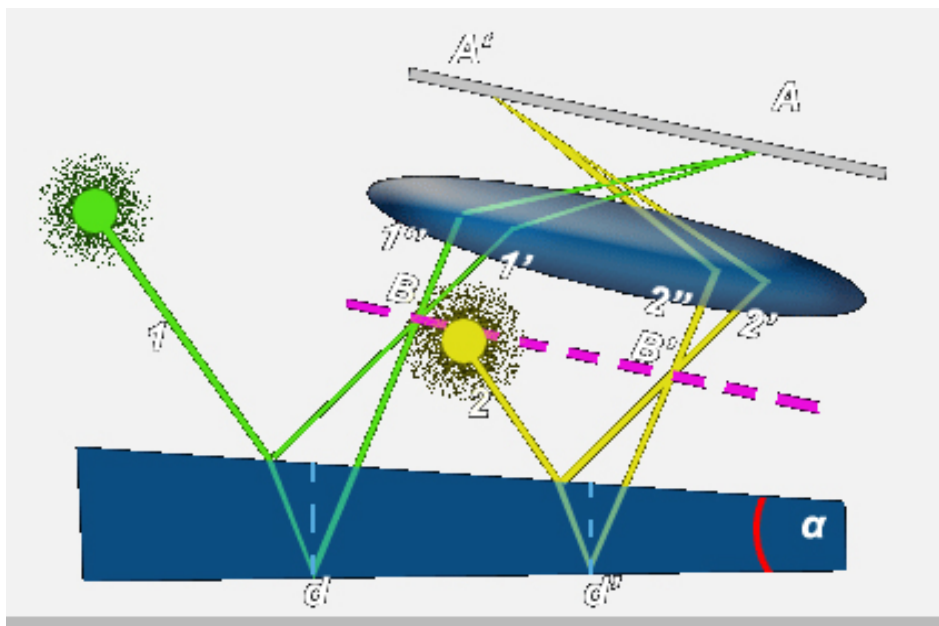


Boshqacha aytganda faqat ma'lum burchak ostida tushuvchi parallel nurlar fazosi plastinkadan qaytganda interferensiyalashib (max) yoki (min) ni beradi. Shuning uchun ham bunday interferensiyaga teng og'ishga tegishli interferensiya deyiladi.

Bunday holda yassi plastinkadan qaytuvchi nurlar o'zaro parallel bo'lib, ular cheksizlikda uchrashadilar. Shuning uchun ham bunday interferensiyaga (∞) da joylashgan yoki lokallashtirilgan deb ataladi. Bu vaqtda interferensiyani kuzatish uchun yig'uvchi linza ishlatiladi.

Teng qalinlikka tegishli interferensiya

Endi biz ponasimon yupqa plastinkaga paralel yorug'lik dastasi tushayotgan holni ko'rib chiqaylik.



Plastinkaning turli nuqtalaridagi qalinligi turlicha bo'lib, uning sindirish ko'rsatkichi (n) bo'lsin.

BC va DE plastinka qatlamlar orasidagi burchak kichik bo'lsin, u holda, (1) chi va (2) chi nurlar orasidagi optik yo'llar farqi

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 r} \pm \frac{\lambda}{2} \quad (1)$$

dan topiladi.

Plastinkaga tushuvchi nurlar parallel bo'lsa, ya'ni (α) hamma nuqta uchun bir xil bo'lsa u vaqtda qalinlik (d) ni o'zgarish bilan

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 r} \pm \frac{\lambda}{2} = m\lambda \quad (2)$$

yoki

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 r} \pm \frac{\lambda}{2} = (2m+1)\frac{\lambda}{2} \quad (3)$$

shart bajarilish mumkin, ya'ni (max) yoki (min) plastinka qalinligiga bog'liq bo'ladi. Shuning uchun ham bunday interferensiyaga teng qalinlikka tegishli interferensiya deyiladi.

Rasmdan ko'rinadiki (1) chi va (2) chi nurlar bevosita plastinka yuzasida uchrashib interferensiya bo'ladi.

Shuning uchun ham bunday interferensiya plastinka sirtida lokallashgan deyiladi.

Agar tushuvchi nur murakkab bo'lsa, u holda interferension manzara rangli bo'lib, plastinka yuzi kamalak rangiga bo'yaladi.

MA'RUZA 9

Mavzu: Yorug'likning difraksiya hodisasi.

Reja:

1. Gyuygens-Frenel prinsipi. Frenel zonalari.
2. Frenel difraksiyasi.
3. Fraungofer difraksiyasi.

4. Difraksion panjara.
5. Rentgen nurlarining difraksiyasi.
6. Ultratovush to'liqlarida yorug'lik difraksiyasi.

Tayanch so'zlar.

Gyuygens prinsipi, Frenel zonalari, difraksiya, difraksion panjara, rentgen nurlari, ultratovush to'liqini, davr, tirqishlar soni.

Nazorat savollari

1. Gyuygens-Frenel prinsipining mohiyati nimadan iborat?
2. Frenel difraksiyasini tushuntiring.
3. Fraunhofer difraksiyasini tushuntiring.
4. Difraksion panjara qanday tuzilgan.
5. Ko'p o'lchamli panjaralarda difraksiya qanday kuzatiladi?

Adabiyot.

1. D.V.Sivuxin, Optika, 1980, §. 39-41, 262-282 betlar.
2. Sh.Fayzullayev, O'.B.Jo'rayev, A.Jumaboyev, H.To'raqulov. Yorug'likning difraksiyasi. 1989, §.1-3. 3-16 betlar.
3. G.S.Landsberg. Optika, 1981, 1. §. 39-4-. 168-174 betlar.

Ma'lumki bir jinsli muhitda yorug'lik to'g'ri chiziq bo'ylab tarqaladi, ya'ni yorug'lik to'liqin fronti formasida hech qanday o'zgarish ruy bermaydi.

Agar modda sindirish ko'rsatkichi keskin o'zgaruvchi to'siqlardan iborat bo'lsa, u holda to'liqin fronti formasi o'zgaradi. Bu to'liqlar o'lchami qancha kichik bo'lsa forma shuncha keskin o'zgaradi va natijada yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalish qonunidan chetlanish ruy beradi.

Bunday chetlanishlar to'plamiga yorug'likning difraksiya hodisasi deyiladi.

Difraksiya hodisasini yorug'likning noshaffof to'siq yaqinida tarqalganda kuzatish mumkin.

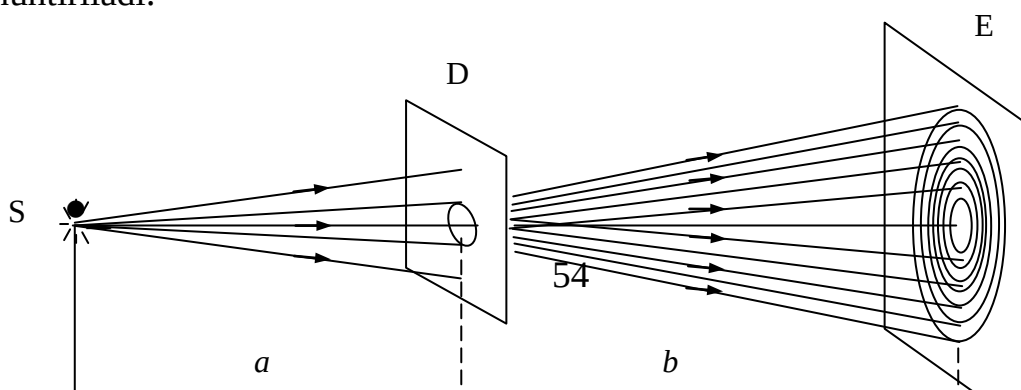
Faraz qilaylik, bizga noshaffof to'siq berilgan bo'lsin, agar biz to'siqning markazidagi o'lchami kichik bo'lgan dumaloq (D) tirqishga (S) nuqtaviy yorug'lik manbaidan nurlar tashlasak, orqadagi (E) ekranda yorug'likning yorug' va qorong'u konsentrik halqalardan iborat difraksion manzarani kuzatish mumkin.

Tirqishning diametri qancha kichik bo'lsa, difraksion manzara shuncha yaqqol kuzatiladi.

Umuman difraksiya ikkiga bo'linadi. Frenel va Fraunhofer difraksiyalari.

To'liqin fronti sferik bo'lgan yorug'likning dastasidan hosil bo'lgan difraksiyaga Frenel difraksiyasi deyiladi.

To'liqin fronti parallel bo'lgan nurlar difraksiyasiga Fraunhofer difraksiyasi deyiladi. Yorug'likning difraksiya hodisasi Gyuygens- Frenel prinsipi asosida tushuntiriladi.



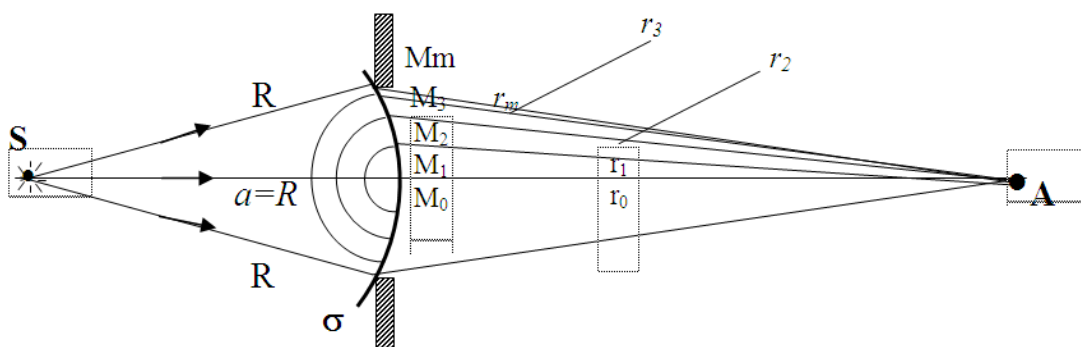
Bizga ma'lumki Gyuygens prinsipining mohiyati quyidagicha bo'ladi. To'lqin fronti etib borgan har bir nuqtani yangi to'lqin manbai deb hisoblash mumkin.

Bu prinsip asosida difraksiya hodisasini tushuntirish mumkin., lekin u turli yo'nalishda tarqaluvchi nurlar intensivligining taqsimotini tushuntirib bera olmaydi.

Shuning uchun ham Frenel bu kamchilikni tuzatib, ikkilamchi kogerent to'lqin interferensiyasi tushunchasini kiritib to'ldiradi. Bu prinsipga asosan ikkilamchi to'lqin amplituda va fazalarini hisobga olib, fazaning istalgan nuqtasida natijaviy to'lqin amplitudasini topish mumkin.

Frenel sferik to'lqin frontiga ega bo'lgan nurlar difraksiyasini kuzatib, ularni tushuntirishda to'lqin frontini maxsus zonalarga bo'ladi.

Bu zonalar bir manbadan chiqayotgan yorug'lik bo'lganligi uchun kogerent va zonalar bir-biridan $\lambda/2$ ga farq qiladi.



Faraz qilaylik manbadan chiqayotgan yorug'lik nuri diametri (D) ga teng bo'lgan tirqishdan o'tishda difraksiyalanib (E) ekranga tushayotgan bo'lsin.

Ekranning A nuqtasidagi difraksion maksimumlar va minimumlar hosil bo'lishini Frenel qo'yidagicha izohladi.

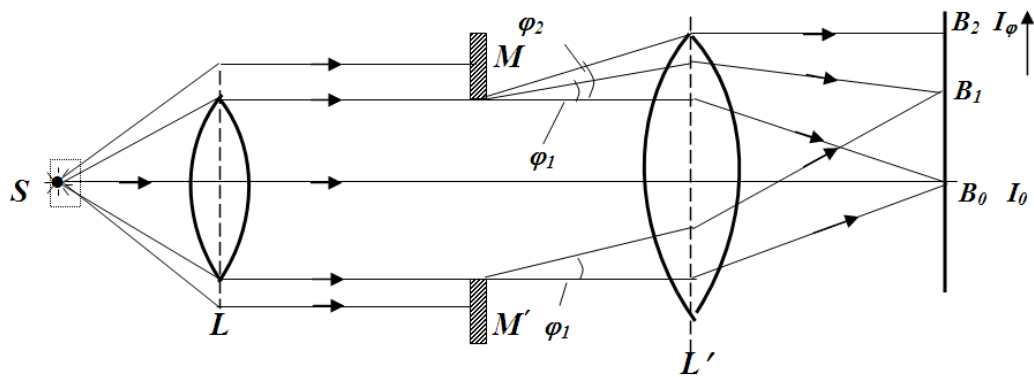
Manbadan tirqishgacha bo'lgan masofani ($a = R$) tirqishdan ekrangacha masofani $r_0 = b$ bo'lsin va bunday zonalar bir-biridan $\lambda/2$ ga farq qilsin.

$$M_1A - M_0A = M_2A - M_1A = M_3A - M_2A = \dots = \lambda/2$$

To'lqin frontining zonalarga bo'linishin markazi A nuqtada bo'lgan sferalar chizish yo'li bilan bajariladi.

$$r_1 = r_0 + \lambda/2; \quad r_2 = r_0 + 2\lambda/2; \quad r_3 = r_0 + 3\lambda/2; \dots \quad r_m = r_0 + m\lambda/2 \quad (m = 1, 2, 3, \dots)$$

Demak A nuqtadagi difraksion maksimum yoki minimum zonalar sonining toq yoki juftligiga bog'liq ekan. Agar zonalar soni toq bo'lsa maksimumlik, juft bo'lsa minimumlik kuzatiladi.



Linza ning fokusida joylashgan nuqta yorug'lik manbai (S) dan chiquvchi yorug'lik nurlari L_1 linzadan o'tgandan keyin parallel nurlar dastasini hosil qiladi.

Va MM_1 tirqishi ekranga tushib turli burchaklar $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \dots$ ostida difraksiyalanadi.

L_2 linza yordamida bu difraksiyalangan nurlar (E) ekranda difraksion manzara hosil qiladi.

DIFRAKSION PANJARA

Bir-biridan baravar uzoqlikda joylashgan va bir xil keglikka ega bo'lgan ketma-ket keluvchi tirqishlar va tusiqlar sistemasiga difraksion panjara deyiladi.

Ta'rifga asosan difraksion panjara yorug'lik o'tkazadigan (b) va o'tkazmaydigan (a) kengliklardan iborat bo'lib, ($d=a+b$) ga difraksion panjara doimiysi (davri) deyiladi.

Doimiysi (d) ga teng bo'lgan (N) ta tirqishli difraksion panjara monoxromatik nur normal holda tushayotgan bo'lsin. U vaqtda qo'shni tirqishlardan (φ) burchak ostida difraksiyalangan nurlar orasidagi yo'llar farqi

$$\Delta = d \sin \varphi \quad (1)$$

ga teng bo'ladi. φ - difraksiya burchagi

(rasm)

Bu holda bosh panjaramaksimum sharti

$$d \sin \varphi = m n \frac{\lambda}{N} = m \lambda \quad (2) \text{ bo'ladi.}$$

Bunda $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ difraksiya tartibi.

Qo'shimcha minimumlar

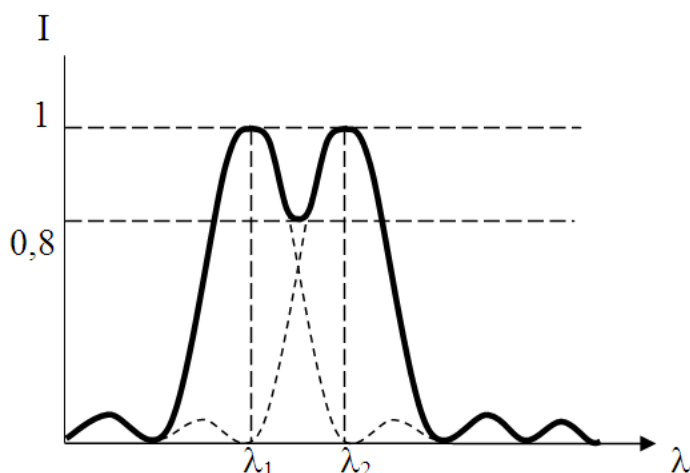
$$d \sin \varphi = (mN + 1) \frac{\lambda}{N} \quad (3)$$

(2) tenglikdan ko'rinadiki to'liq uzunligi difraksiya burchagiga bog'liq ekan. Bu esa difraksion panjarani difraksiyalovchi element sifatida ishlatish mumkin degan xulosaga kelishi mumkin.

Reley shartiga sosan ikki spektral chiziqni alohida-alohida ko'rish mumkinki qolganini agar irinchi chiziqning (max) ikkinchi chiziqning (min) ga to'g'ri kelsa

va $J_1 = J_2$ bo'lsa ikki chiziqli intensivligining egri chizig'idagi chuqurcha qo'shni (max) lar balandligidan kamida 20% ga teng bo'ladi.

Agar bu chuqurcha 20% dan kichik bo'lsa bu spektrlar qo'shilib ketadi.



Difraksion panjaraning olish qobiliyati quyidagi formula orqali topiladi.

$$R = mN \quad (4) \text{ bo'lib}$$

uning burchakli difraksiyasi

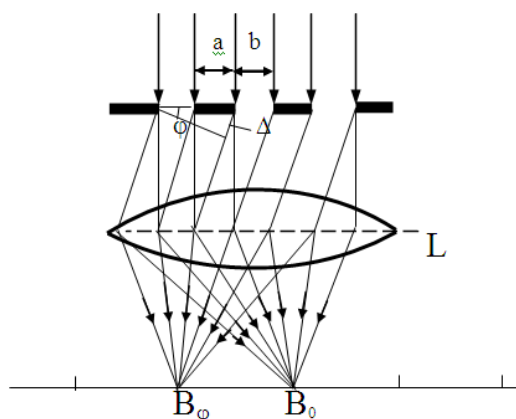
$$D_\varphi = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \varphi} \quad (5) \text{ ga teng bo'lsin.}$$

chiziqli dispersiyasi esa quyidagiga tengdir.

$$D_e = \frac{de}{d\lambda} = F D_\varphi \quad (6)$$

F - obyektiv fokus masofasi.

Ko'p o'lchamli difraksion panjaralar.



Odatdagi difraksion panjaralar bir o'lchamli difraksion panjaralar deyiladi.

Agar ikkita ana shunday bir o'lchamli difraksion panjarani o'zaro perpendikulyar ravishda ustma-ust joylashtirsak ikki o'lchamli difraksion panjara hosil bo'ladi.

Panjaraning X va Y o'qlari bo'yicha doimiyliklari (d_1) va (d_2) bir xil bo'lishi yoki bo'lmasligi mumkin.

Faraz qilaylik panjaraga OX va OY o'qlari bilan α_0 va β_0 burchak tashkil etuvchi difraksion burchaklar (α) va (β) bo'lsa ular o'zaro quyidagicha bog'lanishda bo'ladi.

(bosh maksimum sharti)

$$\left. \begin{aligned} d_1(\cos \alpha - \cos \alpha_0) &= m_1 \lambda \\ d_2(\cos \beta - \cos \beta_0) &= m_2 \lambda \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

m_1 va m_2 - butun sonlar.

Endi uch o'lchamli difraksion panjarani qaraylik va bunday strukturadan hosil bo'ladigan difraksion minimumlar shartini topaylik.

Odatda uch o'lchamli difraksion panjara yasash qiyin lekin bunday panjara rolini tabiatda kristallar uynashi mumkin. Masalan NaCl

Biroq bu kristall panjara tugunlari orasidagi masofa $\sim 1\text{\AA}$ ga teng bo'lganligi uchun ($\lambda = 4000\text{\AA} : 7600\text{\AA}$) difraksiya kuztilmaydi. Chunki difraksiya hodisasi ($d \sim \lambda$) bo'lsagina yaqqol kuztiladi.

Ko'rish tabiatda esa $\lambda > d$ dir. Shuning uchun ham bunday uch o'lchamli panjarada difraksion hodisasini o'rganish uchun Rentgen nurlarini o'rganishdir.

Ultratovush to'lqinlarida yorug'lik difraksiyasi

Chastotasi $2 \cdot 10^4$ Gs dan 10^8 gacha bo'lgan tovushlarga ultra tovushlar deyiladi. Bunday tovushlar suyuqlik va qattiq jismlarda tarqalsa, unda hosil bo'ladigan turg'un to'lqinlarda yorug'lik difraksiya hodisasini kuzatish mumkin. Boshqacha aytganda ultratovush maydonda yorug'lik nurlari tarqalsa difraksiya hodisasi vujudga keladi.

Kvars yoki turmalin yordamida chastotasi yuqori bo'lgan ($\nu = 10^8$ gs) mexanik to'lqinlarni hosil qilish mumkin, ya'ni $\nu = 10^8$ gs chastota bilan tebranuvchi kvars yoki turmalin o'zidan ultra tovush, ya'ni elastik to'lqin tarqatadi.

Agarda bu kvarsni biror bir suyuqligiga joylashtirsak u holda ultra tovush to'lqinlari shu suyuqlik bo'ylab tarqala boshlaydi va bu suyuqlikda tarqaluvchi elastik to'lqin zichlashishi va suyuqlashishi to'lqinlaridan iborat bo'ladi. Shuning uchun ham ultra tovush tarqalayotgan muhit yorug'lik nuri uchun fazoviy panjara rolini bajaradi.

Agar suyuqlik solingan idish bo'ylab tarqaluvchi ultratovushni idishning tubidan qaytishga majbur qilsak, tushuvchi va qaytuvchi to'lqinlar quyiladi. Natijada turg'un ultratovush to'lqinlari hosil bo'ladi. Bu to'lqin tarqalayotgan muhit fazoviy panjara rolini bajaradi.

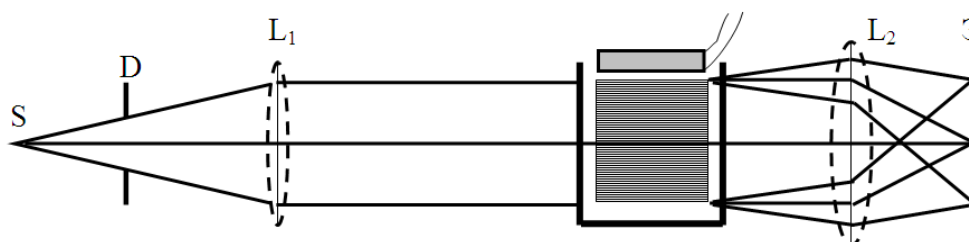
Hosil bo'lgan fazoviy panjaraning davri ultratovush to'lqin uzunligiga teng bo'ladi.

Bu kattalikni benzol moddasiga nisbatan hisoblab chiqamiz. Benzolda ultratovush tarqalish tezligi $\nu = 1200 \text{ m/c} = 1,2 \cdot 10^5 \text{ cm/c}$ agar ultratovush chastotasi $\nu = 10^8$ Gs bo'lsa

$$\lambda = \nu T = \frac{\nu}{\nu} = 1,2 \cdot 10^3 \text{ cM}$$

Demak benzol davri $d = 1,2 \cdot 10^3 \text{ cM}$ bo'lgan fazoviy panjara rolini bajarar ekan.

Qo'yidagi rasmda ultra tovush maydonida yorug'lik difraksiyasini kuztadigan qurilma keltirilgan.



S - yorug'lik manbaidan tarqalayotgan oq yorug'lik suyuqlik solingan (A) idishga tushsin.

Agar idishdagi suyuqlik bo'ylab ultratovush tarqalayotgan bo'lsa, u holda ekranda dispersiyalangan spektrlar hosil bo'ladi. Bu spektrlar bir necha (max) va (min) lar (D) tirqish tasvirining ikkala tomonida simmetrik ravishda joylashadi.



Boshqacha aytganda ekranda xuddi difraksion panjaraning (kvars tebranish chastotasi va ultratovushning suyuqlikdagi tezligi bo'yicha hisoblangan) davriga mov keladigan juda yaxshi dispersiyali spektr hosil bo'ladi.

MA'RUZA 10

Mavzu: Golografiya

Reja:

1. Odatdagi fotografiyada tasvirni hosil qilish.
2. Yorug'likning fazasi va amplitudasi haqida ma'lumot.
3. Golografiyalash g'oyasi.
4. Golografiyani hosil qilish.
5. Ikki nurli golografiyalash sxemasi va jismning hajmiy tasvirini hosil qilish.

Tayanch so'zlar:

Jism, tasvir, faza, amplituda, golografiya, Gabor, ko'zgu, predmet to'liqini, tayanch to'liqini.

Nazorat savollari.

1. Odatdagi fotografiya nuqsonlari nimadan iborat?
2. Yorug'likning fazasi va amplitudasi haqidagi ma'lumot qanday olinadi?
3. Golografiya qanday hosil qilinadi?
4. Predmet to'liqini qanday tiklanadi?
5. Hajmiy tasvir qanday hosil bo'ladi?

Adabiyotlar.

1. A.N.Matveyev, Optika, 1985, 2. §.6, 10, 295-302 betlar.
2. Sh.Fayzullayev. O'.B.Jo'rayev, A.Jumaboyev, H.To'raqulov. Yorug'likning difraksiyasi. 1989, §.1-3. 3-16 betlar.

Kogerent nurlarning difraksiya va interferensiya hodisalariga asoslanib yorug'lik to'liqlarining strukturasi yozib olish va uni (asl) o'z holiga qayta tiklash usuliga golografiya deyiladi.

Golografiyada ham xuddi fotografiyadagidek buyumlar obrazini yozish, saqlash va qayta tiklash mumkin.

Lekin fotografiya buyumlarning faqat ikki o'lchamli (yassi) tasvirini bersa golografiya hajmiy (3 o'lchamli) tasvirini beradi, ya'ni golografiya grekcha so'z bo'lib «to'la yozish» ma'nosini bildiradi. Golografiyani 1947 yilda ingliz olimi D. Gobar kashf etdi va 1971 yilda Nobel mukofotini oldi. Yuqorida aytganimizdek golografiya yorug'likning interferensiyasi va difraksiyasi natijasida yuzaga keladi.

Agar biz yorug'lik to'liqini muayyan qayd etish va uni tiklashni ko'rmoqchi bo'lsak, unda biz jismdan tarqalayotgan to'liq amplitudasi va fazasini qayd eta olishimiz kerak.

Faza va amplituda haqidagi ma'lumotni qo'yidagi formula orqali hisoblash mumkin.

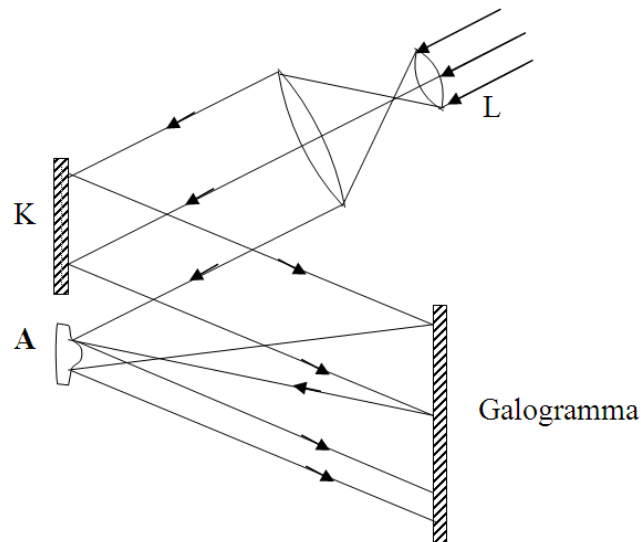
$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (1)$$

$\alpha_2 - \alpha_1$ - fazalar farqi

Bu formuladan ko'rinadiki, intensivlikning taqsimoti interferensiyalanuvchi to'liqlarning amplitudasidan tashqari ular fazalarining farqiga ham bog'liq ekan.

Fazali va amplitudali interferensiyani qayd qilish uchun jism yoki buyumdan tarqalayotgan to'liqindan tashqari kogerent bo'lgan yana bitta to'liqiga ega bo'lishimiz kerak. Bu to'liqiga tayanch to'liqin deyiladi.

Shunday qilib quyidagi mulohazaga kelimiz. Jism yoki buyum tomonidan difraksiyalangan to'liqinni qayt etish va tiklash uchun uni ma'lum fazaga ega bo'lgan kogerent tayanch to'liqini bilan interferensiyalashga majbur yetish kerak. Keyin esa hosil bo'lgan interferensiyalar manzaradan tayanch to'liqin yordamida buyum to'liqini chiqarib olish kerak. Golografiya g'oyasi ana shundan iborat bo'lib ularni quyidagicha amalga oshirish mumkin. lazer nuri L linza yordamida kengaytirilib bu nurning bir qismi K ko'zguga qolgan qismi esa uning yonida joylashgan A buyumga yuboriladi.

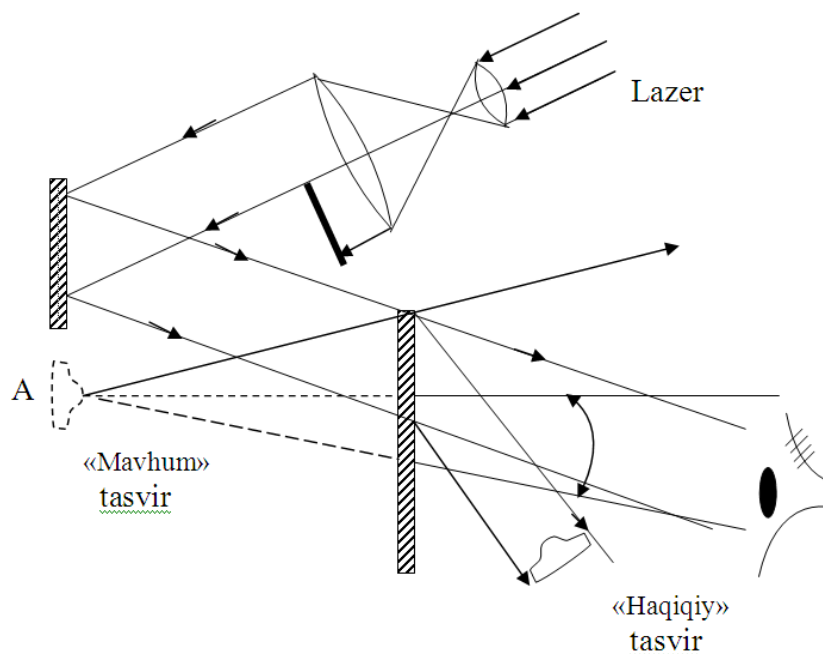


Ko'zgu va buyumdan qaytgan yorug'lik to'liqlari kogerent bo'lganligi uchun ular fotoplastinkada uchrashib interferensiyon manzarani hosil qiladi.

Agar biz ma'lum ekspozitsiya vaqtini berib fotoplastinkani ochiltirsak tayanch to'liqini va buyum to'liqini ustma-ust tushishi natijasida hosil bo'lgan interferensiyon manzarani gologrammani ko'ramiz.

Buyumni qayta tiklash va hajmiy tasvirni hosil qilish uchun gologrammani fotoplastinka joylashtirilgan joyga joylashtirib fotoplastinkaga qanday nur tushgan bo'lsa gologrammani ham xuddi shunday nur bilan yoritamiz.

Natijada gologrammada tayanch to'liqining difraksiyasi hosil bo'ladi va biz buyumning mavhum hajmiy ta'sirini hosil bo'lganligini ko'ramiz.



Mavhum tasvirdan tashqari buyumning qarama-qarshi relyefiga ega bo'lgan uning haqiqiy ta'siri hosil bo'ladi. Keyingi yillarda rangli gologramma

hosil qilish usuli ham yaratildi. Bunda 3 xil rangdan qizil, yashil, ko'k ranglardan va uni qayta tiklashda oq nurlar dastasidan foydalaniladi.

MA'RUZA 11

Mavzu: Majburiy nurlanish va lazerlar

Reja:

1. Majburiy nurlanish tabiati.
2. Yoqut lazerining tuzilishi.
3. Yoqut lazerining energetik sathlar sxemasi.
4. Geliy-neon lazerining tuzilishi energetik sathlar sxemasi.
5. Lazer nurlanishini hosil qilish haqidagi elementar jarayonlar.

Tayanch so'zlar.

Kristall, yoqut, lazer, energetik sath, geliy, neon, majburiy nurlanish, spontan nurlanish, lazer nurlanishi.

Nazorat savollari.

1. Majburiy nurlanish jarayonini tushuntiring.
2. Yoqut lazerining ishlash prinsipi nimadan iborat?
3. Geliy-neon lazeri qanday ishlaydi?
4. Yoqut lazerining energetik sathlar sxemasini chizib tushuntiring.
5. Lazer nurlanishi qanday hosil bo'ladi?

Adabiyot.

1. D.V.Sivuxin, Optika, 1980, 6. §.98, 597-607 betlar.
2. Jumaboyev A, Fayzullayev Sh. Yorug'likning qutblanishi va lazerlar. 2-bob, §. 1-3, 30-40 betlar.

1 §. Spontan va majburiy nurlanish jarayoni

Ma'lumki optik diapazondagi elektromagnit to'lqinlarning manbai har qanday moddani tashkil etuvchi uning atom, ion yoki molekulalaridir. Bu zarralarni tashqi elektromagnit maydoni ta'siri ostida uyg'ongan holatga keltirish mumkin.

Uyg'ongan holatdagi atomning yashash davri 10^{-8} s ga teng. Bunday holatdagi atomga tashqi ta'sir misol uchun elektromagnit maydoni ta'sir etmasa u holda uygongan holatni xarakterlovchi yuqori energetik satxdan pastki energetik sathga utish o'z-o'zidan ya'ni, tasodifiy ravishda amalga oshadi. Bunday o'tish natijasida xosil bo'ladigan nurlanish jarayoniga spontan nurlanish deyiladi.

1916 yilda A.Eynshteyn jismlar nur chiqarishining kvant xarakterini tahlil qilib nurlanishni ikki turi – spontan (o'z-o'zidan) va majburiy (induksion) nurlanishlar mavjud ekanligini nazariy jixatdan asosladi. Spontan o'tish paytida uyg'ongan atomlarning yuqori energetik sathdan pastki energetik sathga o'tishi tashqi ta'sirga ya'ni, elektromagnit maydon ta'siriga bog'liq bo'lmaydi, ya'ni bu holda hosil bo'ladigan nurlanish mustaqildir.

Spontan nurlanish jarayonida fotonlarning nurlanishi tartibsiz ravishda turli yo'nalishlar bo'ylab yo'nalgan bo'ladi. Agar nur chiqaruvchi zarra nur chiqargandan so'ng qaytadan E_n uyg'ongan satxga o'tkazilsa, unda 1 s vaqt davomida E_n sathdan E_m satxga o'tishlar sonining o'rtacha qiymati (A_{nm}) quyidagicha aniqlanadi.

$$A_{nm} = \frac{1}{\tau_{nm}} = \frac{\omega_{nm}^3 \cdot P_0^2}{3hc^3} \quad (1)$$

bunda τ_{nm} uyg'ongan holatning davomiyligini va P_0 zarraning dipol momentini ifodalaydi. (1) formula bilan aniqlanadigan A_{nm} kattalik spontan nurlanish uchun vaqt birligi ichida o'tish extimolini bildiradi va unga spontan nurlanish koefitsienti deyiladi. Keltirilgan (1) tenglikda $E_n \rightarrow E_m$ o'tishga mos keladigan yorug'lik chastotasi ω_{nm} bilan belgilanadi, Spontan nurlanishda vaqt birligi ichida E_n satxdan E_m satxga o'tuvchi atomlarning o'rtacha soni N_n -ga mutonosib bo'lib quyidagi tenglik bilan aniqlanadi.

$$\Delta N_{nm}^{cnohm} = A_{nm} N_n \quad (2)$$

Pastki energetik sathda bo'lgan atomlar yuqori energetik satxga ko'tarilishi uchun moddaga tushuvchi elektromagnit to'liqinni yutadi. Bunday atomlarning soni N_{nm} quyidagicha aniqlanadi.

$$\Delta N_{mn}^{iom} = B_{nm} U(\omega_{mn}) N_m \quad (3)$$

Bu formuladagi B_{nm} – Eynshteyn koefitsienti bo'lib, atomni pastki energetik satxdan yuqori energetik sathga o'tishini bildiradi.

Moddaga tushuvchi yorug'lik energiya oqimi spektral zichligini $U(\omega_{mn})$ bilan belgilaymiz. Quyidagi tenglik bilan aniqlanadigan modda atomning tebranish chastotalaridan biri

$$\omega_{nm} = (E_n - E_m) / \hbar \quad (4)$$

bu yerda $\hbar = h / 2\pi$, $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ J·s Plank doimiysi, unga tushuvchi yorug'lik chastotasiga teng bo'lsin, u xolda quyidagi ikki jarayon yuzaga kelishi mumkin.

1. Atomlar E_m energiya bilan xarakterlanadigan pastki energetik sathdan E_n energiya bilan xarakterlanadigan yuqori energetik sathga o'tadi.
2. Atomlar energiyasi E_n ga teng bo'lgan yuqori energetik sathdan energiyasi E_m ga teng bo'lgan pastki energetik sathga majburiy ravishda o'tadi.

Birinchii jarayonda yorug'likning yutilishi natijasida tushuvchi nurning intensivligi kamayadi. Ikkinchi jarayonda yorug'lik nurining intensivligi oshadi. Moddadan o'tgan yorug'lik nurining natijaviy intensivligi bu ikkala jarayonlardan qaysi birini ustun kelishiga bog'liq.

Uygongan atomlarga tashqi nurlanish kvanti tushgan paytda modda atomlari bu nurlanishni yutmasdan balki o'zidan yangi nurlanish kvantini chiqaradi va bu kvantlar bir-biridan farq qilmaydi. A.Eynshteyn majburiy nurlanishni amalga oshiruvchi atomlarning o'rtacha soni N_{nm}^{maj} quyidagicha aniqlanadi:

$$\Delta N_{nm}^{max} = B_{nm} U(\omega_{nm}) N_n \quad (5)$$

$$B_{nm} = \frac{8\pi^3 |D_{nm}|^2}{3h^2 g_n}$$

$$B_{mn} = \frac{8\pi^3 |D_{nm}|^2}{3h^2 g_m} \quad (6)$$

Bunda D_{nm} nur chiqaruvchi zarraning dipol momenti amplitudasidir $D_{nm} = P_0 \sqrt{2}$.

Keltirilgan (6) formuladagi B_{mn} yorug'likni yutilishini ifodalovchi A.Eynshteyn koeffitsiyentidir.

Karrali sathlar uchun $g_m B_{nm} = g_n B_{mn}$ (7) bo'ladi.

$T \rightarrow \infty$, da $N_m = N_n$ va $V_{nm} = B_{mn}$ (8) bo'ladi.

Termodinamik muvozanat holatidagi modda uchun $N_m V_{nm} > N_n B_{mn}$ bo'ladi va bu paytda modda o'ziga tushgan yorug'likni yutadi.

Yuqorida keltirilgan (3) formulaga asosan holat energiyasini oshishi bilan energetik sathlar zichligi yoki atomlar soni N_n kamayadi. Tushuvchi nur intensivligini oshirish uchun energetik sathlar zichligini teskarisiga o'zgartirish kerak. Agar ana shunday shart bajarilsa, atomlar to'plami inversiyali (teskari) joylashishga ega bo'ladi va bunday shartni amalga oshirish mumkin bo'lgan muxitga faol muxit deyiladi.

Agar $B_{nm} N_n > N_m B_{mn}$ bo'lsa, u holda moddaga tushgan yorug'lik yutilmasdan balki majburiy nurlanish hisobiga kuchayadi. A.Eynshteyn ko'rsatdiki, spontan va majburiy nurlanishlar koeffitsientlari o'rtasida quyidagicha bog'lanish mavjud.

$$\frac{A_{mn}}{B_{mn}} = \frac{h\omega_{mn}^3}{\pi^2 c^3} \quad (9)$$

A.Eynshteynning nurlanish nazariyasiga asosan atom va molekula tomonidan yutilgan yorug'likning harakterlovchi yutilish koeffitsientini aniqlash mumkin. Intensivligi I ga teng bo'lgan yorug'lik parallel dasta chastotasi ν va $\nu + d\nu$ intervalda o'zgaruvchi nurlanishni yutuvchi atomlar qatlamidan o'tganda, yutilish jarayoni bu oqimni kuchsizlantiradi, majburiy nurlanish jarayoni esa bu oqimni kuchaytiradi.

Bu paytda spontan nurlanishni hisobga olmasa ham bo'ladi, chunki bu holda fotonlar asosan turli yo'nalishlar bo'ylab uchib ularning bir qismi tushuvchi birlamchi nurlanish yo'nalishida uchadi.

Faraz qilamizki hajm birligida E_m energetik satx bilan xarakterlanadigan, chastotalari ν va $\nu + d\nu$ bo'lgan fotonlarni yutish qobilitiga ega bo'lgan atomlar soni δN_m ga teng bo'lsin.

Chastotalari xuddi shunday bo'lgan fotonlarni nurlantiruvchi va E_n energetik satx bilan xarakterlanuvchi atomlar soni δN_n ga teng bo'lsin. Bu holda dx qatlamni o'tish natijasida fotonlar bog'laminin kuchsizlanishi quyidagiga teng bo'ladi.

$$(dI_0 \delta \nu) = h \nu_0 B_{mn} I_\nu \delta N_m dx - h \nu_0 B_{nm} I_\nu \cdot \delta N_n dx \quad (10)$$

Bu tenglikni ikkala tomonini $I_\nu dx$ ga teng bo'lib va $-\frac{1}{I_0} \frac{dI_0}{dx} = \alpha_\nu$ ekanligini hisobga olib quyidagi natijani hosil qilamiz

$$\alpha_\nu \delta \nu = h \nu_0 (B_{mn} \delta N_m - B_{nm} \delta N_n) \quad (11)$$

Butun spektral chiziq bo'yicha yutilishni aniqlash uchun (11) ifodani $\delta \nu$ bo'yicha integrallash kerak.

$$\int_\nu \alpha_\nu \delta \nu = h \nu_0 (B_{mn} N_m - B_{nm} N_n) \quad (12)$$

$\int_\nu \alpha_\nu \delta \nu = \alpha_0 \cdot \Delta \nu$ (13) deb qabul qilamiz, bunda α_0 spektral chiziq o'rtasidagi yutilish koeffitsiyenti, $\Delta \nu$ spektral chiziqning effektiv kengligi. Natijada quyidagi formulaga ega bo'lamiz, ya'ni

$$\alpha_0 = \frac{h \nu_0}{\Delta \nu} (B_{mn} N_m - B_{nm} N_n) \quad (14)$$

bo'ladi.

Agar (14) tenglikni hisobga olsak va $B_{mn} N_m$ ni qavsdan chiqarsak α_0 uchun quyidagi ifodani hosil qilamiz.

$$\alpha_0 = \frac{h \nu_0}{\Delta \nu} B_{mn} N_m \left(1 - \frac{g_m N_n}{g_n N_m} \right) \quad (15)$$

Odatda majburiy nurlanish spontan nurlanishdan ko'p martaba kichik bo'lganligi uchun spektrning optik diapozonida kuzatilmaydi.

1939 yilda rus olimi V.A.Fabrikant o'zining doktorlik dissertasiyasida yutilish koeffitsiyenti manfiy ($\alpha_0 < 0$) bo'lgan muhitlarni xosil qilish mumkinligini ko'rsatdi. Buning uchun muxitda quyidagi shartni $g_m N_n > g_n N_m$ amalga oshirish mumkin bo'lgan sharoit yaratish kerak degan g'oyani ilgari surdi. Agar bu shart bajarilsa manfiy yutilishga ega bo'lgan muxitdan ν_0 – chastotali yorug'lik o'tganda uning intensivligi quyidagi Buger – Lambert qonuniga asosan oshadi.

$$I_\infty = I_0 \exp(\alpha_0 \cdot d) \quad (16)$$

$$\text{Ko'rish mumkinki, (16) ga asosan } \frac{g_n}{g_m} < \frac{N_n}{N_m} \quad (17)$$

N_m va N_n ga mos keluvchi energetik sathlarning inversli joylashishini quyidagi Bolsman formulasiga asosan aniqlash mumkin.

$$N_m = N_0 g_m e^{-\frac{E_m}{kT}} \quad (18)$$

$$N_n = N_0 g_n e^{-\frac{E_n}{kT}} \quad (19)$$

$$\frac{N_n}{N_m} = \frac{g_n}{g_m} \cdot e^{-\frac{E_n - E_m}{kT}} \quad (20)$$

Agar inversli joylashish mavjud bo'lsa $(E_n - E_m) > 0$ va $N_n / N_m > 1$ bo'lib moddadan o'tgan yorug'lik kuchayadi.

Inversli joylashishni amalga oshirish va majburiy nurlanishni hosil qilish mumkin bo'lgandan so'ng lazerlar ishlab chiqarila boshlandi.

2 §. Yoqut lazeri

Dastasi ingichka bo'lib kuchli quvvatga ega bo'lgan kogerent va monoxramatik yorug'lik nurlarini hosil qiladigan va nurlanishni kuchaytiradigan qurilmalarga optik kvant generatorlari deyiladi. Mikroto'lqinli diapazonidagi elektromagnit to'lqinlarni majburiy nurlanish hisobiga kuchaytirish mumkinligini 1953 yil rus olimlari A.M.Proxorov, N.G.Basov va amerikalik olim Ch.Tauns ko'rsatdi.

Santimetrli elektromagnit to'lqinlar diapazonida ishlaydigan ana shunday qurilmalarga mazerlar deb nom berildi.

Mazer so'zi quyidagi inglizcha so'zlarning, Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation bosh harflaridan olingan bo'lib, mikrotulkin nurlanishni radiasiya yordamida stimulyasiya qilish bilan kuchaytirish degan ma'noni bildiradi.

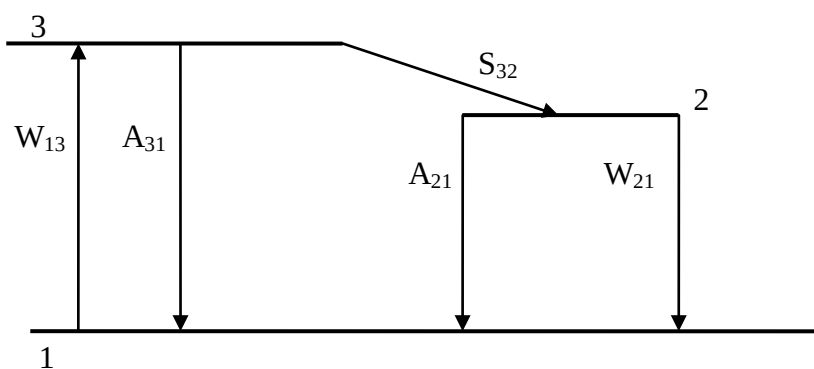
Ko'zga ko'rinadigan va infraqizil nurlanish oblastida ishlaydigan to'lqin uzunligi 0,38 dan 3 mkm gacha yoki chastotalari $10^{14} - 10^{15}$ 1/s chegarada o'zgaradigan optik kvant generatorlariga lazerlar deyiladi.

1960 yilda Meynman optikaviy diapazonda ishlovchi ana shunday asbob yaratdi. Bu asbobga lazer deb nom berildi va bu nom quyidagi inglizcha Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation so'zlarning bosh harflaridan olingan bo'lib yorug'lik nurlanishini radiasiya yordamida stimulyasiya qilish bilan kuchaytirish degan ma'noga ega.

Yoqut lazerida ishlovchi faol modda sifatida yoqut olinadi. Lazerlarda ishlatiladigan yoqut och qizil rangga ega va bir o'qli kristal bo'lib, unda ikkilanib sinish natijasida hosil bo'ladigan oddiy (O) va oddiymas (N) nurlarning sindirish ko'rsatgichi yorug'lik to'lqin uzunligi $\lambda = 656$ nm bo'lganda $n_0 = 1,7653$ va $n_N = 1,7573$ ga tengdir. Yoqutning tarkibi alyuminiy oksidi (Al_2O_3) dan iborat bo'lib unga 0,05 foiz xrom oksidi (Sr_2O_3) aralashtirilgan bo'ladi. Yoqut odatda silindr shakliga ega, bo'lib uning diametri $0,4 \cdot 10^{-2}$ m dan $2 \cdot 10^{-2}$ m gacha va uzunligi (3-20) 10^{-2} m gacha bo'ladi. Bu silindirning ikkala uchlari yuqori aniqlikda ishlov

berilgan yassi ko'zgularga o'xshaydi. Yoqut lazeri impuls rejimida ishlaydi va to'lqin uzunligi $\lambda = 694,3 \text{ nm}$ ga teng bo'lgan nur chiqaradi. Agar yoqut silindirining optik o'qi uning geometrik o'qi bilan mos tushmasa u holda yoqut lazerining nurlanishi qutublangan bo'ladi.

Qutblangan nurni hosil bo'lishiga sabab O nurda to'lqin normalli va bu nurni yo'nalishlari o'zaro mos tushadi, N nurda esa bunday mos tushishlik kuzatilmaydi. Bu silindirning bir uchi qalin kumush qatlami bilan qoplangan bo'lib, ikkinchi uchi o'ziga tushgan yorug'lik nurini 8 foizini o'tkazadigan kumush qatlami bilan qoplangan bo'ladi. Xrom ionlarining energetik sathlar ko'rinishi quyidagi 1-rasmda keltirilgan.



1-rasm

Energiyasi yetarli bo'lgan va to'lqin uzunligi $\lambda = 560 \text{ nm}$ ga teng bo'lgan kuchli yorug'likni chiqaruvchi spiral shaklidagi ksenon lampa yordamida xrom ionlari (Cr^{+++}) uygongan holatga keltiriladi. Bu ionlarni uyg'ongan holatga keltirish uchun zarur bo'lgan energiyaga damlash energiyasi deyiladi.

Damlash energiyasi hisobiga xrom ionlarining uyg'onishi 1 rasmda W_{13} strelka bilan ko'rsatilgan. Yuqorida 3-bilan belgilangan energetik sathlarning yashash davri juda qisqa (10^{-8} s). Ana shu davr mobaynida ba'zi xrom ionlari (umumiy ionlar sonining taqriban 1\200 qismi) spontan ravishda 1-energetik sathga o'tadi. Ionlarning ana shunday o'tishi A_{31} strelka bilan ko'rsatilgan. Lekin ionlarning ko'pchilik qismi 2-energetik sathga ya'ni metastabil sathga o'tadi.

Yashash davri katta (bir necha daqiqa) bo'lgan energetik sathlarga metastabil sathlar deyiladi. Bunday o'tish ehtimolini S_{32} strelka bilan ko'rsatilgan. Bu sathda ionlarning yashash davri $\sim 10^{-3} \text{ s}$ teng.

Agar damlash energiyasi yetarli bo'lsa 2-energetik sathdagi xrom ionlarining soni 1-energetik sathlardagi xrom ionlarining sonidan oshib ketadi. Metastabil holatdan asosiy holatga spontan ravishda o'tish A_{21} strelka bilan ko'rsatilgan. Bu holda hosil bo'lgan foton qo'shni iondagi fotonni nurlanishi olib keladi, ya'ni majburiy nurlanish hosil bo'ladi. Metastabil holatdan asosiy holatga majburiy ravishda o'tish xrom ioni sathlar sxemasida W_{21} strelka bilan ko'rsatilgan. Bu ikkala foton yoqut bo'yicha chopib xrom ionlarining metastabil holatdan asosiy holatga ya'ni ikkita o'tishni induksiyalaydi, natijada fotonlar soni ikki marta

oshadi. Bu jarayon davom etib fotonlar soni avval 8 ga keyin 16, 32, 64 va x.k. gacha oshadi.

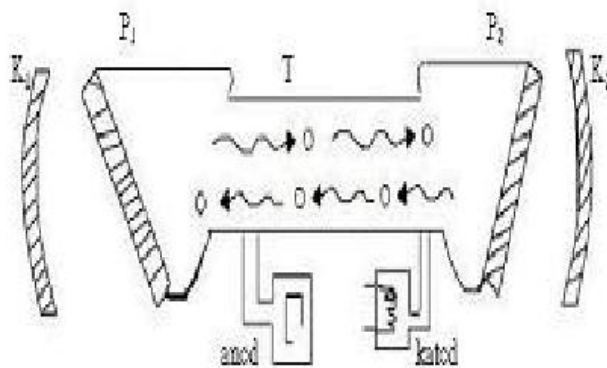
Bunday nurlanishni yoqutni uchlaridan ko'p martaba qaytishi natijasida majburiy nurlanish kuchayadi va bunday nurlanish natijalovchi nurlanish amplitudasining uzluksiz ravishda oshishiga olib keladi.

Fotonning o'tish yo'li arifmetik progressiya bilan, nurlanish quvvati esa geometrik progressiya bo'yicha oshadi. Yoqut silindirning ikkala uchlarida hosil qilingan yassi ko'zgularga rezonator deyiladi.

3 §. Geliy – neon lazeri

Birinchi gazli geliy-neon lazeri 1960 yilda Javan, Bennet va Erriot tomonidan yaratildi. Geliy-neon lazerining tuzilishi quyidagi 2- rasmda ko'rsatilgan.

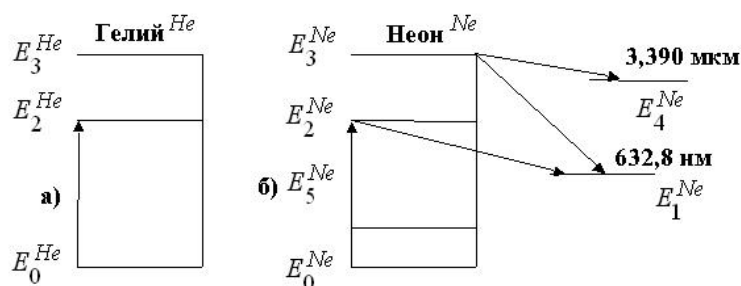
Bu lazer uzunligi bir necha o'nlab santimetrlardan 1,5~ 2 metrgacha bo'lgan va ichida gaz razryadi amalga oshadigan shisha naydan iborat. Razryad nay bosimi 1 mm. simob ustunining bosimiga teng bo'lgan neon gazlarining aralashmasi bilan to'ldirilgan bo'ladi. Shisha nay oxirlari nay o'qi bilan Bryuster burchagi hosil qiladigan qilib joylashtirilgan va shisha yoki kvarsdan yasalgan K_1 va K_2 yassi ko'zgular bilan mahkamlanadi.



2-rasm

Ko'zgularni ana shunday joylashtirish natijasida elektr vektori nurning tushish tekisligiga parallel ravishda tebranadigan chiziqli qutblangan lazer nuri hosil bo'ladi. K_1 va K_2 ko'zgular sferik shaklga ega bo'lib, ko'p qatlamli dielektrik bilan qoplangan bo'ladi. Bu kuzgulardan chiqadigan nurlanishini taqriban ikki foizini tashkil etadi. Naydagi razryad toki bir necha o'nlab milliamperlarni tashkil etadi. Lazer uzluksiz va impulsli rejimlarda ishlaydi. Bu lazer to'lqin uzunligi $\lambda_1 = 632,8$ nm teng qizil, $\lambda_2 = 1,150$ mkm va $\lambda_3 = 3,390$ mkm ga teng bo'lgan infraqizil nurlarni chiqarish mumkin. Endi bu lazerda majburiy nurlanish hisobiga hosil bo'ladigan va kuchaygan nurlanishni yuzaga kelishi bilan tanishamiz.

Neon atomlarining inversli joylashishi quyidagicha amalga oshadi (3- rasmga qarang).



3-rasm

Gaz razryadli plazma elektronlari bilan to'qnashishi natijasida neon atomlari uygongan holatga o'tadi. Razryadning ma'lum rejimida bu jarayon E_1^{Ne} va E_2^{Ne} energetik sathlarni invers joylashishiga olib keladi. Lekin E_1^{Ne} va E_3^{Ne} , E_4^{Ne} va E_3^{Ne} energetik sathlarda invers joylashish yuzaga kelmaydi. Qisqa muddatli yashashga ega bo'lgan E_1^{Ne} sathdan pastroqda joylashgan E_5^{Ne} energetik sath invers joylashishni amalga oshirishga to'sqinlik qiladi. E_5^{Ne} sathni inversli joylashishi katta bo'lib buning hisobiga tez bo'shaladigan E_1^{Ne} sathni to'ldirilishi yuzaga keladi, bunda E_1^{Ne} va E_3^{Ne} satxlar o'rtasida inversli joylashish yuzaga kelmaydi. Geliy gazining aralashishi natijasida quyidagi hodisa kuzatiladi. Geliy atomining sathlari o'rtasida lazerni ishlashi uchun E_0^{Ne} sathdan tashqari energiyalarini 19,82 va 20,61 eV ga teng bo'lgan E_2^{Ne} va E_3^{-Ne} metastabil sathlarni ahamiyati katta. Bu sathlarda asosiy E_2^{Ne} sathga spontan ravishda o'tish taqiqlangan ya'ni bunday o'tish ehtimoli kichikdir. Shuning uchun E_2^{Ne} va E_3^{-Ne} sathlarda atomlarni yashash davri juda katta. Elektron zarbalari natijasida bu sathlarda juda ko'p geliy atomlari to'planadi. Geliyning E_2^{Ne} va E_3^{Ne} sathlari neonning E_1^{Ne} va E_3^{Ne} sathlari bilan deyarli mos tushadi.

Binobarin uygongan geliy atomlari uygonmagan neon atomlariga o'z energiyalarini rezonansli uzatishi asosiy holatda nur chiqarmasdan sodir bo'ladi. Natijada E_1^{Ne} va E_3^{Ne} sathlarda neon atomlarining konsentrasiyasi tezda oshadi va E_1^{Ne} , E_3^{Ne} sathlarga nisbatan inversli joylashish yuzaga keladi va E_2^{Ne} bilan E_1^{Ne} sathlar o'rtasidagi inversli joylashish bir necha marta oshadi.

Biz qattiq jismlar lazeri va gaz lazerining ishlash prinsipi bilan tanishib chiqdik. Gazli lazerlar ichida faol moddasi karbonat angdriddan (SO_2) dan iborat bo'lgan lazer quvvatlidir. 1963 yilda yarim o'tkazgichli lazerlar kashf etildi.

Bundan tashqari faol moddasi suyuqlikdan iborat bo'lgan lazerlar ham mavjud.

Belorus olimi B.I.Stepanov hamkasblari bilan birgalikda faol moddasi bo'yoq rodamin 6J ning eritmasidan iborat bo'lgan lazerni kashf etdi. Lazer nurlanishi quyidagi hossalarga ega.

1. Lazer nurlanishi vaqtiy kogerentlikka ega, ya'ni lazer nurining elektr maydon kuchlanganlik vektorining kattaligi tebranish yo'nalishi vaqtga nisbatan turg'un bo'ladi.

2. Lazer nurlanishi yuqori monoxromatiklikka ega, ya'ni faol modda atom yoki molekulalari bir-biri bilan kelishilgan holda nur chiqaradi, natijada bu nurlanish bitta aniq rangli monoxromatik yorug'lik sifatida hosil bo'ladi. Lazerlarda hosil bo'ladigan majburiy nurlanishning xarakterli xususiyati shundan iboratki, uning chastotasi, fazasi qutblanishi va tarqalish yo'nalishi unga tushuvchi tashqi nurlanishni harakterlaydigan shunday kattaliklar bilan mos tushadi.

MA'RUZA 12

Mavzu: Yorug'likning sochilishi

Reja:

1. Yorug'likning sochilishi haqidagi Reley formulasi va uning fizikaviy mohiyati.
2. Reley formulasi va uning fizikaviy mohiyati.
3. Ufqning rangi.
4. Osmon gumbazining rangi.
5. Yorug'likning kombinasion sochilishi.

Tayanch so'zlar.

Yorug'lik, sochilish, Reley, ufq, gumbaz, kombinasion, chastota, molekula, infraqizil, kvant, qizil yo'ldosh, binafsha yo'ldosh.

Nazorat savollari.

1. Reley nazariyasining mohiyati nimadan iborat?
2. Osmon gumbazi va ufqning rangini tushuntiring.
3. Zichlik fluktuasiyasi nima.
4. Qizil yo'ldoshlar qanday hosil bo'ladi?
5. Binafsha yo'ldoshlar qanday hosil bo'ladi?

Adabiyot.

1. D.V.Sivuxin, Optika, 1980, 6. §.98, 597-607 betlar.

Yorug'likning sochilishi, molekulyar sochilish

Tajriba ko'satadiki, bir jinsli (sindirish ko'satgichi barcha nuqtalarida bir xil bo'lgan) muhitda yorug'lik to'g'ri chiziq bo'ylab tarqaladi. Bunday muhitlardan tashqari bir jinslimas muhitlar ham mavjud. Optik bir jinslimasliklarni hosil bo'lishiga sabablar juda ko'p. Masalan: gaz holatidagi moddada muallaq ravishda turadigan qattiq zarralar (tutun), atmosferadagi suv tomchilari (tuman),

suyuqlikda muallaq ravishda turadigan qattiq zarralar (suspensiya) va h.k. lar bir jinsli bo'lmagan muhitni hosil bo'lishiga olib keladi va bunday muhitlarga xira muhitlar deyiladi.

Muhitda optik bir jinslimaslikning mavjud bo'lishi yorug'likning sochilishiga olib keladi. Xira muhitlarda yorug'likning sochilishini ilk bor 1869 yilda Tindal kuzatdi, ko'p hollarda bu hodisaga Tindal hodisasi ham deyiladi. Bunday muhit zarralarining o'lchami d bilan tushuvchi yorug'lik to'lqin uzunligi λ o'rtasida munosabat quyidagicha bo'ladi:

$$d=(0,1\div 0,2)\lambda, \text{ ya'ni } d<\lambda$$

Bu hodisani tekshirib Tindal va uning safdoshlari quyidagi xulosaga keldilar:

1. Sochilgan yorug'lik ko'k-havorang rangga ega.
2. Sochilish burchagi $\varphi=90^0$ ga teng bo'lganda (1-rasm) sochilgan yorug'lik deyarli to'la chiziqli qutblangan bo'ladi.
1. Sochilgan yorug'lik indikatrissasi, ya'ni φ burchak ostida sochilgan yorug'lik intensivligi (1-rasm) tushuvchi nurga va unga tik bo'lgan yo'nalishlarga nisbatan simmetrikdir.

$$I_{\varphi} = I_{\pi/2}(1 + \cos^2 \varphi) \dots \quad (1)$$

Yorug'likning sochilish nazariyasini 1889 yilda Reley yaratgan. Reley nazariyasiga asosan o'lchami yorug'lik to'lqini uzunligidan kichik bo'lgan zarrachalardan iborat muhitga yorug'lik nuri tushsa, u holda ana shu zarrachalar tomonidan sochilgan yorug'likning intensivligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$I = I_0 9\pi^2 \varepsilon_0 N^2 V^2 / \lambda^4 r^2 [(\varepsilon_0 - \varepsilon)/(\varepsilon_0 + \varepsilon)](1 + \cos^2 \varphi) \quad (2)$$

Bu formulaga Reley formulasi deyiladi.

Bu yerda, I_0 – moddaga tushuvchi yorug'likning intensivligi,

N – hajm birligidagi zarrachalar soni,

ε - zarrachaning dielektrik kirituchanligi,

r – yorug'lik sochuvchi markazdan kuzatish nuqtasigacha bo'lgan masofa,

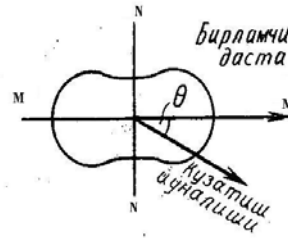
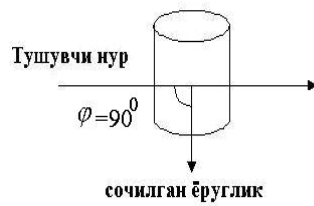
V – zarrachaning hajmi,

φ - yorug'likning sochilish burchagi,

ε_0 - muhitning dielektrik kirituchanligi,

λ - moddaga tushuvchi yorug'lik to'lqin uzunligi.

Yorug'likning sochilish hodisasini quyidagi tajribada ko'rish mumkin. Faraz qilamizki, biror bir idishga toza suv solingan bo'lsin va tushuvchi yorug'likning intensivligi I_0 bo'lsin. Agar tushuvchi yorug'likka nisbatan $\varphi=90^0$ burchak ostida qarasak yorug'likning sochilishini ko'ramiz. Sochilmagan yorug'lik esa idishdan to'g'ri o'tib ketadi.



Agar idishdagi suvga biror tomchi atir yoki sut tomizib, tushuvchi nurga nisbatan 90° burchak ostida qarasak, yorug'likning hamma tomonga sochilganini ko'ramiz. Sochilgan yorug'lik havorang bo'lib ko'rinadi, bunday bo'lishiga sabab Reley formulasi (2) ga asosan, sochilgan yorug'lik intensivligi to'lqin uzunligining to'rtinchi darajasiga teskari mutanosib ekanligidir, ya'ni

$$I \sim 1/\lambda^4 \quad (3)$$

Shu qonun asosida Osmon gumbazining ko'k rangga ega bo'lishi Quyoshning chiqishi va botishi oldidan ko'rinadigan ufqning rangi tushuntiriladi.

Yorug'likning atmosferada sochilish tufayli Osmon havo rang bo'lib ko'rinadi. Quyosh gorizontga yaqinlashsa bizga atmosferaning qalin qatlamidan, o'tib sochilgan yorug'lik kuchsizlangan holda yetib keladi. Ya'ni, bu holda sochilgan yorug'likning ma'lum bir qismi yetib keladi. Natijada Quyoshning chiqishi va botishi oldidan Ufqning rangi qizil-to'q sariq bo'ladi. Yuqoridagi tajribadan ko'rinadiki, yorug'likning sochilishiga asosiy sabab Reley ko'rsatganidek muhitning bir jinsliligining buzilishidir. Bunday buzilish bizning holda toza suvga bir tomchi atir yoki sut tomchisini tomizganimizda yuzaga keladi.

Reley ko'rsatdiki, yorug'likning sochilishiga asosiy sabab havodagi chang zarrachalari emas, balki havo molekulalarining o'zidir. Haqiqatda esa bir jinsli muhit ham yorug'likni sochishi mumkin. Bir jinsli muhitda yorug'likning sochilishini rus olimi L.I. Mandelshtam ko'rsatdi. Bu hodisani zichlik fluktuatsiyasi natijasida yuzaga kelishini nazariy ravishda polyak olimi M.Smoluxovskiy isbotlab berdi. Agar yorug'lik molekulalardan iborat bo'lgan gaz yoki suyuqlikda sochilsa, bunday sochilishga yorug'likning molekulyar sochilishi deyiladi. Yorug'lik sochilishini kuzatish uchun yorug'lik sochuvchi muhit rangsiz-shaffof bo'lishi kerak. Yorug'lik sochilishini statistik nazariyasiga asosan tushuvchi nurning elektr maydon kuchlanganligi E ta'siri ostida muhit molekulalari qutblanadi va dipol momentga ega bo'ladi. Hajm birligining dipol momenti

$$P = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} E = \frac{\varepsilon_0 - 1}{4\pi} E + \frac{\Delta\varepsilon - 1}{4\pi} E \dots \quad (4)$$

Bu tenglikda ε muhitning dielektrik kirituvchanlik, $\Delta\varepsilon$ uning fluktuasiyasi. Dielektr kirituvchanlik moddaning zichligiga bog'liq, binobarin zichlik fluktuasiyasi dielektrik kirituvchanlik fluktuasiyasiga olib keladi, ya'ni dielektrik kirituvchanlikni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \Delta\varepsilon \quad (5)$$

bunda ε_0 dielektrik kirituvchanlikning o'rtacha qiymati, $\Delta\varepsilon$ - o'rtacha qiymatdan chetlashish – fluktuasiya.

Dielektrik kirituvchanlik fluktuasiyasi zichlik fluktuasiyasi ($\Delta\rho$) natijasida yuzaga keladi. Yorug'likning sochilishiga sabab (5) formulaning ikkinchi qismi mavjudligidadir. Agar dipolning o'lchami tushuvchi nur to'lqin uzunligiga nisbatan juda kichik bo'lsa, u holda dipolli sochilish bilan chegaralanish mumkin. Bu holda sochilgan yorug'lik elektr maydon kuchlanganligi

$$E = \frac{\omega^2}{c^2 \cdot r} P \sin \theta \dots \quad (6)$$

bo'ladi, bunda P – dipol momenti, ω - yorug'likning aylanma chastotasi, θ - dipol o'qi bilan r – radius vektor o'rtasidagi burchak, c – yorug'likning bo'shliqdagi tezligi. Moddaning kichik hajm elementi (v) tomonidan sochilgan yorug'lik elektr maydon kuchlanganligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$E = \frac{\omega^2}{c^2 \cdot r} P \sin \theta = \frac{\omega^2}{c^2 \cdot r} \cdot \frac{\Delta\varepsilon}{4\pi} v \sin \theta \quad (7)$$

Sochilgan yorug'lik intensivligi esa quyidagiga teng bo'ladi.

$$I_v = \frac{c \cdot n}{4\pi} \left| \overline{E_0} \right|^2 = I_0 \frac{\pi^2 v^2}{r^2 \lambda^4} \cdot (\Delta\varepsilon)^2 \sin^2 \theta \quad (7)$$

bu yerda

$$I_0 = \frac{c \cdot n}{4\pi} \left| \overline{E_0} \right|^2 \quad (9)$$

Agar yorug'lik sochuvchi V hajm bir necha (N) elementar hajmlardan (v) iborat bo'lsa, u holda

$$I = N \cdot I_v = I_0 \frac{\pi^2 v V}{r^2 \lambda^4} \cdot (\Delta\varepsilon)^2 \sin^2 \theta \quad (10)$$

Ikkinchi tomondan gazlar uchun

$$\varepsilon - 1 = 4\pi N_1 \alpha = 4\pi \frac{N}{V} \alpha \dots \quad (11)$$

α - qutblanuvchanlik koeffitsiyenti va

$$\Delta\varepsilon = 4\pi N \alpha \frac{\Delta N}{V} = (\varepsilon - 1) \frac{\Delta N}{N} \dots \quad (12)$$

$$I_0 = I_0 \frac{4\pi^2 v}{r^2 \lambda^4} (\varepsilon - 1)^2 \frac{\Delta N^2}{N^2} \sin^2 \theta \dots \quad (13)$$

Bu formulada V – hajmdagi molekulalar soni $N=N_1 V$: Ideal gaz uchun

$$(\overline{\Delta N})^2 = N \text{ bo'lib } I_0 = I_0 \frac{4\pi^2}{r^2 \lambda^4} (n-1)^2 \frac{v}{N_1} \sin \theta \dots \quad (14)$$

Bu formulaga gazlar uchun Reley formulasi deyiladi.

Juda yuqori haroratlarda, ya'ni moddaning kritik haroratiga yaqinlashganda yorug'likning kuchli sochilishi kuzatiladi. Bu hodisaga kritik opalessensiya deyiladi. Bu hodisani bo'lishiga sabab bu holda moddaning izotermik qisiluvchanlik koeffitsiyenti β_T cheksizlikka intiladi, ya'ni

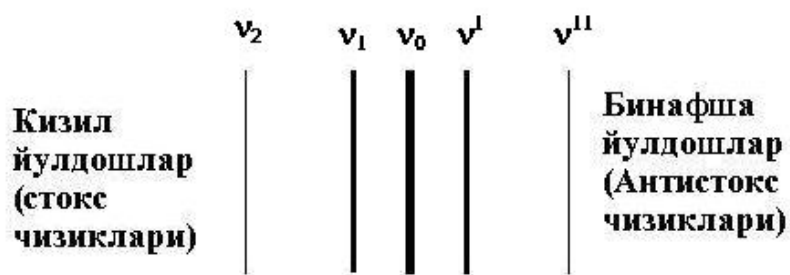
$$\beta_T = -1/V[(dv/dp)_T] \Rightarrow \infty$$

Molekulyar sochilishda sochilgan yorug'lik intensivligi $1/\lambda^4$ dan tashqari β_T ga ham to'g'ri mutanosibdir. Kritik opalessensiya holida sochilgan yorug'lik intensivligi $\sim 1/\lambda^2$ bo'ladi. Kritik opalessensiyaning bo'lishiga sabab izotermik qisiluvchanlikning cheksizlikka intilishi bilan birgalikda zichlikning tasodifiy o'zgarishi, ya'ni uning fluktuatsiyasi ekanligini M. Smoluxovski ko'rsatdi. Biz qaragan holdagi yorug'likning molekulyar sochilishdagi yorug'likning chastotasi tushuvchi nur chastotasi bilan mos tushadi.

Yorug'likning kombinasion sochilishi

Biz yuqorida takidladikki, yorug'likning molekulyar sochilishida tushuvchi nurning to'lqin uzunligi sochilgan yorug'likning to'lqin uzunligi bilan mos tushadi. Lekin 1928 yilda rus olimlari L.I. Mandelshtam, G.S. Landsberg va hind olimi Ch.V. Raman ko'rsatdilarki, yorug'lik sochilishining shunday turi mavjudki, sochilgan yorug'lik spektrida tushuvchi monoxromatik to'lqinni xarakterlovchi spektral chiziqlardan tashqari har bir monoxromatik spektral chiziqning ikkala tomonida joylashadigan qo'shimcha spektral chiziqlar (yo'ldoshlar) ham hosil bo'ladi.

Faraz qilaylik suyuqlikka tushuvchi nurning chastotasi ν_0 bo'lsin. Qo'shimcha hosil bo'lgan yo'ldoshlar chastotalarini $\nu^1, \nu^{11}, \nu^{111}, \dots$ bilan belgilaymiz. Tushuvchi nur chastotasi bilan har bir yo'ldosh chastotasi o'rtasidagi farq yorug'lik sochuvchi modda uchun xarakterli bo'lib bu farq ana shu modda molekulalarining xususiy infraqizil tebranishlar chastotalariga teng bo'ladi.



$$\Delta\nu_1 = \nu_0 - \nu' = \pm\nu_{1i} \quad (15)$$

$$\Delta\nu_2 = \nu_0 - \nu'' = \pm\nu_{2i} \quad (16)$$

$$\Delta\nu_3 = \nu_0 - \nu''' = \pm\nu_{3i} \quad (17)$$

Tajriba ko'rsatdiki, (15), (16), (17) shartlar hamma vaqt ham bajarilmaydi. Kombinasion sochilishda kuzatiladigan yo'ldoshlar infraqizil yutilish sohasida hamma vaqt ham hosil bo'lmaydi. Bunga sabab bu kombinasion sochilish spektrini hosil bo'lishi uchun modda molekulasining qutblanuvchanligi α o'zgarishi kerak. Infraqizil yutilish spektrlar hosil bo'lishi uchun modda molekulasining dipol momenti o'zgarishi kerak. Shuning uchun ham infraqizil yutilish spektrida hosil bo'ladigan ba'zi chiziqlar kombinasion sochilish spektrida kuzatilmaydi va aksincha.

Yorug'likning kombinasion sochilish hodisasini soddalashtirilgan kvant nazariyasi asosida quyidagicha tushuntirish mumkin. Odatdagi sharoitda modda molekulalari aksariyati uyg'onmagan holatda bo'ladi. Ana shunday holatdagi molekulalarga

$$\epsilon = h\nu \quad (18)$$

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

Haroratning oshishi bilan binafsha yo'ldoshlar intnsivlig tez oshadi, chunki bu holda moddaning uyg'ongan atom va molekulalar soni haroratning oshishi bilan tez oshadi. Qizil yo'ldoshlar intensivligi haroratning oshishi bilan sezilarli o'zgarmaydi yoki biroz kamayadi.

Yorug'likning kombinasion sochilishi mumtoz nazariyasini rus olimlari G.S. Landsberg va L.I. Mandelshtam yaratdilar. Bu nazariyaning mohiyati quyidagidan

iborat. Yorug'likning elektr maydon kuchlanganligi (E) ta'siri ostida molekula ichidagi elektronlar tebranib molekula kattaligi $P=\alpha E$ ga teng bo'lgan dipol momentiga ega bo'ladi. Mumtoz nazariyaga asosan molekulaning qutblanuvchanlik tenzori α uni atom yadrolarining oniy vaziyati bilan aniqlanadi. Yadrolarning o'zi tinch turmasdan balki tartibsiz harakatda bo'ladi. Shu sababli qutblanuvchanlik doimiy qolmasdan, balki vaqt bo'yicha o'zgaradi. Buni chastotalari atom yadrolarining tebranishi bilan aniqlanadigan garmonik tebranishlarning ustma-ust tushishi ko'rinishida tasavvur etish mumkin. Bu chastotalar molekulaning xususiy infraqizil tebranishlari chastotalari bilan mos tushadi. Natijada induksiyalangan dipol momentlarining (P) modulyasiyasi yuzaga keladi. Agar tashqi elektr maydoni E vaqt bo'yicha ω chastota bilan garmonik qonun bilan o'zgarsa u holda P dipol momentining tebranishlarida $\omega \pm \Omega_{unq}$ kombinasion chastotalar hosil bo'ladi. Xuddi shunday chastotalar bu dipol momentlarning nurlanishlarida, ya'ni sochilgan yorug'liklarda ham hosil bo'ladi.

Bu bayon etilgan mulohazani matematik usulda quyidagi ko'rinishda ifodalash mumkin. Agar molekuladagi yadrolar soni N ga teng bo'lsa, u holda bu yadrolarning erkinlik darajasi $3N$ ga teng bo'ladi. Bundan uchta ilgarilanma va yana uchta aylanma harakatga tegishli bo'ladi. Qolgan $N^*=3N-6$ erkinlik darajalari molekula yadrolarining ichki harakatiga ya'ni tebranma harakatiga mos keladi. Yadrolarning ichki harakatini tavsifi uchun N^1 koordinatalar ya'ni $q_1, q_2, q_3, q_4, \dots, q_N^*$ kerak bo'ladi. Yadro muvozanat holatida bo'lganda barcha koordinatalar nolga teng. Muvozanat holatidan ozroq chetlashganda issiqlik harakati paytida har bir q_m koordinata Ω_m infraqizil chastota va tartibsiz ravishda o'zgaruvchi δ_m fazaga ega bo'lgan erkin garmonik tebranishda bo'ladi. Bunday tebranish uchun

$$q_m = a_m \cos(\Omega_m t + \delta_m) \quad (19)$$

o'rinli bo'lib, berilgan vaqt momentida molekulani qutblanuvchanligi atomlar yadrolari orasidagi masofaga bog'liq deb qabul qilamiz. Tebranishni kichikligi tufayli qutblanuvchanlik tenzori α ni qatorga yoyib q_m ni birinchi darajali hadlari bilan kifoyalanish mumkin, soddalik uchun α ni skalyar deb qabul qilamiz:

$$\alpha = \alpha_0 + \sum \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q_m} \right) q_m \dots \quad (20)$$

Agar (8.49) ni e'tiborga olsak

$$\alpha = \alpha_0 + \sum \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q_m} \right) a_m \cdot \cos(\Omega_m t + \delta_m) = \alpha_0 + \frac{1}{2} \sum \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q_m} \right) a_m \cdot e^{i(\Omega_m t + \delta_m)} + \frac{1}{2} \sum \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q_m} \right) a_m \cdot e^{-i(\Omega_m t + \delta_m)} \quad (21)$$

bo'ladi.

Tushuvchi to'lqinni quyidagi kompleks ko'rinishida yozamiz.

$$E = E_0 \cdot e^{i\omega t} \dots \quad (22)$$

Natijada molekulaning dipol momenti quyidagiga teng bo'ladi.

$$P = \alpha_0 E_0 e^{i\omega t} + \frac{E_0}{2} \sum \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q_m} \right) a_m \cdot e^{i[(\omega + \Omega_m)t + \delta_m]} + \frac{E_0}{2} \sum \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q_m} \right) a_m \cdot e^{i[(\omega - \Omega_m)t - \delta_m]} \dots \quad (23)$$

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

$$I_{\text{кизил}} = I_{\text{бинафша}} \exp\left(\frac{\eta \hbar |\Omega_{nm}|}{kT}\right) \quad (24)$$

$$\Omega_{nm} = \frac{E_n - E_m}{\eta} \quad (25)$$

bunda E_n va E_m molekula foton bilan to'qnashganda uni n chi sathdan m sathga o'tishdagi energiyalarini ifodalaydi $E_n > E_m$ bo'lsa binafsha yo'ldosh hosil bo'ladi. $E_n < E_m$, bo'lsa qizil yo'ldosh hosil bo'ladi, $\frac{I_{\text{кизил}}}{I_{\text{бинафша}}} = \frac{N_n}{N_m}$ bu yerda sathdagi N_n , E_n molekulalar soni, N_m – esa E_m sathdagi molekulalar sonidir.

MA'RUZA 13

Mavzu: Issiqlik nurlanishi.

Reja:

1. Issiqlik nurlanishining mohiyati.
2. Jismning nur chiqarish va yutish qobiliyati.
3. Kirxgof qonuni.
4. Stefan-Bolsman qonuni.
5. Vinning siljish qonuni.
6. Kvantlar haqidagi gipoteza.

Tayanch so'zlar.

Issiqlik nurlanish, nur chiqarish, nur yutish, Kirxgof, Stefan-Bolsman, Vin, mutloq qora jism, harorat, siljish.

Nazorat savollari.

1. Issiqlik nurlanishining mohiyatini tushuntiring.
2. Mutloq qora jismning nur yutish va nur chiqarishi uchun qanday formula o'rinalidir?
3. Kirxgof qonuni nimadan iborat?
4. Stefan-Bolsman qonunini ta'riflang.
5. Vinning siljish qonuni grafigini tushuntiring.

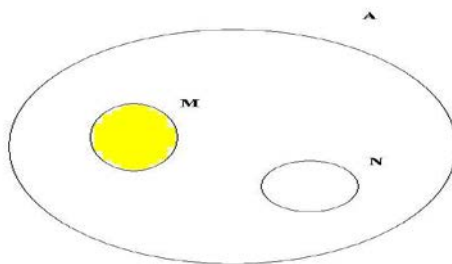
Adabiyot.

1. Sh.Fayzullayev, O'.B.Jo'rayev. Optika asoslari, 1983, 3. §. 8.1-8.3, 334-360 betlar.

Elektromagnit nurlanish moddaning atom va molekulalari tarkibiga kiruvchi zaryadlarning tebranishi natijasida yuzaga keladi. Misol, modda molekulalari va atomlarining tebranma va aylanma harakati natijasida infraqizil nurlanish hosil bo'ladi. Bundan tashqari atomda elektronlarning yuqori energetik sathdan pastki energetik sathga o'tishlari natijasida ko'zga ko'rinadigan va infraqizil nurlanish ham hosil bo'lishi mumkin. Binobarin, har qanday jism o'zining ichki energiyasi hisobiga elektromagnit to'lqin nurlantiradi. Bunday nurlanishga issiqlik yoki haroratli nurlanish deyiladi. Haroratning oshishi bilan nurlanish zichligi oshadi. Issiqlik nurlanishi mutlaq noldan yuqori bo'lgan ixtiyoriy haroratda hosil bo'ladi. Haroartli nurlanish spektri tutash yoki yaxlit bo'ladi. Bunday spektrda energiyaning taqsimoti haroratga bog'liqdir. Past haroratlarda bunday nurlanish asosan infraqizil nurlanishdan, yuqori haroratlarda esa ko'zga ko'rinadigan va ultrabinafsha nurlanishdan iborat bo'ladi.

Tabiatdagi har qanday jism nur chiqarishi bilan birgalikda boshqa jismlar tomonidan chiqarilayotgan energiyani bir qismini yutadi va bunday jarayoniga nur yutish deyiladi. Jism nur yutgan paytda uning harorati oshadi, ya'ni u isiydi.

Haroratli nurlanish muvozanatli nurlanishdir, buni quyidagicha o'tkaziladigan tajriba asosida kuzatish mumkin. A bo'shliq ichida M mutlaq qora jism va N mutlaq qora bo'lmagan jismlar joylashgan bo'lsin. Ma'lum vaqtdan keyin dinamik muvozanat yuzaga keladi, ya'ni har bir jism qancha nur yutsa o'shancha nur chiqaradi. Bunday hodisani kuzatish uchun A bo'shliq yorug'likni yaxshi qaytaradigan va unga tashqaridan elektromagnit to'lqin kirmaydigan bo'lishi kerak. Bunday holatga mos keladigan haroratga issiqlik muvozanati harorati deyiladi. Jismni nur chiqarish va nur yutish jarayonlarini miqdoriy jihatdan xarakterlash uchun quyidagi kattaliklar qabul qilingan.



1). Jismning nur chiqarish qobiliyati. Bu kattalik E_{vT} jism sirtining yuza birligidan birlik chastota oralig'ida 1 sekundda chiqariladigan energiya miqdorini ifodalaydi va uning o'lchov birligi (J/m^2s) ga tengdir.

2). Jismning nur yutish qobiliyati. Bu kattalikni A_{vT} jismning yutgan energiyasini shu jismga tushgan barcha energiya miqdoriga bo'lgan nisbati bilan aniqlanadi.

$$A(\nu, T) = \frac{dW_{\nu, \nu+d\nu}^{jomil}}{dW_{\nu}^{myui}} \quad (1)$$

Barcha olib borilgan tajribalar ko'rsatadiki jism tomonidan chiqarilgan yoki yutilgan energiya miqdori (yorug'lik oqimi) turli xil to'lqin uzunliklari uchun turlicha bo'lar ekan. $E_{\nu T}$ va $A_{\nu T}$ jismning spektral nur chiqarish va nur yutish qobiliyatlarini bildiradi.

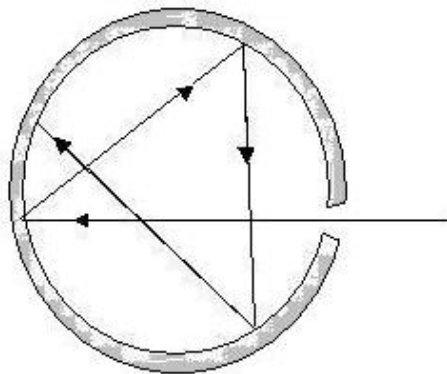
$$E_{\nu T} = dF/d\nu \quad (2)$$

$$A_{\nu T} = dF^1/dF \quad (3)$$

Bu formulalarda dF tushuvchi va dF^1 yutilgan yorug'lik oqimini ifodalaydi. Misol, ko'zga ko'rinadigan yorug'lik nuri uchun alyuminiyning nur yutish qobiliyati 0,1 ga misniki 0,5 va suvni 0,67 ga tengdir.

Har qanday haroratda o'ziga tushadigan yorug'lik energiyasini to'la yutadigan jismga mutlaq qora jism deyiladi va uning nur yutish qobiliyati barcha to'lqin uzunliklari uchun bir xil bo'lib $A_{\nu T} = 1$. O'z xossalriga asosan qora qurum absolyut qora jismga yaqin ($A_{\nu T} = 0.95$). Amalda mutlaq qora jism modelini quyidagi ko'rinishda yasash mumkin. Ichki sirti qoraytirilgan va kichkina teshikka ega bo'lgan kovak olinadi. Bunday teshikka tushgan nur kovakning ichki sirtidan ko'p marta qaytishi natijasida tashqariga chiqmaydi.

Mutlaq qora jism tushuvchi nurni yutish bilan birga ma'lum sharoitda o'zi ham nur chiqaradi. Past haroratlarda kovakning teshigi qora bo'lib, yuqori haroratlarda yorug' nur chiqarayotgan bo'lib ko'rinadi. Ko'z qorachig'i va po'lat eritiladigan pechkadagi teshik mutlaq qora jismga misol bo'la oladi.



1-§. Kirxgof qonuni

Mutlaq qora jismni nur chiqarish qobiliyatini $\varepsilon_{\nu T}$ va nur yutish qobiliyatini $a_{\nu T}$ bilan belgilaymiz. Faraz qilamizki birinchi jismni nur chiqarish qobiliyati $E_{\nu T}^1$ va nur yutish qobiliyati $A_{\nu T}^1$ bo'lib ikkinchi jism uchun bu kattaliklar $E_{\nu T}^2$ va $A_{\nu T}^2$ bo'lsin va

$$E_{\nu T}^1 = nE_{\nu T}^2 \quad (4)$$

bo'lsin, ya'ni birinchi jism ikkinchi jismga qaraganda n marta ko'p nur chiqarsin. Bunga mos raishda nur yutish qobiliyatlari uchun quyidagi tenglikni ham yozish mumkin

$$A_{\nu,T}^{(1)} = nA_{\nu,T}^{(2)} \quad (5)$$

Bu ikkala tegliklarga asosan quyidagi tenglikni yozish mumkin

$$\frac{E_{\nu,T}^{(1)}}{A_{\nu,T}^{(1)}} = \frac{E_{\nu,T}^{(2)}}{A_{\nu,T}^{(2)}} \quad (6)$$

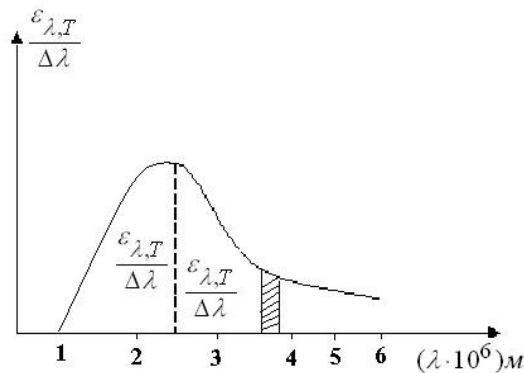
Faraz qilamizki, ajratilgan tizim, nur chiqarish qobiliyatlari $Ye_{\nu,T}^{(2)}$, $Ye_{\nu,T}^{(3)}$... va nur yutish qobiliyatlari $A_{\nu,T}^{(1)}$ $A_{\nu,T}^{(2)}$ $A_{\nu,T}^{(3)}$ bo'lgan jismlardan iborat bo'lib ulardan biri mutlaq qora jism bo'lsin. Natijada yuqorida keltirilgan muloxazalarga asosan quyidagi natijani yozish mumkin.

$$\frac{E_{\nu,T}^{(1)}}{A_{\nu,T}^{(1)}} = \frac{E_{\nu,T}^{(2)}}{A_{\nu,T}^{(2)}} = \frac{E_{\nu,T}^{(3)}}{A_{\nu,T}^{(3)}} = \frac{\varepsilon_{\nu,T}}{a_{\nu,T}} = \varepsilon_{\nu,T} \quad (7)$$

chunki $\alpha_{\nu,T} = 1$. Keltirilgan (7) ifoda Krixgof qonunini ifodalaydi. Bu qonunni quyidagicha ta'riflash mumkin. Berilgan haroratda barcha jismlar uchun nur chiqarish qobiliyatini nur yutish qobiliyatiga bo'lgan nisbati o'zgarmas kattalik bo'lib, bu nisbat huddi shu haroratda olingan mutlaq qora jismning nur chiqarish qobiliyatiga teng bo'ladi.

2-§. Stefan-Bolsman konuni

Krixgof qonunidan ma'lumki jismni nur chiqarish qobiliyatining nur yutish qobiliyatiga bo'lgan nisbati mutloq qora jismning nur chiqarish qobiliyatiga teng. Binobarin Stefan-Bolsmanlar Krixgof qonunini e'tiborga olib mutloq qora jismning nur chiqarish qobiliyatini haroratga bog'liqligini aniqladi. Quyidagi rasmda $T=1259$ K temperaturada mutlaq qora jismning nurlanish spektridagi energiyani taqsimlanish egrisi keltirilgan.



Bu taqsimot egri chizig'i va absissa o'qi bilan chegaralangan yuza 1259 K haroratda qora jismning nur chiqarish qobiliyati ε_t ni bildiradi. Energiyaning taqsimlanish egrisiga asosan berilgan $T=1259$ K haroratda mutlaq qora jism nurlanishining maksimumi $\lambda = 2,4 \cdot 10^{-6}$ m ya'ni infraqizil nurlanish to'lqin uzunligiga to'qri keladi. Mutlaq qora jismning to'liq nur chiqarish qobiliyatining haroratga bog'liqligi quyidagicha ko'rinishga ega bo'lgan Stefan-Bolsman qonuni bilan ifodalanadi.

$$\varepsilon_T = \int_0^{\infty} \varepsilon_{\nu,T} \cdot d\nu = \delta \cdot T^4 \quad (8)$$

Ya'ni mutlaq qora jismning nur chiqarish qobiliyati uning mutlaq haroratining to'rtinchi darajasiga mutanosibdir. (8) tenglikdagi δ Stefan-Bolsman doimiysi bo'lib uning qiymati quyidagiga teng: $\delta = 5,67 \cdot 10^{-8}$ v\(\text{m}^2 \text{ grad})\). Stefan-Bolsman qonunini mutlaq qora bo'lmagan jismlar uchun quyidagi ko'rinishda saqlash mumkin.

$$Y_e = VT^n \quad (9)$$

Bu formuladagi n tajribada aniqlanadi. Misol: platina uchun $T = 1000$ K yaqinida $Y_e = 5,56 \cdot 10^{-15} T^{4,77}$ va volfram uchun $Y_e = 5,9 \cdot 10^{-17} T^{5,85}$. Temperaturaning oshishi bilan ularga o'xshash moddalar uchun V va n ning qiymatlari o'zgarib turadi.

3-§. Vinning siljish qonuni

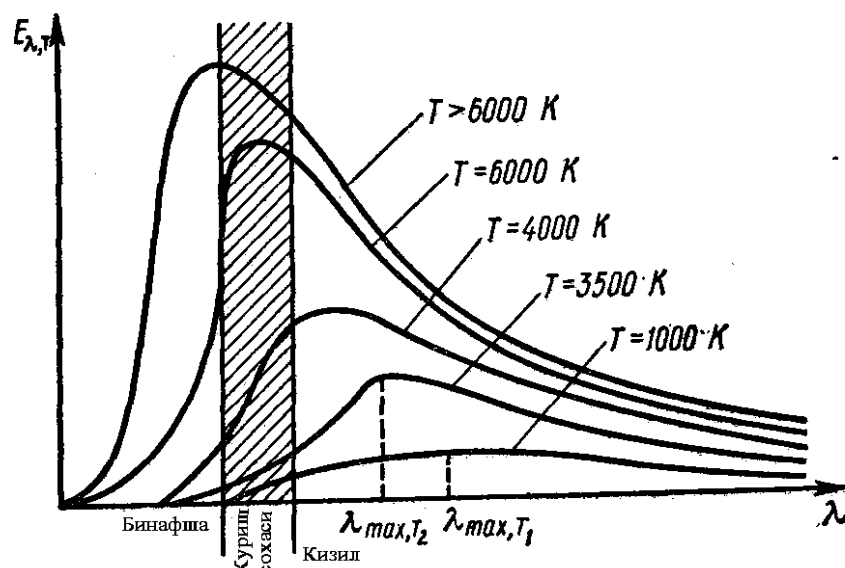
Mutlaq qora jismning nurlanishini harakterlovchi qonunni nazariy ravishda asoslab ε ni chastota va temperaturaga bog'liqligi $\varepsilon = f(\nu, T)$ ko'rinishga ega ekanligini Vin ko'rsatdi. Vinga asosan mutlaq qora jismning nur chiqarish qobiliyati quyidagi formula bilan ifodalanadi.

$$\varepsilon_{\nu,T} = c \nu^3 f\left(\frac{\nu}{T}\right)$$

yoki

$$\varepsilon_{\lambda,T} = (c^5 / \lambda^5) f(c / \lambda T) \quad (10)$$

ε_λ ni to'lqin uzunligiga bog'liqlik grafigi quyidagi rasmda keltirilgan. Mutloq qora jismning nur chiqarish qobiliyati harorat oshishi bilan ortib boradi.

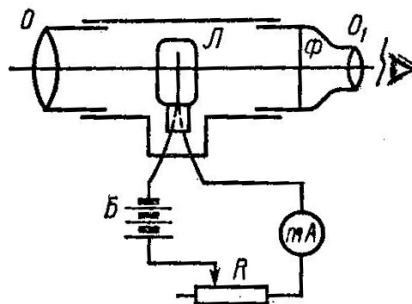


Nurlanish energiyasining maksimumiga to'g'ri keladigan to'lqin uzunligi esa kamayib boradi. Mutlaq qora jismning nur chiqarish qobilyatini ifodalovchi (10) formulaga asosan ko'rsatish mumkinki energiya maksimumining vaziyati quyidagi shartga asosan aniqlanadi.

$$T \cdot \lambda_{\max} = b \quad (11)$$

Bu ifodaga Vinning siljish qonuni deyiladi. Bunda $b = 0,2897 \cdot 10^{-2} \text{ m} \cdot \text{grad}$. Vin qonunini quyidagi ko'rinishda ta'riflash mumkin. Mutlaq qora jismning nurlanish energiyasining maksimumiga to'g'ri keladigan to'lqin uzunligi uning mutlaq haroratiga teskari mutanosibdir.

Issiqlik nurlanishi qonunlariga asoslanib nur chiqaruvchi jismning haroratini aniqlash mumkin. Bunda aniq bitta to'lqin uzunligi uchun ma'lum spektral intervaldagi cho'g'langan jismning nurlanishi mutloq qora jismning nurlanishi bilan solishtiriladi. Bunday solishtirish ipi yo'qoladigan va quyidagicha tuzilishga ega bo'lgan pirometr yordamida amalga oshiriladi.



Obyektivning fokusida L elektr lampkasi joylashtiriladi. Tekshiriladigan manba sirti obyektiv yordamida pirometrdagi lampochka ipi tekisligiga

proyeksiyalantiriladi. Okulyar bir vaqtning o'zida pirometr lampochkasi ipining o'rta qismi va tekshiriladigan manba sirtining tasvirini kuzatishga imkon beradi.

Lampkani qizdirish uchun kerak bo'ladigan elektr toki A . ampermetr yordamida hisoblanadi. Haroratni o'lchashda pirometr lampkasidagi ipning rangi cho'g'langan manba rangiga tenglashguncha tokning qiymati boshqariladi. Bunda haroratni aniqlash uchun A -ampermetr dastlabki darajalashga ega bo'lishi kerak. Bunda agar jism mutlaq qora bo'lsa harorat haqiqiy bo'ladi, chunki darajalash ana shunday jism yordamida amalga oshiriladi. Agar jism mutlaq qora bo'lmasa u holda aniqlangan harorat ravshanlik harorati bo'ladi.

3-§. Maks Plankning kvantlar haqidagi gipotezasi

Yuqorida qaralgan issiqlik nurlanishning barcha qonunlari termodinamikaga asoslangan. Bundan farqli hamda Reley birinchi marta issiqlik nurlanish xodisalarini tushintirishda statistik fizika usullarini qo'lladi. Releyga asosan $\nu, \nu + d\nu$ chastota oralig'ida joylashadigan hususiy chastotalar soni, muvozanatli elektromagnit nurlanish joylashgan bo'shliqning xajmining kvadratiga, chastotaning kvadratiga va oraliq kengligiga to'g'ri mutonosibdir, ya'ni $dN \sim V\nu^2 d\nu$. Muvozanatli tizimda energiyani erkinlik darajalari bo'yicha tekis taqsimlanish qonunidan foydalanib va har bir tebranma erkinlik darajasiga to'g'ri keladigan energiya miqdori KT ga tengligidan foydalanib, Reley jismning nur chiqarish qobiliyati uchun quyidagi ifodani aniqladi.

$$\varepsilon(\nu, T) \sim \nu^2 KT \quad (11. a)$$

bunda K - Bolsman doimiysi. Jins Reley g'oyasidan foydalanib (11.a) ifodaning aniq ko'rinishini topamiz.

$$E(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{C^2} KT \quad (11. b)$$

Bu ifoda chastotaning past sohasidagina to'g'ri natijalarni beradi. Barcha chastota aniqliklarida nur chiqarish qobiliyatini temperaturaga bog'liqligini aniqlash uchun Plankning kvantlar haqidagi gipotezasi va formulasi o'rinli bo'ladi.

Yuqorida bayon etilgan Stefan-Bolsman va Vin qonunlari mutlaq qora jism nurlanishini hususiy qonunlaridir, chunki ular turli haroratlarda nurlanish energiyasini to'lqin uzunliklar bo'yicha taqsimlanishini ifodalamaydi. Bunday masalani hal etish uchun M. Plank fizikada nurlanish istalgan chastota va energiyaga ega bo'lgan uzluksiz elektromagnit to'lqindan iborat degan tushunchani rad etdi. M. Plank gipotezasiga asosan biror aniq nur chiqaruvchi tizim uchun energiyasi quyidagi tenglik bilan aniqlanadigan elektromagnit to'lqini alohida porsiyalarda chiqarish va tarqalishi mumkin.

$$E = h\nu \quad (12.a)$$

Bunda $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ j.s Plank doimiysi, ν -chastota. Nurlanishni bu bo'laklariga yorug'lik kvantlari deyiladi.

Ma'lumki mumtoz fizikada ixtiyoriy tizim energiyasi (garmonik ossillyator ham) uzluksiz ravishda o'zgarishi mumkin). Plank tomonidan olg'a surilgan gipotezaga asosan ossillyatorning energiyasi faqat diskret qiymatlarni qabul qilishi mumkin.

$$E_n = nE_0 \quad (12.b),$$

bunda $n=1,2,3,\dots$ E_0 -kvantning eng kichik bo'lagining energiyasi. Energiyaning nurlanishi yoki yutishi ossillyatorning bir diskret holatdan ikkinchi holatga o'tishi natijasida hosil bo'ladi.

Bolsman taqsimotiga asosan ko'rsatish mumkinki energetik sathlarni diskret joylashishida ossillyatorning o'rtacha energiyasi

$$\overline{E} = \frac{E_0}{(e^{E_0/kT} - 1)} \quad (12.v)$$

bo'ladi. Bu holda mutloq qora jismni nur chiqarish qobiliyati uchun quyidagi ifoda hosil bo'ladi.

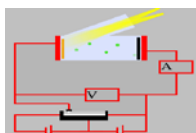
$$\varepsilon(\nu T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \overline{E} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{E_0}{e^{E_0/kT} - 1} \quad (12.g)$$

Agar (10.11a) ni hisobga olsak u holda (10.11g) ga asosan quyidagi tenglikni hosil qilamiz.

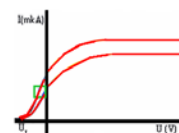
$$\varepsilon(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (13)$$

Bu formulaga Plank formulasi deyiladi. Plank formulasidan quyidagi hulosalar kelib chiqadi.

- a) Garmonik ossillyator energiyasining elementar bo'lagi tebranish chastotasiga to'g'ri mutanosibdir. Elektronning atomdagi tebranishini garmonik ossillyator deb qarash mumkin.
- b) Bir xolatdan ikkinchi xolatga utish ossillyator tomonidan nurlantirilgan yoki yutilgan kvantning energiyasi nurlantirilgan yoki yutilgan yorug'lik chastotasiga to'g'ri mutanosibdir.



14 Mavzu. FOTOEFFEKT HODISASI



1. Fotoeffekt hodisasi. Gers tajribasi

Yorug'lik ta'sirida metallardan elektronlarning ajralib chiqish hodisasi **tashqi fotoeffekt** deyiladi. Bu hodisani 1887-yilda G.Gers kashf qilgan. Gers tajribasiga

ko'ra metallarga ultrabinafsha nurar ta'sir etganda metall parchasi ulangan elektrometrda musbat zaryad hosil bo'lganligini ko'rsatadi. A.Stoletov Gers tajribasini davom ettirib, tajribani ikkita plastinka yordamida amalgam oshirgan. Bunda katod plastinkasi manbaning manfiy qutubga, anod esa musbat qutubga ulangan. Katod plastinkasi ultrabinafsha nurlar bilan yoritilganda zanjirda elektr tok hosil bo'lganligini kuzatadi.

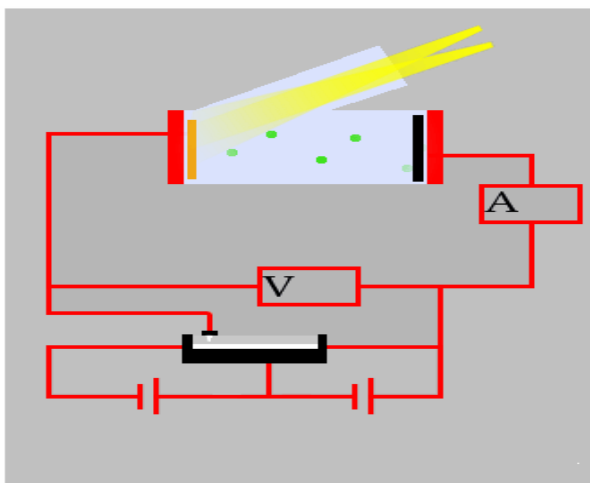
Agar tashqi fotoeffekt asosan o'tkazgichlarda ro'y berishi va ulardagi elektronlarning atom va molekulalarga bog'lanish energiyasi juda kichikligini e'tiborga olsak, atomlar va molekulalardan ajralib chiqqan elektronlar fotoeffektda vujudga keltiradi.

Agar atom yoki molekulaning elektronlari moddaning ichida erkin elektronlar sifatida qolsa, bunday hodisaga **ichki fotoeffekt** deyiladi. Ichki fotoeffekt asosan yarim o'tkazgichlarda kuzatilib, 1908 – yilda rus fizigi A.Ioffe tomonidan o'rganilgan.

Stoletov o'tkazgan tajribasini vakuumda davom ettiradi.

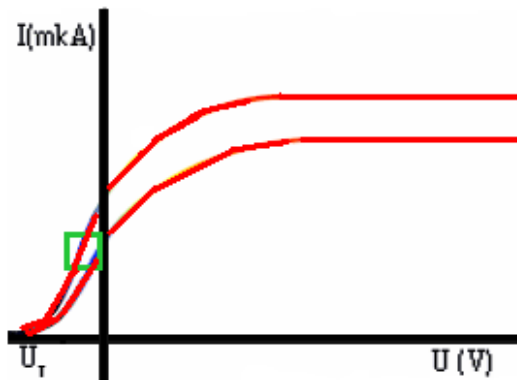
Shisha nay ichidan havosi so'rib olinib uning ichiga katod va anod plastinkalarini joylashtiradi. Katod pastinkasiga yorug'lik nurini tushirish uchun shisha nayga kvardsdan yasalgan derazacha qo'yiladi.

Katod va anodlar potentsiometrik yo'l bilan tok manbaiga ulanadi (1-rasm). Bu vaqtda derezachadan har xil to'liqin uzunlikdagi nuralar tushirib katod va anod orasidagi potentsialni o'zgartirgan holda anod toki qiymatini o'lchab boradi va qurilmaning



1-rasm. Fotoeffekt uchun Stoletov tajribasi

voltamper xarakteristikasini chizadi (2-rasm).

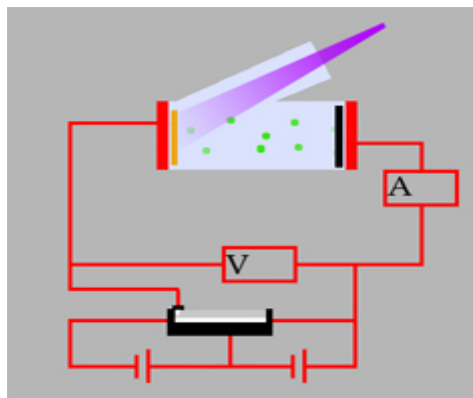


2-rasm. Fotoelementning voltamper xarakteristikasi

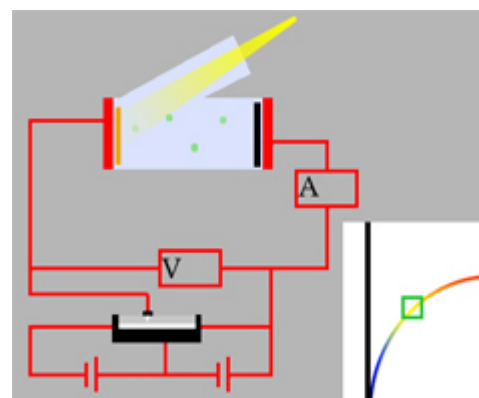
O'tkazilgan tajribalar asosida Stoletov quyidagi qonunlarni beradi.

2. Tashqi fotoeffekt uchun A.G.Stoletov qonunlari.

1. Muayyan fotokatodga tushayotgan yorug'likning spektral tarkibi o'zgarmas bo'lsa, anodda vujudga keladigan to'yinish toki qiymati yorug'lik oqimiga to'g'ri proporsional bo'ladi (3-rasm).



3-rasm. Fotoeffektning 1-qonuni



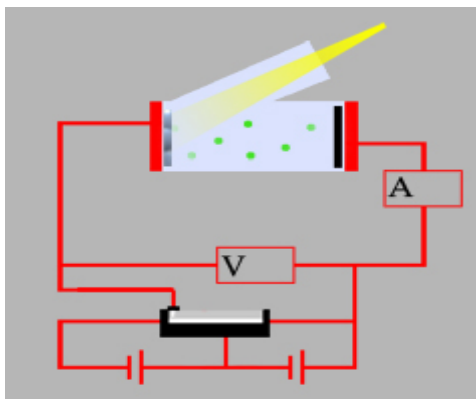
4-rasm. Fotoeffektning 2-qonuni

2. Muayyan fotokatoddan ajralib chiqayotgan fotoelektronlar boshlanqich tezliklarining maksimal qiymati, yorug'lik intensivligiga bog'liq bo'lmasdan fotokatodga tushayotgan yorug'lik chastotasiga bog'liq bo'ladi. Yorug'likning to'lqin uzunligi o'zgarsa, fotoelektronlarning maksimal tezliklari ham o'zgaradi (4-rasm)

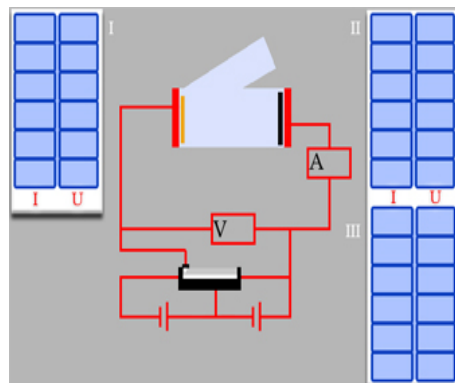
3. Har bir fotokatod uchun biror "qizil chegara" mavjud bo'lib, undan kattaroq to'lqin uzunlikli yorug'lik ta'sirida fotoeffekt vujudga kelmaydi. λ_q ning

qiymati yorug'lik intensivligiga mutlaqo bog'liq emas, u faqat fotokatod materialining ximiyaviy tabiatiga va sirtining holatiga bog'liq (5-rasm).

4. Yorug'likning fotokatodga tushishi va fotoelektronlarning hosil bo'lishi orasida sezilarli vaqt o'tmaydi (6-rasm).



5-rasm. Fotoeffektning 3-qonuni



6-rasm. Fotoeffektning 4-qonuni

To'yinuvchi tok. Fotoelementning voltamper xarakteristikasini olish jarayonida anod bilan katod orasidagi potensial oshishiga qaramasdan anod tokining kattaligi o'zgarmas qolgan tok miqdoriga **to'yinuvchi tok qiymati** deyiladi.

To'xtatuvchi potensial. Fotoeffektning to'la to'xtatishini ta'minlovchi manfiy anod bilan katod orasidagi potensialga aytiladi. Anod bilan katod orasidagi manfiy potensial fotoeffekt natijasida vujudga kelgan foto elektronlarning kinitik energiyasi elektr maydon energiyasiga teng bo'lgan vaqtda sodir bo'adi, ya'ni

$$\frac{m g^2}{2} = e U_t \quad (1)$$

bu yerda, m va e mos holda elektronning massasi va uning zaryadi, U_t esa to'xtatuvchi potensial. Bu tenglamadan fotoelektronlarning maksimal tezligini topish mumkin.

$$g = \sqrt{\frac{2 \cdot e \cdot U_t}{m}} \quad (2)$$

3. Fotoeffektning qizil chegarasi

Elektronning metallardan chiqish ishi moddaning tabiatiga bog'liq. U turli metallar uchun turli qiymatlar qabul qiladi. Fotoning energiyasi faqat elektronni moddadan ajratib chiqara olishga, ya'ni chiqish ishini bajarishga yetarli bo'lgan holni qaraylik:

$$h \nu_q = A \quad (4)$$

agar $\nu = \frac{c}{\lambda}$ ekanligini e'tiborga olsak,

$$\frac{hc}{\lambda_q} = A \quad (5)$$

bo'ladi.

Odatda, bu shart fotonning energiyasi kichik bo'lganda ro'y bergani uchun unga **fotoeffektning qizil chegarasi** deyiladi. Bunga sabab, ko'zga ko'rinadigan nurlar orasida to'lqin uzunligi eng katta – chastotasi eng kichik va demak, eng kam energiyali foton qizil nurga taaluqli ekanligidir. Aynan shu qizil chegaradan boshlab fotoeffekt hodisasi ro'y bera boshlaydi. (4) va (6) ifodalardan

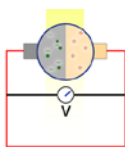
$$\nu_q = \frac{A}{h} \quad \text{yoki} \quad \lambda_q = \frac{hc}{A} \quad (6)$$

Tushayotgan yorug'lik to'lqinning fotoeffekt hodisasi boshlanishini ta'minlay oladigan chegaraviy chastotasi ν_q yoki to'lqin uzunligi λ_q **fotoeffektning qizil chegarasi** deyiladi.

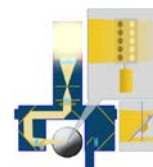
Fotonning energiyasi chiqish ishiga teng bo'lganidan boshlab fotoeffekt hodisasi ro'y bera boshlaydi. Energiyasi chiqish ishidan kichik bo'lgan foton, yorug'lik intensivligi qanday bo'lishidan qat'i nazar, elektronni metallardan urib chiqara olmaydi va shuning uchun fotoeffekt ro'y bermaydi. Turli metallar uchun chiqish ishining qiymati turlicha bo'lganligidan, ular uchun fotoeffektning qizil chegarasi ham turlichadir.

Mustahkamlash uchun savollar.

1. Fotoeffekt deb nimaga aytiladi?
2. Tashqi fotoeffekt deb qanday hodisaga aytiladi?
3. Ichki fotoeffekt deb nimaga aytiladi?
4. Stoletov tajribasini tushuntiring.
5. Stoletov qonunlarini ta'riflang.



15 Mavzu. FOTOEFFEKTNING KVANT NAZARIYASI



Fotoeffektning kvant nazariyasi

Fotoeffektning birinchi qonunini to'lqin nazariyasi yordamida tushuntirish mumkin bo'lgan holda, uning ikkinchi va uchunchi qonunlarini bu nazariya

asosida tushuntirish mumkin emas. Bu qonunlarni tushuntirish uchun M.Plankning kvant nazariyasiga asoslanamiz.

Plank gipotezasini rivojlantirib, Eynshteyn quyidagi xulosaga keladi: nafaqat nurlanuvchi yorug'liklar, balki, tarqalayotgan hamda yutilayotgan nurlar ham kvant xossasiga ega bo'lib, ular bu jarayonni ma'lum bir ulushlar (porsiyalar) bilan amalga oshiradi hamda ular foton oqimlaridan iborat bo'ladi. Agar foton (kvantlar) energiyasi elektronning metall sirtidan chiqish ishidan katta bo'lsa, elektron katoddan ajralib chiqadi va shu bilan birga anodga yetib borishi uchun $\frac{mv^2}{2}$ kinetik energiyaga ham ega bo'lmog'i kerak. Agar fotonning energiyasi metall sirtidan elektronning chiqish ishi va elektronning kinetik energiyasi yig'indisidan kam bo'lsa, metall sirtidan chiqqan elektron qaytib u sirtga tushadi. Shunday qilib, fotoeffekt hodisasi ro'y berishi uchun fotonning energiyasi elektronning moddadan ajralib chiqishiga va unga kinetik energiya berishga yetarli bo'lmog'i kerak, ya'ni

$$h\nu = A + \frac{mv^2}{2} \quad (1)$$

Ushbu ifoda tashqi fotoeffekt uchun Eynshteyn tenglamasi deyiladi hamda u fotoeffekt hodisasi uchun energiyaning saqlanish va aylanish qonunini ifodalaydi.

Fotoeffektning qo'llanilishi

Fotoeffekt hodisasiga asoslanib ishlovchi qurilmalar – fotoelementlar texnikada juda keng qo'llaniladi va ular yorug'lik energiyasini elektr energiyasiga aylantirib beradi. Bu vaqtda yorug'lik elektronni katoddan urib chiqoradi va bu elektron anod tomon harakatlanib, zanjirda elektr tokini vujudga keltiradi.

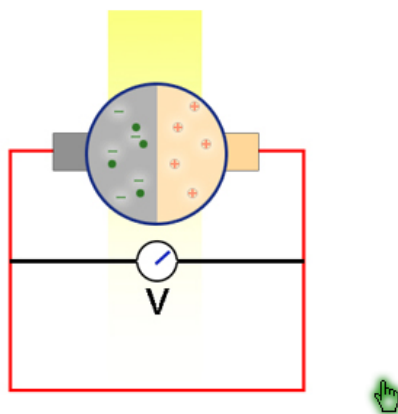
Fotoqarshilik.

Fotoqarshilik – ichki fotoeffektga asosan ishlaydigan asbobdir. **Fotoqarshilik** deb, qarshiligi unga tushayotgan yorug'lik intensivligiga bog'liq bo'lgan yarim o'tkazgichli qurilmaga aytiladi. Yarim o'tkazgich yoritilmagan vaqtda ham ma'lum miqdordagi erkin elektronlar mavjud bo'ladi va ular yarimo'tkazgichning xususiy o'tkazuvchanligini hosil qiladi. Agar yarimo'tkazgichga kuchlanish qo'yilsa, unda elektr toki vujudga keladi va bu tokka xususiy tok (I_x) deyiladi. Agar yarim o'tkazgich yorug'lik nuri yordamida yoritilsa, qo'shimcha elektronlar va teshiklar vujudga kelib, uning o'tkazuvchanligi yaxshilanadi va zanjirdagi tok I_{y0} yorug'lik tokigacha ortadi. Yorug'lik toki va xususiy toklarning farqi: $I = I_{y0} - I_x$ – **fortotok** deyiladi. Fotoqarshilik tovushli kinoda, televideniyada, telemexanikada, avtomexanikada signal beruvchi (xabar beruvchi) vosita sifatida ishlatiladi.

Fotoelektr yurituvchi kuch (foto-EYUK).

Ichki fotoeffekt prinsipiga asosan ishlaydigan qurilmalarning eng keng tarqalgani fotoelektr yurituvchi kuch vujudga keladigan qurilmalardir. Ba'zan ularga *fotogalvanik elementlar* ham deyiladi. Agar yarimo'tkazgich-ning bir bo'lagi yoritilayotgan bo'lsa, bu qismda qo'shimcha zaryad tashuvchilar vujudga keladi va ularning soni yarimo'tkazgichning yoritilmagan qismiga nisbatan ko'p bo'ladi (1-rasm).

Bu esa yarimo'tkazgichning foto-EYUK sini hosil qiladi.



1-rasm. "Ichki fotoeffekt" animatsiyasidan fragment

16. MAVZU. Yorug'lik bosimi. Lebedev tajribasi

Yorug'likning kvant nazariyasini tasdiqlovchi tajribalardan yana biri rus olimi P. Lebedev tomonidan 1899 yilda o'tkazilgan nozik tajribalaridan biri - yorug'lik bosimining qiymatini aniqlashga bag'ishlangan tajriba hisoblanadi. Yorug'likning bosimi mavjudligini Lebedevdan oldin qator olimlar tomonidan quyosh yaqinida harakatlanayotgan kometalarning gaz va chang zarrachalaridan tashkil topgan dumi quyoshga nisbatan teskari tomonga cho'zilib ketganligini aniqlaganlar va bu hodisani yorug'lik bosimining ta'siri bilan tushuntirishga harakat qilganlar.

Maksvell nazariyasiga ko'ra, ma'lum sirtga tusha-yotgan elektromagnit to'lqinlarni vujudga keltiradigan bosim quyidagicha aniqlanadi:

$$P_t = \frac{E_e}{c} \quad \text{bu yerda:} \quad E_e = \frac{\Phi_e}{S}$$

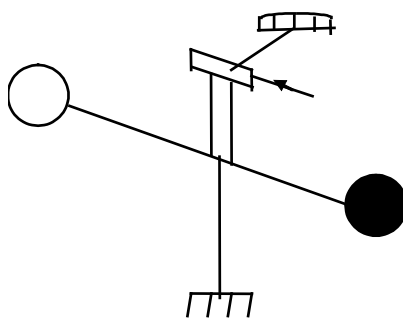
Shu bilan birga sirtga tushayotgan yorug'likning qaytishi natijasida vujudga keladigan bosim

$$P_q = \frac{E_e}{c} \rho$$

Bu bosimlarning yig'indisi $p = \frac{E_e}{c} (1 + \rho)$.

bu yerda: ρ yorug'lik tushayotgan muhitning yorug'lik qaytarilish koeffitsiyenti.

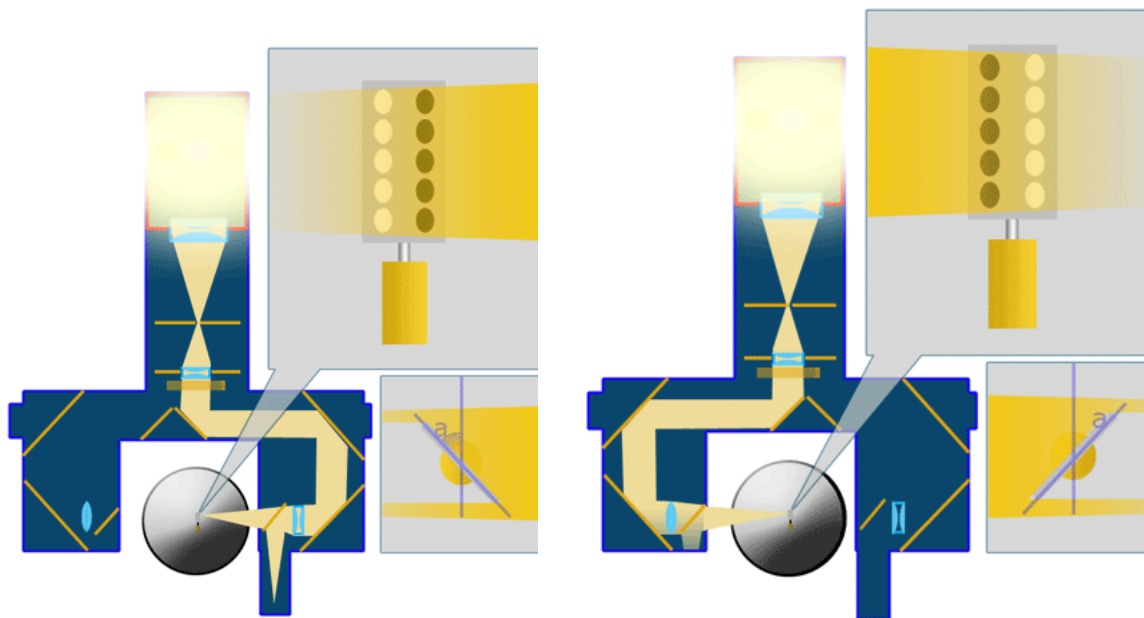
Bu tenglamadan ko'rinadiki, qaytaruvchi sirtlarda yorug'likning yutiluchi sirtlarga nisbatan bosimi ikki marotaba oshadi. Yorug'lik bosimini aniqlashda Lebedev quyidagi sxemada keltirilgan uskunani tayyorladi. Qurilma yorug'lik manbai, linza va ko'zgular tizimlaridan iborat bo'lib, ular yordamida yorug'lik shar shaklidagi kolbaga tushiriladi va kolba ichida yorug'likni qaytarishk darajasi turlicha bo'lgan plastinkalar joylashtirilgan. Bular barchasi aylanuvchi uskunada joylashtirilgan. Aylanuvchi uskunaning ko'rinishi 1-rasmda keltirilgan.



1-rasm. Lebedev tajribasidagi aylanuvchi uskuna.

Lebedev tajribasining nozikligi quyidagilarda namoyon bo'ladi:

1. Yorug'lik plastinkalarga tush-ganda plastinkaning yorug'lik tusha-yotgan tomonining harorati uning orqa tomoniga nisbatan yuqori bo'ladi. Natijada plastinkning qalinligi bo'yicha harorat gradiyenti hosil bo'ladi va bu gradiyent ta'sirida aylanuvchi uskuyna o'z o'qi atrofida aylanishi mumkin. Bunday holatning oldini olish maqsadida aylanuvchi qurilmaga yorug'lik ikki tomondan – chapdan va o'ngdan tushishi ta'minlangan (2-rasm fragmentlarini solishtiring).



2-rasm. “Lebedev tajribasi” animatsiyasidan fragmentlar

2. Kolbaning yorug'lik tushayotgan tomonida mavjud bo'lgan molekularlar tushayotgan yorug'likni yutib, harorati oshadi va ularning xaotik harakati tezlashadi hamda bu molekularning sirtga ta'siri natijasida aylanuvchi qurilma o'z o'qi atrofida aylanadi. Bunday holatning oldini olish uchun Lebedev shisha kolba ichidan havoning maksimal darajada so'rib olinishini ta'minlaydi. Lebedev tomonidan olingan natijalar Maksvell tomonidan berilgan nazariy formula bilan to'liq mos tushganligi isbotlanadi va yorug'lik bosimi hosil bo'lishini kvant nazariyasi asosida tushuntirish mumkin.

$$p = 2 m_{\phi} c \cdot \rho N c + m_{\phi} c \cdot (1 - \rho) N c = (1 + \rho) N m_{\phi} c^2$$

Bu ifodadagi $N m_{\phi}$ – birlik hajmidagi fotonlar massasi. Shuning uchun, Eynshteyning massa va energiya orasidagi ekvivalentlik qonuniga asosan, $N m_{\phi} c^2$ birlik hajmdagi ω yorug'lik energiyani harakatlantiradi.

Natijada $p = (1 + \rho) \omega$ yoki $P = \frac{E}{c} (1 + \rho)$ bo'ladi.

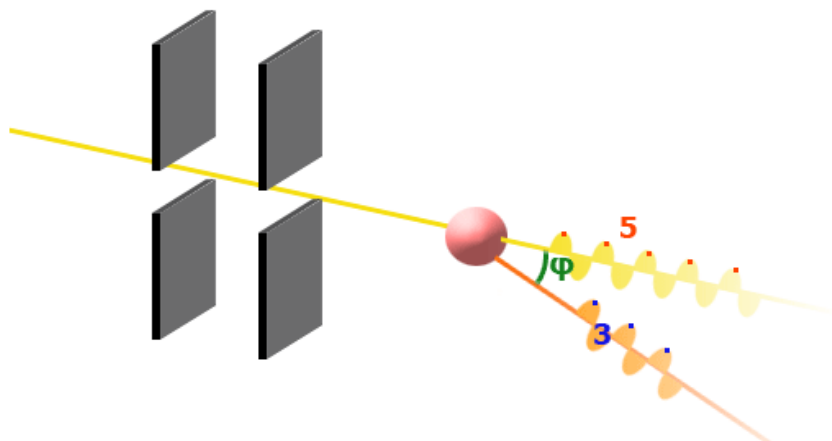
17 Mavzu. Kompton effekti

Yorug'likning kvant nazariyasi Kompton effektida yorqin namoyon bo'ladi. Amerikalik fizik Kompton 1923- yilda yengil atomli moddalarda monoxromatik rentgen nurlarining sochilishini o'rganayotib, sochilgan nurlanish tarkibida birlamchi to'lqin uzunlikli nurlanish bilan birga kattaroq to'lqin uzunlikli nurlanish borligini aniqladi (16.7-rasm). Tajribalar $\Delta\lambda=\lambda'-\lambda$ farq tushuvchi nurlanishning to'lqin uzunligi λ sochuvchi jismga bog'liq bo'lmay, faqat sochilish burchagi θ ga bog'liq ekanligini ko'rsatdi:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\lambda_c \frac{\sin^2 \theta}{2}$$

bu yerdagi λ_c Kompton doimiysi deb ataladi va $\lambda_c=2,41\cdot 10^{-12}$ m ga teng. 3-rasmda ko'rsatilgan D_1 , D_2 diafragmalardan o'tgan ingichka rentgen nurlari K_r kristallga tushadi. Sochilgan nurlanishni S_n - spektrograf yordamida tekshirish mumkin. Nurlanish yo'nalishida ($\theta=0$) λ o'zgarmaydi, boshqa yo'nalishlarda $\Delta\lambda \sim \sin^2 \theta/2$.

Shunday qilib, Kompton effekti deb, nurlanish (rentgen, γ - nurlanish) moddaning erkin elektronidan sochilishi natijasida to'lqin uzunligining ortishiga aytiladi.



3-rasm. “Kompton effekti” animatsiyasidan fragment

To'lqin nazariya nuqtai nazaridan bu hodisani tushintirib bo'lmaydi. Elektron yorug'lik to'lqini ta'sirida shu to'lqin chastotasiga teng chastota bilan tebranishi va shu chastotaga teng to'lqin nurlantirishi kerak.

Kvant nuqtai nazariga ko'ra, rentgen fotonlarining kristall elektronlari bilan ta'sirlashganda yuqoridagi ifoda hosil bo'ladi, bunda $\lambda_c=h/m_0c$. Hisob-kitoblar λ_c uchun yuqoridagi son qiymatini beradi.

ASOSIY ADABIYOTLAR:

1. G.S. Landsberg «Optika». Toshkent, O'qituvchi. 1981.
2. D.V.Suvuxin «Optika». M. Nauka, 1960.
3. F.X.Tuxvatullin, Sh.Fayzullayev, A.Jumabayev, G.Murodov «Optika». O'quv qo'llanma 1-qism. Samarqand.
4. A.N.Matviyev «Optika». M. Vyshaya shkola. 1985.
5. Ye.I.Butikov «Optika», M. 1986.
6. A.Jumaboyev, Sh.Fayzullayev «Yorug'likning qutblanishi va lazerlar». Samarqand, 1999.
7. I.V.Savyelyev «Umumiy fizika kursi» T. 3 T. 1976.

QO'SHIMCHA ADABIYOTLAR:

8. S.E.Frish, A.P.Timoreva. «Umumiy fizika kursi». Tom Sh. T. 1980.
9. R.Ditchbyern «Fizicheskaya optika». M. 1965.
10. Sh.Fayzullayev, U.Jurayev «Optika asoslari». Samarkand, 1983.
11. Sh. Fayzullayev, U. Jurayev, A. Jumaboyev, X.Turakulov «Yoruglikning difraksiyasi». Samarkand, 1989.
12. Sh.Fayzullayev, U.Jo'rayev, A.Jumaboyev «Yorug'lik interferensiyasi». Samarqand, 1985.