

**ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ
ОЛИЙ ВА ЎРТА МАХСУС ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ
МИРЗО УЛУҒБЕК НОМИДАГИ
ЎЗБЕКИСТОН МИЛЛИЙ УНИВЕРСИТЕТИ**

Мириноятон М. М.

Лазерлар физикаси ва техникаси

**ТОШКЕНТ
“Университет”
2012**

Ушбу ўқув услубий қўлланмадан лазерлар физикаси ва техникаси соҳасида мутахассис бўлишга интилаётган Олий ўқув юртлирининг бакалаврлари, магистрлари, аспирантлари ҳамда ўқитувчи ва илмий ходимлар ҳам фойдаланиши мумкин.

Такризчилар: ф.м.ф.д., проф.Бахрамов С. А.,
 ф.м.ф.д., проф.Отажонов Ш. О.

Мазкур ўқув услубий қўлланма Мирзо Улуғбек номидаги Ўзбекистон Миллий университети илмий-услубий кенгашининг 2012 йил 28 мартдаги мажлисида нашрга тасвия этилган (6-сонли баённома).

СЎЗБОШИ

Ҳозирги замоннинг ажойиб белгиларидан бири бу микро-зарраларнинг мажбурий нурланиш бериш жараёни асосидаги лазерларнинг яратилиши ва уларнинг когерент нурланиши асосида саноатда турли мақсадларга мўлжалланган лазерли қурилмаларнинг ва технологик комплексларнинг яратилишига олиб келди. Ушбу кунда халқ хўжалигининг турли тармоқларида лазерлар ва лазерли технологиялари ишлатилмоқда. Хусусан, саноатда турли-туман материалларни кесишда, пайвандлашда ва механизмларни мустаҳкам-лигини оширишда, тиббиёт соҳасида лазер нуридан ташхис қўйишда, даволаш ва жарроҳлик жараёнида алоқа тизимида маълумот элитувчи сифатида, фан ва техника соҳасида ўлчаш ва ташхис қўйиш воситалари сифатида ҳамда ўқув жараёнида когерент нурланишнинг тўлқин ва заррача хусусиятларни намоён этишда кенг фойдаланилмоқда. Ушбу лазерларни, улар асосидаги қурилмаларни тушунадиган ва эффектив ишлата оладиган, уларни такомиллаштира оладиган ҳамда халқ хўжалигининг турли соҳаларига тадбиқ эта оладиган олий тоифали мутахассисларга талаб ортиб бормоқда.

Республикамиз халқ хўжалигининг ва бозор иқтисодиёти талабларини эътиборга олиб олий тоифали кадрларни тайёрлаш учун физика факультетида давлат таълим стандартларига жавоб берадиган «Лазерли техника ва лазерли технология» бакалаврият йўналиши ва «Лазерли физика» ҳамда «Радиофизика» магистратура йўналишлари очилган. Бакалавриятurada «Лазер физикасига ва техникасига кириш», магистратурада мос ҳолда «Лазерлар физикаси ва техникаси» ва «Квант электроникаси» фанлари ўқитилади. Ушбу йўналишларда кадрлар тайёрлашнинг сифати биринчи навбатда ўқув адабиётларига боғлиқ. Ўқув адабиётларининг асосий қисми рус тилида чоп этилган бўлиб, талабаларда махсус фанларни ўзлаштиришда маълум маънода қийинчилик туғдирмоқда. Шунинг учун лазерлар физикасига ва техникасига бағишланган ўзбек тилидаги адабиёт яратиш муҳим аҳамиятга эга. Муаллифнинг «Лазерлар физикаси ва техникаси» ўқув қўлланмаси ана шу камчиликни тўлдиришга йўналтирилган.

1 БОБ. ЛАЗЕР ФИЗИКАСИНИНГ АСОСЛАРИ

§1.1. Ёруғликнинг квант тизим томонидан ютилиши ва нурланиши.

§1.1.1. Электромагнит тўлқин ҳақида қисқача маълумот

Лазерлар физикаси фан сифатида 19 аср охирлари ва 20 аср бошиларидаги ёруғлик ҳақидаги тушунчалар, термодинамика ва квант механикаси фанлари асосида ташкил топди.

Ўша вақтга келиб, оптикадаги турли физик жараёнларни тушунтиришда ёруғликнинг тўлқин ва корпускуляр (заррача) назарияларидан фойдаланиш йўллари ишлаб чиқиб бўлинганди. Дифракция, интерференция ва кутбланиш ҳодисаларини ёруғликнинг тўлқин табиати билан тушунтириш мумкин. Бу ҳолда ёруғликни электромагнит тўлқин сифатида қаралиб, у электр ва магнит майдонларининг амплитудаси, частотаси ν ёки тўлқин узунликлари λ билан тавсифланади.

Ушбу икки ν ва λ катталиклар қуйидаги

$$\lambda = c / \nu \quad (1)$$

муносабат билан боғланган.

Бу ерда c -ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги.

Электромагнит тўлқинларнинг энергетик тавсифи сифатида электромагнит майдон энергиясининг ўртача ҳажмий $\bar{\rho}$ зичлигини

$$\bar{\rho} = \int_0^{\infty} \rho_{\nu} d\nu = \frac{(E^2 + H^2)}{8\pi} \quad (2)$$

кўринишда ифодалаш мумкин. Бу ерда ρ_{ν} -электромагнит нурланишининг спектрал ҳажмий зичлиги бўлиб, ўлчамлиги $\text{Ж}/\text{см}^3 \cdot \text{Гц}$ бўлиб, E^2 ва H^2 -лар электромагнит тўлқиннинг ўртача квадратик электр ҳамда магнит кучланганликларидир.

Электромагнит тўлқинларнинг модда билан ўзаро таъсирлашувининг табиати ва эффективлиги электромагнит тўлқин оқимининг зичлигига ёки I интенсивлигига боғлиқ бўлади. Электромагнит тўлқиннинг электр майдон кучланганлиги E унинг интенсивлиги I билан қуйидаги

$$E = (4\pi I/c)^{1/2} \quad (3)$$

муносабат орқали боғланган.

Геометрик оптика нуқтаи назардан ёруғликни бир жинсли муҳитда с тезлик билан тарқалаётган ёруғлик фотонлари (заррачалари) оқимидан иборат деб қараш мумкин. Фотонларнинг энергияси уларнинг частотасига боғлиқ бўлади ва

$$\varepsilon_{\phi} = h\nu \quad (4)$$

ифода билан аниқланади. Бу ерда h -Планк доимийси бўлиб, қиймати $6,62 \cdot 10^{-34}$ Ж·с. Ушбу маънода монохроматик ёруғликнинг интенсивлиги фотонларнинг ҳажмий n_{ϕ} концентрацияси ва энергияси орқали белгиланиши мумкин, яъни

$$I = h \cdot \nu \cdot n_{\phi} \cdot c \quad (5)$$

Йигирманчи асрнинг бошида термодинамик мувозанатли системалар нурланишининг спектрал зичлигини тушинтириш йўллари номаълум эди. Классик термодинамика асосида Рэлей-Жинслар томонидан чиқарилган

$$\rho_{\nu} = 8\pi\nu^2 kT / c^3 \quad (6)$$

формула эса спектрал $\rho(\nu)$ зичликнинг частотага боғлиқлигини фақат катта тўлқин узунликларда, яъни $h\nu \ll kT$ шарт бажарилганда модданинг электромагнит нурланиш жараёнини тўғри тушунтириб берар эди. Бу ерда $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Ж/ К бўлиб, у Больцман доимийси дейилади.

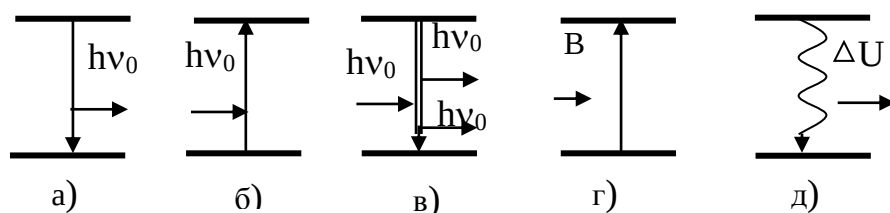
Моддалар томонидан нурланишнинг тажрибада аниқланаётган спектрал зичликнинг частотага боғлиқлик тақсимооти Планк таклиф этган эмперик

$$\rho_{\nu} = (8\pi\nu^2 / c^3) \cdot [h\nu / (e^{h\nu/kT} - 1)] \quad (7)$$

формуладаги тақсимоот билан яхши мос тушган эди.

А. Эйнштейн 1916 йили квант тушунчалар асосида, яъни квант тизим томонидан ёруғликнинг ютилиши ёхуд нурланиши, ушбу тизимнинг бирор энергетик ҳолатдан бошқа энергетик ҳолатга ўтишида, мажбурий нурланиш жараёни бўлиши мумкинлиги ҳақидаги ўз гипотезаси асосида (7) эмперик формулани келтириб чиқарди. Бунинг маъноси қуйидагича: квант тизимда, яъни дискрет энергетик ҳолатли тизимда зарраларнинг бир ҳолатдан бошқасига спонтан нурланиш чиқариб ва нурланишсиз ўтишидан ташқари ташқи электромагнит майдон нурланиши таъсирида, мажбурий ўтишлари рўй бериши мумкин. Бу мажбурий ўтишда зарра чиқарган электромагнит нурланишнинг параметрлари уни мажбурловчи электромагнит нурланишнинг параметрлари билан айнан бир хил бўлади. Ушбу жараёнда квант тизимлар томонидан чиқарилаётган

нурланишнинг когерентлик хусусияти пайдо бўлади. Квант тизимнинг икки ε_1 ва ε_2 энергетик



1-Расм. Икки сатҳли квант тизимда зарраларнинг бир сатҳдан иккинчи сатҳга нурланишли (а, б, в) ва нурланишсиз (г, д) ўтишлари.

ҳолатларидаги зарраларнинг турли хил ўтишлари 1-расмда кўрсатилган.

§1.1.2. Зарраларнинг бир энергетик сатҳдан-иккинчи энергетик сатҳга спонтан ўтишлари

Авваламбор ғалаёнлантирилган зарра юқори энергияли сатҳдан қуйи энергияли сатҳга ўз-ўзидан, яъни спонтан нурланиш бериб ўтиши мумкин. Спонтан нурланиш квант табиатга эга. Квант механика қоидаларига биноан атом ёки молекула юқори (яъни ғалаёнлантирилган) сатҳда чексиз узоқ вақт бўла олмайди. Зарранинг юқори энергетик сатҳдан, қуйи энергетик сатҳга бирлик вақт давомида A_{21} ўтиш эҳтимоллигига боғлиқ ҳолда, ғалаёнлантирилган зарра юқори сатҳдан чекли тезлик билан Бор постулатига асосан

$$h\nu_0 = \varepsilon_2 - \varepsilon_1 \quad (8)$$

спонтан нурланиш бериб ўтиши мумкин.

Ушбу ўтишни схематик равишда қуйидагича

$$A(2) \rightarrow A(1) + h\nu_0 \quad (9)$$

тенглама билан ифодалаш мумкин.

Зарраларнинг юқори энергетик сатҳдан фақатгина спонтан нурланиш бериб, қуйи энергетик сатҳга ўтиш жараёнида, зарранинг юқори энергетик сатҳдаги ўртача яшаш вақти ва зарранинг бирлик вақт ичидаги спонтан ўтиш эҳтимоллиги A_{21} , яъни Эйнштейн коэффиценти ўзаро қуйидаги муносабат

$$\tau_0 = 1/A_{21} \quad (10)$$

орқали боғланган.

Спонтан ўтишлар натижасида юқори энергетик сатҳдаги зарралар N_2 концентрациясининг ўзгариши қуйидаги

$$N_2 = N_{20} \exp(-t/\tau_0) \quad (11)$$

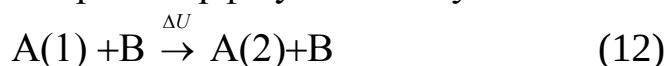
муносабат билан ифодаланади.

Зарраларнинг спонтан ўтишларида ҳосил бўлган ёруғлик квантлари бир хил энергияга эга бўлгани билан ўзаро мослик йўқ. Ушбу ёруғлик фотонларининг фазонинг турли йўналишларида тарқалишининг эҳтимоллиги бир хил. Ёруғлик фотонларининг вақтнинг турли моментларида пайдо бўлиш эҳтимоллиги ҳам бир хил бўлгани учун ушбу квантларга тегишли электромагнит тўлқинлар ўзаро фаза бўйича боғланмаган ва ихтиёрий қутбланишга эга.

§1.1.3. Зарраларнинг бир энергетик сатҳдан-иккинчи энергетик сатҳга нурланишсиз ўтишлари

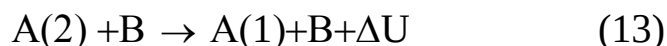
Алоҳида зарраларнинг спонтан ўтишларидан фарқли ўлароқ, зарраларнинг бир сатҳдан иккинчисига нурланишсиз ўтишлари учун ўзаро таъсирлашувчи А-зарра билан бошқа В зарранинг бўлиши шарт.

Айнан шундай ўзаро таъсирлашувларда зарра 1-ҳолатдан 2-ҳолатга ёки 2-ҳолатдан 1-ҳолатга ёруғлик квантини нурламай ёки ёруғлик кванти таъсирисиз ўтади. Зарранинг бошқа зарра билан тўқнашуви натижасида ғалаёнлантирилган ҳолатга ўтиш жараёни (1г-расм) $\Delta U = -\Delta \epsilon$ кинетик энергия сарф бўлади ва қуйидаги



ифодада кўрсатилгандек равишда рўй беради.

Тўқнашувлар натижасидаги релаксация жараёнида ғалаёнланган зарранинг энергияси тўқнашуви зарраларнинг илгариланма энергиясига ёки В заррани ғалаёнлантиришга сарф бўлиши мумкин. Ушбу жараён қуйидаги



кўринишда рўй бериши мумкин.

§1.1.4. Зарраларнинг бир энергетик сатҳдан-иккинчи энергетик сатҳга мажбурий ўтишлари

Зарраларнинг бир сатҳдан иккинчи сатҳга мажбурий ўтишлари А. Эйнштейннинг гипотезасига биноан фақат 8 ифодадаги шартни қаноатлантирувчи электромагнит резонанс квантлар билан ўзаро таъсирлашувда рўй бериши, яъни мажбурий ўтишларининг

эхтимоллиги ν_0 частотали ташқи электромагнит майдондагина нолдан фарқлидир. А. Эйнштейннинг гипотезасига биноан ташқи резонанс частотали майдон таъсирида зарра 1-энергетик сатҳдан 2-энергетик сатҳга электромагнит квантларнинг резонанс ютилиши натижасида (1 б расм), яъни

$$A(1) + h\nu_0 \rightarrow A(2) \quad (14)$$

кўринишда ўтишидан ташқари, зарранинг 2 энергетик сатҳдан 1 энергетик сатҳга қуйидаги

$$A(2) + h\nu_0 \rightarrow A(1) + 2h\nu_0 \quad (15)$$

жараён бўйича ўтиши мумкин. Ушбу 1в расмдаги жараёнда зарра мажбурий равишда фотон чиқаради, яъни квант зарранинг мажбурий электромагнит нурланиш жараёни рўй беради. Бу жараён квант электроникасининг ёки лазерлар физикасининг асоси бўлиб хизмат қилди.

Зарраларнинг бирлик вақт ичидаги W_{12} ва W_{21} мажбурий ўтиш эҳтимолликлари резонанс квантларнинг ҳажмий ρ_ν зичлигига, ёки бошқача қилиб айтганда ташқи электромагнит майдоннинг спектрал зичлигига пропорционалдир, яъни

$$\left. \begin{aligned} W_{12} &= B_{12} \rho(\nu) \\ W_{21} &= B_{21} \rho(\nu) \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

бу ерда B_{12} ва B_{21} -Эйнштейннинг мос равишда мажбурий ютилиш ва нурланишлар учун коэффициентлари.

Заррани юқори энергетик сатҳдан қуйи энергетик сатҳга мажбурий ўтишдаги электромагнит квант нурланиши уни мажбурловчи электромагнит нурланиши квантига айнан ўхшашдир, яъни частоталари, фазалари, қутбланиш текисликлари, тарқалиши йўналишлари бир хил.

§1.1.5. Мувозанатли ҳолат ва Эйнштейн коэффициентларининг ўзаро боғлиқлиги

Зарраларнинг бир энергетик сатҳдан бошқасига нурланишсиз ўтишларини эътиборга олмаган ҳолда мажбурий ва спонтан ўтишларнинг ўзаро боғлиқлигини аниқлайлик.

А. Эйнштейн кўрсатгандек, T ҳароратда ε_1 ва ε_2 энергияли зарраларнинг мувозанат ҳолатларда бўлиши мумкин бўлган тўпламини кўрайлик. Зарра бу ҳолатларининг биридан иккинчисига

ўтишида $h\nu_0 = \varepsilon_2 - \varepsilon_1$ энергияли электромагнит квантини ютади ёки чиқаради.

Термодинамик мувозанат ҳолатида зарралар сонининг энергетик сатҳлар бўйича тақсимооти Больцманнинг қуйидаги

$$N_i = N_0 g_i \exp(-\varepsilon_i/kT) \quad (17)$$

қонуни билан белгиланади. Бу ерда g_i -энергетик сатҳнинг статистик вазни ёки айнангандек коэффициентлари бўлиб, у ε_i энергияга мос келувчи ҳолатлар сонини билдиради; N_0 -барча энергетик сатҳларги зарраларнинг умумий сони. Ушбу 1 ва 2 энергетик сатҳлардаги зарралар сонларининг нисбати қуйидаги

$$N_2/N_1 = (g_2/g_1) \exp[-(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)/kT] \quad (18)$$

ифода билан аниқланади.

Термодинамик мувозанатда, квант тўплам энергия йўқотмайди ҳам олмайди ҳам. Зарраларнинг 1-энергетик сатҳдан 2-энергетик сатҳга ўтишлар сони ва 2-энергетик сатҳдан 1-энергетик сатҳга ўтишлар сони ўзаро тенг бўлганда, яъни

$$W_{12}N_1 = W_{21}N_2 + A_{21}N_2 \quad (19)$$

бўлади ва (16) ифодадан W_{12} ва W_{21} ларнинг қийматларини (19) ифодага қўйиб, N_2/N_1 га нисбатан тенгламани ечиб, қуйидаги

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{B_{12} \rho(\nu)}{A_{21} + B_{21} \rho(\nu)} \quad (19^*)$$

муносабатни оламиз.

Саккизинчи формуладаги муносабатни эътиборга олган ҳолда, (18) ва (19*) формулаларни ўзаро тенглаштириб, модданинг термодинамик мувозанат ҳолатида электромагнит нурланишнинг спектридаги энергия зичлигини ифодаловчи муносабатни олиш мумкин, яъни

$$\rho(\nu) = \frac{A_{21}}{B_{21}} \left[\frac{g_1 B_{12}}{g_2 B_{21}} \exp\left(\frac{h\nu_0}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (20)$$

А. Эйнштейн коэффициентларининг ўзаро боғлиқлигини аниқлаш учун (20) ифодани чегаравий ҳоллар учун кўриб чиқайлик. Модданинг ҳарорати чексиз ортганда унинг электромагнит нурланиши энергиясининг зичлиги ҳам чексиз ортиши керак. (20) ифоданинг сурати чекли катталиқ бўлгани учун $\rho(\nu)$ чексизликга фақат унинг махражи нолга интилгандагина тенг бўлади, яъни $T \rightarrow \infty$ да $(h\nu_0/kT) \rightarrow 0$ ва $\exp(h\nu_0/kT) \rightarrow 1$ шундан қуйидаги

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21} \quad (21)$$

ифодани оламиз. Бу (21) ифода шуни кўрсатадики, агар энергетик сатҳлар айнамаган, яъни $g_2=g_1$ бўлса, мажбурий нурланиш ва ютилиш жараёнларининг эҳтимоллиги ўзаро тенг. Ушбу (21) ифодани эътиборга олиб, $\rho(\nu)$ учун формула қуйидаги

$$\rho(\nu) = \frac{A_{21} g_2}{g_1 B_{12} [\exp(h\nu_0/kT) - 1]} \quad (22)$$

кўринишни олади ва бу формула тажрибаларда тасдиқланган (7)-ифодадаги Планк формуласига зид келмайди.

Юқори ҳароратларда ёки катта тўлқин узунликларда (7)-ифодадаги Планк формуласи Релей-Жинс (6)-формуласига ўтади ва (22)-формула қуйидаги

$$\rho(\nu) = \frac{A_{21} g_2 kT}{g_1 B_{12} h\nu} \quad (23)$$

кўринишни олади. Юқоридаги (21) ифодани эътиборга олган ҳолда (6) ва (23) формулаларни ўзаро солиштириб,

$$B_{12} = A_{21} \frac{c^3 g_2}{8\pi h\nu^3 g_1} \quad (24)$$

ва

$$B_{21} = A_{21} \frac{c^3}{8\pi h\nu^3} \quad (25)$$

А.Эйнштейн коэффициентларини ўзаро боғловчи формулаларни оламиз. А. Эйнштейн, Планкнинг квант механикаси асосларига таянган ҳолда, мажбурий нурланиш жараёни киритиш йўли билан тажрибаларда олинган электромагнит нурланишнинг $\rho(\nu)$ спектрал зичлигининг тақсимотини тушунтириб берди. Ушбу ҳолат А. Эйнштейннинг мажбурий электромагнит нурланишлар (модда томонидан электромагнит квантларни мажбурий чиқарилиши) гипотезасининг тўғрилигининг биринчи тасдиғи бўлди.

Зарралар тўпламининг термодинамик мувозанат ҳолатдаги нурланиши, тўпламдаги ҳар бир зарра учун ташқи электромагнит нурланиш бўлади. Шунинг учун юқорида келтириб чиқарилган ифодалар, квант тизимнинг ташқи электромагнит нурланиши таъсири учун ҳам ўринлидир. Зарранинг электромагнит квант нурланиш бериб, бир сатҳдан иккинчисига ўтишининг тўла эҳтимоллиги

$$W_{нур} = W_{21} + A_{21} = \left(\frac{8\pi h\nu^3}{c^3} + \rho(\nu) \right) B_{21} \quad (26)$$

Демак ғалаёнтирилган зарранинг спонтан нурланиш чиқариш эҳтимоллиги, нурланиш частотасининг ($\sim \nu^3$) кубига пропорционал

бўлгани учун, спонтан ва мажбурий электромагнит нурланишларнинг аҳамияти нурланиш спектрининг турли қисмларида турлича бўлади. Электромагнит нурланишнинг частотаси ортган сари спонтан нурланишнинг миқдори ортиб боради. Нурланиш частотаси камайса, яъни радиодиапазонда мажбурий нурланишларнинг миқдори ортади.

§1.2. Нурланиш чизиғининг кенглиги ва зарраларнинг бир энергетик сатҳдан иккинчи энергетик сатҳга мажбурий ўтиш кесимлари

§1.2.1. Нурланиш чизиғининг табиий кенгайиши

Олдинги параграфда сатҳларнинг энергияси аниқ бир қийматга эга деб олинган эди. Бу айтилган фикр алоҳида олинган зарра учун ҳам тўғри эмас. Алоҳида олинган зарра ҳам ғалаёнтирилган ҳолатда t_0 чекли вақт давомида бўлади. Квант тизим энергиясини ва квант тизимни шу энергетик ҳолатда бўлиш вақтини ноаниқликлари қуйидаги

$$\Delta\varepsilon \cdot \Delta t \geq h/2\pi \quad (27)$$

муносабатни қаноатлантириши зарур.

Агар $\Delta t \sim t_0$ деб олсак ғалаёнлантирилган зарра энергиясининг ноаниқлиги ушбу $\Delta\varepsilon \cong h/(2\pi t_0)$ ифода билан аниқланади. Энергетик сатҳлар эини бундай сабаб билан кенгайиши квант зарра томонидан чиқарилаётган нурланиш частотасининг ноаниқлигига олиб келади ва уни қуйидаги

$$\Delta\nu_0 = 1/(2\pi t_0) = A_{21}/(2\pi) \quad (28)$$

ифода орқали аниқланса бўлади. Бу нурланиш чизиғининг табиий кенглиги дейилади ва бу ҳолда у ўзининг энг кичик қийматга эга бўлади. Нурланиш чизиғининг табиий кенглиги ν частота қиймати-нинг ортиши билан кескин равишда катталашади ($\sim \nu^3$). Спектрнинг оптик ва инфрақизил диапазонида, яъни кўп турдаги лазерларнинг нурланиш соҳасида унча катта бўлмайди. Мисол тариқасида CO_2 —лазернинг асосий энергетик сатҳдаги CO_2 молекуласининг яшаш вақти $t_0 \approx 5$ с учун $\Delta\nu_0 \approx 3 \cdot 10^{-2}$ Гц бўлади. Шунинг учун одатда нурланиш чизиғининг кенглиги зарранинг спонтан нурланиши билан эмас, (13) ифодадаги нурланишсиз релаксация асосидаги зарраларнинг бошқа зарралар билан тўқнашувидаги релаксацияли жараёнлар билан белгиланади. (Мисол учун газлардаги зарраларнинг ўзаро тўқнашуви ёки қаттиқ жисмдаги ионнинг кристалл панжара билан ўзаро

таъсирлашувини қараш мумкин). Ҳар қандай релаксацияли жараён зарранинг ғалаёнлантирилган сатҳдаги яшаш вақтини камайтиради ва бу ҳол нурланиш чизиғи энининг кенгайишига олиб келади. Бундай кенгайиш ҳосил қилаётган релаксацион жараёнлар зарраларнинг ўзаро тўқнашуви билан боғлиқ бўлгани учун бундай кенгайишларни табиий кенгайишлардан фарқли равишда тўқнашувли кенгайиш деб аташ қабул қилинган.

§1.2.2. Нурланиш чизиғининг зарраларнинг ўзаро тўқнашувлари натижасидаги кенгайиши

Табиий кенгайишга ўхшаш равишда тўқнашишлар асосидаги нурланиш чизиғи энининг кенглигини зарранинг энергетик сатҳдаги τ_T яшаш вақтига боғлиқ деб олиб, уни қуйидаги

$$\Delta v_0 = 1/(2\pi\tau_T) \quad (29)$$

ифода орқали аниқлаш мумкин. Релаксация жараёнига боғлиқ ҳолдаги зарраларнинг яшаш вақти, зарраларнинг ўзаро тўқнашуви кесими σ_T боғлиқ, яъни

$$\tau_T = 1/n\langle\sigma_T v\rangle = 1/nk_T \quad (30)$$

бу ерда n -ғалаёнлантирилган зарраларни тўқнашувлар асосида ғалаёнлантирилмаган ҳолатга ўтказувчи зарралар сони; v -тўқнашувлар жараёнида иштирок этувчи зарраларининг нисбий тезлиги (одатда иссиқлик ҳаракатидаги зарранинг тезлиги); k_T -мос ҳолдаги жараённинг константаси. Ушбу “ $\langle \rangle$ ” белги тезликлар бўйича ўртачалаштиришни билдиради. Маълумки, ғалаёнлантирилган зарра турли хилдаги зарралар билан ўзаро тўқнашади. Шунинг учун унинг бирор энергетик сатҳда яшаш вақти умумий ҳолда қуйидаги

$$\tau_T^{-1} = \sum_y n_y k_{Ty} \quad (31)$$

ифода асосида аниқланади. Бу ерда йиғинди амали барча турдаги зарралар бўйича бажарилади.

Табиий ва тўқнашув асосидаги нурланиш чизиғи энининг кенгайишининг асоси бир хил бўлиб, ғалаёнлантирилган зарранинг энергетик сатҳда чекли яшаш вақтига боғлиқ. Нурланиш чизиғининг шакли иккала ҳолда ҳам бир хил бўлиб, Лоренц контури (шаклига)га эга ва қуйидаги

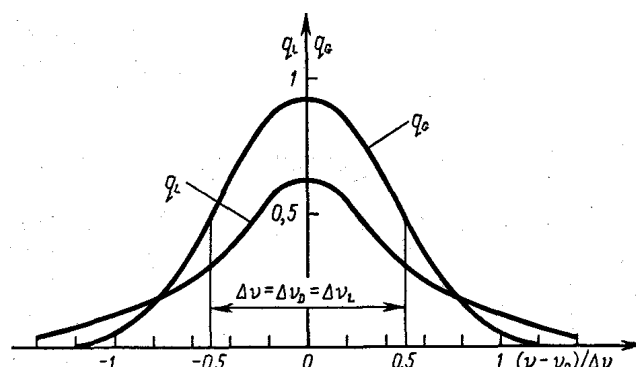
$$q_L(\nu) = \frac{\Delta \nu_L}{2\pi \left[(\nu - \nu_0)^2 + \frac{\Delta \nu_L^2}{4} \right]} \quad (32)$$

“форм-фактор” деб аталувчи ифода билан аниқланади. Бу ерда $\Delta \nu_L = \Delta \nu_0 + \Delta \nu_T$ нурланиш чизиғи энининг унинг ярим баландликдаги тўла кенглиги. Нурланиш чизиғи интенсивлигининг спектрал тахсимооти симметрик резонанс кўринишидаги чизиқдан иборат бўлиб, $\nu = \nu_0$ частотада максимумга эришади ва $\nu = \nu_0 \pm \Delta \nu_L/2$ шарт бажарилганда нурланиш интенсивлиги контурда ўзининг мутлоқ қийматидан икки марта камаяди (2-расмдаги q_L -чизиқ).

Ушбу (32) ифода ҳам $q_L(\nu)$ учун 1 га нормаллаштирилган, яъни

$$\int_0^{\infty} q_L(\nu) d\nu = 1 \quad (33)$$

Асосий сатҳдан бошқа барча сатҳларнинг эни кенгайган бўлади.



2-расм. Ярм баландликда бир хил кенгликга эга бўлган ва бирга нормаллаштирилган нурланиш чизиғи контурининг Лоренц ва Гаусс шакллари.

Асосий сатҳдаги зарранинг яшаш вақти чексиз бўлгани учун $\Delta \nu_a = 0$ бўлади. Шунинг учун қуйи энергетик сатҳ асосий бўлмаса, ундаги зарранинг яшаш вақти чекли бўлади. Бу ҳолатни эътиборга олган ҳолда нурланиш чизиғи энинг кенгайиши қуйидаги

$$\Delta \nu_L = \Delta \nu_{L1} + \Delta \nu_{L2} \quad (34)$$

ифода асосида белгиланади.

Нурланиш чизиғи энининг кенгайиши маълум энергетик сатҳдаги зарранинг тўқнашувлар натижасида яшаш вақтининг қисқаришидан ташқари нурланиш чиқараётган зарранинг кучли электромагнит майдонлар билан ўзаро таъсирлашуви натижасида (шунингдек қўшни зарраларнинг электр майдони билан ҳам) энергетик сатҳнинг эни

кенгаяди ва бунинг натижасида нурланиш чизигининг эни ҳам кенгаяди.

Ғалаёнлантирилган зарранинг энергетик сатҳдаги яшаш вақтининг чекли бўлиш билан боғлиқ бўлган нурланиш чизиги энининг кенгайишни бир жинсли кенгайиш дейилади. Бир жинсли кенгайиш ҳолида ғалаёнлантирилган зарранинг нурланиши тўла кенглик $\Delta\nu_L$ ва $q_L(\nu)$ спектрал шаклда бўлади, ҳамда ғалаёнлантирилган зарра частоталари $q_L(\nu)$ спектрал контур чегарасида ётувчи электромагнит квантларини ютади. Бир жинсли кенгайишда нурланиш чизигининг шакли ғалаёнлантирилган якка зарра учун ҳам ва тўпламдаги барча зарралар учун ҳам бир хил бўлади.

§1.2.3. Нурланиш чизигининг Доплер эффекти асосида кенгайиши

Зарралар яшаш вақтининг чекли бўлиши нурланиш чизиги энининг кенгайишининг ягона сабабчиси эмас. Нурланиш бераётган ғалаёнлантирилган зарра иссиқлик ҳаракатида ва мос ҳолда қандайдир тезликка эга бўлади. Доплер эффектига биноан ғалаёнлантирилган зарра нурланишининг ν частотаси унинг ν_0 илгариланма ҳаракат тезлигига мос равишда силжиган бўлади. Нурланиш частотасининг силжиши нурланаётган зарра тезлигининг йўналиши билан нурланишни қабул қилувчи (кузатувчи) йўналиш орасидаги φ бурчакка ҳам боғлиқ бўлади ва унинг қиймати қуйидаги

$$\Delta\nu = \nu_0 \frac{g}{c} \cos\varphi \quad (35)$$

ифода билан аниқланади.

Зарраларнинг тезликлари турлича ва йўналишлари ҳам турли йўналишда бўлгани учун уларнинг нурланиш частоталарининг силжишлари ҳам турлича бўлади. Шунинг учун зарраларнинг ўзаро тўқнашуви бўлмаса ҳам тинч ҳолатдаги спектрал асбоб, кўплаб табиий кенгайишга эга бўлган спектрал нурланиш чизикларни қайд қилади. Бу нурланишларнинг частоталари ν_0 частотага нисбатан турлича силжиган бўлади. Бу нурланиш чизикларининг ўз табиий кенгайиши билан биргаликда суперпозицияси кузатилаётган нурланиш чизиги энининг кенгайиш шаклини (профилини) беради. Бундай кенгайишни Доплер кенгайиши дейилади ва у бир жинсли эмас. Ушбу ҳолда ҳар бир аниқ зарра нурланиш эни тор, табиий кенгайишли нурланиш ν_0 частотага

нисбатан аниқ қийматга силжиган бўлиб, бу силжиш зарра тезлигининг қиймати ва йўналишига боғлиқ бўлади. Табиийки, частотаси аниқ қийматли нурланишни, фақат шундай бир тезликга эга бўлган, ҳамда доплер силжишидаги частотаси нурланиш частотасига тенг бўлган зарра томонидан ютилади. Нурланиш частотасининг силжиши ғалаёнлантирилган зарраларининг тезлиги билан аниқлангани учун Доплер эффекти бўйича спектрал чизик энининг кенгайиши ғалаёнлантирилган зарралар сонининг тезликлар бўйича тақсимотига боғлиқ бўлади. Зарралар сонининг тезликлар бўйича тақсимоти Максвелл қонунига бўйсунди ва қуйидагича ифодаланади

$$f(\vartheta) = \frac{1}{\vartheta_0 \sqrt{\pi}} \exp \left[- \left(\frac{\vartheta}{\vartheta_0} \right)^2 \right] \quad (36)$$

Бу ерда $\vartheta_0 = (2kT/m)^{1/2}$ - зарранинг иссиқлик ҳаракатидаги ўртача тезлиги; (m -зарранинг массаси) Бу ҳолда нурланиш чизиги энининг кенгайиш шакли Гаусс шаклига (профилга) эга бўлиб, қуйидаги

$$q_G = \frac{c}{\vartheta_0 \nu_0 \sqrt{\pi}} \exp \left[- \frac{c^2}{\vartheta_0^2} \left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} \right)^2 \right] \quad (37)$$

форм фактор билан белгиланади.

Нурланиш чизигининг $\Delta \nu_d$ тўла эни контур баландлигининг яримида қуйидаги

$$\Delta \nu_d = 2\nu_0 \sqrt{\frac{2kT}{mc^2} \ln 2} = 7 \cdot 10^{-7} \cdot \sqrt{\frac{T}{\mu}} \cdot \nu_0 \quad (38)$$

ифода орқали аниқланади. Ушбу формулада T кельвинларда, молекуляр масса μ нисбий катталикларда олинган.

Гаусс шаклдаги нурланиш контури (37) ҳам Лоренц контурига ўхшаб 1 га нормаллаштирилган, яъни

$$\int_0^{\infty} q_G(\nu) d\nu = 1 \quad (39)$$

Доплер эффекти асосида кенгайган нурланиш контурининг чизмаси 2-расмда келтирилган. Лоренц ва Доплер контурларидаги $q_G(\nu)$ ва $q_L(\nu)$ ларнинг тақсимоглари солиштириши шуни кўрсатадики марказдан узоқроқдаги нукталарда нурланиш интенсивлиги Гаусс тақсимотида Лоренц тақсимотига нисбатан тезроқ камаяди, лекин контур марказида q_G нинг тақсимоти q_L га нисбатан яссироқ.

Нурланиш контурининг кенгайиш механизмларини кўришни тугаллаш олдидан шуни айтиш мумкинки, маълум шарт ва шароитлар бажарилганда ғалаёнлантирилган зарраларнинг электромагнит май-

дон билан ўзаро таъсирлашиши τ_m вақтининг чекланганлиги ҳам нурланиш контури энининг кенгайишига олиб келиши мумкин. Бу ҳолда нурланиш контурининг кенгайишини қуйидаги

$$\Delta v_m = 1/(2 \pi \tau_m) \quad (40)$$

муносабат орқали аниқлаш мумкин.

Умумий ҳолда нурланиш контурининг тўла кенглиги, кенгайишга олиб келувчи барча сабабларга боғлиқ бўлади. Аммо амалда турли механизмлардан бирининг таъсири кучлироқ бўлади. Бунинг сабаби Δv_T ва Δv_D ларнинг ташқи таъсирларга турлича боғлиқлигидадир. Мисол учун газли муҳит нурланиш бераётган бўлса Δv_T зарраларнинг концентрациясига тўғри пропорционал бўлади, Δv_D эса фақат T температурага боғлиқ. Шунинг учун газнинг паст босимларида нурланиш контурининг кенгайиши Доплер эффекти билан белгиланса, катта босимларда эса зарраларнинг ўзаро тўқнашувлар сони билан белгиланади.

Нурланиш чизиғининг кенгайиши механизмларининг қўллаш чегаралари шарт-шароитлардан келиб чиққан ҳолда аниқланади.

Турли лазерлардаги фаол муҳитларнинг нурланишинг ва оптик резанаторларнинг тавсифлари 1-жадвалда келтирилган. Ушбу жадвалдан кўриниб турибдики фаол муҳитлар нурланишларнинг контурлари бир-бирларидан кўп даражаларда фарқланар экан.

Физик асосда фикрлаш шуни кўрсатадики, энергетик сатҳлар ва нурланиш контури энларининг кенгайиши, мажбурий ўтишларнинг интеграл частоталарига таъсир этмасдан, аниқ бир тўлқин узунликли нурланиш берувчи ўтишларнинг эҳтимоллигининг пасайишига олиб келар экан. Ҳақиқатан ҳам, агар нурланиш контури $q(v)$ спектрал шаклга эга бўлса, у ҳолда аниқ бир частотали спонтан нурланиш эҳтимоллиги мос ўтишларнинг тўла A_{21} эҳтимоллиги ва $q(v)$ формфакторнинг кўриниши билан белгиланади, яъни

$$W_{sp}(v) = A_{21} q(v) \quad (41)$$

ифодани оламиз.

Спонтан ва мажбурий ўтишлар эҳтимолликлари ўзаро (24) ва (25) ифодалар билан боғланганлиги учун берилган частотада мажбурий нурланишлар эҳтимоллиги ҳам v частотага боғлиқ бўлади, яъни:

$$W_{21}(v) = q(v) B_{21} \rho_v \quad (42)$$

Бу ҳолда мажбурий нурланишнинг интеграл W_{21} эҳтимоллиги қуйидаги

$$W_{21} = \int q(\nu) \rho_{\nu} B_{21} d\nu \quad (43)$$

шартни қаноатлантиради.

Шундай қилиб, мажбурий ўтишларнинг частотага боғлиқлиги $q(\nu)$ формфакторнинг кўриниши билан аниқланади.

Контурининг марказидаги нурланиш эҳтимоллигининг қийма-
тини

1-Жадвал

Фаол муҳит	Лазер нурининг тўлқин узунлиги, мкм	Кучай- тириш контури нинг кенгли- ги, МГц	Оптик резона- торнинг характер- ли узун- лиги, см	Кучай- тириш контури ичидаги бўйлама модалар- нинг сони
He-Ne	0,63	1700	100	10
CO ₂ (паст бо- симларда ~4кПа)	10,6	300	100	2
CO ₂ юқори бо- симларда ~40кПа)	10,6	6000	100	30
Ar	0,49÷0,51	3500	100	20
Рубин (хона ҳаро- ратида)	0,69	$3 \cdot 10^5$	10	200
Неодим шиша	1,06	$6 \cdot 10^6$	10	$4 \cdot 10^3$

олиш учун (43) ифодадаги интегрални монохроматик мажбурий нурланиш учун ҳисоблашда унинг тақсимооти қуйидаги

$$\rho_{\nu} = \rho_0 \delta(\nu - \nu_0) \quad (44)$$

дельта функция сифатида олиш керак. Бу ерда ρ_0 -нурланишнинг ҳажмий зичлиги ва $\delta(\nu - \nu_0)$ -дельта функция. Нурланиш контурининг Лоренц шакли учун ушбу интеграллаш қуйидагича

$$W_{21}(\nu_0) = q_L(\nu_0) B_{21} \rho_0 = 2B_{21} \rho_0 / \pi \Delta \nu_L \quad (45)$$

натижани беради.

Нурланиш контурининг Гаусс шакли учун қуйидагини

$$W_{21}(\nu_0) = 2 \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} B_{21} \rho_0 / \Delta \nu_D \quad (46)$$

натижани оламиз.

Ушбу формулалардан кўриниб турибдики нурланиш Контурининг кенгайиши мажбурий нурланиш эҳтимоллигини пасайтирар экан, яъни $\sim \Delta\nu^{-1}$.

Агар мажбурий нурланиш жараёнини, ғалаёнтирилган зарраларнинг резонанс квант билан ўзаро таъсирлашуви сифатида қарасак, у ҳолда бу жараённи таъсирлашув кесими орқали ифодалаш қулай бўлади. Частотаси ν_0 ва зичлиги ρ_0 бўлган монохроматик нурланиш таъсиридаги мажбурий нурланиш эҳтимоллиги, ушбу жараённинг $\sigma_{21}(\nu_0)$ кесими орқали қуйидаги

$$W_{21}(\nu_0) = n_\phi \sigma_{21}(\nu_0) c \quad (47)$$

муносабат билан ифодаланади. Фотонлар сони n_ϕ ни унинг $h\nu_0$ энергиясига кўпайтириб, нурланиш ρ_0 зичлигини оламиз

$$\rho_0 = n_\phi h \nu_0 \quad (48)$$

(48) формулани эътиборга олиб, (45) ва (47) ифодаларни ўзаро солиштириб,

$$\sigma_{21}(\nu_0) = h\nu_0 2B_{21}/c\pi\Delta\nu_L \quad (49)$$

мажбурий нурланиш кесимини ифодасини оламиз. Шунга ўхшаш σ_{12} —мажбурий ютилиш кесими тушунчасини киритиш мумкин. Ушбу кесимлар мос ҳолда Эйнштейн коэффициентларига пропорционал бўлади.

Эйнштейннинг B_{12} ва B_{21} коэффициентлари ўзаро (21) муносабат билан боғланганлиги учун мажбурий ўтишларнинг кесимлари ҳам ўзаро

$$\sigma_{12}(\nu_0)g_1 = \sigma_{21}(\nu_0)g_2 \quad (50)$$

муносабатда бўлиши мумкин. Юқоридаги ифодани бошқачароқ кўринишда

$$\sigma_{12}(\nu_0) = \sigma_0 g_2, \quad \sigma_{21}(\nu_0) = \sigma_0 g_1 \quad (51)$$

ёзиш қулайликка олиб келиши мумкин. Бу ерда σ_0 -мажбурий фото ўтиш кесими бўлиб, тўқнашувлар натижасидаги нурланиш контурининг кенгайиш ҳолида

$$\sigma_0 = A_{21}\lambda^2/4\pi^2 g_1 \Delta\nu_L \quad (52)$$

кўринишга эга бўлади.

Нурланиш контурининг Доплер эффекти асосида кенгайиш ҳоли учун

$$\sigma_0 = A_{21}\lambda^2 \sqrt{\ln 2} / 4\pi^{3/2} g_1 \Delta\nu_D \quad (53)$$

Мажбурий фотоўтиш σ_0 кесимининг қиймати тўлқин узунлигига боғлиқ бўлиб, 10^{-12} дан 10^{-24} см² ораликда ўзгариши мумкин.

§1.3. Фаол муҳитнинг кучайтириш коэффиценти ва тўйиниш параметри

Аввал кўрсатилгандек мажбурий нурланиш жараёнида электромагнит тўлқинининг кучайиши ҳам рўй беради. Бу жараённи рўй бериш шартларини кўриб чиқайлик. Частотасининг қиймати ν_0 бўлган ва $h\nu_0 = \varepsilon_2 - \varepsilon_1$ шартни қаноатлантирувчи электромагнит тўлқинининг зарралари ғалаёнтирилган ε_1 ва ε_2 ҳолатларда жойлашган муҳитдан ўтишини кўрайлик. Ушбу ҳолатлардаги зарраларнинг концентрациялари мос ҳолда N_1 ва N_2 бўлсин. Фотонлар зарралар томонидан ютилиш жараёнида йўқ бўлиб, мажбурий нурланиш жараёнида пайдо бўлади, шунинг учун нур дастасидаги фотонлар зичлиги учун баланс тенгламаси қуйидаги

$$\frac{dn_\phi}{dt} = c \frac{dn_\phi}{dx} = \sigma_{21} c N_2 n_\phi - \sigma_{12} c N_1 n_\phi \quad (54)$$

кўринишда бўлади, ёки (51) ифодаларни эътиборга олсак

$$\frac{dn_\phi}{dx} = \sigma_0 (N_2 g_1 - N_1 g_2) n_\phi = K n_\phi \quad (55)$$

энергия оқимининг зичлиги фотонлар n_ϕ концентрациясига пропорционал, яъни $I = h\nu n_\phi c$ ни эътиборга олсак, нур дастаси интенсивлигининг ўзгариши қуйидаги

$$\frac{dI}{dx} = \sigma_0 (N_2 g_1 - N_1 g_2) I = K I \quad (56)$$

ифода билан аниқланади.

$$K = \sigma_0 (N_2 g_1 - N_1 g_2) \quad (57)$$

Ушбу катталики фаол муҳитнинг кучайтириш коэффиценти дейилади. Агар $K > 0$ бўлса бундай муҳитдан ўтган нурланишнинг интенсивлиги ортади, акс ҳолда, яъни $K < 0$ бўлса нурланиш интенсивлиги камаяди. Кучайтириш коэффицентининг ишораси $(N_2 g_1 - N_1 g_2)$ ифоданинг ишораси билан белгиланади ва бундай ифодани муҳитнинг инверсияси дейилади.

Агар $(N_2 g_1 - N_1 g_2) > 0$ бўлса муҳитнинг кучайтириш коэффиценти мусбат бўлади. Термодинимик мувозанатдаги муҳитда зарралар сонининг энергетик сатҳлар бўйича тақсимооти Больцман тақсимот қонунига бўйсунди ва ҳар доим $N_2 < N_1$ дан шарт бажарилади. Бу ҳолда нурланишнинг кучайиши рўй бермайди. Айтиш мумкинки нурланишнинг кучайиши фақат термодинамик мувозанати бузилган (йўқ бўлган) муҳитда рўй беради. Ушбу $N_2 g_1 - N_1 g_2 > 0$ шартни

қаноатлантирувчи муҳитни, инверс бандлик ҳосил қилинган муҳит дейилади.

Муҳитнинг кучайтириш коэффиценти қандай факторларга боғлиқлигини аниқлайлик. Бунинг учун ε_1 ва ε_2 сатҳлардаги ғалаёнлантирилган зарраларнинг стационар баланс тенгламаларини кўрайлик. Умумий ҳолда квант тизим бу кўрсатилган икки сатҳлардан иборат бўлмай, бошқа сатҳлар ҳам бўлади ва мажбурий ўтишлардан ташқари зарраларни турли–туман ғалаёнлантирувчи, сўндирувчи жараёнлар (релаксацияли ўтишлар, спонтан нурланишлар) ҳам бўлади.

Икки ε_1 ва ε_2 сатҳли тизимнинг зарралар билан тўлдирилиши ва бўшатилишининг соддалаштирилган жараёнини кўрайлик (3-расм).

Ғалаёнлантирилган зарраларнинг барча турдаги ўтишлари натижасида ε_1 ва ε_2 сатҳларни тўлдирилиш тезлигини мос равишда M_1 ва M_2 деб белгилайлик. Ғалаёнлантирилган зарраларнинг мажбурий нурланишдан ташқари бошқа жараёнларга боғлиқ ҳолдаги энергетик сатҳлардан кетиш тезликларини мос равишда, уларнинг шу сатҳларда яшаш вақтлари τ_1 ва τ_2 билан тавсифласа бўлади. Шундай қилиб, катта қувватли ташқи электромагнит майдон таъсири бўлмаганда, яъни бу икки энергетик сатҳлардаги ғалаёнлантирилган зарраларнинг пайдо бўлиши ва йўқолиши мажбурий нурланиш билан боғлиқ бўлмаган ҳолда, зарраларнинг баланс тенгламалари қуйидаги

$$\left. \begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= M_1 - (N_1/\tau_1) = 0 \\ \frac{dN_2}{dt} &= M_2 - (N_2/\tau_2) = 0 \end{aligned} \right\} \quad (58)$$

кўринишда бўлади Ушбу тенгламалардан N_1 ва N_2 ларни (57) ифодага қўйиб муҳитнинг кучайтириш коэффиценти аниқлашимиз мумкин. Ушбу ҳолдаги муҳитнинг кучайтириш коэффиценти кам қувватли сигналнинг кучайтириш коэффиценти (ёки тўйинмаган кучайтириш коэффиценти) дейилади. Бу ҳолда унинг кўриниши қуйидагича

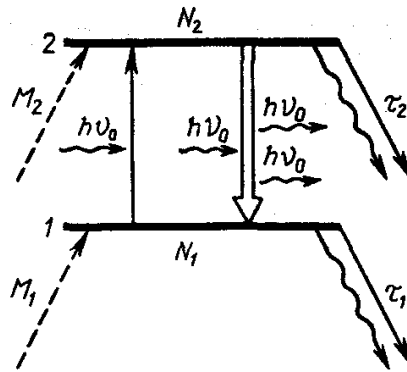
$$K_0 = \sigma_0 (M_2 \tau_2 g_1 - M_1 \tau_1 g_2) \quad (59)$$

бўлади. Ушбу тенгламадан кўриниб турибдики юқори сатҳни зарралар билан тўлдириш тезлиги M_2 ва шу сатҳдаги зарраларнинг яшаш вақти қанчалик катта бўлса, ҳамда қуйи сатҳни зарралар билан тўлдириш тезлиги M_1 ва шу сатҳдаги зарраларнинг яшаш вақти

қанчалик кичик бўлса муҳитнинг инверс бандлиги (кучайтириш коэффициентини) шунчалик катта бўлар экан.

Кучайтирилиши лозим бўлган электромагнит нурланишнинг интенсивлиги ортган сари мажбурий ўтишларнинг аҳамияти ортиб боради ва бу ҳолда ушбу икки сатҳли квант системадаги зарраларнинг баланс тенгламалари қуйидагича бўлади.

$$\left. \begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= M_1 - (N_1/\tau_1) + n_\phi C \sigma_0 N_2 g_1 - n_\phi C \sigma_0 N_1 g_2 \\ \frac{dN_2}{dt} &= M_2 - (N_2/\tau_2) + n_\phi C \sigma_0 N_2 g_1 - n_\phi C \sigma_0 N_1 g_2 \end{aligned} \right\} \quad (60)$$



3-расм. Энергетик сатҳларда инверс бандлик ҳосил қилишдаги жараёнлар.

Ушбу тенгламалар системасини ечиб, кучайтириш коэффициентини қуйидаги

$$K = \frac{\sigma_0(M_2\tau_2g_1 - M_1\tau_1g_2)}{1 + n_\phi C \sigma_0(g_1\tau_2 + g_2\tau_1)} = \frac{K_0}{1 + n_\phi C \sigma_0(g_1\tau_2 + g_2\tau_1)} \quad (61)$$

ифодани оламиз. Ушбу (61) ифодадан кўриниб турибдики, фотонларнинг концентрацияси ортган сари K нинг қиймати камайиб борар экан. Кучайтириш коэффициентининг қиймати икки марта камайгандаги фотонлар тўйиниш коцентрацияси n_T деб олинади. У ҳолда

$$n_T = \frac{1}{C \sigma_0(g_1\tau_2 + g_2\tau_1)} \quad (62)$$

Шунга ўхшаш n_T билан қуйидаги

$$I_T = Ch\nu_0 n_T = \frac{h\nu_0}{\sigma_0(g_1\tau_2 + g_2\tau_1)} \quad (63)$$

ифода билан боғланган нурланишининг тўйинган I_T интенсивлиги ҳақида гапириш мумкин. Ушбу n_T ва I_T лар K_0 параметр каби фаол муҳитнинг тавфсивловчи параметрлари бўлиб, нурланиш интен-

сивлигига боғлиқ эмас. Агар $\tau_2 g_1 \gg \tau_1 g_2$ бўлса, яъни инверс бандлик бўлган муҳитда доим шундай бўлади. Шунинг учун $g_1=1$ деб олиб, (62) ифодани қуйидаги

$$n_T \tau_0 c = 1/\tau_2 \quad (64)$$

кўринишда ёзиш мумкин.

Фотонлар концентрациясининг ва тўйинган интенсивликнинг физик маъноси 64-ифода таҳлилидан маълум бўлади Шу ифодадаги $n_T \tau_0 c$ фотонлар концентрацияси n_T (ёки интенсивлиги I_T) бўлган резонанс нурланиш таъсиридаги ғалаёнлантирилган зарранинг мажбурий нурланишининг частотаси бўлиб, фотонлар тўйиниш n_T концентрациясининг ва тўйиниш I_T интенсивлиги шундай электромагнит тўлқинга мос келадики бу ҳолда мажбурий ўтишларнинг эҳтимоллиги, бошқа турдаги (мажбурий бўлмаган) ўтишлар натижасидаги ғалаёнлантирилган зарраларнинг камайиши эҳтимоллигига тенг бўлади.

Юқоридаги (62) ва (63) ифодаларни эътиборга олиб, (61) формулани қуйидаги

$$K = \frac{K_0}{1 + n_\phi / n_T} = \frac{K_0}{1 + I / I_T} \quad (65)$$

кўринишга келтириш мумкин ва (61) ифодадан яна шу нарса кўриниб турибдики резонанс нурланиш учун қулай шартлар юқори энергетик сатҳни зарралар билан тўлдириш тезлиги ва шу сатҳдаги зарраларнинг яшаш вақти катта бўлиб, қуйи сатҳ учун ушбу катталикларнинг қийматлари кичик бўлган ҳол учун ўринлидир. Кучайтириш K коэффициентининг нурланиш интенсивлигига боғлиқлиги графиги 4-расмда келтирилган. Интенсивлик I нинг, тўйиниш интенсивлигидан ортиши билан муҳитнинг кучайтириш коэффициентининг қиймати камая бошлайди ва $I \rightarrow \infty$ да $K=0$ бўлади. Бу ҳолда фаол муҳитдаги мажбурий нурланиш ва ютилиш жараёнларининг эҳтимолликлари ўзаро тенглашиб қолади.

Биз турғун инверс бандлик ҳосил қилиш шартларини кўриб чиқдик Энди кам қувватли ёруғлик нурланишининг кучайтириш коэффициентини вақт бўйича ўзгаришини қуйидаги шартлар бажарилган ҳоллар учун кўриб чиқайлик, яъни $t=0$ моментдан бошлаб юқори энергетик сатҳ M_2 доимий тезлик билан тўлдирила бошлансин ва пастки сатҳда эса зарралар бўлмасин (пастки сатҳдан зарраларнинг чиқиб кетиш тезлиги чексиз катта қийматга эга бўлсин). Ушбу ҳолда юқори сатҳнинг зарралар билан тўлдирилганлигини ушбу бошланғич $N_2=0$, $t=0$ шартларга асосан қуйидаги

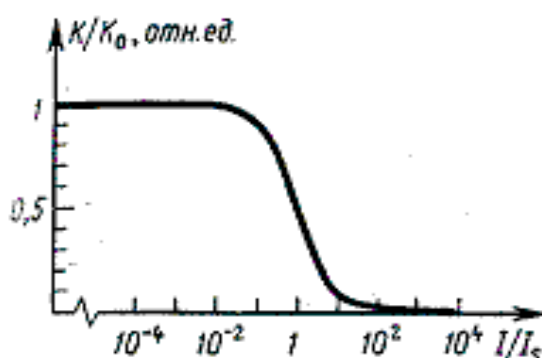
$$dN_2/dt = M_2 - (N_2/\tau_2) \quad (66)$$

тенглама орқали аниқласа бўлади. Бу тенгламанинг ечими қуйидагича

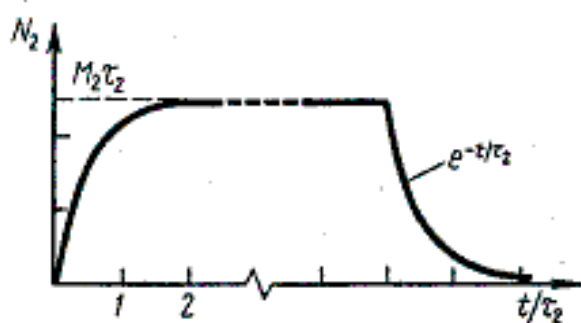
$$N_2 = M_2 \tau_2 e^{-(t/\tau_2)} (e^{t/\tau_2} - 1) \quad (67)$$

кўринишда бўлиб унинг графиги 5-расмда кўрсатилган.

Бошланғич кичик вақт оралиғида ($t \ll \tau_2$) $N \cong M_2 t$ бўлиб, N_2 вақт ортиши билан чизикли қонун асосида ортади. Катта вақтлар оралиғида эса ($t \gg \tau_2$) $\exp(t/\tau_2) \gg 1$ бўлади ва $N_2 \cong M_2 \tau_2$. Демак тўйинмаган кучайтиришда кичик интенсивликдаги нурланиш учун дамлаш жараёни тугаган пайтдан бошлаб,



4-расм. Фаол муҳитнинг кучайтириш K коэффициентининг ташқи нурланиш I интенсивлигига боғлиқлиги.



5-расм. Юқори энергетик сатҳни инверс тўлдирилганлигини дамлаш бор ва йўқ ҳолатларида вақтга боғлиқлиги.

инверс бандликнинг ўзгариши қуйидаги

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{N_2}{\tau_2} \quad (68)$$

тенглама билан ифодаланади. Ушбу $N_2(t=0) = M_2 \tau_2$ бошланғич шартлар асосида (68) тенгламанинг ечими қуйидаги

$$N_2 = M_2 \tau_2 \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \quad (69)$$

кўринишда бўлади, яъни дамлаш тўхтатилган пайтдан бошлаб, юқори энергетик сатҳнинг инверс тўлдирилганлиги ушбу ҳолатдаги зарраларнинг яшаш вақтига боғлиқ равишда экспоненциал қонун билан камаяди. Агарда кучайтирилаётган нурланишнинг интенсивлиги, тўйиниш интенсивлигига тенг ёки ундан катта бўлса, яъни $I \geq I_T$ бўлса, инверс бандликнинг камайиши тезлашади ва

$$\tau_T^{-1} = \tau_2^{-1} + (I\sigma_{21}/h\nu_0) \quad (70)$$

муносабатни қаноатлантирувчи τ_T вақт билан тавсифланади.

Ушбу $I \gg I_T$ шарт бажарилганда (70) тенгламадаги иккинчи ҳад биринчи ҳаддан катта бўлади ва у

$$\tau_T \cong \tau_2 I_T / I \quad (71)$$

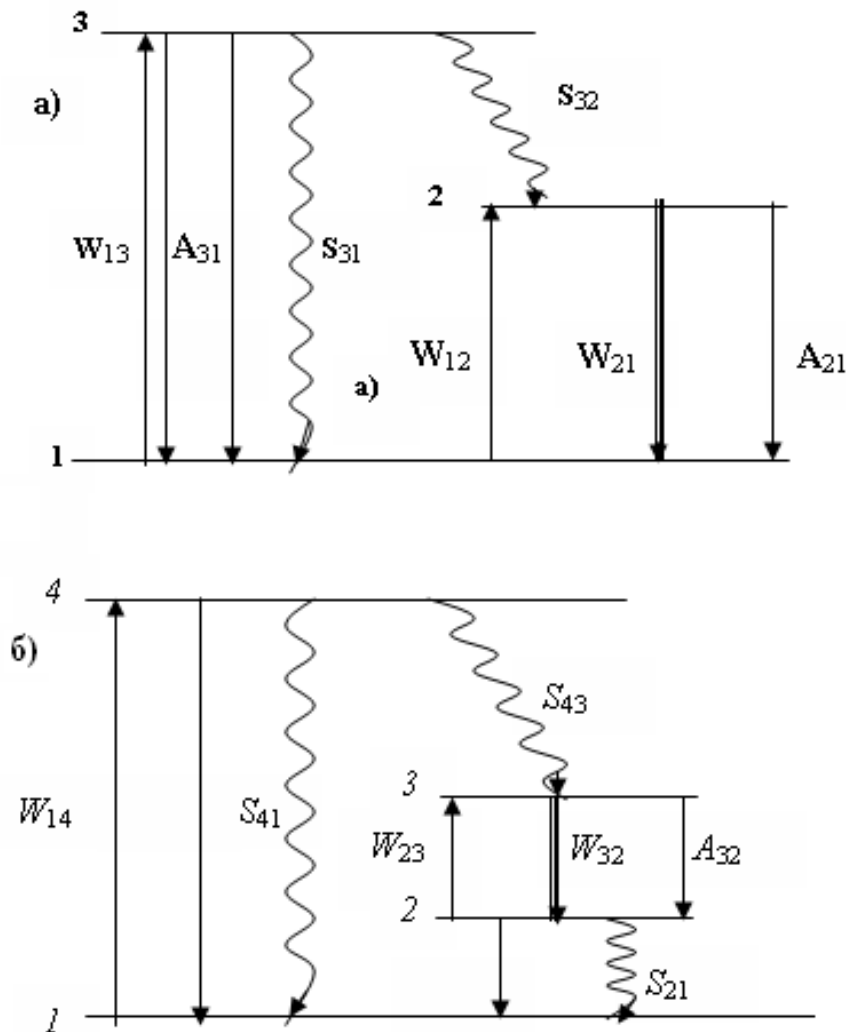
тенглама билан ифодаланади.

§1.4. Инверс бандлик ҳосил қилиш усуллари

Шу пайтгача биз муҳитда инверс бандлик ҳосил қилишда энергетик сатҳларни тўла тузилишини эътиборга олмаган ва улардаги зарраларнинг ўзгаришини энергетик сатҳларни зарралар билан тўлдириш тезликлари M_1 ва M_2 коэффицентларини киритиш йўли билан соддалаштирилган ҳолда кўрган эдик.

Энди инверс бандлик ҳосил қилишнинг аниқ усуллари кўриб чиқайлик. Шунинг қайд қилиш керакки, икки сатҳли тизимда, турғун инверс бандлик ҳосил қилиш мумкин эмас. Ҳақиқатдан ҳам юқори сатҳга резонанс нурланиш ёрдамида зарралар чиқарилаётган бўлса $N_2 g_1 = N_1 g_2$ бўлади ва нурланиш жараёнларининг эҳтимолликлари ўзаро тенглашади ҳамда инверс бандлик олиш мумкин бўлмай қолади. Шундай ҳол юқори энергетик сатҳга зарраларни ўзаро тўқнашув жараёнида чиқарилишида рўй бериши мумкин (мисол учун электронлар ёки атомлар билан). Бу ҳолда юқори сатҳда зарралар сони ортган сари, зарраларнинг бошқа зарралар билан тўқнашув натижасида пастки сатҳга тушиб кетиш эҳтимоллиги ҳам ортади ва Болцман тенгламаси асосида белгиланган ($N_2 = N_0 \exp(-\varepsilon_2/kT)$) миқдордан ортмайди. Бу зарраларнинг ҳарорати ҳар доим мусбат бўлгани учун $N_2 < N_1$ шарт бажарилади ва инверс бандлик ҳосил бўлмайди. Инверс бандлик ушбу ҳолда ҳосил бўлиши учун юқори сатҳга зарраларнинг чиқарилиши ва тушиб кетиши жараёнлари турлича бўлиши керак. Инверс бандлик учун ушбу тизимда камида учта энергетик сатҳ бўлиши керак. Булардан бири асосий сатҳ бўлиши

керак. Инверс бандликни ҳосил қилишнинг энг содда усули, яъни уч сатҳли тизим усули 6(а)-расмда келтирилган. Инверс бандлик



6-расм. Уч (а) ва тўрт (б) сатҳли квант системада инверс бандлик ҳосил қилиш чизмаси.

метастабил 2 сатҳ ва асосий сатҳлар орасида ҳосил қилинади. Метастабил 2 сатҳни зарралар билан тўлдирилиши 3 сатҳдан зарраларнинг нурланишсиз релаксация орқали 2 сатҳга S_{32} эҳтимоллик билан ўтиш натижасида ҳосил қилинади. Кўрилаётган жараёни соддалаштириш учун бошқа нурланишсиз ўтишларни эътиборга олмайлик. Бу ҳол олинаятган натижаларга таъсир этмайди. Агарда 1 ва 3 ҳамда 1 ва 2 сатҳлар орасидаги тўғри ва тескари ўтишлар ва эҳтимолликларни мос равишда W_{13} , S_{31} , W_{12} ва W_{21} деб белгиласак, мувозанат ҳолатида ушбу сатҳлардаги зарраларнинг балансини қуйидаги

$$\left. \begin{aligned} \frac{dN_3}{dt} &= W_{13}N_1 - (W_{31} + A_{31} + S_{32})N_3 = 0 \\ \frac{dN_2}{dt} &= W_{12}N_1 - (A_{21} + W_{21})N_2 + S_{32}N_3 = 0 \end{aligned} \right\} \quad (72)$$

ва

$$N_0 = N_1 + N_2 + N_3 \quad (73)$$

кўринишларда ёзиш мумкин. Бу ерда N_0 —фаол зарраларнинг тўла концентрацияси. N_1 , N_2 , N_3 лар — мос сатҳлардаги зарраларнинг концентрациялари, A_{31} ва A_{21} —спонтан ўтишларнинг эҳтимолликлари. Юқоридаги (72) ва (73) тенгламалардан кўриниб турибдики, 1 ва 2-сатҳларнинг нисбий тўлдирилганлиги қўйидаги

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{W_{13}(S_{32}/(W_{31} + A_{31} + S_{32})) + W_{12}}{A_{21} + W_{21}} \quad (74)$$

ифода орқали аниқланиши мумкин. Юқори 2-сатҳнинг эффектив тўлдирилиши қўйидаги

$$A_{31} \ll S_{32}, \quad W_{31} \ll S_{32} \quad (75)$$

шартлар бажарилгандагина рўй бериши мумкин.

Бу ҳолда (74) ифода қўйидаги

$$\frac{N_2}{N_1} \approx \frac{W_{13} + W_{12}}{A_{21} + W_{21}} \quad (76)$$

кўринишни олади. Агар ушбу тенгликнинг ҳар иккала томонидан 1-ни айирсак, у ҳолда

$$\frac{N_2 - N_1}{N_1} \approx \frac{W_{13} - A_{21}}{A_{21} + W_{21}} \quad (77)$$

Юқоридаги айтилган шартлар бажарилганда $N_3 \rightarrow 0$ ва $N_1 + N_2 \approx N_0$ бўлади. 1 ва 2 сатҳлар айнамаган бўлса ($W_{12} = W_{21}$), 1 сатҳнинг тўлдирилганлиги

$$N_1 = \frac{N_0(A_{21} + W_{21})}{A_{21} + W_{13} + 2W_{12}} \quad (78)$$

катталиқга тенг бўлади, N_1 ни (77) ифодага қўйиб, ўзгартиришларни амалга оширсак

$$N_2 - N_1 = N_0 \frac{W_{13} - A_{21}}{A_{21} + W_{13} + 2W_{12}} \quad (79)$$

ифодани оламиз.

Бу формуладан кўриниб турибдики (75) шартлар бажарилса, инверсия қўйидаги

$$W_{13} > A_{21} \quad (80)$$

ҳолда ҳосил бўлар экан, яъни 3 сатҳнинг тўлдирилиш эҳтимоллиги 2 сатҳдан зарраларнинг спонтан нурланишли ўтиш эҳтимоллигидан катта бўлгандагина.

Кўриб чиқилган уч сатҳли тизимда лазердаги фаол зарра сифатида ёқут (рубин) кристалидаги хром ионини келтириш мумкин.

Уч сатҳли тизимда инверс бандлик ҳосил қилишнинг асосий камчилиги, бу жуда кўп зарраларнинг ғалаёнлантирилишининг (юқори лазер сатҳга чиқарилишининг) шартлигидир. Ҳақиқатдан ҳам $N \approx N_1 + N_2$ бўлиб, инверс бандлиги $N_2 > N_1$ шарти бажарилишини қуйидаги $N_0 - N_1 > N_1$ кўринишда ёзсак, у ҳолда

$$N_2 > \frac{N_0}{2} \quad (81)$$

келиб чиқади.

Шундай қилиб, уч сатҳли тизимда инверс бандлик олиш учун юқори лазер сатҳида барча зарраларнинг ярмидан кўпроғи жойлашган бўлиши шарт экан. Ушбу шарт ғалаёнлантириш тезлигига, шу билан бирга дамлаш қувватига ҳам катта талаблар қўяди.

Бу камчиликлардан холи ва кўп тарқалган усуллардан бири бу тўрт сатҳли система бўлиб, унинг диаграммаси 6.б расмда келтирилган. Бундай энергетик тизимда нурланишнинг кучайиши фаол зарраларнинг 3 сатҳдан 2 сатҳга мажбурий нурланиш бериб ўтишида рўй беради. 3-сатҳни зарралар билин тўлдирилиши 6.б. расмда кўрсатилгандек, зарраларнинг 4-сатҳдан 3-сатҳга нурланишсиз ўтишлари натижасида рўй беради. 2-сатҳнинг зарралардан тезкорлик билан бўшатилиши эса ундаги зарраларнинг нурланишсиз 1-сатҳга ўтиш орқали рўй беради. Бундай тизимда турғун инверс бандлик ҳолатини ҳосил қилиш шарти қуйидагилардан

$$W_{23} > A_{32}, W_{32} < S_{43}, S_{21} > W_{32} \quad (82)$$

иборат.

Шундай қилиб, пастки ишчи сатҳ (яъни 2-сатҳ) асосий бўлмагани учун, инверс банлик 2 ва 3-сатҳларнинг зарралар билан нисбий тўлдирилганлигига боғлиқ бўлмайди, ҳамда уч сатҳли тизимга ўхшаб, юқори ишчи сатҳ катта абсолют қийматда тўлдирилган бўлиши шарт эмас. Ушбу шарт муҳитда инверс бандликни кичикроқ дамлаш қувватларида ҳам олиш имконини беради. Ушбу услубга мисол қилиб газли лазерлардаги CO_2 , CO молекулаларида, қаттақ жисм лазерларида неодим ионида инверс бандлик олишни ва бошқаларни келтириш мумкин.

Инверс бандлик ҳосил қилиш услублари нафақат конкрет энергетик сатҳлар тизимига, зарралар хусусиятларига, фаол муҳитни ташкил этган бошқа компонентларга ҳам боғлиқ экан. Лазерларнинг фаол муҳитлари сифатида газлар аралашмалари, турли конденсирланган моддалар, кристаллар, шишалар, ярим ўтказгичлар ва суюқликлар бўлиши мумкин. Лазерли тизимларда оптик, газрядли, газодинамик ва кимёвий дамлаш усуллари қўлланилади.

Оптик дамлаш услубида ишчи модда газ разряд ёруғлик манъбаидан чиқаётган узлуксиз ёки узлукли равишдаги ёруғлик оқими таъсирида бўлади. Ушбу ёруғлик ишчи моддадаги зарралар томонидан ютилади ва улар нурланишсиз, яъни релаксация йўли юқори лазер сатҳига ўтади.

Ушбу оптик дамлаш услубининг камчиликларидан бири; бу дамловчи нурланиш спектрининг фаол муҳитнинг ютиш спектрига мос келмаслигидир. Оптик дамлаш услуби кўпроқ конденсирланган муҳитларда инверс банлик ҳосил қилишда ишлатилади.

Газ разряд дамлаш услубида фаол зарралар электр разрядидаги эркин электронлар ва ёрдамчи газ зарралар билан тўқнашувда ғалаёнлантирилган сатҳга чиқарилади. Газ разрядидаги электр майдон кучланганлигини ва газ босимини ўзгартириб, электронларнинг ўртача энергиясининг оптимал қийматини ҳосил қилиб, фаол зарраларни эффектив равишда ғалаёнлантириб, катта ҳажмларда инверс бандликни олиш мумкин. Сўнги пайтларда кучли электронлар оқимини ҳосил қилувчи техниканинг ривожланиши муносабати билан уларни катта босимлар ва ҳажмлардаги газларда инверс бандлик олишда ишлатиш бошланди.

Газодинамик дамлаш услубида юқори даражада қиздирилган ва вакуумли жойга чиқиб, кенгаётган газли муҳитда инверс бандлик ҳосил қилиш юқори ва қуйи сатҳлардаги зарраларнинг релаксация вақтларининг фарқлари асосида олинади.

Кимёвий дамлаш услубида фаол муҳитда инверс банлик ҳосил қилиш мувозанатсиз кимёвий реакция натижасида олинади. Бу услубнинг асосий афзаллиги иссиқлик ва электр манбаларнинг ишлатилмаслигидир.

§1.5. Квант кучайтиргичлар

Олдинги параграфларда кўриб ўтганимиздек, зарраларнинг мажбурий ўтишларида ҳосил бўлган нурланишларнинг ёрдамида электромагнит тўлқинни фаол (инверс бандликли) муҳитдан ўтганда когерент кучайтирилади. Ушбу кучайтиргичларнинг вазифаси ундан ўтаётган электромагнит тўлқиннинг амплитудасини ортиришдан иборат бўлса, у ҳолда квант кучайтиргич-электрон кучайтиргичларга ўхшашдир.

Квант кучайтиргичларда электромагнит тўлқинининг амплитудасини ёки интенсивлигини оширишдаги жараёнларни ва унинг имкониятларини аниқлаш учун K_0 ва тўйиниш интенсивлиги I_T бўлган фаол муҳитдан монохроматик электромагнит тўлқинининг ўтиш жараёнини кўрайлик. Кучайтиргичнинг киришдаги электромагнит тўлқиннинг интенсивлигини I_0 деб белгилайлик. Резонанс бўлмаган йўқотишлар нолга тенг бўлган ҳолда бундай муҳитнинг dx қалинлигини ўтган тўлқин интенсивлигининг ўзгариши қуйидаги

$$dI(x)/dx = k(x) I(x) \quad (83)$$

тенглама билан аниқланиши мумкин. Интенсивлик I нинг ортиши ва K нинг ўзгариш характерини билган ҳолда (83) тенгламани бошқа кўринишда келтириш мумкин, яъни

$$(1 + I/I_T) dI/I = K_0 dx \quad (84)$$

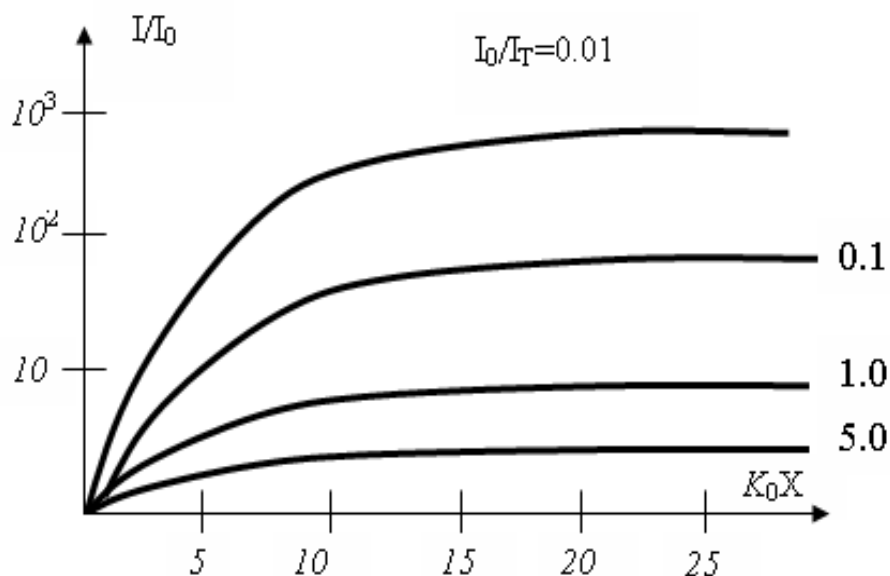
Ушбу ($x=0$ да $I=I_0$) чегаравий шартни эътиборга олиб, (84) тенгламани интегралласак, муҳитнинг киришидаги электромагнит тўлқиннинг интенсивлиги I_0 ва x координатасидаги интенсивлиги (x) билан боғловчи трансцендент тенгламани оламиз;

$$\ln(I/I_0) + (I/I_T) - (I_0/I_T) = K_0 x \quad (85)$$

Ушбу тенгламанинг ўлчамсиз (I_0 / I_T) параметрининг турли ўзгармас қийматларининг ечими 7-расмда келтирилган.

Ушбу 7-расмдан ва (85) тенгламадан кўриниб турибдики кучайтириладиган электромагнит тўлқиннинг кичик интенсивликларида, яъни ($I \ll I_T$, $I_0 \ll I_T$ шартлар бажарилганда ва мажбурий нурланиш жараёни ғалаёнтирилган сатҳдаги зарралар сонига таъсир кўрсатмаганда) нурланишнинг интенсивлиги фаол муҳитни ўтган сари экспоненциал равишда ортиб боради, аммо лекин мажбурий ўтишлар эҳтимоллигини ($\sim I$) ғалаёнтирилган сатҳни бошқа барча жараёнлар асосида сўндирилиши эҳтимоллигига (I_T) нисбатига бўлган дамлаш энергиясини когерент нурланишга айлантириш эффективлиги

кичик бўлади, ҳамда $\sim I/I_T$ миқдорни ташкил этади. Ушбу I/I_T нисбатнинг миқдори ортган сари мажбурий нурланишлар жараёнинг аҳамияти ортиб боради ва



7-расм. Инверс бандлик ҳосил қилинган муҳитдан ўтаётган электромагнит тўлқин интенсивлигининг ўзгариши.

$I \gg I_T$ шарт бажарилганда амалий жиҳатдан дамлаш энергиясининг ($\sim I/I_T$) қисми когерент нурланиш энергиясига айлантирилади. Бу ҳолда интенсивликнинг ўсиш тезлиги камаяди ва фақат фаол муҳитнинг тавсифлари билан аниқланадиган қуйидаги

$$\Delta I / \Delta x = I_T K_0 \quad (86)$$

доимий катталиikka интилади.

Юқорида кўриб ўтилган мавзуларда биз нурланишнинг фаол муҳитдан ўтишда резонанс бўлмаган йўқотишларни эътиборга олмадик. Реал ҳолда улар бор. Биринчидан нурланиш дастаси тарқалиш жараёнида дифракция натижасида кўндаланг кесими бўйича кенгайиб боради ва фаол муҳитдан ташқарига чиқиб кетади. Бунинг натижасида энергиянинг бир қисми йўқотилади.

Нурланиш дастасининг кўндаланг кесими 2ω бўлганда, унинг тарқалишдаги ёйилиш бурчаги $\theta_\alpha = \lambda/2\omega$ катталикини ташкил этади. L масофани ўтган нурланиш дастасининг кўндаланг кесими бўйича радиуси $\theta_\alpha L$ миқдорга ортади. Демак, қалинлиги $\sim \theta_\alpha L$ ва диаметри $\sim 2\omega$ бўлган ҳалқага тушган барча нурлар фаол муҳитдан ташқарига чиқиб кетади. Ушбу йўқотишларнинг нисбий катталиги $\sim \lambda/\omega^2$ миқдорни ташкил этади ва инфрақизил диапазондаги нурланишларда

максимал қийматга эришади. Кўп ишлатиладиган лазер нурланишларда ($\omega \sim 1\text{см}$ ва $\lambda = 1\frac{1}{4}10\text{мкм}$) учун ушбу йўқотишлар $\sim (0,1\frac{1}{4}1)10^{-3}\text{см}^{-1}$ ни ташкил этади. Бу дегани 1м узунликдаги фаол муҳитни ўтишда нурланишнинг дифракция натижасидаги йўқотишлари $1\div 10\%$ ораликда ётади. Иккинчидан кучайтиргичларда оптик элементлар ҳам бўлиб, уларда нурланиш энергиясининг бир қисми йўқотилади. Ҳар-бир оптик элементда нурланишнинг 1% қисми йўқолиши мумкин.

Реал фаол муҳит идеал бир жинсли муҳит бўлмайди ва нурланиш бундай муҳитни ўтганда сочилиш ва рефракция натижасида ўз энергиясининг бир қисмини йўқотиши мумкин. Ушбу йўқотишларнинг физик моҳиятини очиб ўтирмай, уларни бир бирлик узунликка тўғри келган умумий $\beta_0[\text{см}^{-1}]$ коэффициент билан белгилашимиз мумкин.

Ушбу йўқотишлар бирлик узунликдаги фаол муҳитни ўтган нурланишнинг $\beta_0 I$ қисми ташкил этади ва интенсивликка чизиқли боғланиш билан ортади. Юқорида айтиб ўтилгандек интенсивлик ортган сари когерент нурланишнинг бирлик узунликдаги фаол муҳитни ўтишдаги энергиясининг ортиши сусайиб боради ва ниҳоят I_{TK_0} катталиikka тенглашиб, ўзгармай қолади. Демак когерент нурланиш фаол муҳитни ўтаётганда унинг кучайиш ва сусайиш жараёнлари ўзаро тенглашгунча интенсивлиги ортиб боради. Шундан сўнг кучайтириладиётган нурланиш интенсивлиги ўзгармай қолади ва ўзининг

$$I_{\max} = I_{TK_0} / \beta_0 \quad (87)$$

максимал қийматига эришади.

Бундан ташқари лазер нурланиши ўта монохроматик бўлгани сабабли, у квант кучайтиргични ўтиш жараёнида монохроматиклик хусусиятини янада яхшилаиди. Бунга сабаб, фаол муҳитнинг кучайтириш коэффициентининг қиймати резонанс частотада максимумга эга бўлиши ва нурланиш спектрининг марказий қисми четки қисмларига нисбатан кўпроқ кучайтирилишидир.

§1.6.Оптик квант генераторлар. Лазерлар

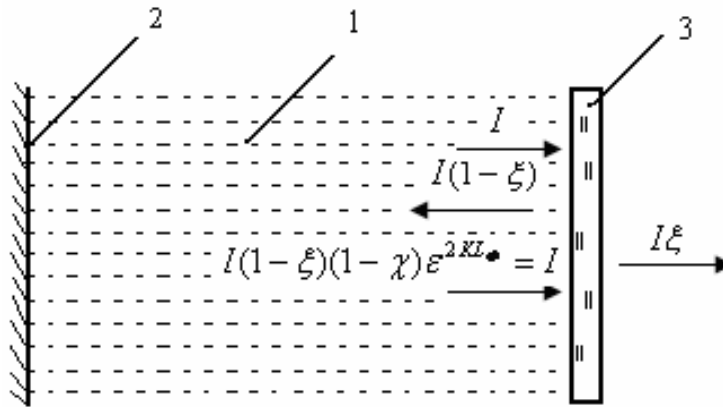
Киришига электромагнит нурланиш бериладиган ва уни кучайтирадиган оптик кучайтиргичлардан фаркли ўларок, оптик квант генератор, радиочастоталар диапазонидаги автогенераторлар каби, оптик диапазондаги когерент электромагнит нурланишларни ҳосил қилади. Шунинг учун оптик квант генератор ёки лазер, мусбат тескари боғланишли қурилма бўлиб, мажбурий нурланишлар когерент кучайтириш орқали электромагнит нурланишни ҳосил қилади.

Электромагнит нурланишни олиш учун фаол муҳит ёки оптик кучайтиргич оптик резонатор ичига жойлаштирилади ва унда фаол муҳит параметрларидан келиб чиққан ҳолда турғун электромагнит тўлқинлар ҳосил қилинади. Кучайтирувчи фаол муҳит ва оптик резонатордан иборат бўлган лазернинг чизмаси 8-расмда берилган.

Инверс бандликга эга ишчи 1 муҳит ундан ўтаётган электромагнит нурланишни мажбурий нурланиш ҳисобига кучайтиради. Икки ўзора параллел жойлашган бири тўла қайтарувчи 2 бири эса ясси ва қисман ξ ўтказув коэффициентига эга кўзгулардан 3 иборат оптик резонатор ичида нурланиш частоталари кучайтириш чизиғи кенглиги ичида ётувчи. электромагнит тўлқинни ҳосил қилади. Унинг бир қисмини чиқиш кўзгуси (3) орқали ташқарига чиқарилади.

Узунлиги L_ϕ параметрлари K_0 I_T бўлган фаол муҳит кўзгуларининг оралиғи L_p , ўтказувчанлиги ξ , йўқотишлар коэффициенти $\chi \cong 2L_\phi\beta_0$ га тенг оптик резонатор ичига жойлаштирилган бўлсин.

Лазердаги генерациянинг манбаи бўлиб, ғалаёнлантирилган фаол зарранинг спонтан нурланиши хизмат қилади. Спонтан нурланиш фаол муҳит бўйлаб тарқалганда, ғалаёнлантирилган зарралар билан таъсирлашиши натижасида уларни мажбурий (когерент) нурланиш бердиради ва бу жараёнда электромагнит нурланишнинг когерент кучайтирилиши рўй беради. Чегараланган ўлчамга эга фаол муҳит ва оптик резонатор кўзгулари оралиғида оптик ўқ бўйлаб тарқалаётган нурланишлар максимал даражада кучайтирилади. Бу ҳолда, электромагнит нурланишнинг фаол муҳитни бир марта ўтишидаги кучайиши



8-расм. Оптик квант генератор-лазернинг принципал чизмаси.

$e^{2K_0L_\Phi}$ ни ташкил этади ва бу кучайиш чиқиш коэффиценти ξ бўлган кўзгудаги ҳамда оптик резонатор ичидаги χ йўқотишлардан катта бўлса, оптик резонатор ичида электромагнит майдоннинг тебранишлари пайдо бўлиб, турғун ҳолат вужудга келади. Бу ҳолдаги K_χ кучайтириш коэффиценти чегаравий кучайтириш коэффиценти дейилади ва у қуйидаги

$$e^{2K_\chi L_\Phi}(1-\chi)(1-\xi)=1 \quad (88)$$

муносабат билан аниқланади. Унинг қиймати $\chi\xi \ll 1$ шарт бажарилганда

$$K_\chi = \frac{1}{2L_\Phi} \ln \frac{1}{1-\chi-\xi} \quad (89)$$

миқдорга тенг бўлади.

Бу ерда шуни таъкидлаш лозимки, чегаравий K_χ кучайтириш коэффиценти, фаол муҳитнинг кучайтиришни характерловчи K_0 коэффицентдан фарқли ўлароқ, реал ҳолатдан келиб чиққан ҳолда турғун генерация шартларини белгилайди ва оптик резонаторнинг характеристикаси бўлиб хизмат қилади.

Шундай қилиб, фаол муҳитнинг кучайтириш коэффиценти K_0 чегаравий кучайтириш K_χ коэффицентидан катта бўлса, лазерда турғун генерация бошланади ва у когерент электромагнит тебранишларни тарқата бошлайди.

Лазердан чиқаётган нурланиш интенсивлиги оптик резонатор ичида чиқиш кўзгуси томон тарқалаётган фотонлар зичлиги чиқиш кўзгусининг ўтказиш коэффицентиغا боғлиқ бўлади ва қуйидаги

$$I = h\nu_0 n_p c \xi / 2 \quad (90)$$

ифода билан аниқланади.

Нурланиш I интенсивлигини (5) ва фаол муҳитнинг кучайтириши K коэффициентини (65) фотонлар зичлиги билан боғловчи ифодаларни эътиборга олиб, (90) ифодани қуйидаги

$$I = \frac{I_T \cdot \xi}{2} \left(\frac{K_0}{K} - 1 \right)$$

кўринишига келтириш мумкин. Фаол муҳитнинг турғун ҳолатдаги K кучайтириш каэффицентини чегаравий кучайтириш K_R каэффицентига тенг бўлади ва (89) ифодани эътиборга олсак қуйидаги

$$I = \frac{I_T \cdot \xi}{2} \left[\frac{2K_0 L_\phi}{\ln(1 - \chi - \xi)^{-1}} - 1 \right] \quad (91)$$

ифодани оламир.

Қуйидаги $2K_\phi L_\phi$ ифоданинг кичик қийматларида (яъни $\exp 2K_\phi L_\phi \approx 1 + 2K_\phi L_\phi$ бўлганда) (91) формула соддалашади ва қуйидаги

$$I = \frac{I_T \cdot \xi}{2} \left(\frac{2K_0 L_\phi}{\xi + \lambda} - 1 \right) \quad (92)$$

кўринишга келади.

Юқоридаги (91) ва (92) ифодалардан кўриниб турибдики, ξ ($\xi \ll \chi$) катталиқнинг кичик қийматларида лазердан чиқаётган нурланишнинг интенсивлиги чиқиш кўзгусининг ўтказиш каэффиценти ортган сари чизиқли равишда ўсиб боради ва ξ катталиқнинг ($\xi \gg \chi$) шартни бажарган қийматларида эса ξ нинг қиймати ортган сари камайиб боради. Шундай қилиб, лазер нурланишининг қуввати нуқтаи назардан чиқиш кўзгусини ўтказиш ξ каэффицентининг оптимал $\xi_{\text{опт}}$ қиймати бор ва бу қийматда лазердан чиқаётган нурланишининг қуввати максимал бўлади. Умумий ҳолда $\xi_{\text{опт}}$ нинг қиймати рақамли усулда ҳисоблаб топилади. Хусусан кучайтириш кучсиз бўлганда, яъни $2K_\phi L_\phi \ll 1$ ва $\exp(2K_\phi L_\phi) \approx 1 + 2K_\phi L_\phi$ да $\xi_{\text{опт}}$ нинг қиймати ҳисоблаб топиш учун аналитик ифода олиш мумкин. Бунинг учун $vI/v\xi$ ни нолга тенглаймиз ва қуйидаги

$$\xi_{\text{опт}}^2 + 2\chi\xi_{\text{опт}} + \chi(\chi - 2K_0 L_\phi) = 0$$

квадратик тенгламани ечиб чиқиш кўзгусини оптимал ўтказиш каэффицентини аниқлашимиз мумкин.

Оптик резонатор чиқиш кўзгусининг оптимал ўтказиш каэффиценти

$$\xi_{\text{опт}} \approx \sqrt{2K_0 L_\phi \chi} - \chi \quad (93)$$

ифода орқали аниқланади.

§1.7. Лазерларнинг резонаторлари

Лазерларнинг резонаторлари оптик тизим бўлиб, турғун электромагнит тўлқин ҳосил қилиш ҳамда ишчи муҳитдаги ғалаёнлантирилган зарраларнинг мажбурий нурланиш бериш жараёнининг эффективлигини ошириш учун зарур бўлган юқори интенсивликдаги нурланиш олиш ҳамда электромагнит тўлқинни когерент кучайтириш имконини беради. Лазерлардаги оптик резонаторлар тизимдаги нурланиш квантининг яшаш вақтини узайтиришдан ташқари зарраларнинг мажбурий нурланиш бериб сатҳдан сатҳга ўтиш эҳтимоллигини оширади ҳамда нурланишнинг тавсифларини белгилайди.

Радиотўлқинлар диапазонида тўлқин узунлигининг ўлчами электромагнит тебранишлар ҳосил қилувчи параметрлари мужас-самланган тебраниш контурининг ўлчамларидан кўплаб марта катта бўлиб, бундай классик система атрофга электромагнит тўлқинни изотроп равишда тарқатади. Инфрақизил ва ёруғлик диапазонида нурланишнинг тўлқин узунлиги оптик резонатор ўлчамларидан кўплаб марта кичик бўлади. Бу ҳолда оптик резонатор нурланишнинг частотасидан ташқари унинг фазавий тавсифларини ҳам белгилайди.

$$\frac{10^8}{10^3} \text{ м} = K = 10^8 \cdot \frac{\text{м}}{c} \lambda = 10^5 \text{ м} \qquad \lambda = cT = 10^8 \frac{\text{м}}{c} \cdot \frac{1}{\nu}$$

Энг содда оптик резонатор сифатида Фабри-Перо резонаторини кўрсатиш мумкин. Фабри-Перо резонатори икки ясси ўзаро параллел кўзгулардан иборат бўлиб, кўзгулар бир биридан L_p масофада жойлашган. Фабри-Перо резонаторидан дифракция натижасида электромагнит тўлқин энергияси йўқолиши сабабли технологик, яъни узлуксиз иш ҳолатида, катта қувватга эга бўлган лазерларда деярли ишлатилмайди. Технологик лазерларда кўп ҳолларда бир ёки икки сферик акс эттирувчи кўзгулардан фойдаланилади. Ушбу оптик резона-торларнинг хусусиятлари номувозанатли сферик кўзгулар R эгрилик радиусларининг ишораси ва катталигига, ҳамда кўзгулар оралиғидаги L_p масофага боғлиқ бўлади.

Мувозанатли оптик резонаторларда электромагнит майдоннинг тақсимооти нурланишнинг кўзгулардан кўп марта акс этиши натижасида ташкиллашади ва турғун ҳолатга эга бўлади. Геометрик оптика электромагнит тўлқиннинг кўзгулардан кўп марталаб акс этишда нурланиш энергияси оптик резанатор ўқиға нисбатан кўндаланг йўналишда тарқалиб, оптик резонатор ташқарисига чиқиб

кетмайди. Оптик резонатордан электромагнит тўлқин энергияси, кўзгуларнинг қисман ўтказувчанлиги натижасижа кўзгуларнинг ўзидан ташқарига чиқиши мумкин. Агарда оптик резонаторда энергия йўқолишлари бўлмаса, яъни $\xi=\chi=0$ шарт бажарилса электромагнит тўлқин оптик резонатор ичида чексиз узоқ вақт тебраниб туриши мумкин. Номувозанатли оптик резонаторларда ёруғлик дасталари (яъни электромагнит тўлқин) кўзгулардан кетма-кет акс этишлар натижасида оптик кўзгулар марказидан кўндаланг йўналишда уларнинг четки қисмига силжиб боради ва оптик резонатордан чиқиб кетади.

Оптик резонатор хусусиятларини ва ҳосил бўлаётган нурланиш тавсифларини тўлқин ёки геометрик оптика нуқтаи назарлар асосида талқин этиш мумкин. Ушбу талқинларнинг чегаравий шартлари сифатида Френел сонларидан фойдаланиш маъқул, яъни

$$N_f = a^2/\lambda L \quad (94)$$

Бу ерда a ва L -оптик резонатор ичида тарқалаётган нур дастасининг кўндаланг кесимини ва узунлигини тавсифловчи параметрлар. Агар $N_f \gg 1$ шарт бажарилса геометрик оптик қонунларидан фойдаланилади. Агар $N_f \leq 1$ шарт бажарилса электромагнит нурланишнинг тўлқин хусусиятларини эътиборга олиш керак. Геометрик оптика нуқтаи назардан оптик резонаторнинг мувозанатли ҳолатининг шarti қуйидаги

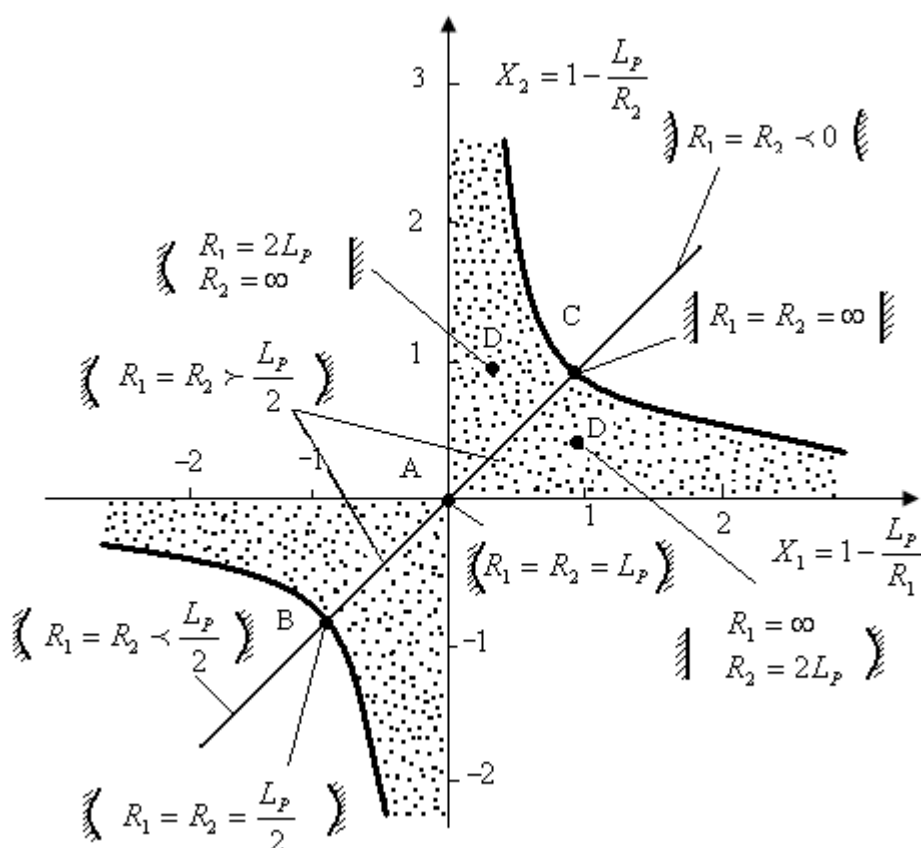
$$0 < \left(1 - \frac{L_R}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L_R}{R_2}\right) < 1 \quad (95)$$

кўринишда бўлади.

Ушбу (95) ифодадаги L_R -кўзгулар орасидаги масофа доимо мусбат бўлиб, R_1 ва R_2 лар ботик юзали кўзгулар учун мусбат, қаварик юзали кўзгулар учун манфий қийматларни қабул қилади.

Оптик резонаторнинг L_r , R_1 ва R_2 параметрларининг муво-занатли ёки номувозанатли ҳолатларига тегишли қийматларининг соҳалари 9-расмдаги диаграммада келтирилган. Қуйидаги $X_1=1-L_P/R_1$, $X_2=1-L_P/R_2$ координаталар системасидаги нуқталар билан тўлдирилган соҳа мувозанатли оптик резонатор соҳаси бўлиб, гeпeрбола чизиги ва координата ўқлари билан чегараланган.

Ушбу диаграммадаги ўзига хос нуқталарнинг ва соҳаларнинг хусусиятларини тўлароқ кўриб чиқайлик. Биринчи навбатда симметрик оптик резонаторда кўзгуларнинг радиуслари ўзаро тенг бўлиб, $x_1=x_2$ ўқда ётувчи жуда кўп нуқталар тўғри келади. Марказий



9-расм. Оптик резонаторнинг турғунлик диаграммаси.

А ($x_1=x_2=0$) нуқта учун $R_1=R_2=L_p$ шарт бажарилиб, бундай ҳол симметрик конфокал резонаторга тўғри келади. Ушбу резонатор кўзгуларнинг фокал нуқталари ўзаро мос бўлиб, кўзгулар оралиғининг ўртасида ётади, яъни $F_1=F_2=4R/2$ координаталари $x_1=x_2=-1$ бўлган В нуқтада симметрик мувозанатли оптик резонатор максимал узунлигини чегаралайди. Бунга ($F_1=F_2=4R/2$) шартни бажарувчи концентрик оптик резонатор мос келади. Координаталари $x_1=x_2=1$ бўлган С нуқта ясси оптик резонаторни ($R_1=R_2=\infty$) тавсифлайди. Ботиқ кўзгули симметрик оптик резонаторга ВАС тўғри чизикда ётувчи ва $x_1=x_2>1$ шартни бажарувчи кўплаб нуқталар мос келади.

Олдин айтилгандек, мувозанатли оптик резонаторлар ичида электромагнит тўлқиннинг интенсивлик бўйича турғун тақсимооти вужудга келади. Умумий ҳолда мувозанатли оптик резонатор ҳажмида нурланишнинг интенсивлиги нотекис тақсимоотга эга. Бу тақсимоот 10-расмдаги оптик резонатор чизмасида нуқталар билан белгиланган, яъни каустика деган соҳада жойлашган. Ушбу каустиканинг оптик резонатор кўзгулардаги ω_1 ва ω_2 лар радиуслари. Ҳамда

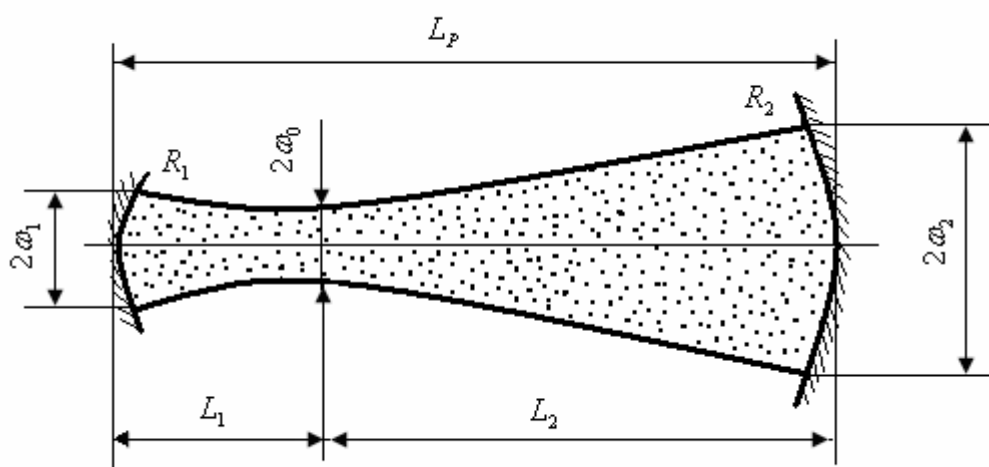
унинг каустикадаги энг тор жойдаги радиуси ω_0 нурланишнинг тўлқин узунлиги ва резонатор параметрлари (R_1 , R_2 , L_R) билан аниқланади. Резонаторнинг асосий тур тебранишлари учун шу параметрларни қуйидаги

$$\omega_1^4 = \left(\frac{\lambda R_1}{\pi} \right)^2 \frac{(R_2 - L_R)L_R}{(R_1 - L_R)(R_1 + R_2 - L_R)} \quad (96)$$

$$\omega_2^4 = \left(\frac{\lambda R_2}{\pi} \right)^2 \frac{(R_1 - L_R)L_R}{(R_2 - L_R)(R_1 + R_2 - L_R)} \quad (96)$$

$$\omega_0^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi} \right)^2 \frac{L_R(R_1 - L_R)(R_2 - L_R)(R_1 + R_2 - L_R)}{(R_1 + R_2 - 2L_R)^2} \quad (96)$$

ифодалари орқали аниқланиши мумкин.



10-расм. Оптик резонатор турғунлигининг асосий параметрлари.

Каустиканинг энг тор жойидан кўзгуларгача бўлган масофалар қуйидаги

$$L_1 = L_R(R_1 - L_R)/(R_1 + R_2 - 2L_R) \quad (97)$$

$$L_2 = L_R(R_2 - L_R)/(R_1 + R_2 - 2L_R)$$

ифодалар орқали аниқланиши мумкин. Каустиканинг шакли оптик резонаторнинг геометрик параметрларига боғлиқ. Унинг баъзи шакллари 11-расмда келтирилган. Конфокол оптик резонатор учун

$$L_1 = L_2 = L_R/2 \quad (98)$$

Шарт бажарилиб, нурланишнинг Гаусс дастаси учун

$$\omega_0 = \left(\frac{\lambda L_R}{4\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (99)$$

ифода ўринли бўлади.

Каустиканинг $\omega(x)$ кесими ушбу ҳолда қуйидаги

$$\omega^2 = \omega_0^2 + \left(\frac{x\lambda}{2\pi\omega_0} \right)^2 \quad (100)$$

тенглама билан белгиланади ва x масофа каустиканинг энг тор жойидан кўзгулар томонига қараб ҳисобланади. Бу ҳолда кўзгу сиртида нурланиш эгаллаган соҳанинг ($x=L_R/2$) ўлчами қуйидаги

$$\omega_1 = \omega_2 = \sqrt{2\omega_0^2} = \left(\frac{L_R\lambda}{2\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (101)$$

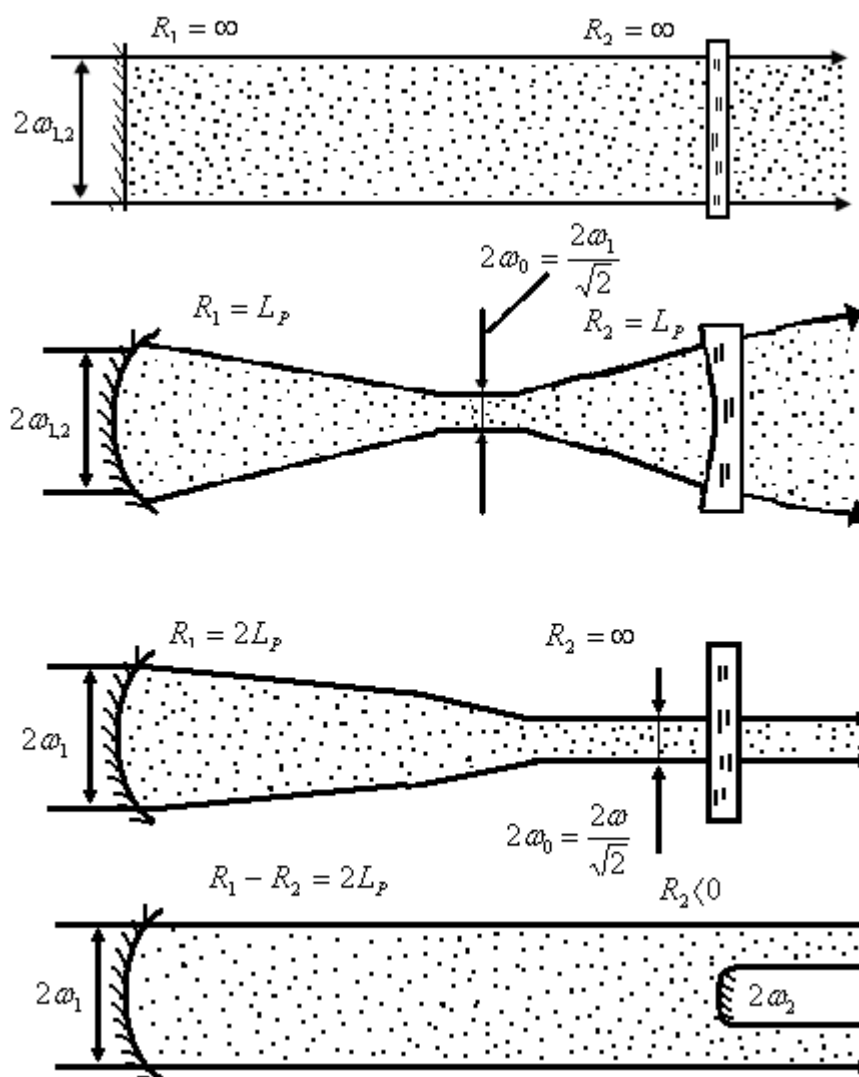
ифода билан аниқланиши мумкин.

Турғун оптик резонаторлар ичида энг кўп тарқалгани, бу ярим конфокал резонаторлардир. Бу резонаторнинг бир кўзгуси ясси ($R_2=\infty$) бўлиб, иккинчисининг эгрилик радиуси $R_1=2L_p$ га тенг ва фокуси ясси кўзгунинг сиртида ётади. Бу оптик резонатор учун $x_1, x_2=1/2$ шарт бажарилади. Ярим конфокал резонатор симметрик конфокал резонаторнинг ярмини ташкил этади. Симметрик конфокал резонатор эса эгрилик радиуслари $R_1=R_2=2L_p$ ва ораларидаги масофа $2L_p$ га тенг бўлган икки кўзгулардан ташкил топган. Бу турдаги, яъни ярим конфокал резонаторнинг кўп қўлланилишига сабаб, нурланиш ясси кўзгуси томонидан чиқарилади ва бу ҳолда нурланишнинг тўлқин фронти ясси бўлади. Бундан ташқари резонатор ичига ясси шаффоф пластина киритиб, лазер нурланишини олиш мумкин. Агарда оптик резонатор сифатида метал кўзгулар ишлатилса, лазер нурланиши ушбу кўзгулардан бирида жойлашган бир ёки бир неча тешиклар орқали чиқариб олиниши мумкин.

Мувозанатли оптик резонаторни ишлатиш осон. У осонгина созланади. Унинг сферик кўзгуларини тайёрлаш ва назорат қилиш осон. Шунинг учун бундай оптик резонаторлар кичик ва ўрта қувватли ($P_L \leq 1 \text{ кВт}$) лазерларда асосан ишлатилади. Мувозанатли оптик резонаторларнинг камчиликларига қуйидагиларни киритиш мумкин:

1) оптик резонатор каустика шакл ва ҳажмининг фаол муҳит шакли ва ҳажми билан мос келмаслиги. Бунинг оқибатида лазернинг фойдали иш коэффициенти камайишига ва лазер ўлчамларининг ортишига олиб келади.

2) оптик резонатор ва фаол муҳитни чегараловчи оптик материалларни катта интенсивликлардаги нурланишларга чидамсизлиги туфайли катта қувватли лазерларда турғун оптик резонаторлардан фойдаланиб бўлмайди.



11-расм. Баъзи оптик резонаторлардаги каустика шакллари.

Шунинг учун кейинги вақтларда катта қувватли лазерларда турғун бўлмаган сферик металл кўзгули оптик резонаторлар ишлатилмоқда. Бундай оптик резонатордан параллел нурлар дастасини олиш мумкин. Бундай оптик резонатор чизмаси 12-расмда келтирилган.

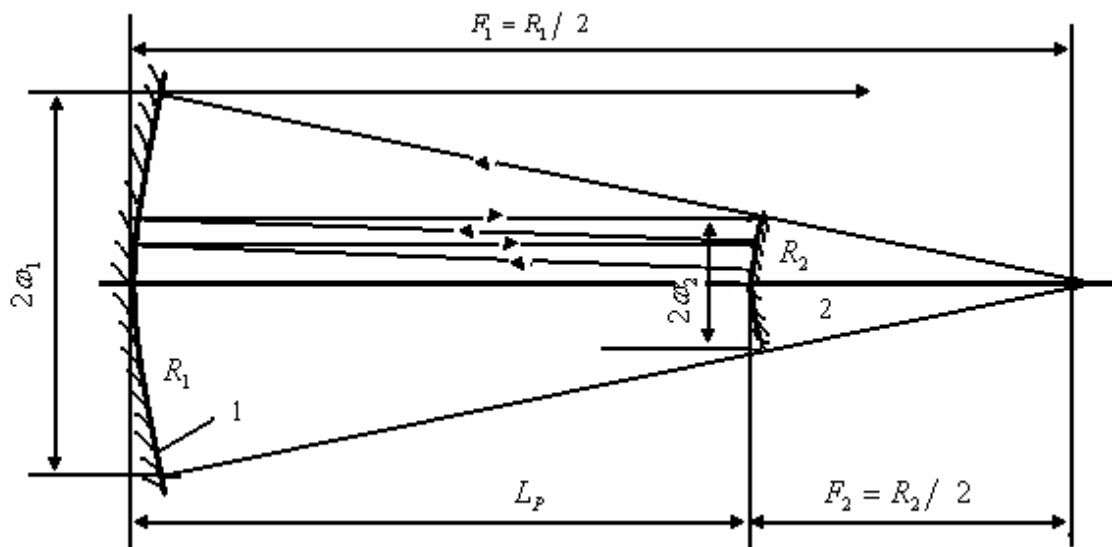
Бу оптик резонатор икки метал кўзгулардан иборат бўлиб, бири эгрилик радиуси R_1 бўлган ботиқ кўзгу иккинчиси эгрилик радиуси R_2 бўлган қавариқ кўзгудан иборат.

Ушбу оптик резонаторнинг конфокаллиги қуйидаги

$$R_1 - R_2 = 2L_R \quad (102)$$

шарт бажарилганда ҳосил бўлади.

Номувозанатли оптик резонаторли лазерларда генерация оптик резонатор ўқи соҳасида рўй беради. Ушбу соҳани ташлаб чиқаётган лазер нурланиши кўзгулардан кўп марталаб акс этишда кучаяди ва



12-расм. Номувозанатли резонаторнинг асосий параметрлари ва нурларнинг тарқалиш йўналишилари.

оптик резонатор ўқи соҳасидан унинг четки соҳасига қараб силжийди. Бу ҳолда нурланишнинг оптик резонатор оралиғини бир марта ўтишидаги нисбий силжишига оптик резонаторнинг катталаш-тирилиши дейилади ва $M = \omega_1/\omega_2$ кўринишда ифодаланади. Оптик резонаторнинг катталаш-тиришини 12-расмдан фойдаланиб, унинг эгрилик радиуслари R_1 ва R_2 лар орқали ифодалаш мумкин. Бу ҳолда

$$M = R_1/R_2 \quad (103)$$

деб ёзиш мумкин.

Генерация пайдо бўлаётган марказий соҳанинг ўлчамларини аниқлаш учун қуйидагича фикр юритиш мумкин. Оптик резонаторнинг чиқиш кўзгуси томонидан унинг оптик ўқиға параллел нурлар дастасини киритайлик. Бу нурлар дастаси геометрик оптика нуқтаи назардан кўзгулар орасидан кўп марта акс этиб, унинг бош оптик ўқиға яқинлашади ва шу ерда йиғилади. нурлар дастасининг бундай торайиб йиғилиши, маълум бир ω^* чегаравий радиусгача бўлади. Ундан сўнг дифракцион ёйилиш натижасида ўзгармай қолади. Айни шу ўлчам когерент нурланиш пайдо бўлиш чегараларини белгилайди. Когерент нурланиш пайдо бўлиши ω^* соҳасининг ўлчамини аниқлаш учун нур дастасининг оптик резонаторда марказий ўқ томон силжишини яъни, $\omega^* \left(1 - \frac{1}{M}\right)$ ни шу ўтишдаги дифракцион ёйилишнинг ўртача қийматига нисбатини топиш, яъни $2\lambda L_R/\omega^*$

$\left(1 + \frac{1}{M}\right)$ га тенглаштириб аниқласа бўлади. Бу ҳолда ω^* нинг катталиги куйидаги

$$\omega^* \approx \sqrt{\frac{2\lambda L_p}{\left(1 - \frac{1}{M^2}\right)}} \quad (104)$$

ифода орқали аниқланади. Ушбу соҳанинг ўлчами нисбатан катта қийматга эга. Масалан; CO_2 лазер учун ($\lambda=10^{-3}$ см) ва $L_p \geq 1$ м бўлганда, $\omega^* \geq 0,4$ см ни ташкил этади. Бу ҳолдан фойдаланиб, шу турдаги оптик резонаторларга эга CO_2 лазерни амалиётда созлаш мумкин. Бунинг учун кўзгулардан бирида пармалаб тешик очилади ва шу тешик орқали қизил рангли созловчи лазернинг нурланиши киритилади ва оптик резонаторнинг чиқишида ёрқинлиги бир текис бўлган ҳалқа ҳосил қилинади.

Турғун оптик резонатордан фарқли равишда, турғун бўлмаган оптик резонаторнинг шаффофлиги чиқиш кўзгусининг шаффофлиги билан эмас, унинг геометрик хусусиятлари билан белгиланади ва ҳалқасимон кўринишдаги чиқиш нурланишининг юзасини оптик резонатор ичида нурланиш эгаллаган юзанинг ўлчамига нисбати билан белгиланади, яъни

$$\xi = 1 - \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^2 = 1 - \frac{1}{M^2} \quad (105)$$

Оптик резонаторнинг конфокаллик (102) шарти (103) ва (105) ифодалар билан биргаликда турғун бўлмаган оптик резонаторнинг геометрик ўлчамларини белгилайди.

Оптик резонатордаги нурланишнинг тарқалишида геометрик кенгайиш рўй беради. Бунинг натижасида нурланишнинг интенсивлиги M^2 марта камаяди. Аммо (88) ва (105) ифодаларга асосан оптик резонатор ичидаги йўқотишлар ($\chi=0$) нолга тенг бўлиб, нурланишнинг резонаторни бир мартта ўтишидаги кучайиши ҳам M^2 ни ташкил этади. Шундай қилиб, турғун бўлмаган оптик резонатор ҳажми бир текис тақсимлангандаги интенсивликдаги нурланиш билан тўлдирилган бўлиб, фаол муҳит тўлалигича фойдаланилади. Бунинг устига кўзгулар металдан бўлгани учун улар жуда катта энергияларда ҳам ўз хусусиятларини ўзгартирмайдилар. Шунинг учун турғун бўлмаган оптик резонатор ўта юқори қувватли лазерларда ишлатилади.

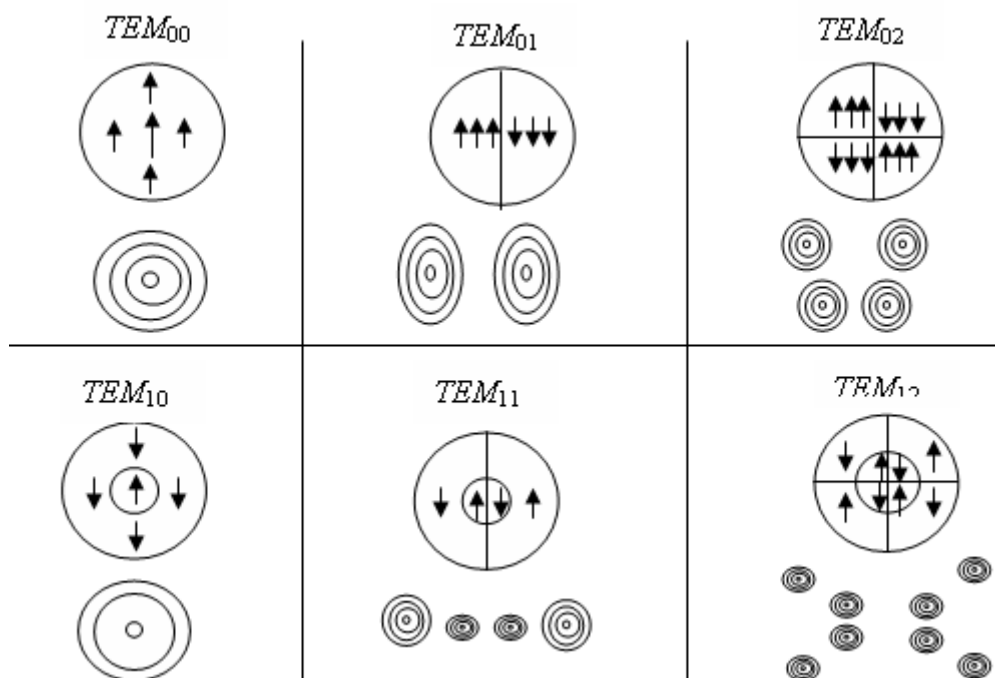
Ҳар қандай резонатор каби, оптик резонаторда ҳам турли тебранишлар тўплами бўлади. Оптик резонатор ичида электромагнит

тўлқинлар майдонларининг маълум турғун тақсимотиға эға бўлган электромагнит тебранишларига мода деб айтилади. Оптик резонатор ичидаги нурланишнинг модалари таркиби ҳосил қилинаётган когерент нурланиш дастасининг спектрал ҳамда фазовий хусусиятларини белгилайди.

Оптик резонатор ичидаги электромагнит майдонларнинг турли тебранишлари модаларни ҳақаратловчи q , m , n сонлар билан белгилаш мумкин. Бу сонлар электромагнит тўлқинларнинг турини белгилайди (мисол учун TEM q , m , n). Оптик резонатор ичидаги турғун электромагнит тўлқин бўйлама (оптик ўқ бўйлаб) модаға, шунингдек кўндаланг (оптик ўқға кўндаланг) модалари тақсимот тузилмасига эға. Электромагнит майдоннинг бўйлама тақсимоти q сони белгиланади ва бўйлама тебранишлар модалари дейилади. Бўйлама модалари ҳолатда электромагнит майдоннинг тугунлари оптик кўзгу сиртида жойлашади ва шунинг учун q сони қуйидаги

$$q = (2L_R/\lambda) \text{ ёки } q\lambda/2 = L_R \quad (106)$$

шартни қониқтириши керак. Реал ҳолатларда q катта қийматларға эға бўлади. Мисол учун CO₂ лазернинг типик ҳолатларида ($\lambda = 10^{-3}$ см, $L_p \sim 10^2$ см) $q \approx 2 \cdot 10^5$. Турли бўйлама модаларға мос электромагнит майдонлар оптик резонатор кўзгуларида интенсивлик бўйича бир



13-расм. Турғун ярим конфокал оптик резонаторнинг чиқиш кўзгусидаги электр майдоннинг сифатий тақсимотининг кўриниши.

хил кўринишдаги кўндаланг тақсимотга эга бўлиб, фақат частоталари билан фарқ қилади. илмий ва ўқув жараёнига тегишли адабиётларда кўпинча бўйлама модалар индекси қўйилмайди. (мисол учун $ТЕМ_{m, n}$ деб ёзилади.) Электромагнит майдоннинг кўндаланг тақсимот структураси электр майдоннинг радиуси ва бурчак тугунлари билан тавсифланади m ҳамда n сонлари билан белгиланади. Агар оптик резонатор цилиндрик шаклда бўлса, m сони майдон тугунларининг резонатор радиуси бўйича, n рақами эса унинг ярим параметридаги тугунлар сонини билдиради. Турғун ярим конфокал оптик резонаторнинг чиқиш кўзгусидаги электр майдоннинг сифатий тақсимотининг кўриниши 13-расмда келтирилган.

§1.8. Лазер нурининг хусусиятлари.

§1.8.1. Лазер нурланишининг монохроматиклиги

Лазер нурланишининг монохроматиклиги деб, лазернинг тор тўлқин узунликлар ёки частоталар оралиғида нурланиш бериш қобилиятига айтилади ва у $\Delta\nu/\nu_0$ катталики билан аниқланади. Лазер нурланиши спектрининг эни, аввалам бор лазер нечта нурланиш чизиғида генерация бериши билан аниқланади. Лазернинг нурланиш чизиғида генерация бериши эса оптик резонатор ичида жойлашган фаол муҳитнинг кучайтириш контурининг эни $\Delta\nu_\epsilon$ ва оптик резонатор параметрлари билан белгиланади. Шунинг учун фаол муҳит кучайтириш контурининг ичида оптик резонаторнинг частоталари жойлашган бўлиши мумкин. Частоталарнинг сони қуйидаги

$$\frac{q\lambda}{2} = L_p \quad (107)$$

ифода билан аниқланиши мумкин. Бу ерда q -хусусий частоталар сони, λ -нурланишнинг тўлқин узунлиги, L_p -оптик резонатор узунлиги.

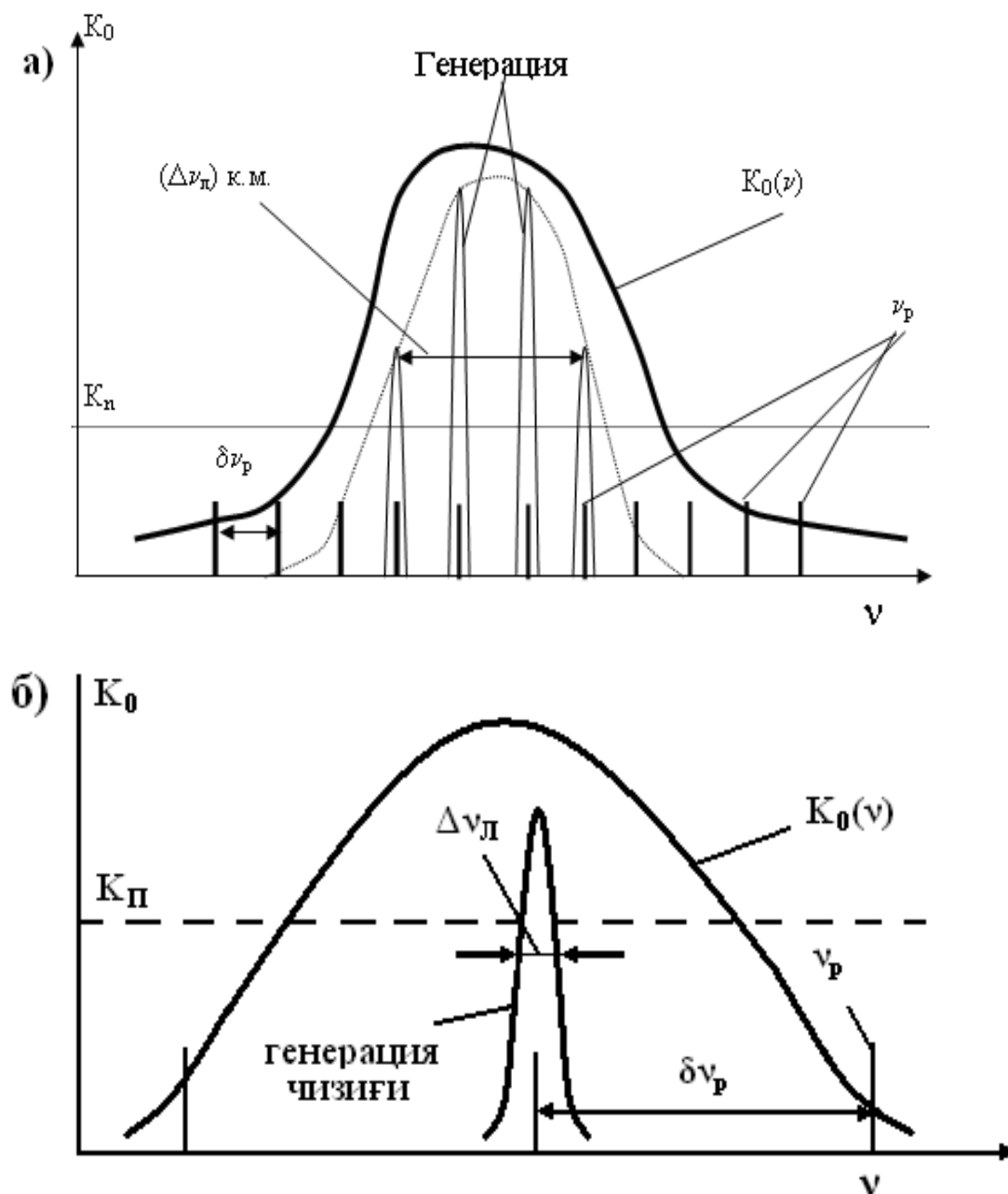
Хусусий частоталар орасидаги масофа эса

$$\delta\nu_p = \frac{c}{2L_p} \quad (108)$$

ифода орқали аниқланади.

Демак, фаол муҳитнинг кучайтириш $K_0(\nu_p)$ коэффиценти чегаравий кучайтириш K_q коэффициентдан катта бўлган шартларни бажарувчи оптик резонаторнинг барча хусусий частоталарида лазер генерацияси рўй беради. Агар юқоридаги шарт резонаторнинг фақат бир частотаси учун бажарилса, лазер якка частотали нурланиш

беради.(14б-расм). Агарда $K_0(\nu_p) > K_{\text{ч}}$ шарт оптик резонаторнинг кўплаб хусусий частоталари учун бажарилса лазер бир вақтнинг ўзида кўплаб частоталарда нурланиш беради. (14а-расм). Бу ҳолда лазер



14-расм. Кучайтириш $K(\nu)$ чизиғининг профили ва лазер генерациясининг кўп частотали (а) ҳамда якка частотали (б) спектрларининг графиги.

нурланиши спектрини пунктр чизиқ билан белгиланган контур ташкил этади. Шунинг учун фаол муҳитли оптик резонаторнинг асслиги (генерация ҳолатидаги лазернинг асслиги) $Q_{\text{л}}$ бўш оптик

резанаторнинг Q_p асллигидан катта бўлади ва лазер нурланиши спектрининг эни $\Delta\nu_l$, бўш оптик резонатор спектрининг энидан $\Delta\nu_p$ кўплаб марта кичик бўлади. Чегаравий ҳолда узлуксиз генерация ҳолатидаги лазер нурланишининг қувватига ҳам боғлиқ бўлади ва қуйидагича бўлади.

$$(\Delta\nu_l)_{\text{чегар.}} = 2\pi(\Delta\nu_p)^2 h\nu_0 / P_l \quad (109)$$

Бу ерда P_l -лазернинг тўла қуввати. Мисол тариқасида CO_2 лазер нурланиши спектрининг эни чегаравий ҳолда қанча қийматни олишни ҳисоблаб кўриш мумкин. $\xi + \chi = 0,5$, $L_p = 100\text{см}$, $P_l = 100\text{Вт}$, $\Delta\nu = 1,5 \cdot 10^7 \text{ Гц}$ да $(\Delta\nu_l)_{\text{чегар.}} = 2 \cdot 10^{-6} \text{ Гц}$.

Албатта реал шароитда бундай қийматли спектрал кенгликка эришиб бўлмайди. Сабаби фаол муҳитнинг бир жинсли эканлиги, механик ва акустик таъсирлар натижасида фаол муҳитнинг ўз навбатида оптик резонаторнинг параметрлари ўзгариши ҳамда оптик элементларнинг камчилликларининг таъсири бўлади.

Шундай қилиб, якка частотали (юқори монохроматик бўлган) нурланиш олиш учун $\Delta\nu_e$ катталиқ ва оптик резонатор узунлиги кичик қийматга эга бўлиши керак. Якка частотали генерация ҳолатида муҳит кучайтириш контурининг энига нисбатан кўплаб марта кичик ва бу катталиқ оптик резонатор параметрлари билан белгиланади. Оптик резонаторнинг асосий параметрларидан бири бу унинг асллиги, яъни

$$Q_p = 2\pi\nu_0\tau_d$$

Бу ерда τ_d -оптик резонатор ичида йиғилган энергиянинг диссипация вақти.

Оптик резонатор ичида нурланишнинг бир кўзгудан иккинчи кўзгуга ўтишдаги (якка бир тебранишдаги) энергиянинг нисбий йўқотилиши $\sim(\xi + \chi)$ ни ташкил этади, бир марта тебраниш учун кетган вақт $2L_p/c$ га тенг. Шунинг учун энергиянинг диссипация вақти

$$\tau_d \approx \frac{2L_p}{c(\xi + \chi)} \quad (110)$$

ифода билан аниқланиши мумкин. Бу ерда ξ -оптик резонатор чиқиш кўзгусининг нурланишни қайтариш коэффиценти, χ -оптик резонатор ичидаги энергия йўқотишларни белгиловчи коэффицент.

Ушбу айтганлардан келиб чиққан ҳолда бўш оптик резонатор спектрал контурининг энини

$$\Delta\nu_p = \frac{1}{2\pi\tau_d} = \frac{\nu_0}{Q_p} \approx \frac{c(\xi + \chi)}{4\pi L_p} \approx \delta\nu_p \frac{(\xi + \chi)}{2\pi} \ll \delta\nu_p \quad (111)$$

ифода орқали баҳоланиб аниқланса бўлади.

Реал лазерда оптик резонатор ичига фаол-кучайтирувчи муҳит жойлашган ва оптик резонатордаги энергиянинг йўқотишлари нурланиш фаол-кучайтирувчи муҳитни ҳар-бир ўтганида тўлдириб турилади. Шунинг учун фаол муҳитли оптик резонаторнинг асллиги (генерация ҳолатидаги лазернинг асллиги) Q_L бўш оптик резонаторнинг Q_p асллигидан катта бўлади ва лазер нурланиши спектрининг эни $\Delta\nu_L$, бўш оптик резонатор спектрининг $\Delta\nu_p$ энидан кўплаб марта кичик бўлади. Чегаравий ҳолда узлуксиз генерация ҳолатидаги лазер нурланишининг қувватига ҳам боғлиқ бўлади ва қуйидаги

$$(\Delta\nu_L)_{\text{чегар}} = 2\pi(\Delta\nu_p)^2 \frac{h\nu_0}{P_L} \quad (112)$$

бу ерда P_L -лазернинг тўла қуввати. Мисол тариқасида CO_2 лазер нурланиши спектрининг эни чегаравий ҳолда қанча қийматни олишини ҳисоблаб кўриш мумкин. $\xi + \chi = 0,5$, $L_p = 100$ см, $p_L = 100$ Вт, $\Delta\nu = 1,5 \cdot 10^7$ Гц да $(\Delta\nu)_{\text{чегар}} = 2 \cdot 10^{-6}$ Гц.

Албатта реал шароитда бундай қийматли спектрал кенгликка эришиб бўлмайди. Сабаби фаол муҳитнинг бир жинсли эмаслиги, механик ва акустик таъсирлар натижасида фаол муҳитнинг ўз навбатида оптик резонаторнинг параметрлари ўзгариши ҳамда оптик элементларнинг камчилликлари таъсири бўлади.

Махсус чора тадбирлар кўриш натижасида, яъни ҳароратни стабилизация қилиш, механик ва акустик тўлқинлар таъсиридан лазерни ихота қилиш, электр таъминиот манбаининг параметрларини стабилизациялаш натижасида қисқа вақт ичида лазер нурланиши энининг кенглигини ~ 1 кГц атрофида олиш мумкин. Бунинг натижасида лазер нурланишининг монохроматиклик даражаси $10^{-9} \div 10^{-12}$ оралиғида бўлиши мумкин. Лазер нурланишининг монохроматиклиги, лазерли кимёда, изотропларни ажратишда, медитцинада, биологияда ва бошқа ҳолларда, яъни моддаларга селектив таъсир қилишда муҳим аҳамият касб этади.

§1.8.2. Лазер нурланишининг когерентлиги

Лазер нурланиши когерент нурланиш. Бу когерентлик хусусиятининг бирламчи сабабини “лазер” сўзининг маъноси билдириб турибди, яъни ёруғликни мажбурий нурланиш ёрдамида

кучайтириш демакдир. Мажбурловчи ёруғлик нурланиши ва мажбурланган ёруғлик нурланиши айнан бир хил параметрларга эга бўлган нурланишлардир. Уларнинг частоталари, фазалари, тарқалиш йўналишлари бир хил. Бу нурланишларнинг электр майдон кучланганлиги векторлари бир хил текисликда тебранадиладар, яъни улар бир хил қутбланган нурланишлардир.

Демак, лазер нурланишининг ихтиёрий, исталган икки нуқтасидаги электромагнит тебранишларнинг фазалар фарқи вақт бўйича ўзгармасдир. Шунинг учун когерентликни вақтий ва фазовий когерентликларга ажратиш мумкин. Вақтий когерентлик деганда, лазер нури дастасининг бирор нуқтасида икки турли вақт оралиғидаги электромагнит тебранишнинг фазаларининг фарқи ўзгармаслигини тушиниш мумкин.

Фазовий когерентлик деганда, айнан бир вақтнинг ўзида лазер нури дастасининг ўзида лазер нури дастасининг бирор кесими юзасидаги икки турли нуқталардаги электромагнит тебранишларнинг фазалари фарқининг ўзгармаслиги тушинилади.

Реал шароитларда лазер нурланишининг фазаси ва частотаси вақт ўтиши билан, ёки фазодаги кузатиш нуқталарининг ўзгариши билан ўзгариши мумкин. Шунинг учун лазер нурланиши дастасининг когерентлик даражасини характерловчи махсус кўрсаткичлар киритилиши мумкин. Буни биринчи ҳолда электромагнит тўлқинларнинг вақт бўйича ўзаро корреляцион функцияси

$$\Phi_1(\tau) = \frac{E_1(t)E_2(t+\tau)}{E_1(t)E_2(t)} \quad (113)$$

орқали амалга оширса бўлади. Бу ерда вақт бўйича ўртачалаштириш амалга оширилади.

Иккинчи ҳолда лазер нурланишини икки нур дастасига ажратиб ва бу нур дасталарининг турли оптик йўлларни ўтгандан сўнг учратиш натижасида олинган интерференцион манзаранинг

$$\Phi_2 = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (114)$$

кўринувчанлик коэффиценти билан характерласа бўлади. Бу ерда $I_{\max}$ ва $I_{\min}$ -интерференцион манзарадаги ёруғликнинг максимал ва минимал қийматлари. Абсолют когерент нурланиш учун Φ_1 ва Φ_2 коэффицентларнинг максимал қиймати бирга тенг. Агар икки электромагнит тўлқинларнинг фазаларининг фарқи тасодифий

равишда ўзгарса Φ_1 ва Φ_2 коэффициентларнинг қиймати нолга интилади.

Лазер нурланишининг когерентлик даражаси кўп факторларга боғлиқ. Булар фаол муҳитнинг вақт ўтиши билан параметрларининг ўзгариши, оптик резонатор элементларининг акустик ва механик таъсирлар натижасида тебранишлари натижасида лазер нурланишининг спектри кенгаяди. Бу кенгайиш асосида лазердан чиқаётган электромагнит тўлқинларнинг тебранишларини қуйидаги

$$E(r,t)=E_0(r)\cdot\cos[\pi\nu t+\varphi(r,t)]$$

қонуниятга бўйсунди десак, у ҳолда нисбий $\varphi(r,t)$ фазанинг $t=0$ моментдан бошлаб ўзгаришлари $2\pi\Delta\nu t$ га пропорционал равишда рўй беради ва

$$\tau_{\text{ког}}=\frac{1}{\Delta\nu_p} \quad (115)$$

вақтдан сўнг 2π га тенг бўлади. Бу шундай характерли вақтки, бу вақт фарқининг ичида икки электромагнит тўлқинлар ўзаро когерент бўлади. Бу вақтни когерентлик вақти дейиш қабул қилинган. Шу вақт ичида электромагнит тўлқин босиб ўтган йўлни когерентлик узунлиги дейиш қабул қилинган, яъни

$$L_{\text{ког}}=c\tau_{\text{ког}}=\frac{c}{\Delta\nu_p} \quad (116)$$

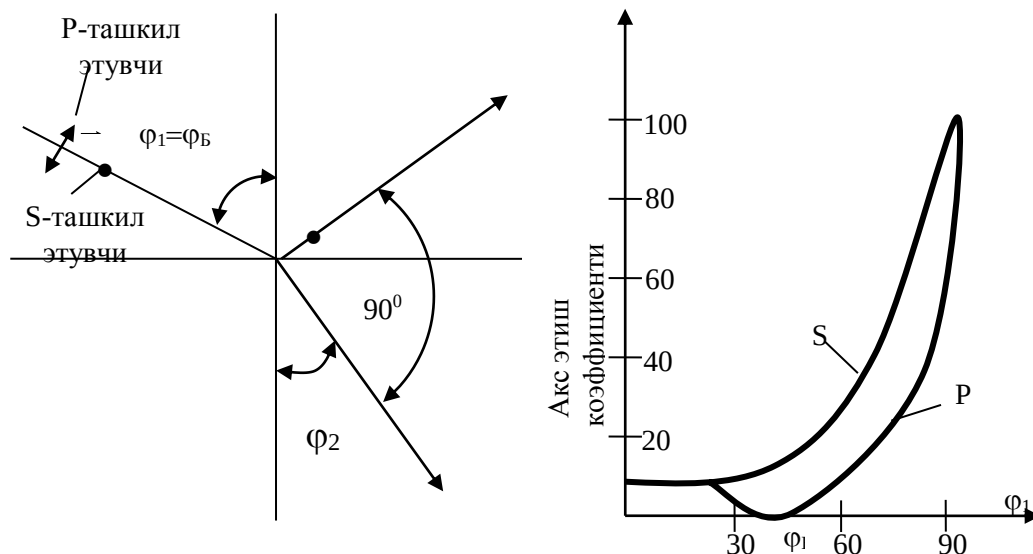
Шу вақт фарқи ичида ва шу йўл фарқи узунлигида электромагнит тўлқинлар оптик резонатордан чиқишдаги тебранишларга синхрон ҳолда тебранади.

§1.8.3. Лазер нурланишининг қутбланганлиги

Лазер нурланишининг қутбланганлиги электромагнит тўлкинида электр майдон кучланганлик векторининг йўналганлигини характерлайди. Агарда ёруғлик дастасининг ҳар-бир нуктасида электр майдон кучланганлик $\vec{E}$ вектори нурланиш тарқалиш йўналишига кўндаланг текисликда бир тўғри чизиқ бўйлаб тебранса, бундай нурланишни чизиқли ёки ясси қутбланган нурланиш дейилади. Қутбланиш текисликлари ўзаро кўндаланг, фазалар фарқи ўзгармас катталиқга эга бўлган икки чизиқли қутбланган нурланишларнинг йиғиндиси эллиптик қутбланган нурланишни беради.

Агарда қутбланиш текисликлари ўзаро перпендикуляр ва фазалар фарқи $\pi/2$ ёки $3\pi/2$ га тенг бўлган иккита чизиқли қутбланган нурланишнинг йиғиндиси доиравий қутбланган нурланишни ҳосил қилади. Агарда ёруғлик қутбланмаган бўлса, электромагнит тўлкинининг электр майдон вектори унинг тарқалишига кўндаланг текисликда тасодифий йўналишларда тебраниши мумкин. Зарранинг юқори энергетик сатҳдан қуйи энергетик сатҳга спонтан ўтишида ҳосил бўлган ёруғлик квантининг қутбланиш ҳар қандай ихтиёрий йўналишда бўлиши мумкин. Шу спонтан ёруғлик кванти таъсирида ҳосил бўлган мажбурий ёруғлик квантининг қутбланиши ҳам уни мажбурловчи спонтан ёруғлик квантининг қутбланишдек бўлади. Шунинг учун чизиқли қутбланган ёруғлик нурланишини олиш учун лазернинг оптик резонатор ичига электромагнит тебранишларнинг электр майдан кучланганлик векторини маълум берилган текисликдаги тебранишларини ўтказувчи оптик элемент, яъни қутблантиргич киритилади. Агарда оптик резонатор ичида чизиқли қутблантирувчи оптик элемент бўлмай, лазердан қутбланмаган нурланиш чиқаётган бўлса, у ҳолда нурланиш йўлига ундан керакли турдаги қутбланишли нурланишни ҳосил қилувчи махсус оптик элементлар қўйилиши мумкин.

Кўпинча амалиётда қутбланган нурланишни олиш учун, электромагнит нурланишни синдириш кўрсаткичлари турлича бўлган икки муҳим чегарасидан акс этишидаги ва ўтишидаги ходисалардан фойдаланилади. қутбланган ёруғлик нурланишини олишнинг энг кўп



15-расм. Қутбланишнинг S ва P ташкил этувчилари ва акс этиш коэффициентининг қутбланиш ташкил этувчиларга боғлиқ ҳолда тушиш бурчагига боғланиш.

тарқалган усулларида бири, яъни ёруғлик тўлқинини (нурланишини) газли ва қаттиқ муҳит чегарасидан ўтишида қутблантириш усули 15-расмда кўрсатилган. Икки муҳит чегарасига тушаётган ёруғлик тўлқинининг ихтиёрий равишда жойлашган электр майдон кучланганлик векторини икки ўзаро перпендикуляр равишда жойлашган ташкил этувчиларга (15-расм) S-ташкил этувчи ($\vec{E}$ вектр расм текислигига перпендикуляр) ва P-ташкил этувчи (вектр $\vec{E}$ расм текислигида ётибди) ларга ажратиш мумкин. 15-расмда келтирилган боғланишлардан кўриниб турибдики, қутбланиш турлича бўлган нурланишларнинг икки муҳит чегарасига тушиши φ_1 бурчагининг φ_1 ўзгаришига қараб, акс этиш коэффициентини турлича бўлиши мумкин экан. 15-расмдан яна шу нарса кўриниб турибдики, агар ёруғлик нурланиши икки муҳит чегарасига Брюстер бурчаги φ_B остида $\tan \varphi_B = n_0$ (бу ерда n_0 -қаттиқ жисмнинг синдириш кўрсаткичи) шарт бажарилган ҳолда тушаётган бўлса, қутбланишнинг P ташкил этувчиси учун акс этиш коэффициентини нолга тенг бўлади. Ёруғлик нурланишининг икки муҳит чегарасига тушиш φ_1 ва синиш φ_2 бурчаклари ўзаро $\sin \varphi_1 / \sin \varphi_2 = n_0$ қонун билан боғланганлиги учун тушиш бурчаги Брюстер бурчагига тенг бўлган ҳолда акс этган ва синган нурланишлар орасидаги бурчак 90° тенг бўлади. Бу ҳолда акс этган

нурланишда кутбланишнинг P ташкил этувчиси бўлмайди. Бунинг физик сабаби қуйидагича: акс этган нурланишни берувчи иккиламчи манба вазифасини бажарувчи қаттиқ жисмдаги электр диполлар ўзларининг тебраниш йўналишларида электромагнит тўлқин тарқатмайдилар. Шунинг учун икки муҳит чегарасидан акс этган нурланишда электр майдон кучланганлигининг тебранишларининг фақат " S " ташкил этувчилари бўлади. Газли лазерларда чизикли кутбланган нурланиш олиш учун разряд найининг четлари, (фаол муҳитнинг чегаралари) унинг ўқи бўйлаб тарқалаётган нурланиш учун Брюстер бурчаги остида жойлашган шиша пластинкалар билан ёпилади. Бунда бу шиша пластинкадан ўтаётган ёруғлик нурланиши электр майдон $\vec{E}$ кучланганлиги тебранишнинг P ташкил этувчиси S ташкил этувчисига нисбатан кам сусаяди ва шунинг учун ёруғлик нурланишнинг оптик резонатор кўзгулари орасида кўплаб марта тебраниш натижасида Брюстер бурчаги остида қўйилган пластинкадан ҳам кўплаб марта ўтади. Бу ҳол лазер нурланишининг электр майдони $\vec{E}$ векторининг тебранишларининг P ташкил этувчисидagi ёруғлик интенсивлигининг кескин ортишига ва S ташкил этувчисининг интенсивлигининг кескин камайишига олиб келади. Шу жараён натижасида Брюстер бурчаги остида қўйилган пластинкалар билан чегараланган разряд найли газли лазерларнинг нурланишлари тўла чизикли кутбланган бўлади.

2 боб. Лазерларнинг конструкциялари ва ишлаш тамойиллари

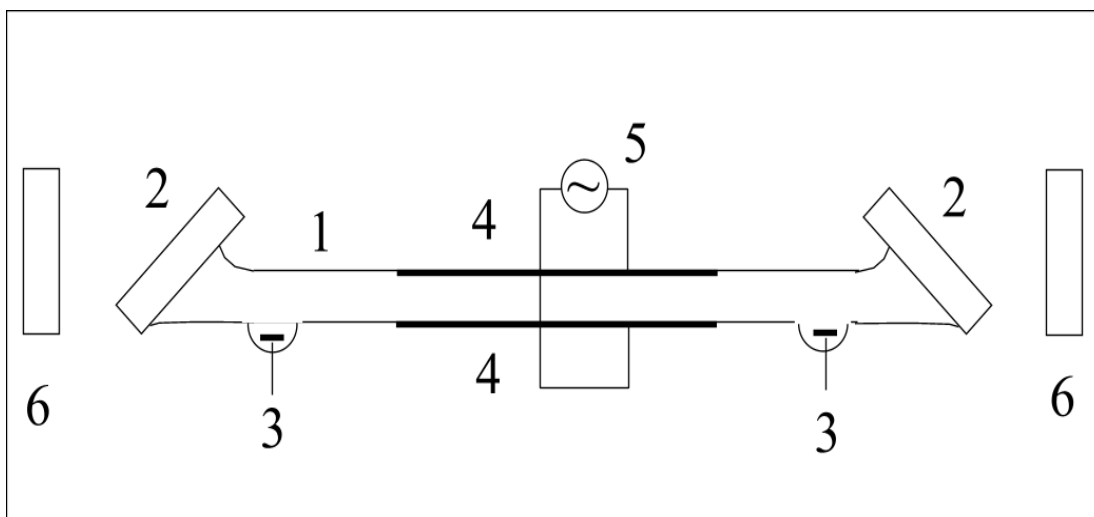
§2.1. He-Ne лазерлари

Гелий-неон лазерлари газли лазерлар мажмуасига киради. Гелий-неон газ аралашмаси тўлдирилган газоразрядли най лазернинг асосий қисми бўлиб хизмат қилади (16-расм).

Газли разряд найининг ички диаметри бир неча мм дан 1 см гача, узунлиги эса бир неча см дан бир неча метргача бўлиши мумкин. Фаол муҳит сифатида неон газли олиниб, ёрдамчи газ сифатида унга гелий газли қўшилади ва уларнинг нисбати тахминан 1:7 муносабат олиниб, газ разряд найи керакли босимларда (1,3 мм см. уст. тенг босимларда) тўлдирилади. Разряд найининг ичида ёки ташқарисида 16 -расмда кўрсатилгандек цилиндрик ёки тасмали электродлар жойлаштирилади ва улар мос ҳолда доимий токли ёки кўндаланг юқори частотали разряд ҳосил қилиши учун хизмат қилади.

Гелий ва неон аралашмалари муҳитдаги жараённи таҳлил қилиш учун, гелий ва неон атомларининг электрон энергетик сатҳлари диаграммасидан фойдаланамиз. (17-расм).

Гелий ёрдамчи газ бўлиб, иккинчи тур тўқнашишлар ёрдамида неон ишчи энергетик сатҳларини неон атомлари билан тўлдиришга ёрдамлашади. Гелий атомларининг ўзи эркин электронлар билан тўқнашганда юқори энергетик сатҳларга чиқади. Гелий атомининг бу юқори сатҳлардаги яшаш вақти 10^{-3} с ва бу сатҳлар энергияси неон атомининг 2S ва 3S сатҳларининг энергияларига яқин. Бу ҳолда юқори энергетик сатҳдаги гелий атомлари пастки сатҳда жойлашган неон атомлари билан ноэластик (резонанс) тўқнашиб уни юқориги 2S ва 3S ишчи сатҳларга чиқаради. Гелий атоми 2S сатҳи ва неон атомини 3S сатҳи энергияларининг фарқи 300 см^{-1} тартибида бўлади. Бу хона температурасидаги kT нинг қийматидан бир мунча катта бўлишига қарамасдан гелий атомидан неон атомга энергия узатиш жараёнининг интенсивлиги кучли кечади. Шундай қилиб, айтиш мумкинки, ғалаёнлантирилган гелий атомлари ёрдамида неон атомларини ғалаёнлантириш учун, энергия зарраларнинг ўзаро резонанс тўқнашиши йўли билан узатишлар экан. Танлаш қоидаларига асосан зарраларга S-сатҳдан p-сатҳларга ўтишга рухсат берилган.

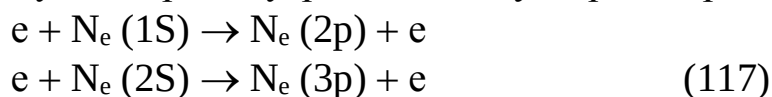


16-расм. Гелий-неон лазерни конструкциясининг чизмаси.

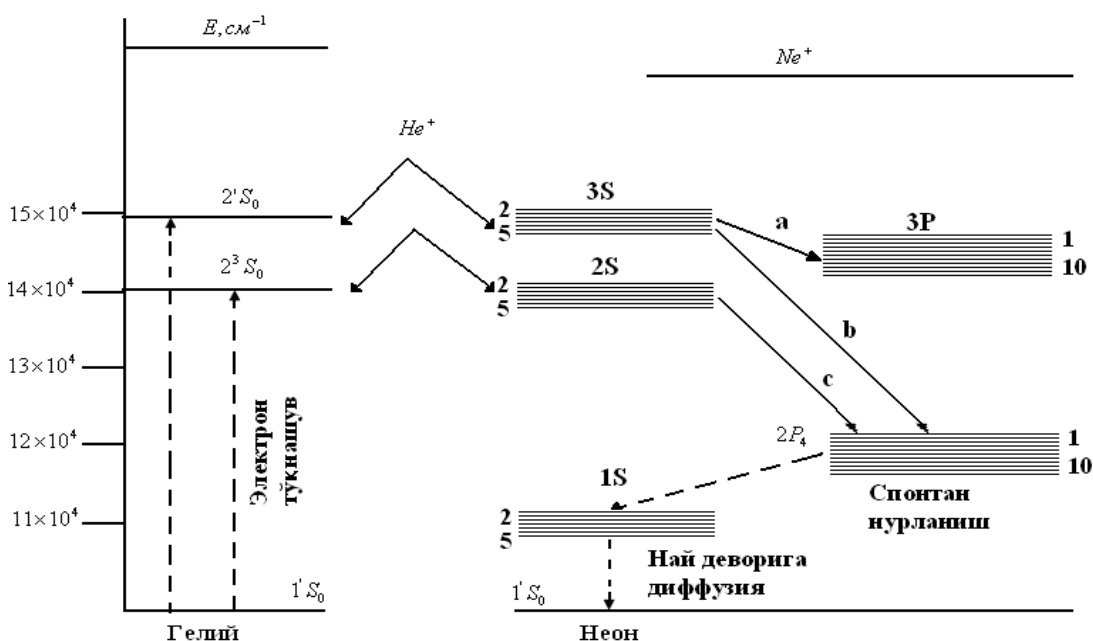
1-разряд найи, 2-Брюстер бурчаги остида қўйилган шиша копламалар, 3-доимий токли разряд олиш учун ўрнатилган электродлар, 4-разряд найининг устки икки юзасида унинг узунлиги бўйлаб қўйилган металл (мис) электродлар, 5-юқоричастота генератори, 6-оптик резонатор кўзгулари.

Ўтишларида инверс бандлик ҳосил бўлади ва лазернинг тўрт энергетик сатҳли тузилишдаги ишлаш тамойилига мос келади. Бу жараён ёрдамида инверс бандлик ҳосил қилиш асосий ҳисобланишидан ташқари неон атомлари электронлар билан тўқнашишда ҳам ғалаёнлантирилган сатҳларга ўтказилиб, инверс бандлик ҳосил қилиниши мумкин. Доимий токли разрядли ҳолда разряд токининг катта қийматларида неон атомининг 1S сатҳи электрон-неон тўқнашуви натижасида тўлдирилади. Шу ҳолда 2p ва 3p сатҳларнинг 1S сатҳдаги неон атомлари билан зинапоя усулида тўлдирилиши асосий бўлиб қолади. Бу ҳол инверс бандликнинг камайишига ҳамда генерациянинг йўқолишига олиб келади.

Бу ҳолда неон атомининг нурланиши $2S \rightarrow 2p$ ва $3S \rightarrow 3P$ сатҳлардаги ўтишларига тўғри келади. Бу жараёнларни куйидаги



ифодалар кўринишида белгилаш мумкин.



17-расм. Гелий ва неон атомларининг электрон энергетик сатҳлари диаграммалари. Расмда қуйидаги а) $\lambda_1 = 3,39$ мкм, б) $\lambda_2 = 0,63$ мкм, с) $\lambda_3 = 1,15$ мкм. генерацион ўтишлар кўрсатилган.

Тарихан, биринчи бўлиб, $2S \rightarrow 2p$ энергетик ўтишларида лазер генерацияси олинган. Ҳозирги пайтда, саноатда ишлаб чиқилган лазерларда уч хил ўтишларда генерация олинган бўлиб, уларда генерация олиш шарт-шароитлари тахминан бир хил (газ аралашмаси босими, разряд токининг қиймати) ва нурланиш қувватининг разряд параметрларига боғлиқлиги ҳам бир хил бўлади. Юқорида кўрсатилган ўтишларда кучайтириш қуйидагича бўлади:

$\lambda_1 = 3,39$ мкм	20 дБ/м-гача
$\lambda_2 = 1,15$ мкм	 10-12 % бир метрда
$\lambda_3 = 0,63$ мкм	 4-6 % бир метрда

Тўлқин узунлиги $\lambda_1 = 3,39$ мкм нурланиш бериш имкониятига эга бўлган энергетик сатҳ неон атомлари билан тез ва осон тўлдирилади. Лазер генерацияси бу ҳолда газ разрядининг параметрлари кенг ўзгариш оралиғида рўй беради. Тўлқин узунлиги $0,63$ мкм нурланиш генерациясини олиш мураккаброқ, лекин бу нурланиш электромагнит тўлқин диапозонининг кўзга кўринадиган диапозонида бўлгани ва фото қабулқилгич қурилмасининг энг катта сезгирлик соҳасида ётгани учун неон лазерлари кўп ишлаб чиқарилади ва халқ хўжалигининг турли соҳаларида ишлатилади.

Нурланиш чизиғи энининг кенглигини қуйидаги уч жараён белгилайди.

1. Тўқнашувлар. Гелий-неон лазерларидаги газ аралашмасининг босими $P=66$ Па ва температураси хона температурасига тенг бўлганда зарраларнинг тўқнашиш даври $\tau_0=0,5 \cdot 10^{-6}$ с бўлиб, нурланиш чизиғи энининг кенглиги

$$\Delta v_t = \frac{1}{2\pi\tau_c} \approx 0,64 \text{ МГц} \quad (118)$$

бўлади.

2. Табiiй кенгайиш. Бу ҳолда нурланиш чизиғи энининг кенгайиши зарранинг спонтан нурланишига боғлиқ бўлиб, унинг кенглиги

$$\Delta v_{\text{таб}} = \frac{1}{2\pi\tau_{\text{сн}}} \approx 19 \text{ МГц} \quad (119)$$

бўлади.

Бу ерда $\tau_{\text{сн}}^{-1} = \tau_s^{-1} + \tau_p^{-1}$

τ_s , τ_p электроннинг мос равишда S ва P сатҳларда яшаш вақтлари.

3. Доплер кенгайиши. Зарраларнинг иссиқлик ҳаракатидаги тезликлари билан боғлиқ бўлган нурланиш чизиғи энининг кенгайиши Кельвин шкаласи бўйича 300K учун мос равишда:

$$\begin{aligned} \Delta v_d &= 1700 \text{ МГц} \quad (\lambda_1 = 0,63 \text{ мкм}); \\ \Delta v_d &= 800 \text{ МГц} \quad (\lambda_2 = 1,15 \text{ мкм}); \\ \Delta v_d &= 300 \text{ МГц} \quad (\lambda_3 = 3,39 \text{ мкм}). \end{aligned} \quad (120)$$

Шундай қилиб, гелий-неон лазери нурланиши учун Допплер кенгайиши асосий кенгайиш бўлади.

Гелий-неон лазерда инверс бандликнинг ҳосил бўлиши ва унинг релаксацияси (яъни бузилиши) мураккаб жараён бўлгани учун оптимал ишчи параметрларга эга бўлади:

1. Неон газининг оптимал (13 Па) босими ва гелий атомлари концентрациясининг неон атомлари концентрациясига нисбати:

Гелий атомлари концентрацияси неон атомлари концентрациясидан кўп бўлиши керак. Тажрибалардан топилган оптимал нисбат разряд найи диаметрига боғлиқ бўлиб, лазер нурланишининг қуввати максимал бўлиши учун 5:1 дан 10:1 нисбатгача бўлади. Катта қийматли нисбатлар кичик диаметрли разряд найига мансуб. Неон газининг оптимал босими бўлиши, газ концентрациясининг ортиши натижасида неон атомининг пастки энергетик сатҳларини зинопо я усулида тўлдирилиши сабаб бўлиши мумкин.

2. Разряд найининг оптимал диаметри. Разряд найининг деворларида неон атоми 1S сатҳдаги энергиясини бериб асосий сатҳга тушади ва шунинг учун разряд найининг диаметрини кичрайтириш зарур. Бошқа томондан разряд найининг диаметрини кичрайтириш нурланиш тарқалишида дифракцион йўқотишларнинг ортиб кетишига олиб келади. Шунинг учун тажрибада разряд найининг диаметри газ босимига қараб 1-5 мм атрофида олинади.

Тажрибалардан гелий-неон лазери учун қуйидаги

$$P \cdot d = \text{const}$$

“ўхшашлик” қонуни топилган. Бу ерда P – газ аралашмасининг йиғинди босими; d – найининг диаметри. Ўхшашлик қонунининг маъноси шундан иборатки турли диаметрли разряд найи учун газ аралашмасининг шундай босимини олиш мумкинки, бу ҳолда лазер нурланишининг солиштирма характеристикалари бир хил бўлади.

Тажрибалар натижасида газ аралашмаси босимини разряд найи диаметрига бўлган кўпайтмасининг оптимал қиймати, гелий-неон лазерларида 0,44-0,53 мПа оралиғида бўлиши топилган.

3. Разряд токининг оптимал зичлиги. Разряд токи зичлигининг оптималлаштиришнинг сабаби, бу неон атомининг пастки энергетик сатҳларини электронлар билан тўлдирилишидир. Бу жараён инверс бандликни пасайишига ва натижада генерациянинг йўқолишига олиб келади. Лазер нурланишининг қуввати разряд токининг кичик қийматларида унга чизикли равишда боғланган, токининг маълум бир қийматида нурланиш қуввати максимумга эришади, сўнгра разряд токи қиймати ошиши билан пасайиб кетади. Саноатда ишлаб чиқилган гелий-неон лазерларда разряд найининг узунлигига қараб, электр токининг оптимал қиймати 5-50 мА атрофида бўлади.

Тўлқин узунликлари 0,63 ва 3,39 мкм бўлган нурланишли ўтишлар учун 3S юқориги ишчи сатҳ бўлса, тўлқин узунликлари 0,63 ва 1,15 мкм бўлган нурланишли ўтишлар учун 2р умумий пастки сатҳ бўлиб хизмат қилади. Бир вақтнинг ўзида бу жуфт нурланишларининг рўй бериши неон атомларининг энергетик сатҳларда тақсимотининг бузилишига олиб келади ва инверс бандликни камайтиради. Бу ҳодиса ўтишларнинг конкуренцияси дейилади. Амалиётда буларни йўқотиш учун қуйидаги усуллар ишлатилади:

1. Энергетик сатҳларнинг магнит майдон таъсирида ажралиши (Зееман эффекти). Ҳар бир спектрал чизик иккиланади. Ажралган компоненталар қарама-қарши йўналишли доиравий кутбланишга эга. Тўлқин узунлиги 3,39 мкм бўлган нурланиш учун сатҳларнинг

ажралиши катта бўлса, 0,63 мкм тўлқин узунликли нурланиш учун кичик бўлади. Шунинг учун 3,39 мкм нурланиш Брюстер бурчаги остидаги қўйилган шиша ойналарда кўпроқ ютилади ва тўлқин узунликда генерация бўлмайди;

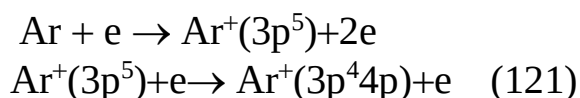
2. Оптик резонаторларни тайёрлашда 3,39 мкм тўлқин узунликдаги нурланишни кўпроқ ютувчи моддалардан (С-52-2; ЛК-4 ва шунга ўхшаш шишалардан) ясалади;

3. Оптик резонатор ичида 3,39 мкм тўлқин узунликли нурланишни кўпроқ ютувчи метал газ тўлдирилган ғовак идиш жойлаштирилади.

§2.2. Ионли аргон лазери

Ионли лазерларда когерент нурланиш олишда ғалаён-лантирилган ионлардаги энергетик сатҳлар орасида ионларнинг мажбурий ўтишлардан фойдаланилади. Ионли лазерлар ичида энг кўп ишлатиладигани аргонли лазердир. Бу лазерда кўплаб спектрал чизиқларда когерент нурланиш олинган. Аргон лазернинг асосий қуввати 0,488 ва 0,514 мкм тўлқин узунликларида жамланган. Аргон лазернинг ишлаш тамойилини кўриш учун аргон ионининг энергетик сатҳларининг соддалаштирилган (18-расм) диаграммасидан фойдаланамиз.

Аргон лазерида инверс бандлик ва ундаги мажбурий когерент нурланишлар аргон ионининг $3p^4p$ ва $3p^4S$ сатҳлар орасидаги ўтишларида олинади. Юқори лазер $3p^4p$ сатҳни электронлар билан тўлдирилиши, яъни сатҳни ғалаёнтирилиши зинапоя усулида ҳосил қилинади. Аввал газ разрядидаги эркин электронлар аргон атомини ионлаштиради, ундан сўнг аргон ионидаги электронлар билан тўқнашиб, уларни $3p^4p$ юқори лазер сатҳига чиқарилади. Бу жараён қуйидаги

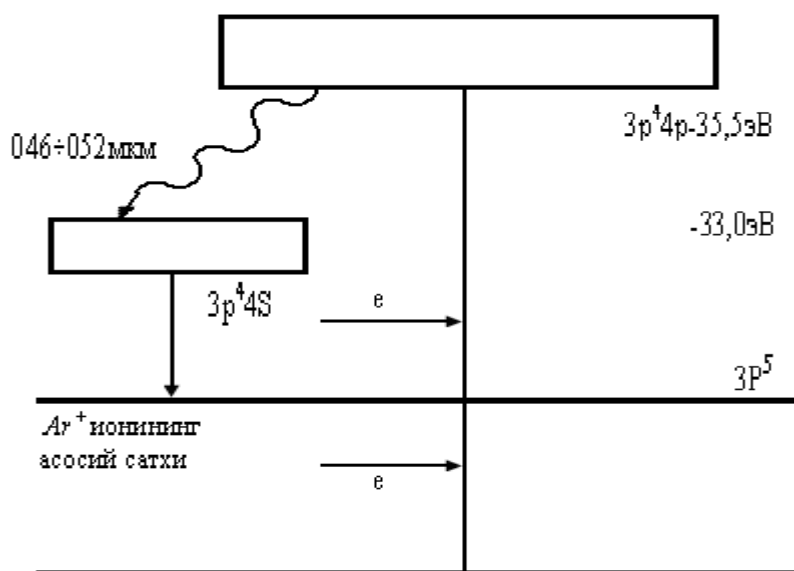


тенглама билан ифодаланади.

Электронларнинг юқори, ($3p^4p$) лазер сатҳида яшаш вақти $\sim 10^{-8}$ с бўлиб, бу вақт куйи ($3p^4S$) лазер сатҳида электронларнинг яшаш ($\sim 10^{-9}$) вақтидан 10 марта катта. Шу сабабга кўра инверс бандлик ва

мажбурий ўтишлар орқали когерент нурланиш олиш имконини беради. Ушбу жараёнлар газ разрядидаги электронларнинг катта концентрациясида рўй беради. Бунинг учун ёй разрядидан фойдаланилади разряд найида электр токининг зичлиги $\sim 100\text{A} / \text{см}^2$ гача ётиши мумкин).

Аргон лазер қурилмасининг конструкцияси 19-расмда келтирилган. Фаол элемент керамик капиллярдан ташкил топган.



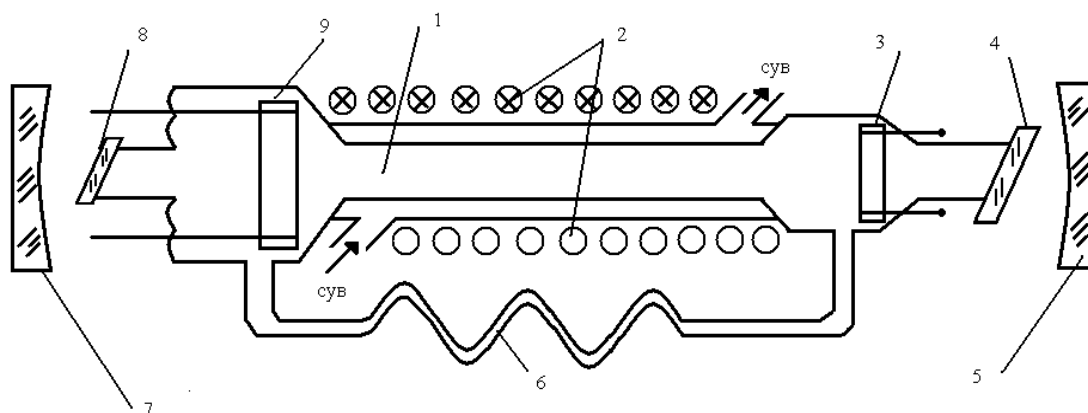
18-расм. Аргон иони энергетик сатҳларининг соддалаштирилган диаграммаси.

Разряд найига анод ва катод электродлар жойлаштирилган. Бу электродлар орасига катта ток ҳосил қила оладиган доимий электр кучланиши берилади. Разряд найининг четлари Брюстер бурчаги остида ўрнатилган кварц шиша ойналар билан беркитилган. Разряд найида ёй разряд ҳосил қилингани учун унда катта иссиқлик ажралиб чиқади. Шунинг учун разряд найи сув билан совитилиб турилиши шарт. Разряддаги электронлар концентрациясини орттириш, шу орқали лазер нурланиши қувватини орттириш учун разряд найи ўқи бўйлаб жойлашган магнит майдонини ҳосил қилинади.

Лазернинг оптик резанаторини ўзаро параллел ва разряд найи ўқиға кўндаланг жойлашган 5 ҳамда 7 кўзгулар ҳосил қилади.

Разряд найининг ичида анод ва катод оралиғига қўйилган доимий кучланиш натижасида катод томон ҳаракатланаётган мусбат ионлар оқими аргон газини катодли қисмига силжитади ва бунинг натижасида, газ босимининг фарқини йўқотиш учун разряд найининг

анодли қисмини катодли қисми билан туташтирувчи узунлиги разряд найи узунлигидан бир неча бор катта бўлган ингичка шиша най уланади.



19-расм. Ионли аргон лазерининг тузилиши. 1-капилляр разряд найи, 2-доимий магнит, 3-анод 4 ва 8-чиқиш ойналари, 5 ва 7-резонатор кўзгулари, 6-айланма най, 9-катод.

Аргон лазерлари узлуксиз ва импульсли ҳолатларда ишлаши мумкин. Импульсли ҳолатда нурланиш олиш учун анод ва катод оралиғига импульсли кучланиш берилади. Саноат миқёсида халқ хўжалиги учун ишлаб чиқилган аргон лазерининг максимал қуввати узлуксиз иш ҳолатида 20Вт ни ташкил этади. Аргон лазерлар микроэлектроника соҳасида, медицинада ва илмий тадқиқот ишларида фойдаланилади.

§2.3. CO₂ лазерлари

Халқ хўжалигини кўплаб соҳаларида турли хил лазерлар ишлатилмоқда. Шу лазер турларидан бири бу карбонат ангидрид (CO₂) газида ишловчи ва ўрта инфрақизил (10,6 мкм тўлқин узунликли) диапазонда нурланиш берувчи лазердир.

Унинг узлуксиз иш режимдаги когерент нурланиш қуввати юзлаб киловаттга етиши мумкин ва техниканинг турли соҳаларида ишлатилишининг имкониятлари жуда ҳам катта молекуланинг энергетик сатҳлари электронларнинг молекуладаги ҳолатидан ташқари молекуланинг тебранма ва айланма ҳаракатларига ҳам боғлиқ бўлганлиги учун молекуляр газларнинг нурланиши молекуланинг электрон энергетик сатҳида бир-биридан тенг оралиқда жойлашган бир қанча тебранма энергетик сатҳлар, ва ўз навбатида ҳар бир тебранма сатҳида эса қатор айланма энергетик сатҳлар жойлашган бўлади (20-расм).

Тарихан биринчи молекуляр газли лазерларда икки атомли молекуланинг электрон сатҳлари орасидаги ўтишларда когерент нурланиш олинган (21-расм).

Молекуланинг бирор «юқори» тебранма–айланма энергетик ҳолатидан «қуйи» тебранма-айланма энергетик ҳолатига ўтишда когерент нурланиш олиш учун биринчидан «юқори» энергетик сатҳдаги молекулалар сони «қуйи» энергетик сатҳдаги молекулалар сонидан катта бўлиши ва иккинчидан квант танлов шарти бажарилиб, айланма ҳаракат моменти фақат $\pm h/2\pi$ га (бу ерда h -Планк доимийси бўлиб, қиймати $6,62 \cdot 10^{-34}$ Ж·с) ўзгариши керак. Икки тебранма-айланма энергетик ҳолатлардаги ўтишлар натижасидаги молекулаларнинг нурланиш спектрида тебранма- айланма нурланиш йўлчалари ҳосил бўлади. Узунроқ тўлқин узунлик томонли нурланиш чизиқлари $+h/2\pi$ шартни қаноат-лантирувчи молекула ҳаракат моментининг ўзгаришга мос келади ва "Р-шоҳча"ни ҳосил қилинади. Қисқароқ тўлқин томонли нурланиш чизиқлари молекула ҳаракат миқдорининг $-h/2\pi$ га ўзгаришини қаноатлантиради ва "R-шоҳча" нурланиш тўпламини ҳосил қилади.

Шундай тебранма-айланма энергетик ҳолатлардаги ўтишлар, инфрақизил соҳада нурланиш ҳосил қилиб, барча кўп қувватли молекуляр лазерлардаги жараёнларнинг асосини ташкил этади. Биринчи эркинлик даражаси молекула атомларининг, молекула ўқи

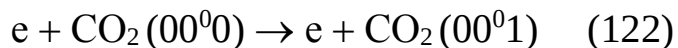
бўйлаб симметрик тебранишга боғлиқ ва ν_1 деб белгиланади. Иккинчиси ҳам симметрик тебранишга боғлиқ. Фақат бу ҳолда CO_2 молекуласи ўз ўқиға нисбатан кўндаланг йўналишдаги тебранишларини ҳосил қилиб, уни деформацияли тебранишлар дейилади ва ν_2^e деб белгиланади. ва ниҳоят молекула ўқи бўйлаб носимметрик тебраниш бўлиб, у ν_3 деб белгиланади.

Содда ҳолда, бу уч хил тебранишлар бир-биридан мустақил деб олиниши мумкин. Шунинг учун молекуланинг тебранма ҳаракатига боғлиқ ҳолатлари учта квант рақамлар билан белгиланиши мумкин ва улар мос равишда ν_1 , ν_2^e , ν_3 -лар билан белгиланади. Бу квант рақамлар маълум бир тебраниш ҳолатига мос келувчи квантлар сонини ва ушбу е-белги деформацияли тебранишларни кутбланганлигини билдиради. CO_2 молекуласининг ва инверсия учун муҳим бўлган N_2 -молекуласининг қуйи энергетик сатҳларининг белгиланиши 21-расмда келтирилган.

Тўлқин узунликлари 10,6 ва 9,6 мкм бўлган когерент нурланиш генерацияси CO_2 молекулаларининг мос равишда юқори 00^01 сатҳдан 10^00 ($\lambda = 10,6$ мкм) ёки 02^00 ($\lambda = 9,6$ мкм) сатҳларга мажбурий нурланиш бериб ўтишда ҳосил бўлади. Нурланиш генерацияси оптимал бўлиши учун CO_2 газига азот ва гелий қўшилади.

Инверсия ҳосил бўлишини 21-расмдаги соддалаштирилган энергетик сатҳлар ва асосий элементар жараёнлар орқали тушинтириш мумкин. CO_2 молекуласининг юқори 00^01 сатҳи CO_2 молекулалари билан қуйидаги икки жараён орқали эффектив равишда тўлдирилиш мумкин:

1) CO_2 -молекуласи газ разрядидаги энергияси етарли бўлган эркин электронлар билан тўқнашганда 00^00 сатҳдан 00^01 сатҳга ўтади, яъни



Бу жараённи вужудга келтирувчи тўқнашув кесимининг қиймати жуда катта.

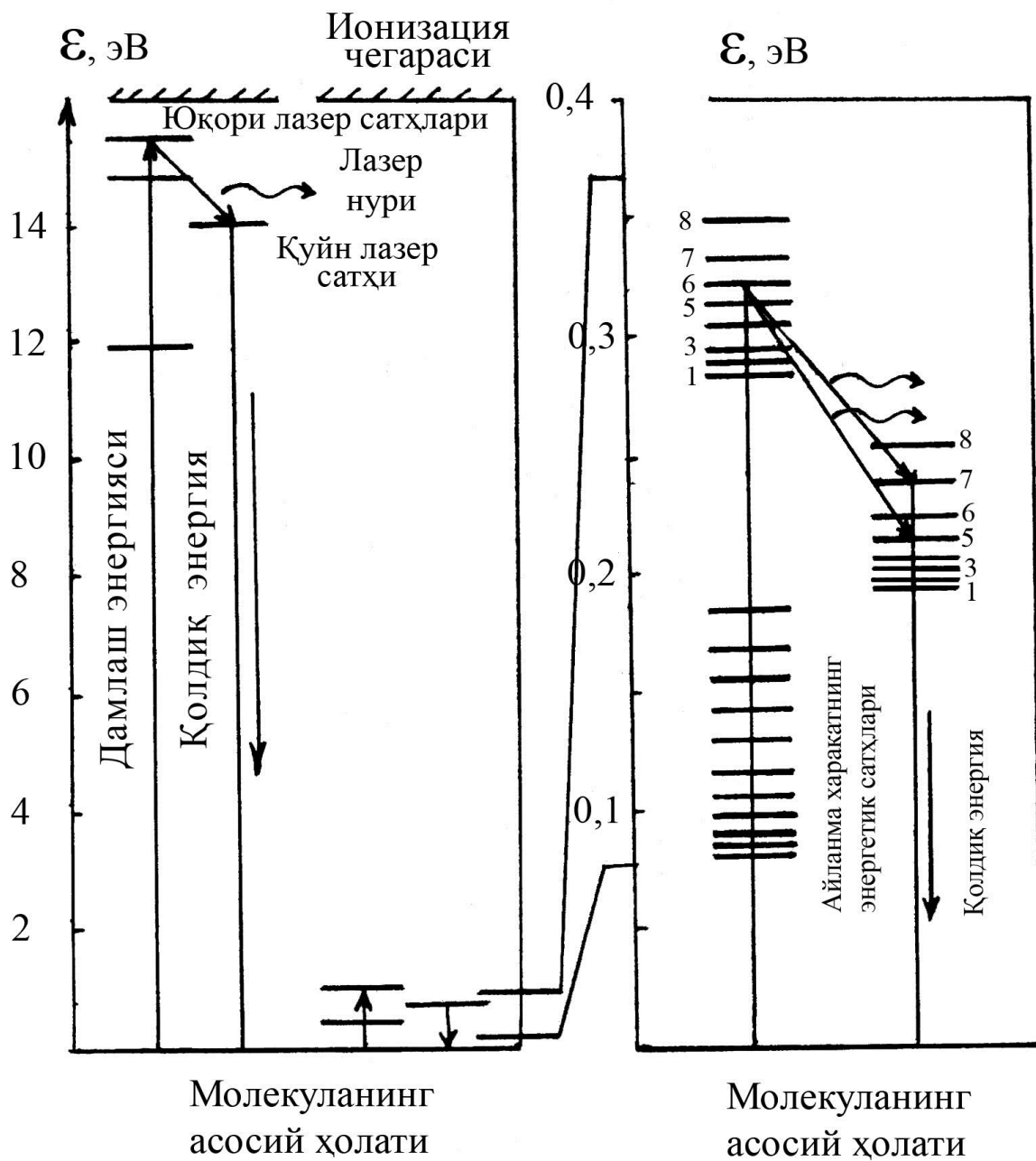
2) Азот молекуласидан CO_2 молекуласига резонанс равишда энергиянинг узатилиши. Азот молекуласининг тебранма сатҳлари CO_2 молекуласининг носимметрик тебранма энергетик сатҳлари билан мос тушади ва шунинг учун юқори энергетик сатҳларда жойлашган азот молекулалари ўз энергияларини CO_2 молекулаларига узатади. Азот молекуласининг тебранма энергетик сатҳлардаги ҳолати метастабил ҳолат бўлиб, унинг бу ҳолатларда яшаш вақти бир неча

секундлар бўлади. Азот молекуласи газли разряддаги эркин электронлар билан тўқнашганда юқори сатҳларга ўтказилади ва бу жараённинг кесими ҳам катта бўлиб, газ разряддаги эркин электронларнинг 50 % гача энергиясини ўзига олиши мумкин. CO₂ молекуласининг қуйи 10⁰⁰ сатҳидан тушиб кетиши, қўзғатилмаган, яъни 00⁰⁰ сатҳда жойлашган молекула билан тўқнашиб, 01⁰⁰ сатҳда икки молекула ҳосил бўлиши билан рўй беради. Ўз навбатида 01⁰⁰ сатҳда жойлашган CO₂ молекуласи ўз энергиясини ишчи газ аралашмасига киритилган гелий атомларга тўқнашиб узатади ва 00⁰⁰ сатҳга тушади. Гелий атоми юқори ионизацияли потенциалга эга бўлиб, разряддаги эркин электронларнинг ўртача энергиясини кўтариши билан бир қаторда, иссиқликни яхши ўтказувчанлиги учун газ аралашмасини совутишга ёрдам беради. CO₂—молекуласининг асосий 00⁰⁰ сатҳи билан қуйи 01⁰⁰ лазер сатҳлари орасидаги энергия фарқи кичик бўлганлиги сабабли газ аралашмасини совутиб туриш керак. Ишчи газ аралашмасининг температураси 700-800К дан ошмаслиги керак. Шунинг учун газ разрядига киритилаётган электр қувватининг миқдори (иссиқлик) чегараланган бўлади ва лазер нурланиш қуввати ҳам чегараланган бўлади. Газ аралашмасининг совуши қўзғатилган молекулаларнинг разряд найи девори томон диффузияси ва ўз навбатида тўқнашувларда энергиясини бериш билан рўй беради. Шунинг учун ҳам разряд найи диаметрини жуда ҳам катталаштириб бўлмайди. Одатда газ молекулаларининг диффузияси ҳисобига совувчи лазерларда разряд найининг диаметри 10см дан ошмайди. Молекуляр лазерлардаги газли разряд хусусияти "ўхшаш" лик қонунига бўйсунди ва берк ҳажмли ҳолатда ишловчи CO₂-лазери учун P·d кўпайтма 530 Па·см га тенг деб олиниши мумкин (бу ерда P-CO₂ газининг парциал босими, d-найининг ички диаметри).

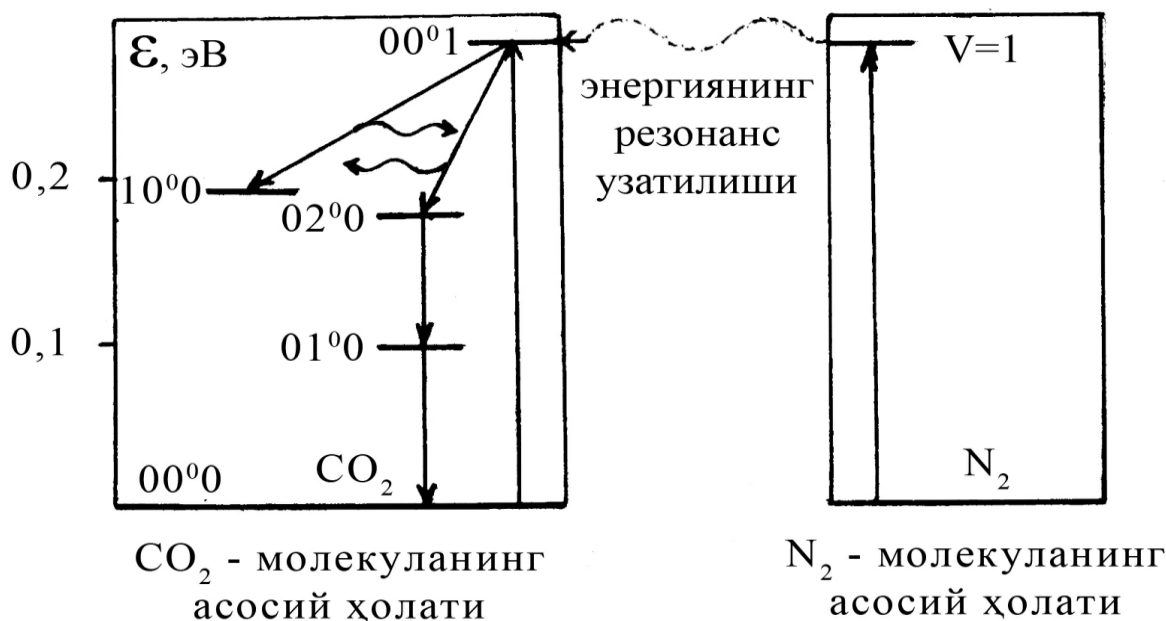
Берк ҳажмли ва диффузия асосида совутилувчи CO₂—лазерининг бирлик ҳажмидан олинadиган нурланишнинг максимал қуввати қуйидаги

$$W_{б.х.} \sim v_T N_m \cdot (\lambda / d^2) \quad (123)$$

ифода билан аниқланиши мумкин.



20-расм. Молекуланинг электрон, тебранма ва айланма ҳаракат энергетик сатҳлари ва уларда жойлашган заррачаларнинг когерент нурланиш бериб ўтишларининг диаграммаси.



21-расм. CO₂ ва N₂ молекулаларининг қуйи тебранма энегетик сатҳлари ва улардаги лазер нурланишли ўтишлар.

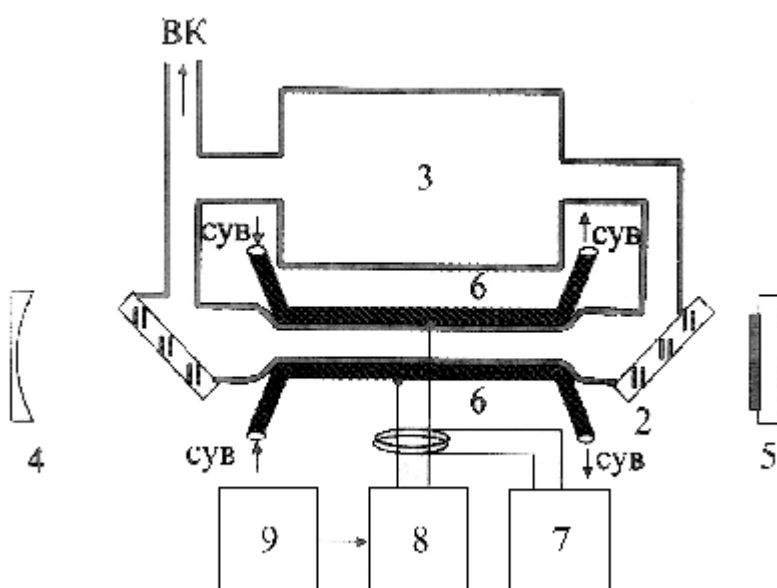
Бу ерда ν_t , N_m ва λ лар мос равишда CO₂ молекуласининг иссиқлик ҳаракатидаги тезлиги, концентрацияси ва эркин югуриш йўли; d-разряд найининг ички диаметри. Бу ҳолда фаол муҳитнинг бирлик узунлигидан олинадиган қувват қуйидаги

$$W(e) = C \cdot N_m \cdot \lambda \quad (124)$$

ифода билан аниқланади ва у d га боғлиқ эмас (C-ўзгармас каталик). $N_m \cdot \lambda = \text{const}$ бўлгани учун $W(e)$ катталик ҳам босимга боғлиқ эмас ва доимий қийматга (тахминан 50 Вт/м) эга.

Юқори частота кўндаланг разрядли CO₂ лазерининг схематик чизмаси 22-расмда кўрсатилган. Расмдан кўриниб турибдики CO₂ лазери четлари Брюстер бурчаги остида NaCl шишаси 5 билан ёпилган ва ёнида цилиндрик кўринишга эга 2 ҳажмдан ва асосий разряд 1 найидан, ҳамда оптик резонатор вазифасини бажарувчи мос ҳолда сферик 3 ва ясси 4 кўзгулардан иборат. Разряд найининг ички диаметри 6 мм ва узунлиги 300 мм. Разряд найида юқори частотали разряд ҳосил қилиш ва ундаги газ аралашмасини совутиб туриш учун мис найли 6 электродлар жойлаштирилган. Бу мис найчадан совуқ сув уни совутиб туради. Ўз навбатида мис найлар разряд найини ҳамда унинг ичидаги газ аралашмасини совутади. Вакуум қурилма (ВҚ) разряд найи ичидаги газ аралашмасини сўриб олиб, унинг ичига керак нисбатда ва босимда газ аралашмаси киритиш имконини беради. Юқори частотали разряд ҳосил қилиш учун ташқи мис электродларга

ЮЧ генератордан 8 ЮЧ кучланиш берилади. ЮЧ тебраниш частотаси 80 МГц ва қуввати эса 150 Вт гача етиши мумкин. Оптик резонатор акс эттириш коэффиценти 100% бўлган алюминийли 3 сферик ва ўтказиш коэффиценти 7 % диэлектрикли қатламга эга бўлган германийли ясси 4 кўзгулардан иборат. Разряд найи ичига ишчи газ аралашмаси киритилиб, унда ЮЧ кучланиш ёрдамида разряд ҳосил қилинса, фаол муҳитда инверс бандлик вужудга келади ва CO_2 молекуласининг 00^01 сатҳга ўтишда тўлқин узунлиги 10,6 ёки 9,6 мкм бўлган нурланиш ҳосил бўлиб, у кўзгулар оралиғида тебрана бошлайди, ҳамда бир қисми ясси кўзгу томонидан фойдали нурланиш сифатида чиқади.



22-расм. CO_2 лазерининг конструкцияси. Унинг тавсиф ва параметрларини ўлчаш қурилмасининг схематик чизмаси. 1-разряд найи, 2-NaCl шишаси, 3-қўшимча ҳажм, 4 ва 5-сферик ва ясси кўзгулар, 6-мис найли ЮЧ-электродлар, 7-ЮЧ осциллограф, 8-ЮЧ генератор, 9-Паст частотали генератор.

§2.4. Яримўтказгичли лазер

Яримўтказгичли лазер, каттиқ жисмли лазерларнинг ўзига хос турига киради. Бу турдаги лазерларда инверс бандлик ҳосил қилишни ва когерент нурланиш олишни энергетик сатҳлар ҳамда энергетик соҳалар асосида тушунтириш мумкин.

§2.4.1. Энергетик сатҳлар ва соҳалар

Квант физикаси асосларига кўра, каттиқ жисмни ташкил этган атомлардаги электронлар улардаги ядролар билан электр кучлари орқали боғланган бўлиб, боғланиш энергияси дискрет қийматларни қабул қилади. Ядрога энг яқин турган электрон энг кичик дискрет энергияга эга бўлиб, уни энг қуйи энергетик сатҳда жойлашган деб қараш мумкин. Бу ядродан узоқлашган электроннинг энергияси ядрога энг яқин турган (яни энг қуйи энергетик сатҳда жойлашган) электроннинг энергиясидан катта бўлиб, у бирор юқори энергетик сатҳда жойлашган деб қабул қилиш мумкин.

Электронлар жойлашган сатҳлар жуда кўп бўлади ва каттиқ жисмнинг соҳалар назариясига асосан энергетик сатҳлар тўплами энергетик соҳаларни ташкил этади.

§2.4.2. Электронларни энергетик соҳалар бўйича тақсимооти

Каттиқ жисм атомининг электрон қобиғидаги электронлар ядро билан боғланганлиги учун уларни валент электронлар дейилади ва улар жойлашган энергетик сатҳлар тўпламига валент соҳа деб қаралади.

Каттиқ жисмни ташкил этган атомнинг ядроси билан боғланиши узилган электронлар каттиқ жисм ичида эркин ҳаракат қиладилар ва электр токини ҳосил қилишлари мумкин бўлганлиги учун улар жойлашган энергетик сатҳлар тўпламига ўтказувчанлик соҳаси деб қаралади.

Валент соҳанинг энг юқорисида жойлашган электронларнинг ядро билан боғланиш энергиясига тенг энергетик ораликни тақиқланган соҳа деб қараш қабул қилинган. Бу соҳа валент соҳа билан

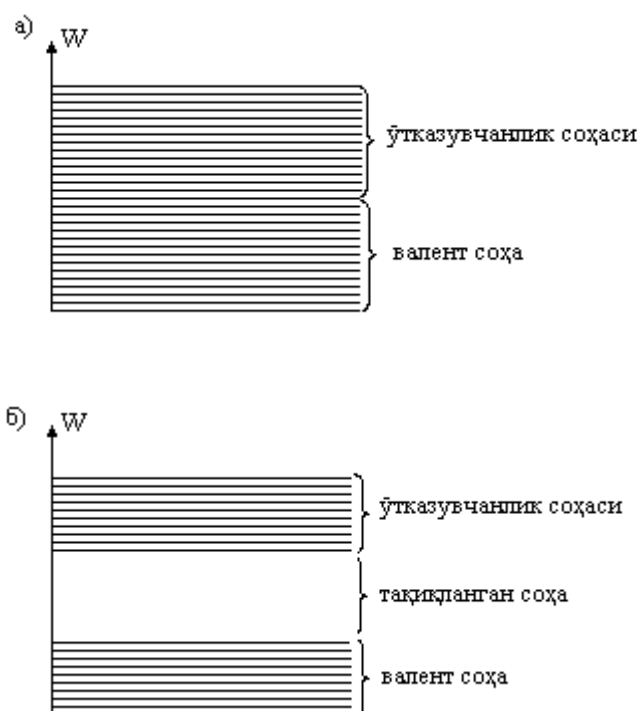
ўтказувчанлик соҳалари оралиғида жойлашган ва тақиқланган соҳанинг энергия бўйича кенлиги ўтказувчанлик соҳасининг қуйи чегараси энергиясидан валент соҳасининг энг юқори чегараси энергиясини айирмасига тенг.

Электронлар энергетик сатҳларнинг ва соҳаларнинг схематик диаграммаси 23-расмда келтирилган.

23.а-расмда металллардаги электрон энергия сатҳлари келтирилган. Яримўтказгич моддаларда энергетик соҳалар диаграммаси 23.б-расмда кўрсалтилгандек бўлади. Фақат тақиқланган соҳанинг кенлиги диэлектрикларникига нисбатан камроқ бўлиб, қиймати бир электрон вольт атрофида бўлади.

Яримўтказгич модда (масалан германий ёки кремний) атомининг ташқи электрон қобиғида тўрттадан валент электронга эга. Ушбу моддаралнинг фазовий кристалл панжариси ўзаро валент электронлар орқали боғланган атомлардан ташкил топган. Атомларнинг бундай боғланиши ковалент боғланиш дейилади.

Яримўтказгичнинг (соф, аралашмасиз) электр ўтказувчанлиги ёки унда инверс бандлик ҳосил бўлишини 24- расмда келтирилган



23-расм. Электронлар энергия сатҳларининг (а) металдаги ва (б) диэлектрикдаги диаграммалари.

энергетик структура орқали тушунтириш қулайроқ. Ҳарорат мутлоқ нолда яримўтказгичдаги барча электронлар ядро билан боғланган бўлиб, улар валент соҳада жойлашган бўлади ва бу ҳолда яримўтказгич диэлектрикдан фарқ қилмайди. Ҳарорат орта бошлаган сари, валент соҳадиги боғланган электронларнинг энергияси ортиб, улар ядро билан боғланишни узиб, ўтказувчанлик соҳасига ўтабошлайдилар. Ушбу ўтишлардан бири 24-расмда валент соҳасидан ўтказувчанлик соҳасига йўналган туташ чизик билан кўрсатилган. Шундай қилиб, ўтказувчанлик соҳасида эркин электрон ток ташувчилар, валент соҳада ковак ток ташувчилар пайдо бўлади.



24-расм. Яримўтказгичнинг энергетик структураси.

Бир вақтнинг ўзида соф ярим ўтказгич моддада электронли ва ковакли ўтказувчанлик пайдо бўлади. Иссиқлик таъсирида ушбу электронлар ва коваклар тартибсиз ҳаракатда бўладилар ҳамда учрашиб рекомбинациялашишади. Бу жараён 24-расмда ўтказувчанлик соҳасидан валент соҳага йўналган пунктир чизик билан кўрсатилган.

§2.4.3. Инверс бандлик ва когерент нурланиш ҳосил қилиш

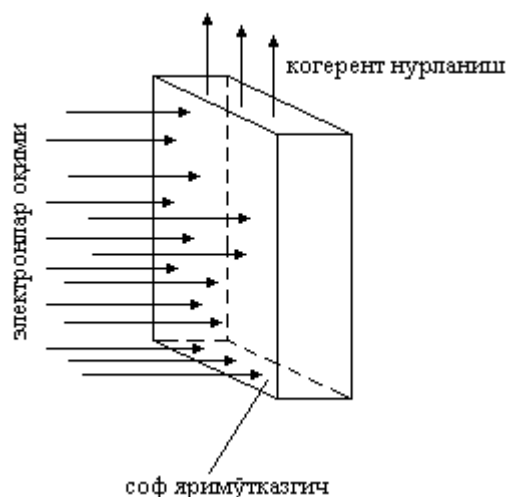
Соф яримўтказгичда эркин электронларни ва ковакларни иссиқлик таъсиридан, ташқи катта энергияли (тезликдаги) электронлар, радиоактив нурланиш ёки фотонлар оқими билан ҳосил қилиш мумкин. Ушбу усулнинг схематик чизмаси 25-расмда тасвирланган.

Пластинканинг олти томонидан икки қарама-қарши томони 25-расмда кўрсатилгандек силлиқланган ва улар оптик кўзгу вазифасини бажарадилар. қолган томонлари ғадир-будир қилиб ишлов берилган. Энергияси 50 ва 100 кэВ ораликдаги электронлар оқими ясси

пластина ичига кириб боради ва ундаги боғланган электронлар билан тўқнашиб, уларни узиб, валент соҳадан ўтказувчанлик соҳасига ўтказадилар.

Бу электронлар ўтказувчанлик соҳасининг тубида тўпланишади. Валент соҳада боғланишдан узилган электронлар ўрнида эса коваклар пайдо бўлади ва улар валент соҳанинг юқори қисмида тўпланади.

Бу ҳолатда ўтказувчанлик соҳасидаги эркин электронлар сони термодинамик мувозанат ҳолатдаги яримўтказгичнинг ўтказувчанлик соҳадаги эркин электронлар сонидан кўп



25-расм. Электронлар оқими билан соф яримўтказгичда когерент нурланиш олишнинг схематик чизмаси.

бўлади ва ўз навбатида валент соҳадаги коваклар сони термодинамик мувозанатдаги яримўтказгичнинг валент соҳасидаги коваклар сонидан ортиқ бўлади. Соф яримўтказгичдаги ушбу ҳолатга инверс бандлик ҳолати дейилади.

Соф яримўтказгич ҳажмининг бирор нуқтасида зарраларнинг иссиқлик таъсиридан тартибсиз ҳаракати натижасида эркин электрон ва ковак учрашиб, рекомбинация натижасида нурланиш беради. Бу нурланиш барча йўналишларда тарқалади ва сирти кўзгу бўлган томонлардан кўпроқ акс этади. Бу нурланиш инверс бандлик ҳосил бўлган яримўтказгичдан ўтиши натижасида коваклар ва электронлар билан таъсирлашиб, уларни мажбурлаб рекомбинациялаштириши натижасида параметрлари бўйича, ўзига айнан ўхшаган ҳамда тарқалиш йўналиши билан мос тушган мажбурий нурланишларни ҳосил қилади. Ушбу йўналишда тарқалаётган нурланишлар яримўтказгичнинг кўзгули сиртларидан кўп марта акс этиб, яримўтказгич ичидан кўп марта ўтиши натижасида электрон ва

ковакларнинг мажбурий рекомбинацияларини ташкил этади ва мажбурий нурланишлар миқдори ортиб боради. Бу жараёнида бир қисм нурланиш яримўтказгичнинг кўзгули сирт томонларидан чиқиб туради. Албатта бу жараён узлуксиз давом этиши учун яримўтказгич пластинага ташқаридан узлуксиз равишда электронлар киритилиб туриши керак. Тажрибаларнинг кўрсатишича бу усулдаги дамлаш жараёнида яримўтказгич пластина тез қизиб кетади ва шунинг учун у мажбурий равишда совутилиб турилиши зарур.

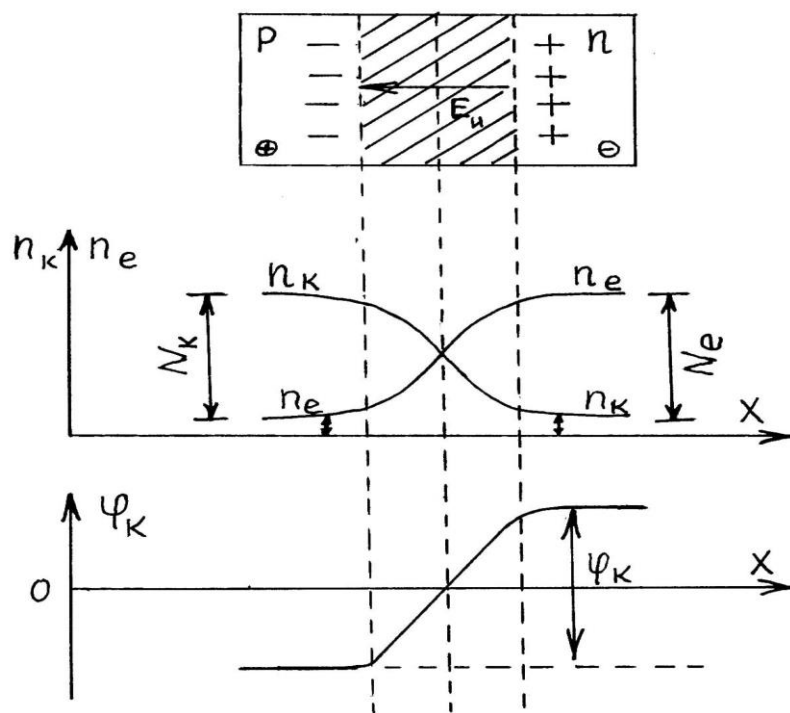
§2.4.4. Яримўтказгичли инжекцион лазер

Яримўтказгичли инжекцион лазернинг ишлаш тамойили турли ўтказувчанликга эга бўлган яримўтказгичларнинг ўтиш соҳасидаги p - n ўтиш ёки n - p ўтиш ҳодисасига асосланган. Яримўтказгичда p - n ўтиш ҳодисасини кўриш учун мисол тариқасида тўрт валентли бир хил моддали соф яримўтказгич олинади, уни икки қисмга ажратиб, уларга мос равишда уч ва беш валентли соф яримўтказгич моддалар киритилиб, турли хилдаги, яъни (p ва n) ўтказувчанлик ҳосил қилинади. Шу қисмлар орасида шартли ўта юпқа қатлам бор деб, бу қатламни икки хилдаги ўтказувчанликга эга ўтказгичларнинг бири билан туташган соҳаси, яъни контакт соҳаси деб қараш мумкин. Ушбу контакт соҳасидаги p - n ўтиш ҳодисасини кўрайлик (26-расм). Масаланинг моҳиятини тушуниш осон бўлиши учун p ва n ўтказувчанликга эга бўлган яримўтказгичларда асосий ток ташувчиларнинг миқдорлари ўзаро тенг деб олиш мумкин (26-расм).

Контакт ҳосил қилинган бошланғич пайтда p -соҳасидаги коваклар концентрацияси n -соҳадаги коваклар концентрациясидан n -соҳадаги электронлар концентрацияси эса p -соҳадаги электронлар концентрациясидан катта бўлади (26-расм). Бунинг натижасида p - n ўтиш контакт соҳасида электронлар ва ковакларнинг диффузияси вужудга келади. p соҳадан n соҳага ковакларнинг, n соҳадан p соҳага электронларнинг силжиши натижасида улар контакт соҳасида учрашиб рекомбинациялашади. Контакт соҳасининг чегараларида мос ҳолда асосий бўлмаган ток ташувчилар, яъни мос равишда мусбат ва манфий ионлар юзага чиқади ва ўртада зарядлар камайган соҳа вужудга келади. Бу соҳанинг вужудга келиши ва асосий бўлмаган ток ташувчи мусбат ва манфий ионларнинг юзага чиқиши, шу соҳада икки қопламалари мусбат ва манфий зарядланган конденсатор каби

икки қатлам вужудга келади. Бу қатламда потенциаллар айирмаси φ_k ва майдон кучланганлиги E_k бўлган электр майдон пайдо бўлади (26-расм). Бу электр майдоннинг йўналиши шундайки, у асосий ток ташувчиларнинг ҳаракатига тўсқинлик қилиб, асосий бўлмаган зарядларни ҳаракатлантириб кўчиради. Бу зарядларнинг кўчиш натижасидаги ток силжиш токи дейилади.

Асосий ток ташувчиларнинг диффузияси натижасидаги ток, асосий бўлмаган ток ташувчиларнинг силжиш токига тенг бўлганда

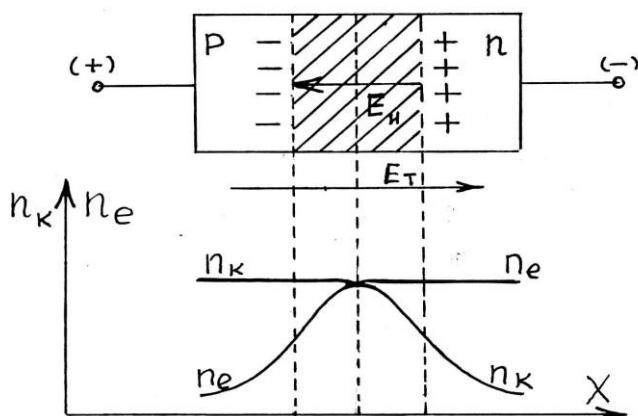


26-расм. Яримўтказгичли р-п ўтишдаги жараёнларни тушинтириш учун зарур бўлган чизмалар. (n_k -коваклар, n_e -электронлар концентрацияси).

контакт соҳасида динамик мувозанат вужудга келади. Бу ҳолда зарядларга камбағаллашган соҳа, яримўтказгичнинг электрон ва ковак ўтказувчанликга эга бўлган қисмларини бир-биридан ажратиб туради. Бундай соҳани тўсиқ қатлам деб, пайдо бўлган потенциаллар айирмасини эса, потенциал тўсиқ деб аталади.

Шу р-п ўтиш соҳасига ташқи электр манбаи уланган ҳолни кўрайлик (27-расм). Ташқи электр манбанинг манфий қутбини р-п ўтишнинг р қисмига, электр манбанинг мусбат қутбини эса п қисмига улайлик. Бу ҳолда р-п ўтишдаги потенциал тўсиқнинг миқдори ортади ва асосий ток ташувчиларнинг ўтиши янада ёмонлашиб, диффузион токнинг миқдори нолга тенг бўлади.

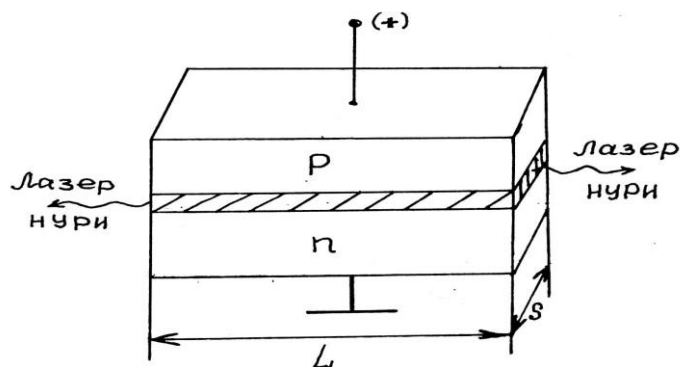
Энди электр манбанинг мусбат кутбини р-п ўтишнинг р қисмига, манфий кутбини эса п қисмига улайлик (27-расм). Бу ҳолда электр манбаининг р-п ўтишда ҳосил қилган электр майдон кучланганлиги р-п ўтишнинг хусусий электр майдон кучланганлигига тескари бўлади ва йиғинди электр майдон миқдори камаяди. Бунинг натижасида асосий ток ташувчиларни р-п соҳадан ўтиш миқдори ортади. Бу ҳолда уланиш тўғри уланиш дейилади ва ташқи электр майдон таъсирида р-соҳадан п-соҳага коваклар, п-соҳадан р-соҳага электронлар киритилади (инжекцияланади).



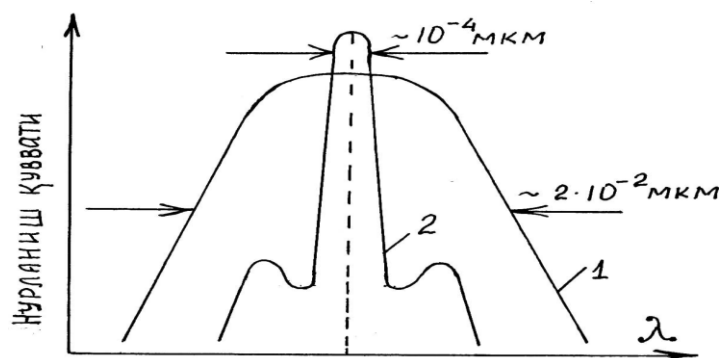
27-расм. Яримўтказгичли р-п ўтишга ташқи электр майдон қўйилгандаги жараёнларни тушинтирувчи чизма. (n_k -коваклар, n_e -электронлар концентрацияси).

Ушбу ҳолда донорли ва акцепторли аралашмаларнинг концентрацияси 10^{18} - 10^{19} см^{-3} бўлган яримўтказгичлардаги электронларни ва ковакларни ташқи электр майдон таъсирида р-п ўтиш соҳасига киритилиб, инверс бандлик (р-соҳадаги ўтишда термодинамик мувозанат ҳолатига нисбатан электронларнинг, п-соҳадаги ўтишда термодинамик мувозанат ҳолатига нисбатан ковакларнинг кўпроқ бўлишига эришилади) ҳамда уларнинг шу соҳада учрашиб рекомбинацияси натижасида эса мажбурий нурланиш олинади. Яримўтказгичнинг р-п ўтиш текислигига кўндаланг бўлган икки томонларнинг сиртлари яхшилаб силлиқланади (28-расм). Бу сиртлар яримўтказгичли лазер оптик резонаторининг кўзгулари вазифасини бажаради.

29-расмда яримўтказгичли р-п ўтишда ишловчи инжекцияли лазернинг спектрал характеристикаси келтирилган.



28-расм. Яримўтказгичли р–n ўтишда ишловчи инжекцияли лазернинг конструкцияси кўрсатилган.



29-расм. Яримўтказгичли р–n ўтишда ишловчи инжекцияли лазернинг спектрал характеристикаси.

Шундай қилиб, р-п ўтишли яримўтказгич лазерда кутбланиш даражаси 70-80% бўлган монохроматик нурланиш олиш мумкин. Унинг қуввати 1 милливатт, тўлқин узунлиги 0,64 мкм атрофида бўлиши кўрсатилган. 1-спонтан нурланиш ҳолати. 2-мажбурий нурланиш ҳолатида.

2.5.Оптик дамлаш билан ишловчи

қаттиқ жисм лазерлари

§2.5.1. Қаттиқ жисмли лазерларининг умумий тавсифлари

Одатда қаттиқ жисмли лазерларга жуда кўп турдаги оптик квант генераторлар киради. Уларнинг ишчи жисмларида инверс тўлдирилганлик оптик дамлаш йўли билан ҳосил қилинади.

Бундай лазерлар фаол муҳитининг асосини қаттиқ жисмга киритилган аралашманинг ионлари ташкил этади. Одатда аралашма ионлари сифатида ўткинчи металллар (марганец, хром, никель ва кобальт) ёки нодир ер элементларининг ионлари ишлатилади. Ушбу моддаларнинг атомлари ташқи қобиклари тўла бўлишига қарамай ички электрон қобиклари тўлмаган бўлади. Ташқи қобикдаги электронлар, кристалл панжарадаги кўшни ионларнинг электр майдонларини қисман экранилади ва бунинг натижасида ишчи фаол ион томонидан чиқазилаётган ва ютилаётган нурланишларнинг спектрал чизиқлар эини катта кенгайишига олиб келади. Ўз навбатида бу ҳол инверс тўлдирилганлик олишни осонлаштиради ва кучайтириш коэффициентининг ортишига олиб келади.

Ҳозирги пайтда инверс тўлдирилганлик кўплаб моддаларнинг ионларида олинган (масалан Cr^{3+} , Nd^{3+} , Sm^{3+} , Ni^{3+} , Fr^{3+} , ва бошқалар). Аммо, саноат миқёсида ушбу лазерлар асосан Cr^{3+} ва Nd^{3+} ионли моддаларда ишлаб чиқилган.

Қаттиқ жисмли фаол муҳитлар асоси сифатида корунд (Al_2O_3) иттирий алюминий гранат ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$), шиша каби кристалл ёки аморф диэлектрик моддалар ишлатилади. Бундай қаттиқ жисмли асосда фаол муҳитни ҳосил қилишда, асосга киритилаётган аралашманинг концентрацияси кичик бўлиб, асосга нисбатан миқдори (0,05÷0,5)% ораликда ётади.

Аралашма миқдорининг бундай қийматлардан кам бўлиши кучайтириш коэффициентини пасайишига олиб келади, кўпи эса фаол зарраларнинг ўзаро таъсирлашувини орттириб юборади. Ишчи фаол элемент жуда кўп талабларга жавоб бериши зарур. У оптик жиҳатдан бир жинсли, механик жиҳатдан мустаҳкам, иссиқлик ўтказувчанлиги катта, иссиқлик таъсирига чидамли, нурланиш тўлқин узунликлари соҳасида шаффоф ва механик қайта ишлашлар натижасида катта ўлчамли фаол элементлар олиш имкониятини бера оладиган бўлиши керак.

Бу барча талабларга тўла жавоб берадиган моддалар кам. Ушбу фаол муҳит олиш имконини берувчи моддаларнинг тавсифлари 2-жадвалда келтирилган.

Қаттиқ жисмли лазер қурилмасининг принципиал чизмаси 30-расмда келтирилган. Бу қурилма 1-фаол элементдан, 2-резонатордан, 3-оптик дамлаш манбаидан (ксенон ёки криптон газидан билан тўлдирилган разряд лампа), 4-ёруғликни қайтаргич кўзгулардан ва 5-оптик дамлаш лампасининг электр таъминот манбаидан иборат. Қаттиқ жисмли лазерлардаги юқори лазер сатҳи зарралар билан тўлдирилиши, бу сатҳдан юқорида турган бир нечта сатҳлардаги зарраларни нурланишсиз тушиши орқали амалга оширилади. Оптик дамлаш лампасининг нурланиши фаол элементнинг асосий сатҳида жойлашган зарраларини энг юқори сатҳларига чиқаради. Бу сатҳга чиқарилган зарраларнинг яшаш вақтлари кичик бўлгани учун улар юқори ишчи лазер сатҳига тушиб, бу сатҳда тўпланадилар ва қуйи ишчи лазер сатҳига нисбатан инверс ҳолатини ҳосил қилади. Ёруғликни қайтаргич кўзгулари оптик дамлаш лампасининг эффективлигини ошириш учун хизмат қилади. Лазер қурилмасининг ишлашида электр энергиясининг когерент лазер нурланиш энергиясига айланишдаги энергия йўқотишларининг турлари 31-расмда келтирилган. 2-жадвалдан кўриниб турибдики электр таъминот манбаидан олинаётган энергиянинг кўп қисми ёруғлик лампасининг разряд занжирида, разрядда қайтарувчи кўзгуларда, фаол элементнинг ютилиш спектрига мос келмаган нурланиш спектрининг энергияси, асосий ва юқори энергетик сатҳларга нурланишсиз ўтишларда, зарраларнинг пастки лазер сатҳидан асосий сатҳига ўтишида (агар пастки сатҳ асосий сатҳ билан мос тушмаса), ҳамда оптик резонатор ичида йўқотилади.

Кўпчилик қаттиқ жисмли лазерлар давомийлиги 1 мс дан кичик бўлган импульсли режимда ишлайди ва махсус чоралар кўрилмаса, ўзига хос қатор импульслар нурловчи режимда ишлайди. Бу импульсларнинг давомийлиги 1мкс атрофида бўлиб, импульслар оралиғи 10мкс оралиғида ётади. Ушбу характердаги нурланиш режимининг асосида турли сабаблар бўлиши мумкин.

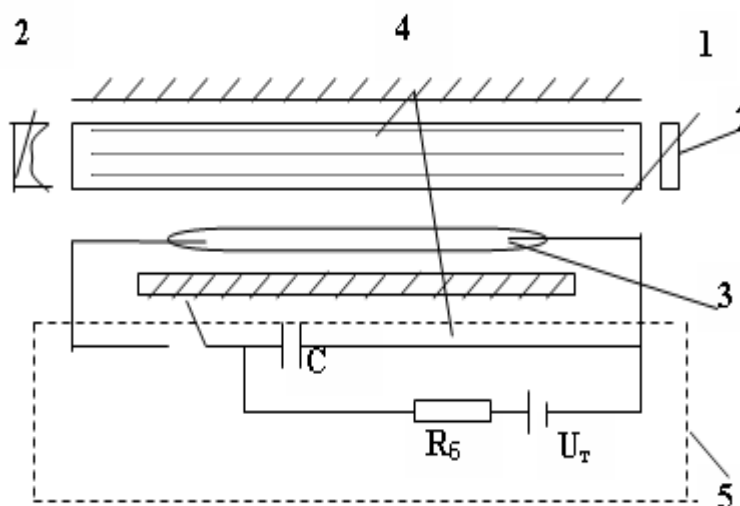
Шулардан баъзиларини кўриб чиқайлик. Оптик дамлаш ва генерация жараёнида фаол элементда жуда катта иссиқлик ажралиб чиқиши мумкин ва бунинг натижасида фаол элемент моддасининг зичлигини ва синдириш кўрсаткичини узлуксиз ўзгаришига олиб келади.

2-Жадвал.

Ишчи жисм	Ёкут	Неодимли шиша	Иттирий - алюмини й гранат
Иссиқлик ўтказувчан- лиги (Ж/см·с·К)	0,3	10^{-2}	0,1
Максимал ўлчамлари (диаметри ва узунлиги), см	0,5....1,0 20.....50	5x20...50	0,5 x 10
Оптик дамлаш энер- гиясининг қуйи чега- раси, Ж/ см ³	50	0,5	0,5
Иш ҳолатлари	Импульсл и даврий	Импульсли даврий	Узлуксиз ва ипульсли даврий
Эркин генерация ҳо- латидаги импульснинг давомийлиги, мс	1	0,1..1	0,5..10
Нурланиш энергияси, Ж			
а)эркин генерация ҳолатида, Ж.			
б)асллиги модуляция қилинганда, Ж	1....10 ²	10 ³	1....10
Узлуксиз иш ҳолатида, Вт	0,1....1	10 ²	0,1....1
	-	-	300

Бу ўзгаришлар фаол муҳит билан биргаликда резанаторнинг оптик узунлигини ўзгаришига олиб келади ва бунинг оқибатида бўйлама мода сакраб ўзгаради. Бўйлама моданинг сакраб ўзгаришига

яна фаол муҳитдаги ионларнинг флуоренция чизиғини ҳолатининг ва кенглигининг ўзгаришлари ҳам олиб келади. Мисол учун хона температураси 1^0K га ўзгарса ёкут кристалининг нурланишини ютиш чизиғининг ҳолати $5 \cdot 10^{-6}$ мкм га силжийди. Ёкут кристаллида генерация олиш жараёнида ушбу ҳолат резонатор бўйлама модасининг номерини бирга ўзгариши 1мкс ичида рўй беради. Оптик резонатор ичида электромагнит тўлқиннинг тарқалишида релаксация тебранма ҳолатнинг пайдо бўлишига сабаб, инверс тўлдирилганликнинг ҳосил бўлиши ва йўқотилишининг инерциясидир. Лазерда инерциянинг турғун ҳолати бирданига пайдо бўлмайди. Бунинг учун фаол муҳитнинг кучайтириш коэффициенти K_0 чегаравий $K_0 = K_{\text{ч}}$ -кучайтириш коэффициенти тенглашиб, ундан орта бошлагандан сўнг, резонатор ичидаги электромагнит тўлқиннинг амплитудаси кескин ортади ва бу ҳол маълум бир вақт давом этади. Шу вақт ичида лазердан чиқаётган нурланиш интенсивлиги ўзининг максимал қийматига эришади.



30-расм. Оптик дамланувчи қаттиқ жисмли лазерининг тузилиши.

Шу жараёндан сўнг $K_0 = K_{\text{ч}}$ бўлади ва шунга қарамай юқори лазер сатҳидан қуйи лазер сатҳига зарраларнинг мажбурий ўтишлари натижасида генерация давом этади.

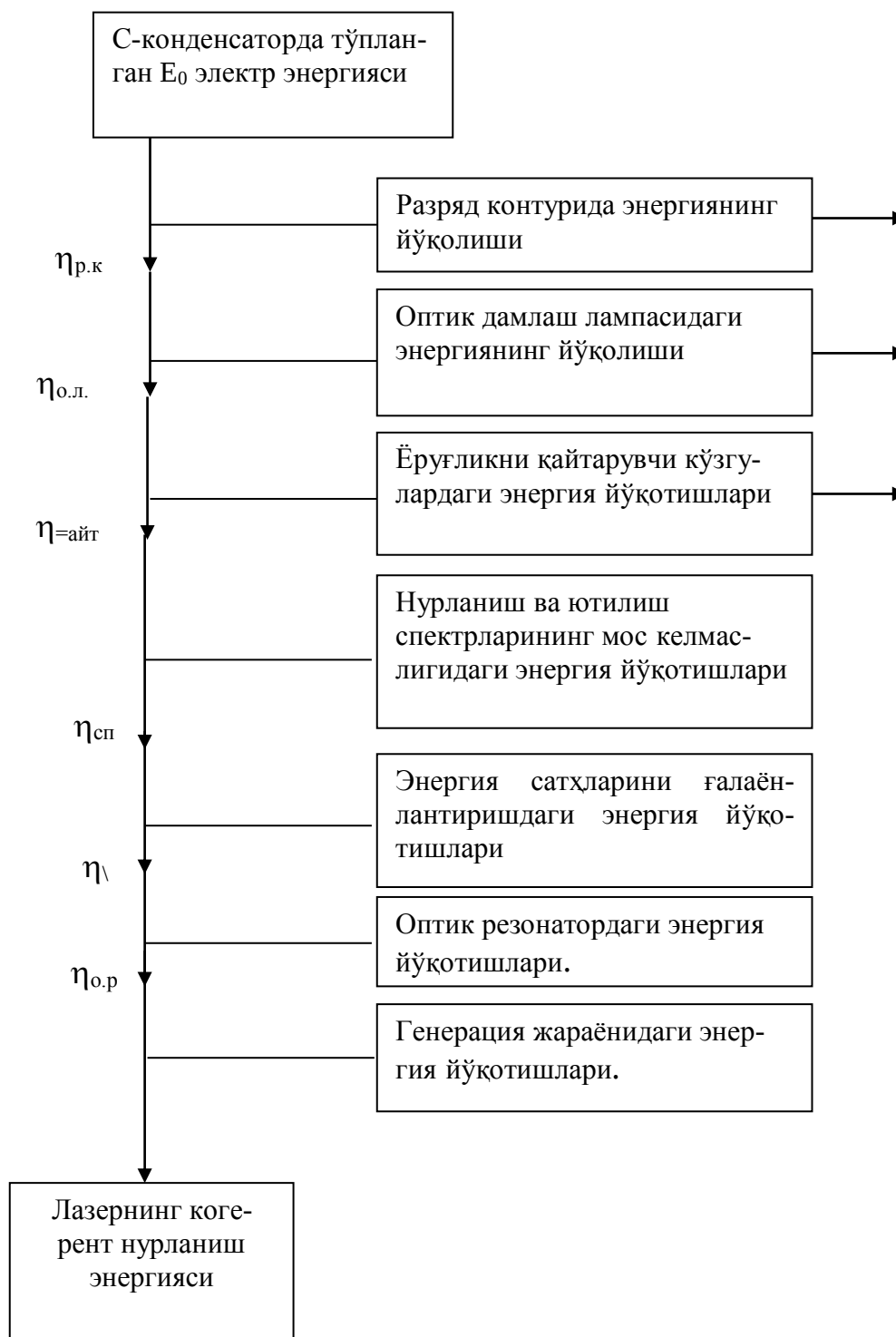
Бу ҳолат $K_0 < K_{\text{ч}}$ шарт бажарилгунча давом этади. Лазер нурланишнинг интенсивлиги нолга тенглашади. Сўнгга юқорида айтган жараёнлар яна даврий равишда такрорланади.

Импульсли нурланишнинг қувватини ошириш ва унинг вақтини қисқартириш учун қаттиқ жисмли лазерда оптик резонатор асллигини модуляция қилиш усули қўлланилади. Бу ҳолни вужудга келтириш

учун оптик резонатор ичига ёруғлик нури таъсирида тиниклашувчи оптик фильтр жойлаштирилади. Ғалаёнлантирилган зарраларнинг юқори энергетик сатҳдан релаксация вақтига тенг вақт ичида фаол элементини оптик дамлаш ($10^{-4} \div 10^{-3}$ секунд) амалга оширилади.

Оптик дамлаш жараёнининг охирида, яъни резонатор ичидаги нурланишнинг интенсивлиги маълум бир қийматга етишганда оптик фильтр қисқа вақт ичида тиниклашади ва бу вақт ичида барча ғалаёнлантирилган зарралар юқори сатҳдан қўйи сатҳга мажбурий нурланиш бериб ўтади ҳамда шу вақт ичида якка импульсли нурланиш генерацияланади. Бу вақт ичида барча ғалаёнлантирилган зарралар юқори сатҳдан қўйи сатҳга мажбурий нурланиш бериб ўтади.

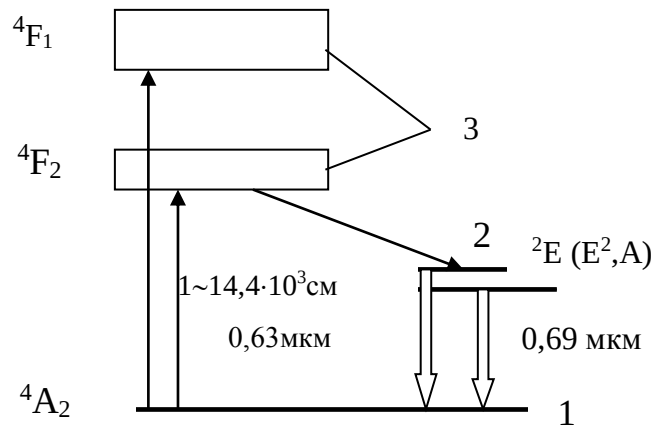
Энди халқ хўжалигида энг кўп ишлатиладиган қаттиқ жисмли лазерларнинг тавсифларини кўрайлик.



31-расм. Лазер қурилмасининг ишлашида электр энергиясининг когерент лазер нурланиш энергиясига айланишдаги энергия йўқотишларининг турлари

§2.6. Ёқут лазери

Ёқут лазери 1960 йили америкалик олим Т. Мейман тамонидан яратилган ва у дунёдаги биринчи оптик квант генератор эди. Бу лазернинг пайдо бўлиши билан лазерли техниканинг яратилиши бошланди.



32-расм. Ёқут лазерида генерация ҳосил бўлишининг соддалаштирилган чизмаси

Ушбу лазерда ишчи жисм сифатида сунъий (синтетик) ёқут, яъни Al_2O_3 алюминий оксиднинг кристали олинган. Бу моддадаги алюминийнинг бир қисми хром моддаси билан алмаштирилган. Ишчи жисм бўлган Al_2O_3 нинг ичида Cr_2O_3 нинг масса бўйича миқдори тахминан 0,05% ни ташкил этади. Фаол ионларнинг концентрацияси 10^{18} см^{-3} ни ташкил этади. Ёқут кристаллининг панжарасида жойлашган ва уч карра ионлашган хром атоми ташқи қобиғида уч электрон жойлашган. Кристалл панжаранинг ҳосил бўлишида хром атоми 4s қобикдан бир электронни йўқотади.

Ёқут кристаллининг баъзи бир иссиқлик хусусиятларининг параметрларини 2-жадвалдан аниқланса бўлади. Ёқут кристали ёруғлик спектрининг яшил ва зангори соҳаларида нурланишни яхши ютиб, қизил ранг соҳасида ($\lambda=0,6943 \text{ мкм}$) нурланиш беради. Бу нурланиш чизиғининг эни 0,4 нм ни ташкил этади.

Ушбу лазернинг ишлаш тамойилини тушунтириш учун керак бўладиган Cr^{3+} ионининг энергетик диаграммаси 32-расмда келтирилган.

Оптик дамлаш лампасининг нурланиши таъсирида хром иониининг асосий "А" сатҳидаги электронлар юқори " 4F_1 " ёки " 4F_2 " сатҳларга чиқарилади. Бу сатҳдан электронлар нурланишсиз қисқа

вақт (10^{-8} с) ичида 2E метастабил сатҳлардан бирига ўтади. Бу сатҳда электроннинг яшаш вақти 3 мс атрофида. Ушбу ёқут лазер уч энергетик сатҳли системада 1 ва 2 сатҳлар орасида инверс бандлик ҳосил қилиниб, когерент нурланиш генерацияси олинади. Асосий сатҳ қуйи лазер сатҳи бўлгани учун барча фаол зарраларнинг ярмидан кўпини ғалаёнлантириш зарур. (Асосий сатҳдаги барча электронларнинг ярмидан кўпроғи юқори (4F_1 ва 4F_2) лазер сатҳларига чиқарилиши зарур.) Ёқут лазерининг ушбу камчиллиги 5,1-жадвалдан ҳам кўриниб турибди. Ёқут учун чегаравий оптик дамлаш энергияси ~ 100 дан 1000 Ж атрофида бўлади, яъни 1 см^3 ҳажмига 50 Ж энергия тўғри келади.

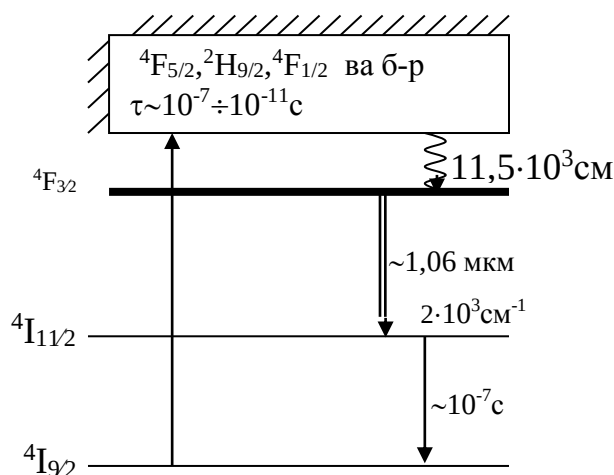
Ёқутда мажбурий ўтишнинг кесими $\sigma = 3 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ ни ташкил этади. Агар хром ионларининг концентрацияси $N_0 \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ бўлса, ёқутли фаол элементнинг кучайтириш коэффициенти $K_0 = \sigma_0 \cdot N_2 \approx 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ ни ташкил этади.

Лазерларда фаол элемент сифатида ишлатиладиган ёқут кристалларнинг ўлчамлари қуйидагича: диаметри $5 \div 10$ мм, узунлиги $10 \div 15$ см ва бундай кичик қийматлар бўлишига сабаб, бир жинсли сунъий ёқут кристаллини тайёрлашнинг технологик жиҳатдан қийинлигидир, ҳамда оптик дамлашнинг бир жинсли эмаслигидир. Бундай ўлчамли ёқут кристаллида нурланишнинг дифракцион ёйилишлари кичик қийматларга ($\lambda/bd \sim 10^{-4}$ рад) эга. Реал шароитда генерация жараёни кўп модали бўлгани учун нурланишнинг ёйилиш бурчаги $10^{-3} \div 10^{-2}$ радианни ташкил этади. Ёқут кристаллининг кичик ўлчамлари, бу лазернинг энергетик имкониятларини чеклайди. Реал шароитларда, оптик резанаторнинг асиллигини модуляция қилинган ҳолда, якка лазер импульсининг энергияси 1 Жоуль атрофида бўлиб, нурланиш вақти 10 нс ни ташкил этади. Эркин генерация ҳолатида эса 100 Жоульгача нурланиш энергиясини олиш мумкин.

Ёқут лазерига бағишланган баённинг охирида ушбу лазернинг мусбат ва манфий сифатларини санаб ўтайлик. Мусбат сифатларига когерент нурланиш кўзга кўринадиган соҳада ва лазер импульсларининг тез такрорланишининг мумкинлигидир. Камчиликларига эса катта дамлаш энергияси зарурлиги, ФИК-нинг кичиклиги, умумий нурланиш энергиясининг кичик (10 Ж) бўлганлиги, узлуксиз генерация олиб бўлмаслиги ҳамда фаол кристалларнинг ўлчами катта бўлмаслигидир.

§2.7. Шиша асосли неодим лазерлар

Олим Е. Снитцер тамонидан 1961 йили оптик дамлашли асосидаги қаттиқ жисм лазерининг фаол элементи ҳосил қилиш



33-расм. Неодим ионини энергетик сатхларининг соддалаштирилган чизмаси.

учун шиша асосга неодим ионларини киритишни таклиф қилган эди. Неодим ионининг асосий лазерли энергетик сатхларининг диаграммаси 33-расмда келтирилган. Ёқут лазеридан фарқли равишда неодим лазерни тўрт сатхли схема асосида ишлайди.

Дамлаш лампасининг нурланиши спектрининг 0,35-0,9 мкм ли қисми неодимли шиша тамонидан ютилади ва бу жараёнда неодим ионининг қуйи асоси $I_{a/2}$ сатҳда ётган электронлар юқори ($4F_{5/2}, 2H_{9/2}, 4F_{1/2}$ ва бошқа) сатҳларга чиқазилади. Электронлар бу сатҳларда жуда қисқа вақт ($\tau \sim 10^{-7} \div 10^{-11} \text{ c}$) бўлиб, нурланишсиз йўл билан метастабиль $4F_{3/2}$ сатҳга тушиб тўпланадилар. Бу сатҳда электронларнинг яшаш вақтлари $10^{-3} \div 10^{-4} \text{ c}$ атрофида бўлиб, шиша турига ва неодим ионлари концентрациясига боғлиқ. Электронларнинг $4F_{3/2}$ юқори лазер сатҳидан қуйи $4I_{11/2}$ лазер сатҳига мажбурий ўтишида $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ тўлқин узунлигида когерент нурланиш беради. Бу нурланиш чизиғининг эни $20 \div 40 \text{ нм}$ атрофида ётади. Пастки $4I_{11/2}$ лазер сатҳи, асосий $4I_{9/2}$ сатҳдан атиги $2,2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ баландликда жойлашган бўлиб, бу сатҳда электронларнинг яшаш вақти $10^{-7} \div 10^{-8} \text{ c}$ ни ташкил этади. Бу сатҳдан электронлар ўз энергияларини кристалл панжарага бериб, нурланишсиз асосий $4I_{9/2}$ сатҳга ўтадилар. Шунинг учун бу икки лазер сатҳлари орасида

осонгина инверс бандлик ҳолати олинади ва бунинг учун кичик дамлаш энергияси ($1\text{Ж}/\text{см}^3$) сарф бўлади. Шундай қилиб, тўрт сатҳли система, ёқут лазердаги кўп камчилликларини йўқотиш имконини беради.

Шишага киритилган неодим ионининг ички ишчи сатҳларидаги электронларни ташқи электронлар томонидан экранировка қилиниши натижасида ёқут лазердагига нисбатан ши-шага киритилаётган неодим ионларини концентрациясини 10^{21}см^{-3} гача етказиш мумкин (оптимал концентрация $2,5\cdot 10^{20}\text{см}^{-3}$) ва шишага киритилган неодим учун мажбурий ўтишларнинг кесими $\sim 5\cdot 10^{-20}\text{см}^2$ ни ташкил этгани учун, фаол зарраларнинг атиги 5...10% юқори ишчи сатҳга чиқарилиши билан 1см^{-1} ли кучайтириш даражасига эга бўлиши мумкин. Шиша асосли неодимнинг муҳим хусусиятларидан бири шуки, унинг асосида катта ўлчамга эга ва изотроп фаол элементларни ясаш мумкин.

Ҳозирги пайтда лазерли техникада, кўндаланг кесими 5...10 см ва узунлиги 2м гача ётадиган фаол элементлар ишлатилмоқда. Катта ўлчамли фаол элементлар импульсли режимда катта энергиялар олиш имконини беради. Ҳозирги пайтда неодимли шиша лазерларда эркин генерация режимида 1кЖ гача энергия олинган. Неодимли шиша лазерларининг конструкцияси ёқут лазер конструкциясидан кам фарқ қилади. Фақат фаол элементларнинг ўлчамлари катта бўлганлиги учун уларни оптик дамлаш учун бир нечта ёруғлик лампалари ишлатилади. Бундай лазер-лардан чиқаётган когерент нурланишнинг ёйилиш бурчаги катта (~ 10 мрад) бўлади. Бунга сабаб лазер генерациясининг кўп модаларда рўй беришидир. Ёйилиш бурчагини камайтириш ва катта энергияли нурланиш учун одатда лазер-кучайтиргич системасидан фойдаланилади. Бунинг учун аввал кам қувватли лазерда параметрлари яхшиланган сифатли когерент нурланиш олинади, сўнгра сифатли нурланишни бир нечта кучайтиргичлардан ўтказилади. Шундай “лазер-кучайтиргич” системаларда импульс давомийлиги 10^{-9} с ва энергияси $10^4\ldots 10^5$ Ж, яъни қуввати $10^{13}\ldots 10^{14}$ Вт бўлган когерент нурланиш олинади. Бундай энергияли нурланишлар термоядро реакция ҳосил қилиш қурилмаларида ишлатилади.

§2.8. Иттирий-алюминий гранатли (ИАГ) лазерлар

Шиша асосли неодим лазернинг асосий камчилликларидан бири бу-унинг фаол элементининг иссиқлик ўтказувчанлигининг ёмонлигидир. Шунинг учун лазер нурланишининг такрорланиш частотаси кичик, ўрта ҳисобда 1 минутда 1 импульсли нурланиш беради. Ушбу камчилликдан ҳоли бўлган қаттиқ жисмли лазерлардан бири бу иттирий-алюминий гранатга фаол зарра сифатида неодимли ионлари киритилган лазерлардир ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$). Ушбу лазерлар кўпинча ИАГ-лазерлар деб аталади. В Гейсиц деган олим тамонидан таклиф этилган.

Иттирий-алюминий гранат асосга жойлашган неодим иони тўлқин узунликлари 500 дан 900 нм оралиқда ётувчи жуда кўплаб нурланишни ютувчи йўлкаларга эга, яъни 33-расмда келтирилган неодим ионининг энергетик сатҳларининг соддалаштирилган чизмасида кўрситилгандек энг юқори кенгайтирилган сатҳларга эга. Лекин юқори ишчи лазер сатҳига ўтишида спектрининг эни жуда кичик (~ 1 нм) бўлган лазер нурланишини беради. Юқори ишчи лазер сатҳида электроннинг яшаш вақти $\sim 200 \div 300$ мкс бўлиб, мажбурий ўтишларнинг кесими $\sim 3 \cdot 10^{-19}$ см² атрофида ётади. Фаол элементдаги неодим ионларининг концентрацияси катта $\geq 10^{20}$ см⁻³) бўлгани учун фаол ионларнинг кам қисмини ($\sim 3 \div 5\%$) ғалаёнлантириш билан кучайтириш коэффициентини катта олиш мумкин. Шу хусусиятлари учун бундай лазер кичик дамлаш қувватида ишлай олади. ИАГ элементи қаттиқ изотроп кристалл бўлгани учун ундан диаметри 1 см гача, узунлиги 10 см гача бўлган шаффоф оптик фаол элементлар тайёрлаш мумкин. Асосий хусусияти унинг иссиқликни яхши ўтказувчанлиги ва ҳароратнинг катта фарқларда ўзгаришни кўтара олишидир. Шу иссиқлик хусусиятлари, катта кучайтириш коэффициентига эгалиги ва кичик оптик дамлаш қувватларида ишлай олиши туфайли бундай лазерда нафақат импульсли ва даврий импульси ҳамда узлуксиз генерация олиш мумкин.

Бундай лазернинг фаол элементининг ҳажми чекли бўлгани учун ноимпульсли ҳолатдаги нурланишнинг энергияси максимал 10 Жоульдан ошмайди. Шунинг учун бу лазер кўпинча даврий импульсли ёки узлуксиз ҳолатда ишлатилади. Даврий импульсли ҳолатда лазер нисбатан узун (0,5...10 мс) импульсли ва такрорланиш частотаси 100 Гц гача, узлуксиз ҳолатда қисқа (< 10 мкс) импульси ва

такрорланиш частотаси 100кГц бўлган нурланишни оптик резонаторнинг асиллиги модуляция қилиш орқали олинади.

Узлуксиз ҳолатдаги нурланишнинг қуввати 1кВт гача ётиши мумкин. Ушбу лазернинг умумий ФИК катта бўлиб, криптон ёруғлик лампалари билан узлуксиз режимда дамланганда 2÷3% ни ташкил этади. Нурланишнинг кўп модалли ҳолатдаги ёйилиш бурчаги 5 мрад, бир модалли ҳолатда 1 мрад. ни ташкил этади. Ушбу лазерлар технологик қурилмаларда ишлатилади.

3-жадвал

Энг кўп ишлатиладиган газли лазерларнинг асосий параметрлари

Лазер тури	Модда тури	Тўлқин узунлиги, мкм	Нурланиш режими	Нурланиш қуввати, мВт
ГН-1	He-Ne	0,6328	узликсиз	1,0
ГН-3	He-Ne	0,6328	узликсиз	3,0
ГН-5	He-Ne	0,6328	узликсиз	5,0
ГН-10М	He-Ne	0,6328	узликсиз	10,0
ГН-15	He-Ne	0,6328	узликсиз	15,0
ГН-25	He-Ne	0,6328	узликсиз	25,0
ГН-40	He-Ne	0,6328	узликсиз	40,0
ГН-50	He-Ne	0,6328	узликсиз	50,0
ГН-80	He-Ne	0,6328	узликсиз	80,0
ГКЛ-5У	He-Cd	0,32	узликсиз	6,0
ГКЛ-10У	He-Cd	0,32	узликсиз	12,0
ГКЛ-25В	He-Cd	0,44	узликсиз	55,0
ГКЛ-50В	He-Cd	0,44	узликсиз	70,0
ГКЛ-60В	He-Cd	0,44	узликсиз	90,0
ГКЛ-70В	He-Cd	0,44	узликсиз	95,0
ГКЛ-75ВМ	He-Cd	0,44	узликсиз	100,0
ГКЛ-100В	He-Cd	0,44	узликсиз	120,0
ГКЛ-100В(1)	He-Cd	0,44	узликсиз	180,0
ЛГ-106М5	Ar	0,4579-0,5145	узликсиз	5000,0
ЛГН-512	Ar	0,4579	узликсиз	5000,0
ЛГ-513	Ar	0,3511	узликсиз	250,0
ЛГН-514	Ar	0,4880	узликсиз	25,0
Д-20	Kr	0,4880	узликсиз	4000,0
Д-5К	Kr	0,6764	узликсиз	1000,0
LCD-1A	CO ₂	10,6	узликсиз	1500,0
LCD-10A	CO ₂	10,6	узликсиз	10000,0
LCD-15A	CO ₂	10,6	узликсиз	15000,0
LCD-25W	CO ₂	10,6	узликсиз	30000,0
LCD-50W	CO ₂	10,6	узликсиз	50000,0

ФАН БЎЙИЧА САВОЛЛАР ТЎПЛАМИ

- 1°. "Лазер" (LASER) – сўзинг физик маъноси нима?
- 2°. Ёруғликни кучайтириш деб нимага айтилади?
- 3°. Электромагнит майдон тўлқинининг асосий катталикларини айтинг.
- 4°. Инверс бандлик ҳосил қилиш учун камида нечта энергетик сатҳли тизим бўлиши керак?
- 5°. Ишчи моддани дамлаш деганда қандай жараён тушунилади?
- 6°. Квант кучайтиргичнинг частотавий характеристикаси деганда нима тушунилади?
- 7°. Квант кучайтиргичнинг амплитудавий характеристикаси деб нимага айтилади?
- 8°. He-Ne лазерда инверс бандлик олиш учун қандай дамлаш усули қўлланилади?
- 9°. He-Ne лазерда He атомлари қандай вазифани бажаради?
- 10°. Ионли аргон лазерда айланма каналнинг вазифасини тушунтириш.
- 11°. Ионли аргон лазерда разряд найи нима учун сув билан совитилади?
- 12°. Молекуляр азотда дамлашнинг қандай услублари ишла-тилади?
- 13°. CO₂-молекуланинг қандай энергетик сатҳлари бор?
- 14°. Соф ярим ўтказгичли материалда инверс бандлик қандай усулда олинади?
- 15°. Аралашмали ярим ўтказгичлар қандай ўтказувчанликга эга.
- 16°. Ёқут лазерда фаол зарра сифатида қандай модда зарралари қўлланилади?
- 17°. Неодим лазерда фаол зарра сифатида қандай модда зарра-лари қўлланилади?
- 18°. Қаттиқ жисмли лазерларда қандай дамлаш усуллари қўлланилади?
- 19°. Оптик резонаторларнинг қандай турлари бор?
- 20°. Мувозанатли резонатор деганда нима тушунилади?
- 21°. Спонтан нурланиш тушунчасининг тарифини айтинг.
- 22°. Табиий ва тўқнашувлар натижасидаги кенгайиш қандай кенгайиш турига киради.
- 23°. Доплер эффекти асосидаги нурланиш чизиғининг кенгайиш қандай кенгайиш турига киради.

- 24^Ў. Қандай шарт бажарилганда муҳитга инверс бандлик ҳосил бўлган муҳит дейилади?
- 25^Ў. Уч энергетик сатҳли тизимда инверс бандлик олиш услуби қайси моддада қўлланилган?
- 26^Ў. Тўрт энергетик сатҳли тизимда инверс бандлик ҳосил қилишнинг уч энергетик сатҳли тизимда инверс ҳосил қилишнинг қан-дай асосий афзаллиги бор?
- 27^Ў. Қандай спектрал шарт бажарилганда кучайтириш коэффиценти максимумга эришади?
- 28^Ў. He-Ne лазерда разрядларнинг қайси турлари қўлланилади? Уларнинг қисқача тавсифларини беринг.
- 29^Ў. Ионли аргон лазерда когерент нурланиш олишида қандай зарраларнинг энергетик сатҳлари орасида инверс бандлик олинади?
- 30^Ў. Ионли аргон лазерда разряд найидаги доимий токли разрядга нима учун доимий бўйлама магнит майдон билан таъсир этилади?
- 31^Ў. Молекуляр азотнинг юқори ва қуйи лазер энергетик сатҳларидаги зарраларнинг яшаши қандай вақтларга тенг?
- 32^Ў. CO₂-лазернинг квант фойдали иш коэффиценти қандай ҳисобланади ва у қанча фоизга тенг?
- 33^Ў. CO₂-лазерининг разряд найи ташқи томонидан нима учун сув билан совитилади?
- 34^Ў. Электроразрядли CO₂ лазерда асосий разряд найидан ташқари қўшимча ҳажм ишлатилишининг сабаби нимада?
- 35^Ў. Соф ярим ўтказгич деб қандай моддага айтилади?
- 36^Ў. Соф яримўтказгичли лазерда оптик резонатор қандай кўринишга эга ва нима вазифани бажаради?
- 37^Ў. Қаттиқ жисм лазерларга қандай турдаги лазерлар киради?
- 38^Ў. Оптик резанатор лазерларда қандай вазифаларни бажаради?
- 39^Ў. Оптик резанаторнинг қандай асосий параметрлари бор?
- 40^Ў. Оптик резанаторнинг қандай модалари бор?
- 41^К. Спонтан ўтишлар натижасида юқори энергетик сатҳдаги зарралар N₂₁ сонининг ўзгаришини кўрсатувчи ифодани ёзинг.
- 42^К. Нурланиш чизиғи энининг табиий кенгайиши катталигининг ифодасини ёзинг.
- 43^К. Нурланиш чизиғи энининг тўқнашувлар натижасида кенга-йиши катталигини ифодасини ёзинг.
- 44^К. Нурланиш чизиғи энининг табиий кенгайиши нимага боғлиқ?
- 45^К. Берилган частотада мажбурий нурланиш эҳтимоллигининг ифодасини ёзинг

46^к. Мажбурий нурланиш кесими $\sigma_{21}(\nu_0)$, фотон энергияси $h\nu_0$ Эйнштейн коэффиценти B_{21} , ёруғлик тезлиги ва Лоренц контури кенглиги $\Delta\nu_L$ ораларидаги ифодани ёзинг.

47^к. Тўқнашувлар асосидаги кенгайишда фотоўтиш кесимининг ифодасини ёзинг.

48^к. Фаол муҳитнинг кучайтириш коэффицентини ифодасини ёзинг

49^к. Ташқи электромагнит майдон таъсир кучсиз бўлганда, икки энергетик (ε_2 ва ε_1) сатҳларни зарралар билан тўлдириш тезлиги M ва уларнинг яшаш вақти τ лар билан аниқланадиган кучайтириш коэффицентининг ёзинг.

50^к. Икки сатҳли тизимда дамлаш жараёнининг бошланғич ҳолатларида юқори сатҳдаги зарралар сони N_2 қандай ўзгаради?

51^к. Икки сатҳли тизимда дамлаш тўхтатилгандан сўнг N_2 қандай ўзгаради?

52^к. He-Ne лазеридagi неоннинг энергетик диаграммасини чизинг. Инверс бандлик олиш механизмини тушунтиринг.

53^к. He-Ne лазеридagi оптик резонатор қандай шартларга жавоб бериш керак? Оптик резонатор билан нурланишнинг бўйлама ва кўндаланг модалари қандай бошқарилади?

54^к. He-Ne лазерининг доимий токда ишловчи конструкциясини чизинг. Конструкциядаги ҳар-бир элементнинг вазифасини тушунтиринг.

55^к. Ионли аргон лазерида инверс бандлик олишда қандай элементар электрик жараёнлар қатнашади?

56^к. Ионли аргон лазерининг конструкциясини чизинг. Ҳар-бир элементнинг вазифасини ва генерация жараёнини тушунтиринг.

57^к. Молекуляр азот лазерининг бўйлама разрядли конструкциясини чизинг ва ишлаш тамойилини тушунтиринг.

58^к. Электроразрядли CO_2 лазерида ўрта инфрақизил нурланиш учун инверс бандлик қайси энергетик сатҳлар орасида олинган ва қандай жараён асосида олинган?

59^к. Соф яримўтказгичли лазернинг конструкциясини чизинг ва вазифасини тушунтиринг.

60^к. Яримўтказгичли p-n ўтишли лазер конструкциясини чизинг ва генерация олиш жараёнини тушунтиринг.

Изоҳ:

«О»-осон саволлар.

«Ў»-ўрта қийинликдаги саволлар.

«Қ»-қийин саволлар.

Мундарижа

Сўзбоши	3
1 боб. Лазер физикасининг асослари	4
§1.1 Ёруғликнинг квант тизим томонидан ютилиши ва нурланиши	4
§1.1.1. Электромагнит тўлқин ҳақида қисқача маълумот	4
§1.1.2. Зарраларнинг бир энергетик сатҳдан-иккинчи энергетик сатҳга спонтан ўтишлари	6
§1.1.3. Зарраларнинг бир энергетик сатҳдан-иккинчи энергетик сатҳга нурланишсиз ўтишлари	7
§1.1.4. Зарраларнинг бир энергетик сатҳдан-иккинчи энергетик сатҳга мажбурий ўтишлари	7
§1.1.5. Мувозанатли ҳолат ва Эйнштейн коэффициентларининг ўзаро боғлиқлиги	8
§1.2. Нурланиш чизиғининг кенглиги ва зарраларнинг бир энергетик сатҳдан иккинчи энергетик сатҳга мажбурий ўтиш кесимлар	11
§1.2.1. Нурланиш чизиғининг табиий кенгайиши	11
§1.2.2. Нурланиш чизиғини зарраларнинг ўзаро тўқнашувлари натижасидаги кенгайиши	12
§1.2.3. Нурланиш чизиғининг Доплер эффекти асосида кенгайиши	14
§1.3. Фаол муҳитнинг кучайтириш коэффициенти ва тўйиниш параметри	19
§1.4. Инверс бандлик ҳосил қилиш усуллари	24
§1.5. Квант кучайтиргичлар	29
§1.6. Оптик квант генераторлар. Лазерлар	32
§1.7. Лазерларнинг резонаторлари	35
§1.8. Лазер нурланишининг хусусиятлари	44
§1.8.1. Лазер нурланишининг монохроматиклиги	44
§1.8.2. Лазер нурланишининг когерентлиги	47
§1.8.3. Лазер нурланишининг кутбланганлиги	50

2 боб. Лазерларнинг конструкциялари ва ишлаш таъминоти	53
§2.1. He-Ne лазерлари	53
§2.2. Ионли аргон лазерлари	58
§2.3. CO ₂ -лазерлари	61
§2.4. Яримўтказкичли лазер	67
§2.4.1. Энергетик сатҳлар ва соҳалар	67
§2.4.2. Электронларни энергетик соҳалар бўйича тақсими	67
§2.4.3. Инверс бандлик ва когерент нурланиш ҳосил қилиш	69
§2.4.4. Яримўтказкичли инжекцион лазер	71
§2.5. Оптик дамлаш билан ишловчи қаттиқ жисм лазерлари	75
§2.5.1. Қаттиқ жисмли лазерларнинг умумий таърифлари	75
§2.6. Ёқут лазерлари	81
§2.7. Шиша асосли неодим лазерлари	83
§2.8. Иттрий-алюминий гранатли (ИАГ) лазерлар	85
§2.9. Фан бўйича саволлар тўплами	87
Мундарижа	90
Фойдаланилган адабиётлар рўйхати	92

Фойдаланилган адабиётлар рўйхати:

1. Карлов Н. В. Лекции по квантовой электронике. М.: Наука, 1988.
2. Звельто О. Принципы лазеров. М.: Мир, 1990.
3. Крылов К. И. и др. Основы лазерной техники. Л.: Машиностроение, 1990.
4. Турсунов А. Т., Тухлибоев О. Квант электроникасига кириш. Т.: Ўқитувчи, 1992.
5. Тарасов Л. В. Физические основы квантовой электроники. М.: Советское радио, 1976.
6. Рябов С. Г. и др. Приборы квантовой электроники. М.: Советское радио, 1976.
7. Справочник по лазерам, в двух томах (Под редакцией А. М. Прохорова). М.: Советское радио, 1978.