

Ўзбекистон Республикаси Олий ва ўрта махусу таълим вазирлиги

Қарши Давлат университети

Магистратура бўлими

Қўлёзма ҳуқуқида
УДК 535.36/539.23

Хўжамбердиева Жамила Норқобиловна

**“Газ ҳолатида метаннинг Ar ва Kr билан аралашмасининг
изотроп комбинацион сочилиш спектрини тадқиқ қилиш”**

5A 440108 – Иссиқлик физикаси ва молекуляр физика

Магистр

академик даражасини олиш учун ёзилган
диссертация

Иш кўриб чиқилди ва ҳимояга қўйилди
“Астрономия ва оптика” кафедраси мудири:

(имзоси) (ил.даражава ил.унвони) (ф.и.ш)
« _____ » _____ 2011 йил

Илмий раҳбар

(имзоси) (ил.даражава ил.унвони) (ф.и.ш)
« _____ » _____ 2011 йил

Ҳимояга рухсат этилди
Магистратура бўлими бошлиғи:

(имзоси) (ил.даражава ил.унвони) (ф.и.ш)
« _____ » _____ 2011 йил

Қарши-2011й

Мундарижа

Кириш	4-8
I- Боб. Назарий қисм	
1.1 Ёруғликнинг газларда сочилиши, Релей ва А.Эйнштейн назариялари.....	9-20
1.2 Изотроп ва анизотроп молекулалардан қутбланган ёруғликнинг сочилиши.....	20-27
1.3 Комбинацион сочилиш спектри.....	27-29
1.4 Комбинацион сочилиш назарияси.....	29-33
Биринчи боб бўйича хулоса	34-35
II-Боб. Амалий қисм	
2.1 Тажриба қурилмаси – ДФС-24 спектрометри ва унинг ишлаш усули.....	36-37
2.2 Изотроп комбинацион сочилиш чизиғининг тузилиши.....	38-40
2.3 Юқори босимда ишлайдиган кювета термостат ва унинг тузилиши.....	40-43
2.4 Изотроп комбинацион сочилиш спектрини қайд қилиш.....	43-46
Иккинчи боб бўйича хулоса.....	47
III- БОБ. Олинган натижалар ва уларнинг таҳлили	
3.1 Ўрганилаётган объектни тажрибага тайёрлаш.....	48-49
3.2 Спектрал чизиқлар ярим кенглигини аниқлаш, Танабе формуласи.....	50-51
3.3 Олинган натижалар ва уларнинг таҳлили.....	52-60
ХУЛОСА.....	61
Адабиётлар.....	62-64

Қириш

Комбинацион сочилиш спектрал чизиқлари контурлари ҳозирги вақтда молекулалар тебранма – айланма энергетик ҳолатлари, ички ва молекулалараро ўзаро таъсирлар, моддада молекуляр релаксацион жараёнлар ҳақида маълумотлар олишнинг муҳим манбаларидан биридир.

Комбинацион сочилиш чизиқлари контурлари бу соҳада кўплаб маълумотлар олиш имконини беради. Бу эса комбинацион сочилиш спектроскопиясининг ўзига хос хусусиятлари билан боғлиқдир. Лекин бундай маълумотларни олиш жуда мураккабдир. Бу эса ўз навбатида бу соҳада амалий ва назарий тадқиқотларнинг тугалланмаганлиги билан боғлиқдир.

Мавзунинг долзарблиги: Юзага келган ҳозирги ҳолат комбинацион сочилиш спектрларини янада ўрганиш зарурияти мавжудлигидан далолат беради. Спектрал чизиқ контури шакли билан муҳит хоссаларини тавсифловчи параметрлар ўртасида алоқадорликнинг ўрнатилиши тажриба маълумотларини тўплаш ҳамда уларни мавжуд назариялар билан таққослаш муҳим аҳамиятга эга. Бундай тадқиқотлар аниқ масалаларни ҳал этишда фойдали бўлиши мумкин: молекулалар тузилишини аниқлашда молекулаларнинг электр хоссалари ва спектроскопик доимийларини аниқлашда ҳамда физикавий - кимёнинг амалий масалаларини ҳал этишда саноат технологиялари, лазер физикаси масалалари, ер ва бошқа планеталар атмосферасининг таркиби ва физикавий хоссаларини ўрганишда ва ҳоказо. Тадқиқот мавзусини “Метаннинг Ar ва Kr билан аралашмасида газ ҳолатида изотроп комбинацион сочилиш спектрини тадқиқ қилиш” деб танлашда ана шу жиҳатлардан келиб чиқилган.

Ишнинг долзарблигининг яна бир сабаби ҳозирги кунда Ўзбекистон суюқ углеводородлар захираси бўйича дунёда биринчи ўнталик мамлакатлар қаторида, газ казиб олишда ҳам етакчи мамлакатлар қаторида турибди.

Метан газининг спектроскопик хоссаларини ўрганиш ҳозирги куннинг энг долзарб муаммоларидан биридир. Чунки метан кундалик ҳаётимизда ва ишлаб чиқариш саноатида жуда кенг қўлланилади. Бундан ташқари интернет маълумотларига қараганда Сатурннинг Титан йўлдошида метан қўллари мавжудлиги ҳақида маълумотлар мавжуд.

Иқтисодий самарадорликни оширишда модда ҳақида, у қандай ҳолатда бўлишидан қаътий назар етарлича спектроскопик билимга эга бўлиш муҳим аҳамиятига эгадир.

Ҳар қандай моддани қандай агрегат ҳолатда бўлишидан қатъий назар уларни физикавий-химиявий хоссаларини, айниқса спектроскопик хоссаларини билиш, улардан амалиётда тўғри фойдаланишга олиб келади.

Ўрганилганлик даражаси: Бундай тадқиқотлар: Комбинацион сочилиш спектрлари бўйича тадқиқотлар ниҳоятда мураккаб. Шу сабабли илмий адабиётларда бу соҳада маълумотлар кўп учрамайди. МДХ давлатлари ҳудудида бундай тадқиқотлар Санкт-Петербург, Киев, СамДУ, ЎзМУ, ҚаршиДУ университетларида олиб борилади. Қатор мақолалар чоп этилган. Афсуски, тажриба натижаларини талқин қилишда ягона фикр мавжуд эмас. Назарий тадқиқотлар ҳодисани фақат сифат жиҳатидан тушунтиради, назарий ва тажрибаларда олинган миқдорий маълумотлар бир-биридан анча фарқ қилади.

Ишнинг мақсади ва вазифалари: Метан газининг тоза ҳолда ва Аргон (Ar) билан Криптон (Kr) аралашмасида зичликнинг кенг интервалида тўла симметрик тебраниш н1 чизиғи контурининг ярим кенглигини зичликка боғлиқлиги ва спектрал чизик шаклланишига таъсир этувчи омилларни ўрганишдан иборат.

Олинган натижалар ва илмий адабиётдаги шунга ўхшаш маълумотлар молекулаларнинг тузилиши, спектроскопик доимийлар ва электр хоссаларини аниқлашда ҳамда физикавий – кимё, саноат технологиялари, лазер физикаси амалий масалаларини ҳал этишда, ер ва бошқа планеталар атмосфераси таркиби ва физикавий хоссаларини ўрганишда фойдаланиш мумкин.

Амалий аҳамияти: Газлар ва суюқликларда рўй берадиган тебранма ва айланма жараёнлар моддаларнинг спектрларида ўз аксини топади. Лекин бундай релаксацион жараёнларнинг намоён бўлиши назариясини тугалланган деб бўлмайди. Шунинг учун ҳам молекулалар спектрларини комбинацион сочилиш соҳасида тажриба асосида ўрганиш ниҳоятда долзарбдир, чунки улар келгуси назарий ишланмалар учун манба бўлиб хизмат қилади. Комбинацион сочилиш спектрида спектрал чизиклар контурларининг трансформацияланишига олиб келувчи кўплаб омилларнинг мавжудлиги туфайли молекулалар спектрларида айланма ва тебранма релаксацион жараёнлар ҳақида маълумот олиш мумкин эмас. Шунинг учун ҳам газ ҳолатида бўлган ва молекулалари тузилиши нисбатан содда бўлган модда яъни метан тадқиқот объекти сифатида танланган. Бундай тадқиқотлар айниқса комбинацион сочилиш спектрлари бўйича тадқиқотлар ниҳоятда мураккаб. Шу сабабли илмий адабиётларда маълумотлар кўп учрамайди. Ҳозирги кунда Санкт-Петербург Университети, СамДУ ва ҚаршиДУ университетлари олимлари ҳамкорликда Муборак газни қайта ишлаш комплекси билан газлар таркибини ўрганиш

бўйича шартнома асосида илмий тадқиқот ишлари олиб бориш учун шартнома тузиш режалаштирилган (2011-2013 йиллар учун).

Мавзу бўйича тадқиқотлар фундаментал характерга эга ва физиканинг молекуляр физика, оптика, модда суюқ ҳолати ва газлар физикаси, атмосфера физикаси бўлимларини ривожланишида ҳисса қўшиши мумкин. Тадқиқот натижалари илмий журналларда чоп этилган. Талабалар, магистрлар ва илмий тадқиқотчилар диссертацияларини тайёрлашда ва махсус курслардан маъруза тайёрлашда фойдаланиши мумкин.

Илмий янгилиги:

- Спектрометр ва лазер қурилмалари билан ишлаш ва уларни оптик ростлаш ўрганилган.
- Комбинацион сочилиш спектри ν_1 спектрал чизиғи контурининг шаклланиши аниқланган.
- Газ ҳолатидаги метан ва унинг аргон, криптон билан аралашмаларида зичликнинг ва температуранинг кенг оралиғида комбинацион сочилиш спектри ν_1 спектрал чизиғининг босим ва температурага боғлиқлик характери ўрганилган.

Тадқиқот объекти ва предмети: Метан ҳамда унинг Ar ва Kr билан газли аралашмалари. Тадқиқотлар босим ва температуранинг кенг оралиғида ўрганилди. Молекуляр релаксацион жараёнлар ва уларнинг спектрал намоён бўлиши тадқиқот предметиدير.

Ишнинг тузилиши ва ҳажми: Магистрнинг ушбу диссертация иши материаллари Республика ва хориж журналларида, конференцияларда ёритилган. СамДУ оптика ва спектроскопия ҳамда ҚаршиДУ Астрономия ва оптика кафедраларида муҳокама этилган ва 3 та илмий нашрда чоп этилган.

Диссертация 64 саҳифадан иборат. Компьютерда терилган матнга эга бўлиб, унда кириш, 3 боб, хулоса, адабиётлар рўйхатини ўз ичига олади. Расмлар 18 та, жадваллар 6 та, фойдаланилган адабиётлар сони 31 та.

Ҳурматли президентимиз айтганларидек, табиат инъом этган хом-ашёлардан тўғри илмий асосланган ҳолда фойдаланиш иқтисодий самарадорликни оширади [1].

2010 йил 12 ноябрь куни ҳурматли президентимиз И.А.Каримов Ўзбекистон Республикаси Олий мажлиси қонунчилик палатаси ва сенатининг қўшма мажлисида «Мамлакатимизда демократик ислохотларни яънада чуқурлаштириш ва фуқоролик жамиятини ривожлантириш концепцияси» мавзусида маъруза қилдилар [2]. Ўз маърузаларида олтига йўналишни энг муҳим устувор вазифалар сифатида белгилаб бердилар.

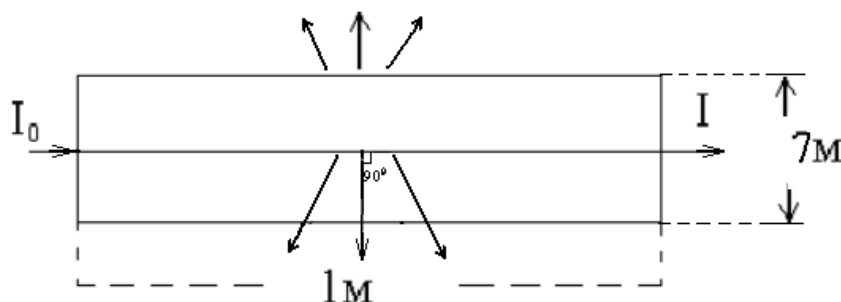
Олтинчи йўналишда рақобат тўғрисида тўхталди. Рақобатлаша оладиган ҳар қандай маҳсулот ёки шу маҳсулотни ишлаб чиқариш илмий асосланган бўлсагина ёки уни ишлаб чиқарувчининг илмий савияси юқори даражада бўлганда, бу маҳсулот рақобатлаша олиши мумкин эканлигини англаш мумкин.

Ушбу концепция Ўзбекистон заминида яшаётган физик, химик, биолог, шифокор, инженер, иқтисодчи, молиячи, талаба ва ҳоказо, ким бўлишдан қатъий назар ҳамма учун дастирул амал бўлиб хизмат қилади.

I боб. Назарий қисм

1.1. Ёруғликнинг газларда сочилиши, Релей ва А.Эйнштейн назариялари

Муҳитга тушган ёруғлик қайтиш, синиш ва ютилишидан ташқари сочилади ҳам. Умуман ёруғлик муҳит ичида ёки сиртида бир жинслиликнинг бузилишидан сочилади. Лекин оптик жиҳатдан бир жинсли муҳитда ҳам ёруғлик сочилади. Бунинг сабаби модда молекулаларининг иссиқлик ҳаракати туфайли содир бўладиган зичлик ва молекулалар ориентациясининг флуктуациясидир. Модда хоссаларининг масалан зичлигининг ўртача қийматидан четланиши флуктуация дейилади. Бир жинсли эритмаларда эса концентрация флуктуацияси ҳам ёруғлик сочилишига сабаб бўлади. Шу хилдаги флуктуациялар туфайли ёруғликнинг сочилишига молекуляр сочилиши дейилади. Бизни ёруғликнинг молекуляр сочилиши кизиқтиради [3,4].



1.1- расм

Ёруғликнинг сочилишига сабаб бўлган ҳар бир физик ҳодиса сочилган ёруғлик интенсивлиги, кутбланиши ва спектрал составида ўзига хос из қолдиради. Шунинг учун сочилган ёруғликни ўрганиш, ўша ҳодисалар табиатини билишга ёрдам беради. Ёруғлик сочилиши ёрдамида молекуланинг структураси ва хоссалари ўрганилади, эритма ва оксидларнинг молекуляр оғирлиги, ион ва полимер молекулаларнинг ўлчамлари, Авогадро, координацион, сольватция сонлари топилади. Флуктуациялар кинетикаси, гипертонус тарқалиши, моддаларнинг фазовий ўзгаришлари ўрганилади. Шунинг учун ёруғлик сочилиши молекулаларни тадқиқ этишда алоҳида ўрин тутди.

Сочилган ёруғликни ўрганишда биринчи муваффақиятга Тиндаль эришди. У узунлиги бир метр ва диаметри 7 см бўлган шиша труба олиб, уни жуда сийракланган майда заррачалар билан тўлдирди (1.1-расм). Зарралар ўлчами ёруғлик тўлқин узунлигидан анча кичик эди. Оқ ёруғликни трубани ўқи бўйлаб йўналтириб, сочилган ёруғликни тушаётган ёруғликка нисбатан турли бурчаклар остида кузатди. Унинг 1869 йилда эълон қилинган ишида тажриба натижалари берилган. Тиндалнинг кўрсатишича

сочилган ёруғлик кўк-мовий рангга бўялган ва тушувчи ёруғликка нисбатан 90^0 бурчак остида сочилган ёруғлик эса тўлиқ қутбланган бўлади. Шу натижаларга асосланиб, ҳавода ҳамма вақт мавжуд бўлган майда чанг зарраларидан куёш ёруғлигини сочилиши туфайли осмон мовий рангда кўринади деб тушунтирди. Тиндалнинг бу иши Релейнинг ёруғлик назарияси билан шуғулланишига сабаб бўлган бўлса ажаб эмас.

Релей назарияси: Ёруғликнинг моддалардан ўтишида ҳар бир молекулада ўзгарувчан диполь моменти ҳосил бўлиб, у молекулалар электромагнит тўлқинлар тарқата бошлайди. Шу электромагнит тўлқинлар, биринчидан, тушаётган электромагнит тўлқинлар билан қўшилиб ёруғлик тезлигининг камайишига олиб келади ва иккинчидан, ёруғлик сочилишига сабаб бўлади.

Фараз қилайлик, кузатилаётган молекулага қутбланган ёруғлик тушаётган бўлсин. Молекулада ҳосил бўлган диполь моментининг йўналиши уйғотувчи майдон

$$E = E_0 \sin \omega t \quad (1.1)$$

билан устма - уст тушади деб фараз қиламиз, яъни кузатилаётган газ зарралари изотроп бўлсин.

Бу ерда:

E_0 –майдон кучланганлигининг амплитудаси

ω - циклик частота.

Молекуланинг индукцияланган ўзгарувчан диполь моментини

$$P = \alpha E = \alpha E_0 \sin \omega t = P_0 \sin \omega t \quad (1.2)$$

деб ёза оламиз.

Бу ерда

$$P_0 = \alpha E$$

α - молекуланинг қутбланувчанлиги

P_0 – диполь моментининг амплитудаси.

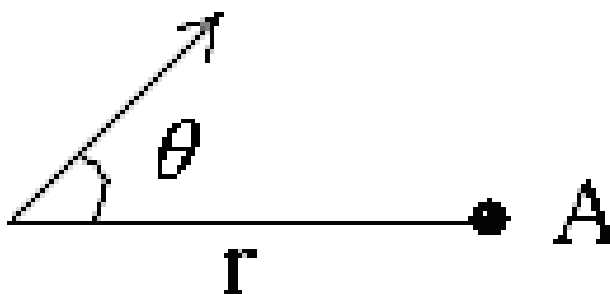
Майдон тебранишига мос тебранаётган диполь электромагнит тўлқин назариясига асосан янги электромагнит тўлқинлари тарқата бошлайди. Шу тўлқиннинг электр майдон кучланганлиги

$$E^s = \frac{\omega^2}{c^2 r} P \sin Q \quad (1.3)$$

c - ёруғлик тезлиги

r - кузатиш масофаси

Q - диполнинг йўналиши билан кузатиш йўналиши орасидаги бурчак (1.2-расм).



1.2-расм

(1.3) га (1.2) ни қўйсак,

$$E^s = \frac{\omega^2}{c^2 r} \alpha E \sin Q = \frac{\omega^2}{c^2 r} \alpha E \sin \omega t \cdot \sin Q \quad (1.4)$$

Маълумки, майдон кучланганлигининг квадрати ёруғлик интенсивлигига тенг, яъни (1.2) дан

$$I_0 = E_0^2 \sin^2 \omega t$$

тенглигидан (1.4) тенгламани квадратга қўтарсак :

$$i = \frac{\omega^4}{c^4 r^2} \alpha^2 E_0^2 \sin^2 \omega t \cdot \sin^2 Q = I_0 \frac{\omega^4}{c^4 r^2} \alpha^2 \sin^2 Q \quad (1.5)$$

ҳосил бўлади. Бу ерда $\omega = 2\pi\nu = 2\pi \frac{c}{\lambda}$ бўлганидан

$$i = I_0 \frac{16\pi^4}{\lambda^4 r^2} \alpha^2 \sin^2 Q \quad (1.6)$$

Бу сийрак газ муҳитида алоҳида олинган бир молекуладан сочилган ёруғлик интенсивлиги.

Агар муҳит бир жинсли бўлса, (1.6) формула билан топиладиган, ҳар бир молекуладан тарқалаётган тўлқинлар когерент бўлса, у ҳолда бу тўлқинлар бир – бирини сусайтириб, сочилган ёруғлик бўлмас эди. Релей молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати молекулалардан тарқалаётган нурлар фазасини тартибсиз ўзгартириб турганидан, сочилаётган ёруғликнинг умумий интенсивлигини топиш учун (1.6) формулани NV га кўпайтириш етарлидир деб ҳисоблайди.

$$I = iNV = I_0 \frac{16\pi^4}{\lambda^4 r^2} \alpha^2 NV \sin^2 Q \quad (1.7)$$

бу ерда:

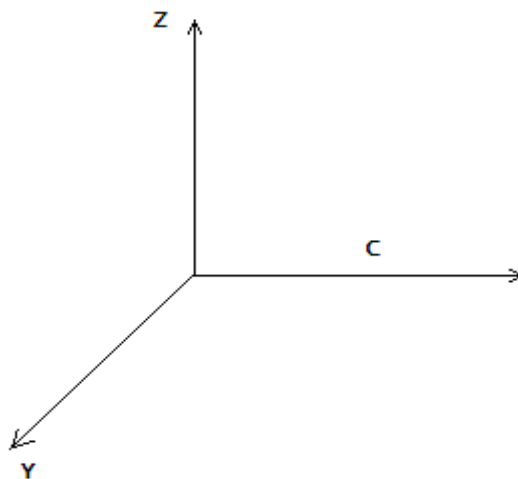
$N = N_1 V$ - сочувчи V ҳажмдаги молекулалар сони

N_1 - 1см^3 ҳажмдаги молекулалар сони.

(1.7) – Релей формуласи. Бундан келиб чиқадиган энг муҳим хулоса шуки, сочилган ёруғлик интенсивлиги тўлқин узунлигининг тўртинчи даражасига тескари пропорционал. Бу Релей қонунидир, у осмоннинг мовийлигини осонгина тушунтиради. Чунки тўлқин узунлиги қанча камайса, ёруғлик шунча кучли сочилади. Қуёш нурида кўк ва бинафша қисми нисбатан қисқа тўлқин узунлигига эга бўлиб, улар қизил ва сариққа нисбатан кучли сочилади. Натижада осмон мовий, қуёш чиқиши ва ботишида қизғиш – зарғалдок рангда бўлади.

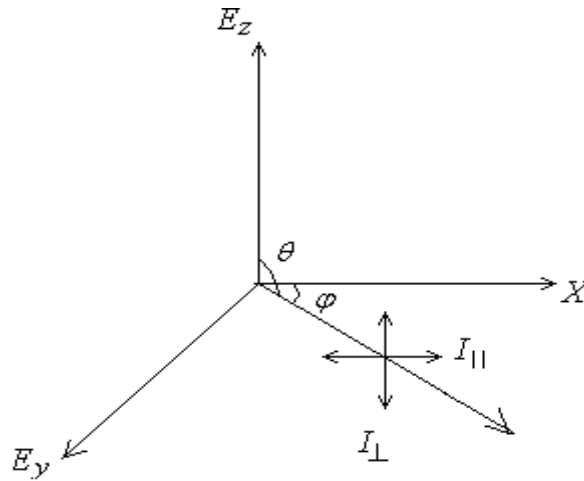
Табиий ёруғлик тушаётганда сочилган ёруғликнинг интенсивлигини (1.7) формуладан чиқарса бўлади. Бунинг учун изотроп газга тушаётган ёруғликни икки ўзаро перпендикуляр текисликда қутбланган ташкил этувчилардан иборат деб қараймиз. Мувофиқ равишда сочилган ёруғлик ҳам икки текисликда қутбланган бўлади. Демак тушувчи ва сочилган ёруғликлар электр векторлари ўзаро параллел.

Иккинчи тушувчи ёруғлик электр вектори тебранаётган текисликда тебранади, натижада кузатиш йўналиши ўзгариши билан икки вектор орасидаги бурчак ҳам ўзгаради (1.3-расм)



1.3-расм

Биринчи ҳолда $Q = 90^\circ$ бўлади, чунки кузатиш XY текисликда бажарилмоқда, тушувчи ва сочилган нурлар Z ўқи бўйича тебранади(1.4-расм)



1.4-рasm

$$I_{\perp}^0 = I_0 \frac{8\pi^4}{\lambda^4 r^2} \alpha^2 N_1 V \quad (1.8)$$

Тушаётган ёруғлик кутбланган текисликда ҳамма йўналиш бўйича сочилиш интенсивлиги бир хил бўлади.

Иккинчи ҳолда $Q = 90^\circ$ – ц бўлади.

ц – сочилган ёруғлик ва тушувчи ёруғлик орасидаги бурчак,

$$I_{\parallel}^0 = I_0 \frac{8\pi^4}{\lambda^4 r^2} \alpha^2 N_1 V \cos^2 \varphi \quad (1.9)$$

агар $\varphi = 90^\circ$ бўлса, $I'' = 0$ бўлади. Бу ерда шуни қайд қилиш керакки, (1.6) формуладаги 16 коэффициент 8 га айланади. Бунинг сабаби шуки, тушувчи табиий ёруғлик интенсивлигини I_0 деб олиб, уни икки текисликда кутбланган $I_0/2$ интенсивликка эга бўлган ташкил этувчиларга ажратилади. Шунинг учун (1.8) ва (1.9) I_0 ўрнида $I_0/2$ қабул қилинган.

Биринчи ҳолда сочилган ёруғликнинг электр вектори сочилиш текислигига перпендикуляр текисликда тебранмоқда, яъни сочилган ёруғлик сочилиш текислигида тебранади. Сочилиш текислиги деб тушувчи ва сочилган ёруғликлар орқали ўтказилган текисликка айтилади. Шундай қилиб, табиий ёруғлик тушаётганда сочилган ёруғликнинг умумий интенсивлиги (1.8) ва (1.9) формулаларнинг йиғиндисидан иборат:

$$I = I_{\perp}^0 + I_{\parallel}^0 = I_0 \frac{8\pi^4}{\lambda^4 r^2} \alpha^2 N_1 V (1 + \cos^2 \varphi) \quad (1.10)$$

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4\pi}{3} N_1 \alpha \quad (1.10')$$

(1.10')- Лорентц – Лоренц формуласига асосан

$$\alpha = \frac{n^2 - 1}{4\pi N_1} = \frac{n - 1}{2\pi N_1} \quad (1.11)$$

га асосан зичроқ газлар учун

$$I = I_0 \frac{(2\pi)^2}{\lambda^4 r^2} \frac{(n^2 - 1)^2}{N_1} V(1 + \cos^2 \varphi) \quad (1.12)$$

ва сийрак газ учун

$$I = I_0 \frac{(2\pi)^2}{\lambda^4 r^2} \frac{(n - 1)^2}{N_1} V(1 + \cos^2 \varphi) \quad (1.13)$$

Бу формуладан чиқадиган асосий хулоса , шундайки, олдинга ва орқага φ ва 180° - ц бурчак остида сочилаётган ёруғлик интенсивлиги бир хил бўлади. Бу Релейнинг иккинчи қонуни.

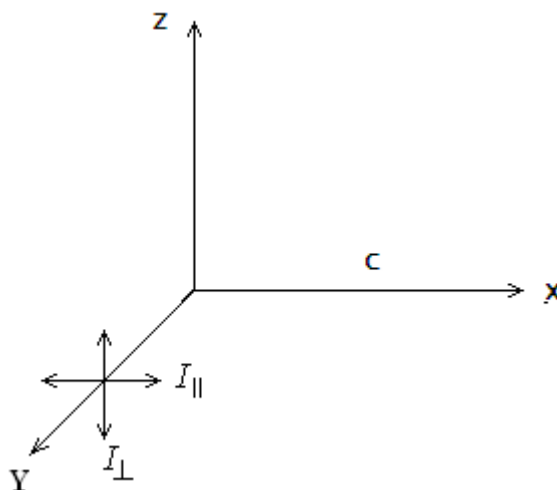
Табиий ёруғлик тушганда сочилган ёруғлик қисман қутбланган бўлади. Унинг қутбланиш даражаси қутбсизланиш коэффициентини билан характерланади. Қутбсизланиш коэффициентини Δ – аниқлаш учун сочилаётган ёруғлик йўлига қутблагич асбоб қўйиб сочилиш текислигига параллел тебранишларни ажратиб оламиз ($I_{\parallel}$), ($I_{\perp}$), уларнинг нисбати

$$\Delta = \frac{I_{\parallel}}{I_{\perp}} = \dots \cos^2 \varphi \quad (1.14)$$

бўлади. Табиий ёруғлик тушаётган бўлса ҳам $\varphi = 90^\circ$ бўлганда, ёруғлик изотроп моддадан сочилса (сочилган ёруғлик ўқи бўйлаб йўналган) (1.5- расм)

$$\Delta = \frac{I_{\parallel}}{I_{\perp}} = 0 \quad (1.15)$$

бўлади, яъни тушувчи ёруғликка нисбатан 90° бурчак остида сочилган ёруғлик тўлиқ қутбланган бўлади , бу Релейнинг учинчи қонуни. Лекин Δ - ҳамма вақт ҳам нолга тенг эмас, чунки кўпчилик моддалар изотроп эмас, балки анизотропдир.



1.5- расм

Ёруғликнинг газларда сочилиши: Суюқлик ва газларни юқори босим ва температураларда текшириш жараёнида критик температура яқинида шаффоф муҳит хиралашиб қолиши кузатилади. Бу ҳодиса критик опалесценция дейилади ва жуда кўп вақтлар бу ҳодисани тушунтириш иложи бўлмади. 1908 йили поляк олими Смолуховский критик опалесценцияни моддаларнинг зичлик флуктуацияси ёрдамида тушунтирди [5,6].

Ўлчамлари ёруғлик тўлқин узунлигидан жуда кичик, лекин ўзида статистик ҳисобларни қўллаш мумкин бўлган даражада кўп молекулаларни сиғдира оладиган элементар ҳажмдаги зичлик флуктуацияси, яъни зичликнинг ўртача қийматидан четланиш изотермик сиқилувчанлик билан боғлиқлигидир. Унинг кўриниши қуйидагича:

$$\overline{\Delta \rho^2} = \frac{\rho^2}{\vartheta} kT \left(-\frac{1}{\vartheta} \frac{\partial \vartheta}{\partial \rho} \right)_T \quad (1.16)$$

Бу формулада

$$\chi_T = \left(-\frac{1}{\vartheta} \frac{\partial \vartheta}{\partial \rho} \right)_T$$

χ_T - изотермик сиқилувчанлик

Критик нуқтада $\frac{\partial \vartheta}{\partial \rho}$ жуда ошиб кетади ва $\overline{\Delta \rho^2}$ жуда катта миқдорга айланади.

Критик температурада муҳитнинг хиралашиб қолишини кучли флуктуация туфайли ёруғликнинг кучли сочилиши билан боғлаш мумкин. Лекин критик нуқтадан ўзоқда ҳам $\overline{\Delta \rho^2} \neq 0$, аммо критик температурадагидан кичикроқ. Зичлик ρ маълум бир ҳажмдаги

молекулалар сонига тўғри пропорционал. Шу сабабли зичлик флуктуациясини молекулалар сони билан ифодалаш мумкин. $\mathcal{V}$ ҳажмдаги молекулаларнинг ўртача сони

$$\bar{N} = N_1 \mathcal{V} \quad (1.17)$$

$\mathcal{V}$ - элементар ҳажм
 $N_1 - 1 \text{ см}^3$ даги молекулалар сони.

Ўртача молекулалар ўртача сони $\bar{N}$ - дан четланишини ΔN деб оламиз:

$$\Delta N = \bar{N} - N \quad (1.18)$$

Ўз-ўзидан маълумки, ўртача қийматдан четланишнинг ўртача қиймати нолга тенг:

$$\Delta \bar{N} = \bar{N} - \bar{N} = 0 \quad (1.19)$$

Лекин флуктуациянинг ўртача квадрати нолга тенг эмас.

$$(\Delta \bar{N}^2) = (\bar{N} - N)^2 = \bar{N}^2 - 2\bar{N} \bar{N} + \bar{N}^2 = \bar{N}^2 - \bar{N}^2 = \bar{N} \quad (1.20)$$

Ҳисоблашлар кўрсатадики.

$$\bar{N}^2 - \bar{N}^2 = \bar{N} \quad (1.21)$$

Бу зичлик флуктуациясининг молекулалар сони бўйича ифодасидир.

Зичлик флуктуацияси ўз навбатида диэлектрик сингдирувчанлик флуктуациясига сабаб бўлади.

Бу флуктуация ёруғликнинг шаффоф мухитларда сочилишига олиб келади. Смолуховскийнинг бу илмий ғояси Эйнштейннинг ёруғликнинг сочилиши назариясини яратишига тurtки бўлди.

Эйнштейн назарияси (газларда) : Берилган идеал газга қутбланган ёруғлик тушаётган бўлсин. Газ ҳажмини ёруғлик тўлқин узунлигидан кичикроқ ўлчамдаги элементар ҳажмларга бўламиз. Бу ҳажмлар айна вақтда статистик физика қонунларини қўллаш даражасида катта бўлсин. Бу ҳажмлардаги флуктуация бошқа ҳажмдаги флуктуацияга боғлиқ эмас. Ҳар бир молекулада ёруғлик тўлқини майдони қўйидаги кўринишда ўзгарувчи дипол моменти ҳосил бўлади [7,8,9].

$$P = P_0 \sin \omega t$$

Бу диполлар электромагнит тўлқинлар чиқара бошлайди. Диполлар чиқарган электромагнит тўлқинлари кучланганлигининг зичлик флуктуациясига боғлиқ қисми

$$\Delta E_i = \frac{\omega^2}{c^2 r} P_0 \sin(\omega t - \frac{r}{c}) \sin Q \Delta \bar{N} \quad (1.22)$$

$\Delta \bar{N}$ - молекулалар сони флуктуациясининг ўртача қиймати .

(1.22) формулани квадратга кўтарсак сочилган ёруғликнинг интенсивлиги келиб чиқади.

$$(\Delta E_i)^2 = I_0 \frac{\omega^4}{c^4 r^2} \alpha^2 \sin^2 Q (\Delta \bar{N})^2 \quad (1.23)$$

Бу ерда

$$P_0 = \alpha E_0 \quad \text{va} \quad I \sim \left[E_0 \sin(\omega t - \frac{r}{c}) \right]^2$$

деб ҳисобланган. (1.23) элементар ҳажмдаги газ сочган ёруғликнинг интенсивлиги. (1.23) формулада

$$\omega = 2\pi\nu = 2\pi \frac{c}{\lambda}$$

ни ҳисобга олсак

$$(\Delta E_i)^2 = I_0 \frac{16\pi^4}{\lambda^4 r^2} \alpha^2 \sin^2 Q (\Delta \bar{N})^2 \quad (1.24)$$

(1.21) формулага асосан

$$(\Delta \bar{N})^2 = \bar{N} = N_1 \mathcal{V}$$

N_1 - бирлик ҳажмдаги молекулалар сони.

У вақтда

$$I = I_0 \frac{16\pi^4}{\lambda^4 r^2} \alpha^2 N_1 \mathcal{V} \sin^2 Q \quad (1.25)$$

Умумий ҳажмдан сочилган ёруғлик интенсивлигини топиш учун $\mathcal{V}$ ни V билан алмаштирамиз:

$$I = I_0 \frac{16\pi^4}{\lambda^4 r^2} \alpha^2 N_1 V \sin^2 Q \quad (1.26)$$

Бу (8) Релей формуласи билан эквивалент бўлган Эйнштейн формуласидир.

Идеал газга табиий ёруғлик тушганда умумий сочилган ёруғликнинг интенсивлигини топиш учун Релей назариясидаги каби тушувчи ва сочилган

ёруғликларни иккита ташкил этувчидан иборат деб уларни қўшиб чиқамиз ва қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$I = I_0 \frac{8\pi^4}{\lambda^4 r^2} \alpha^2 N_1 V (1 + \cos^2 \varphi) \quad (1.27)$$

$$\alpha = \frac{n^2 - 1}{4\pi N_1} = \frac{n - 1}{2\pi N_1}$$

ни ҳисобга олсак

$$I = I_0 \frac{2\pi^2}{\lambda^4 r^2} \frac{(n - 1)^2}{N_1} V (1 + \cos^2 \varphi) \quad (1.28)$$

(1.28)- Эйнштейн формуласи.

Бу формуланинг чиқарилиши чуқур илмий асосга эга бўлиб, Релей формуласининг фақат идеал газлар учун тўғрилигини исботлаб берди. Чунки бу формулани чиқаришда ишлатилган

$$(\overline{\Delta N})^2 = \overline{N} = N_1 g$$

тенглик фақат идеал газлар учун тўғри бўлиб, уни суюқликлар ва зич реал газлар учун қўллаб бўлмайди.

1.2 Анизотроп молекулали газлардан қутбланган ёруғликнинг сочилиши

Анизотроп молекулали газларда зичлик флуктуациясидан ташқари ориентация флуктуацияси натижасида ҳам ёруғлик сочилади. Тушаётган ёруғликнинг майдони таъсирида анизотроп молекулада ҳосил бўлган ўзгарувчан диполнинг моменти электромагнит майдон йўналиши билан мос тушмайди. Бу диполларнинг (электромагнит моменти) ёруғлик йўналиши билан ҳосил қилган бурчаги ҳам турлича бўлади.

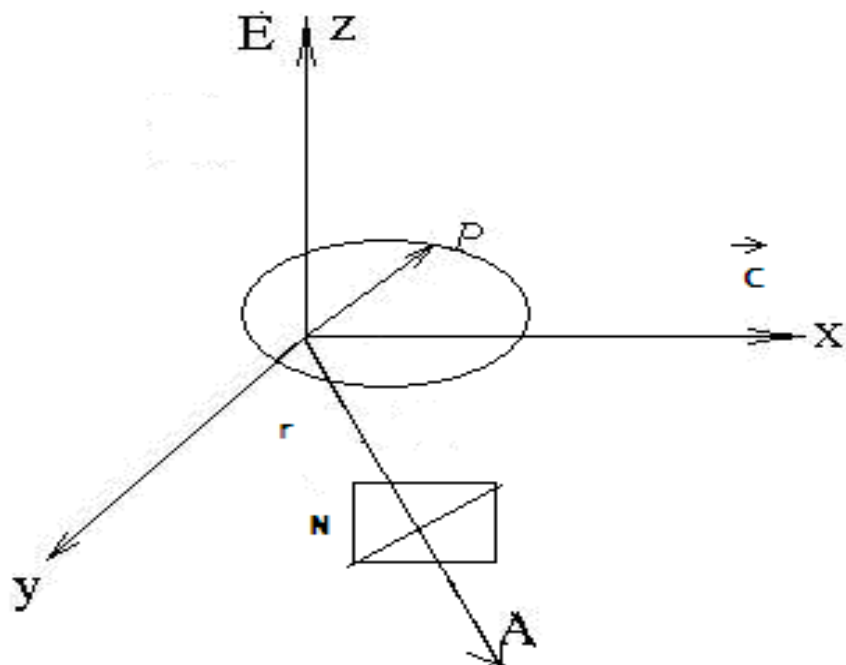
Масалан, координат бошида турган ўзгарувчан диполнинг тарқатган электромагнит тўлқинлари майдоннинг A нуқтадаги кучланганлиги

$$E = \frac{\omega^2}{c^2 r} P_0 \sin Q$$

бўлади. Ҳосил бўлган диполларнинг ориентацияси турлича бўлганлигидан улар чиқарган иккиламчи тўлқинларнинг электр майдонининг векторлари турлича ориентация билан етиб келади.

Шунинг учун ҳам анизотроп молекулалардан сочилган ёруғлик тўлик қутбланмаган, яъни қисман қутбланган бўлади.

Керакли йўналишдаги электр векторини поляризатор N- николь призмаси ёрдамида ажратиб оламиз (1.6-расм).



1.6-расм

Масалан, поляризатордан тушган ёруғликнинг электр майдони билан мос йўналишга эга $\vec{q}$ векторни ажратиб оламиз. Поляризатордан ўтган сочилган ёруғликнинг электр майдони кучланганлигининг қийматини топиш учун кучланганлигининг $\vec{q}$ га проекциясини туширамыз, яъни $\vec{E}$ билан $\vec{q}$ нинг скаляр купайтмасини оламиз. Бунинг учун $\vec{E}$ ни вектор формасида ёзамиз:

$$\vec{E} = -\frac{\omega^2}{c^2 r^3} \left[\vec{r} \cdot (\vec{r} \cdot \vec{p}) \right] \quad (1.29)$$

(1.29) формуладаги векторларни векторлар купайтириш қоидаcига асосан қавcни очиб чиқсак

$$E = -\frac{\omega^2}{c^2 r^3} \left[\vec{r} \cdot (\vec{r} \cdot \vec{p}) - \vec{p} \cdot \vec{r}^2 \right] \quad (1.30)$$

Бунинг $\vec{q}$ билан скаляр кўпайтмасини оламиз

$$\vec{E} \cdot \vec{q} = -\frac{\omega^2}{c^2 r^3} \left\{ (\vec{r} \cdot \vec{q})(\vec{r} \cdot \vec{p}) - (\vec{p} \cdot \vec{q})r^2 \right\} \quad (1.31)$$

лекин $\left(\vec{r} \cdot \vec{q} \right) = 0$, чунки r ва q орасидаги бурчак 90° ($\cos 90^\circ = 0$) га тенглигини ҳисобга олсак, (1.31) формуламиз қуйидаги кўринишни олади:

$$\vec{E}_q = \frac{\omega^2}{c^2 r} (\vec{p} \cdot \vec{q}) \quad (1.32)$$

Умумий ҳажми элементар ҳажмларга бўлиб чиқамиз. Шунда бирор элементар ҳажмдан келаётган электромагнит тўлқинлар электр майдоннинг A нуктадаги флуктуацияси

$$\Delta \sum_{\mathcal{V}} E_{qi} = \frac{\omega^2}{c^2 r} \Delta \sum (\vec{p}_i \cdot \vec{q}) \quad (1.33)$$

(1.33) ни квадратга кўтарсак, A нуктадаги интенсивликни беради.

$$\left(\overline{\Delta \sum_{\mathcal{V}} E_{qi}} \right)^2 = \frac{\omega^4}{c^4 r^2} \left[\overline{\Delta \sum_{\mathcal{V}} (\vec{p} \cdot \vec{q})} \right]^2 \quad (1.34)$$

(1.34) формуладаги охириги кўпайтувчининг ўртача қийматини элементар ҳажмда барча молекулалар ориентацияси бўйича топсак қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\left(\overline{\Delta \sum_{\mathcal{V}} \vec{p} \cdot \vec{q}} \right)^2 = N \left(\overline{\vec{p} \cdot \vec{q}} \right)^2 = N_1 \mathcal{V} \mathcal{E}^2 \left(\alpha^2 \cos^2 Q + \frac{2}{30} \gamma^2 + \frac{2}{90} \gamma^2 \cos^2 Q \right) \quad (1.35)$$

(1.35) ни (1.34) га қўйиб интенсивликни I билан белгилаб. умумий ҳажмдаги сочилиш интенсивлигини топиш учун $\mathcal{V}$ - элементар ҳажми V - умумий ҳажм билан алмаштирсак, анизотроп молекулали газга кутбланган ёруғлик тушганда сочилган ёруғлик интенсивлигининг формуласини ҳосил қиламиз:

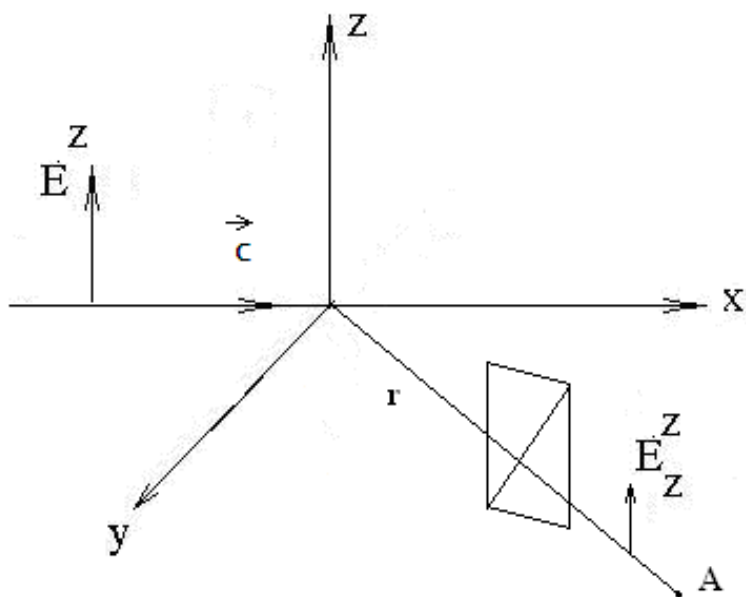
$$I_q = I_0 \frac{16\pi^4}{\lambda^4 r^2} N_1 V \left(\alpha^2 \cos^2 Q + \frac{2}{30} \gamma^2 + \frac{2}{90} \gamma^2 \cos^2 Q \right) \quad (1.36)$$

Бу формуладаги ҳамма белгилар бизга таниш, фақат γ^2 - молекуланинг оптик анизотропияси эканлигини таъкидлаш лозим. Формуланинг биринчи ҳади зичлик

флуктуацияси ва иккинчи ҳамда учинчи ҳадлари анизотропия флуктуацияси туфайли сочилиш интенсивлигини ифодалайди.

Хусусий ҳолларни кўрайлик:

1. Ёруғлик X ўқи бўйлаб тарқалаётган бўлсин. E – электр вектори Z га параллел бўлсин. Сочилаётган ёруғликни XYO текисликда кузатиб, поляризаторни шундай бурамизки, у сочилаётган ёруғликда Z ўқига параллел тебранишларни ўтказсин (1.7-расм)



1.7-расм

У вақтда $\vec{q} \parallel \vec{E}$ бўлса ва $\angle\theta = 0$, демак $\cos\theta = 1$ бўлади ва

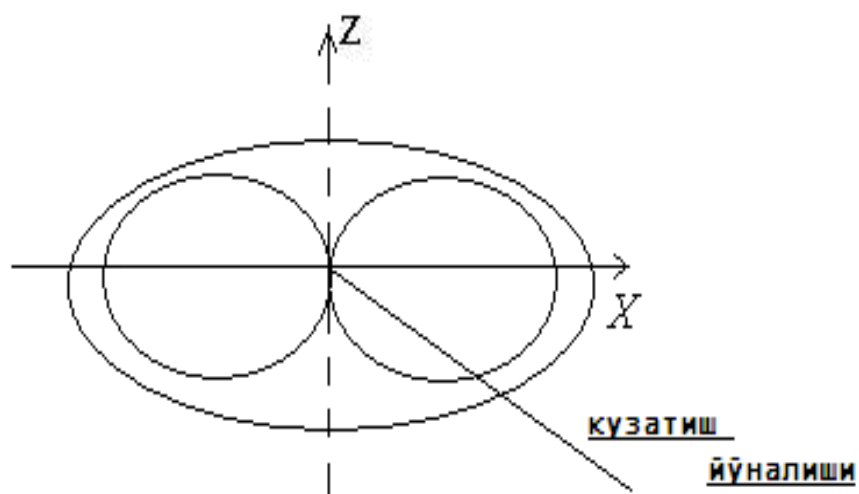
$$I_z^z = I_0 \frac{16\pi^4}{\lambda^4 r^2} N_1 V \left(\alpha^2 + \frac{2}{30} \gamma^2 + \frac{2}{90} \gamma^2 \right) \quad (1.37)$$

I_z^z - унинг юқоридаги индекси Z тушувчи ёруғлик Z ўқида, пастки Z эса сочилган ёруғлик ҳам Z ўқида параллел тебранишга эгалигини кўрсатади.

2. Поляризаторни буриш йўли билан сочилган ёруғликдан текисликда ётган тебранишни ажратиб олсак (1.7-расм), у вақтда $\vec{E} \perp \vec{q}$ бўлиб, $\angle\theta = 90^\circ$ ва $\cos\theta = 0$ бўлиб, интенсивлик

$$I_{xy}^z = I_0 \frac{16\pi^4}{\lambda^4 r^2} N_1 V \left(\frac{2}{30} \gamma^2 \right) \quad (1.38)$$

Бу икки ҳолда ҳам сочилиш индикатрисаси айлана шаклда бўлади(1.8-расм).

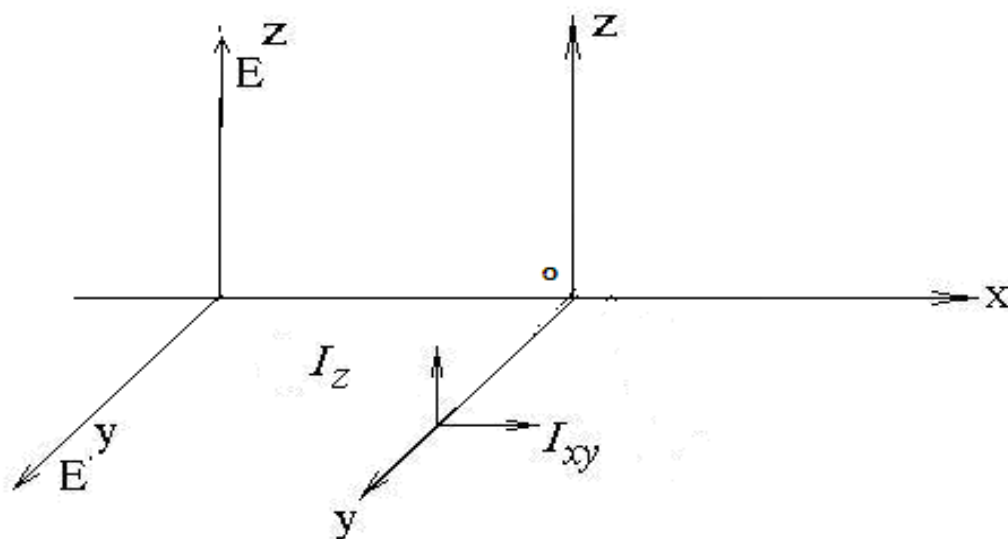


1.8-расм

3. Агар тушувчи ёруғлик Y ўқи бўйича тебранса ва биз Z ўқи бўйича тебранаётган сочилган ёруғликни кузатсак (1.9-расм), у ҳолда

$$I_z^z = I_0 \frac{16\pi^4}{\lambda^4 r^2} N_1 V \left(\frac{2}{30} \gamma^2 \right) \quad (1.39)$$

бўлади.



4. Агар шу ҳолда ХҮО текисликда тебранаётган сочилган ёруғликни кузатсак, $\angle \theta \neq 0$ ва $\angle \theta \neq 90^\circ$ бўлса. $\theta = Y$ деб олсак,

$$I_{xy}^y = I_0 \frac{16\pi^4}{\lambda^4 r^2} N_1 V \left(\alpha^2 \cos^2 \varphi + \frac{2}{30} \gamma^2 + \frac{2}{90} \gamma^2 \cos^2 \varphi \right) \quad (1.40)$$

Бу ҳолда сочилиш индикатрисаси симметрик чўзинчоқ саккизлик шаклида бўлади.

Анизотроп молекулали газлардан табиий ёруғликнинг сочилиши

Сочувчи муҳитга тушаётган табиий нурни юқорида кўрганимиздек бир – бирига перпендикуляр қутбланган икки нур йиғиндиси деб қараш мумкин. Бирининг электр тебраниши Z – га параллел, иккинчисиники Y - га параллел бўлган икки нур X ўқи бўйлаб муҳитга тушаётган бўлсин. Қутбланиш асбоби сочилган ёруғликдан Z ўқига параллел тебранаётганларини ўтказаетган бўлса, у ҳолда сочилган ёруғлик интенсивлиги (1.37) ва (1.38) формула йиғиндиси шаклида ифодаланиши мумкин [10,11].

$$I_z = I_{\perp} = I_0 \frac{8\pi^4}{\lambda^4 r^2} N_1 V \left(\alpha^2 + \frac{6}{43} \gamma^2 + \frac{2}{90} \gamma^2 \right) \quad (1.41)$$

Бу ерда $I_{\perp}$ - сочилган перпендикуляр ташкил этувчиси, у сочилган ёруғликнинг электр вектори сочилиш текислигига перпендикуляр тебранаётган қисмини ифодалайди. Агар поляризатор сочилган ёруғликнинг ХОҮ текисликда тебранаётган қисмини ўтказаетган бўлса, унинг интенсивлиги (1.38) ва (1.40) формулаларнинг йиғиндисидан иборат бўлади. Бу қисм параллел ташкил этувчи деб аталади ва $I_{\parallel}$ билан белгиланади. Бу нурда электр вектори ХОҮ текисликда ётади.

$$I_{yx} = I_{\parallel} = I_0 \frac{8\pi^4}{\lambda^4 r^2} N_1 V \left(\alpha^2 \cos^2 \varphi + \frac{6}{45} \gamma^2 + \frac{1}{45} \gamma^2 \cos^2 \varphi \right) \quad (1.42)$$

Тўлиқ интенсивлик (1. 41) ва (1.42) нинг йиғиндисидан иборат.

$$I = I_0 \frac{8\pi^4}{\lambda^4 r^2} N_1 V \left(\alpha^2 (1 + \cos^2 \varphi) + \frac{13}{45} \gamma^2 + \frac{1}{45} \gamma^2 \cos^2 \varphi \right) \quad (1.43)$$

Агар сочилган ёруғлик тушувчи нурга перпендикуляр йўналишда кузатилаётган бўлса, яъни $\angle\varphi = 90^\circ$ ва $\cos\varphi = 0$ бўлса (Y ўқи йўналишда), у вақтда (1.41) ва (1.42) формулаларни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин.

$$I_{\perp} = I_0 \frac{8\pi^4}{\lambda^4 r^2} N_1 V \left(\alpha^2 + \frac{7}{45} \gamma^2 \right) \quad (1.44)$$

$$I_{\parallel} = I_0 \frac{8\pi^4}{\lambda^4 r^2} N_1 V \frac{6}{45} \gamma^2 \quad (1.45)$$

Демак, анизотроп молекулали газлардан ёруғлик сочилганда $\angle\varphi = 90^\circ$ бўлса ҳам $\Delta \neq 0$ экан. Биз биламизки,

$$\Delta = \frac{I_{\parallel}}{I_{\perp}} = 0$$

Бу формулага (1.44) ва (1.45) ни қўйсак,

$$\Delta = \frac{\frac{6}{45} \gamma^2}{\alpha^2 + \frac{7}{45} \gamma^2} = 0 \quad (1.46)$$

Бу қутбланиш коэффиценти билан оптик анизотропиянинг боғлиқлик формуласи. (1.46) дан кўринадики, сочувчи газ молекуласи анизотроп бўлса, $\angle\varphi = 90^\circ$ бўлганда ҳам сочилган ёруғлик тўлиқ қутбланмас экан.

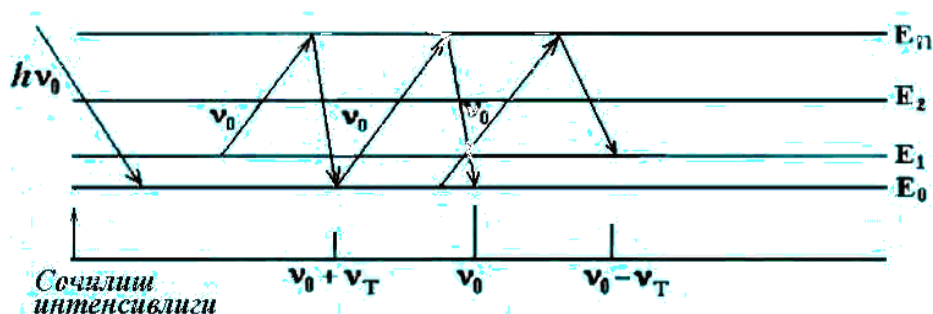
(1.43) формуланинг биринчи ҳади зичлик флуктуацияси туфайли сочилган ёруғликнинг интенсивлигини, кейинги икки ҳади эса анизотропия флуктуацияси туфайли сочилган ёруғлик интенсивлигини ифодалайди.

1.3. Комбинацион сочилиш спектри

Релей сочилишида сочилган ёруғлик частотаси тушувчи ёруғлик частотасига мос келади. Сочилишнинг бундай турини биринчи бўлиб Релей аниқлагани учун Релей сочилиши деб юритилади. Бу сочилиш когерент тарзда юз беради [12,13].

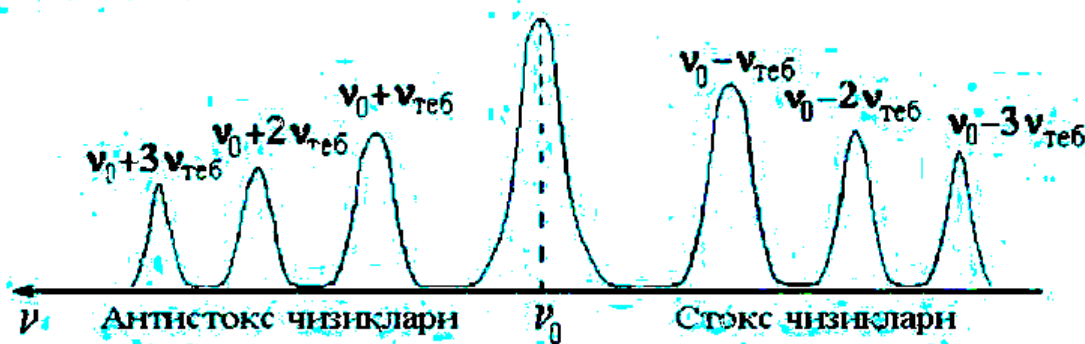
Шу сабабли ҳам Релей сочилиши - ёруғликнинг когерент сочилишидир (1.10-расм). Бироқ синчиклаб ўтказилган текширишларнинг кўрсатишича, сочилган ёруғлик спектрида тушаётган ёруғликни характерлайдиган чизиклардан ташқари қўшимча чизиклар

(йўлдошлар) борлиги, булар тушаётган ёруғликнинг ҳар бир чизиғи ёнида туриши маълум бўлди (1.11-расм).



1.10-расм. Релей (ν_0) сочилиш спектрларини ҳосил бўлишига олиб келадиган энергетик сатҳлар орасидаги ўтишлар

Йўлдошлар тушаётган ёруғликнинг ҳар қандай спектрал чизиғи ёнида келгани учун, бу йўлдошларни қандай шароитда пайқаш мумкин деган савол туғилади. Йўлдошлар кўринадиган бўлиши учун тушаётган ёруғлик спектри туташ спектр бўлмай, балки алоҳида чизиклар (монохроматик чизиклар) тўпламидан иборат бўлиши керак.



1.11-расм. Комбинацион ($\nu_0 - \nu_{теб}$ ва $\nu_0 + \nu_{теб}$) сочилиш спектрларини ҳосил бўлишига олиб келадиган энергетик сатҳлар орасидаги ўтишлар.

Бу ҳодисанинг қуйидаги қонунлари тажрибадан топилган.

- Йўлдошлар тушаётган ёруғликнинг ҳар бир чизиғи ёнида бўлади.
- Уйғотувчи (тушаётган) ёруғлик спектрал чизиғининг ν_0 частотаси билан йўлдошлардан ҳар бир чизикларнинг ν' , ν'' , ν''' ... частоталари орасидаги $\Delta\nu$ фарк сочувчи модда учун характерли бўлиб, унинг молекулаларининг хусусий тебранишлари частоталарига (ν^i) тенг:

$$\Delta\nu_1 = \nu_0 - \nu' = \nu_1^i, \quad \Delta\nu_2 = \nu_0 - \nu'' = \nu_2^i, \quad \Delta\nu_3 = \nu_0 - \nu''' = \nu_3^i, \dots$$

- Йўлдошлар уйғотувчи чизикдан икки томонда симметрик ётувчи чизикларнинг икки системасидан иборат, (1.11-расм) яъни

$$\nu_0 - \nu_r = \nu_\nu - \nu_0.$$

Бу ерда чапда уйғотувчи частоталардан узунроқ тўлкинли томонда жойлашган йўлдошларнинг частоталарини, ўнгда эса уйғотувчи частоталардан иккинчи томонда ётган йўлдошларнинг частоталарини билдиради. Спектрнинг қизил қисмига яқин жойлашган ва шунинг учун «қизил» йўлдошлар деб аталадиган биринчи йўлдошлар «бинафша» йўлдошлардан анча интенсивдир (1.11-расм)

- Температура кўтарилганда «бинафша» йўлдошларнинг интенсивлиги тез ортади.

Комбинацион сочилишни биринчи бўлиб Г.С.Ландсберг ва Л.И.Мандельштамлар ҳамда ҳинд олимлари Раман ва Кришнанлар кашф этишган (1928 йил). Ҳинд олимлари Нобель мукофотига сазовор бўлишган. Чет эл адабиётларида Raman effekti деб ҳам юритилади. Бу сочилиш одатда комбинацион сочилиш дейилади. Қуйида комбинацион сочилиш билан батафсилроқ танишамиз.

Комбинацион сочилишининг квант назарияси: Ёруғлик квантлари тўғрисидаги соддалаштирилган тасаввурдан фойдаланиб, комбинацион сочилиш ҳодисасининг моҳиятини англаб етиш мумкин. Квант тасаввурларига асосан ν_0 частотали ёруғлик маълум бир улушлар (квантлар) тарзида тарқалиб, буларнинг миқдори $h\nu_0$ га тенг бу ерда $h = 6.62 \cdot 10^{-12} \text{ Жс} \cdot \text{с}$ - Планк таклиф этган универсал доимийдир. Шунинг учун ўзида ν_0 частотали тебранишлар бўлаётган атом $h\nu_0$ энергия захирасига эга бўлади. Бу энергияни атом шундай частотали ёруғлик тарзида чиқариши мумкин. Бу нуқтаи назардан ёруғликнинг молекулаларда сочилишини ёруғлик квантларининг (яъни фотонларнинг) молекулалар билан тўқнашиши деб қараш мумкин. Бу тўқнашиш натижасида фотонлар учуш йўналишини ўзгартиради. Фотонлар билан молекулалар ўртасидаги тўқнашишлар эластик ва ноэластик бўлади. Тўқнашиш эластик тўқнашиш бўлган ҳолда молекуланинг энергияси ва фотоннинг ν_0 частотаси ўзгармайди, бу ҳол Релей сочилишига мос келади (1.10-расм). Релейча сочилиш пайтида сочилган ёруғлик квантларининг частотаси муҳитга тушаётган ёруғлик квантларининг частоталарига мос келади. Шунинг учун ҳам Релейча сочилишга эластик сочилиш ҳам дейилади [14,15].

Тўқнашиш ноэластик бўлган ҳолда фотоннинг энергияси $h\nu_i$ тебранма квант миқдориди ўзгаради. Агар ёруғлик тебраниш ҳолатида бўлмаган молекула билан ўзаро таъсир қилишса, ёруғлик молекулага энергиясининг тегишли қисмини бериб, $h\nu' = h\nu_0$ -

$h\nu_i$ ёки $\nu' = \nu_0 - \nu_i$ тенгламага мувофиқ равишда кичик частотали нурга (қизил йўлдош, Стокс чизиғига) айланади, бу ерда ν_0 ўйғотувчи ёруғлик частотаси, ν_i молекула тебранишларининг частотаси.

Агар ёруғлик тебраниш ҳолатида турган молекулага, яъни $h\nu_i$ - энергияга эга бўлган молекулага таъсир қилса, у ҳолда ёруғлик молекуладан бу энергияни тортиб олиб, $h\nu' = h\nu_0 + h\nu_i$ ёки $\nu' = \nu_0 + \nu_i$ тенгламага мувофиқ равишда катта частотали нурга (Бинафша йўлдош, антистокс чизиғига) айланади. Буни (1.11)-расмдан осонгина тушуниш мумкин. Юқорида айтилганлардан келиб чиқиб комбинацион сочилишга қуйидагича таъриф бериш мумкин:

Сочилган ёруғликнинг частотаси тушаётган ёруғликнинг частотаси ν_0 билан молекулалар ичида бўладиган тебранишлар частотасининг ν_i комбинациясидан таркиб топади. Шунинг учун бу сочилиш комбинацион сочилиш деб аталади.

Тебраниш ҳолатида бўлган молекулалар сони ўйғотилмаган молекулалар сонидан анча кам бўлади, шунинг учун бинафша йўлдошнинг интенсивлиги қизил йўлдош интенсивлигидан беқиёс даражада кам бўлиши керак; тажрибада ҳам худди шундай бўлади. Температура кўтарилган сари ўйғотилган молекулалар сони тез кўпаяди, шунга яраша бинафша йўлдошларнинг интенсивлиги тез ортиши керак; бу ҳам тажрибада тасдиқланмоқда. Стокс ва антистокс чизиқларининг интенсивлиги температурага боғлиқ. Мисол учун стокс чизиқларининг икки хил температурада интенсивликларининг қиймати қуйидаги нисбатда бўлади:

$$\frac{I_{T_1}}{I_{T_2}} = \frac{\left(1 - e^{-\frac{h\nu}{KT_2}}\right)}{\left(1 - e^{-\frac{h\nu}{KT_1}}\right)} \quad (1.47)$$

Бундан кўринадики, стокс чизиқларининг интенсивлиги температурага тескари пропорционал экан. Антистокс чизиқлариники эса температурага тўғри пропорционал бўлади:

$$\frac{I_{T_1}}{I_{T_2}} = \frac{e^{-\frac{h\nu}{KT_1}}}{e^{-\frac{h\nu}{KT_2}}} \quad (1.48)$$

Стокс ва антистокс чизиқларининг интенсивликлари нисбати

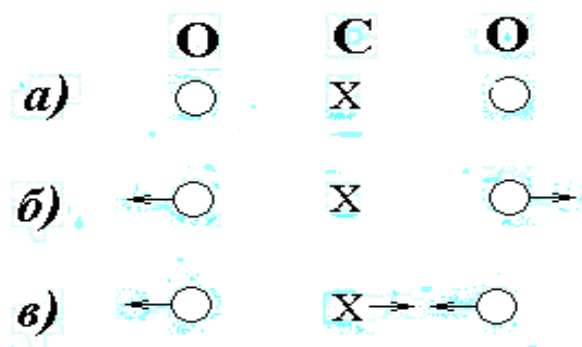
$$\frac{I_{ac}}{I_c} \approx \left(\frac{v_0 + v_{теб}}{v_0 - v_{теб}} \right)^4$$

каби бўлиб, бундан кўринадикки частотанинг тўртинчи даражасига пропорционал экан.

Ҳақиқатда, V частотали комбинацион чизиқнинг интенсивлиги молекуланинг бу частотага мос келадиган тебранишлар қилишида молекуланинг α қутбланувчанлиги нақадар кўп ўзгариши билан аниқланади. Қутбланувчанликнинг ўзгариши билан электр моментининг ўзгариши турли хил тебранишларда турлича ифодаланиши мумкин.

Инфрақизил спектрида актив бўлган тебранишлар комбинацион сочилиш спектрида актив бўлмайди ва аксинча.

Масалан: CO_2 молекуласида атомлар тебранганда (1.12)-расм, б) уларнинг жойлашиши шундай ўзгарадики, бунда молекуланинг қутбланувчанлиги кўп ўзгариб, унинг электр моменти ўзгармайди, чунки кислороднинг бир хил ишорали зарядланган икки атоми (0) тебраниш вақтида углерод зарядидан икки тарафга симметрик жойлашганича қолаверади.



(1.12) - расм. Релей (v_0) ва комбинацион ($v_0 - v_{теб}$ ва $v_0 + v_{теб}$) сочилиш спектрларини ҳосил бўлишига олиб келадиган энергетик сатҳлар орасидаги ўтишлар

Бошқача тебранишда (1.12-расм, в) қутбланувчанлик ўзгармайди, чунки кислород атомларидан бири углеродга яқинлашганда, иккинчиси узоқлашади ва аксинча; бироқ бу тебранишларда молекуланинг электр моменти ўзгаради.

Шунинг учун биринчи тур тебранишда (1.12-расм), б) комбинацион сочилиш чизиғи пайдо бўлади, бу чизикнинг частотасини комбинацион сочилиш спектрида аниқлаш мумкин; иккинчи тур тебранишда (1.12-расм, в) частотани инфрақизил ютилиш полосасининг вазиятига қараб топиш мумкин.

Биринчи боб бўйича хулоса

Юқорида келтирилган таҳлиллардан кўринадики, комбинацион сочилиш усули модданинг молекуляр тузилишини тадқиқ этишнинг муҳим усули ҳисобланади. Молекула тебранишларининг хусусий частоталари бу усул ёрдамида осонгина аниқланади; бу усул молекула симметриясининг характери, молекулалар ичида таъсир қиладиган кучларнинг катталиги ва умуман молекуляр динамиканинг ўзига хос томонлари тўғрисида фикр юритишга имкон беради.

Кўп ҳолларда бу усул инфрақизил ютилиш усули билан бирга қўшиб ўрганилиб, молекулани тўлиқ тадқиқ этиш имконини беради. Комбинацион сочилиш спектрлари молекулалар учун шунчалик характерлидирки, бу спектрлар ёрдамида мураккаб молекуляр аралашмаларни, айниқса химиявий йўл билан анализ қилиш қийин ёки ҳатто анализ қилиб бўлмайдиган органик молекулалар аралашмаларини анализ қилиш мумкин. Масалан: углеводородларнинг жуда мураккаб аралашмаси бўлган бензинларнинг таркиби комбинацион сочилиш усули ёрдамида самарали равишда анализ қилинади.

Юқорида гап дастлабки нурланишнинг муҳит молекулалари билан ўзаро таъсир қилишда пайдо бўладиган комбинацион сочилиш тўғрисида борди. Ёруғликни атом ёки ионлар сочиб юборганда ҳам шунга ўхшаш ҳодиса юз беради. Масаланинг моҳиятига тушуниб етиш учун атом ҳолидаги газларда ёруғликнинг ютилиши ва дисперциясини ўрганиш натижаларини эсга олиш керак бўлади. Атомни осцилляторлар тўплами деб қараш мумкин; бу осцилляторларнинг хусусий частоталари атомнинг ихтиёрий икки квант ҳолатидаги энергиялари айирмаси билан аниқланади. Шунинг учун атомлар билан молекулалар ўртасидаги фарқ фақат осцилляторлар табиатида бўлади: молекула бўлган ҳолда осцилляторлар ядролар ҳаракатини тавсифлайди, атомлар ҳолида эса осцилляторлар электронлар ҳаракатини тавсифлайди. Бу ўхшашликни назарда тутиб, юқорида юритилган мулоҳазаларни классик модуляцион манзара нуқтаи назаридан ҳам соддалаштирилган квант схема нуқтаи назаридан ҳам энди атомларга нисбатан такрорлаш мумкин.

Ёруғликнинг комбинацион сочилиши ҳодисасини классик физика доирасида туриб тушунтириб бериш мумкин, лекин унинг квант талқини ёруғликни квант табиатини моҳиятан тасдиқлайди.

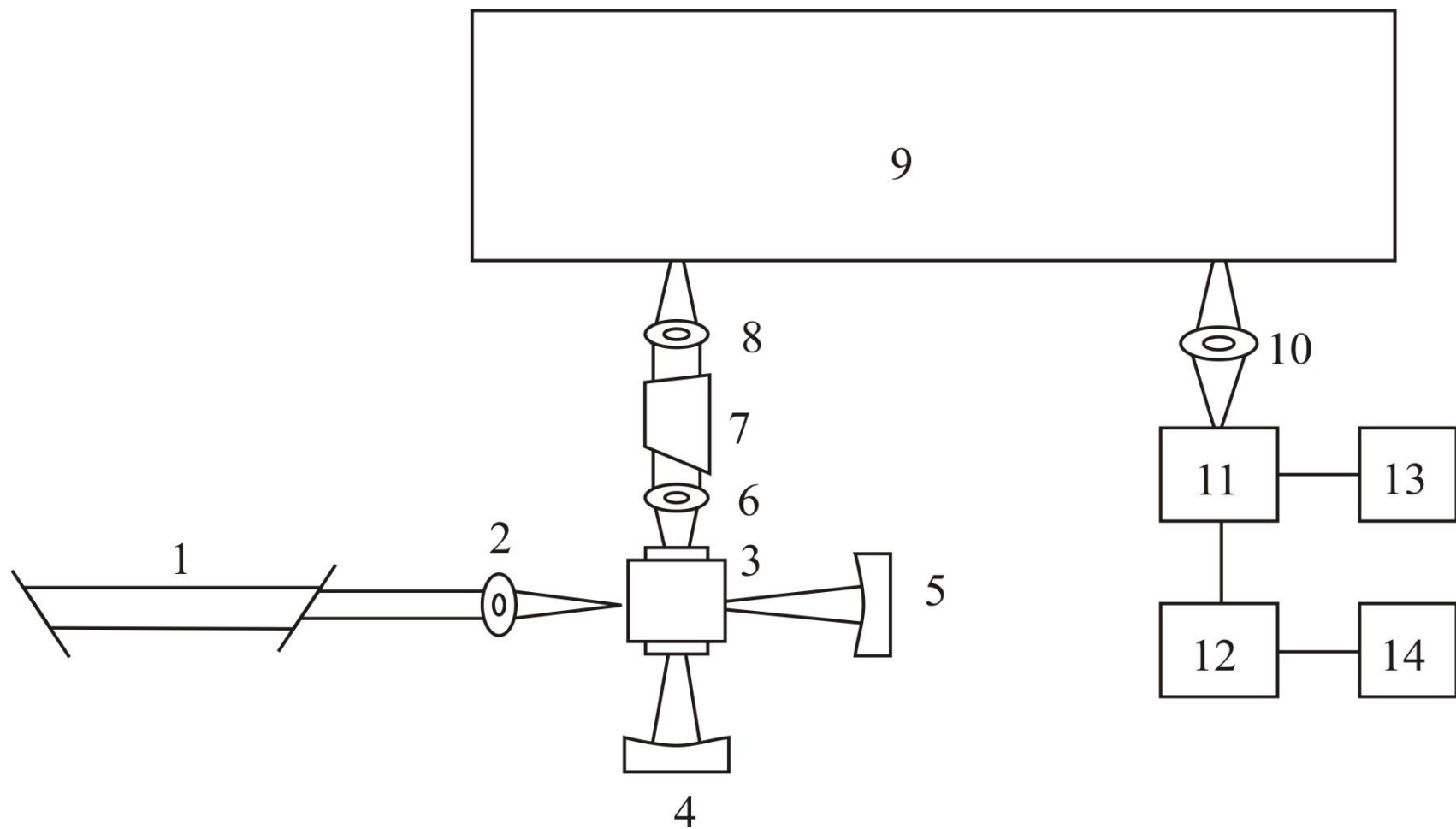
Молекулалар структурасини, ички молекулалар ва молекулалараро кучларини ўрганишда, мураккаб аралашмаларни таҳлил қилиш ва у ёки бу бирикмаларни идентификациялаш (ажратиш)да комбинацион сочилиш усули муҳим анжомдир.

II боб. Амалий қисм

2.1.Тажриба қурилмаси: ДФС-24 спектрометри ва унинг ишлаш усули

Комбинацион сочилиш спектрини қайд қилиш СамДУ оптика ва спектроскопия кафедрасида тузилган қурилмада кўриб чиқилган. У юқори босимли термостатли кювета ДФС-24 серияли монохраматорлар асосида ташкил топган спектрометрдан иборат. Қурилманинг блок схемаси 2.1 – расмда тасвирланган.

Тажриба қурилмасининг асосий элементлари, характеристикаларини кўриб ўтамиз. 488 нм тўлқин узунликдаги қуввати 0.1÷0.3 Вт бўлган ЛГП-502 ва ЛГП-100 м 1-типтаги аргон лазери комбинацион сочилиш спектрини уйғотувчи ёруғлик манбаи сифатида қўлланилди. 2.1-расмдан кўриниб турибдики (1) лазердан чиқадиган ёруғлик (2) линза орқали намунага фокусланади. Сферик кўзгу (4) монохраматор тирқишига йиғилган сочилган нурланишнинг ёруғлик оқимини кўпайтиради. Намунадан ўтган лазер нури сферик кўзгу (5) орқали тескари томонга йўналади ва йўқотилган нурланишнинг қувватини ошириб намунанинг марказида фокусланади. 90° бурчак остида сочилган ёруғлик (6) ва (8) линзалар ёрдамида монохраматорнинг кириш тирқишида йиғилади. Бу линзалар орасида бурама призма (7) жойлашган. У лазер нурунинг тасвирини 90° га буради. Монохраматор (9) дан кейин ёруғлик линза (10) га тушиб, электронли импульс режимида ишлайдиган фотоэлектрон кучайтиргич (ФЭУ-106) (11) га фокусланади. Қайд қилиш системаси аналог чиқишга эга бўлган ИПФ-2Л импульсли ҳисоблагич (12) кўринишида бўлади. Спектр КСП-4 (14) ўзи юрар асбобда қайд қилинади.



2.1-расм. ДФС-24 тажриба курилмасининг блок схемаси. 1-аргон лазери, 2-6-8-10-линзалар, 3-намунавий кювета, 4-5-сферик кўзгулар, 7-бурама призма, 9-монохроматирлар, 11-фотоэлектрон кучайтиргич Ф.Э.У-10в, 12-интенсиметр ИПФ-2Л, 13-таъминлаш блоки ФЭУВС-22, 14-ўзи ёзар КСП-4

2.2. Изотроп комбинацион сочилиш чизиғининг тузилиши

Изотроп комбинацион сочилиш чизиқларини тўла симметрик тебраниш частоталарида, эркин ориентацияланувчи системалар спектрида кузатиш мумкин. Улар кутбланувчанлик тензори изотроп компонентасидан келиб чиқади. Изотроп комбинацион сочилиш спектри тебраниш чизиғи Q- шохдан иборат бўлиб, тебранма – айланма ўзаро таъсирлари ингичка структурага эга.

Q- шохли изотроп контури асосий тебранма ўтишда эркин молекулалар учун куйидаги тенглама орқали ифодаланади:

$$I(\nu) \sim \sum |\langle 0 | \alpha | 1 \rangle|^2 N_1 (\nu_1 - \nu) \delta \quad (2.1)$$

Бу ерда ;

$\langle 0 | \alpha | 1 \rangle$, α – кутбланувчанлик тензорининг изотроп

компонентаси тебранма матрица элементи

I - айланма квант сони

N_1 - айланма ҳолат бандлиги

ν_1 - Q чизиқ частотаси

$\delta(\nu)$ – дельта функция

Изотроп Q- шохда интенсивликнинг тақсимланиши бошланғич айланма ҳолатларнинг бандлиги билан аниқланади:

$$N_1 = \frac{N_1 g_1 e^{\frac{-B_0 I(I+1)}{kT}}}{Z_{a\ddot{y}}} \quad (2.2)$$

Бу ерда ;

N – ҳажмдаги молекулалар сони

g_1 - айланма ҳолатнинг статистик оғирлиги

g_1 - Чизикли молекулалар учун $(2I+1)$ га, сферик молекулалар учун $(2I+1)^2$ га тенг [7,8]

B_0 - асосий тенглама ҳолатнинг айланиш доимийси Z_{ai} айланма статистик оғирлиги

$\Delta Z = 0$ бўлган ўтишдаги $Q(z)$ чизикларнинг частоталари сферик ва чизикли молекулалар спектрида қуйидаги тенглама орқали ифодаланади:

$$Q(\nu) = \nu_0 - \alpha_e I(I-1) \quad (2.3)$$

Бу ерда

ν_0 - тоза тебранма ўтиш частотаси

α_e – тебранма – айланма ўзаро таъсир доимийси

$$\alpha_e = B_0 - B_e(I+1) \quad (2.4)$$

B_e - тебранма ҳолатда молекулаларнинг айланиш доимийси.

Изотроп Q- шохнинг структураси қуйидагича $\alpha > 0$ ҳол учун чизик паст частоталар томонга чўзилган бўлади, $\alpha < 0$ ҳол учун эса чизик юқори частота томонга чўзилган бўлади. [16,17]

CH_4 метаннинг ν_1 чизиғи мураккаб структурага эга. Бу мураккаб структурага тетроедрик ажралиш ва марказдан қочма чўзилишни эътиборга олган ҳолда метан CH_4 учун тебранма – айланма ўзаро таъсир доимийси

$$\alpha = 0.0009 \text{ см}^{-1} \text{ га тенг.}$$

Бу эса Q- шохни юқори частота томонга чўзилганлигини тушунтиради. Метан учун α нинг ҳақиқий миқдори 0.038 см^{-1} га тенг эканлигини кўрсатади.

ν_1 спектрал чизик контурига асосан айланма – тебранма ҳаракатлар туфайли юзага келадиган тебранма ва айланма релаксацион жараёнлар таъсир кўрсатди. Назарий ишларда сферик симметрияга эга бўлган молекулаларда ν_1 спектрал чизик ярим кенглиги босимнинг ортиши билан торайиши лозим экан [18]. ν_1 чизикнинг ҳосил бўлишида қутбланувчанлик тензорининг изотроп компонентаси муҳим рол ўйнар экан. Лекин тажрибада бунинг акси кузатилади.

2.3. Юқори босимда ишлайдиган кювета-термостат ва унинг тузилиши

Газ ва суюқликларнинг юқори босимда температуранинг кенг интервалида комбинацион сочилиш спектрини тадқиқ қилиш учун махсус кювета термостат тайёрланган. Температуранинг $80 \div 360$ К соҳасида ишлайдиган оптик юқори босимли термостатнинг схемаси (2.2-расм)да келтирилган [19].

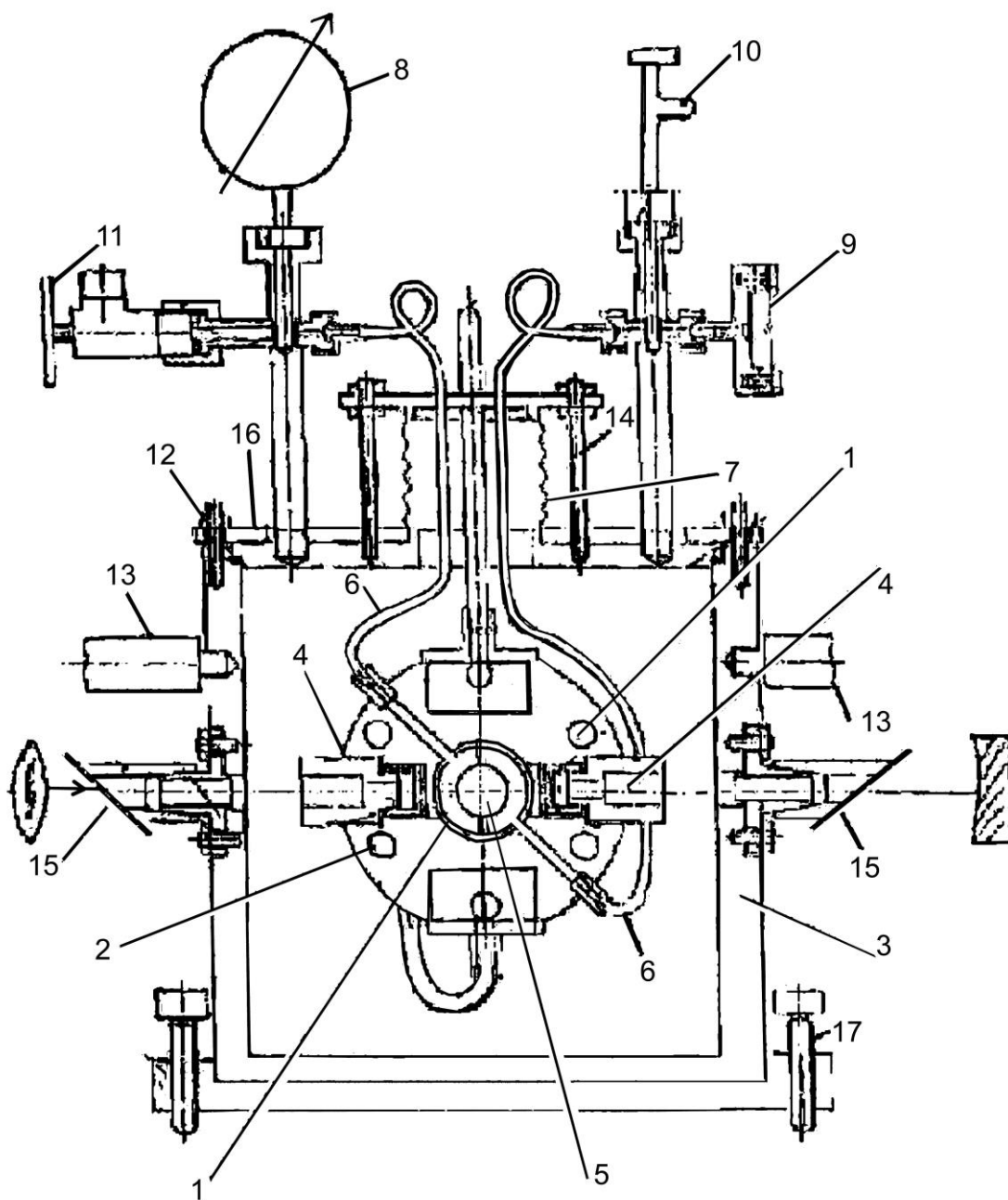
Оптик термостатда юқори босимли кювета (1) қобик (2) билан ўралган, у орқали иссиқлик ташувчи ўтади. Ҳаммаси биргаликда термоизоляцияни таъминлайдиган вакуумли ташқи қобик (3) ичига жойлашган. Юқори босимли кювета бир-бирига 90° бурчак остида цилиндр тагликка маҳкамланган металл цилиндрдан ташкил топган. Цилиндр текисликда лазер нурларини (4) ва сочилган нурланишни (5) ўтказувчи тирқишлар герметик жойлаштирилган. Шунингдек кюветада ишчи моддаларни киритиш учун мўлжалланган 2 та найи (6) мавжуд бўлиб. У металл трубадан тайёрланган бўлиб, корпуснинг юқори ва пастки қисмига кавшарланган. Битта киритиш найидан “Мис-Константин” термопара қўйилади ва намуна билан бевосита алоқада бўлади.

Кюветани ўраб турган қобик (2) тирқиш ва каналлардан иборат туташтирувчи системага эга бўлиб, улар иссиқлик ташувчини киритишга мослаштирилган ҳолда, кюветанинг пастки ва юқори қисмларида жойлашган. Шу киритиш жойидан иссиқлик ташувчи юқоридан пастга боради. Намунани совутиш учун Дьюар идишидан суюқ азот киритиш найидан юборилади. Суюқ азотнинг ҳаракатланиш тезлигини бошқариб, совуқ температура бир хилда сақланади. Намунани қизитишда эса ультратермостатдан иссиқ сув жўнатиш орқали амалга оширилади. Спектрни қайд қилиш давомида температуранинг бир хилда сақлаш тажриба натижасини аниқлигини оширади.

Лазер нури намунадан 2 хил горизонтал ва вертикал ҳолда термостатдан ўтказиш мумкин.

Вакуумли идиш ичидаги кювета сильфон (7) га осилиб турибди, сильфон ёрдамида кюветани асбоб ўқиға ва лазер нури йўналишига мослаштириш мумкин. Термостат қулай

конструкцияга эга, унинг қопқоғига (16) манометр (8) қотирилган, термopарани (9) герметик киритувчи мослама кюветани жойлашиш вазиятини бошқарадиган сильфон (7) моддани киритиш ва чиқаришга мослашган винтлардан (10, II) иборат. Қопқоқ ташқи идишга (3) резина қатлам (12) ёрдамида герметик зичланади. Шунингдек ташқи идишга термостатни кўтариш учун мўлжалланган тутқичлар (13) ҳам маҳкамланади. Ташқи қобикдаги вакуумни текширувчи манометрик лампа кюветани ташқи қобик ва тирқишларга нисбатан жойлашиш вазиятини тўғриловчи болтлар (14). Лазер нурланиши ўтказадиган тирқиш (15) Брюстер бурчаги остида жойлаштирилган. Ташқи қобикнинг асбоб ўқиға нисбатан жойлашишини болтлар (17) таъминлайди.



2.2-расм. Юқори босимли кювета термостатнинг тузилиш. 1- юқори босимли кювета, 2-ҳимоя қатлами, 3-вакуумли ташқи қобик, 4-5-лазер нурланиши ва сочилган нурланишлар учун мўлжалланган тирқишлар, 6-модданинг киритиш жойи, 7-сильфон, 8-манометр, 9-термопарани кириш жойи, 10-11-юқори босимли вентллар, 12-резина қоплама, 13-тутқич, 14-болтлар, 15-лазер нурланиши учун ташқи тирқиш, 16-қопқоқ, 17-болтлар

Тоза ҳолдаги газларнинг аниқ температура ва босимдаги зичлигини маълумотномадан олиш мумкин. Тадқиқ қилинадиган газ босимини керакли ҳолатга келтириш учун унга буфер газни аралаштирамиз. Манометрдан аралашма газнинг босимини қайд қиламиз. Буфер газ босими

$$P_2 \approx P_{ap} - P_1$$

муносабатдан аниқланади. Кейин маълумотномадан P_2 босимга мос келувчи буфер газнинг зичлигини аниқлаймиз. Зичлик (0.5-1) Амага аниқликда ўлчанди.

Тадқиқ қилинадиган газнинг тозаллигини спектроскопик текшираамиз[20]. Метан анча содда газ бўлганлигидан, тажриба объекти сифатида ҳеч қандай қийинчилик туғдирмади. Спектрал чизиқларида ортиқча чизиқлар кузатилмади.

2.4 Изотроп комбинацион сочилиш спектрини қайд қилиш

Изотроп комбинацион сочилиш спектрини (ИКСС) олиш учун қуйидаги усул қўлланилади. Агар лазер нурланишининг X ўқи бўйича қутбланган бўлса, y ҳолда $\vec{E}_x$ ва $\vec{E}_z$ тебранма векторларни сочилиш, нурланиш компоненталари параллел $I_{\parallel}(\nu)$ ва перпендикуляр $I_{\perp}(\nu)$ бўлади. 90° геометрия асосида параллел ва перпендикуляр компоненталари орасида кузатишлар бир томондан изотроп $I_{из}(\nu)$ ва иккинчи томондан $I_{ан}(\nu)$ анизотроп бўлганда қуйидаги тенгламага олиб келади:

$$I_{\parallel}(\nu) = I_{из}(\nu) + \frac{4}{3}I_{ан}(\nu)$$

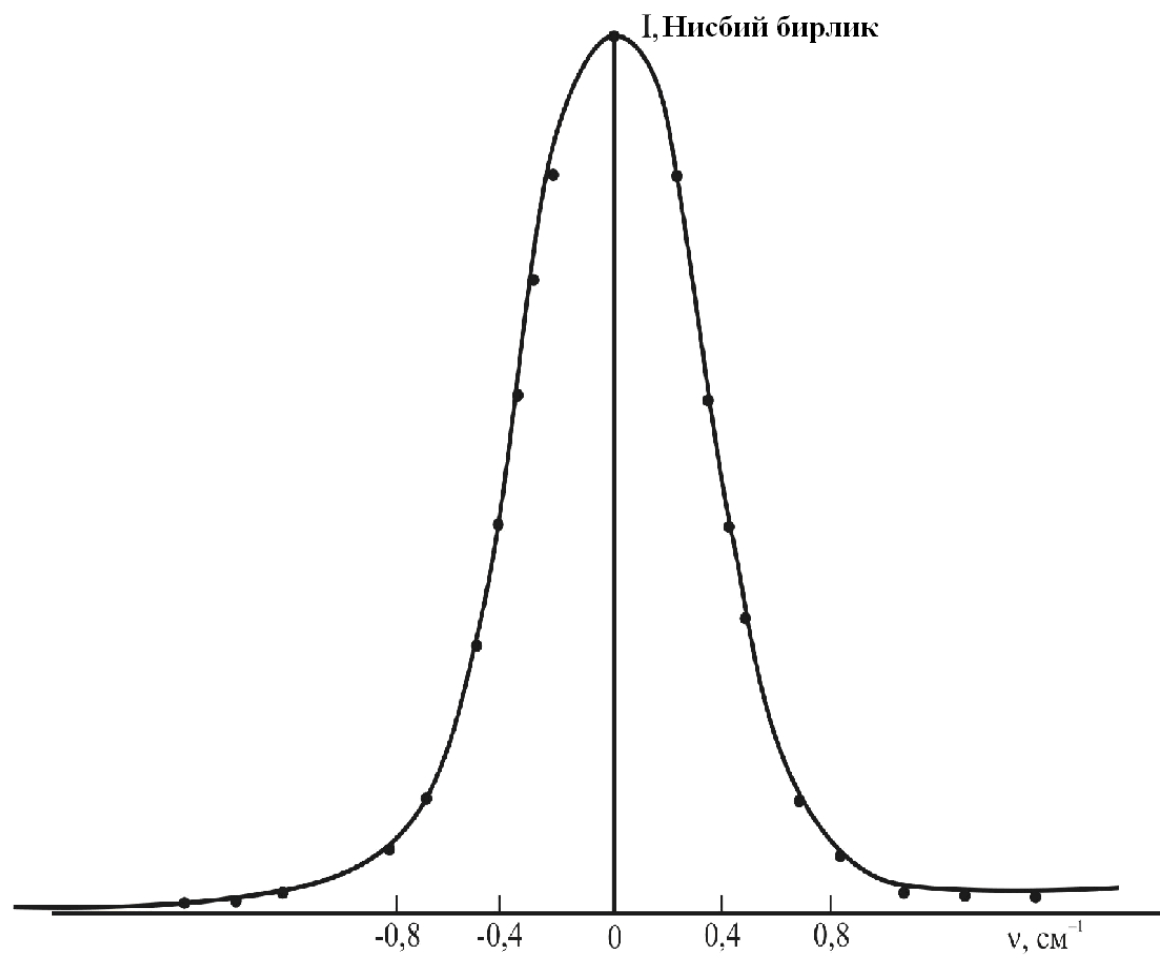
$$I_{\perp}(\nu) = I_{ан}(\nu)$$

Монохроматор тирқиши олдида ёруғликнинг битта қутбланишини ўтказадиган анализатор қўйилади. Шундай қилиб, изотроп компоненталарини формулада топиш мумкин. Агар чизиқнинг деполяризация даражаси кам бўлса, бу анча соддалашади. Иккита компонентани қайд қилиш биз учун катта аҳамиятга эга эмас, чунки метаннинг V_1 спектрал чизиғи тўла симметрик қутбланган спектрал чизиқдан иборатдир, унинг қутбсизланиш даражаси $\Delta \equiv 0$ га тенг.

Ушбу ишда вақт бўйича четланишларни минимум қийматга келтириб спектрометрни оптимал иш режими танланади. Паст частотадан юқорига частотага ва аксинча спектрларни ёзиш бўйича четланишлар йўқлигини назорат қилиб борилади. Полоса контурлари тўғри ва тескари спектрларни ёзишда мос келиши четланишлар йўқлигидан далолат беради.

Спектрларни ёзишда тадқиқот объектига боғлиқ ҳолда тирқиш геометрик кенглиги 40-200 мкм ни ташкил этди, бунда аппарат функция ярим кенглиги $0.8 \div 4 \text{ см}^{-1}$ соҳада ўзгарди. Аппарат функция шакли ҳар бир тажрибада назорат қилиб борилди. Аппарат функция шакли сифатида намунадаги чанг заррасида лазер нурларининг Тиндал сочилиш тўлқин узунлиги чизиғи олинган.

Ҳар бир тажрибада аппарат функция контури шакли Гаусс контури шаклига яқин бўлди. (2.3-расм)да аппарат функциянинг тирқишнинг энг кичик қийматидаги шакли берилган. Аппарат функция ярим кенглиги билан ўрганилаётган контур ярим кенглиги қуйидагича $0.7 > \Delta \nu_{an} / \Delta \nu_{1/2} > 0.1$ муносабатда бўлди, кўп ҳолларда кузатилаётган ярим кенглик асбобнинг ажрата олиш қобилияти ёрдамида тўғриланиб турилди. Мақсадимиз аппарат функциянинг $A(\nu)$ аниқ бўлгандаги контурини кузатиш эди.



2.3-расм. Аппарат функциясининг спектрал чизиғи. ДФС-24.
 ____ -тажриба контури ярим кенглиги $\Delta \nu_{1/2}^{an}=0,8 \text{ см}^{-1}$ га тенг.
 -Гаусс контури

Кузатилаётган контур чизиқлари $I(\nu)$ ни аппарат функция ҳақиқий контури $A(\nu)$ ва шовқиннинг $\xi(\nu)$ қиймати билан аниқлаш мумкин;

$$\tilde{I}(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\nu') A(\nu - \nu') d\nu' + \xi(\nu)$$

Бу ерда

$I(\nu')$ - ν частотали ёруғликнинг ҳақиқий интенсивлиги.

$\tilde{I}(\nu)$ - ν частотали ёруғликнинг ўлчанган интенсивлиги.

Ҳақиқий контур қийматини шовқиннинг борлиги туфайли аниқлашнинг математик ечими осон эмас.

Иккинчи боб бўйича хулоса

Ҳозирги кунда тадқиқотлар ичида оптик тадқиқотлар ўзининг аниқлиги билан, тажриба натижаларида хатоликлар улуши ниҳоятда пастлиги билан ажралиб туради. Биз юқорида кўриб чиққан оптик қурилмалар жуда юқори аниқликда оптик ростлашлар талаб қиладиган қурилмалардир.

Спектрометр уч қисмдан иборат бўлиб, унинг биринчи қисми яъни ёритиш системаси лазер қурилмасини ўз ичига олади. Иккинчи қисми дисперцияловчи қисм бўлиб, қўшалок монохраматорни ўз ичига олади. Учинчи қисми қайд қилувчи қисм бўлиб, бу қисмда ёруғлик сигнали юқори сезгирликка эга бўлган фотоэлектрон кўчайтиргич ёрдамида кучайтирилиб, электр сигналига айлантирилади.

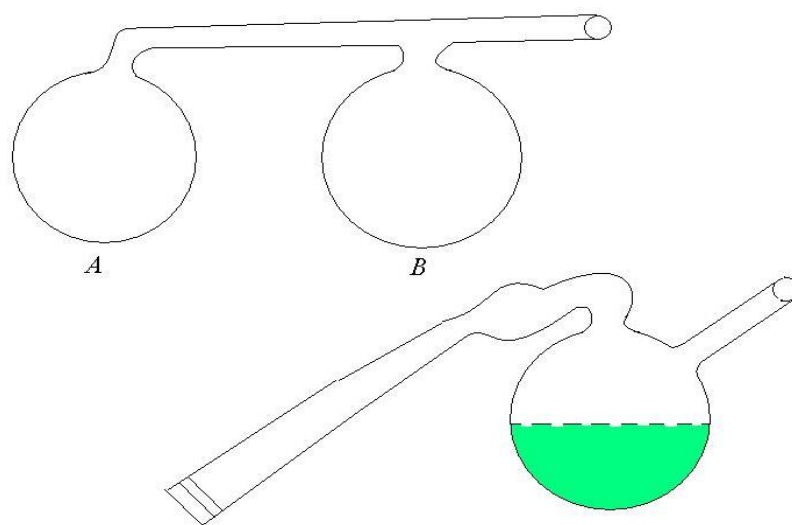
Бу учала қисмлар орасида мутаносибликни таъминлаш учун экспрементатордан юқори савияда билим, ўткир зеҳн талаб этилади.

Кювета термостат ажойиб конструкцияга эга бўлиб, бу нозик конструкцияли кювета термостатдан тўғри фойдаланиш учун оптиканинг асосий қонунларни яхши билиш талаб этилади.

III боб. Олинган натижалар ва уларнинг таҳлили

3.1. Ўрганилаётган объектларни тажрибага тайёрлаш

Объектларни тажрибага тайёрлаш учун ўша текширилаётган намуна тоза бўлиши, чанг ва бошқа аралашмалардан холи бўлиши шарт. Озгина аралашма ҳам молекуляр сочилишдан четланишга олиб келади. Текширилаётган модда кимёвий таркиби жиҳатдан ҳам тозаланган бўлиши керак. Тозалаш вакуум остида қайта ҳайдашдан иборат бўлиб, иккита бир-бирига уланган шиша шардан иборат 3.1- расм.



3.1-расм. Вуд трубкаси

Энг аввало моддани тозалашдан олдин, шарлар ва Вуд трубкаси дистирланган сув билан чайилгандан сўнг, қуриштиш шкафида қурилади. Текширилаётган модда иккита бир-бирига уланган шарлардан бирига солинади. Кейин шарлардан бирига модда солинади ва маълум бир қайнаш температурагача печкада қиздирилади. Натижада қиздирилаётган шардаги модда таркибидаги чанг зарралари сув ва бошқа аралашмалар аста-секин ўша модда таркибидан четлаша бошлайди, яъни ўрганилаётган объект буғланиб шарлардан бирига ўтиб кетади. Тажрибага тайёрланаётган моддани шу йўл билан бир неча марта тозаланади ва ниҳоят тоза модда шарлардан бирида ўзи алоҳида тоза ҳолида қолади. А шарга суюқлик қўйилиб унга кислота ёрдамида ёки қуруқ муз ёрдамида ҳавоси сўриб олинади. Вакуум ҳосил қилингандан кейин С нуқтаси кавшарланади ва печкага қўйиб қайта ҳайдалади. В шар қайта ҳайдалган суюқлик билан кесиб олиниб Вуд трубкасига улангандан кейин яна қайта ҳайдаш йўли билан яна

тозаланеди. Вуд трубкасига ўтказилгандан кейин Д нуқтадан кесиб олиниб Вуд трубкаси таг қисми билан ёнбош қисмларидан ташқари ҳамма томони бўялади. Мақсад бошқа томонларга сочилган ёруғлик тўлқин ютилиши учун, юқорида айтилганлар бажарилгандан сўнг Вуд трубкаси тажрибага тайёр ҳисобланади. Юқорида келтирилган объектларни тажрибага тайёрлаш усули суюқлик ва эритмаларни тажрибага тайёрлашга жуда қулайдир. Лекин биз газни ўрганганимиз учун юқори босимли кювета термостатдан фойдаландик. Юқори босимли кювета термостат температура ($80\div 360$ К) ва босим ($4\div 160$ Атм) соҳасида ишлашга мўлжалланган. Бу кювета – термостат тўғрисида иккинчи бобда тўхталганмиз.

Ҳамма текширилган аралашмалар юқори босимли кюветада тайёрланади. Газлар яхши аралашishi учун аралашма температураси хона температурасидан конденсация температурасигача ўзгартирилади. Ҳар бир тажрибадан олдин ўрганиладиган газ керакли босимда P_1 кювета термостатга жўнатилади. Ундан кейин керакли босимдаги буфер газлар (аргон ва криптон) кювета термостатга солинади. P_2 монометрдан аралашма босими $P_2 = P_{\text{атм}} - P_1$ орқали топилади. Тоза газ ва буфер газларнинг зичликлари маълум температурада маълумотнома [19] дан фойдаланиб топилади. Зичлик $0,5\div 1$ Амага аниқликда ҳисобланди. Ўрганиладиган газларнинг тозалиги спектроскопик йўл билан текшириб кўрилди.

3.2. Спектрал чизиқлар ярим кенглигини аниқлаш, Танабе формуласи

Агар кузатиладиган контур Фойхт функциясига, аппарат функцияси Гаусс функциясига мос тушса ҳақиқий контур Лоренц функцияси қаноатлантиради. Бизнинг тажрибада бу шарт бажарилаяпти. Бундай вақтда ҳақиқий контур ярим кенглиги Танабе таклиф этган формула орқали аниқланади [21]. Танабе формуласи қуйдагича

$$\Delta \nu_{1/2}^{xak} = \Delta \nu_{1/2}^{kyz} \left[1 - \left(\frac{\Delta \nu_{1/2}^{an}}{\Delta \nu_{1/2}^{kyz}} \right)^2 \right] \quad (3.1)$$

$\Delta \nu_{1/2}^{xak}$ – ҳақиқий контурнинг ярим кенглиги

$\Delta \nu_{1/2}^{kyz}$ – кузатилаётган контурнинг ярим кенглиги

$\Delta \nu_{1/2}^{an}$ – аппарат функциясининг ярим кенглиги

$\Delta \nu_{1/2}^{an} / \Delta \nu_{1/2}^{kyz} < 0.5$ муносабат (3.1) формуладаги $\Delta \nu_{1/2}^{xak}$ нинг қиймати ҳисоб китобда олинган қиймат билан 1% гача аниқликликда мос келган. Тажриба давомида сигнал/ шовқин муносабати 6÷20 оралиқда бўлди. Спектрнинг 5-6 маротаба 4-6 оралиқ интервал билан икки тарафлама намунанинг бир хил шартлардаги ва турли хил тайёрланган ҳолдаги ёзувини ўрганиш орқали ярим кенгликни аниқлашдаги хатолик баҳоланади.

$$\delta = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\Delta \nu_{1/2^i} - \Delta \bar{\nu}_{1/2})^2}{n(n-1)}} \quad (3.2)$$

$\Delta(\nu_{1/2^i})$ - Бир марталик ўлчаш натижалари.

$\Delta(\bar{\nu}_{1/2})$ - Ўлчашларнинг ўртача қиймати.

n - Ўлчашлар сони.

$\Delta(\nu_{1/2^i}) - \Delta(\bar{\nu}_{1/2})$ - Ўртачадан четланиш.

Контурнинг ярим кенглигини қуйдагича аниқлаш мумкин:

$$\Delta(\nu)_{1/2}^{kyz} = \Delta(\bar{\nu})_{1/2}^{kyz} \pm \delta^{kyz} \quad (3.3)$$

Тирқишнинг кенглигини ўзгартирмасдан, аппарат функция контури ва кузатилаётган контур бир неча маротаба қайд қилиниб, унинг спектрал кенглиги (3.2) ва (3.3) формулалар ёрдамида баҳоланди. Ҳақиқий контур ярим кенгликнинг абсолют хатолигини аниқлашда аппарат функция ва ўлчанган контур чизигининг хатоликлари ҳам ҳисобланди. Танабе формуласи (3.1) дан фойдаланган ҳолларда хатолик қуйидагича аниқланади:

$$\delta = \delta^{kyz} + \frac{2\Delta(\bar{v}_{an})}{\Delta(\bar{v}_{1/2}^{kyz})} \delta^{an} + \left(\frac{\Delta(\bar{v}_{an})}{\Delta(\bar{v}_{1/2}^{kyz})} \right)^2 \delta^{kyz} + 2\delta^{an} \quad (3.4)$$

3.3 Олинган натижалар ва уларнинг таҳлили

Биз газ ҳолатидаги метан (CH_4) ва унинг аргон (Ar) ва криптон (Kr) аралашмасида ҳар хил температура ва босимнинг ($4\div 160$) атм оралиғида изотроп комбинацион сочилиш спектрини ўргандик. Ўрганилаётган системанинг физик доимийлари ва характеристикаси 3.1-жадвалда келтирилган;

Ўрганилаётган системанинг физик доимийлари ва характеристикалари.

3.1- жадвал

Катталиклар Газлар	М Моляр масса	$P_{кр}^{атм}$	$T_{кр}, K$	$\rho_{кр}$ $\frac{кг}{м^3}$
Ar	39.9	50.0	150.8	536
Kr	83.9	54.9	209.4	911
CH_4	16.04	46.4	190.5	112

Тажриба шартлари 2-жадвалда келтирилган

Тажриба шартлари

3.2- жадвал

Фаол молекулалар	Аралашмага қўшилувчи газлар	Т.К	ρ .Амага	ρ_n Амага
CH_4	CH_4	295	$10\div 150$	— —
	Ar	295	$10\div 121$	10
	Kr	295	$10\div 77$	10

ρ .- Ўрганилаётган газнинг зичлик чегараси

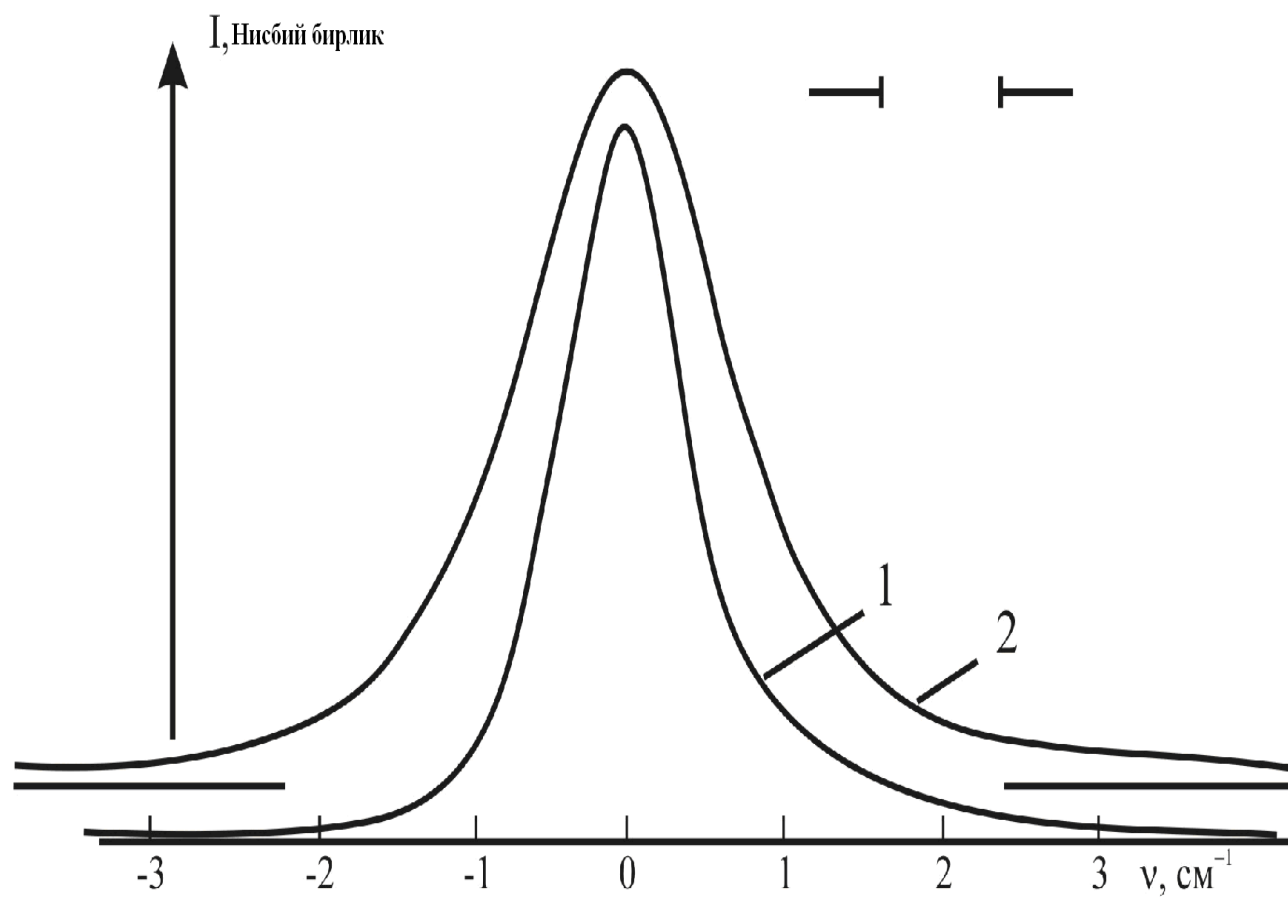
ρ_n - Ўрганилаётган газнинг аралашмадаги улуши.

Метан молекуласи ν_1 спектрал чизиғи формаси ўрганилган энг паст зичликда дискрет структурали ассиметрик контурга эга. Зичликнинг ортиши билан контур симметрик ҳолатга кела бошлайди ва унинг ярим кенглиги ортиши кузатилади.

3.2 - расмда 50 Амагадан бошлаб ν_1 контур симметрик ҳолатга келади.

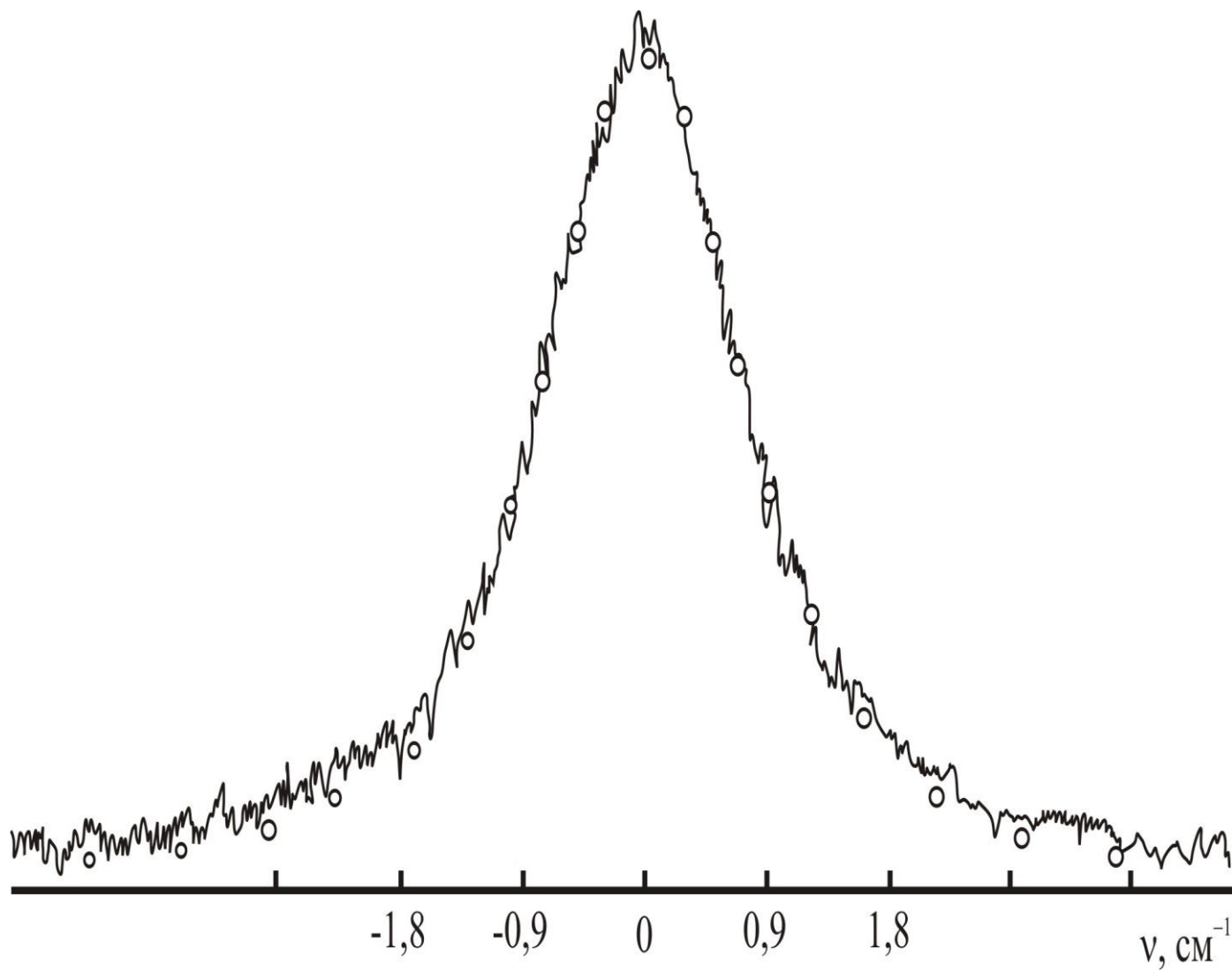
Бизнинг тажрибада 10 Амага зичликкача ν_1 спектрал чизик контури ярим кенглик ўзгармайди. 10 Амагадан зичликнинг ортиши билан ярим кенглик зичликка нисбатан чизикли ортиб боради. Ярим кенгликнинг зичликка боғлиқ графиги (3.3) ва (3.4)-расмга келтирилган.

Метан молекуласи ν_1 спектрал чизиги ярим кенглиги зичлик ортиши билан ортиши бошқа тажрибаларда ҳам кузатилган [22-25].



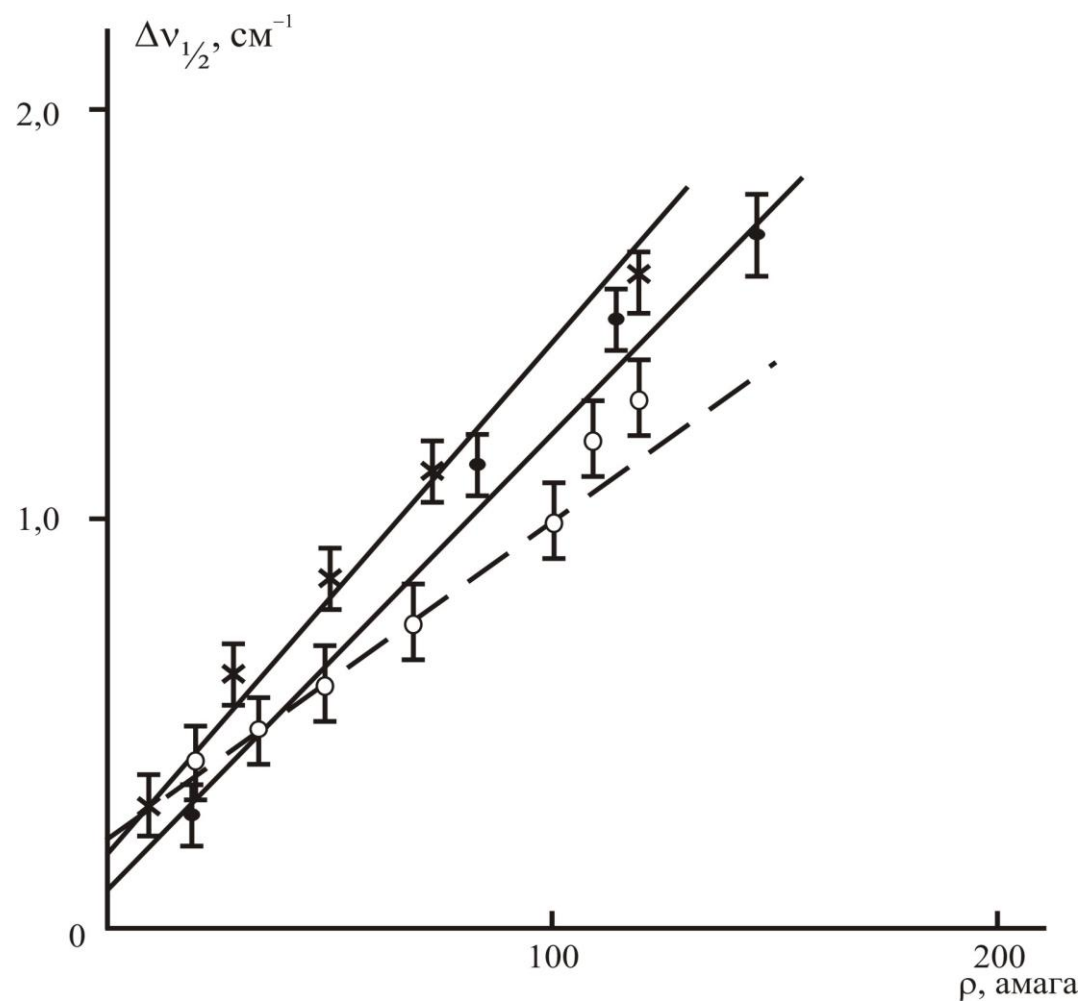
3.2 – расм. Метаннинг $\nu_1=2916,5 \text{ см}^{-1}$ спектрал чизик контури.

$T=295 \text{ К}$ да: 1- $\rho=20$ Амага, 2- $\rho=85$ Амага бўлганда



3.3- расм. $T=295$ К хона температурасида $\rho = 118$ Амага зичликда метаннинг

ν_1 спектрал чизик контури



3.4-расм. Ярим кенглик $\Delta\nu_{1/2}$ нинг зичликка боғлиқлик графиги

● $-(\text{CH}_4 + \text{CH}_4)$, ○ $-(\text{CH}_4 + \text{Ar})$, * $-(\text{CH}_4 + \text{Kr})$

Биз метан молекуласи ν_1 спектрал чизиғи кенглигининг зичликка боғлиқлик кенгайиш коэффициенти K ни аниқладик. Аниқлашда эмперик параметрларнинг чизиқли боғланишини ҳисобга олдик:

$$\Delta \nu_{1/2}(\rho_i) = k\rho_i + b$$

ρ_i ва $\Delta(\nu_{1/2})$ орасидаги муносабат N экспериментал қийматини тушунтиришда, ўртача квадратик хатоликни аниқлаш керак:

$$U = \sum_{i=1}^N [\Delta \nu_{1/2^i} - \Delta \nu_{1/2}(\rho_i)]^2 = \min$$

Чизиқли тенгламаларнинг ҳосила қисмини нолга тенглаштириб, k ва b изланаётган коэффициентлар

$$\frac{\delta u}{\delta b} = \sum_{i=1}^N [\Delta \nu_{1/2^i} - (b + k\rho_i)]$$

$$\frac{\delta u}{\delta b} = \sum_{i=1}^N [\Delta \nu_{1/2^i} - (b + k\rho_i)\rho_i]$$

бўлганда

$$k = \frac{\sum_{i=1}^N \rho_i \sum_{i=1}^N \Delta(\nu)_{1/2^i} - N \sum_{i=1}^N \rho_i \Delta(\nu_{1/2^i})}{(\sum_{i=1}^N \rho_i)^2 - N \sum_{i=1}^N \rho_i^2}$$

$$b = \frac{1}{N} (\sum_{i=1}^N - k \sum_{i=1}^N \rho_i)$$

формуларлар ёрдамида коэффициентларнинг қийматини аниқлаш мумкин.

Биз аниқланган қиймат юқоридаги авторларнинг ҳисоблашлари билан мос келади. Ҳисоблаш натижалари қуйидаги жадвалда келтирилган:

$$\text{Кенгайиш коэффициенти } K \cdot 10^{-2} \frac{\text{см}^{-1}}{\text{Амага}}$$

Ўрганилаётган газ	CH ₄	Kr	Ar
T, K			
295	1.1 ± 0.1	1.1 ± 0.1	0.7 ± 0.1

Метан CH₄ газининг ν_1 спектрал чизиғининг хона температурасида кенгайиш коэффициентининг қиймати $K = 1.1 \cdot 10^{-2} \frac{\text{см}^{-1}}{\text{Амага}}$

Ўрганилаётган системалар орасида қуйдагича ҳолат кузатилади:[26-28].



Назария сферик симметрияга эга бўлган молекулалар учун ν_1 спектрал чизиғи контурининг ярим кенглиги зичликнинг ортиши билан торайишини таъкидлайди.

Лекин биз кузатган системаларнинг бирортасида торайиш кузатилмади. Бошқа сферик симметрияга эга бўлган молекулаларда торайиш кузатилади.

Масалан, Силан (SiH_4) нинг аргон билан аралашмасида ва углерод фтор (CF_4) да.

Қуйидаги жадвалларда тажриба натижалари келтирилган.

$\text{CH}_4 + \text{CH}_4$ да $T = 295 \text{ K}$ да олинган натижалар.

3.3- жадвал

Катталиклар Т.К	ρ Амага	$\Delta \nu_{\frac{1}{2}} \text{ см}^{-1}$ Ярим кенглиги	$K \cdot 10^{-2} \frac{\text{см}^{-1}}{\text{Амага}}$ Кенгайиш коэффициенти
295	19	0.3	1.1 ± 0.1
	50	0.6	
	82	1.0	
	85	1.1	1.0
	118	1.5	
	122	1.5	
	150	1.7	1.2

Метан ва Аргон ($\text{CH}_4 + \text{Ar}$) аралашмасида ν_1 спектрал чизиғининг ярим кенглигини ўзгариши

3.4- жадвал

Катталиклар Т.К	ρ Амага	$\Delta \nu_{\frac{1}{2}} \text{ см}^{-1}$ Ярим кенглиги	$K \cdot 10^{-2} \frac{\text{см}^{-1}}{\text{Амага}}$ Кенгайиш коэффициенти
295	19	0.4	0.7 ± 0.1
	50	0.5	
	85	0.6	
	86	0.7	
	88	0.9	
	106	1.0	
	112	1.2	
	121	1.3	

Метан ва Криптон ($\text{CH}_4 + \text{Kr}$) аралашмасида ν_1 спектрал чизиғининг ярим кенглигини ўзгариши

3.5- жадвал

Катталиклар Т.К	ρ Амага	$\Delta \nu_{\frac{1}{2}} \text{ см}^{-1}$ Ярим кенглиги	$K \cdot 10^{-2} \frac{\text{см}^{-1}}{\text{Амага}}$ Кенгайиш коэффициенти
295	9.5	0.3	1.1 ± 0.1
	30	0.6	
	52	0.9	
	77	1.1	

Метан билан Криптонда кенгайиш коэффициентларининг тенглиги уларнинг кутбланувчанлик коэффициентларининг тенглигидан бўлиши мумкин. Бу ўз вақтида дисперсион таъсирнинг улуши каттароқлигидан далолат беради [29]. Кенгайиш коэффициентлари орасидаги тенгсизликни Гелий (He) билан қилинган тажрибага асосланиб давом эттиш мумкин [30,31]:

$$K(\text{CH}_4+\text{CH}_4)\approx K(\text{CH}_4+\text{Kr})>K(\text{CH}_4+\text{Ar}) >K(\text{CH}_4+\text{He});$$

Бу тенгсизлик ҳозирга вақтда мавжуд назарий ва илмий қарашларга мос келади.

Илмий манбалар ва тажриба натижаларига таяниб қуйидаги хулосаларга келдик.

Хулоса

1. Мавзусига оид илмий адабиётлар, даврий нашрлар ва интернет маълумотлари таҳлил қилинганда спектрал чизиклар контури формаси шаклланишини тушунтирувчи ягона назарий мулоҳаза йўқлиги ва бу соҳада экспериментал тадқиқотлар зарурлиги маълум бўлди.
2. Изотроп комбинацион сочилиш спектрини қайд қилувчи оптик қурилманинг ишлаши билан танишиб, хона температурасида, ҳар хил босимда тоза метан гази ва унинг аргон ҳамда криптон билан аралашмасида изотроп комбинацион сочилиш спектри қайд қилинди.
3. Ўрганилаётган энг кичик зичликларда ν_1 спектрал чизик контури ассимметрик шаклга эга эканлиги кузатилди. Бу тебранма - айланма ўзаро таъсирларнинг намоён бўлиши билан боғлиқ деб талқин қилинди. Зичликнинг ортиши билан контурни симметрик кўринишга келиши кузатилди.
4. Барча ўрганилган системаларда ν_1 спектрал чизик контури зичликнинг ортиши билан кенгаяди. Кенгайиш зичликка чизикли боғлиқлиги аниқланди.
5. Ўрганилган системалар учун ν_1 спектрал чизик кенгайиш коэффициенти аниқланди. Кенгайиш коэффициентлари орасида қуйидаги муносабат кузатилди:
$$K(\text{CH}_4 + \text{CH}_4) \approx K(\text{CH}_4 + \text{Kr}) > K(\text{CH}_4 + \text{Ar}) > K(\text{CH}_4 + \text{He})$$
6. ν_1 спектрал чизик шаклига таъсир этувчи омиллар тебранма – айланма ҳаракатларнинг ўзаро таъсирларидан иборат экан. Метанда ν_1 спектрал чизик контурининг кенгайиши асосан тўқнашлар туфайли тебранма ҳаракат фазасининг бузилиши билан боғлиқ бўлади деб тушунтириш мумкин. Айланма релаксацион жараёнларга нисбатан тебранма релаксацион жараёнларнинг ν_1 спектрал чизик контури шаклланишида улуши катта деган хулосага келинди.

1. Каримов И.А. “Жаҳон молиявий-иқтисодий инқирози Ўзбекистон шароитида уни бартараф этишнинг йўллари ва чоралари”. Тошкент. “Ўзбекистон” 2009 й.
2. Каримов И.А. “Мамлакатимизда демократик ислохотларни яънада чуқурлаштириш ва фуқоролик жамиятини ривожлантириш концепцияси” 2010 йил 12 ноябрь.
3. Брандмюллер И., Мозер.Г.; Введение в спектроскопию КРС. М.Мир 1964 г. 628 с
4. Сущенский М.М.; Спектры КР молекул и кристаллов.М.Наука 1969г. 576 с
5. Спектроскопия КР в газах и жидкостях под. Ред. А.Вебера М.Мир 1982 г 372 с
6. Герцберг Г. Колебательные и вращательные спектры многоатомных молекул. М.ИЛ 1979 г 647с
7. Қўйлиев.Б.Т. Оптика.Тошкент.2009й
8. П.К.Хабибуллаев.,Л.А.Булавин.,В.Е.Погорелов., Ф.Х.Тухватуллин и др. Динамика молекул в жидкостях.Ташкент.Фан.Ан РУз.2009г.
9. А.К.Атаходжаев, Б.С.Жўраев “Молекуляр оптика” Самарканд-1992 й
10. А.Вебр “Спектроскопия в газах и жидкостях” Москва-1982 г
11. И.Брандмюллер, Г.Мазер “Введение в спектроскопию К.Р.С ” Москва “Мир”- 1984 г 628 с
12. М.В.Волькенштейн “Строение и физические свойства молекул” М.Л. 1995г
13. М.В.Вкус “Рассеяние света в газах, жидкостях и растворах” изд ДГУ 1977г
14. А.К.Атаходжаев, Ф.Х.Тухватуллин “Спектральное распределение интенсивности крыли линии Релей рассеяния жидкостей и растворов” Т. Фан. 1981г.
15. И.А. Фабелинский “Молекулярное рассеяние света ”М.Наука.1965г.
16. Бурштейн А.И, Темкин С.И; Спектроскопия молекулярного вращения в газах и жидкостях. Н. Новосибирск 1982 г. 120с
17. Темкин С.И, Бурштейн А.И; Трансформация давлением Q - полосы колебательно – вращательного КР спектра. Письмо в ЖЭТФ 1976 г. Т.24 с 99-103.
18. Темкин С.И, Сувернев А.А, Бурштейн А.И; Трансформация Q – ветви КАРС спектра сферических волчков.

19. Куйлиев Б.Т., Орлова Н.Д., Позднякова Л.А. Кювета-термостат высокого давления для изучение спектров комбинационного рассеяния газовых смесей. СамДУ. Илмий тадқиқотлар Ахборотномаси.
54-55 бет. 2006 й. № 3
20. Варгафтик И.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.Наука 1972г 368 с
21. Tanabe K. Hiraishi I. Correction of finit slit width effektion Roman Lene widths spektrochim. Acta 1980 v 36. AP.341-344.
22. Куйлиев Б.Т., Орлова Н.Д., Позднякова Л.А., Тухватуллин Ф.Х., Жумабоев А. Проявление колебательного уширения связанного с дефазировкой, в формировании контура полосы ν_1 в спектрах комбинационного рассеяния метана. Доклады Академии наук Республики Узбекистан.Ташкент 2006-№6 с 17-22
23. Куйлиев Б.Т., Орлова Н.Д., Позднякова Л.А., Тухватуллин Ф.Х., Жумабоев А. Вращательного колебательная релаксация молекул газообразного метана и дейтерометана и их газовых смесей и структура Q – полосы полносимметричного колебания ν_1 . Узб –физ.жур.Ташкент 2007 Т.9.№2. с 134-139.
24. Kuyliev B.T.,Orlova N.D.,Pozdnyakova L.A., Tukhvatullin F.X., JumaboevA. The ν_1 band contour in Raman spektra of methane and its gaseous mixturec with. Ukrainian Journal of Physics. 2007.v.52.№5.P.445-448.
25. Қўйлиев Б.Т., Ибодуллаев А.К. Ёруғликнинг комбинацион сочилиши тўғрисида квант тасаввурлар. Фан, тараққиёт ва ёшлар. Илмий амалий конференция. 1 жилд. Қарши. Насаф.2009. 5 бет. Мақола
26. Хўжамбердиева.Ж.Н. Метаннинг комбинацион сочилиши. Фан, тараққиёт ва ёшлар. Илмий амалий конференция. 1 жилд. Қарши.2010й. 43 бет. Мақола
27. Қўйлиев.Б.Т., Хўжамбердиева.Ж.Н., Рўзиев.Р.Т.Спектры спонтанного комбинационного рассеяния. ҚаршиДУ.Ахборотномаси.9-11б.
28. Қўйлиев.Б.Т., М.Раҳматов., Мейлиев.Л.О., Рахмонова.М.А., Хўжамбердиева.Ж.Н., Рўзиев.Р.Т. Температурная зависимость коэффециента уширения полосы ν_1 метана чистого и в смесях.
“Замонавий физика ва Астрономиянинг долзарб муаммолари” II-рес.амалий конференция.2010й.15-17б.
29. Х.А.Хушвактов, А.А.Абсанов, А.Г.Мурадов, Ш.Одилова, Р.Т.Рузиев, Ж.Н.Хужамбердиева. Спектры комбинационного рассеяния О-Н колебаний жидкой воды. СамДУ. Илмий тадқиқотлар ахборотномаси 2011 й № 1 (65) 55-61 бетлар

30. Grigoriev I. M., Filippov N. N., Tonkov M. V., Champion J. P., Gabard T. and Doucen R. Le. Line parameters and shapes of high clusters: R branch of the ν_3 band of CH_4 in He mixtures // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 2002.V.74. - №.4, 15 -P 431-443
31. Pine A. S. and Gabard T. Speed-dependent broadening and line mixing in CH_4 perturbed by Ar and N_2 from multispectrum fits//Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer.2000.V.66. -№1.-P.69-92
32. Интернет маълумотлари:
www.iop.Kiev.ua/-nbp2011
WWW.XIXISSM.Kiev
Bankreferatov.ru.kasu.uz.
WWW.Ziyonet.uz.
WWW.frast.uz.
[ttp// www.iop Kiev -nbp issmc i-site](http://www.iop Kiev -nbp issmc i-site)