

**ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ ОЛИЙ ВА ЎРТА
МАХСУС ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ
АНДИЖОН ДАВЛАТ УНИВЕРСИТЕТИ**

**НОСИРОВ МУРОДЖОН
ҚАҲҲОРОВ ЖАМШИДБЕК**

**ЛАЗЕРЛАР, ЛАЗЕРЛАРНИНГ ТУЗИЛИШИ ВА
ИШЛАШ ПРИНЦИПИ, ЛАЗЕРЛИ СПЕКТРОСКОПИЯ**

УСЛУБИЙ – МЕТОДИК ҚЎЛЛАНМА

Андижон - 2018

КИРИШ.

Кейинги йилларда спектроскопик методларнинг деярли барчасида нурланиш манбаи сифатида лазерлардан фойдаланиш ананага айланди. Лазер нурлари монохроматик ва шу билан бир вақтда анча кучли манбалар бўлиши билан бирга уларнинг аппарат функцияси ҳам илмий тадқиқотлар учун энг самарали ва қулай манбалардан бири бўлиб қолмоқда. Шунинг учун ушбу диссертация ишининг мавзуси лазерли спектроскопия методларини ва улар ёрдамида моддаларнинг термодинамик хоссаларини ва тузулишини ўрганиш масалаларини ўрганишга бағишланиши мақсадга мувофиқ деб топилди.

Спектроскопик методларни ўрганиш ва уларни илмий тадқиқотларга қўллаш масалаларини илгари фақат марказий олий таълим муассасаларидагина амалга оширилар эди. Фан ва технологияларнинг бугунги истиқболи эса бундай назарий ва амалий тадқиқотларни бизда ҳам амалга ошириш имконини бермоқда. Аммо бу соҳада малакали мутахассисларнинг йўқлиги ёш битирувчилар ва магистрантларга спектроскопик методларнинг имкониятларини ўргатиш масалаларни ҳал этишда қийинчиликлар туғдириб келарди. Шунинг учун ҳам спектроскопист мутахассисларни тайёрлаш учун шундай мавзуларни ўрганиш ўта долзарб масала ҳисобланади.

I-БОБ. ЛАЗЕРЛАР ВА ЗАМОНАВИЙ КОНСТРУКЦИЯЛАРИ. УЛАРНИНГ ИМКОНияТЛАРИ, ҚўЛЛАНИЛИШ СОХАЛАРИ

1.1.Тарихий маълумотлар. Халқ ҳўжалигининг турли сохаларининг ривожланишида лазер техникасининг ўрни, аҳамияти ва қўлланиш истиқболлари

Ҳозирги кунда лазер асосида ишлайдиган жуда кўп турдаги квант асбоблари, ускуналари ва системалари яратилган. Аммо улардан самарали фойдалана оладиган мутахассислар жуда кам. Иккинчидан турли-туман маиший ва илмий квант қурулмаларини лоихалаштираоладиган мутахассислар ҳам етишмайди. Бу эса квант электроника буюмларини лойихалаштиришда, уларни биладиган мутахассисларни тайёрлашнинг самарали йўлларни ва методларини яратишни талаб қилади.

Квант электроникаси – қаттиқ жисмлар таркибига кирувчи электронлар билан электромагнит нурланишнинг ўзаро таъсирлашуви натижасида содир бўлувчи ҳодисаларни ўрганувчи физиканинг соҳасидир. Бу соҳадаги тадқиқотлардан олинган маълумотлар асосида турли соҳаларда қўлланишга мўлжалланган квант электроника асбоблари яратилмоқда.

Шуни таъкидлаш керакки, нурланиш манбаи сифатида лазерлар асосида қўлланиладиган қурулмалар кенг фойдаланилмоқда. Бундай метод ва қурулмалар моддаларнинг тузулишини, уларда содир бўлаётган жараёнлар механизмларини ва кинетикасини ўрганишда энг самарали методлар бўлиб қолмоқда.Спектроскопик, интерферометрик ва шулар каби кўплаб физика-кимёвий методлар шулар жумласидандир.

Муҳит ҳусусиятларини анча батафсил ўрганиш борасидаги замонавий талабларга оптик усулларга асосланган барча спектроскопик методлар деярли тўла жавоб беради. Лазер нурланишининг монохроматиклиги, фаза, амплитуда, қутубланиши ва тарқалиш коэффициентининг кичиклиги, аппарат функциясининг тор соҳада бўлиши, катта қувватга эгалиги каби ҳусусиятлари улардан фойдаланишнинг соҳаларини кенгайтиради ва катта имкониятларни яратиб бермоқда. Муҳит билан электромагнит тўлқинлар

ўзаро таъсирлашганда қайд этилаётган параметрлар шу таъсир натижасида ўзгариши мумкин. Масалан, қутубланиш – анизотропия ҳодисалари билан ифодаланса, фаза – тарқалиш геометрияси ва таъсирлашиш натижасида синиш кўрсаткичи орқали аниқланади. Шу ерда мажбурий нурланишнинг юқори даражадаги когорентлиги, монохроматиклиги ва юқори даражадаги спектрал энергия зичлигига эга бўлган ёруғлик манбаи эканлигини эътироф этиш жоиздир.

Голография бир қарашда биз танлаган илмий тадқиқот йўналишидан биров четда қолиб кетаётганга ўхшайди, яъни таърифига кўра бу электромагнит тўлқинлар интерференцияси асосида шаклланган хажмий тасвир олишнинг усулидир. Аммо, лазерларнинг когорент нурланишисиз голографияни амалга ошириб бўлмас эди. Бу соҳада ҳам лазерларнинг тадбиқисиз ҳеч нарсани амалга ошириб бўлмас эди.

Умуман олганда, квант электроникаси ва лазер техникасининг халқ хўжалигининг қайси соҳасида қўллаш чегараларини аниқлаш анча қийин иш. Мана шундай ҳолат тезда ривожланаётган фанларга хос деб ҳисобласак хато бўлмайди. Шунга қарамасдан, лазер техникаси предмети кўриб чиқсак ўринли бўларди.

Таъриф: Лазер техникаси – бу лазер нурланиши асосида ишлайдиган квант қурилма ва схемаларни оптимал тарзида яратишга қаратилган илмий асосланган ҳисоблашлар, муҳандислик ихтиролари ва кванто-оптик методикалар мажмуидир.

1964 йилда Стокгольмда Нобел мукофотини топшириш маросимида А.М.Прохоров шундай деганди: “Квант электроникаси 1954 йил охири ва 1955 йил бошларида пайдо бўлди, унинг асоси 1917 йилда А.Эйнштейн томонидан айтилган индукцион нурланиш ҳодисаси деб ҳисобласак бўлади”.

Қайд этилган ҳодисанинг маъноси шуки, ташқи таъсир остида фаоллашган атомлар кичик энергияли ҳолатга ўтади, ўтиш вақтида электромагнит тўлқин чиқаради. Аммо, узоқ вақт бу механизмдан амалий жиҳатдан фойдаланиш имкони бўлмади. В.А.Фабрикантга берилган

муаллифлик гувоҳномасида (СССР, 18.06.1951, №123209) шундай ёзилган: “Электромагнит нурланишни кучайтириш усули (ултарабинафша, кўринувчи, инфрақизил ва радиодиапазонидаги тўлқинлар) кўшимча нурланиш ёки бошқа усул билан юқори энергетик сатҳда жойлашган атомларга кўп микдорда эга муҳит орқали кучайтирлаётган нурланиш ўтказилади, мана шу ҳолат фаоллашган ҳолатга мос келади”. Улар томонидан берилган шарҳ “квант кучайтириш” атамасига мос келади.

Мажбурий нурланиш ҳодисаси замонавий квант электроникаси ва лазер техникаси асоси сифатида фойдаланила бошланди. Бироқ кейинроқ (1953йил) Дж.Вебер томонидан квант кучайтиргич таклиф этилди.

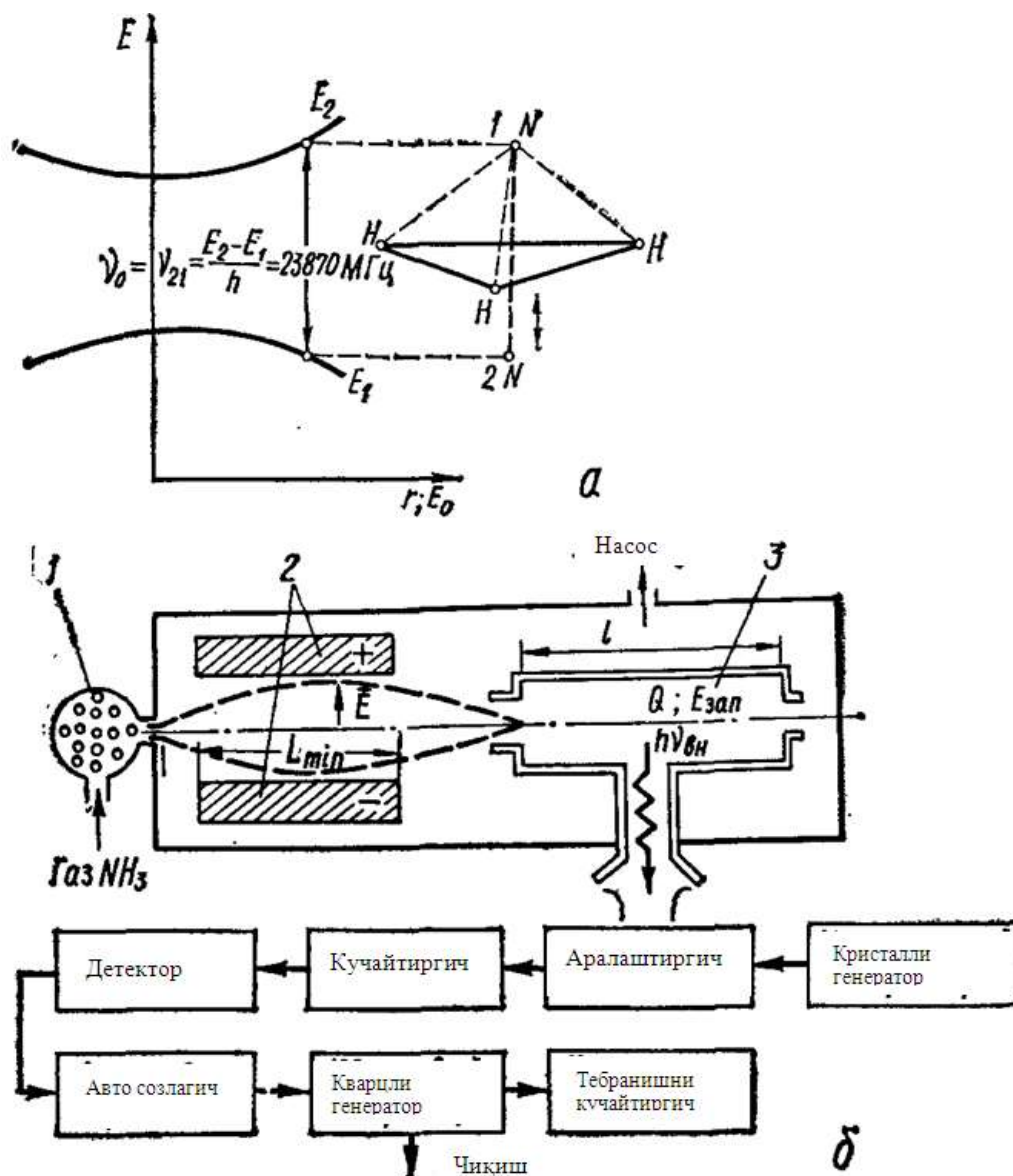
1956 йилда Н.Бломберген уч сатҳли қаттиқ жисмли парамагнетик кучайтиргичнинг назарий асосларини ишлаб чиқади ва 1957 йил Г.Сковил шундай кучайтиргични тайёрлаб беради. Аммо, 1960 йилгача қурилган ҳамма квант асбоблар радиотўлқинлар ўта юқори частота (ЎЮЧ) диапазони қамраб олганди ва шунинг учун мазер деб номланарди.

Биринчи молекуляр генератор(мазер) 1954 йил Москвадаги П.Н.Лебедев номи собиқ СССР ФА Физика институтида Н.Г.Басов, А.М.Прохоров ва бир вақтни ўзида АҚШдаги Колумбия университетида Ч.Таунс, Дж.Гордон, ва Х.Цайгер томонидан ишлаб чиқилади. Бу ҳодисани расмий тарзда квант электроникасини амалий фан сифатида ривожланишининг бошланиши деб ҳисобласа бўлади.

Мазерлар назарияси Н.Г.Басов, А.М.Прохоров томонидан яна ривожлантирилди ва шу соҳадаги ишларга катта таъсирини ўтказди. Азот молекуласининг тебраниши физик ҳодисасини ёритиш ва зарядларнинг флюктуациясини ўрганиш учун ҳамда уларнинг комплекс қабул қилувчанлигини χ , диэлектрик доимийси ϵ билан боғлиқлигини тушунтириш мақсадида улар томонидан қуйидаги тенглама таклиф этилди;

$$\frac{d^2 E}{dt^2} + \frac{\omega_0}{Q} \frac{dE}{dt} + \frac{\omega_0^2}{\epsilon} E = 0 \quad (1.1.1)$$

бу ерда ω_0 - аммиак (NH_3) молекуласида азот молекуласининг доирасимон тебраниш частотаси (резонаторда тебраниш майдони мавжудлигида); Q - резонатор ишлаш коэффициенти.



1.1-расм. Аммиак молекуласи (а) ва стандарт квант тебраниши учун Штарк эффекти

Аммиак (NH_3) нинг молекуласини автотебранишли система деб ҳисобласа бўлади, унинг стабиллиги тебранишини ўзини-ўзи созлаш жараёни билан белгиланади. Азот атоми 1 ва 2 ҳолат орасида тебранади. Шу нуқтадан ўтган сирт асосида водород (H) атомлари жойлашган (1.1-расм, а). Тебраниш частотаси 23870 МГц га тенг. Частотаси худди шу частотага тенг частотали радиотўлқин шу тебранишдаги азот атоми билан тўла ютилади. Ютилиш жараёни квант системанинг параметрларини диэлектрик

ўтказувчанликка нозичиқли боғланиши билан ифодаланади. Унинг кўриниши қуйида келтирилган:

$$\varepsilon = \varepsilon_1(\omega, E, t) - j\varepsilon_2(\omega, E, t) \quad (1.1.2)$$

Диэлектрик ўтказувчанлик ε , электр майдон кучланганлиги E ва кутбланиши P орасида боғланиш эса қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$\varepsilon E = E + 4\pi P \quad (1.1.3)$$

Фаол модда сифатида аммиак бекорга танланмаган. Радиоспектроскопик тадқиқотлар натижасида NH_3 спектрида ўта юқори тўлқинлар(ЎЮТ) диапозонида жойлашган энергетик сатҳлар аниқланди. Уларнинг энергетик фарқи $\lambda = 1,26 \text{ см}$ тўлқин частотасига мос келади ва энг катта тебраниш интенсивлиги $\nu_0 = 23870 \text{ МГц}$ частотадаги квант ўтиш частотасига тўғри келади.

NH_3 молекуласи манба (1.1.1) (2-шакл)дан чиқиб тартибловчи система томонига қаратилган (квадрупол конденсатор (1.1.2)) молекуляр оқимини ҳосил қилади. Система паст энергетик ҳолат (E_1) га эга молекулаларни бекор қилади, фақатгина аммиак резонатор (1.1.3) да юқори (E_2) ҳолатга эга молекулаларни қолдиради. (1.1 расм, а).

Тебранишлар системасида бир жинсли бўлмаган электр майдон (E) ўқда 0 га тенг, ундан узоқлашган сари ортиб боради. Натижада NH_3 молекуласи юқори энергетик ҳолатда бўлганида система ўқи бўйлаб ҳаракатланади, паст энергетик (E_1) ҳолатда бўлган молекулалар ёйилиб кетади.

(E_2) ва (E_1) инвертланган сатҳлар NH_3 нинг 2 та қарама-қарши йўналган дипол моментиға тўғри келади. Ташқи электр майдон E да тартибланаётган системада Штарк эффекти содир бўлади, яъни электр майдони таъсирида энергетик сатҳ парчаланиши ва силжиши рўй беради. Юқори энергетик сатҳ дипол моменти вектори (E_2) электр майдон E кучланганлигига қарши йўналишга эга бўлиб, сатҳ энергияси пастдан кучланганлиги E га

пропорционал равишда ортади. Пастки энергетик сатҳ ($E1$) энергияси шунча миқдорга камаяди, чунки унинг вектори йўналишига мос келади.

Тартибланган молекулалар ҳажмий резонатордан учиб ўтади. Ярим мажбурий нурланишга учрайди, у ҳам ν_0 га мос келади. Шу эса резонатор ичида электромагнит майдон кучайишига олиб келади ва шу билан электромагнит майдон кучланишига ўзининг улушини беради. Кейинги молекулалар шу ҳолатдаги майдон билан таъсирлашади. Шундай қилиб мусбат тескари боғланиш рўй беради, яъни квант генератор ишлаши учун зарурий шартлар ҳосил қилинади. Натижада тўлқин частотаси қуйидаги формула асосида топила диган стабиллашган электромагнит нурланиш ҳосил бўлади.

$$\nu_0 = \nu \left(1 - \frac{\nu - \nu_p}{\nu} \frac{Q}{Q_s} \right) \quad (1.1.4)$$

бу ерда ν - спектрал чизиқ частотаси, $\nu_0 = \nu_p$ - резонаторнинг хусусий частотаси.

Резонатор ишлаш қобилияти ёки асллилиги Q - йиғилган электромагнит майдон энергиясининг тебраниш системасининг бир тебраниш даврида йўқолаётган ўртача энергиясига нисбатан ҳисобланади.

Шу ерда квант генераторининг яна бир характеристикаси - Q_s спектрал чизиқнинг ишлаш қобилиятини келтирамиз. Бу спектрал чизиқ ν_0 нинг резонанс частотасини ярим интенсивлик ҳолатида шу чизиқнинг кенглиги $\Delta \nu_N$ га нисбатан, яъни $Q_s = \frac{\nu_0}{\Delta \nu_N}$ га тенг бўлади.

$\frac{\nu - \nu_0}{\nu} = \eta$ катталикини, одатда, резонатор созланишининг бузилиши деб номланади. Аммиак молекуласида ишлашга мўлжалланган генератор учун $\eta \approx 10^{-4}$ га тенг.

Резонаторда маълум масофани молекулалар тўплами (пучоги) жойлашиш инверсиясини йўқотади ва кейинроқ резонатор энергиясини юта

бошлайди. Ишланган аммиак насос билан сўриб олинади ва махсус адсорбент билан тўла йўқ қилинади.

Квант электроникасининг кейинги босқичи шу принципларни электромагнит тўлқинларнинг оптик диапозонига қўлланиши билан узвий боғлиқ. 1958 йилда Ч.Таунс, А.Л.Шавлов ва А.М.Прохоров оптик нурланиш диапозонида мажбурий тебраниш ходисасидан фойдаланиш имкони борлиги тўла исботлаб берди.

Ўтказилган тадқиқотларнинг натижасида бу кашфиётчи олимлар қуйидагича тақдирландилар: 1959 йилда Н.Г.Басов ва А.М.Прохоровга Ленин мукофоти, 1964 йилда улар ва Ч.Таунс Нобел мукофотини олдилар (физика ва фундаментал ишлар).

Ёқутли стержен асосида ишлайдиган лазерлар 1960 йилда Т.Майман томонидан яратилган бўлса, 13.06.1961 йилда эса унга №3353115 рақамли патент берилди. Бу ихтиро лазер техникасининг ривожланишига катта туртки бўлди. Замонавий лазерлар асосида Майман лазер элементлари мавжуд.

А.Джаван неон ва гелий аралашмасида ишлайдиган биринчи газли лазерни яратди. Унда неон атомлари инфрақизил когерент нурланишни чиқаради. 1960 йилда у муваффақиятга эришди ва кўринадиган диапозонда тўлқин узунлиги $6328 \text{ \AA}$ га тенг бўлган лазерни яратилишига олиб келди.

Лазерларни яратилиши физиканинг янги соҳаси кучли мажбурий нурланиш ёрдамида мухитнинг ночизиқли оптик эффектларини ўрганувчи – ночизиқли оптиканинг ривожланишини тезлаштирди. Бунга С.И.Вавилов, С.А.Ахманов, Г.С.Горелик, Р.В.Хохлов, Н.Бломберген, Д.Джордмэйн, Р.Терхьюн ва бошқаларни хизматлари жуда катта.

Кўридиган оптик диапозони $\lambda_0 = 0,6328 \text{ мкм}$ тўлқин узунлигида нурланиш ҳосил қилингандан сўнг 34 та кимёвий элементларнинг нейтрал атомлари сатҳлари орасида 460 турли ўтишлар кузатилди.

Биринчи молекуляр лазер 1964 йилда Р.Патель томонидан яратилди. Бу лазер тахминан 10% ФИК га эга бўлиб, 10Вт га яқин қувватга эришди. Биринчи яримўтказгичли индукцион гелий арсенид асосида ишлайдиган

лазер яратилди (Р.Халл, 1962 йил). Н.Г.Басов, Б.М.Вул ва Ю.М.Папов томонидан 1958-1961 йилларда яримўтказгичли монокристалларга бағишланган назарий изланишлар замин яратиб берди. Кейинги 2 йил давомида асосий уринишлар лазерларнинг узоқ вақт ишлаши, ихчамлиги, кувватини оширишга қаратилди.

Мана шу даврдан бошлаб лазер нурланишининг амалий қўлланилиши бошланди. Кўп сонли амалий фойдаланиш ва ускуналарни ишлатишда лазер нурини ажойиб хусусиятга эга оптик сигнал сифатида қараш ўринли бўлди. Бу турдаги асбоблар қаторига лазерли масофани ўлчаш қурилмалари, тезланишни ўлчайдиган мослама, квант гироскоп, голографик қурилмаларни киритиш мумкин.

Биринчи ёруғлик ёрдамида масофани ўлчаш воситасини 1934-1936 йилларда академик А.А.Лебедев томонидан яратилган эди. У бунинг учун ёруғлик тўлқинлари чекли масофани босиб ўтишидан фойдаланган. Лазерлар пайдо бўлиши масофани ўлчайдиган янада химояланган системаларни яратишга асос бўлди. Модуляциланган нурланишли галлий арсенидда ишлайдиган яримўтказгичли лазер биринчи масофани ўлчаш мосламасида қўлланилди.

1913 йилда француз физик М.Саньяк Ньютон “эфири”ни текшириш жараёнида янги оптик эффектни кашф қилди.

1962 йилда А.Розенталь, У.Маненлар Ернинг айланиш тезлигини ўлчаш учун Саньяк эффектига асосланган бурчак тезлигини ўлчайдиган датчикдан фойдаланишни таклиф қилдилар. Бунда нурланиш манбаи сифатида ўзгарувчан тўлқинли лазерни яратиш мўлжалланган. Қайд этилган схема квант гироскоп схемасининг асосини ўзгартирди. Бу қурилманинг яратилмшига туртки бўлди.

1948 йилда Д.Габор электрон микроскопда тасвир сифатини яхшилаш бўйича ишлар олиб бораётганда ёруғлик тўлқинларининг фазаси ва амплитудасини тиклашнинг янги усулини кашф қилди. Бу хажмийлик ҳиссиётини берувчи уч ўлчамли тасвирларни ҳосил қилиш голографиянинг

ажойиб имкониятларини кўрсатди. Кейинги босқич 1962-1963 йилларда Ю.Н.Денисюк (СССР), Э.Лейт ва Ю.Упатинексе (АҚШ) лар голография ҳосил қилишда лазер техника усуллари ҳамда лазерлардан фойдаланишдилар.

Квант электроника ривожланишининг хронологик жадвали

Йил	Ривожланиш босқичлари	Муаллифлар	Нобел мукофатига сазовор бўлганлар
1917	Мажбурий (индукцион) нурланиш тушунчасини киритилиши	А.Эйнштейн	
1928	Мажбурий нурланишнинг тажрибада аниқланиши	Р.Ладенбург, Х.Копферман	
1950	Бандлик инверсиясининг тажрибада аниқланиши	Э.Парселл, Р.Паунд	
1951, 1953, 1954, 1955	Мажбурий нурланиш ҳисобига кучайиш таклифлар берилиши	В.А.Фабрикант, Дж.Вебер, Н.Г.Басов, А.М.Прохоров	
1954	Аммианда биринчи мазер яратилди	Дж.Гордон, Х.Цайгер, Ч.Таунс	
1957	Биринчи қаттиқ жисмли мазер яратилди		
1958	Оптик диапазонда мажбурий нурланиш ҳисобига кучайиши ғоялари пайдо бўлиши	А.Шавлов, Ч.Таунс	
1959	Газли лазер яратиш тўғрисидаги таклиф берилди	А.Джаван	
1959	Яримўтказгичли лазер яратиш тўғрисидаги таклиф берилди	Н.Г.Басов, Б.М.Вул, Ю.М.Папов	
1960	Биринчи қаттиқ жисмли (рубинли лазер) лазер яратилди	Т.Мейман	
1961	Биринчи <i>He-Ne</i> – газли лазер яратилди	А.Джаван, В.Р.Беннет, Д.Эрриот	
1961	Ночизикли оптик эффект аниқланиши (гармоник генерацияси): ночизикли оптика ривожланишини бошланиши	П.Франкен, А.Хилл, Ч.Питерс, Г.Вейнрайх	
1962	Яримўтказгичли лазер яратилди	М.Натан,	

		В.Думке, Г.Бёрнс, Ф.Дил, Г.Лашер	
1962- 1963	Голографияни кашф қилишди	Ю.Н.Денисюк (СССР), Э.Лейт ва Ю.Упатинексе (АҚШ)	
1965	Бўялиш марказларида ишлайдиган лазер яратилди	Б.Фритц, Е.Менке	
1966	Бўёқларда ишлайдиган биринчи лазер яратилди	П.Сорокин, Дж.Ланакрд	
1969	Оптика ва электрон элементлар (интеграл оптика) билан (инжекцион) кичкина лазерларда бирлаштириш	С.Миллер	
1971	Тақсимланган тескари боғланишли лазер яратилди	К.Шенк, Дж.Бьёркхолм, Х.Когельник	
1977	Эркин электронлар ёрдамида ишлайдиган биринчи лазер яратилди	Д.Дикон, Л.Элайес, Дж.Мейди, Г.Реймен, Х.Шветтман, Т.Смит	
1984	Биринчи солитонли лазер яратилди	Л.Молленауэр, Р.Штолен	

1.2. Квант қурилмаларининг таснифи

1. Узунлик, частота ва вақтнинг квант стандартлари.
2. Оптик диапазон (лазер кучайтиргичлар) ва ЎЮТ диапазонда (молекуляр, парамагнит ва бошқалар) квант кучайтиргичлар.
3. Лазерлар.
4. Лазер нурланиш частотасини ўзгартиргичлар.
5. Лазерли модуляцион қурилмалар.
6. Лазер системалар (лидор, гирометр, бурчак тезлигини ўлчайдиган лазер доиплер ўлчагичлари, оптик алоқа системаси, ҳисоблагичлар ва шу кабилар).

7. Материалларни қайта ишлаш, маълумотларни ёзиш ва акслантириш, лазерли интеграл – оптик қурилмалар, шу ишларни бажара оладиган технологик усул ва асбоб-ускуналар.

Квант ускуналар синфининг энг катта қисмини лазерлар ташкил этади. Уларнинг уч хили мавжуд: ишлаш режими, фаол муҳит тури ва дамлаш (накачка) усули.

Ишлаш режими бўйича лазерларни узлуксиз (бир модали, кўп модали ва бир частотали) ва импульсли (эркин генерация режими, резонатор ишлаш қобилиятини модуляциялаш ва моноимпульсли) генераторларга ажратиш мумкин.

Лазерлар учун фаол элементлар сифатида ҳозирги вақтда жуда кўп моддалардан фойдаланилади. Лазерлар фаол муҳити бўйича тўрт хил гуруҳга бўлинади: қаттиқ жисмли лазерлар (фаоллашган ойнада кристалларнинг ионларида, кам учрайдиган фаоллашган элементлар), газли лазерлар (атомли, молекуляр, газодинамик, ионли, метал буғланишли, кимёвий плазмали ва шу кабилар), суюқликли лазерлар (ноорганик ва органик бирикмалар аралашмасида), яримўтказгичли лазерлар (инжекцион, гетероструктурали, тақсимланган тескари алоқали ва бошқалар).

Фаол муҳитда жойлашган инверсиясини ҳосил қилиш мақсадида турли хил фаоллаштириш усуллари ишлатилади. Мана шу белги бўйича лазерларни оптик, кимёвий, электрон, рентген нурли, плазмали шнурли, ядровий ва бошқа турдаги дамлашлиларга ажратиш мумкин.

Ҳар қандай нурланиш тури нурланиш чиқараётган ва ютилаётган системага қараб кўчиш билан характерланади. Ҳарорати Кельвин шкаласи бўйича абсолют нолдан катта бўлган ҳароратга эга ҳамма материал жисмлар энергияни нурлантиради ёки ютади. Демак, ҳаётда учрайдиган ҳамма жисмларда узлуксиз тарзда энергия алмашиш жараёни рўй беради. Шунинг учун нурланиш объекти ёки мабаи реал модда ҳисобланади. Нурланиш 2 хил табиатга хос хусусиятга эга – тўлқин ва корпускуляр.

Ёруғликни заррачалар оқими тўғрисидаги тушунчани И.Ньютон (1643-1727) тушунтирди. У 1704 йилда чоп этилган “Ёруғликнинг ранги ва бурилиши, силжиши, қайтишлари ҳақида трактат ёки оптика” (Оптика или трактат об отражения, преломлениях, изгибаниях и цветах света) номли ишида эмиссион назария асосларини тушунтиради. Бу эса асрлар давомида турли илмий мулоҳазаларга тўртки бўлди. Бир вақтда Ньютон ёруғликнинг корпускуляр ва тўлқин хусусиятларини бирлаштирувчи назариясини таклиф этди. Компромиссион ва эмиссион назариясининг атрофида узок вақт бахслар бўлиб ўтди.

Нурсимон энергия вақт ва фазода тарқалиши даврий жараёни интерференция, дифракция ва қутбланиш каби хусусиятларни тушунтиради. Шу ҳодисаларнинг илмий асосларига Г.Гюйгенс (1629-1695), Т.Юнг (1773-1829), О.Френель (1788-1827) лар фундаментал тадқиқотлари асос бўла олди.

Ёруғликнинг табиатини тушунтиришда Д.Максвелл (1831-1879) тенгламалари катта ёрдам берди. Тенгламада бирон-бир ҳад ўзгарса, бошқа майдон ҳосил бўлади. Хулоса сифатида, шуни таъкидлаш керакки, оптик шаффоф муҳитда тўлқин тарқалишининг фазавий тезлиги ёруғлик тезлигига мос келади. Мана шундай тарзида ёруғликнинг электромагнит табиати кашф этилди.

Фазавий тезликни қуйидагича тушунтириш мумкин: фазода монохроматик тўлқин кўчиш тезлиги ϑ ,

$$\vartheta = \frac{dx}{dt} = \frac{\lambda}{T} = \frac{c}{n} \quad (1.2.1)$$

га тенг бўлиб, бу ерда Т-тебранишлар даври, n-муҳитни синдириш кўрсаткичи, c-ёруғлик тезлиги

Г.Герц (1857-1894) нинг экспериментал тадқиқотлари Д.Максвелл назариясини тасдиқлади. Аммо, XX аср бошларида ёруғликнинг классик электромагнит назариясини абсолют қора жисмнинг нурланиш спектри бўйича энергиянинг тақсимланиш қонунини тушунтиришда қийинчиликка учради. Назарияга кўра, тўлқин узунлиги камайган сари спектрал

интенсивлик ортиши керак бўлган, лекин, амалда бу кузатилмади. Мана шу табиатнинг реал ходисаси назария асосидаги тафовутни “ультрабинафша фалокат” деб ном олди. Бунинг сабабини тушунтириш учун немис физиги М.Планк (1858-1947) нурланиш табиати моддалардаги агрегат ҳолатдаги атом ва молекуляр жараёнлар билан узвий боғлиқ деган фикрни юритади. Сўнг у мана шундай элементар нурланиш манбалари (гормоник осциллятор)нинг энергияси қайд этилган нурланишига мос келадиган частотага мос равишда даврий $h\nu$ га тенг ҳолатда ўзгариши мумкин деган фикрни юритади. Аниқланган доимий катталики М.Планк энергиянинг кванти деб номлади ва қуйидагича белгилади:

$$E = h\nu \quad (1.2.2)$$

Юқоридаги муаммони ҳал этиш мақсадида М.Планк абсолют қора жисм спектрида энергия нурланиш тақсимооти формуласини келтириб чиқарди:

$$\rho_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{\exp[h\nu/kT]} \quad (1.2.3)$$

бу ерда $h = 6,626 \cdot 10^{-27} \text{ Дж} \cdot \text{Гц}^{-1}$ -Планк доимийси, $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} \cdot \text{К}^{-1}$ -Больцман доимийси, $c = 2,9979 \cdot 10^{10} \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ -ёруғлик тезлиги, T -абсолют ҳарорат, K .

А.Эйнштейн 1905 йилда йиғилган ўша даврдаги экспериментал маълумотлар ва Планкнинг назарий изланишлари натижаларини таҳлил қилиб, фотоэффектнинг фотонли назариясини яратди, ундаги нурланиш $h\nu$ энергияли заррачалар оқими деб қарашни таклиф этди. Шундай энергияга тенг заррачаларни фотонлар деб номлашди. Улар энергияни дискрет тартибда э нурлантиради ва ютади. Тарқалаётган энергия P импуьс билан характерланади.

Агарда фотон энергияси $E = h\nu$ билан ифодаланса, унинг импуьси қуйидагича аниқланади:

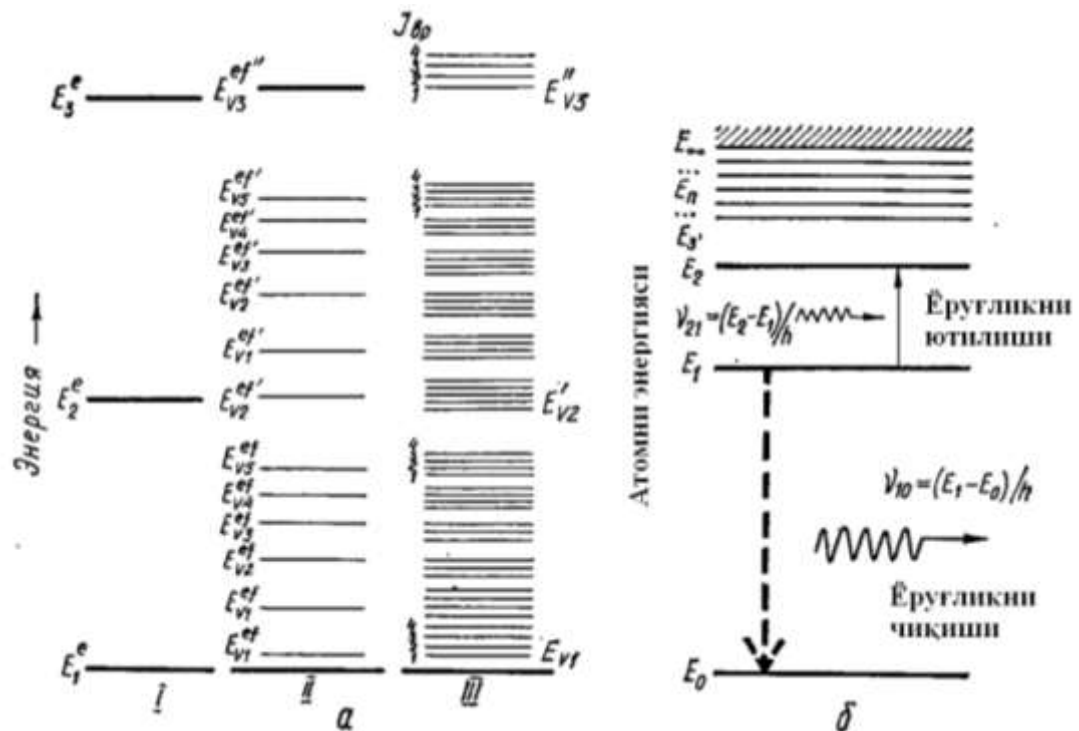
$$P = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad (1.2.4)$$

Бундан $\lambda = \frac{h}{p}$ -де Бройль тўлқин узунлиги аниқланади.

Р.Кирхгоф (1824-1887) иссиқлик нурланишининг асосий қонунларини ўрнатди:

$$\rho_{\nu_1}/\alpha_1 = \rho_{\nu_2}/\alpha_2 = \dots = \rho_{\nu_n}/\alpha_n = \rho_{\nu_s} \quad (1.2.5)$$

бу ерда ρ_{ν_s} - абсалют қора жисмнинг энергиясининг спектрал зичлиги, яъни унга тушаётган нурланишни ютувчи ҳамма жисм, α_n - n чи жисмнинг ютиш коэффициенти.



1.2.1-расм. Икки атомли молекула ва водород атомининг энергетик спектрлари

I-электронли, II-электрон-тебранишли, III-электрон-тебранишли-айланишли сатҳлар, E_0 – энг кичик энергияли сатҳлар, қолган $E_1, E_2, \dots, E_\infty$ - фаоллашган сатҳлар ҳисобланади

Планк формуласини қуйидагича кўринишда ёзсак:

$$\rho(\lambda T) = \frac{c_1 T^5}{c_2^5} \frac{x^5}{e^x - 1} \quad (1.2.6)$$

бу ерда $x = \frac{c_2}{\lambda T}$, $c_1 = 2\pi h c^2$, $c_2 = \frac{hc}{k}$ унда (1.2.6)ни интегралласак,

$$\rho_{\lambda s} = \int_0^\infty \rho(\lambda T) d\lambda = 2,21 \frac{c_1}{c_2} T^4$$

бу ерда $d\lambda = -\frac{c_2}{T_x^2} dx$. Бу абсолют қора жисмнинг нурланиш энергиясининг спектрал зичлигини беради. И.Стефан (1835-1893) – Л.Больцман (1844-1906)лар қонунни қуйидагига келтирди:

$$\rho_{\lambda s} = \sigma T^4 \quad (1.2.7)$$

бу ерда $\sigma = 2,21 \frac{c_1}{c_2} = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$ - Стефан-Больцман доимийси.

$\rho_{\lambda s}$ нинг чегаравий ечимини топиб, В.Вин (1864-1928)нинг силжиш қонунини топамиз:

$$\lambda_{\max} = \frac{2898}{T}$$

бу ерда $\lambda_{\max}$ - белгиланган ҳароратдаги абсолют қора жисмнинг нурланиш энергиясининг спектрал зичлиги максимумига мос келадиган тўлқин узунлиги. Унинг бирлиги *мкм* да берилади.

Келтирилган тенгламалар тахлили шуни кўрсатяптики, энергияни нурлантираётган жисмнинг ҳарорати ортишида нурланиш қувватининг интенсив ортиб бориши кузатилади, яъни бунда ўзгаришлар 4 – даража билан ифодаланади. Бу ҳолатда $\rho_{\lambda s}$ спектрал характеристика максимуми қисқа тўлқин узунлик соҳасига силжийди, чунки физик система заррачалари тўғри, тебранишли ва айланма ҳаракатлари энергияси ортиши кузатилади. Натижада нурланишнинг ўртача квант энергияси ва нурланиш оқими кучаяди.

Ўзининг ўқи атрофида молекуланинг айланиши инфрақизил спектрнинг чет соҳаларида қисқа тўлқин узунлигидаги нурланишни ҳосил қилади. Анча юқори ҳароратга мос келадиган молекула ядросининг тебраниши қисқа тўлқинли инфрақизил ва узун тўлқин узунликка эга кўринадиган нурланишни яратади.

Молекулаларнинг нурланиш спектр частотаси дискрет қийматлар қаторини ҳосил қилади. Демак, молекулаларнинг айланма, тебранишли энергияси ва электронларнинг ҳолат энергияси ҳисобланади. (1.1-расм, а):

$$E_{\text{мол}} = h \nu_{\text{мол}} = \Delta \varepsilon_{\text{айл}} + \Delta \varepsilon_{\text{теб}} + \Delta \varepsilon_{\text{эл}} \quad (1.2.8)$$

Одатда, айланма сатҳлар орасидаги фарқ $\Delta \varepsilon_{\text{айл}} = 10^{-3} - 10^{-2} \text{ эВ}$, бу $\nu_{\text{айл}} \approx 10^4 - 10^{12} \text{ Гц}$ ёки инфрақизил ва миллиметр тўлқин узунликка мос келиши. Тебранишли сатҳлар орасидаги фарқ $\Delta \varepsilon_{\text{теб}} = 10^{-2} - 1 \text{ эВ}$ ва $\nu = 10^{14} - 10^{15} \text{ Гц}$ ни ташкил қилса, бу кўриш ва ултрабинафша тўлқин узунлигига тўғри келади.

Охирги нурланиш спектрлари (кўриш ва ултрабинафша) квант системалар (ион, атом, электрон ва х.к) фаоллашувчи натижасида ҳосил бўлади ва микродунё учун хос бўлган квант қонунларига бўйсунди. Бошқа томондан, молекулаларнинг айланма энергияси тебранишдан анча кам, у эса ўз навбатида электронлар энергиясидан кичик бўлиши назария ва тажрибада ўзининг тасдиғини топди.

1.3.Электромагнит тўлқинлар чиқарилиши ва ютилиши квант жараёнлари

Квант механика қонунларига кўра электрон энергияси ихтиёрий қийматни қабул қилмайди. У маълум энергиянинг дискрет қатори билан белгиланади: $E_0, E_1, \dots, E_n$. Қатордаги ҳар бир ҳад энергия сатҳи деб номланади ва қатор тўлалигича атомнинг энергетик спектрини ифодалайди. Худди шундай характер молекула, ион, қаттиқ жимс ёки ўзаро таъсирлашаётган квант системага тегишлидир.

Энг кичик энергияли E_0 га тенг атомнинг сатҳи асосий, қолган $E_1, \dots, E_n$ - фаоллашган сатҳлар деб номланади. Маълумки, таъсирлашиш шароитида электрон ёки элементар квант заррача бошқа сатҳга ўтиши кузатилади. Шу каби ўтишларда атом электромагнит тўлқинларни чиқаради ёки ютади. Бу жараён маълум миқдор-квант (фотон) орқали рўй беради. Тебраниш частоталар Н.Бор (1885-1962)нинг иккинчи постулот билан белгиланади. (У 1913 йилда яратилди)

$$\nu_{nm} = \frac{E_n - E_m}{h} \quad (1.3.1)$$

ёки

$$h\nu_{nm} = E_n - E_m = \Delta E \quad (1.3.1)^1$$

Охирги тенглик нурланишнинг тўлқинсимон (ν_{nm}) ва квантли $h\nu_{nm} = \Delta E$ хусусиятларни узвий боғлаб беради.

Фотон энергияси $h\nu_{nm}$ ни атом томонидан ютилганда, унинг худди шу энергия ортади ва қуйи энергетик E_n сатҳдан юқоридаги E_m сатҳга ўтиш рўй беради. Фотон $h\nu_{nm}$ чиқариш ҳолатида аксинча жараён содир бўлади (1.2.1-расм, б).

Частоталар спектри узвий равишда атомнинг энергетик спектри билан боғлиқ, шунинг атомлар томонидан электромагнит тўлқинларни ютиш ёки чиқариш спектрлари чизиқли характерга эгадир.

Шу каби физикавий ҳодисаларни тушунтиришда бир вақтнинг ўзида тўлқинсимон ва квант ҳодисаларга таянади.

Ўз-ўзидан (спонтан) квант ўтиш – вақт ва фазодаги тасодифий жараён. Фақатгина бу ҳодиса содир бўлиши эҳтимоллиги, яъни E_n ҳолатидан E_m га спонтан квант A_{nm} эҳтимоллиги ҳақида гапириш мумкин ҳолос.

Ташқи электромагнит майдон таъсирида рўй берадиган квант ўтишларни мажбурий (индукцион) ўтишлар деб атилади. Мажбурий ўтишлар фаоллашган энергетик сатҳида $h\nu_{nm}$ фотонларни ютиши натижасида содир бўлиши мумкин. Спонтан ўтиш сингари мажбурий ўтишлар ҳам эҳтимолли жараёнлар ҳисобланади. Мажбурий нурланишда 1см^3 ҳажмда 1сек вақт давомида чиқарилган Z_{nm} фотонлар сони N_n юқори сатҳ бандлиги ва нурланишнинг ρ_ν спектрал зичлигига пропорционал:

$$Z_{nm} = B_{nm}N_n\rho_\nu = W_{nm}N_n \quad (1.3.2)$$

бу ерда B_{nm} коэффициентини А.Эйнштейн киритган. У спонтан ва мажбурий ўтишларни характерловчи A_{nm} ва B_{nm} коэффициентлардан фойдаланган.

Киритилган коэффициентлар ўзаро қуйидаги нисбатлар билан боғланган:

$$A_{nm} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{g_m}{g_n} B_{mn} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} B_{nm}; \quad (1.3.3)$$

$$B_{mn} = \frac{g_m}{g_n} B_{nm}$$

бу ерда g_n, g_m - сатҳлар бўшаш – сон (маълум энергетик сатҳдаги системанинг турли ҳолатлар сони).

E_n ва E_m энергияли сатҳларни кўриб чиқайлик, айнан $E_n > E_m$ га тенг бўлсин. Ҳар бир энергетик сатҳдаги заррачалар сони N_n ва N_m га тенг. Агар квант система ташқи электромагнит таъсирида бўлса, у ҳолда унда уч хил жараёнлар содир бўлади:

- вақт бирлигида W_{nm} эҳтимоллик билан мажбурий ютилиш,
- W_{nm} эҳтимоллик билан мажбурий нурланиш,
- A_{nm} эҳтимоллик билан содир бўладиган спонтан нурланиш.

Шунинг учун, индукцияланган ўтиш эҳтимоллиги нурланиш энергия спектрал зичлигига пропорционал ($W_{nm} = B_{nm} \rho_\nu$). А.Эйнштейн кўрсатдики,

$$N_n A_{nm} + N_n B_{nm} \rho_\nu = N_m B_{mn} \rho_\nu$$

у ҳолда

$$\rho_\nu = \frac{A_{nm}}{B_{nm}} \frac{N_m}{N_m - N_n}$$

бўлади.

Больцман тақсимооти қуйидагича ифодаланади:

$$N_m = N_n \exp\left(\frac{h\nu}{RT}\right), \quad B_{mn} = B_{nm}, \quad A_{nm} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} B_{nm} \quad (1.3.4)$$

бу ерда B_{nm} - нурланишнинг $\rho=1$ даги зичлигида вақт бирлигида нурланиш чиқариши (ютилиш) эҳтимоллиги.

Агар $g_n = g_m = 1$ бўлса, у ҳолда Планкнинг энергия спектрал зичлик формуласи келиб чиқади:

$$\rho_\nu = \frac{8\pi \nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{\exp[h\nu/kT] - 1} \quad (1.3.5)$$

Мана шу формулада $\frac{8\pi\nu^2}{c^3}$ коэффициент эркин фазода бирлик тебраниш оралиғида ва бирлик ҳажмда тебранишлар сони аниқлайди, тўғрироғи бу ерда гап берилган шароитда осцилляторлар тебраниши ҳақида гап кетади. $\{\exp[h\nu/kT]-1\}^{-1}$ - квазимонохрон нурланишнинг бир тебранишига тўғри келадиган фотонларнинг ўртача сони; $h\nu$ - фотоннинг энергияси.

Бундан кўриниб турибдики, частота ортиши билан спонтан ўтиш эҳтимоллиги кескин ортиши кузатилади. Масалан, сантиметрли тўлқин ($\lambda = 5\text{см}$) кўринадиган спектрга ($\lambda = 0,5\text{мкм}$) ўтилганда спонтан нурланиш эҳтимоллиги 10^{15} марта кўпаяди. Бу ерда шуни таъкидлаш керакки, $h\nu \gg RT$ да система квантомеханик, $h\nu \ll RT$ да эса классик механик системага айланиб қолади.

Мажбурий ўтишлар тўғрисида гапирилганда, E_m ва E_n энергетик сатҳ орасида ўтиш эҳтимоллиги матрицали элемент $|D_{mn}|^2$ модулининг электр дипол моментиға пропорционал. Квантомеханик катталик $\vec{D} = e\vec{r}$ нурланиш чиқариши билан содир бўлган рухсат этилган микрозарранинг ўтишидаги электр хусусиятларининг ўзгаришини характерлайди ва дипол заррачалар орасидаги ўртача масофа $\vec{r}$ га боғлиқ бўлади.

Ҳамиша ҳам квант ўтишлар содир бўлмайди. Уларнинг айримларига ўтишға рухсат берилади, бошқалари эса ман этилади. Квант механикада саралаш қондаси мавжуд бўлиб, унга кўра квант ўтишлар ажратилади. Рухсат этилган ва ман этилган квант ўтишлар ўтиш эҳтимоллиги билан белгиланади.

Саралаш қондасига кўра бирон-бир энергетик сатҳда ўтишлар ман қилинган ва бу сатҳ қачондир фаоллашган ҳолатға келса, шундай ҳолатда узоқ вақт тура олса, бу сатҳни метастабил деб айтилади. Демак, саралаш қондасининг бошқа кўриниши ўтиш эҳтимоллиги билан чамбарчас боғлиқ экан.

$D_{mn} = 0$ шарт E_m ва E_n сатҳлар орасида ҳеч қандай ўтишлар содир бўлмаяпти деган хулоса бермайди, чунки эҳтимолликни ҳисоблаш формула

аниқлаштирилган. Улар $\cos(\omega t - Rr)$ ни $\lambda \gg a$ да $\cos \omega t$ билан алмаштириши мумкин, яъни бунда узун тўлқин узунликлар диапозонидаги ҳодиса назарда тутилади. Ҳақиқатда ҳам, $R_a = \frac{2\pi a}{\lambda} \approx 10^{-3}$ ($a = 10^{-8} \text{ см}$) га тенг. Бу эса кўриш спектри учун анча кам, система ва магнит майдон орасида таъсирни бекор қилса ҳам бўлади.

Молекулаларнинг тебраниш спектрида саралаш қондаси бузилиш ҳолатда квант ўтишлар кузатилади. Аммо, бундай ўтишлар эҳтимоллиги жуда ҳам кичик.

Рухсат этилган квант ўтишларнинг яна бошқа яқинлашишлари ҳам мавжуд: квадрацион, магнитли, нурланиш чиқаришсиз ва шу кабилар.

Лазерларнинг ишлаш механизмини тушунтириш учун энг муҳими нурланишсиз ўтишлар ҳисобланади. Бунда квант заррачалар энергияни беришади ёки олишади – бошқа система билан таъсирлашиш натижасида, яъни заррачалар билан тўқнашув, бир нечтасининг тўқнашуви ва бошқалар. Бундай жараёнлар ҳам эҳтимоллик катталиклари билан характерланади.

Агарда нурланишли ва нурланишсиз ўтишлар мумкин бўлса, у ҳолда квант ўтишларнинг тўла эҳтимоллиги қуйидагича аниқланади:

$$P_{nm} = A_{nm} + W_{nm} + S_{nm} \quad (1.3.6)$$

бу ерда $W_{nm} = B_{nm}\rho_\nu$ га тенг.

Энди лазерли фаол муҳитга ўтсак. Унда 2 та фаоллишган E_n ва E_m сатҳлар бор, ҳар бирида ҳолатлар бандлиги N_n ва N_m билан характерланади. Агар E_n нинг бандлиги N_n бошқа E_m бандлиги N_m дан катта бўлса, шу ерда $N_n > N_m$ шарт бажарилганда, шундай муҳит фаол деб айтилади.

Катталик $N_n - N_m = \Delta N$ - сатҳларнинг бандлик инверсияси (фаол муҳитнинг сатҳлардаги бандлик нисбати), яъни кўриб чиқиладиган фаол муҳитнинг энергетик сатҳларида бандликни ўрганишда юқори сатҳда қуйига караганда квант заррачалар сони кўплигини кўриш мумкин.

Табиий шароитда Больцман қонунига кўра қуйи сатҳлар юқоридаги сатҳларга қараганда анча зич бандликка эга бўлиши шарт, яъни термодинамик мувозанат шароитида ҳар қандай ҳароратда паст энергияли ҳолатда юқори энергияли ҳолатга қараганда бандлиги каттароқ бўлиши кераклигини келиб чиқади:

$$N_n = N_m \frac{g_m}{g_n} e^{-(E_n - E_m)/(RT)} \quad (1.3.7)$$

Шунинг учун мажбурий нурланишнинг кучайишига эришиш учун сунъий равишда юқори энергетик сатҳ бандлиги ошириш ёки қуйи сатҳнинг бандлигини камайтириш лозим бўлади.

Агарда ташқаридан энергия кириш кузатилмаса, система мувозанатли ҳолатга ўтиб қолади – мусбат ҳолатга спонтан нурланиш сабабли. Манфий ҳарорат шароитида система энергияга эга бўлиб, уни электромагнит тўлқинлар шаклида нурлантириш мумкин. Айнан шу ҳодиса асосида квант ускуналар ишлаш принципини ишлаб чиқилди.

Модданинг инверсияли ҳолатини ҳосил қилиш 50-йилларгача асосий муаммо бўлганди. Унинг ечими қуйидагида мужассамланганди.

Фаол моддада, яъни бандлик инверсияли муҳитда, релаксация ҳодиса рўй беради.

Релаксация иссиқлик мувозанат ўрнатилиш жараёни, агарда муҳитнинг ҳолати шунгача бузилган бўлса. Мувозанатни бузилиш ҳар қандай уринишлар шунга мос қарама – қарши ҳаракатни вужудга келтиради, чунки моддаларнинг иссиқлик ҳаракати системани бошланғич ҳолатга олиб келишга уринади, яъни Больцман тақсимотини тиклашга ҳаракат қилади. Бошқа шундай омил сифатида тўйиниш эффекти деб айтиш мумкин, яъни ютилиш спектрал чизиғининг интенсивлиги камайиши ва фаол муҳитда турли хилда электромагнит энергия йўқотишлар мавжудлиги.

Ташқи электромагнит майдон қувватининг боришини мажбурий квант ўтишлар эҳтимоллиги $W_{nm} = B_{nm} \rho_\nu$ релаксацион ўтишлар эҳтимоллигини анча катта бўлиб кетади, натижада Больцман тақсимооти бузилиб кетади.

Бандлик инверсияси 0 га тенг бўлмайди, яъни

$$\Delta N = N_n - N_m \neq 0 \quad (1.3.8)$$

Энергия ютилиши маълум чегаравий қийматга интилади. У релаксация тезлиги билан ифодаланиб, фаоллашган квант зарралар ўраб турган атроф муҳитга ўзининг энергиясини бериши жараёнини англатади. Бу ерда, шуни гумон қилиш мумкин-ки, энергия узатиш канал чегараланган ўтказувчанликка эгадир ва ютилиш спектрал чизик интенсивлигининг ўзгариш жараёнида (камайганда) – шу чизик тўйинади.

Қайд этилган жараён квант электроникада муҳим роль ўйнайди, чунки у оптик квант кучайтиргичларда квант кучайтириш коэффицентини чегаралайди ва квант генераторларда тебраниш амплитудасини маълум доирада ушлаб туради. Мана шу ҳолатда фаол муҳит узунлиги бўйича фотонлар оқимининг интенсивлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$I_z = I_0 \exp[(G - \beta_z)z] \quad (1.3.9)$$

бу ерда β_z - муҳитда энергиянинг умумий йўқолиш миқдори.

Умумий ҳолатда мажбурий тебранишни ҳосил қилиш учун қуйидаги шартлар бажарилиши лозим:

1. Бўлинган энергия сатҳларга эга модда мавжудлиги:

$$\Delta E = E_n - E_m = h\nu_{nm},$$

2. Шу моддада бандлик инверсиясини ва 2 та қўшни энергетик сатҳлар орасида квант ўтишни ҳосил қилишга эришиш (инвертланган муҳитни пайдо қилиш): $\Delta N = N_n - N_m > 0$,

3. Фаол муҳитда квант кучайтириш коэффиценти шу муҳитдаги барча энергия йўқотилишлардан ортиқ бўлишини таъминлаш: $G \geq \beta_z$

1.4.Спектрал чизик кенглиги ва шакллари

Нурланишнинг энг муҳим характеристикаси унинг спектри ҳисобланади, яъни нурланишни ҳосил қилаётган электромагнит майдонни ташкил этувчи монохроматик тўлқинлар тўплами тушунилади.

Монохроматик тўлқин – қатъий монохроматик тебраниш йўқ, идеаллаштирилган ҳодиса ҳисобланади. Ҳар бир реал лазер тўлқинлар квазимонохроматик турига мансуб бўлади, яъни $\nu_0 = \frac{\omega_0}{2\pi}$ ўртача тебраниш частотаси ва спектр кенглиги $\Delta\nu_N$ билан характерланадиган электромагнит тўлқинлар тебранишлар турини ифодалайди. Бу каби тўлқинлар кичик чегарали спектр билан чегараланган спектрга эга бўлиб, айрим ҳолатда бир неча монохроматин ташкил этувчилардан иборат бўлиши мумкин.

Бор постулот бўйича $\nu_{nm} = \frac{E_n - E_m}{h}$ идеал гармоник осциллятор нурланиш спектри чексиз ингичка чизикқа ўхшайди, чунки мана шу нисбатда энергетик сатҳлар кенглиги аниқ ифодаланган эмас, балки унинг кенглиги чексиз ҳолатда тушунилади. Энергия сатҳлари чекланган кенгликка эгадир. Шунинг учун нурланиш маълум ν_0 атрофида частоталар оралиғида нурланиш рўй беради. Белгиланган ν_0 частотасида энергия нурланиши энг катта қийматга эга бўлиб, ундан четлашган тарзда камайиб боради.

Белгиланган частота интервалида нурланиш интенсивлиги ёки унинг ютилиши максимал қийматга қараганда тенг яримига ўзгарса, бу оралик спектрал чизик $\Delta\nu_N$ кенглиги деб айтилади. Спонтан ўтишлар орқали аниқланадиган спектрал чизик кенглиги табиий кенг деб номланиб, куйидагича топилади:

$$\Delta\nu_N = A_{nm}/(2\pi) \quad (1.4.1)$$

бу ерда $A_{nm} = \frac{1}{\tau_{nm}}$ - спонтан ўтиш эҳтимоллиги, яъни зарраларнинг фаоллашган энергетик ҳолатдаги ўртача вақтига тескари пропорционал бўлган катталиқ. Бошқача айтганда, танланган энергетик сатҳ бандлиги $e=2,7$ марта камайган ҳолат тушунилади.

Спектрал чизикнинг табиий кенглиги билан бошқа квант механика муҳим тушунчаси τ_{nm} - фаоллашган сатҳда заррачанинг яшаш вақтига боғлиқдир. Фаоллашган энергетик сатҳни dt вақт оралиғида спонтан

тарзида танланган сатҳни тарк этаётган зарралар сони қуйида келтирилган формула билан аниқланади:

$$dN_n(t) = -A_{nm}N_n(0)dt \quad (1.4.2)$$

ёки

$$\frac{dN_n(t)}{N_n(0)} = -A_{nm}dt \quad (1.4.2)^1$$

Бундан келиб чиқадики,

$$N_n(t) = N_n(0)e^{-A_{nm}t} = N_n(0)e^{-\frac{t}{\tau_{nm}}} \quad (1.4.3)$$

бу ерда $N_n(0)$ - бошланғич $t=0$ вақтидаги n – чи фаоллашган энергетик сатҳ бандлиги. Шундай қилиб, квант зарранинг ўртача яшаш вақти

$$\tau_{nm} = \frac{1}{A_{nm}} = \frac{1}{2\pi\Delta\nu_n} \quad (1.4.5)$$

билан белгиланади.

Одатда, чизикнинг табиий кенглиги кичик бўлади. У ҳеч қандай ташқи омил билан боғлиқмас ва сунъий равишда унинг интервалини камайтириш мумкин эмас. Кўринадиган нурланиш диапазоннинг ҳолатида шундай чизик кенглиги бир нечта ўн $kГц$, сантиметрли тўлқинларда – $1Гц$ дан ҳам кам қийматга тенгдир.

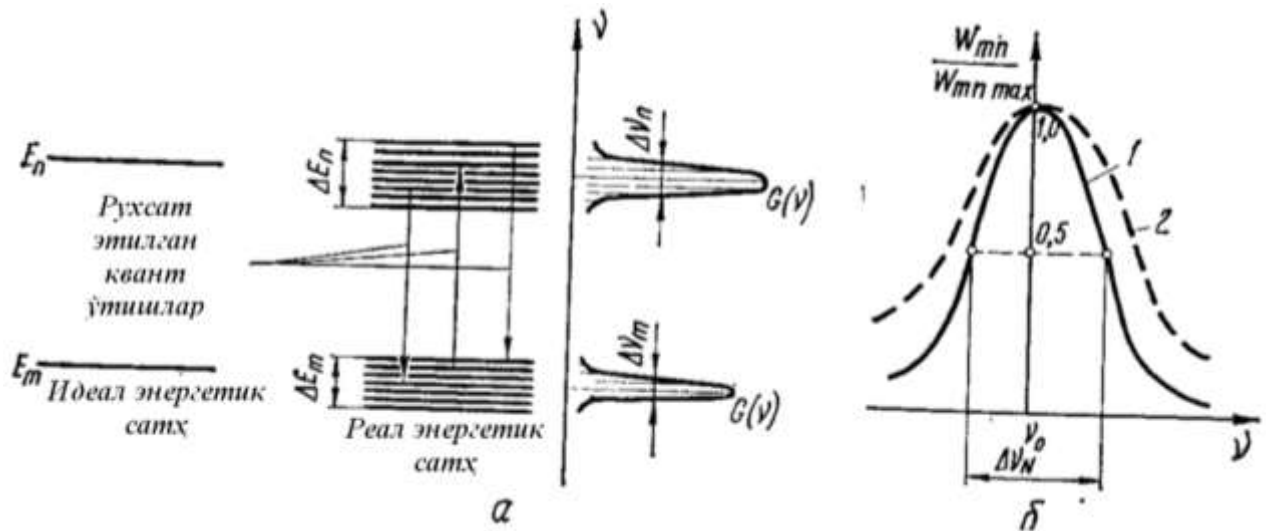
Яна шу ерда таъкидлаш керакки, спектрал чизик кенглиги ΔE_m ва ΔE_n сатҳлар орасида квант ўтишлар содир этилаётгандаги умумий шу сатҳлар кенглиги билан аниқланади, яъни биз буни қуйидаги формула шаклида ифодалашимиз мумкин:

$$\Delta\nu_{mn} = \frac{\Delta E_m + \Delta E_n}{h} \quad (1.4.6)$$

Чизиклар шакли нурланиш чиқарилиш ва ютилиш учун бир хил бўлиб, $F(\nu)$ спектрал чизикнинг контур тенгламаси билан ифодаланади. Бу спектрал чизикни Лоренц чизик шакли ёки форм – омил деб номланади ва қуйидагича аниқланади:

$$F(\nu) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta\nu_N}{(\nu - \nu_0)^2 + \Delta\nu_N^2} \quad (1.4.7)$$

График кўринишда 1.4.1-расмда бу ҳолат келтирилган.



1.4.1-расм

Агар Лоренц шаклдаги чизикни нормаллаш керак бўлса, у ҳолда

$$\int_{-\infty}^{\infty} F(\nu) d\nu = 1 \quad (1.4.8)$$

Реал вазиятда фаол муҳитларда спектрал чизик кенгайишига (1.4.1-расм, б, 2-чизик) ҳолатга олиб келадиган бир қанча сабаблар мавжуд, яъни реал квант осциллятор нурланиш спектри частоталар қаторига ўхшаб кетади.

Мана шундай ҳодисанинг асосий сабабларидан бири сифатида электромагнит майдон бир хил тузилган эмаслиги туфайли фаоллашган ҳолатда квант заррачаларнинг яшаш вақтининг камайишини кўрсатиш мумкин.

Энергетик сатҳ кенглиги ноаниқлик принципи билан белгиланади. Бу принципга кўра, ҳолат ва импульси қатъий тарзда аниқ бўлган физик жинсдан фарқли квант заррачанинг инерсия маркази ва импульси аниқ қийматларни қабул қила олмайди [5,17]. Агарда бирон-бир фаоллашган энергетик сатҳда квант зарранинг яшаш вақти τ_{nm} га тенг бўлса, у ҳолда ноаниқлик принципига асосан бу энергетик сатҳ кенглиги аниқ эмас (1.4.1-расм, а) [5]:

$$\Delta E_{mn} \approx \frac{\hbar}{\tau_{nm}} \quad (1.4.9)$$

бу ерда $\hbar = \frac{h}{2\pi} = (1,0545887 \pm 0,0000054) \cdot 10^{-34} \text{ Дм} \cdot \text{с}$ - Планк доимийси (харорат кванти).

Шундан келиб чиқадики, ΔE_{mn} энергетик сатҳ кенглиги айнан энергетик ҳолатда зарранинг яшаш вақтига боғлиқ экан. A_{nm} катталиқ ортган сари, шунга яшаш вақти камайиб боради.

Квант электроникада ишлатилаётган фаол муҳитлар электромагнит майдон билан узоқ вақт таъсирлашишни таъминлаш учун метастабил сатҳга эга бўлиши шарт. Метастабил сатҳлар кичик кенгликка эга бўлади. Асосий энергетик сатҳда унда жойлашган чексиз яшаш вақтига эга заррачалар бўлса, унда бу сатҳ шунча чексиз кичик энергетик сатҳни ташкил этади.

Амалда спектрал чизик кенглиги табиий чизик кенглигига қараганда анча катта бўлади. Масалан, люминисценция конденсирланган фаол муҳитда чизик кенглиги 10 см^{-1} , унга нисбатан табиий кенглиги 10^{-8} см^{-1} га тенгдир. Бундай бўлиш сабаб деб реал жараёнларда чизикларни кенгайишига олиб келадиган омиллар кўрсатиш мумкин. Чизик шакли сақланган ҳолда кенглиги ортиши бир жинсли кенгайиши деб номланади. Спектрал чизикнинг бир хилда кенгаймаслиги, қачонки ҳар бир ўтиш атоми ўзининг частотасига эга бўлганда рўй беради. Унга хос газли фаол муҳитлардаги Допплер кенгайишини мисол сифатида кўрсатиш мумкин.

Атомлар ҳар хил йўналишда ва турли $\vec{g}$ тезлик билан ҳаракатланиши туфайли нурланиш спектрида ёки ютилишининг спектрал чизиғи частоталарнинг Допплер силжиши $\nu - \nu_0 = \pm \frac{\nu_0 g}{c}$ билан аниқланадиган частоталар пайдо бўлиб қолади. Термодинамик мувозанат ҳолатида спектрал чизик шакли Гауус қонуни билан ёритиш мумкин:

$$G_0(\nu) = \sqrt{\ln \frac{2}{\pi}} \frac{1}{\Delta \nu_0} \exp\left[-\ln 2 (\nu - \nu_0)^2 / \Delta \nu_0^2\right] \quad (1.4.10)$$

тезлик бўйича зарралар тақсимотини ҳисобга олинган ҳолатда Допплер спектрал чизик кенгайиши қуйида келтирилган формула асосида топилади:

$$\Delta \nu_0 = 2\nu_0 \sqrt{\frac{2RT}{Mc^2}} \ln 2 \quad (1.4.11)$$

бу ерда T – ҳарорат (К), $M = 0,911 \cdot 10^{-30}$ кг - электрон оғирлиги.

Газли фаол муҳитларда доплер кенгайиши 1000МГц – гача бориши кузатилади. Аммо, қаттиқ жисмларда бундай ўзгариш жуда кичик, чунки газли муҳитдан фарқли равишда фаоллаштиргич ионлари кристал боғлар билан қаттиқ боғланган ва биринчи яқинлашиш учун ҳаракатсиз деб ҳисоблаш хато бўлмайди. **1.4.1-расмдаги** б – ҳолатда табиий (1) ва доплер (2) спектрал чизиқлари кўрсатилган.

Агарда квант система ташқи магнит майдон таъсирига тушиб қолса, бирламчи ҳолатга нисбатан ΔE_m қийматга E_m энергетик сатҳ силжиши тасдиқланади. Бундай ягона E_m сатҳ бир нечта кичик сатҳларга парчаланади.

Парчаланиш, ташқи магнит майдон таъсирида энергетик сатҳ кенгайиши Штарк эффекти, бир хил энергияли g_m ҳолатлар сони – сатҳ қайта шаклланиш даражаси (сони) деб айтилади. Худди шундай парчаланиш ва спектрал чизиқ кенгайиши электромагнит майдон таъсирида кузатилса, у ҳолда бундай ҳодиса Штарк эффекти деб номланади.

Иккала ҳодиса – Штарк ва Зееман эффекти спектрал чизиқ кенгайишига ўзининг ҳиссасини қўшади.

II.боб Лазерлар ва уларнинг турлари

2.1.Лазер моддалар ва бандлик инверсия усуллари

Лазерни фаол мухитлари

Дамлаш ёрдамида фаоллашиш жараёнида моддада фаол лазер мухити ҳосил қилиш ва бу мухит лазер ўтишлар частотасида электромагнит нурланиш қобилияти мавжуд бўлганда лазер модда деб номланади. Ҳар қандай лазернинг асосини актив элемент ташкил этади – қандайдир қаттиқ, суюқ ёки газсимон мухит бўлади. Бунда ўзаро таъсирлашиш натижасида махсус танланган атом, ион ёки молекулаларни ўзида жамлаган мухитда дамлаш йўли билан лазер нурланиши натижасида рўй беради. Шу атом, ион ва молекулаларни фаол марказ (фаоллаштиргич)лар деб номланилади. Уларнинг 1см^3 фаол мухитидаги миқдори (бандлиги) нисбатан кичик бўлади: қаттиқ ва суюқ жисмларда тахминан $10^{19} - 10^{20}$, газсимонларда - $10^{15} - 10^{17}$ га тенг.

Кристалл ионлари ва лазер ойналари, активацион кам учрайдиган элементлар. Фаол модда икки ташкил этувчидан иборат: матрица (кристалл ёки ойналар асослари) ва унда тенг тақсимланган фаоллаштиргичлар.

Кристалл асосдаги фаоллаштиргич ионлари изоморф жойлашган ионлар ҳолатида жойлашади. Шунинг учун фаоллаштиргич ионлар радиуси матрицадаги алмаштирилган ион радиуси билан мос тушади. Бу матрицанинг ман этилган зонасида энергетик сатҳлар пайдо бўлишига олиб келади. Кристаллдаги энергетик сатҳлар структураси фаоллаштиргич билан белгиланади, атом, фаол мухит энергетик спектрида селектив ютилиш ва спонтан люминесценция соҳасида ҳосил бўлади.

Фаоллаштиргич ва кристалл реметкасининг электромагнит майдон орасида ўзаро таъсирлашиш натижасида энергетик сатҳларнинг маълум силжиши, кенгайиши кузатилади. Фаоллаштиргич атомларининг бир-бири билан ва реметкадаги иссиқлик тебранишлари магнит ўзаро таъсирлашиши фаол мухитнинг энергетик спектри ўзгаришига олиб келади. Фаоллаштиргич атомининг ютилиш оралиғи ва катта яшаш вақти метастабил сатҳга эга

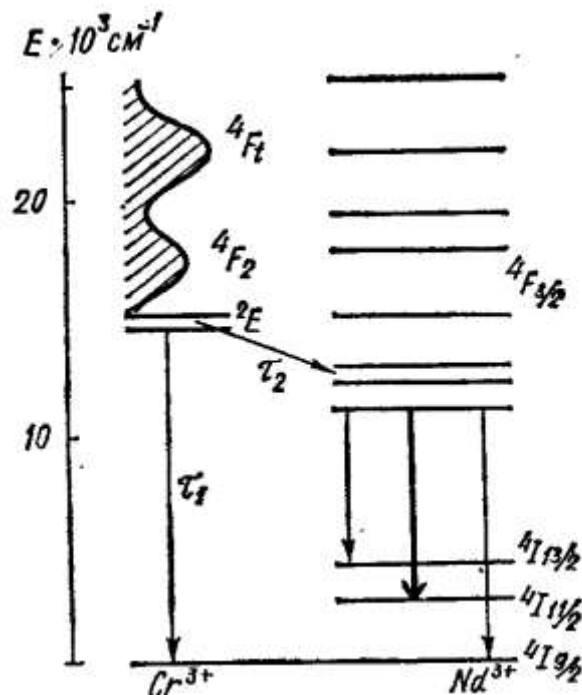
бўлиши шарт. Матрица материали оптик шаффоф, катта қаттиқлик, иссиқлик ўтказувчанлик, термик ва кийёвий бардошлик хусусияти бўлиши талаб этилади.

Ионли кристаллар орасида хром билан фаоллаштирилган ёқут, α -корунд ($\alpha - Al_2O_3$) ва сўнг неодим, хром билан фаоллаштирилган, жойлашган иттрий – алюминийли гранит $(YAG)Y_3Al_5O_{12}:(Nd^{3+},Cr^{3+})$ қиймат ҳамда тарқалиш бўйича лазерли материаллардан фойдаланилади.

Гранит фаоллаштиргичлар сифатида кам учрайдиган $Ho^{3+}, Er^{3+}, Yb^{3+}$ элементлар бўлиши мумкин. Кристалл структураси ҳажмий – марказлашган кубли реметкага эга ва умуман 4-сатҳли энергетик спектр орқали ифодаланади.

Nd^{3+}, Cr^{3+} ионлари билан фаоллаштирилган YAG яхши иссиқлик ўтказувчанликка ($12,6 \frac{Bm}{MK}$), қаттиқлик (8,5), яхши оптик хусусиятлари: синдириш кўрсаткичи $n = 1,823$; $\lambda_0 = 1,065 \text{ мкм}$ - параметрга эга ноёб лазер муҳити ҳисобланади. Бундан ташқари, YAG узлуксиз режимда ишлаганда қувват қаттиқ фаол муҳит ҳисобланади ва унда қувват 1 кВт дан оптик қийматга эришилаган.

Гранатда Nd^{3+} ионлар ютилиши оралиғи 4500дан $\sim 25000 \text{ см}^{-1}$ гача жойлашган ва бу $\lambda_m \sim 0,4...0,88 \text{ мкм}$ тўлқин узунлигидаги катакчага мос келади. Бунда 3 хил нурланишли ўтишлар ${}^4F_{3/2}, {}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2} (1,34 \text{ мкм})$; ${}^4F_3 \rightarrow {}^4I_{11/2} (1,06 \text{ мкм})$; ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{3/2} (0,94 \text{ мкм})$ да бир бири ўзаро боғлиқ ҳодисалардир. Улар орасида, асосийси сифатида энг қувватли квант ўтишлар ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2} (2.1.1\text{-расм})$.



2.1.1-расм

Метастабил ҳолат Nd^{3+} нинг 3% қийматида яшаш вақти тахминан 200 мкс ташкил этади. Ютилишга мўлжалланган сатҳларнинг асосий қисми $YAG:Nd^{3+}:Cr^{3+}$ ни асосда лазер ишини таъминлайди ва ишлаши импульсли ва узлуксиз режимида амалга оширилади. Юқорироқда асосийга нисбатан жойлашган $²E$ сатҳ $⁴I_{3/2}$ га мос келиб 2000 см^{-1} га тенг – бу фаоллашиш кичик чегараси ҳисобланади (у тахминан $10\text{ Дж} \cdot \text{см}^{-3}$ га тенг).

Оптик дамлаш самарадорлигини янада ошириш мақсадида гранатнинг кристалл реметкасига Cr^{3+} ионларини киритилади. Аммо, YAG қиммат лазер материали бўлиб, умумий узунлигини 12 см дан ортиқ ўстиришга эришилмади. Стерженларнинг одатий ўлчамлари: $l = 3 \dots 8$, $d = 0,3 \dots 0,5\text{ см}$.

Учинчи лазер материал – лазерли ойналар ҳисобланади. Буларда фаоллаштиргич ионлари ($Nd^{3+}, Er^{3+}, Yb^{3+}$) ойнанинг таркибий қисмларига киритилади ва бунокристалл матрицани ўхшатади. Ойна аморф, ноорганик, термопласт материал шаклида бўлади. Бундай ойнанинг технологик, оптик ва иқтисодий нуқтаи назардан синтетик кристаллар олдида маълум қулайликларни яратиб беради: белгиланган l_t қайта хусусиятини тиклаш

имконини берувчи фаол лазер қисмларини оммавий ишлаб чиқариш; фаол элементларни ихтиёрий ўлчамда тайёрлаш технологияси осонлиги ($\sim 10 \times 20 \times 150 \text{ см}^3$) ва бунда юқори оптик хусусиятлар сақланади ($\lambda_0 = 1,06 \text{ мкм}$; $m = 1,518$).

Лазер ойналарининг камчилиги ҳам мавжуд: кичик иссиқлик ўтказувчанлик [$126 \dots 252 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$] ва юқори термик кенгайиш коэффициенти ($80 \dots 120 \cdot 10^{-7} \text{ К}^{-1}$); тиниқликнинг чегараланган соҳаси ($0,25 \dots 4,5 \text{ мкм}$).

Энг катта квант чиқиш ($\eta_s \sim 0,42 \dots 0,78$) люминесценция муддати узоклиги ($200 \dots 600 \text{ нс}$) ва спектроскопия хусусиятларга $\text{Na}_2\text{O} \cdot \text{Ba}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{SiO}_2$ ли таркибли боросиликат ойналарда эришилган.

Суюқ фаол муҳитлар қаттиқ фаол моддалар олдида сезиларли фарқларга эгадирлар, чунки улар ёрдамида ихтиёрий ҳажм ва конфигурацияли фаол элементни тайёрлаш мумкин. Суюқ фаол моддалар тайёрланиши арзон ва осон, нурланиш йўқотилиши уларда жуда ҳам кам. Иссиқлик олиб кетиш муаммоси шу суюқлик айланиш тизими орқали амалга оширилади. Турли бўёқлар қўшилган суюқлик лазерлар тайёрланган ва фойдаланилмоқда – родамин 6G ($\lambda_0 = 0,55 \text{ мкм}$).

Саноат томонидан ноорганик суюқ фаол муҳитлар чиқарилмоқда: $\text{Eu}^{3+}(\text{BA})_4\text{Na}^+$ ($\lambda_0 = 0,61 \text{ мкм}$); $\text{Nd}^{3+} - \text{SeOCl}_2 - \text{SnCl}_4 - \text{SbCl}_5$ ($\lambda_0 = 1,05 \text{ мкм}$). Суюқ муҳитлар частоталарни силлиқ силжитиш, генерация кичик спектри ($\sim 0,01 \text{ нм}$)га эга бўлган ҳолда чекланмаган чиқиш қувватга эришиш имконини беради ($50 \dots 220 \text{ МВт}$).

Газли фаол муҳитнинг қаттиқ ва суюқ фаол муҳитлар олдидаги асосий ютуғи шуки, унинг ёрдамида юқори монохраматик, стабил ва бир йўналишли когерент лазер нурланиш олиш имконини беради ($\sim 1 \dots 5$).

Газли фазадаги фаол муҳит хусусияти шундан иборатки, муҳит оптик бир хил, бу ўз навбатида резонаторларнинг катта узунликда тайёрлаш ва натижада юқори йўналганлигига ҳамда монохраматик нурланишни ҳосил қилиши иложи пайдо бўлади. Бу каби муҳитнинг бошқа хусусияти шуки,

унинг кичик зичлиги, бу эса фаол марказларнинг энергетик спектри (атом, ион, молекулалар) бошқа қўшни фаол марказлар томонидан ўзгармайди. Шунинг учун газларда энергетик спектрлар анча тор бўлади. Натижада лазер нурланиши энергиясини бир нечта ёки 1 бод кенгликда бўлиши мумкин.

Газли лазерларда маълум фаол моддалар танланиши ҳолатида спектрнинг ихтиёрий қисмида генерацияни амалга ошириш мумкин – ультрабинафшадан ($\sim 0,2$ мкм) то узоқ инфрақизил ($\sim 0,45$ мкм) гача.

Газли фаол муҳитнинг катта ютуғи шуки, улар узлуксиз ва спонтан режимида ишлай олиш қобилияти ҳисобланади, нурланиш қуввати диопазони катта ҳам (10кВт дан 100кВт гача) ҳамда ФИК (0,015...25 %) кўрсаткични ташкил этиди.

Ионли лазерда фаол муҳит сифатида инерт газ аргон-II ($\lambda_0 \sim 0,48$ мкм), криптон ($\lambda_0 \sim 0,56$ мкм), неон ($\lambda_0 \sim 0,23; 0,33$ мкм), турли кимёвий элементлар (кадмий, цирк, йод, $\lambda_0 = 1,01$ мкм), фосфор ионлари ($\lambda_0 \sim 2,8$ мкм), сақич ($\lambda_0 \sim 0,53$ мкм), хром ($\lambda_0 \sim 0,7$ мкм), бром ($\lambda_0 \sim 2,8$ мкм) ва бошқа элементлар буғлари бўлиши мумкин.

Молекуляр лазерларда энг кўп тарқалган фаол муҳитлар айланма ва тебранма ҳолат энергиясидан фойдаланилади. Улар қаторига азот, кальций карбонат газли ($\lambda_0 \sim 10,6$ мкм) азот ва гелий аралашмаси киритилиши мумкин.

Яримўтказгичли фаол муҳитлар, айниқса, жуда катта фаоллаштиргич концентрациясига ($\sim 10^{22}$ см³) эгадир. Бундай ҳолат узлуксиз ва импульсли тарзда нурланиш қувватини 0,5МВт дан 10Вт гача ҳамда ФИК юқори бўлганда ($\sim 15...45$ %) кўрсаткичларга эришиш имконини беради. Бу турдаги фаол муҳитларнинг муҳим ютуғи электр инжекциясида токни тўғри лазер нурланишига айлантириши ва резонатор ички модуляцияси осонлиги ҳисобланади, камчилиги – ҳосил қилинган нурланиш катта ёйилиши (5...30) бўлади.

Ҳозирги вақтда жуда кўп сонли яримўтказгичли лазер материаллар яратилган: ZnO ($\lambda_0 = 0,38$ мкм), CdS ($\lambda_0 = 0,5$ мкм), $CdSe$ ($\lambda_0 = 0,58$ мкм), $InSb$

($\lambda_0 = 3,1 \text{ мкм}$), PbS ($\lambda_0 = 4,27 \text{ мкм}$) ва бошқалар. Аммо, саноат томонидан энг кўп ишлатиладиган ва тарқалган яримўтказгичли материал галлий арсенид $GaAs$ ва гетереструктура $Ga_xAl_{1-x}As$ ($\lambda_0 \sim 0,8...0,94 \text{ мкм}$) саналади. Яримўтказгичнинг электрон – ковак ўтказувчанлик заряд ташувчиларнинг кичик миқдорида мавжудлиги билан ифодаланади. Улар дамлаш таъсирида ҳаракатланиб $p - n$ ўтишда фотонлар оқимини фаоллаштиради ва бу жараён $\sim 1 \text{ мкм}$ фаол соҳада рўй беради.

2.2. Ёқут кристалли – лазернинг фаол муҳити

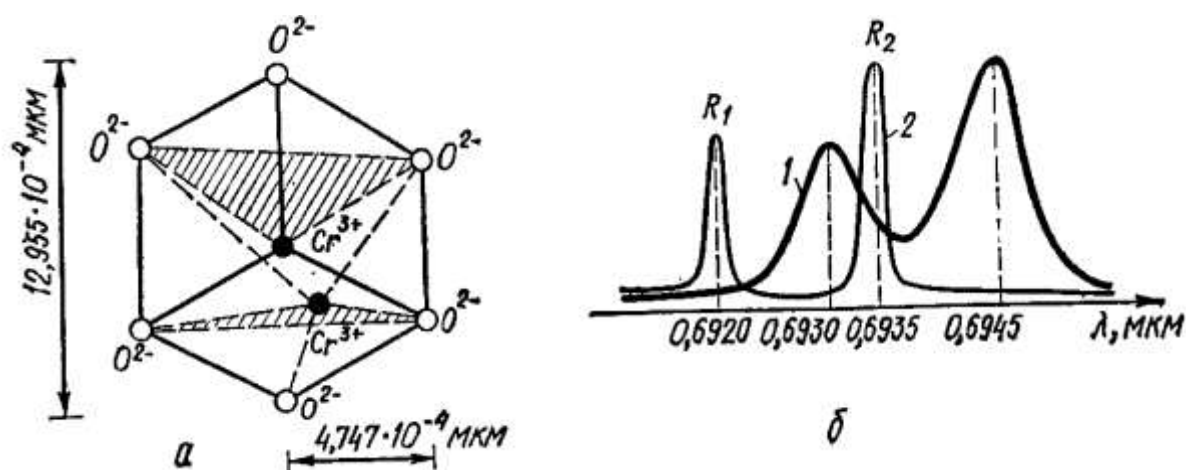
Ёқут – қимматбаҳо материал бўлиб, у соф ҳолатда табиатда кам учрайди. Структура жиҳатидан руб альюминий оксиди Al_2O_3 (α - корунд) бўлиб, бу диамагнитли кристаллда хром Cr^{3+} парамагнитли аралашма ионлари мавжуд. Фаол модда сифатида синтетик ёқут квант қурилмаларда 1958 йилдан фойдаланилди. Бу ёқут қизғиш тусда бўлиб, хром миқдори тахминан 0,05 % га тенг ва А.М.Прохоров томонидан Cr^{3+} ионларнинг электрон парамагнит резонансини ўрганаётганда яратилганди. Хром миқдорга қараб α - корунд кристалли турли ранглари қабул қилади: 0,5 % Cr - оч қизил, 8 % Cr - дан кўп бўлганда яшил кристалл ҳосил қилинади.

α - корунд кристалл рететкасида Cr^{3+} ионлари изоморф тарзида Al^{3+} ионлари алмаштиради ва ҳар ион 6 та O^{2-} кислород ионлар қуршовида жойлашади, бу эса тўғри октаэдрни ҳосил қилади (2.2.1-расм)

Алюминий Al^{3+} ион радиуси $0,51 \cdot 10^{-4} \text{ мкм}$ бўлиб, у Cr^{3+} ионнинг радиусидан кичикроқ ($0,63 \cdot 10^{-4} \text{ мкм}$) ва шунинг учун Cr^{3+} октаэдр марказидан бироз кристаллнинг тригонал ўқи бўйича силжиган бўлади.

Кристалл симметрияси бузилиши кристаллнинг ички кучланиш ва нуқсонлар пайдо бўлишига олиб келади. Ёқутнинг оддий қутбланган нур синдириш кўрсаткичи $\sim 1,76$ га тенг. Оддий ва оддий бўлмаган нурлар орасидаги синдириш кўрсаткич фарқи 0,008, кристалл иссиқлик сиғими

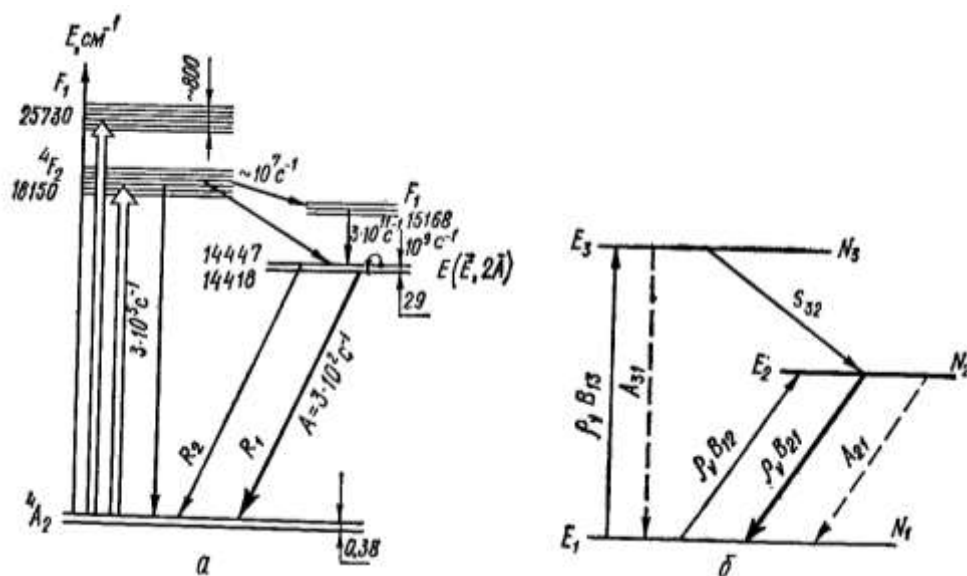
$753,6 \frac{Дж}{кг \cdot K}$, иссиқлик ўтказувчанлик $30^\circ C$ да $45 \frac{Вт}{м \cdot K}$ га тенгдир.



2.2.1-расм. Ёкут кристаллининг тузилиши (а) ёкутни люминесценция чизиклари R_1 ва R_2 , (б) $T=330\text{K}$ да (1-чизик), $T=77\text{K}$ да (2-чизик)

Ёкутнинг юқори оптик, механик ва квант хусусиятларни ҳисобга олиб фаол моддалар орасида лазер техникада алоҳида ўрин тутади.

Ёкутда Cr^{3+} ионларининг энергия сатҳининг диаграммаси икки хил сатҳлар тўпламидан иборат (2.2.2-расм,а): биринчиси Cr^{3+} ионнинг $S = 3/2$ спин ҳолатини характерласа, паски 4A_2 сатҳлар Cr^{3+} нинг асосий ҳолатини ифодалайди, яъни бу сатҳ $0,38 \text{ см}^{-1}$ фарқ билан ажратилган иккита сатҳчалардан ташкил топган.



2.2.2-расм. Ёкутда Cr^{3+} ионларнинг энергетик сатҳлар схемаси ва ўтишлар эҳтимоллиги $T=4,2 \text{ K}$ (а), 3-сатҳли лазернинг фаол моддасининг энергетик сатҳлар ҳисобланиш схемаси (б)

Иккита тепадаги сатҳлар резонанс ютилиш сатҳлари ҳисобланади. Улар 6 та дублетдан иборат бўлиб ва майдон бир хил бўлмаганлиги туфайли жуда ёйилиб кетган. Кейинги сатҳлар тўплами Cr^{3+} ионнинг $S = 1/2$ спинли ҳолатига мос келади. Сатҳ 2E - метастабил ҳисобланиб, у икки марта қайта тўғилган, 29 см^{-1} фарқ билан ажраган 2 та сатҳга бўлинади. 4 сатҳлар эса орбитал синглетлардир. 2E ва 2F_1 сатҳлар тегишли тартибда, 2- ва 3- марта қайта туғилган. 2F_1 ва 2E сатҳлар кристаллнинг бир хил эмаслигига кам боғлиқ ва улар деярли кенгайишига эга эмас.

Cr^{3+} ионнинг кристалл майдони билан ўзаро спин орбитал таъсирлашиш натижасида кристаллдаги тегишли энергетик сатҳларга мос келадиган электрон ҳолатлар аралаш ҳолатлар қаторига киради. Бу эса ўз навбатида ${}^4F_1, {}^4F_2$ нурланиш чиқиш сатҳдан 2F_1 ва 2E сатҳга ўтишлар ман қилинган (бу спинлар саралаш қоидалардан келиб чиқади). Аммо, сатҳлар орасида $S_{32} \sim (2...5) \cdot 10^7\text{ с}^{-1}$ интенсив нурланиш чиқаришсиз ўтишлар рўй беради ва бу ҳолатда жуда катта миқдорда иссиқлик ажралиб чиқади.

${}^4F_1, {}^4F_2$ оралиғида оптик дамлаш орқали фаоллаштириш жараёнида сатҳлар бандлиги қуйи сатҳларга спонтан ўтишлар билан боғлиқ. Бундай ҳолат индукцияланган ютилиш ва нурланиш чиқариш ҳамда чиқишсиз ўтишлар билан ифодаланади.

2E сатҳдан спонтан ўтиш эҳтимоллиги кичиклиги туфайли ($A_{21} \sim 3 \cdot 10^2\text{ с}^{-1}$) $\vec{E}$ ва $\vec{2A}$ сатҳларда зарралар бандлиги инверсияси ҳосил бўлиши мумкин. Инверсия чегаравий ҳолат $\Delta N = 0,5N_0$ га етганида спонтан ва мажбурий нурланиш рўй беради.

Агарда бандлик инверсияси чегаравий қийматга етмаса, унда фақатгина ёқутда люменесценция шаклида спонтан ўтишлар R_1 нинг тор чизикларининг бирида ($\lambda_1 = 0,6943\text{ мкм}$) ёки R_2 ($\lambda_2 = 0,6929\text{ мкм}$) да $\vec{2A}$ ва $\vec{E}$ га тегишли ўтиш жараёнлари рўй беради (2.2.1-расм,б). R – чизикларда квантли самарадорлиги $\sim 0,52$ га тенг бўлади. Амалда ёқутли лазер R_1 - чизикда нурланиш рўй

беради, чунки унда ўтиш эҳтимоллиги юқори ва чегаравий қийматларни осонроқ эриша олади.

Шундан кўриниб турибдики, ҳамма энергетик сатҳлар мажбурий нурланиш генерацияси жараёнида қатнашмайди. Шунинг учун маълум хатолик билан ютилиш, фаоллашиш, инверсия ҳосил қилиш ва нурланиш чиқариш босқичларни 3-сатҳли модел тарзида (2.2.2-расм,б), шунга тегишли квант ўтишларни ҳамда бандлиги билан боғлиқ ҳолда кўрсатиш қулайроқ бўлади. Аммо, бунда ёқутда дуплет ҳолат ва иккинчи даражали сатҳларни ҳисобга олмаган сатҳлар кенгайишини назарда тутилмаса $g_1 = g_2 = g_3 = 1$ га тенг бўлади.

Асосий ҳолат E_1 ни $T=300K$ ҳароратда қайта туғилиш $g_1 = 4$ га тенг ягона сатҳ тарзида тушуниш мумкин. Ёқут кристаллида 0,05% га тенг хром концентрацияси $T=300K$ ҳароратда нурланиш чиқишсиз ўтиш эҳтимоллиги тахминан $2 \cdot 10^7 c^{-1}$, метастабил ҳолатда квант заррачалар яшаш вақти – тахминан $3 \cdot 10^{-3} c$ ни ташкил этиди. Агарда дамлашни нурли оқим билан амалга оширилса ва у ёқутнинг z ўқиға параллел бўлган, у ҳолда R_1 - чизигидаги генерацияси учун ютилиш кўрсаткичи $0,4 \text{ см}^{-1}$, ютилиш кўндаланг кесими $2,5 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ га тенгдир. Одатда амалдаги ҳисоблашларда ёқутли лазер учун яқинлаштирилган 3 – сатҳли ҳолатлар модели қўлланилади – ёқутнинг энергетик E_1, E_2, E_3 энергетик сатҳлар ва уларга тегишли $A_{21}, A_{31}, S_{32}, W_{12} = B_{12}\rho_v, W_{13} = B_{13}\rho_v, W_{21} = B_{21}\rho_v$ эҳтимолликлар ҳамда N_1, N_2, N_3 ҳар сатҳдаги бандликлар кўрсатилган ишчи схемани ишлатиш жуда ҳам қулай бўлади (2.2.2-расм,б).

2.3. Фаол лазер муҳитларнинг бандлиги инверсия усуллари

Фаол марказларни фаоллашган энергетик сатҳларга ёруғлик таъсирида ўтказиш физикавий жараёнларда ёруғлик ўрнида ток, иссиқлик, кимёвий реакция, ядровий жараёнлар ва бошқаларни қўллаш мумкин. Бундай жараён дамлаш деб аталади. Унинг натижасида метастабил сатҳда бандлик

инверсияси пайдо бўлади ва дамлашда узатилаётган энергияни лазерли модда ютиб фаол муҳит бўлиб хизмат қилади.

2.3.1-жадвал. Газли разряд билан ишлайдиган лазерларда бандлик инверсияни фаоллаштириш жараёнлари

Бошланғич манба	Атом жараён	Молекуляр жараён
Фотон	Ютилиш $\rightleftharpoons$ нурланиш чиқариш $h\nu + A \xleftarrow{\quad} A^*$	Рамонов сочилиши $h\nu + AB \xleftarrow{\quad} AB^*$
	Ионизация $\rightleftharpoons$ рекомбинация $h\nu + A \xleftarrow{\quad} A^* + e$	Фотодиссоциация $h\nu + AB \xleftarrow{\quad} A^* + B$
Электрон	1-турли тўқнашув: фаоллашиш $e + A \xleftarrow{\quad} A^* + e$	$h\nu + AB \xleftarrow{\quad} A^+ + B^-$ $e + AB \xleftarrow{\quad} AB^* + e$
	Ионизация $e + A \xleftarrow{\quad} A^+ + 2e$	Диссоциация – ионизация $e + AB \xleftarrow{\quad} A^+ + B^- + e$ $e + AB \xleftarrow{\quad} A + B + e$
	учлик рекомбинация $e + A^+ + B \xleftarrow{\quad} A + B$	$e + A^+ + B \xleftarrow{\quad} A + B$
Атом	Сочилиш, 2-турли тўқнашув $e + B^* \xleftarrow{\quad} A^* + B$ $A^* + B \rightarrow A + (B^*)^* + e$ $A^* + B \rightarrow A + (B^+)^*$	

Бу жадвалда қуйидаги шартли белгилар мавжуд:

A, B – нормал ҳолатдаги зарралар, A^* - фаоллашган ҳолатдаги зарралар, A^+ - зарядланган ион, A^- - манфий зарядланган ион, $h\nu$ - фотон, e – электрон, AB – молекула.

Термодинамик мувозанат шароитида энергетик сатҳлар бандлиги Больцман қонунига асосан бўлади, яъни қуйи сатҳлар юқоридагилардан зичроқ банд ($N_2 < N_1$). Шунинг учун ютилиш жараёнлари фотонлар мажбурий нурланиш жараёнидан устун келади. Лазер нурланишни ҳосил қилиш учун, аксинча, мажбурий нурланиш устунлиги асосий шарт ҳисобланади, яъни метастабил сатҳда бандлик инверсияси ($N_2 > N_1$) ёки сатҳлар бандлиги қайта тузилиши содир бўлиши талаб этилади.

Чиқаётган мажбурий энергияни $E_{чик}$ деб белгилайлик. Бу нурланиш вақт бирлигида фаол муҳитнинг бирлик ҳажмида ν_{21} частотасида генерация қилинади, у ҳолда

$$E_{чик} = (N_2 B\rho_\nu - N_1 B\rho_\nu) h \nu_{21} = B\rho_\nu \Delta N h \nu_{21}. \quad (2.3.1)$$

Шундай қилиб, чиқаётган лазер нурлариши энергияси сатҳлар бандлиги инверсияси $\Delta N = N_2 - N_1$ га боғлиқ эканлиги кўриниб турибди. Бунга интенсив бўлган сатҳни бандлигини ошириш ёки қуйи сатҳни кескин бўшатиш йўли орқали эришиш мумкин.

Айнан шуни амалга ошириш квант электроника (1954 йил)нинг фан сифатида пайдо бўлишига сабаб бўлди, аслида квант кучайтириш асосий ҳодисаси – мажбурий нурланиш А.Эйнштейн томонидан 1917 йилда кашф этилган.

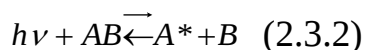
Биринчи бўлиб газли разряд билан ишлайбиган лазерлар пайдо бўлиб, шундай номланишига қуйидаги ҳолат сабаби сифатида кўрсатиш мумкин: ҳосил қилинаётган нурланиш резонатор оптик ўқи бўйлаб электрон разряд билан фаоллаштирилади, фаол модда сифатида нейтрал атом, ион ва газ молекулалари бўлиши мумкин.

Лазерларда сатҳлар инверсия газли фаол муҳитда электр ток ўтказиш орқали эришилади (2.3.1-жадвал). 3 хил лазерлар мавжуд бўлиб, улар нейтрал атом (фаол зарралар ўрнида нейтрал атомлар ишлатилади), газларнинг ион ва молекулалари. Бу зарраларнинг фаоллашиш механизми турличадир.

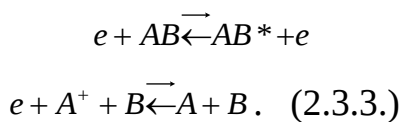
Нейтрал атомлар билан ишлайдиган лазерларда фаоллашиш механизми атом билан электроннинг ноимпульс тўқнашуви (1-тур тўқнашиш). Бу механизм неон, аргон, криптон ва ксенон атомларни фаоллаштириш учун ишлатилади ҳамда бу усулни кўрғошин, марганец ва мис буғлари учун фойдаланиш мумкин. Бошқа муҳит мезанизм сифатида атомларнинг резонанс фаоллашуви ҳисобланади ёки битта фаоллашган газ атомларининг бошқа газ атомлари билан ноимпульс тўқнашуви (2-тур тўқнашув) бўлади. Бундай механизм қачонки битта газнинг метастабил сатҳ энергияси бошқа газнинг

фаоллашган сатҳ атомларининг энергиясига яқин бўлганда самарали бўлиши мумкин. Мисол сифатида гелий ва неон аралашмасида ҳосил қилинадиган фаол газли муҳит ($\lambda_0 \sim 0,6328; 1,15 \mu\text{м}$) бўла олади.

Кенг оралиқли оптик дамлаш газли фаол муҳитларнинг ютилиш чизиғи жуда торлиги туфайли қўлланилмайди. Истисно тарзида ёруғлик катта интенсивлиги таъсирида молекулалари диссоциацияланадиган газли муҳитлар бўлиши мумкин. Молекуланинг ёруғлик таъсирида парчаланиш ходисаси фотодиссоциация деб аталади (2.3.1-жадвал):



Молекуляр CO_2 – лазерларда босимни ошириш учун электронли ионизацион дамлаш усули ишлатилади. Бунда тез электронларни ҳосил қилиш мақсадида ионизацион нурланиш ($h\nu + AB \xrightarrow{\quad} A^+ + B^-$) ташқи электр майдон разряди билан аралаш ҳолда ишлатилади:



Молекулаларнинг тебранма ва айланма ҳолатлар бандлигини амалга оширишнинг самарали усули сифатида фаол муҳитни иситиши, сўнг тезда совутиш йўли орқали эришиш мумкинлиги айтилади. Бунинг учун фаол марказда қўшни яқин жойлашган энергия сатҳлари мавжуд бўлиш шарт. Уларда иссиқлик зарбасида сатҳларнинг турли бандлик жойлашиши рўй беради. Иссиқлик дамлашнинг оддий мисоли сифатида газодинамик лазерлар бўлиши мумкин.

Кимёвий газли лазерларда бандлик инверсияси экзотермик реакциялар натижасида рўйберади. Бундан ташқари шу ҳолатни ташкил этишда фотодиссоциация, электрон оқимли дамлаш, электр разряд импульси ёки гамма-нурланиш ёрдами билан амалга ошириш мумкин.

2.4.Оптик дамлаш системалар

Фаол марказ бандлигининг тақсимотини ўзгартириш жараёни ва метастабил сатҳда фаол муҳитда оптик диапазондаги тўлқинда

электромагнит нурланиш таъсирида номувозанат ҳолатни ҳосил қилиш оптик дамлаш деб аталади.

Қаттиқ жисмли, суюқли, кимёвий ва фотодиссоциацион лазерларнинг импульсли ва узлуксиз режимида ишлашида энг катта тарқалиш инерт газ He , Kr билан тўлдирилган газли разрядли оптик дамлашли системаларга нисбатан айтишимиз мумкин. Айрим фаол муҳитлар ўта юқори босимли симобли лампа, диодли лампа, лазерлар ва светодиод (ёруғлик асосида ишлайдиган диод) лар ёрдамида лазерли нурланишни генерация қилади.

Оптик дамлашда учта шартни бажариш лозим бўлади. Биринчидан, фаоллаштиргичнинг резонанс ютилиш даражаси анча катта кенгликка эга бўлиши шарт. Иккинчидан, фаоллаштиргич ютилиш максимум чизиги дамлаш спектри билан мос тушиши лозимлиги талаб этилади. Учинчидан, дамлаш нурланишнинг интенсивлиги фаол муҳитнинг фаоллашиш кувватининг чегаравий қийматидан юқори бўлиши зарурлиги талаб этилади.

Оптик дамлаш универсал характерга эгадир. Бу усул турли фаол муҳитларни фаоллаштириш учун қўлланилади: диэлектрик ва яримўтказгич кристаллар, ойналар, суюқликлар, газли аралашмалар.

Лампалар. Бу каби техник воситалар стандарт ойна қалинликка эга юқори сифатли кварцли трубкалардан тайёрланади. Лампани танлашда бошланғич параметри сифатида фаол элементнинг ҳажмий тенг разрядли элемент ҳажми мавжуд бўлиши зарурдир. Қаттиқ жисмли лазерларда кўпинча тўғри импульсли лампа инерт газ билан тўлдирилган цилиндрик кварцли трубканинг ҳар бир учида электродга эга бўлиб, одатда, бу трубка ёпилган бўлади. Трубканинг ҳар иккала учи вакуумли тарзда – электродлар билан пайвандланади. Лампанинг ва электроднинг исишига ҳамда кварц трубка билан 180...3500 нм тўлқин узунлигида ютилишга кетган энергия сарифи 25...30 % ни ташкил этади.

Импульсли таразда лазерларда ишлайдиган дамлаш лампалари ксенон билан тўлдирилади, чунки, бу газ бошқа инерт газга нисбатан каттароқ ёруғлик узатиш кўрсаткичига эгадир. Бундай ҳолатни паст ионизация

потенциали ва нисбатан катта атом массага тенглиги билан тушунтириш мумкин. Тўлдиришда оптимал газ босими $(4...13)10^4$ Па ни ташкил қилади. Ксенонли лампалар турли конфигурацияли бўлади: тўғри, трубкасимон, П-симон, коаксиал, спиралли. Электронлараро оралиқ ва кварцли трубканинг ўртача ички диаметрининг тавсия этилган қийматлари 4...30 ва 0,3...3 см ни ташкил этади.

Лампаларни бузилишига олиб келувчи сабаблар қаторида электродлар эрозияси, қўшимча қават пайдо бўлиши ва микроёриқларга нурланиш импульсини ҳосил қиладиган термазарбани кўрсатиш ўринлидир. Лампанинг дамлашдаги максимал энергияси $E_{л\ max}$ унга борилаётган дамлаш импульси ва лампанинг конструктив параметрига боғлиқ.

$$E_{л\ max} \sim 0,2 \cdot 10^4 d_{л} L_{л} \tau_{л}^{0,5}$$

Газоразрядли плазманинг солиштирма қаршилиги ток зичлиги $\rho_{л} = 0,9 j^{-0,5}$ га мос равишда ўзгаради. Параметр $\rho_{л}$ нинг тўлдириб турган газнинг P_0 бошланғич босими орасидаги эмпирик боғланиш қуйидагича бўлади:

$$\rho_{л} \sim P_0^{0,25}$$

Импульсли лампанинг тўла қаршилиги қуйидагига тенг:

$$R_{л} = 1,14 L_{л} d_{л}^{-2} j^{0,5}$$

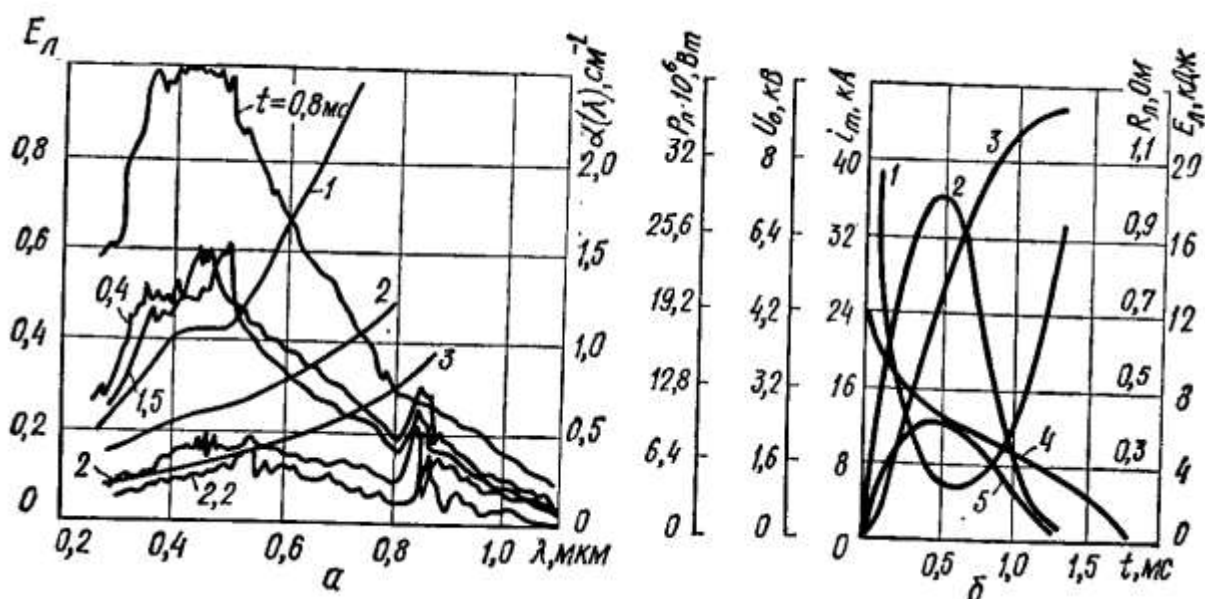
Токнинг энг катта қиймати

$$i_m \sim 1,28 i_m d_{л}^{-2}$$

га тенг бўлади.

Лампа нурланишининг солиштирма қуввати (бу катталик вақт бирлигида ўлчанади) разряд оралиғининг узунлик бирлигида эришган қиймати қуйидагича бўлади:

$$P_{л} \sim 0,7 d_{л}^2 j_m^{-1,5}$$



2.4.1-расм. Лампанинг $t=0,2...2$ мс вақтида нурланиш энергиясининг спектрал тақсимоти ва тўлқин узунлига боғлиқ ҳолда ютилиш коэффициентига боғлиқлиги (а):

1- $d_d = 1,8 \text{ см}, U = 5 \text{ кВ}, C = 1115 \text{ мкФ}, L = 30 \text{ мкГ}, j_m = 1,7 \frac{\text{кА}}{\text{см}^2}$

2- $d_d = 2,5 \text{ см}, U = 4,9 \text{ кВ}, C = 1408 \text{ мкФ}, L = 30 \text{ мкГ}, j_m = 2,1 \frac{\text{кА}}{\text{см}^2}$

3- $d_d = 3,5 \text{ см}, U = 4 \text{ кВ}, C = 2450 \text{ мкФ}, L = 80 \text{ мкГ}, j_m = 1 \frac{\text{кА}}{\text{см}^2}$

Ҳамда вақт давомида импульс лампанинг разряд параметрлари ўзгариши(б):

1-фаол қаршилик, 2-қувват, 3-энергия, 4-кучланиш, 5-ток кучи

Лампага берилаётган энергия ёрқинлик муддати конденсатор сиғимиغا мос равишда ўзгаради, яъни сиғим ортиши энерги ва ёрқинлик муддатининг ортишиги олиб келади. Масалан, сиғими $100...800 \text{ мкФ}$ оралиғида ўзгариши ёрқинлик муддатини $1 \cdot 10^{-4}$ дан $7 \cdot 10^{-4} \text{ с}$ гача ортишига сабабчи бўлади.

Разряд ток импульсининг қиялиги лампанинг чегаравий энергиясининг камайишига фойдали таъсир қилади. Бунга эришиш учун лампа контурига индуктивлик киритиш орқали эришилади. Хусусан, нурланиш $\alpha_0(\lambda)$ нинг ютилиш спектрал коэффициентини лампадаги кучланишга тўғри пропорционал ва электродлардаги оптимал кучланиш қийматини $1,1...2 \text{ см}^{-1}$ ни ташкил қилади. Масалан, ИФП-800 типли лампа учун қуйидагича бўлади:

$$U_0 = 500 \text{ В} \text{ да } \alpha_0(\lambda) = 1,5 \text{ см}^{-1}$$

$$U_0 = 1000 \text{ В} \text{ да } \alpha_0(\lambda) = 2,6 \text{ см}^{-1}.$$

Ютилиш коэффициенти $\alpha_0(\lambda)$ тўлқин узунлигига (2.4.1-расм, а) ва j_m ток зичлигига боғлиқ. Ток зичлигига боғлиқлиги $\alpha_0(\lambda) = \varphi(p)j_m$ га деярли якин, бу ерда $\varphi(p)$ - тўлдирш босим функцияси (бу катталик график йўли билан аниқланади). Лампа электродларидаги кучланиш қуйидагига тенг бўлади:

$$U_0 = jR_L = 0,9j^{0,5}L_L S_L^{-1}$$

Катталик U_0, i_m, P_L, E_L, R_L ларнинг вақт бўйича ўзгариши 2.4.1-расм, б да келтирилган. Плазма ҳаракатини қуйидаги эмпирик формуладан фойдаланган ҳолатда ҳисоблаш мумкин:

$$T_L = 1,14 \cdot 10^3 j^{0,3}.$$

Санаб ўтилган импульс лампанинг хусусиятлари ва характеристикалари таъминот тизимига маълум талабларни қўяди, чунки улар манбаларнинг электр схемалар танланишга ва конструкциядаги айрим элементлар қийматини ҳисоблашларга жиддий таъсир қилади.

Лампанинг характерли хусусиятлардан бири сифатида уларни импульсли тарзда ишлайдиган лазерлар учун коммутацион қурилма сифатида фойдаланиш мумкинлиги ҳисобланади.

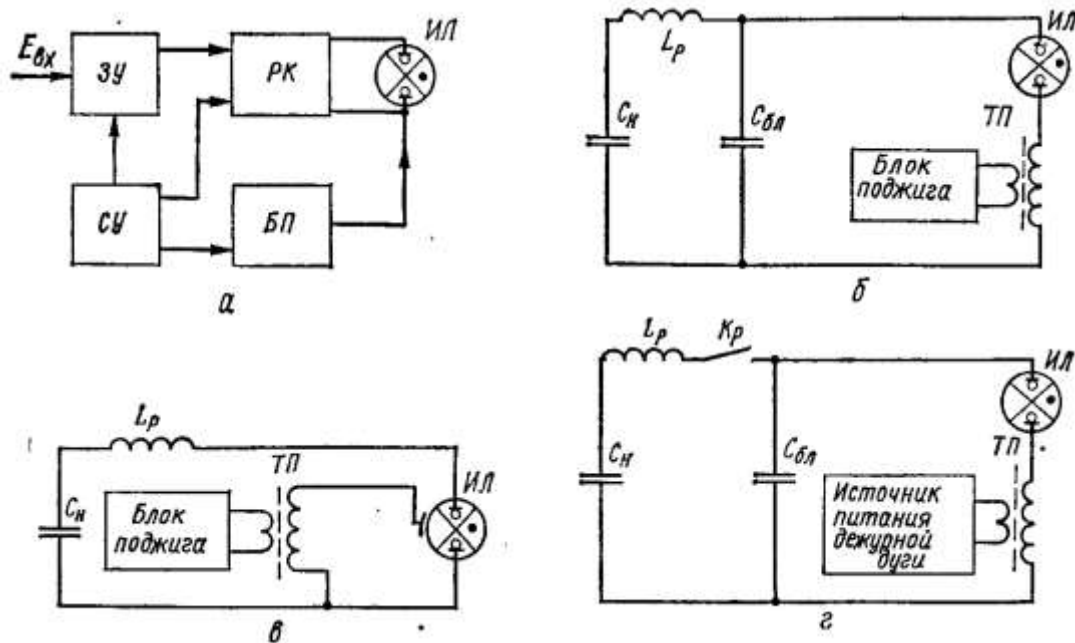
Мана шу ҳолатда лампа разрядли контурда ўтказувчанлик йўқ бўлган ҳолатни таъминлайди. Контурда бундай натижа таъминот кучланиши мавжудлиги мажбурий шарт ҳисобланади. Ҳар бир лампа учун чакнашларнинг чегаравий частотаси мавжуд бўлиб, уларнинг янада ортишида импульс лампа стационар ёпиш режимига ўтиб қолади. Таъминот манбанинг кучланишнинг максимал қиймати ўзидан – ўзи разряд бериш (самаприбой) кучланишидан катта бўлиши керак эмас. Лампани бошқариш ёндириш қисқа муддатли импульсини юқори кучланишли зарба ёрдамида амалга оширилади. Ўзидан –ўз разряд бериш ва ёндириш кучланишлари таъминот манба чиқишидаги кучланишнинг чегарасини белгилайди.

Конденсаторлар. Оптик дамлашли импульсли лампалар энергия йиғиш қурилмаси – конденсаторларга уланади. Улар таъминловчи тармоқнинг бир

хил кучланишида ва кичик солиштирма энергия билан юқори импульсли кувватнинг чиқишини таъминлайди. Бу каби энергия йиғувчиларнинг асосий характеристикаларига солиштирма энергия, максимал импульсли кувват, солиштирма сиғим, солиштирма (умумий) оғирлигини киритишимиз мумкин.

Импульсли лампаларни таъминловчи манбалар схемаси.

Лазерларнинг индукцияланган доимий импульсли нурланишни олиш учун зарур кичик ўлчамли дамлаш системаларини лойихалаш анча мураккаб масала ҳисобланади, чунки кичик габарит ва оғирликда дамлашнинг юқори энергияси ва заряд йиғувчининг юқори частотада ишлашни таъминлаш талаб этилади.



2.4.2-расм. Импульсли лампа манбаларининг таъминот бошқаруви тизимининг структура схемаси (а) ва лампанинг разрядли контурида ёндириш блокининг ёкилиш схемалари (б,в,г): б – ташқи ёндириш, в – кетма-кет ёндириш, г – навбатчи ёй билан ёндириш

Импульсли лампалар (ИЛ) нинг электр таъминот схемасининг асосий функционал элементларига (2.4.2-расм,а) қуйидагилар киради: зарядловчи қурилма (мослама) (ЗҚ) (унинг вазифаси таъминловчи тармоқдан йиғувчи қурилмага энергияни узатиш киради); разрядли контур РК. Бу контурда йиғилган энергияни ёруғлик энергия импульсли лампага ўтказиш; ёндириш блоки (ЁБ) – лампада инцириваллаш учун зарур ва ниҳоят бошқарув

системаси (БС). Бу система манбаини таъминлашга кирувчи ҳамма қурилмаларнинг ишлашини бошқаради. Сигимли энергия йиғувчи зарядли қурилмалар орасида фаол ёки индукцион қаршиликли схемалар, айниқса, кенг қўлланилишга эришилди. Мана шу схемалар ЎЮЧ (ўта юқори частота) генераторларнинг импульсли модуляторларда қўлланилади. Шу каби модуляторлар назарияси етарлича тўлиқ кўриб чиқилади. Бу уларнинг каттик жисмли лазерларнинг тажриба ва намунавий нусхаларда таъминот манбаларда кенг қўламда ишлатилишини белгилаб беради.

Дамлаш қувватининг ўтиш қиймати. Лазерларда генерация ишчи ўтиш частотасида фаол моддадан чиқарилаётган энергия шу частотадаги энергия сарфига тенг ёки катта бўлганда рўй беради. Шу ҳолатдагина лазернинг уч сатҳли дамлаш системасининг энергияси ўтиш қийматидан кўпроқ бўлади.

$$P_H^{VT} = \frac{0,5}{b\eta_0\eta_\lambda\eta_\gamma}(1+\delta)SlN_0h\nu_H W_{21}m_p$$

бу ерда δ - нурланиш сарфи ($\tau_\lambda + \beta_{\text{оис}} + \tau_{\text{оиф}}$) нинг максимал кучайиш G_{max} га нисбатан; Sl – фаол элементнинг майдони ва узунлиги; $h\nu_H$ - дамлаш нурланиш квант энергияси; W_{21} - индукцияли $E_2 \rightarrow E_1$ ўтиш эҳтимоллиги (метастабил сатҳ дезактивацияси рўй беради); m_p -радиацион шовқин коэффициенти; b -электр энергияни нурли энергияга айлантириш коэффициенти (лампа дамлаш ФИК); η_0 - ёриткич ФИК; η_λ - фаол модда билан ютилаётган дамлаш лампасидан олинган нурланиш коэффициенти; η_γ - квант самарадорлиги. Бу ерда $\tau_\lambda = \beta_{\text{зеп}}$ -резонатор ойнасидаги йўқотишлар (ойнанинг чиқиши ўтказиш коэффициенти); $\beta_{\text{оис}}$ - фаол муҳитдаги ички сардолар (диссипатив йўқотишлар); $\beta_{\text{оиф}}$ - дифракцион йўқотишлар.

Дамлаш қувватининг ўтиш қийматини камайитириш учун фаол модда стержен кўндаланг кесимини камайитириш керак бўлади, яъни лазерларнинг оғирлиги ва габарит (ўлчам)лари кичикроқ қийматга келтириш керак. Бунга кўшимча равишда кристаллни бир хил структурада бўлиши ва унинг қизиш

хароратини белгиланган доирада ушлаб туриш, генерациянинг $b, \eta_{\lambda}, \eta_0, \eta_{\lambda}$ параметр қийматлари оширилса юқоридаги мақсадга эришиш мумкин.

Кичик ўлчамли кристаллар учун дамлашдаги ўтиш қиймати кам бўлиб ва унда генерация узлуксиз ёруғлик манбаи ишлатилса ҳам генерация содир бўлаверади. Катта ўлчамли стержен ва юқори τ_{λ} лар учун ўтиш қийматлари анча баланд (τ_{λ} қиймати интенсив нурланишни ҳосил қилиш зарур бўлади) бўлиши кузатилади. Масалан, $\delta = 0,3; d/2 = 0,2 \text{ см}; \eta_0 = 0,5; m_p = 1,2; \eta_{\lambda} = 0,1; l = 1 \text{ см}$ га тенг бўлсалар, унда дамлашли ўтиш қуввати $P_H^{nop} = 500 \text{ Вт}$ ни ташкил этади. Фаол модда стерженнинг радиуси $d/2 = 0,6 \text{ см}$, узунлиги $l = 10 \text{ см}$ ва худди шундай $\delta, \eta_{\lambda}, \eta_0, m_p$ параметрларда дамлаш порогои 800 Вт га тенг бўлади.

4-сатҳли лазернинг дамлаш ўтиш қиймати

$$P_H^{nop} = \frac{N_0 S l h \nu_H \delta m_p}{\tau_{\lambda} \eta_{\lambda} b \eta_0 \eta_{\lambda}}$$

тенг келади.

Агарда ёқутли ва неодимли лазерларнинг дамлаш ўтиш қийматини сонли қийматлар қўйиб баҳолаш ҳамда таққослаш амалга оширилса (бунда кристалларнинг ўлчамлари ва концентрацияси бир хил бўлган шарти билан таққосланади) қуйидагиниоламиз:

$$\frac{(P_H^{ym})_{Nd}}{(P_H^{ym})_{Cr}} = \frac{(\nu_H)_{Nd}}{(\nu_H)_{Cr}} \frac{(N_0)_{Nd} (\eta_{\lambda} \eta_{\lambda} \tau_{\lambda})_{Cr} (m_p)_{Nd} \delta_{Nd}}{(N_0)_{Cr} (\eta_{\lambda} \eta_{\lambda} \tau_{\lambda})_{Nd} (m_p)_{Cr} \cdot 0,5(1 + \delta_{Cr})}$$

Бу тенгламага тегиш лазерлар параметрлари қўйилса, қуйидагига эга бўламиз:

$$\frac{(P_H^{ym})_{Nd}}{(P_H^{ym})_{Cr}} \sim 0,3$$

Шундай қилиб, неодимли лазер дамлаш ўтиш чегараси ёқутли лазерга караганда ≈ 3 марта кичик экан. Бу эса сифатли лазер модда стерженларни тўғри танлаш имконини беради.

2.5.Оптик квант кучайтиргич схемалари

Резонаторли оптик квант кучайтиргич (РОКК)лар паст фаоллик даражали ва ютилиш хусусиятига эга фаол муҳит билан ишлашда кенг

кўламда ишлатилади. Шу турдаги кучайтиргичнинг ишлаш принципи регенация ҳодисасига асосланиб, мусбат ташқи ёки ички тескари алоқанинг ишлатилиши бир ўтишга (G_0) нисбатан кучайтириш коэффициентига эришиш мумкинлиги кўрсатилди. Бунда, резонатор α ютилиши коэффициентига эга фаол муҳит билан тўлдирилган деб ҳисоблаймиз ва унда бир ўтишида квант кучайтириш коэффициенти учун қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$G_0 = \exp(-2\alpha L)$$

Бу ерда L - резонатор узунлиги.

Умумий ҳолатда РОКК кучайтириш коэффициенти қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$K_y = \frac{(1-\Gamma_1)(1-\Gamma_2)G_0}{(1-\sqrt{\Gamma_1\Gamma_2}G_0)^2} \quad (2.5.1)$$

бу ерда Γ_1, Γ_2 —оптик резонатор ойналарда қайтиш коэффициентлари.

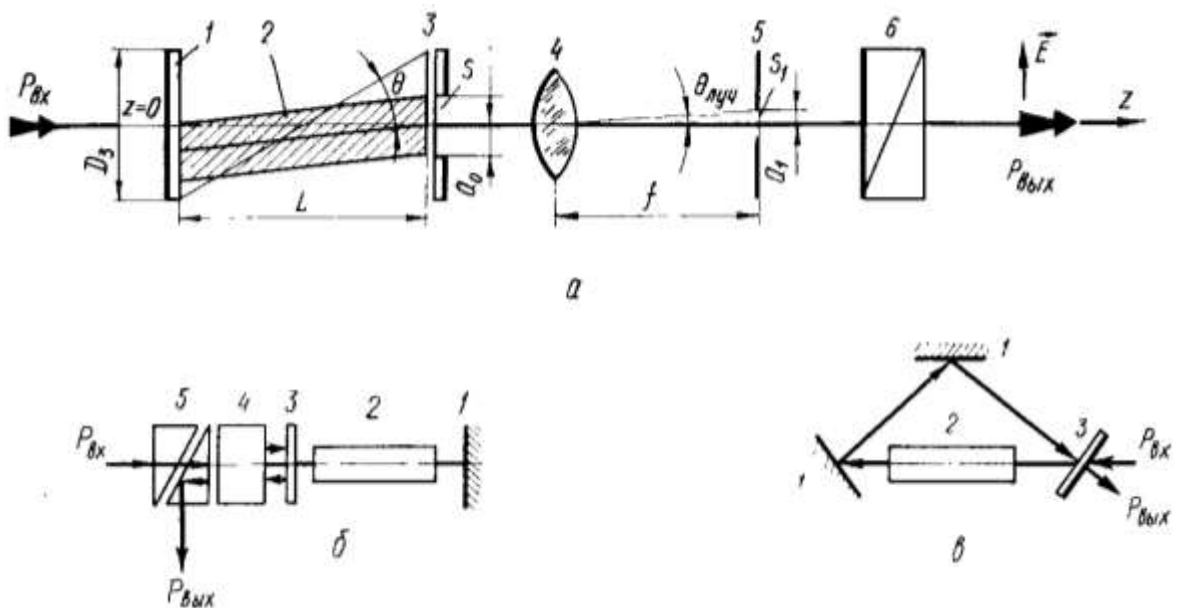
Ўтувчи РОККлар икки режимда ишлай олади: кучайтиргич киришида тўла мослик режими ва чиқиш йўналишида кусайтирилган сигнални узатиш ҳамда симметрик кучайтириш режими ($\Gamma_1=\Gamma_2=\Gamma$). Биринчи режимда кучайтиргич унга тушган сигнални кучайтирмайди ва кириш йўналишида нурланиш тарқалмайди. Мослаштириш режими бажарилганда кучайтириш коэффициенти $\Gamma_{1,мос} = \Gamma_2 G^2$ ни (2.5.1) тенгламага қўйсак, унда

$$K_{мос} = \frac{(1-\Gamma_2)G_0}{(1-\Gamma_2 G_0)^2} \quad (2.5.2)$$

эга бўламиз.

Симметрик режимда бу ҳолат қуйидагича бўлади:

$$K_{сим} = \frac{(1-\Gamma_2)G_0}{(1-\Gamma_2 G_0)^2} \quad (2.5.3)$$



2.5.1-расм. Фаол мухитли (а), қайтаришли (б), бир томонлама йўналтирилган доирасимон (в)

РОКК оптик схемалар

а: 1,3-кириш ва чиқиш ойналари, 2-фаол мухит, 4-линза, 5-а1 радиусли диафрагма, 6-күтбловчи, f -фокус масофа, $P_{\text{кир}}, P_{\text{чик}}$ - кириш ва чиқиш қувватлари.

б,в: 1-ойна, 2-фаол мухит, 3-яримшаффоф ойна, 4-Фарадей ячейкаси, 5-Глазн призмаси.

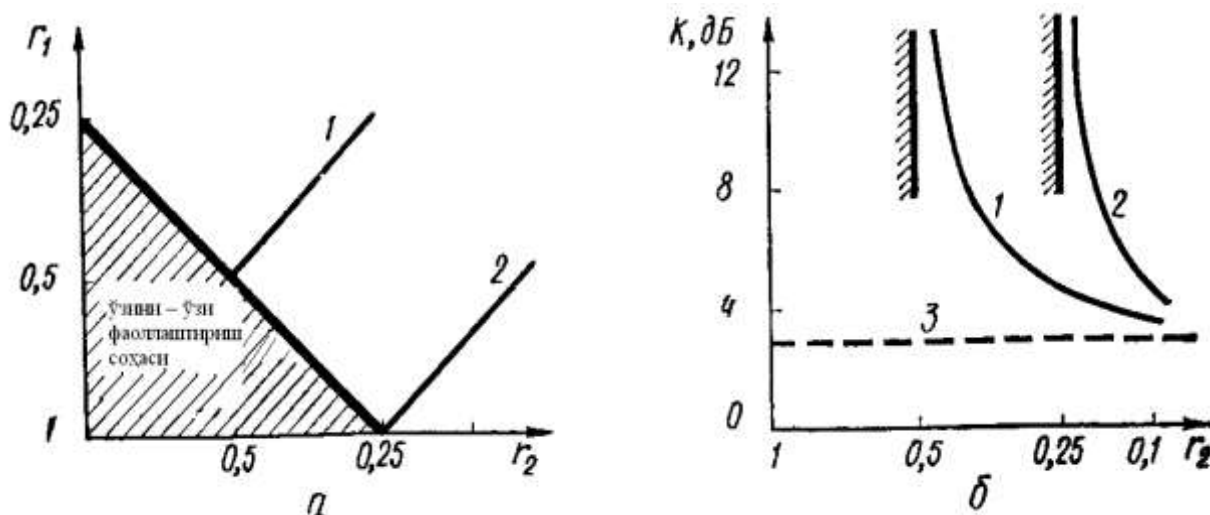
Резонаторда энергетик сатҳлар бандлигининг инверсиясига эришилганда электромагнит майдон хусусий тебранишлари фаоллашади ва унинг ишлаш қобиляти (добраторность) $\Gamma G_0 < 1$ бўлганда қуйидаги тенглик бўлади:

$$Q = \frac{2\pi L}{\lambda} = \frac{\sqrt{\Gamma G_0}}{1 - \Gamma G_0} \quad (2.5.4)$$

Оптик кучайтириш қурилмаси (ОКК)ни лойиҳалашда $\Gamma_1 = f(\Gamma_2)$ боғлиқ ҳодисаларни ўрганиш катта қизиқишни уйғотади. Бу эса резонатор ойналарда қулай қайтариш коэффициентини танлаш ва кучайтиргичнинг ўзидан – ўзи фаоллашишига йўл қўймай юқори кучайтириш коэффициентига эришиш иложини беради.

2.5.1-расмда логорифмик боғлиқликда $\Gamma_1 = f(\Gamma_2)$ функциянинг графиги кўрсатилган. Кучайтириш соҳаси $\Gamma_1 \Gamma_2 G_0^2 \geq 1$ шартидан келиб чиқиб аниқланади. Кириш ойна Γ_1 нинг қайтариш коэффициенти доимий бўлиши талаб этилади ва симметрия ($\Gamma_1 = \Gamma_2$) ёки мослаштириш $\Gamma_1 = \Gamma_2 G_0^2$ шартига кўра

ўзгаради. Келтирилган боғлиқликлардан келиб чиқадики, етарли даражадаги кучайтириш қийматида ($K_{сим} = 10...20 \text{ дБ}$) ва $G_0 = 2$ да ойналар Γ_1 ва Γ_2 коэффициентлари 35...46 %, ОКҚ нинг ўзини – ўзи фаоллаштириши $\Gamma \sim 50\%$ да рўй бериши керак бўлади.



2.5.2-расм. РОКҚ қайтариш ойнасининг коэффициентлари (а) ва Γ_2 да $G_0 = 2$ (б) кучайтириш коэффициенти боғлиқлари:
1-симметрик режим; 2-мослаштирилган режим; 3-ўзини – ўзи фаоллаштириш соҳаси.

Мослаштирилган режим учун худди шу шароитларда (K_y ва G_0) коэффициентлар Γ_1 ва Γ_2 лар тегишли қийматларга тенг бўлади ($T \sim 83...96\%$, $\Gamma \sim 21...24\%$), ўзини – ўзи фаоллаштириш $\Gamma_2 \sim 25\%$ да пайдо бўлади.

Модданинг фаоллик даражаси ортган сари, яъни G_0 нинг кўпайишига бу мос келади, мослаштирилган ва симметрик режимларнинг чизиқлари кичик Γ_1 ва Γ_2 қийматлар қисмига силжиши рўй беради, бунда мослаштирилган режимда ишлаш учун чиқиш ойнасининг сиртини шаффофлаштириш зарур бўлади. Масалан, $G_0 = 8$ ва $K_{мос} = 13 \text{ дБ}$ да Γ_2 коэффициенти 45 % га яқин қийматга тенг бўлиши талаб этилади.

Агарда моддани фаоллик даражаси камайса, у ҳолда симметрик ва мослаштирилган режимлар чизиғи катта Γ_1 ва Γ_2 қийматлар томонига силжийди. Симметрик режимда ($K_{мос} = 10 \text{ дБ}$) $\Gamma_{1,2} \sim 87\%$ қийматга эришиши, критик режимга $\Gamma_{1,2} \sim 91\%$ га тўғри келади. Худди шундай натижага (шу даражада кучайтиришга эришиш) учун $G_0 = 1,1$ да мослаштирилган режимда

ойнанинг кириш ва чиқиш коэффициентлари 98% ва 81% га тенг бўлиши талаб этилади. Ўзини – ўзи фаоллаштириш $\Gamma_2 \sim 83\%$ да рўй беради. Квант кучайтириш $G_0 = 0$ да ўзини – ўзи фаоллаштириш санок бошидаги нуқтага келади, симметрик режим мослаштирилган режим билан устма – уст турган бўлади. Бундай ҳолат оддий чизикли резонаторда кузатилади. Чунки, фойдаланишда симметрик ва мослаштирилган режимлар етарли даражада Γ_1 ва Γ_2 ларни танлашни талаб қилса, РОКК билан амалий фойдаланиш қурилмасининг созланиш вақтида ойналарни тўғри танлаш ва жойлаштириш зарур бўлади (худди шу сингари ЎЮЧ ларни электрон қурилмани созлаш жараёнига ўхшаб кетади).

Очиқ резонаторли ўтувчи РОКК да кенг ораликли $K_y \gg G_0$ да қуйидагича аниқланади:

$$\Pi = \nu_0 \frac{\lambda_0}{2\pi L} \frac{G_0 - 1}{\sqrt{G_0}} \quad (2.5.5)$$

Квант кучайтириш коэффициенти G_0 ортиши билан РОКК кенг оралик киймати ҳам кўпайиб боради. Регенация камайиши G_0 кўпайтириш РОКК ни югурувчи тўлқин режимига яқинлаштириб эришиш мумкин. Бундай ҳолатнинг 2 хил техник ечими энг кўп тарқалишига эришилди: қайтаришли РОКК ва бир томонлама йўналтирилган доирасимон (2.5.1-расм,б,в).

Симметрик режимда оптик кучайтиргичнинг қайтаришли регенация кучайтириш спектрал коэффициенти қуйидагича аниқлашимиз мумкин:

$$K(\lambda) = \frac{\Gamma - 2G_0\sqrt{\Gamma} \cos[4\pi(L/\lambda)] + G_0^2}{1 - 2G_0\sqrt{\Gamma} \cos[4\pi(L/\lambda)] + G_0^2 r}$$

Бундан резонанс частотада кучайтириш коэффициенти

$$K_0 = \frac{G_0 - \sqrt{\Gamma}}{1 - G_0\sqrt{\Gamma}} \quad (2.5.6)$$

га тенг бўлиб, РОКК нинг кенг ораликлиги

$$\Pi = \nu_0 \frac{\lambda_0}{2\pi L} \frac{G_0^2 - 1}{G_0}$$

тенг бўлади.

Резонанс частотада доирасимон РОКК кучайтириш коэффициентини куйидагича аниқлаймиз:

$$K_0 = \frac{\sqrt{\Gamma} - \sqrt{G_0}}{1 - \sqrt{G_0 \Gamma}} \quad (2.5.7)$$

унинг кенг оралиқлиги эса

$$B = \nu_0 \frac{\lambda_0}{2\pi L} \frac{G_0 - 1}{\sqrt{G_0}} \quad (2.5.8)$$

тартиби бўйича топилади.

Шу типдаги ОКК лар схемалари (2.5.1-расм,б,в) келтирилган. Иккала кучайтиргич регенетив ОКК ларни ўхшатади. Қайтаришли РОКК да фаол муҳит узун бир жинсли битталиқ стержен бўлиб, унда тўла қайтариш бўлган томони мавжуд бўлади. Унинг қарама – қарши томони қисман шаффоф ва бир вақтда кириш ҳамда чиқиш ойна рўлини кучайтирилаётган кучланиш учун хизмат қилади. Радиодиапазондагидек кириш ва чиқиш сигналени ажратиш циркуляторга ўхшаш ўзаро боғланмаган элементлар ёрдамида амалга оширилади.

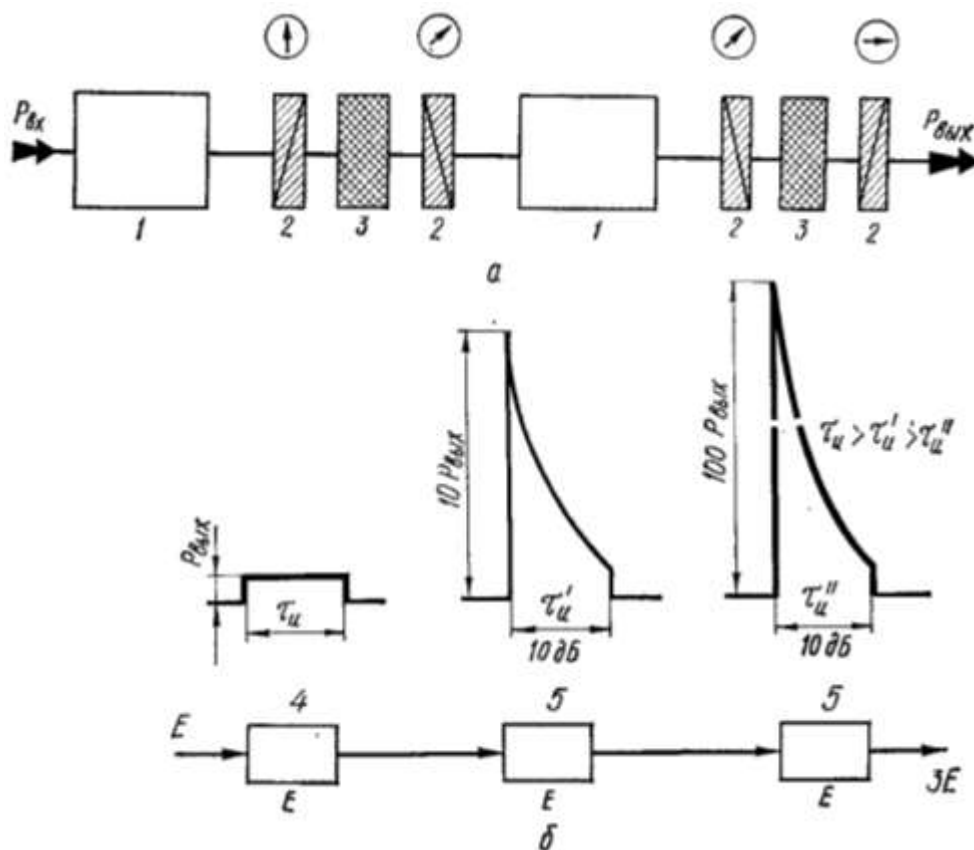
2.6. Югурувчи тўлқин оптик квант кучайтиргичи

Оптик диапазонда стабил кучайтиришини реал ҳолатда югурувчи тўлқин лазер кучайтиргичини олиш мумкин, чунки бунда фаол элементлар узунлиги тўлқин узунлигидан анча катта бўлади. Бизнинг ҳолатимизда каттароқ квант кучайтириш коэффициентига эга фаол муҳитни танланади. Шу ерда югурувчи тўлқин оптик кучайтириш коэффициенти (ЮТОКК) нинг айрим техникавий ечимларини кўриб чиқамиз (2.6.1-расм).

Радиодиапазондан фарқли равишда оптик диапазони (шунга мос келадиган тўлқин узунлиқлар оралиғи) бир вақтнинг ўзида тўғри йўналишдаги сигнални ва тескари йўналишда – кучайтириш, кучсизлантиришнинг ҳеч қандай иложи йўқ. Бунинг учун кучайтириш бўлимларини кетма – кет улаш қўлланилади. Улар орасида ўзаро боғлиқ элементлар ишлатилмайди. Ҳар бир кучайтириш бўлимасини

коэффициентини шундай тарзда танланади, алоҳида олинган кучайтириш бўлимининг регенацияси кичик бўлиши талаб этилади. Агарда фаол муҳитнинг торецларида ёриқлаштирувчи мослаштирилган қоплама умуман йўқ бўлади, унда бир каскаднинг кучайтириши 6дБ дан ортиқ бўлмаслиги тавсия этилади. Фаол модда сиртига тушаётган тўлқин қутбланиш сирти 45% га бир – бирига нибатан бурилган қутблагичлар билан белгиланади.

Қутблагичлар сифатида Глан призмалари, дихроичли қутблагичлар ёки Брюстер бурчак остида қайтишли қутблагичлар ишлатилиши мумкин. Ҳар бир ўзаро боғланмаган элемент ёрдамида 25дБ миқдорида кучсизлантириш ва 46 дБ йўқотиш (тўғри йўналишда)га эришилади. Масалан, 5-каскадли 20дБ га тенг кучайтиргич ёрдамида 1ГВт гача импульс қувватга эришилган.



2.6.1-расм. ЮТОКК (а) ва ундан ўтадиган лазерли нурланиш жараёни (б) нинг схемалари.
1-фаол муҳит, 2-қутблагичлар, 3-Фарадей ячейкаси, 4-лазер, 5-ОКК

ЮТОКК чиқишнинг принципиал чегарасини кўп фотонли ютилиш жараёнлари билан чекланган қувват билан қувватга тенг бўлади. Бандлик инверсиал муҳитда $N_2 - N_1$ бўлганда $P_{\text{кыр}}$ қуввати ва частота ν га эга

монохроматик нурланиш таъсирида бирлик вақт давомида бирлик ҳажмда қуйидаги энергия пайдо бўлади:

$$E_v = (N_2 - N_1) \sigma_{21}(\nu) P_{\text{кир}} \quad (2.6.1)$$

бу ерда $\sigma_{21}(\nu)$ - частотали фотон чиқариш билан содир бўладиган $E_2 \rightarrow E_1$ мажбурий ўтишнинг кўндаланг кесими.

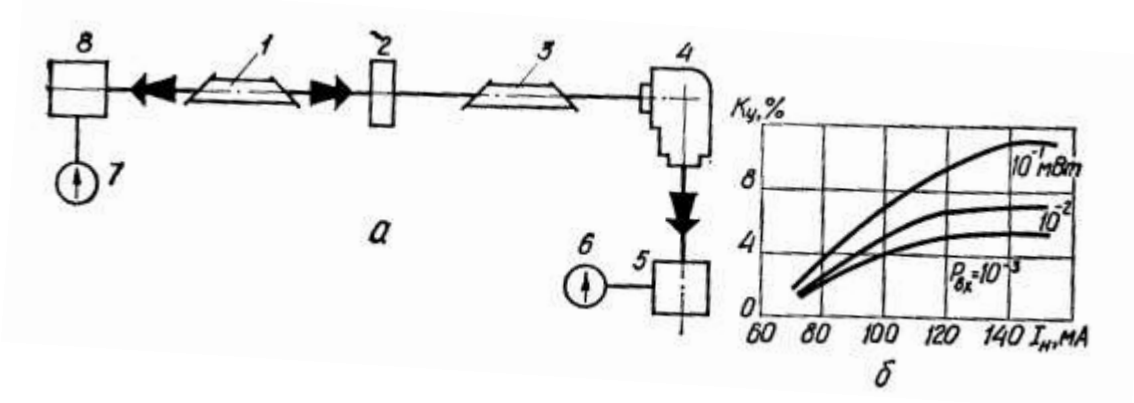
ЮТОКК ёрдамида кучайтирилган импульсда максимал эришиш мумкин бўлган энергия қиймати қуйидагига тенг:

$$E_{\text{max}} \approx \frac{N_0 h \nu_0}{2\beta_\Sigma} \quad (2.6.2)$$

бу ерда β_Σ - резонатордаги умумий йўқотишлар миқдори.

Ёқутда $h\nu_0 = 2,8 \cdot 10^{-19}$ Ж га тенг R_1 - чизикда сатҳ бандлик инверсияси $\Delta N \sim 0,5N_0$ да бўлганда (бу ерда $N_0 = 1,6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ - ёқут сатҳлар бандлиги, $\beta_\Sigma = 0,04 \text{ см}^{-1}$ га тенг) $E_{\text{max}} \sim 56 \frac{\text{Ж}}{\text{см}^3}$.

Импульсли режимда ЮТОКК ишлашида чиқарилаётган нурланишининг муддати камайиши рўй беради (2.6.1-расм,б). Аммо бунинг учун бошланғич импульс олди фронти етарли даражада бўлиши жуда ҳам муҳим. Акс ҳолатда импульснинг кенгайиши кузатилади.



2.6.2-расм. ОКК да кучайтириш коэффициентини ўлчаш учун схема (а) ва лазер нурланиш ҳар хил қуввати $P_{\text{кир}}$ да ҳосил қилинган токда ишлаётганда гелий-неон ОКК да кучайтириш коэффициентини ўзгариши (б).

Ярим даражали сатҳда чиқиш импульс кенглиги қуйидагига тенг бўлади:

$$\tau_{H0,5} \approx 2e^{-\frac{\sigma_{21}}{(N_2-N_1)/L}} / (2\sigma_{21}\rho_{\nu_0}g)$$

бу ерда ρ_{ν_0} - вақт $t=0$ да резонатор фотонлар оқимининг зичлиги; $(N_2 - N_1)$ – вақт $t=0$ бўлганда E_2 ва E_1 энергетик сатҳлар бандлиги инверсияси; g - муҳитда ёруғлик тарқалиш тезлиги, $см \cdot с^{-1}$.

Кириш импульс шаклини аниқлашда (белгиланган чиқиш импульсни ҳосил қилиш учун зарур бўлган) тегишли нисбатни ишлатамиз:

$$P_{кир}(t-t_m) = P_{чик}(t) \left\{ \frac{1}{[1 + (\beta_{\Sigma} + 1)] K_y^{-E_{кир}(t)/E_0}} \right\}$$

бу ерда $P_{кир}$, $P_{чик}(t)$ - ЮТООК дан ўтказилаётган импульсли кириш ва чиқиш сигналнинг қуввати, $E_0 = h\nu_0(N_2 - N_1)$ - ОКК да йиғилаётган энергия миқдори;

$E_{кир}(t) = \int_0^{\tau_H} P_{кир}(t) dt$ - импульс муддати τ_H га тенг бўлганида йиғиладиган

энергия миқдори; t_H - ОКК дан импульс ўтиш вақт қиймати, бунда $t_H \leq \tau_p$ бўлиши талаб этилади (τ_p - релаксация вақти).

2.6.2-расм, а даги схемага кўра кучайтириш коэффициентини ўлчаш методикаси қуйидагичадир. Фарадейячейкаси 2 дан лазер 1 даги чиқишларидан биттасидан нурланиш ОКК разрядли трибка 3 орқали йўналтирилади ва монохраматорда 4 даги тахлилдан сўнг фото кўпайтиргич 5 га узатилади. Лазернинг кейинги чиқишидаги нурланиш кенг бирламчи сигнал шаклида фото кўпайтиргич 8 нинг киришига узатилади. Фото кўпайтиргия 5 ва 9 ларнинг чиқишларидан электр сигналлар тегишли ойнали гальванометр 6 ва 7 ларнинг киришига узатилади (бундай гальванометр М-95 типли бўлиши мумкин). ОКК трубкасида разряд йўқлигида гальванометрлар кўрсаткичлари бир хил бўлади. Кучайтириш коэффициентини кучайтиргич разряди (чакнаши)да пайдо бўлаётганда гальванометрлар кўрсаткич фарқи бўйича баҳоланади.

Ёритилган схемага кўра, ОКК нинг фаоллашиш токидан кучайтириш коэффициенти орасидаги боғлиқликни топиш мумкин (**2.6.2-расм,б**).

Кучайтиргич тўйинганигача, K_y ва I_H орасидаги пропорционаллик бузилмайди, чунки бунда ОКК даги мажбурий нурланишнинг синфазали ташкил этувчиси спонтан нурланиш устидан устувор бўлади. Кейинги I_H ортишида кучайтиргич тўйиниш режимига ўтиб қолади.

ОКК нинг фаол муҳитининг энергетик сатҳлар бандлик инверсиясини ҳисоблашлар қуйидаги тарзда амалга оширилади. Кучайтириш коэффиценти K_y сатҳлар бандлиги инверсиясига пропорционал бўлади. Ўз навбатида ΔN фаоллашиш ток функцияси ҳисобланади. Демак, ΔN ни аниқлаш биринчи босқичда **2.6.2-расмда** келтирилган схемани ишлатиш мумкин. Маълумки I_H ток қиймати учун ΔN нинг мос қийматини билганда $\Delta N = \varphi(I_H)$ боғлиқни ҳосил қилишда қуйидаги боғланиш орқали фоидаланиш мумкин:

$$\Delta N = 25,13 \frac{\varepsilon K_y}{2\pi\lambda_0^2 \Delta\nu_N} \frac{\tau_s}{G(\nu)}$$

бу ерда ε - кучайтирувчи муҳитнинг диэлектрик ўтказувчанлиги; $\tau_s = 3 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ - спонтан ўтишда зарранинг яшаш вақти.

Лоренц шаклидаги спектрал чизиқ учун $\Delta\nu_N = 10^7 \text{ Гц}$ га тенг бўлади. Токнинг фаоллашиш қиймати атрофида (тахминан 150мА бўлганда) ОКК сатҳлар бандлик инверсияси деярли ўзгармайдиган тўйиниш содир бўлади.

2.7. Импульсли қаттиқ жисмли лазерлар

3-сатҳли лазер.

Оптик диапазондаги тўлқин узунликларда биринчи марта индукцияланган нурланиш 1960 йилда Т.Майман томонидан қаттиқ жисмли ёқутли импульсли генераторни кашф қилди. Бу ерда биринчи лазерлар пайдо бўлишига А.М.Прохоров, Г.Н.Басов, А.Шавлов, У.Таунс, Д.Вебер ларнинг изланишлари заминини яратишди. Импульсли қаттиқ жисмли лазерларнинг бошқа типи сифатида 4-сатҳли генератор (у ойна, активацион неодим, тўлқин узунлиги $\lambda_0 = 1,064 \text{ мкм}$) мисол бўла олади. Бу генератор Е.Снитцер томонидан

1961 йилда яратилган ва ҳозирда энг кенг тарқалган лазерлардан бири ҳисобланади. Унинг ишини яхшилашга М.П.Вонюкин, А.А.Мак, П.П.Феофилов ва бошқалар янги ғоя ва ўзгартиришлар киритилган.

Лазерларнинг кейинги ривожланиш босқичи консенсацияланган муҳитлар асосида 1962 йилда яратилган $p - n$ ўтиши асосида ишлайдиган яримўтказгичли инжекцион лазерлар бўлади. Қисқа вақт давомида ноорганик материаллар асосида 100 дан ортиқ фаол муҳитлар таклиф этилди. Бундай кескин ривожланишнинг ўзига хос томонлари бор эди. Қаттиқ материалда фаол зарралар концентрацияси газли муҳитга қараганда анча катта бўлади. Шунинг учун қаттиқ жисмли муҳитлар анча юқори бўлган кучайтириш коэффициенти, бу эса ўз навбатида катта генерация қувватга эришиш демакдир.

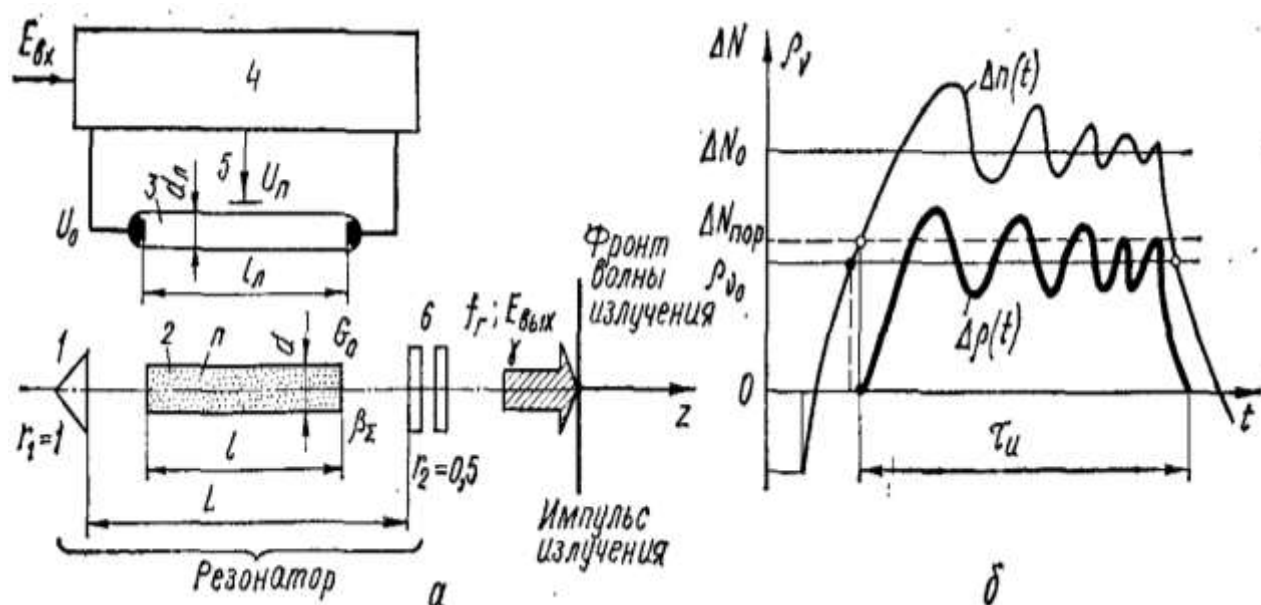
Ҳозирги кунда чиқиш қуввати импульсда 5000 Ж ва қуввати 20ГВт га тенг лазерлар мавжуд. Шу қиймат чегара эмас. Кейинроқ ОКК ёрдамида кучайтириш натижасида ўта қисқа муддатли импульсда 10^{13} Втга тенг нурланиш кузатилди. Бундай катта қувватлар маълум амалий ва илмий мақсадлар учун зарур бўлиб, фақатгина лазернинг импульс режимида, белгиланган шаклда ва нурланиш импульс муддатига эга бўлганида эришилиши мумкин.

Спонтан ўтишлар ҳамма ерда ва ҳар доим кузатилади. Қизиган жисмлар, ёритилган газлар, электр чакнаш ва шу кабилардан чиқаётган нурланиш бунга мисол бўла олади.

Амалда мажбурий (индукцияланган) нурланишни олиш учун қаттиқ жисмли лазерларнинг моделини ёритувчи 3 та асосий шарт бажарилиши лозим (2.7.1-расм, а):

1. Энергетик ҳолатлар инверсияси $\Delta N = N_n - N_m$ га эга модда мавжуд бўлиши шарт, яъни юқори энергетик сатҳ қуйига қараганда зичроқ бўлиши ($N_n, N_m - E_n, E_m$ энергетик сатҳлар бандлиги). Бандлик инверсияси дамлаш билан эргашилади. Энг универсал усул – оптик дамлаш.

2. Фаол моддани резонаторга жойлаштириш керак, яъни иккита параллел ойналар системасига, бу тескари мусбат алоқани ҳосил қилади. Натижада, нурлантирилган энергия фаол муҳит ичида тарқалиб нурланиш жараёнига жалб этилган янги ва янги атомларнинг чиқарган мажбурий тарзда фотонлар ҳисобига кучайиб боради.



2.7.1-расм. Импульс таъсирида ишлайдиган каттиқ жисмли лазер (а) ва мажбурий нурланишнинг оқимли режими (б) даги схемалар:
1-тўла ички қайтариш призмаси, 2-фаол муҳит, 3-дамлашли импульс лампаси, 4-дамлаш қурилмаси, 5-ёндириш электроди, 6-резонансли қайтаргич (пластиналар тўплами), 7-лазернинг параметри ва характеристикаси.

3. Фаол муҳит томонидан яратилаётган кучайиш $G(\nu)$ резонатордаги маълум микдордаги чегаравий йўқотишлар β_z йиғиндидан кўпроқ бўлиши шарт.

Бу катталик ҳар бир каттиқ фаол модда учун аниқланган бўлиб, ўзининг қийматига эга бўлади. Генерация ҳодисаси ўзини – ўз фаоллаштириш шарти бажарилгандагина рўй беради:

$$G(\nu) \geq \beta_z$$

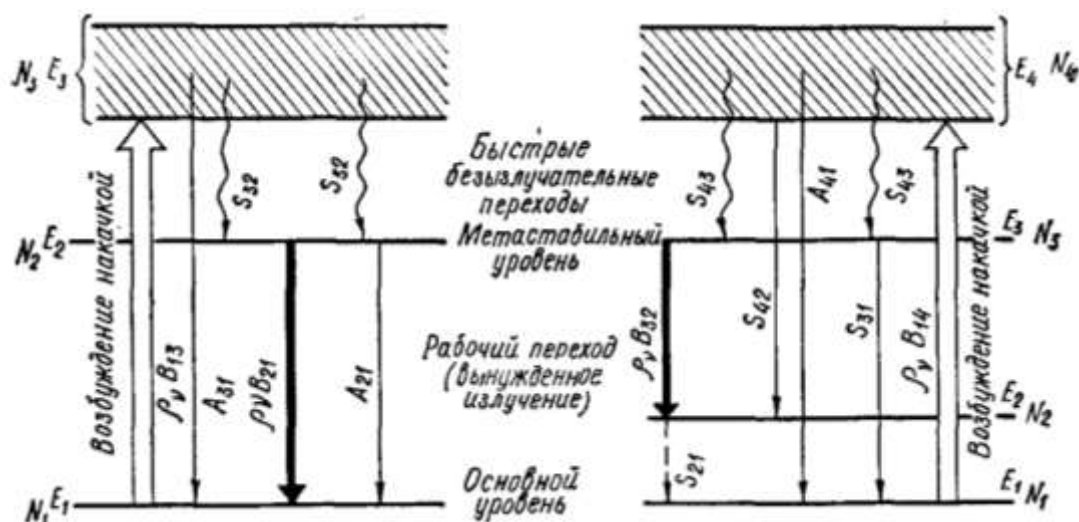
Мана шу келтирилган шартларга асосан лазер 3 та асосий қисмдан ташкил топган: фаол муҳит – мажбурий нурланиш манбаи, дамлаш системаси – фаол муҳитни ишлатишга туртки беради, резонатор – мажбур

тебранишларни таъминлаб турувчи ва чиқаётган нурланишнинг частотали, энергетик, фазавий харктеристикаларини ҳосил қилувчи система.

Қаттиқ жисмли лазерлар аксарият қисми импульсли режимда ишлайди. Кристалл ионларининг фаоллашиш манбаи сифатида импульсли газ – разрядли дамлаш лампалари бўлади. Лампалар ишлаши учун зарур бўлган энергия умумий сиғими 200-500мкФ га эга конденсаторларда йиғиб туради. Лампада газли разряд ёндириши юқори вольтли ёндириш импульси ёрдамида амалга оширилади. Лампадаги ксеноннинг ионизацияси газли разряд плазмасининг интенсив ёниши билан давом этади. Кичик вақт оралиғида ($\tau_n \sim 1\text{мс}$) нурланилаётган лампада нурли энергия фаол муҳит кристали ёрдамида махсус ёритгичда фокусланади ва қисман ютилади. Кристаллнинг фаол ионлар фаоллашган ҳолатга ўтади. Кичик вақтдан сўнг метастабил сатҳда зарралар бандлиги инверсия ҳолати пайдо бўлади.

Натижада мажбурий тарзда фотонлар нурланиши рўйберади. Резонаторда электромагнит энергия тебранишлари пайдо бўлиб, улар лавинасимон жараён шаклида кристаллнинг бошқа фаол марказларини фаоллаштиради. Бу жараён қисқа вақт муддатида бўлиб ўтади – тахминан 150 мкс.

Фотонлар оқими, ойналарда кўп марта қайтишлардан сўнг резонанс система яримшаффоф ойна орқали ташқарига чиқиб кетади. Резонатор ўқиға параллел ҳаракатланаётган фотонлар фаол муҳит ва резонаторни тарк этади. Шунинг учун нурланиш юқори фазавий йўналганликка эга бўлади.



2.7.2-расм. 3 – ва 4 – сатҳли лазерларда квант ўтишлар схемаси.

Лазер чиқишида мажбурий лазер нурланишининг кучли монохроматик оқим ҳосил бўлади. У кичик ёйилиш бурчагига эга бўлиб тарқалади.

Қаттиқ жисмли лазерларда дамлаш кенг энергетик спектр оралиғида нурланиш ютилиш ҳисобига амалга оширилади. Сўнг кичик кенгликка эга сатҳларга тезкор ўтишлар рўй беради. Одатда бундай энергетик сатҳларни метастабил сатҳлар деб номланади. У ерда квант зарраларнинг яшаш вақти фаоллашган сатҳдаги зарраларга қараганда анча катта бўлади. Фаоллашган ҳолатда зарраларнинг яшаш вақти – сатҳлардан бошқа сатҳларга квант ўтишлар эҳтимоллигига тескари пропорционал катталиқ, яъни

$$\tau = \frac{1}{P_{nm}},$$

бу ерда $P_{nm} = A_{nm} + \rho_\nu B_{nm}$ - қуйи E_m сатҳга вақт бирлигида зарраларни ўтишнинг тўлиқ эҳтимоллиги; $A_{nm} = \frac{8\pi h \nu^3 B_{nm}}{c^3}$, $W_{nm} = B_{nm} \rho_\nu$ - спонтан ва мажбурий ўтишлар эҳтимоллиги; ρ_ν - ўтиш ν_{nm} частотасида мажбурий нурланиш энергиясининг спектрал зичлиги; $B_{nm} = \frac{g_n}{g_m} B_{mn}$ - Эйнштейн коэффициенти; g_n, g_m - сатҳнинг қайта туғилиш сонлари.

Қаттиқ жисмли лазерларда 3 – ва 4 – сатҳли энергетик сатҳлар ситемаси ишлатилади (2.7.2-расм). Биринчи системада нурланиш оптик

дамлаш йўли билан квант зарраларни E_3 кенг ютилиш оралиғига ўтказди, сўнг атомлар тезда E_2 метастабил сатҳга ўтиб оладилар. Агарда дамлаш куввати етарлича бўлса, у ҳолда асосий энергетик E_1 сатҳ ва E_2 сатҳда бандлик инверсияси пайдо бўлади. Мажбурий нурланиш генерацияси метастабил E_2 сатҳдан асосийга (ёки E_3 сатҳдан ёрдамчи E_2 сатҳга 4-сатҳли системада) ўтиш рўй беради (3-сатҳли системада).

Умумий ҳолатда сатҳлардаги бандлик ўзгариши 3 та квант меҳнизм асосида бажарилади: пастки энергетик сатҳларга спонтан ўтишлар; мажбурий нурланиш ва ютилиш; нурланишсиз (иссиқлик жараёнлари ва кристалл реметка тебранишлар ҳисобига) ўтишлар. 3-сатҳли схема бўйича ёқут асосидаги лазер ишлайди. Унинг қачилиги сифатида шуни кўрсатиш мумкинки, бандлик инверсиясини пайдо қилиш учун метастабил сатҳга асосий сатҳдан 50% дан кўпроқ квант зарралар ўтказилиши керак бўлади. Шунинг учун ҳар бир фаоллашган атом энергиянинг асосий қисмини ташкил этади.

2.8.Тўрт сатҳли лазерлар

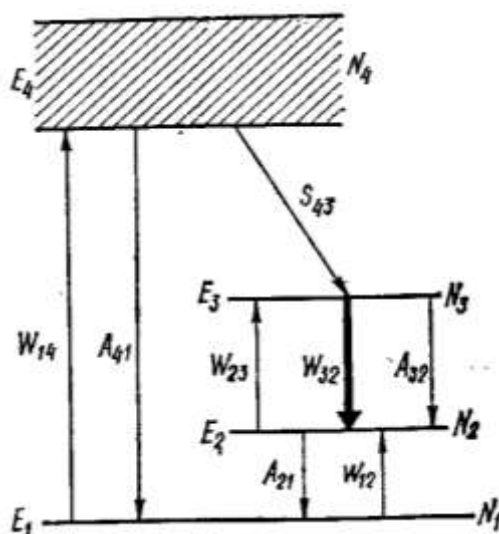
Ёқутли лазерлар билан бир вақтда ойна асосида ишлайдиган лазерлар кенг кўламли фойдаланишга киритилди. Бундай асосли лазерлар стерженларнинг чексиз ўлчамларига эга бўлади (6...200см), ихтиёрий шаклдаги намуналарни тайёрлаш осонлиги, юқори оптик бир хиллик, оммавий ишлаб чиқариш соддалиги каби томонлари мавжуд. Бошқа томондан ионли кристалларга қараганда ойна анча паст иссиқлик ўтказувчанлик ва анча юқори иссиқлик кенгайиш коэффиценти билан ифодаланади. Бу томони, катта қайтариш частотасига эга импульсли лазерларни яратишни анча қийинлаштиради. Ҳозирги вақтда неодим, иттербий, эрбий, гольмий, турий, европий, диспродий ионлари билан активация қилинган ойна асосида ишлайдиган лазер яратилган. Энг зўр натижани неодимли лазерда олиш мумкин.

Неодим ионларининг энергетик сатҳлар диаграммаси анча мураккаб. Шунинг учун генерация жараёнида муҳим роль ўйнайдиган сатҳларни

ҳисобга оламиз, холос. Бошқача айтганда, 4 – сатҳли ҳолатлар моделини яратишда ишлатилади (2.8.1-**расм**). E_1 -сатҳ асосий, E_2 - охириги, E_3 - метастабил, E_4 -зарралар. E_1 сатҳидан ва E_4 сатҳига фаоллашган квант зарралар ёрдамида дамлаш нурланишни ютилишига ажратилган ҳамма сатҳлар тўплами бўлади. Фаоллашган ҳолатда зарранинг яшаш вақти, ҳарорати, ойна таркиби ва неоптим конусктрацияси боғлиқ ҳолда 10^{-3} дан 10^{-5} с га ўзгаради. Сўнг фаоллашган зарралар нурланишсиз метастабил E_3 сатҳга ўтишади. Мана шу сатҳда зарраларнинг яшаш вақти тахминан 10^{-3} с га тенг. E_3 ва E_2 сатҳлар орасида ишчи ўтиш (генерация) жараёни $\lambda_0 = 1,064$ мкм тўлқин узунлигига мос келади. $E_4 \rightarrow E_3$ ўтишда ΔN бандлик инверсияси ҳосил бўлади. E_2 сатҳи асосий E_1 сатҳидан юқорироқ жойлашган бўлиб ва 2000 см^{-1} га тенг қийматга эга бўлади. Бунда E_1 сатҳдан E_2 га ўтишни бекор қилиш учун $E_2 - E_1 \geq 8RT$ шарт бажарилиши лозим.

Термодинамик мувозанатда E_2 сатҳнинг бандлиги жуда паст бўлади, чунки E_2 сатҳи тўлдирилган. Шунинг учун $\Delta N = N_3 - N_2$ бандлик инверсияси яратишда 4 – сатҳли фаол муҳитда 3 – сатҳли системага нисбатан анча кам фаоллашиш энергияси талаб этилади. Бунда 4 та кинетик тенгламаси (2.8.1-**расм**) генерация жараёнини қуйидаги чегараланишни ҳисобга олган ҳолда:

$$N_1 \gg N_4; \frac{dN_4}{dt} \rightarrow 0; S_{43} > W_{14}$$



2.8.1-**расм**. 4 – сатҳли лазер фаол муҳитнинг энергетик ҳолатлар схемаси

бу ерда

$$W_{14} = A_{41}\rho_v$$

билан ностационат режим тенгламасини алмаштирамиз:

$$\frac{d(N_3 - N_2)}{dt} = W_{14}(N_0 - \Delta N) - (W_{32} + A_{32})\Delta N$$

ёки стоционар режимда

$$\Delta N = \frac{W_{14}N_0}{W_{14} + W_{32} + A_{32}}$$

дамлаш қувватининг чегаравий қиймати ва бандлик инверсиясини ҳисоблаймиз:

$$P_{H.nop} = \frac{N_0 S l h \nu_H \delta m_p}{\tau_\lambda \eta_{эф} b \eta_0 \eta_\lambda}$$

Ўзининг имкониятига кўра ҳозирги вақтда энг қулайлиги сифатида иттрий-алюминийли гранат (YAG) да неодим аралашмаси асосида қаттиқ жисмли лазер ҳисобланади. Бу 4 – сатҳли системага мисол бўлади. Унинг кимёвий таркиби $Y_3Al_5O_{12}(Nd^{3+}; Cr^{3+}, Nd^{3+}; Ho^{3+}; Er^{3+}; Y^{3+}b)$ орқали ифодаланади. Гранат кристалл матрицали асосни ташкил этади ва унда фаоллаштиргич ролини санаб ўтилган кам учрайдиган элементлар ўйнайди.

YAG: Nd^{3+} асосида ишлайдиган лазерларнинг саноат намуналари ўртача 400Вт гача генерация қувватига ва $2 \cdot 10^5 \frac{Вт}{см^2}$ зичликка, ФИК 1,5%, нурланиш ёйилиши тахминан 30' га тенг бўлади. Мана шу ишчи лазерли ўтиш яқин инфрақизил соҳада ва $\lambda_0 = 1,064 мкм$ тўлқин узунлигида кузатилади.

Лазер 3 режимда ишлайди: узлуксиз, частотали – импульсли ва бир модли нурланишли ишлаш қобилятини модуляцияли. Охирги режимда лазер кўп модли нурланишга эга бўлиб туриб бир модли режимда генерация қуввати 3 марта камаяди. Частотали – импульсли режимда импульслари юбориш частотаси $10^2 Гц$ гача етади ва қуввати 10кВт (тик берувчи нуқталарда), импульс муддати 1...10 нс га тенг бўлиши кузатилди. YAG асосидаги лазерлар ҳам мажбурий нурланишни генерация қилади, фақатгина бошқа тўлқин узунлигида: 0,94; 1,05; 1,12; 1,34...1,4 мкм.

Қаттиқ жисмли лазерларнинг ишлаш муддати дамлаш лампа муддати билан белгиланиб ~ 1500 соат ($\sim 10^6$ импульс)га тенг бўлади. Узлуксиз режимда 10кВт гача бўлганда лазер дамлаши ксенонли лампа билан амалга оширилади. Қувват ~ 100 Вт бўлганида лазернинг дамлаши (гранат асосида ишлайдиган лазерда) криптонли лампа билан бажарилса, $YAG:Nd^{3+}$ асосида ишлайдиган лазерда тўлқин узунлиги $\lambda_0 = 0,5 \text{ мкм}$ да частотаси икки баробар кўпайтириш усули ишлатилади. Импульс муддати $\sim 0,5 \dots 1$ мкс бўлганда ~ 100 МВт га тенг айрим нукталарда қувватга эришиши мумкин. Бундай қувватли лазерлар лазерли нурланиши билан материални микроишловида ишлатилади ва бу жараён кичик ўлчамли доғ ($\sim 5 \text{ мкм}$) да фокусланган лазерли нурланиш ёрдамида бажарилади.

2.9. Газли лазерлар

Нейтрал гелий-неон аралашманинг нейтрал атомларда ишлайдиган лазер механизм принципи

Газли лазер деб шундай лазерларга айтиладики, улардаги фаол муҳити газ, бир нечта газлар аралашмаси ёки газ ва металл буғлар аралашмаси бўлади.

Газли бўлган фаол муҳитнинг хусусияти шуки – бу муҳит юқори оптик бир хилликка эга. Бундай ҳолатда резонаторнинг катта оптик узунликларини қўллаш ва натижада юқори йўналганликка, монохраматикли нурланиш ҳосил қилиш мумкин бўлади.

Нейтрал атомлар асосида ишлайдиган оддий лазер - бу газ – разрядли гелий-неонли лазер. Унда гелий ва неон моддалар 10:1,5:1 нисбатда бўлиб, умумий босим ~ 80 Па атрофида гелий-неон аралашмасида жараёнлар содир этилади. Мажбурий нурланиш неон атомлари билан яратилса, гелий атомлари энергия узатиш жараёнида қатнашади (2.9.1-расм).



2.9.1-расм. Гелий – неонли лазернинг энергетик сатҳлар схемаси

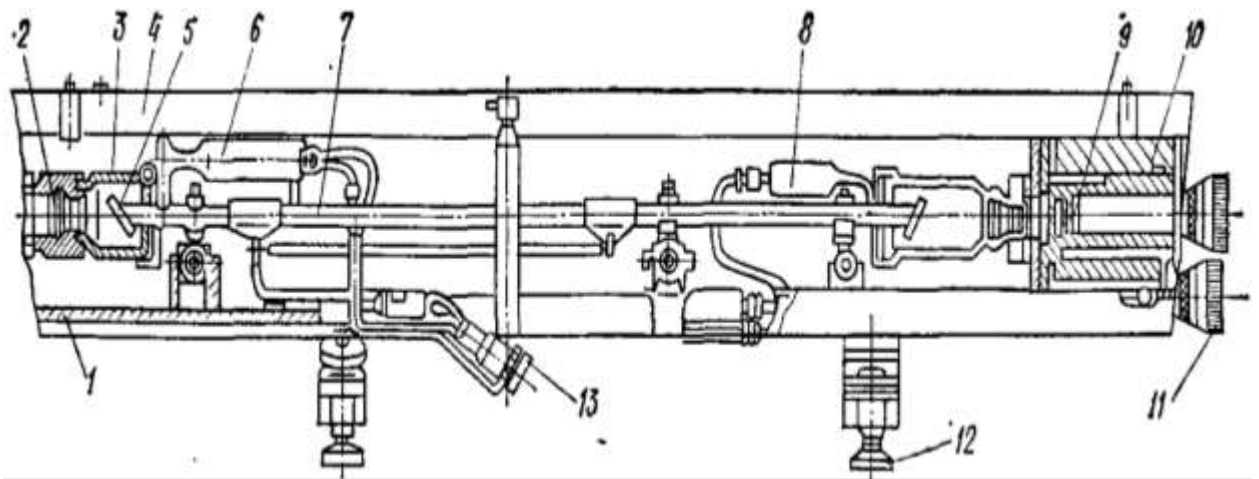
Газли аралашмани электр ток билан фаоллаштиришда (30 МГц атрофида бўлган частотали доимий ёки ўзгарувчан ток) реклама неон лампадаги сингари ўхшаш разряд пайдо бўлади. Электр разрядда неон атомларининг ярим асосий E_1 сатҳдан узоқ вақт яшовчи E_4 ва E_5 сатҳларга ўтадилар. Энергетик сатҳ бандликда инверсия ҳосил бўлади, яъни E_4 ва E_5 сатҳлардаги бандлик қисқа муддат яшовчи E_3 сатҳга нисбатан анча зичроқ бўлади. Соф неонда бандликнинг инверсиясини ҳосил қилишда метастабил E_2 сатҳ ҳалақит беради, шунинг учун ишчи аралашмага гелий киритилиши фойдали бўлиб чиқди.

Электр разряди таъсирида гелий атомларнинг ярим ионизацияланади ва катта кинетик энергияга эга электронлардан иборат плазма ҳосил бўлади. Мана шу электронлар гелий атомлари билан тўқнашиб уларни асосий E_1 сатҳдан узоқ муддат фаоллашган ҳолатда яшовчи E_2 ва E_3 сатҳларга ўтказишга сабабчи бўлади. Қайд этилган E_2 ва E_3 сатҳлар неоннинг E_4 ва E_5 сатҳига яқин жойлашган. Шунинг учун фаоллашган гелий атомларнинг фаоллашмаган неон атомлари билан тўқнашганда фаоллашишнинг узатиш резонанси узатиш эҳтимоллиги анча катта бўлади. Бунинг натижасида неон атомлари E_4 ёки E_5 сатҳда жойлашади, гелий атомлари эса асосий ҳолатга ўтади. Неон атомларининг E_2 ва E_3 сатҳгача фаоллашиш эҳтимоллиги (гелий

атомлари билан тўқнашиш ҳисобига) жуда кичик, чунки шу сатҳлардаги ҳолатлар энергияси гелийнинг E_2 ва E_3 сатҳлардан жиддий тарзда ажратиб туради. Шундай қилиб, ёрдамчи газнинг ишлатилиши – гелий, неоннинг энергетик сатҳларни қўшимча равишда зичлаштириш имкониятини беради, E_3 ва E_4 , E_5 сатҳлар орасида бандлик инверсиясини ҳосил қилишга эришилади.

Неоннинг E_3 сатҳи қисқа вақт яшовчи (E_3 сатҳда фаоллашган неон атомининг яшаш вақти жуда кам) бўлиб, $E_4 \rightarrow E_3$ ва $E_5 \rightarrow E_3$ ўтишларда узлуксиз генерацияни ҳосил қилиш мумкин. $E_4 \rightarrow E_3$ ўтиш яқин инфрақизил соҳадаги генерацияга мос келади, бунда тўлқин узунлиги 1,153 мкм га тенг, $E_5 \rightarrow E_3$ - кўриниш спектрнинг қизил соҳасига мос тушади (тўлқин узунлиги 0,6328 мкм). Ҳар бир E_3 , E_4 , E_5 сатҳлар амалда бир неча кичик сатҳлардан ташкил топган. Шунинг учун кўриш ва инфрақизил спектрда гелий-неонли лазер катта миқдорда (~ 130) спектрал чизиқларга эга бўлиши мумкин. Зарур спектрал чизиқнинг ажратилиши оптик резонатор ойналарини тегишли тартибда танлаш, резонаторга дисперсияловчи ёки селектив ютувчи элементни жойлаштириш йўли билан эришилади. Бунинг ўрнида доимий магнит ҳам бўлиши мумкин. E_4 ва E_5 сатҳлар орасида яна битта қисқа муддат яшовчи E_5 сатҳ жойлашган бўлиб, унда тўлқин узунлиги 3,392 мкм да генерация ҳосил қилинади.

Гелий – неонли лазерда ишчи газли аралашма газразрядли трубкада жойлашади (2.9.2-расм).



2.9.2-расм. Гелий – неонли лазернинг нурлагич конструкциясининг схемаси (ЛГ-36a): 1-асос; 2-чиқувчи сферик ойна; 3-обойма; 4-ўрам; 5-чиқиш ойнаси; 6-океидли катод; 7-газоразрядли трубка; 8-анод; 9-текис ойна; 10-ойнани қатириш боғлами; 11-юстировкали винтлар; 12-таянчлар; 13-разъём.

Бу ерда тўлқин узунлиги 0,2...1 м га етиши мумкин. Трубка юқори сифатли ойна ёки кварцдан тайёрланади. Генерация қуввати трубканинг диаметрига жиддий равишда боғлиқ бўлади. Трубка диаметрининг ортиши ишчи аралашмани ортишига олиб келади. Бу эса генерациянинг қуввати ортишига туртки бўлади. Аммо, трубканинг диаметри ортиши плазманинг электрон ҳарорати камайишига олиб келади. Натижада генерация қуввати камайишига сабабчи бўлади. Йўқотишнинг олдини олиш учун газразрядли трубка торец (қирралари) текис параллел пластинкалар билан ёпилган. Бу қирралар трубкага нисбатан перпендикуляр бўлиб жойлашган эмас. Балки, шу нормалга ўтган нормал трубка ўқи билан $i_B = \arctg n$ бурчакка тенг (n -пластинка материалининг нур синдириш кўрсаткичи) бўлиб, бурчакни Брюстер бурчаги деб номланади. Ҳар хил муҳитлар орасидаги i_B бурчакнинг электромагнит тўлқиннинг синдиришининг хусусияти лазер техникада кенг қўлланилади. Кюветанинг чиқиш ойнасини фаол муҳитда Брюстер бурчаги остида созланиш лазерли нурланишнинг бир хил тарзда белгиланади. Тушиш текислигида қутбланган нурланиш учун резонатор йўқотиш ҳолатида минимал бўлади. Табиийки, айнан шу чизиқли – қутбли нурланиш лазерда мавжуд бўлиб ва асосий устунлиги ҳисобланади.

Газоразрядли трубкада оптик резонатор жойлашган бўлиб, инфракцион копланган ойналар билан ҳосил қилинади. Ойналар фланецларда қатирилган. Унинг конструкциясини икки ўзаро перпендикуляр сиртда юстировка винтларни айлантириш йўли билан созланади. Газли аралашманинг фаоллашуви электродларнинг таъминлаш блокдан юқори частотали кучланишни узатиш йўли билан амалга оширилади. Бу қисм юқори частотали генератор ўзи билан таъминлаш блакини ўхшатади ва тартибда частотаси 30МГц яқин бўлган частотада ҳамда бир неча Ватт қувватдаги нурланишни ҳосил қилади.

Газли лазерларни кучланиши 1000...2000В да доимий ток таъминланиши рўй беради. Мана шу кучланиш стабилизацияланган тўғрилагич ёрдамида пайдо қилинади. Бундай ҳолатда газразрядли трубка иситувчи ёки совутувчи катод ва анод билан белгиланади. Трубкада разрядни ёндириш учун электроддан фойдаланилади. Айнан, унга ~10кВ импульсли кучланиш узатилади. Бундай кучланиш сиғими 1...2 мкФ га тенг конденсатор разряди орқали импульсли трансформаторнинг бирламчи ўрамдан олинади.

Гелий – неон лазерларнинг, улардаги нурланишнинг когорентлиги, сарф этиладиган кичик қувват (8...10Вт), кичик ўлчамлари ютуғи ҳисобланади. Асосий камчилиги – жуда кичик ФИК (0,01...0,1%) ва кичик чиқиш қуввати (60мВт дан ортмайди). Шундай лазерлар импульсли режимда ишлай олади, агарда фаоллаштириш учун қаттиқ амплитудали импульсли кучланишни ~1мкс га тенг давомли импульслар давом этилганда. Қўлланишнинг асосий соҳаси – илмий тадқиқотлар ва ўлчаш техникаси.

2.10.Ионли лазерни ишлаш принципи

Ионли лазерлардан энг катта тарқалишга узлуксиз нурланишли аргонли лазер эришди (тўлқин узунлиги 0,48 мкм га тенг бўлади).

Ионли лазерда фаоллашиш механизми Е.Гордон томонидан 1964 йилда таклиф этилган. Кюветада аргон ионлари нейтрал $ArII$ атомларнинг катта зичлик ток ўтказилганда ионизация натижасида аргон ионлари пайдо бўлади.

Аргон лазерда бандлик инверсияси $ArII$ атомларни интенсив ионизацияси ва аксарият ҳолатда қуйи ишчи сатҳнинг тазаланиши сабабли пайдо бўлади.

Бу типли лазернинг конструкциясининг хусусияти шуки – унинг ишлаши учун газдан катта зичликка эга ток ўтказилиши талаб этилади, чунки аввалига аргоннинг нейтрал атомларни ионлаштириш зарур. Шу газразряд трубкадан иссиқликни ажратиб олиш самарали системани қўллаш керак бўлади (2.10.1-расм). Газразрядни ингичка капиллярда ҳосил қилиниб, суюқлик билан совутилади. Ишчи босим $\sim 220\text{Па}$ га тенг. Капилляр марказида электронларнинг концентрациясини ошириш мақсадида разряд бўладиган жойда магнитлар ёрдамида майдон ҳосил қилинади. Бу майдон разрядни сиқади ва капилляр деворларига тегмасликни таъминлайди. Катод электронларни эмитторлайди, улар электр нурланиш таъсирида (бу кучланиш анод ва катод орасига узатилади) капилляр бўйича анодга қараб ҳаракатланади. Бунда капиллярдаги газ ҳам катоддан анодга қараб ҳаракатланади – бундай ҳолат разряднинг тугашига олиб келиши мумкин, чунки анод атрофида босим анча кўтарилиб кетади.

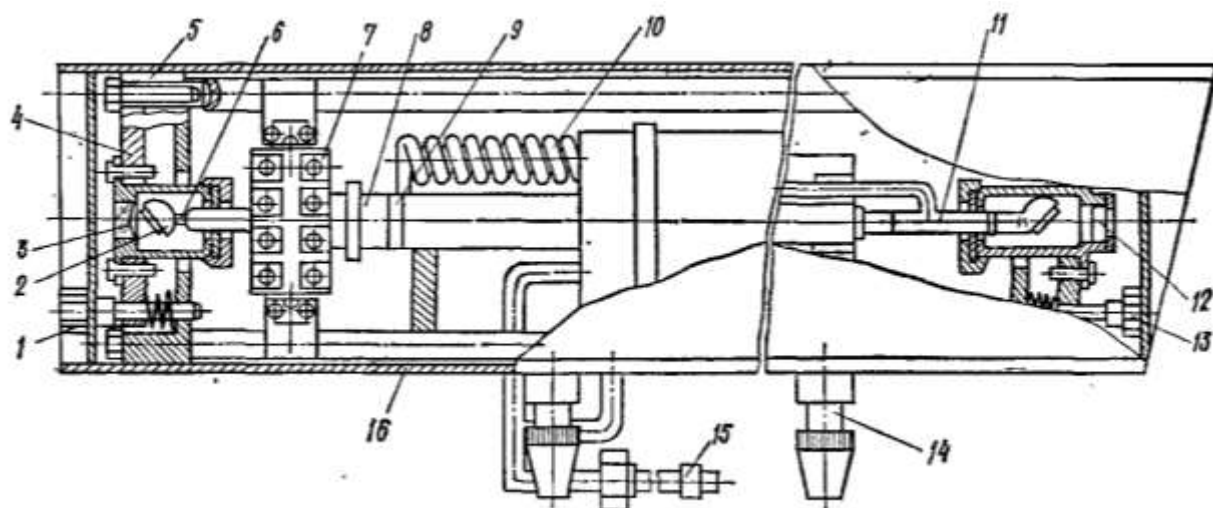
Капилляр узунлиги бўйлаб босимни бир хилга келтириш учун газразрядли трубканинг катод ва анод бўшлиқларини газ айланишини таъминлайдиган айланма трубка билан бирлаштирилади.

Биринчи ионли лазерларда кварцли капиллярлар ишлатилган. Уларнинг ишлаш муддати 100 соат дан ошмас эди. Кейинги конструкцияда металл – керамик капиллярлардан фойдаланилган. Бериллий оксиди асосида яратилган капиллярлар анча самарали бўлиб чиқди ($\sim 1000\text{ с}$) [24,30].

Ионли лазерларни яратишда сезиларли ютуқ сифатида доирасимон разрядли нурлатгич ва ультрабинафша спектр қисмида генерацияга эришишни мисол қилиб келтириш мумкин. Бу ерда кювата иккиламчи бир ўлчамли юқори частотали трансформатор шаклида ясалган капиллярдан ташкил топган ёпиқ контурдан иборат. Шу сингари кюветаларда фаол муҳитни аралашмалар билан софлигини бузадиган электродлар қўлланилмайди.

Бошқа ютуғи сифатида ички шовқин пасайиши ва нисбатан кам спектрал чизиклар кенгайишини келтириш ўринли.

Ионли лазер электр энергияси билан таъминловчини эслатади ($\sim 10\text{кВт}$); чиқиш кучланиши $200\ldots 400\text{ Вга}$ тенг бўлади. Бу ерда юқори частотали фаоллаштиришдан фойдаланиш ҳам мумкин. Бунда капилляр ишлаш муддати ортиши кузатилади, чунки деворларга урилаётган ионлар юқори частотали майдонда ҳаракатланганда катта тезликка эриша олмайди.



2.10.1-расм. ЛГ-106 типли аргонли лазер нурлатгич конструкциясининг схемаси
 1,13 – юстировка винтлари; 2 – трубка ойнаси; 3 – сферик ойна; 4 – созлаш учи; 5 –
 кронштейн; 6 – газразрядли трубка спирали; 7 – клеммалы колодна; 8 – магнит; 9 – катод;
 10 – айланма канал спирали; 11 – анод; 12 – чиқиш ойнаси; 14 – текис сиртга ўтказувчи;
 15 – совутиш системаси; 16 - коплама

Аргонли лазернинг асосий қўлланилиш соҳаларига фотохимё, лазерли технология ва тиббиётни киритиш мумкин. Айниқса, тиббиётда қисқа тўлқинли ультрабинафша нурланиш ишлатилиши самарали бўляпти (тўлқин узунлиги $0,26\text{ мкм}$), чунки нурланиш энергиясининг 90% - нуклеин кислоталар, қолган 10% ни оксиллар томонидан ютилади. Шундай ҳолатда аргонли лазер нурланишини 2 марта юқори частотада ҳосил қилинса рентген ва γ - нурланишдан самаралироқ бўлиб чиқди. Охирги йилларда кадмий – гелийли лазер яратилди. Унинг учун таъминот паст чегаравий қиймати ($\sim 70\text{Вт}$) ва катта нурланиш қуввати ($P_{\text{чик}} \sim 0,3\ldots 0,4\text{ Вт}$)ни тўлқин узунлиги $0,839\text{ мкм}$ да бўлиши билан ишлаш жараёнида ажралиб туради.

Бу турдаги лазерлар кенг қўлланилишига уларнинг юқори таннархи, мураккаблиги, кичик ФИК ва катта сарф этилаётган қувват ҳалақит беряпти. Шундай лазер гелий – неонли лазерга нисбатан қуйидаги хусусиятларига эгадир:

1. Кучайтириш коэффициенти $G(\nu)$ нинг доимий газразрядли эгри чизиғи анодга қаратилган ионлар дрейф тезлиги туфайли пайдо бўлган доплер силжиши учун симетрик хусусият мавжуд.
2. Кучайтириш чизиғида Лэмб-Беннет бўшлиқ кенглиги 100 МГц га тенг ва чизиқнинг рақобати нурланиш генерацияси мувозанат бўлишига олиб келди.

2.11.Молекуляр ларезни ишлаш принципи

Атомли ва ионли лазерларда юқори ишчи сатҳ асосий сатҳга қараганда жуда юқори жойлашганлиги туфайли паст ИК га эга бўлишади. Демак, фаоллашиш жараёнида электронларнинг кичик қисми қатнашади, холос. Газразрядли лазерда ФИК ни ошириш мақсадида ишчи сатҳлар иложи борича пастроқ бўлиши яхши. Мана шундай сатҳлар мисолида CO_2 , H_2O , D_2O , CH_3 , HCN молекулаларнинг тебранма сатҳлардан фойдаланиш мумкин.

CO_2 молекула асосида генерация қилиш С.К.Пателга тегишлидир. Деярли 2 йил (1964-1965 йиллар) у газли лазернинг узлуксиз нурланиши қувватини 220 Вт, сўнг 450Вт ва 925 Вт гача етказди. Иш жараёнида $CO_2 - N_2 - He$ аралашмадан фойдаланади. ФИК~10% ни ташкил қилди. Ўша вақт учун оламшумул хабар бўлган, агарда бу натижаларни гелий – неон лазердаги 2мВт қуввати билан таққосланилганди.

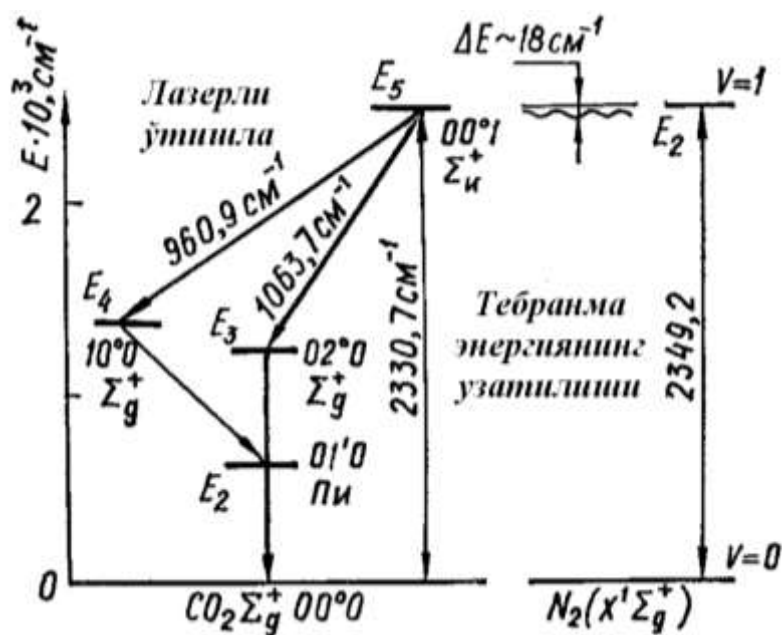
CO_2 молекуласи 3 та хусусий тебраниш частотага эга бўлиб уларга E_3 , E_4 ва E_5 сатҳлар мос келади. Шу сатҳларнинг газли разрядда банд этилиши 3 та асосий жараёнлар ҳисобига бўлиб ўтади. Биринчидан, тез электронлар билан CO_2 молекуласининг ўзаро тўқнашуви. Мана шундай

фаоллашиш механизми узлуксиз режимда қуввати 10Вт ва ФИК 10% га тенг лазерни яратиш иложини беради.

Қувват ва ФИК анча ортиши CO_2 га молекуляр азот ва гелийни қўшиш орқали эришилади. Газли разрядда азот молекуласининг E_2 сатҳигача интенсив фаоллашиш рўй беради (E_2 сатҳ карбонат ангидриднинг E_5 сатҳига мос келади). Азот ва CO_2 энергетик сатҳлар мос келиши деярли идеал ($\sim 18\text{см}^{-1}$) га тўғри келади.

Азот молекуласидан CO_2 молекуласига фаоллашишнинг резонанс узатилиши ҳисобига E_5 энергетик сатҳ бандлиги анча ортади. Бу ишчи сатҳларнинг иккинчи банд қолиш усули ҳисобланади. Гелийни ишчи аралашмага қўшилиши ҳарорат пасайишига олиб келади. Натижада ҳамма сатҳларда иссиқлик ёрдамида банд қилишни камайтириб инверсияни ортиришга сабаб бўлади.

CO_2 молекуланинг E_5 сатҳини эгаллашнинг қўшимча учинчи усули – мана шу сатҳга каскадли ўтишлар орқали ўтказиш. Бунинг учун электронлар билан тўқнашиш ҳисобига тебранма – фаоллашиш CO_2 молекуласини янада ҳам юқори сатҳга ўтиши (2.11.1-расм).



2.11.1-расм. CO_2 ва N_2 молекулаларнинг энергетик сатҳлари ҳамда CO_2 молекуласининг квант ўтишлар схемаси (“9” тебранма сатҳларни кўрсатади).

CO_2 асосида ишлайдиган лазерда индукцион нурланиш $E_5 \rightarrow E_4$ ва $E_5 \rightarrow E_3$ ўтишлар билан белгиланади. Бу турдаги лазерда юқори сатҳнинг катта яшаш вақти ($\sim 2,6 \cdot 10^{-3} \text{ с}$) бўлиб генерация йўқлигида энергия сақлаш функциясини бажаради, сўнг резонатор ишлаш қобилияти етарли бўлганида бирданига ажралиб чиқади – кучли импульс шаклида. Энг катта интенсивликка $E_5 \rightarrow E_4$ ўтиш 10,6 мкм тўлқин узунлигида эришиш мумкинлиги кўрсатилган. Бунда 9,6 мкм тўлқин узунлигидаги генерация деярли қўллашга эришилади ($E_5 \rightarrow E_4$ ўтишда). Тўлқин узунлиги 10,6 мкм амосферанинг шаффофлик ойнасига мос келади. Бу эса оптик локацияда мана шу нурланишни қўллаш имконини беради.

2.11.1-расмда келтирилган ҳар бир тебранма сатҳ амалда 30 та гача кичик сатҳларни қамраб олган чизиқли ифодалайди. Шунинг учун CO_2 асосидаги лазерни генерация спектри жуда мураккаб, кўпгина ўтишларда мавжуд бўлиш ва бир нечта юзта чизиқларга эга бўлиши мумкин. Генерация қилинаётган нурланиш тўлқин узунлиги 9,2...11,4 мкм оралиғида бўлади.

CO_2 ва азот билан аралашма асосида ишлайдиган газразрядли трубканинг ўзига хос хусусияти шуки – ишлаш жараёнида ишчи аралашманинг тинимсиз сўриб олиш талаб этилади. Бунинг ҳисобига ишчи аралашма янги ва совутилгани билан алмаштирилади, бу эса иссиқлик ажралиши, нурланиш қувватини яхшилашга хизмат қилади. Бу турдаги лазернинг генерация қуввати 10...20Вт ни ташкил этади. Асосий қийинчилик кювета ойналари ва конструкциясининг ератли даражада мустаҳкамлашдан таъминлашдан иборат.

Бир неча ўн Вт қувватага тенг генерацияни CO_2 лазерларда очик трубкали ҳолатда эришилса бўлади. Бунда газразрядли трубка узунлиги бир неча ўн сантиметрга тенг бўлиб сарф этиладиган қувват 100 Вт дан кам бўлади.

100 Втдан катта қувватни секцияли газразрядли трубкадан фойдаланган ҳолатда олиш мумкин. Қисқа секцияларни ишлатиш ва ҳар бирига электр

токи узатилганда разрядни ёқиш, ҳолатини ушлаб туриш жараёнини анча соддалаштиради, ҳатто газразряд трубканинг умумий узунлиги бир неча мартага етганда ҳам.

Яна бир ўзига хос хусусияти сифатида чиқиш нурланиш қуввати ва ФИК трубканинг диомертига ҳеч қандай боғлиқлиги йўқ. Бундан фойдаланиб катта диометрли разрядли трубкаларни (40...70мм) ишлатишни енгиллаштиради, чунки улар учун совутиш системасиси осонроқ монтаж қилиш мумкин. Газразрядли трубканинг узунлиги ортиши чиқаётган нурланиш қувватининг пропорционал тарзда кўпайишига олиб келади.

Узлуксиз генерация режимида ФИК 30% да қувватни бир неча киловаттгача эришилса бўлади. Назарий чегараси ~40% (ФИК).

CO₂ асосида ишлайдиган лазерлар ночизикли оптикада ва технологик қурилмаларда кенг қўлланилмоқда. Технологик мақсадда азот асосида ишлатиладиган молекуляр лазерлар ҳам қўлланилади. Уларда генерация учун кучли юқори кучланишли разрядда молекулаларни фаоллаштиришда ишлатилади. Айрим лазерларда $P_{чик} = 10$ Вт (ОКГ-15); $P_{чик} = 40$ Вт (ЛГ-22) $P_{чик} = 10$ кВт (ЛГИ-21) типли молекуляр лазерларда эришилган.

2.12.Яримўтказгичли лазерлар

Яримўтказгичли фаол муҳитдаги асосий физик жараёнлари

Яримўтказгичли материалларни фаол муҳит сифатида фойдаланиш имконияти ўзига катта эътиборни ҳар доим жалб қилган. Бундай бўлишига ташқи таъсирларга яримўтказгичлар юқори сезгирликка эгалиги сабаб бўлиши мумкин. Бу турдаги материалларнинг хусусиятларини кенг доирада ўзгартириш, ҳарорат ёки босимни янгилаш, уларга ёруғлик ёки зарядланган зарралар оқими, турли аралашмани киритиб таъсирни ўзгартириш.

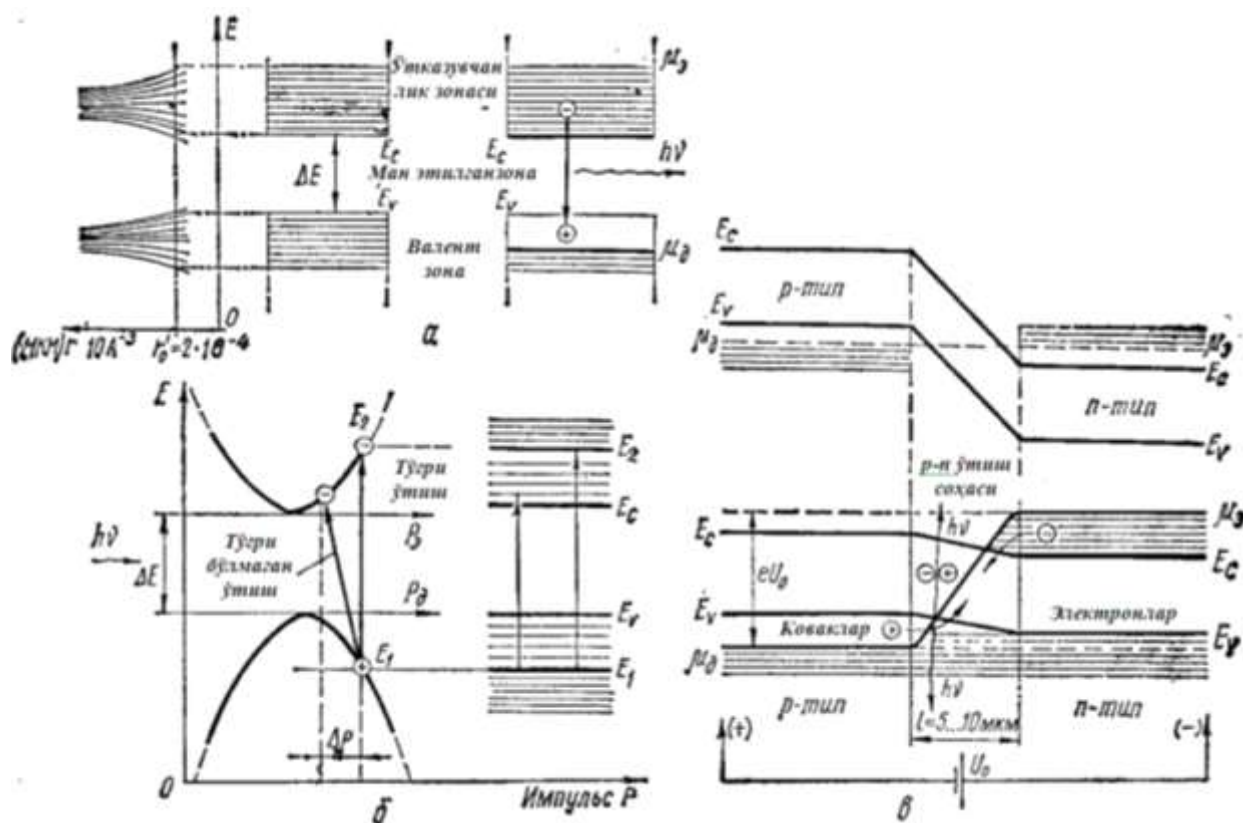
Яримўтказгичли лазерларнинг назарий асослари Н.Г.Басов, Б.М.Вул, Ю.М.Папов томонидан галлий арсенид асосида ишлайдиган лазернинг 1962 йилда яратилганга қадар тайёр бўлганди.

Ҳозирги вақтда турли хилдаги яримўтказгичли лазерлар тайёрланди. Улар турли фаоллаштириш режимида ишлайди, совутилади ва совутилмайди, ҳамда ҳар хил материаллар асосида ишлатилади. Материаллар қаторига қуйидагилар киради: $ZnS, ZnO, ZnSe, CdS, CdTe, GaSe, GaTe, GaAs, GaAs_{1-x}Sb_x, Al_{1-x}Ca_xAs, GaSb, PbS, PbSe, PbTe, InSb, InAs_{1-x}Sb_x$ ва бошқалар.

Мана шу лазерлар ултрабинафшадан то узоқ инфрақизил соҳагача бўлаган диапазонни қамраб олади: 0,33; 0,37; 0,46; 0,49; 0,53; 0,59; 0,63...0,69; 0,78; 0,83...0,91; 0,9...1,5; 1,01...1,55; 2,1; 3,1; 3,1...5,4; 3...15; 4,3; 5,2; 6,5; 8,5; 8...31,2 мкм ва бошқалар. Ижобий томондан кичик ўлчам ва юқори ФИК бўлади.

Яримўтказгичли лазерлар фаол муҳит энергетик структура хусусияти ҳисобига бошқа типли лазердан жиддий фарқ қилади. Мана шундай лазерларда нурланишни генерация қилишдаги ўзига хос жараёнлари энергетик сатҳлар системаси билан ифодаланади. Идеал атом ва молекулалардан фарқли равишда яримўтказгич кристаллар ингичка энергетик сатҳлар шаклида эмас, балки кенг чизиклар – энергетик ҳолатлар зоналарга эгадирлар. Рухсат этилган зоналар бир – биридан ман этилган зоналар билан ажратилади (2.12.1-расм,а).

Қайтишига, нурланишга, ток ўтказиш сингари таъсир қилинган яримўтказгичда валент зона электронлари четдан узатилган энергия ютиб ман этилган зонани ўтиш ва юқори энергетик сатҳда жойлашиш қобилиятига эга бўлади, яъни ўтказувчанлик зонада жойлашади. Натижада ўтказувчанлик зонасида электронлар ва валент зонада коваклар пайдо бўлади. Бу ташувчилар электрон – ковакли ўтказувчанликка сабаб бўлади. Бунга тесқари жараён – фаоллашган атомни қуйи сатҳга ўтиши кузатилиши мумкин: ўтказувчанлик зонасидан валент зонасига. Бу типдаги ўтишлар электрон – ковак жуфтлиги рекомбинацияланади, яъни валент зонадаги бўш жой ковакларни, электронларни тўлдиришганда четдан олинган энергия ҳисобига ковак йўқолиб кетади, чунки бу жараёнда ортиқча энергия чиқариб юборилади. Жараён тахминан $10^{-10} \dots 10^{-12}$ с давом этади.



2.12.1-расм. Яримўтказгичли кристалл энергетик схемаси (а), тўғри ва тўғри бўлмаган яримўтказгичдаги ўтишлар (б) ҳамда тўғри йўналишда кучланиш U_0 манбаини улаш ва унғача $GaAs$ қайта шакилланган яримўтказгичдаги $p-n$ ўтишлар энергетик схемаси (в):

а: r - атомлар орасидаги масофа; $r_0 \sim 2 \cdot 10^8$ см - қаттиқ жисмдаги атомлар орасидаги масофа; E_c - ўтказувчанлик зонасининг пастки қисми; E_v - валент зона юқори қисми; ΔE - ман этилган зонанинг кенглиги

б: P - кристалл ретемка тебранишига мос импульс.

Табиий шароитда яримўтказгичга бирорта ташқи таъсир бўлмаганида электрон – ковакли жуфтликлар иссиқлик ҳаракати ва спонтан фотон чиқариш жараёни натижасида пайдо бўлади ҳамда рекомбинация рўй беради, айнан яримўтказгичда электрон ва ковак мувозанати ўрнатилади.

Бу ҳолат маълум ўтказувчанлик зонасида электронлар ва валент зонада коваклар орасида микдорий мувозанат ўрнатилишини характерлайди. Ихтиёрий сатҳни E энергия билан ва ихтиёрий ҳароратни T да валент ҳамда ўтказувчанлик зонасида Ферми – Дирак тенгламаси билан ёритилади:

$$f_{F-D}(E) = \{1 + \exp[(E - \mu)/(RT)]\}^{-1}$$

Ман этилган зонанинг кенглиги ΔE турли яримўтказгичларда 0,001 дан 3эВ гача қийматни қабул қилади.

Иссиқлик мувозанат ҳолатида валент зонада электронлар сони ўтказувчанлик зонага нисбатан бир неча марта кўп бўлади. Шунинг учун яримўтказгични ёритсак унда кучайтириш устидан ёруғлик юрилиши устун келади. Ёруғликни кучайтириш учун махсус шартларни киритиш керак. Бунда E_c ўтказувчанлик зонасининг тубининг атрофида электронлар комбинацияси валент зона E_v юқори қисмига қараганда катта бўлиши талаб этилади, яъни $N_c > N_v$. Мана шундай шароитларда спонтан ва мажбурий рекомбинация ҳодисалар сони ютилиш ҳодисалари устидан устувор келиб ёруғлик кучайиши рўй беради. $N_c > N_v$ шарт яримўтказгичда қайта шаклланиш деб номланган ҳолатда кузатилади, яъни ўтказувчанлик зонанинг қуйи қисмидаги ҳамма жойлар электронлар, валент зонанинг юқори қисмида эса коваклар томонидан тўла банд бўлади.

Электронлар билан ўтказувчанлик зонасида банд қилиш мумкин бўлган энг катта энергия сатҳи $\mu_{\odot}$ электронлар учун Ферми сатҳи деб номланади. Унинг электронлар билан тўдириш эҳтимоллиги $f_{F-D}(E)_{\odot} = \{1 + \exp[(E - \mu_{\odot})/(RT)]\}^{-1}$ га тенгдир.

Қанча кўп электронлар ўтказувчанлик зонада бўлса, ана шунча юқори Ферми сатҳи жойлашади, шунча марта яримўтказгичда электронлар қайта шаклланиши кучлироқ ифодааланган бўлади (9.1-расм, а). Худди шу сингари вазият коваклар учун кузатилади, фақатгина шундай ҳолатда коваклар учун Ферми сатҳи валент зонада жойлашади ва сони ортиб бориши билан пасайиб боради. Коваклар билан тўлдириш эҳтимоллиги қуйидаги кўринишга эга:

$$f_{F-D}(E)_{\circ} = 1 - f_{F-D}(E)_{\odot}$$

Агарда яримўтказгичда бир вақтнинг ўзида электрон ва коваклар қайта шаклланса, у ҳолда электронлар ва коваклар учун Ферми сатҳлари орасидаги масофа ман этилган зонага қараганда катта бўлади, яъни

$$\mu_{\odot} - \mu_{\circ} > \Delta E$$

Яримўтказгичли лазерлар учун ишлаши зарур энергетик ҳолатни сатҳлар бандлик инверсияси деб номлаш қабул қилинган.

Агарда қайта шакилланган яримўтказгични оптик резонаторга жойлаштирсак, унда ҳосил қилинган фотонлар яна ва яна бир марта кристаллдан ўтишади, ҳар сафар фотонлар лавинасини яратади. Ҳар бир ўтишда ҳосил қилинган фотонларнинг резонатордаги резонанс хусусияти туфайли энергия частота кенглиги торайиб келади.

Яримўтказгичли электрон ва коваклар эркин зарралар хусусиятига эгадирлар, яъни классик механика қонунларига бўйсунди. Эркин электронлар сингари уларнинг оғирлиги m^* ва импульси $P^2 = 2Em^*$ га тенгдир. Бу ерда оғирлик ўрнига эффектив оғирлик ва импульс қўлланилади. Айрим материалларда электрон ва ковакларнинг E_c ва E_v атрофида импульсдан боғлиқлиги паробалик функция билан ифодаланади (2.12.1-расм,б).

Мажбурий зоналараро квант ўтишларни кўриб чиқишда ўтишлар иккита алоҳида сатҳлар орасида эмас, балки энергетик сатҳлар зоналар орасида ўтишлар рўй бераётганлигини ҳисобга олиш зарур бўлади. $GaAs, InSb$ паробала чўққилари бир жойда ZnS, Ge, Si да эса нисбатан силжийди [8,13]. Паробалалар орасидаги энг кам масофа ман этилган зона ΔE нинг кенглиги ҳисобланади. Агарда электрон – ковак жуфтнинг рекомбинация фононланиш ёки фотон ютилиш билан содир бўлмаса, бундай тарздаги валент зонага ўтиш тўғри ўтиш деб айтилади.

Мана шу ҳолатда импульс сақланиш қонунига биноан электрон ўтишдан олдин ва сўнг тенг импульсларга эга бўлиши шарт. Тўғри бўлмаган ўтишларда $\nu \sim \frac{\Delta E}{h}$ нурланиш ютилиши фононнинг ютилиши ёки фаоллашиши билан давом этади, яъни яримўтказгич кристалл реметканинг тебраниши $E_\phi \sim h\nu_{теб}$ порция энергияли содир бўлади. Бу турдаги ўтишлар E_c ва E_v соҳада электрон ва ковакларнинг камроқ концентрацияси талаб

этилади ҳамда қуйида келтирилган шартга асосланиб бандлик инверсияси бўлиши етарли ҳисобланади [13]:

$$\mu_v - \mu_k \geq \Delta E - h\nu_{теб}$$

Бу ерда $\nu_{теб}$ - реметканинг товуш тебраниш частотаси.

Соф яримўтказгичда инверсияни ҳосил қилиш учун электрон ва коваклар қайта шаклланиши ва $\mu_v - \mu_k > \Delta E$ шarti бажарилиши шарт. Кристалл ҳарорати қанча катта бўлса, буларнинг бажарилишини таъминлаш қийинлашади, чунки ҳарорат ортиши билан электрон ва коваклар анча юқори энергетик сатҳларга ўтишига уринади; қуйи сатҳлар эгалланиш зичлиги камайиб кетади.

Ҳозирги кунда мавжуд яримўтказгичли лазерлар тўғри ўтишли кристаллар асосида яратилган. Тўғри бўлмаган ўтишли кристалларда мажбурий нурланишдаги эришилган ютуқларга (GaP, Ge, Si ва шу кабилар) етарли даражада қувватга эга лазер яратилмади.

2.13. Гетероструктура, гетероўтиш ва гетеролазерлар

Гетероўтишларнидан амалда фойдаланиш ва гетероструктурали яримўтказгичли лазерни яратилиши қаттиқ аралашма асосида кўп қатламли структураларни ўстиришда эпитаксиал технологиясидан фойдаланган ҳолатдагина эришилди.

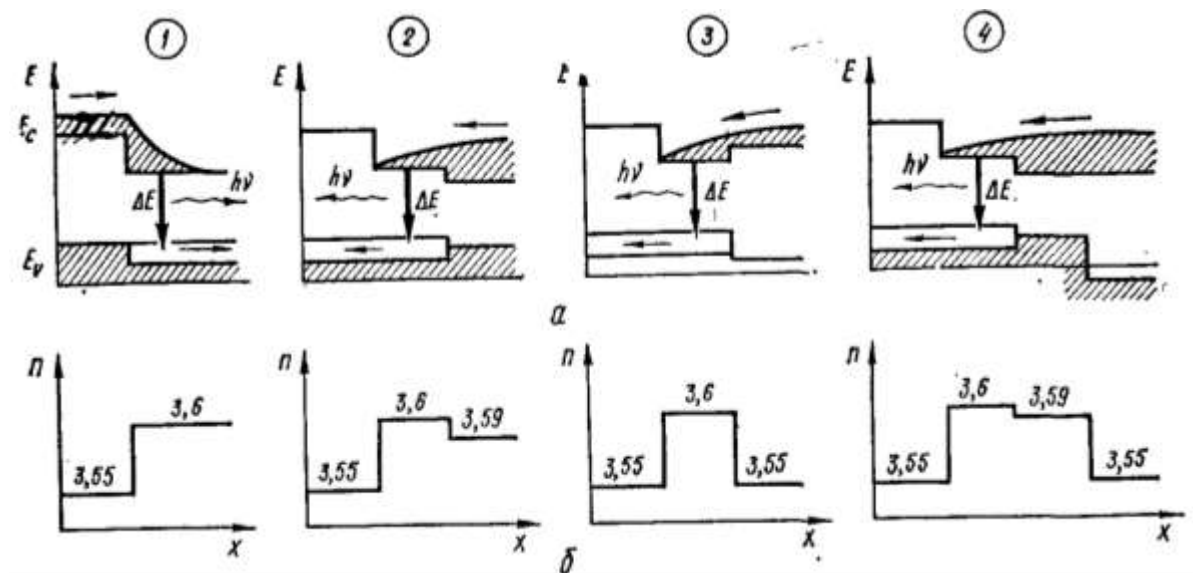
Эпитаксия – битта модданинг бир-бирига нисбатан бир йўналишли монокристалларнинг бошқа кристалл модданинг қирраларида пайдо бўлиши. Қаттиқ аралашма сифатида $GaAs, GeP, GaP_xAs_{1-x}, In_{1-x}Ga_xP, Al_xGa_{1-x}As, CdS_{1-x}Se_x, InP_{1-x}As_x, Pb_{1-x}Se_x, Al_xGa_{1-x}As$ ва бошқалар олиш мумкин.

Гетероструктуранинг юқори даражада яхши тузилганлиги туфайли Ga ва Al , As ва P атомлари орасида ковалент радиуслари деярли тенг бўлиб қолади. Шундай алмашиш ҳисобига, масалан, Ga ўрнига Al (уларнинг радиуслари орасида $1,26 \cdot 10^{-4}$ мкм фарқ бор) интерметалли кристаллда жуда кичик давр ($\sim 1,3 \cdot 10^{-3}$) билан реметка ўзгариши рўй беради. Бу вақтда ман

этилган зонанинг кенглиги кескин ўзгариб кетади, жуда катта қийматга эришади. Ўзаро таъсирлашаётган яримўтказгичлар кристалл реметкаси бир хил бўлиши талаб этилади.

Инжекцион лазерларнинг характеристикаларини яхшилаш мақсадида бир нечта гетероўтиш ва $p-n$ ўтишлар қўлланилган гетероструктуралар ишлатилади. Гетероўтишлар асосий эффекти хона ҳароратда генерациянинг чегаравий қийматини кескин камайишида намоён бўлсада, амалда икки томонлама $n(Al,Ga)As - pGaAs - p(Al,Ga)As$ типли гетероструктура ўрдамида эришилади. Мана шу система учун хона ҳароратида чегаравий ток зичлиги $10^3 \frac{A}{cm^2}$ дан кичик қийматни ташкил қилади. Шундан фойдаланиб хона ҳароратида инжекцион лазерларда узлуксиз генерацияга эришилди.

Яримўтказгичли лазерларда мувафакқиятли тарза бошқа гетероструктура $(In,Ga)(As,P)$ ишлатилади. Масалан, қаттиқ $Ga_xIn_{1-x}P_{1-x}As_y$ аралашмада x, y индекслар шундай терилганки, умумий ҳолатда Ga ва As нинг реметка даврига ўзаро бир-бирини қоплайди.



2.13.1-расм. Яримўтказгичли лазерларда гетероструктура, гетероўтишларнинг характеристика ва схемалари.

а – тўғри ўтишларда зонали энергетик диаграммалар;

б – фаол қатлам x нинг координатасига синдириш коэффиценти n нинг оғлиқлиги.

1 – инжектрли $p-n$ ўтишли гетероўтиш, 2 – гетероўтишли бир томонлама гетероструктура (бунда ток ташувчиларнинг диффузияси чегараланиши қўлланилади ёки электронли чеклаш), 3,4 – икки гетероўтишли структура.

Икки томонлама гетероструктура – бу шундай структураки, унинг таркибида $p-n$ -ўтиш, гетеро $p-n$ -ўтиш ва оптик далаш қўлланилади.

Модификацияланган икки томонлама структура – бу кенгайтирилган оптик тўлқин узатгичли икки томонлама структура. Масалан, бир томонлама $GaAs$ асосли гетероструктурада $p-Al_xGa_{1-x}As$ ман этилган зонаси ΔE кенглиги $GaAs$ га қараганда катта ва электрон ўтказувчанлиги қатлам ўстирилади. Қайд этилган материаллар чегарасида $p-p$ гетероўтиш ҳосил бўлади ва потенциал тўсиқ $GaAs$ да инжекция қилинган электронлар тарқалишини олдини олади ҳамда фаол соҳа ҳажмини камайтиради.

Умумий ҳолатда гетероўтишда ман этилган зона ΔE нинг кенглиги кескин сакраш рўй беради. Унинг қиймати ($\Delta E = \Delta E_c + \Delta E_v$) ўтказувчанлик зонаси ΔE_c қиррали ҳолати ва валент зонадиги ΔE_v ўтказувчанлик орасида жойлашади. ΔE_c ва ΔE_v қийматлари мана шу яримўтказгичлар жуфтлиги билан белгиланиб ҳамда гетероўтишдаги силжишлар чегарасига боғлиқ эмас.

Гетероструктурадаги оптик чеклаш тўлқин узатгичли структура пайдо бўлиши билан белгиланади ва бунда фаол қатлам ёқалаб тарқалаётганда нурланишнинг дифракцион йўқотишлар чегараланиши кузатилади. Диэлектрик тўлқин узатгич энг фаол қатламда пайдо бўлади. Шу қатламда диэлектрик ўтказувчанлик ε ва синдириш кўрсаткичи n ўраб турган пассив соҳага қараганда юқори бўлади. Мана шундай ҳолатда фаол соҳа чегарасида диэлектрик ўтказувчанлик сакраши ютилиш ҳолатига таъсир қилувчи легирлаш сатҳининг ўзгариши билан вужудга келади. Шунинг учун гетероструктураларда диэлектрик тўлқин узатгич соҳаси билан фаол соҳанинг деярли мос тушишига эришилади. Шундай қилиб, пассив соҳада зоналараро ютилишни сезиларли даражада ўзгаришига олиб келади.

3-боб.Лазерли спектроскопия

3.1.Лазерли спектроскопия

Лазерли спектроскопия – лазер нурланиш манбаларидан фойдаланган ҳолда спектрнинг кўриш ва ИК соҳасидаги ҳодисаларни ўрганувчи спектрал усуллар тўплами тушунилади. Лазерларнинг нурланиши юқори интенсивликка эришиши, монохроматик ва нур оқимнинг кичик ёйилиши анъанавий спектроскопия усуллариининг имкониятларини ошириб юборди. Бундан ташқари, бундай техник воситалар ишлатилиш умуман янги физикавий принципларга асосланган усулларни яратишга туртки, жиддий равишда экспериментал техника ҳам ўзгарди. Оптик спектроскопиянинг ажратиш қобилияти камида 1 млн. марта ортди, чегаравий қийматга сезгирлик етказилди (фақат алоҳида атом ва молекулаларни ажратиш билан белгиланади), конденсацион муҳитларда релаксацион жараёнларни тадқиқ қилиш имконияти (бу жараёнлар $\sim 10^{-12}$ - 10^{-14} с) ва объектгача бўлган катта масофаларда спектрал таҳлил ўтказиш мумкин бўлди. Лазерли спектроскопия усуллариини қўллаш соф аналитик тадқиқотлардан ташқарига чиқади, улар ҳозирда физикавий оптикада, лазерли кимёда (лазер нурланиши ёрдамида изотопларни ажратиб олиш), оптик стандарт частоталарни яратишда ва шу каби ишларни бажаришда кенг ишлатилмоқда.

Янги принциплари:

Модда билан лазер нурланиш таъсирлашганда унинг юқори интенсивликка ва монохроматиклиги туфайли муҳитда турли хил ночизиқли ҳодисалар пайдо бўлади. Энг содда ва муҳим ночизиқли жараён энергетик сатҳлар бандлигининг тўйиниши мажбурий ўтишлар ҳисобига рўй беради, булар асосан майдон билан резонансли тарзда ўзаро таъсирлашдагина содир бўлади.

Спектрал чизиқлар бир хилда кенгайиши рўй бермаса тўйиниш эффектлари сатҳлардаги зарраларнинг бир хилда тақсимооти бузилишига олиб келади. Мана шундай ҳолат синов майдон ёрдамида қайд этилиши мумкин. Бу майдоннинг частотаси силлиқ тарзда ўзгаради. Натижада синов сигнал

ютилиш чизиғи бир хил кенгликка эга кескин ўзгарувчи структуралар пайдо бўлади. Айнан шу эффектда тўйинган ютилишнинг лазер спектроскопияси асосланади. Чунки чизикларнинг бир хил кенлиги бундай бўлмаган чизикка нисбатан анча кичик қийматга эга бўлади. Бунда шу усулнинг ишлатилиши спектроскопиянинг ажратиш қобилиятини кескин ошириб юборади.

Мана шу ерда ночизикли қабул қилиў билан боғлиқ. Бундай жараёнлар нурланиши муҳитда қутбланиш пайдо бўлишига олиб келади. Мабодо нурланиш модда билан бир неча частоталарда таъсирлашиш содир бўлса қутбланиш умумий, фарқли ва комбинацион частоталарда қутбланиш ҳосил бўлади. Кўп фотонли жараёнларда резонанс хусусиятлари ютилган фотон частоталар йиғиндиси реал сатҳлар частотасига тенг бўлганида пайдо бўлади. Ёруҳликнинг юқори интенсивлиги туфайли сочилишнинг турли ночизикли жараёнларини кузатиш имкони мавжуд. Бу ерда муҳим ролни ёруғликнинг мажбурий сочилиши ўйнай бошлади. Масалан, мажбурий комбинацион сочилиш, Манделстамм-Бриллюэн сочилиши ва бошқалар. Ночизикли сочилишнинг кўп сонли жараёнлар 4 – фотонли ўтишлар билан тушунтириш мумкин.

Лазер нурланишининг монохраматиклиги ва заррачалар билан алоҳида таъсирлашиш характерига эгалиги модданинг маълум зарраларнинг квант ҳолатларида яққол ифодаланган селектив фаоллашишни таъминлаб беради. Бу эса зарраларнинг майдон билан ўзаро таъсирлашишида тегишли резонанс шартларини бажаришга тўғри келади. Ютувчи системанинг битта интенсив когорент монохраматик нурланиш таъсирида ички ҳолатнинг тақсимооти ўзгариши бошқа нурланиш майдонининг акс садосига таъсир қилади. Муҳитни ўрганиш мана шундай тадқиқот усули иккиланган резонанс спектроскопияси деб айтилади.

Тушаётган нурланиш катта интенсивликка эга бўлганда моддада фаоллашган ҳолатларнинг катта зичлигига эришилади. Мана шу вазият фаоллашган зарраларнинг физикавий – кимёвий хусусиятларини кенг кўламда ўрганиш имкониятини берди, айниқса атом ва молекулаларда содир

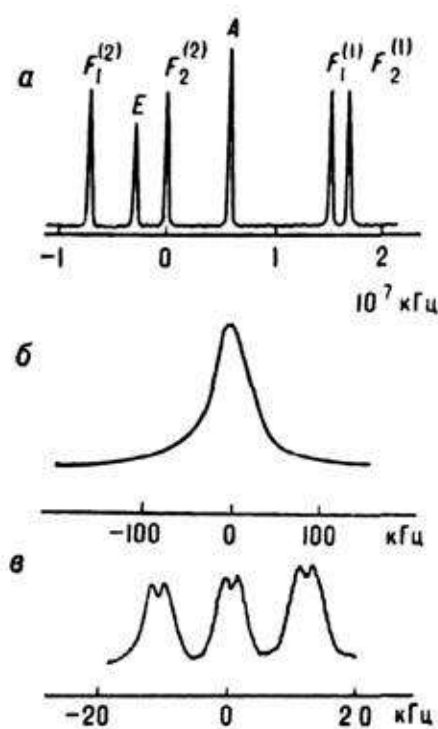
бўлаётган реакцион жараёнларни (фаоллаштирувчи лазер нурланишининг ультрақисқа импульслардан фойдаланган ҳолда). Лазер нурланишининг когерентлиги микротўлқин соҳада ностационар когерент жараёнларни тадқиқ қилишда қўлланилади.

Лазер нурланишини фокуслаш ёрдамида кичик (10^{-10} см³) ҳажмларда йиғилган модданинг микромиқдори (жуда кам миқдорда)нинг спектрал таҳлилни ўтказиш мумкин. Узлуксиз когерент импульсли нурланиш ёрдамида атом ва молекулаларнинг комбинацион ва резонанс сочилиши ўрганилади. Мана шу усул ёрдамида манбадан узоқ масофада флуоресценцияни фаоллаштиришга эришилади. Бу ўз навбатида тадқиқ этилаётган объектнинг атомлар ёки молекуляр тарзда масофадан туриб таҳлилини ўтказиш мумкин.

3.2. Лазер спектроскопиясининг асосий усуллари

Газларнинг ўта юқори ажралишига эга спектроскопия (доплер кенгайишсиз спектроскопия).

Лазер спектроскопия усулларнинг ажратиш қобилияти, бошқа усуллар сингари спектрал чизиқлар кенглиги билан аниқланади. Газда паст босимда ажратиш қобилияти атом ва молекулаларнинг хаотик ҳаракати натижасида пайдо бўлаётган иссиқлик туфайли чизиқларнинг доплер кенгайиши билан чегараланади. Ночизикли усуллар доплер кенгайиши таъсирини бекор қилишга имкон беради ва доплер кенгликка қараганда анча тор бир хил кенгликка эга чизиқларни пайдо қилишига эришилди. Натижада ~ 500 Гц кенгликка тенг бўлган чизиқлар пайдо бўлди. Бу нисбий ажратиш қобилияти $5 \cdot 10^{-12}$ тенг қийматга етиб қолди. Ночизикли лазер спектроскопияси асосида ўта юқори ажратиш ҳолатида чизиқлар марказида резонансни ҳосил қилиш мумкин бўлади: тўйинган ютилиш усули, ютилишдаги икки фотонли резонанс усули ва ажратилган оптик майдонлар усули. Резонанснинг чегаравий кенглиги зарраларнинг майдон билан таъсир вақти, резонансларни аниқлаш имконияти билан белгиланади.

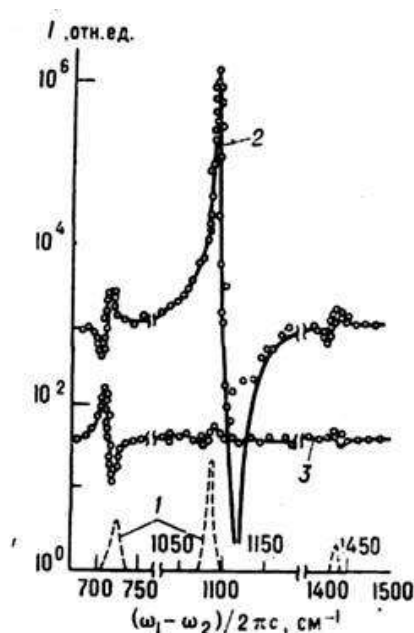


3.2.1-расм. Турли ажратиш билан олинган метанни ютиш спектрлари:
 а – чизиксимон ютилиш спектри, б – метаннинг $\Gamma_2^{(2)}$ -ташкил этувчисида ночизикли
 резонансда ютилиши, в – магнит ўти ингичка структура ва метаннинг $\Gamma_2^{(2)}$ - ташкил
 этувчисида қайтиш дублетлари

Қайд этилган усуллар ёрдамида оптика қайтариш эффекти тадқиқ этилган, кузатилган (3.2.1-расм), спектрал чизикларнинг тўқнашувлар натижасида кенгайишининг ночизикли боғлиқлиги, уларнинг силжиши, тебранма – айланмали ўтишларда аномал Зеeman эффекти, квадратик Допплер эффекти ва бошқалар ўрганилган. Ўта ингичка резонанслар прецизион физикавий тажрибаларни ўтказиш учун ишлатилади. Уларнинг натижасида нисбий ностабиллиги $\sim 10^{-14}$ га тенг частотанинг оптик стандартлари яратилади. Янги имкониятларга “совук” зарралардан фойдаланган ҳолатда эришилиши кутиляпти. Шундай зарраларнинг ишлатилиши майдон билан ўзаро таъсирлашиш вақтини сезиларли даражада кўпайтиришга имкониятини беради ва шунинг учун чегаравий қийматдаги тор резонансларни ҳосил қилина олинади. Бунда чизикли ва квадратик Допплер эффектнинг резонанс кенгайиши ва силжишига таъсири анча кучсизлашади.

Ёруғлик сочилиш спектроскопияси релей (РР) ва комбинацион (КР)

ёруғлик сочилишига тегишли анаънавий саволарнинг кенг доирасини ўзининг ичига олади. Бунга кўшимча ночизикли сочилиш спектроскопиясининг янги йўналишларини ўрганишга қаратилган масалаларни киритиш ўринли бўлади. Лазерларнинг ишлатилиши жиддий тарзда релей сочилиш спектроскопиясининг имкониятини кенгайтирди. Бунинг сабаби сифатидаги зичлик, харорат ва бошқа параметрларнинг флуктуациясининг сочилиш чизикларининг ҳар томонлама тўла ўрганиш ҳамда лазер нурланиш оқими ёрдамида ўрганилаётган муҳитнинг сиқилиш ҳисобига эришилди деб кўрсатиш мумкин.



3.2.2-расм. Лазер спектроскопиянинг турли усуллар ёрдамида олинган CaCO_3 кристаллнинг комбинацион сочилиш ёруғлик спектрлари: 1 – спонтан комбинацион ёруғлик сочилиш спектроскопияси, 2,3 – фаол лазер спектроскопия чизиклари (ўзаро таъсир қилаётган тўлқинларнинг кутбланиш векторларининг турли хил йўналишлари ёрдамида олинган), I – интенсивлик, ω_1, ω_2 - комбинацион частоталар

Сочилиш чизикларининг шаклларини ўрганишдаги гетеродинамик усуллари амалий жиҳатдан муҳим бўлган суyoқлик ва газларнинг оқимини доплер ўлчаш усулини яратишга туртки бўлади. Комбинацион сочилиш спектроскопияси бир нечта поғонага сезгирлик ортди, бунинг натижаси паст босимли газларда спектрал омил ва тахлиллар учун анча кам моддалар миқдори камайиш бўла олади. Ночизикли сочилиш спектроскопиянинг энг

муҳим йўналишлари фаол лазерли спектроскопия усуллари билан боғлиқ. Масалан, Менделштамм-Бриллэннинг мажбурий сочилишнинг антистокс ва стокс спектроскопияси. Мана шулар ҳисобига анъанавий усуллар ёрдамида иложи бўлмаган маълумот олишга имкон берди. Мисол сифатида, комбинацион сочилишнинг газ ва криоген суюқликларда ўта юқори ажратишда сиртда адсорбцияланган молекулаларни ўрганишга қаратилган (3.2.2-расм).

Пикосекундли импульслар спекртоскопияси ёруғликнинг $\sim 10^{-10}$ - 10^{13} с га тенг қувватли импульслар муддати бошқа спектроскопия усуллари (комбинацион сочилиш, тўйинган ютилиш ва шу кабилар) билан биргаликда ишлатилади. Пировардида конденсацион муҳитларда жуда тез содир бўладиган релаксацион жараёнларни тадқиқ қилишга ёрдам берди. Бунинг мисоли сифатида шу муҳитларда фаоллашган ҳолатлардаги яшаш вақтини тўғридан – тўғри ўрганди.

Ҳар хил ҳолатлар орасида фаоллаштиришни узатиш ва энергия парчалариш йўллари аниқланди. Бу эса зарраларнинг тўқнашув динамикасини ўрганишда ва биофизик тадқиқотларни ўтказишда жуда муҳим омил ҳисобланади.

Кучли лазерли нурланишнинг металл ва яримўтказгич сиртига таъсири янги ночизиқли оптик эффектлар пайдо бўлишига олиб келди, яъни бундай ҳодисаларни тегишли диагностика усуллари яратишга туртки бўлди. Сирт олди металл, яримўтказгич ва диэлектрик қатламида мувозанатсиз ҳолатлар фаоллашади, муҳитнинг оптик қабул қилувчанлик кескин ортиши кузатилади. Ёруғлик қайтарилиш ҳодисаси нотекис сиртда содир бўлса, гармоникалар генерацияси ва йиғиндини частоталар сингари ночизиқли оптик ўзаро таъсирли жараёнлар рўй беради. Қаттиқ жисмларда элементар фаоллашишнинг релаксация вақтлари ўлчанди (полеритон, оптик фонон ва шу сингарилар). Лазерни нурланиш сиртда акустик тўлқинларни фаоллаштиради. Бу ўз навбатида қаттиқ жисмнинг оптик-акустик спектроскопияси – янги йўналиш асосини яратди.

3.3. Лазерли спектроскопия техникаси

Турли хил объектларни тадқиқ қилишда частотаси қайта созланадиган (силжийдиган) лазерлар ишлатилиши кенг имкониятларни яратиб бермоқда. Амалда ИК кўриниш, ИК-диапазонда белгиланган частотада ишлайдиган бир нечта лазерлардан фойдаланган ҳолатда резонансли ва норезонансли ўзаро таъсирлашиш усулидан фойдаланиб частоталарни кенг ораликда ўзгартириш мумкин. Ҳозирги кунда лазерлар ишлаш диапозони 0,1 дан 100 мкм гача етди, узлуксиз ва импульсли режимда ишлай олади, ҳар хил қувват ва параметрларга эгадир. Бўёқли, фаоллаштирилган кристалл, буғи марказига эга кристалл, яримўтказгичли, газнинг юқори босимида ишлайдиган, спин алмаштирувчи лазерлар турлари мавжуд. Уларнинг аксарият қисмида кучайтириш кенглигида ўзгартириш амалга оширилади, чунки шу соҳада генерациялаш мумкин. Масалан, яримўтказгичли лазерларда диод асосида ишлаётганда тўлқин узунлигини ҳарорат орқали ўзгартириш $0,2 \div 0,5 \text{ мкм}$ диапозонда, ишлаш диапозони $0,6 \div 2 \text{ мкм}$ ва қуввати 1-20 мВт, генерация чизиғи кенглиги 1 кГц бўлганда амалга оширилади. Лазерли диодлар кўрғошин асосида бўлганида 3-15 мкм диапозонда ишлаши рўй беради. Айрим ҳолатда, ночизикли синдириш коэффициентига эга материалларда частоталар силжиши асосида ишлайдиган усуллар қўлланилади. Булар частоталар ночизикли алмаштириш рўй берганда ишлатилиши мумкин (1986 йилгача шундай ҳолатлар бўлган).

Қайта созланадиган частота ва системали лазер умуман янги монохроматор ҳисобланади. Генерациядаги тўлқин узунликларининг абсолют ўлчовлари махсус қурилма (λ -метр) ёрдамида бажарилади. Унда лазер тўлқин узунлиги ва этанон солиштирилади. Этанон сифатида стабиллашган *He-Ne* тўлқин узунлиги олинади. Ўлчашлар Майкельсон, Фабри-Перо интерферометрлари, Физо пластинкаси орқали аниқланади. Нисбий аниқлик бунда $\sim 10^{-7}$ - 10^{-8} га тенг бўлади ва бундай қиймат суюқлик, қаттиқ жимсларда спектрал тадқиқотлар учун етарли бўлса, ўта юқори ажратиш спектроскопияси учун етарли эмасдир. Бу ерда частоталар қайта

созланадиган лазерда ишлаш частотаси гетеродинли усул билан ўлчанади. Бу ўлчашлар таянч стабиллашган лазер частотасига нисбатан ошинади, чунки унинг қиймати аниқ. Частотали ўлчашлар диапозони фотоқабул қилгич тезкорлиги билан белгиланади, кўриниш диапозонда ва ИК-спектрлар соҳасида $\sim 10^{12}$ гача етади. Лазерларнинг генерациядаги абсолют частоталарни ўлчаш спектроскопияда нисбий аниқлик $\sim 10^{-4}$ да ўтиш частоталарни ўлчаш имкониятини беради.

Пико-, нано- ва субпикосекундли ёруғлик импульсили техника ривожланиши лазер спектроскопия (ЛС)да кесикн равишда вақт билан боғлиқ параметрларни аниқлашда ажритиш қобилияти ортишига туртки бўлди. Импульсли қаттиқ жисмли лазерлар нурланишни бошқариб, яъни нозикли ютувчи ёрдамида модларнинг ўзини – ўзи синхронлаштириш орқали, бир нечта ўнтаклик қисқа муддатли $\sim 10^{-12}$ - 10^{-18} с га тенг бўлган импульслар шаклида нурланишни ҳосил қилиш мумкин. Мана шу асосда пикосекундли импульслар спектроскопияси яратилди.

Лазерли спектроскопия усулларнинг сезгирлиги кескин ортиши муҳит билан ўзаро таъсирлашишда ўзгарган нурланиш характеристикаларининг ўзгаришини спектрал чизиқларда ўз аксини топишини кузатиш ва қайд қилиш имконини берди, яъни интенсивлик, кутбланиш, нурланиш фазаси, ютилган энергия миқдори бўйича рўй берган ўзгаришларни аниқ ўлчаш амалга ошириши илажи пайдо бўлди.

Энг катта сезгирликка, ютилган энергияни қайд этишга асосланган усуллар мавжуд. Спектрнинг кўриш қисмида флюоросценцияни кузатиш анча самарали бўлади, чунки бу тартибда шу спектрнинг қисмида жойлашган айрим атомларни қайд қилиш мумкин (Na, K ва бошқалар).

Лазер нурланишининг юқори интенсивлиги ва бошқа йўналганлиги кичик ютилишини ($\sim 10^{-6}$ см⁻¹) ҳам ўлчаш иложини беради. Бунга қўшимча равишда фурьеспектрометр, адсорбцион спектрометрлар (диодли лазерлар асосида бажарилади)да $\sim 10^{-6}$ см⁻¹ гача ажратиш қобилиятига эришилади. Резонансларнинг контрастини ошириш ва нозикли ҳодисаларни ўрганиш

учун ютувчи муҳитни лазер резонатор ичига жойлаштиришади (резонанс ички лазер спектроскопияси).

ИК – спектр соҳасида оптоакустик ва оптотермик детекторлар ишлатилади. Уларнинг ёрдами билан $\sim 10^{-10}$ см⁻¹ гача ютилган қувватни қайд қилишимиз мумкин. Бу лазернинг қуввати ~ 1 Вт бўлганида ютилиши $\sim 10^{-10}$ см⁻¹ ни қайд қилишидек маънони беради. Чегаравий сезгирликка ютилишни ионизацион усулларда кузатилишида мавжуд бўлиб, яъни ёруғлик ютилишидан сўнг фаоллашган зарра ионизациоланган бўлиб, ион (электрон)лар эса қурилмада ўлчанади.

3.4. Учқун лазерли спектроскопия (LIBS)

Модданинг таркибини аниқлаш учун ишлатиладиган усуллар орасида таркибни оптик спектрал таҳлил усули кенг қўлланилмоқда ва ривожланмоқда. Бу усул модданинг ички энергия ўзгаришида, атом ва молекулаларнинг электромагнит нурланишни ютиш ёки чиқариш қобилиятига асосланади. Немис физик Крихков ва кимёгар Бунзен (1854 й) спектроскоп ёрдамида ошкор металлларни аниқлаш бўйича биргаликда тайёрланган ишини чоп эттиришди. Унда муаллифлар атомлар ютиш ва чиқаришда бир хил тўлқин узунлигига эгаллиги, ҳар бир кимёвий элементга ўзига хос, унинг хусусиятини акс эттирадиган чизиқли спектр мавжудлигини маълум қилишган. Шу параметр элементни характерлайди. Айнан, қайд этилган хусусият спектрал таҳлил асоси деб қабул қилинган.

Лазерли – учқунли эмиссион спектроскопия (ЛУЭС) – атом эмиссион спектрал таҳлил усуллардан бир ҳисобланиб, унда лазерли пробой (лазер учқуни) плазмасини қаттиқ намуналар, суюқлик, газли муҳит, кўтарилган чанг ва аэрозолларнинг таҳлили учун ишлатилиши мумкин. Инглиз тилида бу усул қуйидагича бўлади: Laser – Induced Breakdown Spectroscopy ёки Laser – Induced Plasma Spectroscopy (LIBS ёки LIPS).

Маълум лазерли нурланишнинг қувват зичлигида тарқалиш рўй бераётган муҳитда оптик лазер учқуни ҳодисаси рўй беради. Бунда лазер

учкуни соҳасида плазма пайдо бўлади. Унинг манбаи сифатида лазерли нурланишни кўрсатиш мумкин. Газли муҳитда жойлашган каттик жисмсиртида нормал босимда лазер нурланиш қуввати зичлиги $\sim 10^{10} \frac{Вт}{см^2}$ га тенг бўлиши талаб этилади.

Лазерли плазма оптик лазер учкуни ривожланиш соҳасида жойлашган ион ва атомларнинг эмиссион спектри ҳисобланади. Лазер плазманинг нурланиш спектрал таркибини қайд этиш ва эмиссион чизиқлар интенсивлигини ўлчаш элемент идентификациясини ўтказиши, унинг концентрациясини аниқлаш имконини беради. Қаттиқ жисмларнинг элементар тартибини аниқлашга қаратилган ишлар 70 – йилларда пайдо бўлиб ва ўша вақтдан бери лазерли учкун спектрскопияси кенг қўлланилмоқда. Кейинроқ ушбу усул денгиз сувининг таркибини аниқлаш, сўнг фитопланктонни ўрганишда ишлатилди. Газли муҳит, кўтарилган чанг ва аэрозолларни таҳлил қилишда самарали усул сифатида кўрсатди.

Муҳитларда учкун параметри ўзгариши

3.4.1-жадвал

Текширилаётган муҳит	Лазер типи	
	Рубидий (0,69 мкм, $10^{10}Вт*см^{-2}$)	Nd ³⁺ (1,06мкм, $10^{10}Вт*см^{-2}$)
Газ		
Ҳаво	20	7
Ar	8	2
He	15	4
N ₂	21	9
Суюқлик		
Денгиз суви ^a	3,8	10
Денгиз суви ^б		62
Бензин ^c		4,4
Аралашмалар		
NaCl	15	14
KBr	5,7	5

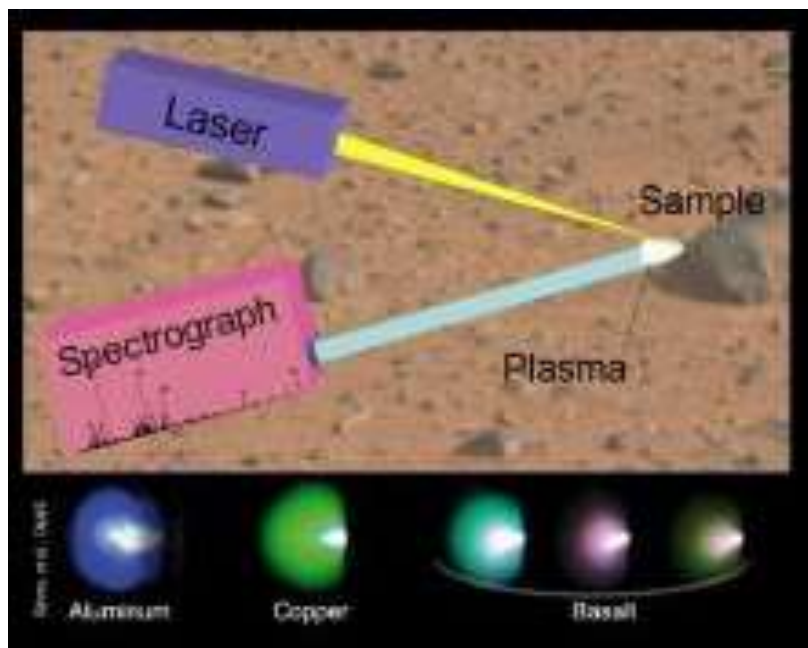
^a Босим 1атм, рубидий, $T_p = 40нс$, Nd³⁺, $T_p = 40нс$

^б Рубидий $T_p = 21нс$, Nd³⁺, $T_p = 50нс$

^c Nd^{3+} , $T_p = 50нс$

^d Рубидий $T_p = 10нс$, Nd^{3+} , $T_p = 10нс$

T_p - лазер нурланиши кенглиги



3.5. Молекуляр спектроскопия

Молекула тузилиши ва уларнинг энергетик сатҳлар хусусиятлари молекуляр спектрда намоён бўлади, яъни нурланиш спектрда (ютилиш чизиқлари). Бундай жараёнлар молекула энергетик сатҳларда квант ўтишларда ўз аксини топади.

Молекула нурланиш спектри унинг энергетик сатҳлари ва уларга мос келадиган саралаш қоидалар билан белгиланади. Тебранма ва айланма ҳаракатга мос келадиган квант сон ўзгариши ± 1 га тенг бўлиши талаб этилади.

Ҳар хил сатҳлараро ўтишларда турли молекуляр спектрлар пайдо бўлади. Молекулалар томонидан чиқарилаётган бир электрон сатҳдан бошқасига мос келадиган спектрал чизиқлар частотаси (электрон спектрлар) ёки бир тебранма (айланма) сатҳнинг ўзгаришида (тебранма (айланма) спектрлар) пайдо бўлади. Бундан ташқари бир хил тебранма ва айланма энергия қийматлари билан электрон – тебранма ва тебранма – айланма

спектрлар пайдо бўлишига олиб келади. Шунинг учун молекула спектри анча мураккаб кўринишга эгадир.

Оддий типик молекуляр спектрлар – йўл-йўлсимон (чизикни) кўринишда бўлиб, ултрабинафша, кўринишли ва инфрақизил соҳадаги чизикларни қамраб олади. Айнан шу учта соҳадаги ташкил этувчилар электрон – тебранма ва тебранма – айланма спектрлар пайдо бўлишига таъсирини ўтказди.

Юқори ажратиш қобилиятли спектрал қурилмаларни қўллаш мумкин. Мана шу ерда зич жойлашган чизикларни кўриш мумкин. Молекуляр спектр структураси ҳар хил молекулалар учун турли хил ва молекулада атомлар сони ортиши билан спектр кўриниши мураккаблашади (бунда узлуксиз кенг чизиклар кузатилади). Тебранма ва айланма спектрларга кўп атомли молекулаларга тегишлидир, 2-атомлиларда бу каби хусусият белгиланмайди. Сабаби сифатида ушбу атомлар диппол моментларига эга эмас (айланма ва тебранма ўтишда диппол моментлар ўзгариши бўлмайди – бу ўтиш эҳтимоллиги 0 қийматдан фарқ қилишига муҳим шарт ҳисобланади).

3.6. Кирхгоф ва Бунзен тажрибалари

Густав Роберт Кирхгоф (1824-1887) немис физиги Кеннисбергда туғилган. Сўнг 1842-1846 йилларда математика ва физикани Кеннисберг университетида ўрганади. Фан уни шу даражада қизиқтирадики, у ўқишни тамомлагач маълум бир давр Берлинда дарс беради. 1850-1854 йилларда Бреслов (ҳозирги Влоцлав, Польша)да маъруза ўқийди. 1854 йилда Р.Бунзеннинг маслаҳатига кўра Кирхгорфни Гейдельберг университетида профессор лавозилига ишга чақиришади. Бу ишда у 1875 йилгача - Берлин университетида ўтгунча фаолият олиб боради. Берлинда математик физика кафедрасини бошқаради ва Берлин академиясига аъзо бўлиб сайланади.

Кирхгорф илмий фаолияти физиканинг кўпгина бўлимларини қамраб олади. Унинг ишлари электр, механика, оптика, математик физика, гидродинамикага бағишланади. Энг машҳурлари қаторига – ўтказгичларда

ток ҳаракатининг умумий назарияси ва иссиқлик нурланишининг асосий қонунлардан биттаси.

Ҳаммаси 1854 йилда Кирхгорф дўсти ва ҳамкасби кимёгар Роберт Вильгельм Бунзен (1811-1899) тиниқ, ёруғсиз ёнувчи горелкани кашф қилади. Шунинг учун оловга бирорта модда киритилса, оловнинг ранги аниқ ўзгариши яққол кўринади. Масалан, странцияли тузнинг донаси оловга тутилганда ёрқин малина рангли олов, кальций – қизил, барий – яшил, натрий – ёрқин сариқ рангга олов ўтади.

Мана шу ҳолатга асосланиб олов рангига қараб модданинг таркибини аниқлаш иложи пайдо бўлади. Лекин асосий муаммо олов мураккаб таркибли модда киритилганда бошланарди: ранглар бир-бирини қоплаб юборади. Айнан шу ерда кирхгорф физика мутахассиси сифатида тажрибаси фойда беради. 1859 йилда у олов рангига эмас, балки унинг спектрига қарашни таклиф қилади. Кирхгорф Фрацигофер принципига кўра спектроскопни ясайди. Унинг ёрдамида ҳар бир элементнинг қизиган буғлари ўзига хос чизиқни берарди.

Бир нечта элементларнинг спектрини Кирхгорф чизиб олиб, анча мураккаб моддалар таркибини аниқлай олади, чунки ҳар бир чизиқ ўзининг жойини эгаллаб турарди. Спектрографнинг сезгирлиги шунча катта эдики, 1мг дан кам бўлган модданинг борлигини ажратиш мумкин бўлган. Энг кўп ҳолатда натрий спектрига хос ёрқин сариқ чизиқлар учрарди.

Спектроскоп билан ишлаш уни жуда қизиқтирди. Унга шкалани улаб қўйилгандан сўнг ҳеч қандай чизиқни алмаштириш мумкин бўлмай қолди.

Қуёш спектрини ўрганмоқчи бўлганида D чизиқ натрий чизиғи четида турганини кўради. Яққол ажратиш учун қуёш нурида ҳира ойна қўяди ва натижада натрий чизиғини аниқ ажратиб олади. Энди Кирхгорф ҳира ойнани олиб ташлашга уринади. Натижада узлуксиз қора чизиқни кўради ва одатдагидан анча ёрқинроқ бўлади.

Бунга жавобни нурни натрийли оловдан ўтказиб, сўнг спектроскопда ўрганганида топади. Шу ерда натрий сариқ чизиқ чиқарибгина қолмай, балки

шу рангли спектрни (бошқа манбадан) ютиб кетиши маълум бўлди. Олим тажриб натижаларини ўйлаб, Қуёшда натрий борлигига ишонч ҳосил қилди. Ёруғлик қаттақ ядросидан чиқиб, сийрак атмосферадан ўтади (бу ерда ўта қизиган газлар бўлади). Айнан шу олим спектрни ўзгаришига олиб келади. Ўзининг кашфиётига олим қачон темир буғлар спектрида 60 та ёрқин чизиқлар Қуёш спектри билан кенглиги ва ёрқинлиги бўйича деярли мос тушганига тўла ишонди.

Бу дегани Қуёшда темир ва натрий буғлари мавжудлигини тўла исботлади. Қолган тадқиқотларни ўтказиб мис, қўрғошин, калций, водород, калий ва бошқа турдаги элементлар мавжудлигини аниқлади.

1859 йилда у Берлин академияга қизиган газ, айнан ўзи чиқарадиган газларни ютиш ҳақидаги хабарни юборади. Умуман олганда, Бунзен ва Кирхгорфлар томонидан спектрал таҳлилга асос солинганди. Улардан сўнг кимёвий тадқиқотларнинг асосий воситасига айланди. Янги усул ёрдами билан церий (1860) ва рубидий (1861) аниқланди. Кирхгорф изланишлари абсалют қора жисм тушунчасини киритди ва унинг асослари яратилди. Мана шу усул ёрдами билан осмондаги жисмларнинг таркибини аниқлаш мумкинлигини исботлади.

ФОЙДАЛАНИЛГАН АДАБИЁТЛАР РЎХАТИ

Асосий адабиётлар

1. Д.Ж.Бёрхолм – «Нелинейная спектроскопия» М., «МИР», 1979 г.
2. В.С.Летохов – «Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения». М., «Наука» 1990 г.512с.
3. В.С.Летохов, В.П.Чеботаев. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии. -М.Наука,1975, 280с.
3. Попов А.К. Введение в нелинейную спектроскопию.- Новосибирск.,Наука.,1983,274с.

Қўшимча

1. Крылов И.Р.Нелинейная лазерная спектроскопия.СПб ГУ.1985.
2. Попов А.К. Субдоплеровская нелинейная лазерная спектроскопия. Новосибирск.//Соросовский Обозревателный Журнал.№5,1998.С.102-109.
3. Делоне Н.Б. Нелинейная оптика //Соросовский Обозревателный Журнал. 1997.№3.С.93-99.
4. Попов А.К. Лазерная спектроскопия, ограниченная доплеровским уширением //Соросовский Обозревателный Журнал.1998.№3.С.105-111.
5. Вейко В.П., Петров А.А. Опорный конспект лекций по курсу «Лазерные технологии». Раздел: Введение в лазерные технологии.– СПб: СПбГУ ИТМО, 2009 – 143 с
6. Дьюли У. Лазерная технология и анализ материалов. Пер.с англ.- М.:Мир,1986,С.504.