

TASHQI FOTOEFFEKT. KOMPTON EFFEKT

Quvonchbek Mahmaraimov

talaba 3 kurs UzFinPi

O'zbekiston, Samarqand

Ilmiy rahbar

Qarshiboev Sh

Annotatsiya: *Tajriba kosatadiki, bir jinsli (sindirish kosatgichi barcha nuqtalarida bir xil bolgan) muhitda yoruglik togri chiziq boylab tarqaladi. Bunday muhitlardan tashqari bir jinlimas muhitlar ham mavjud. Optik bir jinlimasliklarni hosil bolishiga sabablar juda kop. 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 bolmagan muhitni hosil bolishiga olib keladi va bunday muhitlarga xira muhitlar deyiladi.*

Kalit so'z: *Spontan va majburiy nurlanish jarayoni, yorug'likning kombinasion sochilishi, yorug'likning majburiy kombinasion sochilishi.*

Abstract: *The experiment shows that in a homogeneous medium (where the refractive index is the same at all points), light travels along a straight line. In addition to such environments, there are also heterogeneous environments. There are many reasons for the formation of optical inhomogeneities. For example: solid particles suspended in a gaseous substance (smoke), water droplets in the atmosphere (fog), solid particles suspended in a liquid (suspension), etc. s lead to the formation of inhomogeneous media and such media are called turbid media.*

Key word: *Spontaneous and forced radiation process, combination scattering of light, forced combination scattering of light.*

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.

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

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 koeffisienti 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.

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

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.

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

Bu formuladagi B_{mn} – Eynshteyn koeffisienti 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.

Birinchi 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 koeffisiyentidir.

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 koeffisientlari 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 koeffisientini 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 quyidagicha 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 dissertatsiyasida 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.

YORUG'LIKNING SOCHILISHI, MOLEKULAR 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 jinlimas muhitlar ham mavjud. Optik bir jinlimasliklarni 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 jinlimaslikning 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:

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

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:

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

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,

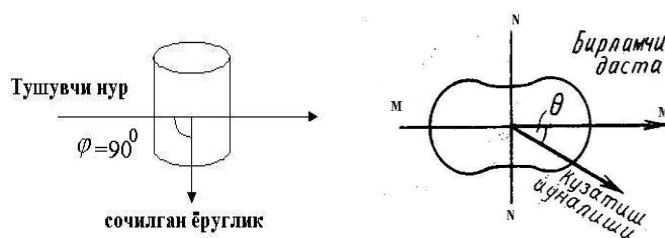
V – zarrachaning hajmi,

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 $\varphi = 90^\circ$ burchak ostida qarasaq yorug'likning sochilishini ko'ramiz. Sochilmagan yorug'lik esa idishdan to'g'ri o'tib ketadi.



Agar idishdagi suvga biror tomchi atir yoki sut tomzib, tushuvchi nurga nisbatan 90^0 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 molekularining 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 fluktuasiyasi natijasida yuzaga kelishini nazariy ravishda polyak olimi M.Smoluxovskiy isbotlab berdi. Agar yorug'lik molekullardan 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 molekulari 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 fluktuatsiyasi zichlik fluktuatsiyasi ($\Delta\rho$) 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.

$$I_v = \frac{c \cdot n}{4\pi} |\overline{E_0}|^2 = I_0 \frac{\pi^2 v^2}{r^2 \lambda^4} \cdot (\Delta\varepsilon)^2 \sin^2 \theta \quad (8)$$

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

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

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

α - qutblanuvchanlik koeffitsiyenti va

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

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

Bu formulada V – hajmdagi molekularlar soni $N=N_1V$: Ideal gaz uchun

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

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

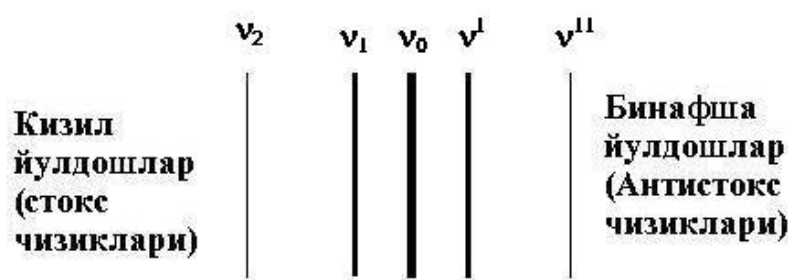
$$\beta_T = -1/V[(dv/dp)_T] \Rightarrow \infty$$

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

YORUG'LIKNING KOMBINACION 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'rsatdilar, 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 molekularining xususiy infraqizil tebranishlar chastotalariga teng bo'ladi.



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

$$\Delta\nu_2 = \nu_0 - \nu^{11} = \pm\nu_{2i} \quad (2)$$

$$\Delta\nu_3 = \nu_0 - \nu^{111} = \pm\nu_{3i} \quad (3)$$

Tajriba ko'rsatdiki, (1), (2), (3) shartlar hamma vaqt ham bajarilmaydi. Kombinacion 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 molekulari aksariyati uyg'onmagan holatda bo'ladi. Ana shunday holatdagi molekulalarga

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

formula bilan aniqlanadigan energiyaga ega bo'lgan kvant tushganda, bu kvant o'z energiyasining bir qismini molekulaga beradi va natijada chastotasi kichik va to'lqin 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'lqin 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 molekular soni uyg'ongan atom va molekular sonidan ko'p bo'ladi.

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

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 uchtasi ilgarilanma va yana uchtasi 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^* 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

$$q_m = a_m \cos(\Omega_m t + \delta_m) \quad (5)$$

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:

$$\alpha = \alpha_0 + \sum \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q_m} \right) q_m \dots \quad (6)$$

$$\alpha = \alpha_0 + \sum \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q_m} \right) a_m \cdot \cos(\Omega_m t + \delta_m) = \alpha_0 + \frac{1}{2} \sum \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q_m} \right) a_m \cdot e^{i(\Omega_m t + \delta_m)} + \frac{1}{2} \sum \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q} \right) a \cdot e^{-i(\Omega_m t + \delta_m)} \quad (7)$$

bo'ldi.

Tushuvchi to'liqini quyidagi kompleks ko'rinishida yozamiz.

$$E = E_0 \cdot e^{i\omega t} \dots \quad (8)$$

Natijada molekulaning dipol momenti quyidagiga teng bo'ldi.

$$P = \alpha_0 E_0 e^{i\omega t} + \frac{E_0}{2} \sum \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q_m} \right) \alpha_m \cdot e^{i[(\omega + \Omega_m) t + \delta]} + \frac{E_0}{2} \sum \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q_m} \right) \alpha_m \cdot e^{i[(\omega - \Omega_m) t - \delta_m]} \dots \quad (9)$$

Bu tenglikdan ko'rinadiki, sochilgan yorug'lik tarkibida faqat tushuvchi nur chastotasi ω ga ega bo'lgan yorug'lik emas, balki $\omega \pm \Omega_m$ kombinatsiyaga ega bo'lgan chastotali yorug'lik nurlari ham hosil bo'ldi. Alohida molekular tomonidan sochiladigan to'liqlar 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.

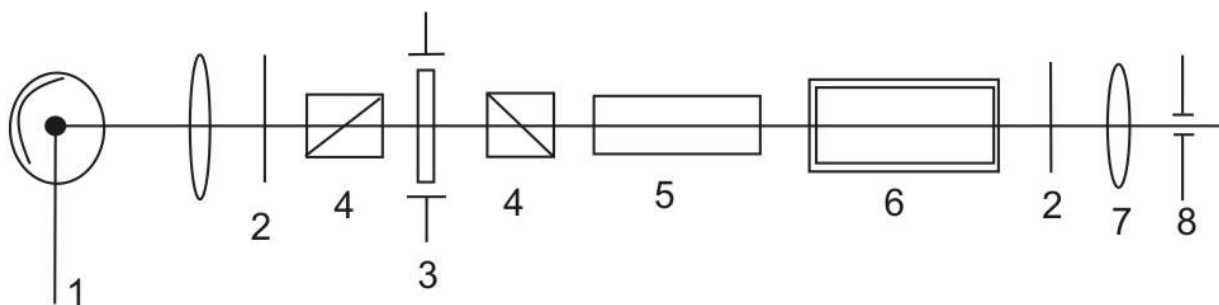
$$I_{\text{квизил}} = I_{\text{бинафша}} \exp\left(\frac{\eta \hbar |\Omega_{nm}|}{kT}\right) \quad (10)$$

$$\Omega_{nm} = \frac{E_n - E_m}{\eta} \quad (11)$$

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'ldi. $E_n < E_m$, bo'lsa qizil yo'ldosh hosil bo'ldi, $\frac{I_{\text{квизил}}}{I_{\text{бинафша}}} = \frac{N_n}{N_m}$ bu yerda sathdagi N_n , E_n molekular soni, N_m – esa E_m sathdagi molekular sonidir.

YORUG'LIKNING MAJBURIY KOMBINATSION SOCHILISHI

Yorug'likning majburiy kombinatsion sochilishini 1962 yilda Vudberi va Nglar birinchi bo'lib kuzatdilar. Quvvati katta bo'lgan yoqut lazeri nurlanish impulsi vaqtini yanada qisqartirish maqsadida nitrobenzol to'ldirilgan Kerr yacheykasidan foydalanilgan edi. Tajriba asbobining optik sxemasi quyidagicha.

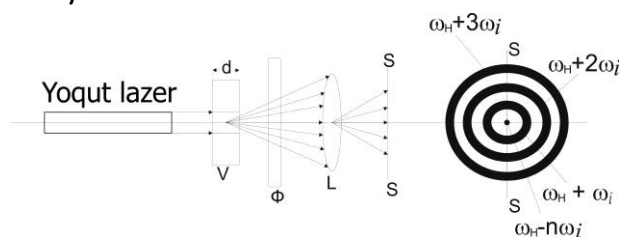


1-Rasm

Bu chizmada 1-fotoumnojitel, 2-ko`zglass, 3-Kerr yacheykasi, 4-qutblash asboblari, 5-nurlagich yoqut tayoqchasi, 6-tadqiq etiladigan muhit, 7-to`plovchi linza, 8-spektrograf tirqichi. Chizmadan ko`rinib turibdiki, lazerning rezonatori ko`zglassi orasida yoqut nurlagich ham, Kerr yacheykasi va tadqiq etiladigan muhit joylashgan. Kerr yacheykasi bunda ochib-yopqich-zatvor vazifasini bajaradi. Bu yerda tadqiq etiladigan muhit qolib, lazer nurlanganda tushirib olingan spektrda Kerr yacheykasiga to`lg`azilgan nitrobenzoldan sochilgan nur chizig`i paydo bo`lgan, ya`ni $\lambda = 6943A^0$ to`lqin uzunlikdagi lazer nuri chizig`idan boshqa $\lambda = 7670A^0$ to`lqin uzunlikdagi majburiy nurlanish chizig`i kuzatilgan. Bu chiziqning asosiy nur chizig`iga nisbatan chastotalar bo`yicha siljishi

$$\Delta \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_e} - \frac{1}{\lambda_H} = 1370 \text{cm}^{-1}$$

bo`lgan. Paydo bo`lgan bu chiziqni tez orada nitrobenzolning majburiy kombinatsion sochilish stoks chizig`i deb tushuntirildi. Ma`lum bo`ldiki, lazer nurining quvvati busag`a qiymatidan ohsa bu chiziq paydo bo`lar ekan. Keyinchalik turli asbob uskunalarda bunday tajribalar ko`plab o`tkazilgan. Odatdagi kogerent bo`lmagan yorug`lik manbalaridan chiqqan nurlanish bilan yoritilganda muhitdan sochilgan yorug`lik intensivligi tushuvchi yorug`lik intensivligining $10^{-6}-10^{-7}$ qismini tashkil etadi. Uyg`otuvchi nur yoki damlash to`lqini, ya`ni muhitni yoritayotgan yorug`lik intensivligi $10^8-10^9 \text{ vt/sm}^2$ ni tashkil etsa sochilish intensivligi tushuvchi nurning o`nlab foizini tashkil etishi mumkin. Albatta, intensivlik hamma kombinatsion sochilish chiziqlarida bunday oshmaydi, ayrim tanlangan chiziqlar intensivligi oshishi mumkin. $\omega_H \pm \omega_i$ birinchi tartibli stoks va antistoks chiziqlaridan tashqari yuqori tartibli $\omega_H \pm 2\omega_i, \omega_H \pm 3\omega_i$ va hakoza garmonikalar ham kuzatiladi. Quyidagi tajriba uskunasi nazar tashlaylik



2-Rasm

Lazerdan taralgan nur V sochuvchi muhitga tushadi. Sochilgan yorug`lik F filtrdan o`tib, L linza orqali SS ekranga tushuriladi. O`ng tomonda ekran bizga qaratib qo`yilgan. Markaziy nuqta lazer nurining o`z yo`nalishi, $\omega_H - n\omega_i$ stoks chiziqlari ham shu nuqtaga

to`plangan, antistoks $\omega + n\omega_i$ chiziqlar konsentrik aylanalar tariqasida joylashgan. Garmonikalar tartibi ortgan sari aylanalar radiusi ham oshib boradi. Ta'kidlash kerakki, antistoks komponentlar faqat asosiy nur yo'nalishida ma'lum burchaklar ostida hosil bo'ladi, stoks chiziqlari esa qarama-qarshi tarafga ham tarqalishi mumkin. Majburiy kombinatsion sochilish – MKS tajriba sharoitiga bog'liq bo'lib, kuchli damlash nuri tushganda MKS boshqa nochiziqli optik hodisalar bilan birgalikda kuzatilishi mumkin. Kvant nazariyasi nuqtai nazaridan MKS hodisasi muhitga tushayotgan $h\omega_H$ fotoni yo'q bo'lib, uning o'rniga $h\omega_s$ sochilgan yorug'lik fotoni hosil bo'lish jarayoni bo'lib, bunday jarayon yuz berishi ehtimoli tushuvchi va sochilgan yorug'liklar intensivliklariga proporsional bo'ladi. ω_s chastotada sochilayotgan nur sochuvchi muhit ichida xuddi majburiy nurlanishdagi kabi eksponensial qonun asosida kuchayib boradi. Hisoblashlar ko'rsatadiki, sochuvchi muhit qalinligi $d=1\text{sm}$ bo'lganda MKS intensivligi spontan sochilish intensivligiga nisbatan 10^8 - 10^9 marta oshib ketadi, tushayotgan uyg'otuvchi yorug'lik intensivligiga tenglashib qoladi. Bu aytilganlar stoks komponentining paydo bo'lishiga tegishlidir. Antistoks sochilishning yuz berishi jarayoni stoks sochilishi jarayonidan farq qiladi.

MKSni kombinatsion sochilishning tabiati haqidagi klassik tushunchalar asosida tahlil qilinsa, stoks va antistoks komponentlar paydo bo'lishini tushuntirish qiyin bo'lmaydi. Klassik tushunchalarga asosan, molekula qutblanuvchanligini uning yadrolari tebranishi bilan modulyasiyalanishi natijasida kombinatsion sochilish yuz beradi. Faraz qilaylik, ikki atomli molekula berilgan bo'lsin. Molekula muvozanat holatidan chiqarilganda ikki yadro orasidagi masofa o'zgarishini ξ harfi bilan belgilab olaylik. Shu molekulaga yorug'lik to'lqini ta'sir qilayotgan bo'lsa unda induksiyalangan dipol momentini quydagicha ifodalash mumkin.

$$P = (\alpha_0 + \mu\xi)E \quad (1)$$

Bu yerda α_0 -molekulaning muvozanat holatidagi, ya'ni $\xi = 0$ bo'lgandagi qutblanuvchanligi, $\mu\xi$ -yadrolar siljiganda molekula elektron bulutiga ta'sir etib, hosil bo'lgan qo'shimcha qabul qiluvchanligi. Demak, yadrolar qo'zg'alishi molekula elektron bulutining deformatsiyasiga ta'sir ko'rsatadi va qabul qiluvchanligika $\mu\xi$ tuzatmani kiritadi. E -molekulaga ta'sir etayotgan monoxromatik yorug'lik maydoni kuchlanganligi. Yadrolar bu maydon ta'sirida $\xi = \cos\omega t$ qonun asosida garmonik tebranayotgan bo'lsa, u dipol momenti (52)ning $\omega_H \pm \omega_i$ chastotada tebranayotgan tashkil etuvchisini hosil qiladi, bu o'z navbatida $\omega_H \pm \omega_i$ chastotali kombinatsion yorug'lik sochilishini hosil qiladi. Demak, bu sochilgan yorug'likda stoks va antistoks chiziqlarining hosil bo'lishini bildiradi. Shunday qilib, molekula elektron buluti yadro tebranishlari natijasida modulyasiyalanadi, o'z navbatida yorug'lik maydoni ta'sirida qutblangan elektron buluti yadrolarga ta'sir etib, ularning tebranish amplitudasini oshirib yuboradi, bu yana elektron bulutiga teskari ta'sir ko'rsatadi. Kuchli damlash to'lqini maydonida bu o'zaro ta'sir kuchayib ketadi va bu

qo'shimcha $\mu\xi$ qabul qiluvchanligining chiziqli bo'lmagan qismini hosil qiladi. Shunday qilib, (1) formulani quydagi ko'rinishda yozamiz:

$$P = (\alpha_0 + \mu\xi)E = \alpha_0 E + P_s + P_{\omega_H} + P_{as} + P_{ss} \quad (2)$$

Bu formulada $\alpha_0 E$ -chiziqli qutblanish, E sochuvchi muhit ichida yorug'lik elektr maydoni kuchlanganligi.

$$E = E_{OH} \cos(\omega_H t + \varphi) + E_s \cos(\omega_s t + \varphi_s)$$

ADABIYOTLAR:

- 1) David Halliday, Robert Resnick, Jearl Walker, Fundamentals of Physics Extended, Wiley, 2013. 1448 p.
- 2) Ландсберг Г.С. Оптика. Учеб. пособие: Для вузов.-6-е изд., стереот. –М.: Физматлит. 2003. -848 с.
- 3) Islomov Z., Mulloyev N., Jumaboyev A., Murodov G'. Optika. Samarqand 2019.
- 4) Tuxvatullin F.X., Jumabayev A., Fayzullayev Sh.F., Tashkenbayev U.N., Murodov G'. «Optika». I-qism. 2004 y.
- 5) Kuyliyev V.T. «Optika» «Fan va texnologiya» Toshkent. 2014.
Chertov A.G., Vorobyev A.A. Fizikadan masalalar to'plami. Toshkent: O'zbekiston, 1997. 604 b