

ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ
ОЛИЙ ВА ЎРТА МАХСУС ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ

МИРЗО УЛУҒБЕК НОМИДАГИ
ЎЗБЕКИСТОН МИЛЛИЙ УНИВЕРСИТЕТИ

Қўлёзма ҳуқуқида

УДК: 535.36

ЭШЧАНОВ ФАРРУХ КАРИМБОЕВИЧ

**“Полимерлар эритмасида сочилган ёруғликнинг деполяризация
хоссаларини тадқиқ қилиш”**

5A140202-физика (йўналишлар бўйича)

Магистр

академик даражасини олиш учун ёзилган

диссертация

Илмий раҳбар:

ф.м.ф.д.проф. Қосимжонов М.О.

Ташкент – 2014

МУНДАРИЖА

КИРИШ	– 3
I БОБ ЁРУҒЛИКНИНГ СОЧИЛИШИ	– 6
§ 1.1. Ёруғлик сочилишининг электрон назарияси.....	– 6
§ 1.2. Релей ва комбинацион сочилиш.....	– 11
§ 1.3. Ёруғлик сочилишини техникада қўлланилиши.....	– 16
II БОБ МАКРОМОЛЕКУЛАЛАРДА ЁРУҒЛИКНИНГ СОЧИЛИШИ	– 20
§ 2.1. Ёруғликнинг суюқликларда сочилиш.....	– 20
§ 2.2. Полимер эритмаларида ёруғликнинг сочилиш.....	– 23
§ 2.3. Молекулалар массасини ёруғликнинг сочилишига асосан аниқлаш.....	– 27
§ 2.4. Макромолекулаларда ёруғликнинг сочилиш.....	– 31
III БОБ ПОЛИМЕР ЭРИТМАСИДА СОЧИЛГАН ЁРУҒЛИКНИНГ ИНТЕНСИВЛИГИГА АСОСАН МОЛЕКУЛА ХУСУСИЯТЛАРИНИ АНИҚЛАШ	– 39
§ 3.1. <i>Na</i> – карбоксиметилцеллюлозанинг физик ва кимёвий хусусиятлари	– 39
§ 3.2. Макромолекулалар массасини аниқлаш учун экспериментал қурилма	– 41
§ 3.3 <i>Na</i> – карбоксиметилцеллюлозанинг молекуляр массасини оптик усулда аниқлаш	– 44
ХУЛОСА	– 53
Фойдаланилган адабиётлар	– 54
ИЛОВА	– 58

Тадқиқотнинг объекти ва предмети. Тадқиқотчи монохроматиклик ва кутбланиш даражаси юқори бўлган *He-Ne* – лазерининг нурланишини турли концентрацияга эга бўлган карбоксиметилцеллюлозанинг сувли эритмасида сочилган ёруғликнинг интенсивлигини сочилиш бурчагига боғлиқлигини ўрганган.

Тадқиқот услубияти ва услублари. Тадқиқот давомида тадқиқотчи ўта кучсиз ёруғлик сигналларини қабул қилиш усулларидадан фойдаланди. Олинган натижаларни Зимм диаграммалари усули билан қайта ишлаб молекулалар массаси ва ўлчамларини экстрополяция усули билан аниқлади.

Тадқиқот натижаларининг илмий жиҳатдан янгилик даражаси. Тадқиқотлар олиб бориш натижасида эритмаларнинг молекулалари ўлчамлари тўлқин узунлиги билан солиштирса бўладиган ҳолда молекулалар ўлчамларини аниқлаш усули тақомиллаштирилди.

Тадқиқотлар натижаларининг амалий аҳамияти ва тадбиқи.

Тадқиқот натижаларини кимё саноатида, хусусан турли полимерлар моддалар ишлаб чиқаришда тадбиқ қилиш мумкин.

Бажарилган ишнинг асосий натижалари. Ишнинг натижалари Республика, Университет, миқёсидаги тўпламларда эълон қилинган мақолаларда ўз ифодасини топган.

Чоп этилган мақолалар.

- IV Международная конференция (Самарканд, 29-31 мая 2013 года). Актуальные проблемы молекулярной спектроскопии конденсированных сред. “ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВОГО ДВИЖЕНИЯ НА РАССЕЙАНИЕ СВЕТА В ВОДНОМ РАСТВОРЕ *Na* – КАРБОКСИМЕТИЛЦЕЛЛЮЛОЗЫ”
- ЎзМУнинг 96 йиллигига бағишланган (Ташкент 25 апрель 2014 йил). Физика фанининг ривожига истеъдодли ёшларнинг ўрни. “ОПРЕДЕЛЕНИЕ МОЛЕКУЛЯРНОЙ МАССЫ КАРБОКСИМЕТИЛЦЕЛЛЮЛОЗЫ МЕТОДОМ СВЕТОРАССЕЙАНИЯ”

Хулоса ва таклифларнинг қисқача умумлашган ифодаси.

Полимерлар эритмасида сочилган ёруғликнинг сочилиш индикатрисасини тадқиқ қилиш ва шу асосда макромолекулаларнинг молекуляр массасини аниқлаш усули ҳозирги кунда полимерлар молекуласини массасини аниқлашда асосий усуллардан бири. Бу метод ўзининг тезкорлиги ва кам харажатлилиги билан ажралиб туради. Бу методни такомиллаштириш кимё саноати учун катта аҳамиятга эга.

Илмий ишнинг ҳажми ва таркиби: Илмий иш кириш, асосий қисм учта боб, ҳамда фойдаланилган адабиётлардан иборат. Магистрлик диссертациянинг умумий ҳажми 61 бет бўлиб, 13 та расм ва 28 та формуладан ташкил топган. Адабиётлар рўйхати 45 та номдан иборат ва иловада чоп этилган илмий мақолалар нусхалари келтирилган.

Биринчи бобда ёруғликни ношаффоф муҳитларда тарқалишидаги сочилиш жараёни назарий жиҳатдан ўрганилган. Релей ва комбинацион сочилиш назариялари келтирилган.

Иккинчи бобда макромолекулаларда ёруғлик сочилиши назарияси келтирилган ва молекулалар массасини ёруғлик сочилишига асосан аниқлаш методлари келтирилган.

Учинчи бобда полимер эритмасида сочилган ёруғликнинг сочилиш индикатрисасига асосан молекуляр массани аниқлаш экспериментал қурилмасини тавсифи келтирилган. Шу бобда экспериментал тадқиқотлар натижалари ва уларни қайта ишлаш натижалари келтирилган.

Иловада диссертация мавзусига оид чоп этилган мақолалар келтирилган.

Диссертант ўзининг илмий раҳбари физика математика фанлар доктори проф. Қосимжонов М.О., ҳамда физика математика фанлар номзоди доц. А.К.Касимовга шунингдек оптика ва лазерли физика кафедрасида фаолият кўрсатаётган барча устозларга самимий миннатдорчилигини изҳор этади.

I БОБ. ЁРУҒЛИКНИНГ СОЧИЛИШИ

§ 1.1. ЁРУҒЛИК СОЧИЛИШИНИНГ ЭЛЕКТРОН НАЗАРИЯСИ

Электромагнит тўлқин турли муҳитларда тарқалаётганда сочилиш ходисаси рўй беради. Сочилган ёруғлик умуман олганда муҳит тўғрисида информация олиб келади. Муҳит тўғрисида информация олиш учун сочилиш қай тариха рўй беришини кўриб чиқамиз. Шу кундаги қабул қилинган назарияларга асосан электромагнит тўлқин сочилиши электронларнинг мажбурий тебранишлари туфайли пайдо бўладиган иккиламчи тўлқинлар ёруғлик тўлқини олиб келаётган энергиянинг бир қисмини четга сочиб юборади. Бошқача қилиб айтганда, моддада ёруғлик тарқалаётганда ёруғлик сочилиши керак. Бундай ходиса юз бериши учун ёруғлик тўлқинининг ўзгарувчи майдони таъсири остида тебрана оладиган электронлар бўлиши етарлидир, бундай электронлар эса ҳар қандай моддий муҳитда етарли миқдорда бор. Бироқ шуни эсда тутиш керакки, бу иккиламчи тўлқинлар ўзаро когерент бўлади ва демак, четга сочиб юборилган ёруғликнинг интенсивлигини ҳисоб қилишда уларнинг ўзаро интерференциясини эътиборга олиш керак [1].

Агар муҳит оптик жиҳатдан бир жинсли бўлса, яъни унинг синдириш кўрсаткичи нуқтадан нуқтага ўтилганда ўзгармаса, у ҳолда бир хил ҳажмларда ёруғлик тўлқини бир хил электр моментлари индукциялайди, бу моментларнинг вақт ўтиши билан ўзгариши оқибатида бир хил амплитудали иккиламчи когерент тўлқинлар чиқади. Френель назариясидаги иккиламчи тўлқинлар мавҳум манбалардан чиққан бўлса, сочилишда нурлантиргичлар реал бўлиб, муҳитнинг атом ва молекулаларидан иборат. Бироқ муҳит бир жинсли бўлиши учун жуда кичик тенг ҳажмларда бир хил нав нурлантиргичлар сони тенг бўлиши керак.

Френелнинг мулоҳазалари биржинслиликнинг бузилиши бу фазовий биржинслимасликларда юз берадиган дифракция ходисаларига сабаб бўлишини кўрсатади. Агар биржинслимасликларнинг ўлчамлари катта

бўлмаса (яъни тўлқин узунлигига нисбатан жуда кичик бўлса), у ҳолда дифракцион манзарада ёруғлик ҳамма йуналишларда анча текис тақсимланади. Бундай майда биржинслимасликлар туфайли бўладиган дифракция ёруғликнинг диффузияси ёки сочилиши дейилади.

Манбадан келаётган деярли параллел нурлар дастаси ичига сув қуйилган кюветадан ўтаётган бўлсин. Агар сув жуда яхшилаб тозаланган бўлса, ён томондан караганда ёруғлик деярли кўринмайди, яъни ёруғлик дастлабки дастадан четга ҳақиқатда сочилмайди; агар кюветага бир томчи атир томизилса, ёруғлик интенсив равишда сочилади: ёруғлик дастаси ҳамма томондан яхши кўринади; агар кювета анча қалин бўлса, у ҳолда ҳамма ёруғлик ҳар томонга сочилиб, кюветанинг орқасида аниқ кўринадиган дастлабки даста ўрнига сочилган ёруғликнинг диффуз майдонигина кўринади. Бир томчи атир қўшилиши кювета ичидаги сувнинг ниҳоятда кўп молекулаларининг хоссаларини кўп ўзгартириб юбормайди, албатта, бироқ атирда эриган ҳолда юрган модда зарралари сувли эритмада чўкиб, сувда муаллақ юрадиган майда томчилар, яъни эмульсия ҳосил қилади. Бундай биржинслимасликларнинг борлиги иккиламчи тўлқинларнинг ўзаро интерференцияси учун жуда бошқа шароитлар яратади. Натижада бирламчи даста бу биржинслимасликлар туфайли дифракцияланиб, хира муҳитга хос бўлган сочилиш манзарасини ҳосил қилади.

Кўзга кўринадиган ёруғлик тўлқинининг узунлигига нисбатан кичик бўлган зарраларда ёруғликнинг сочилишини лаборатория шароитида биринчи бўлиб Тиндаль кузатган (1869 й.). Турли бурчаклар ҳосил қилиб сочилган ёруғлик дастлабки оқ ёруғликдан кўк бўлиши билан фарқ қилишини, тушаётган ёруғлик йўналишига нисбатан $\frac{\pi}{2}$ бурчак ҳосил қилиб сочилган ёруғлик тўлиқ ёки деярли тўлиқ чизиқли қутбланишини ҳам Тиндаль пайқаган [1].

Кўп ҳолларда табиий равишда пайдо бўлган оптик биржинслимасликлар туфайли ёруғлик интенсив равишда сочилади. Оптик биржинслимаслиги ошкор бўлган муҳитлар хира муҳитлар дейилади. Хира муҳитлар жумласига тутун (газдаги қаттиқ зарралар) ёки туман (ҳаводаги суюқлик томчилари, масалан, сув томчилари), суюқликда сузиб юрадиган қаттиқ зарралардан иборат суспензиялар, эмульсиялар, яъни бир суюқлик томчиларининг уларни эритмайдиган суюқликдаги аралашмалари (масалан, сут ёғнинг сувдаги эмульсиясидир), садаф, опал ёки сутранг шиша каби қаттиқ жисмлар ва шу кабилар киради. Бу ҳолларнинг ҳаммасида хира муҳит ёруғликни бирмунча қўп сочиб юборади, бу ҳодиса одатда Тиндаль ҳодисаси дейилади.

Бир жинсли муҳитлар ёруғлик нурини тарқалганда элементар ҳажмларда ҳосил бўлувчи иккламчи тўлқинлар интерференция натижасида бир-бирни сўндириб, сочилиши эффекти кузатилмайди.

Оптик бир жинсли муҳитларда ёруғлик сочилиши нурланиш тўлқин узунлиги кубга нисбатан кичик ҳажмларда муҳитларнинг зичлиги ўзгариши билин боғлиқ.

Эритмаларда ёруғлик сочилиши маълум ҳажмда эритилган моддалар концентрацияси билан боғлиқ тарзда ошади. Сочилган ёруғликнинг тафовут интенсивлиги I эритмаларда ва эритилган моддаларда сочилган ёруғлик интенсивлиги орасидаги фарқни кўрсатади.

Эритмаларга қўшилган полимерда сочилган ёруғликнинг тафовут интенсивлиги ҳисоблаймиз.

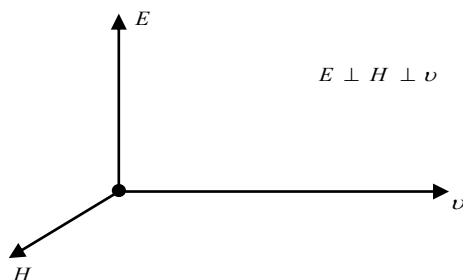
Эритилган молекула ўлчамлари ёруғлик тўлқин узунлиги билан солиштирганда $\left(\leq \frac{\lambda}{20} \right)$ шарти билан чекланамиз. Бу ҳолатда даврий кутбланган ёруғлик майдони таъсирида муҳит электр зарядларининг силжишини

$$E = E_0 \cos 2\pi \left(vt - \frac{x}{\lambda} \right)$$

молекулаларнинг барча нуқталарида бир хил фазада юз беради ва ёруғликни сочувчи молекулаларни нуқтавий диполь нурлантргичлар деб ҳисолаш мумкин. (Бу ерда ва кейинчалик: ν – муҳитда тарқалувчи ёруғлик частотаси, x – ёруғлик тарқалиш йўналишидаги муҳит молекуласининг координатаси, t – вақт, λ – ёруғликнинг муҳитдаги тўлқин узунлиги.)

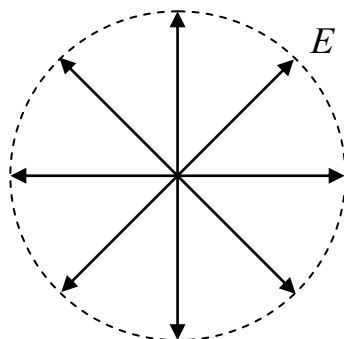
Зарраларининг ўлчами тўлқин узунлигига нисбатан кичик бўлган хира муҳитларда ёруғликнинг сочилишини ўрганиш натижасида Тиндаль ва ундан кейинги тадқиқотчилар тажрибада кашф этган ва назарий жиҳатдан Рэлей асослаб берган баъзи умумий қонуниятлар топилди [2]

Электромагнит тўлқин кўндаланг тўлқин бўлиб, унинг E, H ва ν векторлари ўзаро қуйидагича йўналган:

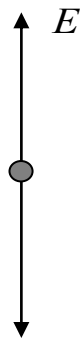


Агар нур ҳаракатига унинг тезлиги йўналишида қарасак, унинг E векторлари уч ҳол учун қуйидагича йўналган бўлади (хаёлан, албатта, буни инсон кўзи кўраолмайди):

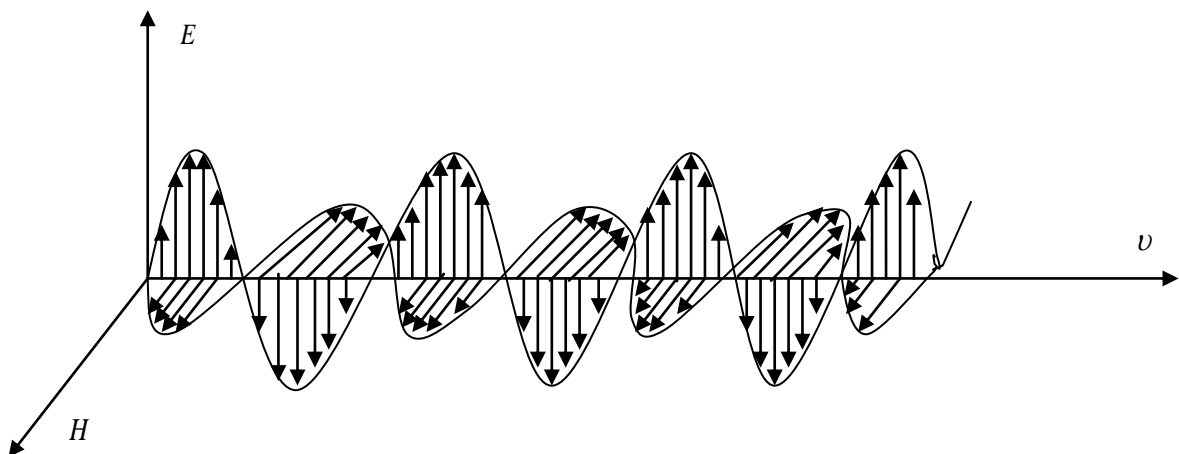
1-ҳол. Табиий (қутбланмаган) нур, бунда E векторлар исталган текисликда ётган бўлади, уларнинг интенсивлиги бир хил бўлади.



2-ҳол. Қутбланган нур, унда E фақат вертикал текисликда тебранади.



Бизни асосан қутбланган нур қизиқтиради ва унинг фазодаги оний картинаси қуйидагича бўлади:



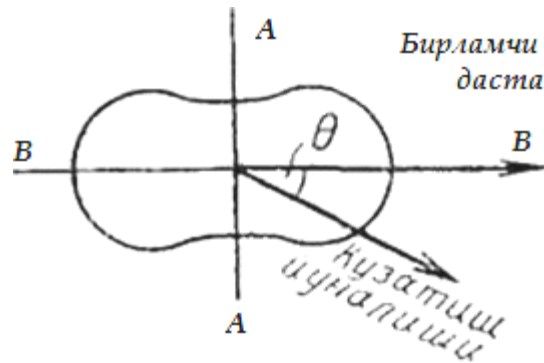
Расмдаги манзара вакуумда $v = 300000$ км/сек тезлик билан ўнг тарафга қараб ҳаракатланади, бунда E вектори фазода вертикал жойлашган текисликда (бу текислик ҳам ҳаёлий текислик) тебранаверади. Шу сабабли бундай ёруғлик чизиқли – ёки текис қутбланган нур дейилади.

§ 1.2. РЕЛЕЙ ВА КОМБИНАЦИОН СОЧИЛИШ

Агар турли йўналишлар бўйлаб сочилган ёруғликнинг интенсивлигини баҳоласак, бу интенсивлик дастлабки даста ўқиға нисбатан ва унга перпендикуляр бўлган чизикқа нисбатан симметрик бўлади (1-расм). Турли йўналишлар бўйлаб сочилган ёруғликнинг интенсивлиги тақсимотини кўрсатувчи график сочилиш *индикатрисаси* деб аталади. Тушаётган ёруғлик табиий ёруғлик бўлганда сочилиш индикатрисаси 1-расмда кўрсатилгандек бўлиб,

$$I \sim 1 + \cos^2 \theta$$

формула билан ифодаланади. Фазовий индикатриса эгри чизикни (1-расм) *ВВ* ўққа нисбатан айлантириб ҳосил қилинади.



1- расм. λ га нисбатан кичик бўлган зарралар учун сочилиш индикатрисаси.

Рэлей ўлчамлари тушаётган ёруғликнинг тўлқин узунлигига нисбатан кичик бўлган сферик зарраларда сочилган ёруғликнинг интенсивлигини ҳисоб қилиб (1899 й.), дастлабки ёруғлик табиий ёруғлик бўлган ҳолда сочилган ёруғликнинг интенсивлиги қуйидагига тенг бўлишини топди:

$$I = I_0 \frac{9\pi^2 \varepsilon_0^2 N (V')^2}{2\lambda^4 L^2} \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + \varepsilon_0} \right)^2 (1 + \cos^2 \theta) \quad (1)$$

Бу ерда N – сочиб юборувчи ҳажмдаги зарралар сони v' ва ε – зарралар муаллақ ҳолда юрган муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги, θ – сочилиш бурчаги, I_0 – тушаётган ёруғлик интенсивлиги, L – сочиб юборувчи ҳажмдан кузатиш нуқтасигача бўлган масофа [3].

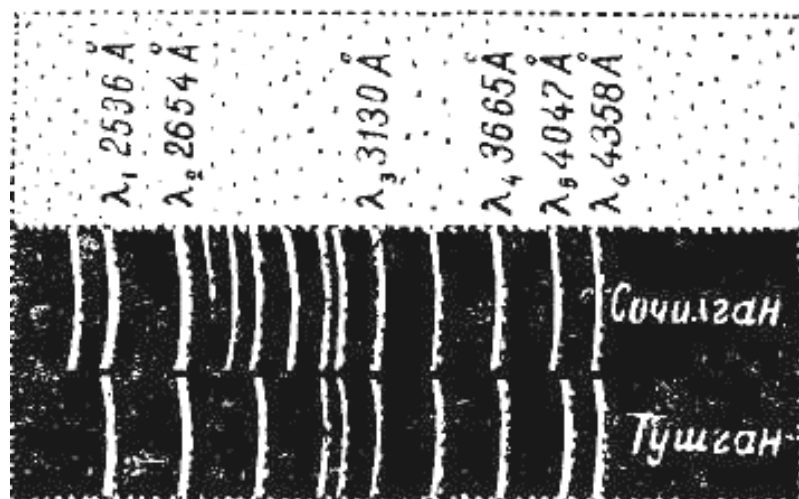
Рэлейнинг (1) формуласи юқорида айтиб ўтилган қонуниятларни тавсифлайди. Сочилган ёруғликнинг интенсивлиги тўлқин узунлигининг

тўртинчи даражасига тескари пропорционал экан, бу қонуният ўлчаб топилган натижаларга мувофиқ келади ва осмоннинг зангори бўлиш сабабини изоҳлаб бера олади. $I \sim 1/\lambda^4$ қонун Рэлей қонуни деб аталади. Бироқ осмоннинг зангори бўлишига атмосферада чанг борлигининг алоқаси йўқ экан. (1) формуладан сочилган ёруғликнинг интенсивлиги сочиб юборувчи зарра ҳажмининг квадратига ёки сферик зарра радиусининг олтинчи даражасига пропорционал эканлиги ҳам келиб чиқади.

Рэлей формуласида муҳитнинг оптик жиҳатдан биржинслимаслигининг ўлчови бўла оладиган $(\varepsilon - \varepsilon_0)^2 / (\varepsilon + \varepsilon_0)^2$ кўпайтувчи бор. Агар $\varepsilon = \varepsilon_0$ бўлса, муҳит бир жинсли бўлиб қолиб, ёруғлик ҳам сочилмай қўяди ($I = 0$). Оптик жиҳатдан биржинслимасликнинг бундай ўлчови фақат майда зарраларгагина тегишли бўлиб қолмай, балки бошқа ҳолларда ҳам оптик биржинслимасликнинг характеристикаси бўла олади.

Рэлей қонунига асосан, сочилган ёруғликда энергия тақсимоти бирламчи ёруғликдаги тақсимотдан спектрнинг қисқа тўлқинли қисмида энергия қиёсан ортиқ бўлиши билан фарқ қилади. Симоб лампасидан келаётган ёруғлик спектри билан ўша лампанинг ҳавода сочилган ёруғлиги спектри

2-расмдаги фотосуратда кўрсатилган.



2-расм. Симоб лампасидан келаётган ёруғликнинг спектри ва ўша лампанинг ҳаводаги сочилган ёруғликнинг спектри.

Сочилган ёруғликда қисқа тўлқинлар интенсивлигининг қиёсан ортиши аниқ сезилиб турибди.

Бу суратлар ҳодисанинг характери тўғрисида сифат томондан тасаввур беради. Экспозициялар шундай танлаб олинганки, бунда тўлқин узунлиги катта бўлган чизиқлар интенсивлиги тахминан тенг бўлади. Унда спектрнинг қисқароқ тўлқинли соҳасидаги интенсивликлар фарқи яққол кўринади.

Синчиклаб ўтказилган текширишнинг кўрсатишича (Раман.Г.С., Ландсберг ва Л.И.Мандельштам, 1982 й.) сочилган ёруғлик спектрида тушаётган ёруғликни характерлайдиган чизиқлардан ташқари қўшимча чизиқлар (йўлдошлар) бўлади, булар тушаётган ёруғликнинг ҳар бир чизиғи ёнида туради [1].

Йўлдошлар тушаётган ёруғликнинг ҳар қандай спектрал чизиғи ёнида келгани учун, бу йўлдошларни қандай шароитни пайқаш мумкин, деган савол туғилади. Йўлдошлар кўринадиган бўлиши учун тушаётган ёруғлик спектри туташ спектр бўлмай, балки алоҳида чизиқлар (монохроматик чизиқлар) тўпламидан иборат бўлиши керак. Бу ҳодисанинг қуйидаги қонунлари тажрибада топилган.

1) Йўлдошлар тушаётган ёруғликнинг ҳар бир чизиғи ёнида бўлади.

2) Уйғотувчи (тушаётган) ёруғлик спектрал чизиғининг ν_0 частотаси билан йўлдошлардан ҳар бири чизиқларининг $\nu', \nu'', \nu''' \dots$ частоталари орасидаги $\Delta\nu$ фарқ сочувчи модда учун характерли бўлиб, унинг молекулаларининг хусусий тебранишлари частоталарига (ν') тенг:

3) Йўлдошлар уйғотувчи чизиқдан икки томонда симметрик ётувчи чизиқларнинг икки системасидан иборат, яъни

$$\nu'_0 - \nu_r = \nu_v - \nu_0$$

Бу ерда ν_r – частота уйғотувчи частоталардан узунроқ тўлқинли томонда жойлашган йўлдошларнинг частоталарини, ν_v частота эса уйғотувчи частоталардан иккинчи томонда ётган йўлдошларнинг частоталарини билдиради. Спектрнинг қизил қисмига яқин жойлашган ва

шунинг учун «қизил» йўлдошлар деб аталадиган биринчи йўлдошлар тегишли «бинафша» йўлдошлардан анча интенсивдир.

4) Температура кўтарилганда «бинафша» йўлдошларнинг интенсивлиги тез ортади.

Ёруғлик квантлари тўғрисидаги соддалаштирилган тасаввурдан фойдаланиб, комбинацион сочилиш ҳодисасининг моҳиятини англаб айтиш мумкин. Квант тасаввурларига асосан, ν_0 частотали ёруғлик маълум бир улушлар (квантлар) тарзида тарқалиб, буларнинг миқдори $h\nu_0$ га тенг бўлади, бу ерда $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с}$ – Планк таклиф этган универсал доимийдир. Шунинг учун ўзида ν_0 частотали тебранишлар бўлаётган атом (ёки молекула) $h\nu_0$ энергия запасига эга бўлади, бу энергияни атом (ёки молекула) ўшандай частотали ёруғлик тарзида чиқариши мумкин. Бу нуқтаи назардан ёруғликнинг молекулаларда сочилишини ёруғлик квантларининг (яъни фотонларнинг) молекулалар билан тўқнашиши деб қараш керак, бу тўқнашиш натижасида фотонлар учиш йўналишини ўзгартиради, яъни четга сочилади. Фотонлар билан молекулалар ўртасидаги тўқнашишлар эластик бўлиши ҳам, эластик бўлмаслиги ҳам мумкин. Тўқнашиш эластик тўқнашиш бўлган ҳолда молекуланинг энергияси ва фотоннинг ν_0 частотаси ўзгармайди, бу ҳол Рэлей сочилишига мос келади. Тўқнашиш эластик бўлмаган ҳолда фотоннинг энергияси $h\nu_i$ тебранма квант миқдорида ортади ёки камаяди.

Оптик бир жинслилик $N\alpha$ кўпайтма қийматларининг вариациялари туфайли бузилиши мумкин, бу ерда N – бирлик ҳажмдаги молекулалар сони, α молекуланинг қутбланувчанлик коэффиценти. N қийматининг флуктуациялари ёруғликнинг юқорида ўрганилган сочилишига (Рэлей сочилишига) сабаб бўлади; α қийматининг флуктуациялари сочилишнинг бошқа сабаби бўлиши мумкин.

Агар молекулани ташкил этувчи алоҳида қисмларининг (атомларнинг) конфигурацияси ўзгарса, молекуланинг қутбланувчанлигида ўзгаришлар

юз бериши мумкин; маълумки, молекула таркибига кирган атомларнинг тебранишларида конфигурация ҳамиша ўзгаради. Бундай тебранишларда атомларнинг кўчиши молекуланинг ички майдони ўзгаришига сабаб бўлади. Бу майдон эса ёруғлик таъсирида кўчиши молекуланинг қутбланишини аниқлайдиган электронларга таъсир қилади. Агар бу ўзгаришлар электронларнинг силжишини осонлаштира ёки қийинлаштира,

у ҳолда α қутбланувчанликнинг ўзгариши билан иш кўришимиз мумкин.

Қутбланувчанлиги ўртача қутбланувчанликдан фарқ қиладиган молекулалар модданинг бутун ҳажми бўйлаб тасодиф қонуни билан тақсимланади, ундан ташқари, турли молекулалар тебранишлари нинг фазалари турлича бўлади. Бу ҳол синдириш кўрсаткичининг флукуацияларига, яъни оптик бир жинсликнинг бузилишига сабаб бўлиб, оқибатда ёруғликнинг сочилишига олиб келиши мумкин.

Атомларнинг молекулада тебраниши туфайли қутбланувчанликнинг айрим ўзгаришлари даврий характерга эга. Шунинг учун сочилаётган ёруғликнинг интенсивлиги ҳам молекула ичида бўладиган тебранишларнинг ν_i частотаси билан даврий равишда ўзгаради. Бинобарин, частотаси тушаётган ёруғликнинг ν_0 частотасига тенг бўлиши керак бўлган сочилган ёруғлик модуляция частотаси ν_i бўлган модуляцияланган ёруғликдан иборатдир, бу эса ўзгарган $\nu_0 \pm \nu_i$ частотали ёруғликка мос келади. Шундай қилиб, ёруғлик сочилишининг бу тури юз берганда тушаётган ёруғликнинг частотаси ўзгариб бориши керак: бошланғич частотали ёруғлик билан бирга ўзгарган частотали чизиқлар ҳам (йулдошлар) пайдо бўлиши керак. Сочилган ёруғликнинг частотаси тушаётган ёруғликнинг частотаси билан молекулалар ичида бўладиган (одатда инфрақизил) тебранишлар частотасининг комбинациясидан таркиб топади. Шунинг учун бу сочилиш комбинацион сочилиш деб аталган.

§ 1.3. ЁРУҒЛИК СОЧИЛИШНИ ТЕХНИКАДА ҚЎЛЛАНИЛИШИ

Моддаларнинг хоссаларини текширишда улардан ёруғликнинг сочилиши жуда бой информация беради, айниқса юқоримолекуляр бирикмаларнинг эритмаларини тадқиқ қилишда. Бу йўналишни 1944 ÷ 48 йилларда франсуз олимлари Дебай ва Зимм ишлаб чиқдилар ва у макромолекулаларнинг хоссалари ва структурасини ўрганишда қулай ва универсал методга айланди.

Ўтган 60 йил ичида нур сочилиш методи полимерларнинг молекуляр массасини ўлчашда энг ишончли ва абсолют метод бўлиб қолди, унинг ёрдамида молекуляр массалари жуда кенг интервалда ўлчанади ($10^4 ÷ 10^8$). Бундан ташқари нурсочилиш методи молекулаларнинг размер ва шаклларини аниқлашда энг ишончли методдир.

Нурсочилиш методи бошқа методлар ичида ўзининг салмоғи билан ажралиб туради. Физика, химия ва биология соҳаларида ишлайдиган мутахассислар учун бу метод алоҳида ўрин тутаети, агар охириги пайтда нанотехнологияларнинг ривожланишини ҳисобга олсак, нурсочилиш методикаси олдида янада катта имкониятлар очилаётганини кўришимиз мумкин. Биз қуйида нурсочилишнинг икки тури билан танишиб чиқамиз: молекуляр (релей) сочилиш ва комбинацион сочилиш.

Комбинацион сочилиш спектри молекула ҳақида жуда катта информацияга эга бўлади. Лекин молекуланинг тузилиши билан унинг спектри ўртасидаги боғланиш мураккаб спектрал «тилда» ёзилган бўлади. Спектрни ўқиш учун аввало шу «тилни» ўрганиш керак. Бунга эса тебранишлар назарияси ёрдам беради. Шунинг учун аввало биз молекулаларнинг тебраниш назариясининг асосий маъносига тўхталиб ўтамиз.

Биз биламизки, 1 та атомнинг 3 та эркинлик даражаси бўлади. Эркинлик даражаси – бу системанинг фазодаги ўрнини (ҳолатини) тўлиқ белгилаб (аниқлаб) берадиган мустақил координаталар сонидир. Шу

нуқтаи назардан N та атомдан иборат молекулада $3N$ та эркинлик даражаси бўлади. Улардан учтаси молекуланинг илгарилама ҳаракатига ва яна учтаси унинг айланма ҳаракатига тегишли. Қолган $n=3N-6$ та эркинлик даражаси эса молекуланинг тебранма ҳаракати билан боғлиқ бўлади. Фақат чизикли молекулаларда (хамма атомлари битта чизикда ётган молекулаларда) $n=3N-5$ бўлади, чунки шу чизик атрофида молекула айлантирилса, унинг ҳолати ўзгармайди. H_2O молекуласи 3 та, CO_2 - 4 та тебраниш эркинлик даражасига эга.

Молекуланинг тебраниши мураккаб бўлади, чунки унда хамма атомлар қатнашади (оддий тебраниш деганда бу ерда синусоидал тебранишни тушинамиз).

Молекуланинг бу тебранишини, худди Фурье қаторига ёйгандек, n та оддий синусоидал тебранишларнинг йиғиндиси деб қараш мумкин. Хар бир бундай тебранишни нормал тебраниш деб аталади, n эса – тебраниш эркинлик даражасидир. Нормал тебраниш ҳаракатдаги система битта тебраниш эркинлик даражасига эга ва у битта нормал координата q_i га эга дейиш мумкин ($i=1,2,3,\dots$). Нормал тебранишлар частотасини системанинг хусусий частоталари дейилади.

Ҳар бир нормал тебраниш қуйидаги қонун бўйича юз беради:

$$q_i = q_{i0} \cos \Omega_i t \quad (2)$$

Айтиш керакки тебраниш частотаси Ω_i тебранаётган атомлар массаларига, молекула структурасига ва атомлар ўртасидаги мавжуд кучларга боғлиқ. Масалан, массалари m_1 ва m_2 бўлган икки атомдан ташкил топган молекуланинг тебраниш частотаси баробар:

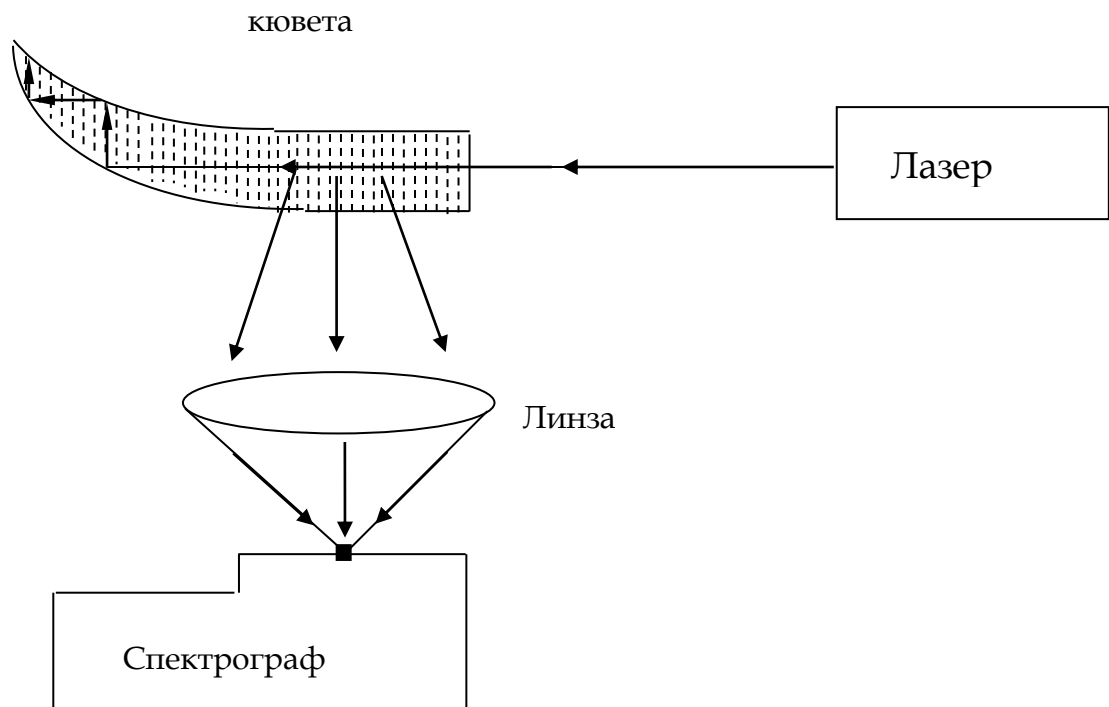
$$\Omega^2 = AK \quad (3)$$

бу ерда A ва K – кинематик ва динамик коэффициентлар. Икки атом учун:

$$A = \frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2} \quad (4)$$

динамик коэффициент тебраниш эластик коэффициентидир.

Комбинацион сочилиш спектрини олиш техникаси анча оддий
(3- расм)



3- расм.

Лекин амалда бундай спектрни олиш анча қийинчилик туғдиради. Бунинг асосий сабаби комбинацион сочилиш чизиклари интенсивлигининг жуда кичиклигидир. Эритмага тушаётган ёруғлик интенсивлигининг $10^{-5} \div 10^{-6}$ қисмигина сочилишга айланади, бундай аҳволда баъзибир кучсиз спектрал чизиклар умуман кўринмай қолиши мумкин. Шунинг учун биринчи навбатда ёруғлик манбасининг қуввати катта бўлиш керак. Иккинчидан фотоприёмник жуда сезгир бўлиши керак (замонавий приборларда одатда фотоумножителлар ишлатилади). Экспериментнинг яна бир мураккаб жойи – бу комбинацион сочилиш спектрини ўрганишга ҳалақит берадиган ҳар хил фонлардир. Бу фонларни ёруғлик манбасининг ўзи туғдиради, ундан ташқари атрофдан бошқа манбалардан (қуёш нури, лампочкалар....) ҳам ёйилган ёруғликлар келади. Ана шу фонлардан қутилиш ҳам анча муаммони яратади.

Комбинацион сочилиш методи модданинг молекуляр тузилишини тадқиқ; этишнинг муҳим методи 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 туғрисида фикр юритишга имкон 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 методи ёрдамида самарали равишда анализ қилинади.

II БОБ. МАКРОМОЛЕКУЛАЛАРДА ЁРУҒЛИКНИНГ СОЧИЛИШИ

§ 2.1. ЁРУҒЛИКНИНГ СУЮҚЛИКЛАРДА СОЧИЛИШ

Тоза суюқликларда нур сочилишнинг физикавий сабабларини биринчи марта Смолуховский ўрганган. Нурнинг сочилиш сабабларини у зичликнинг флуктуациясига олиб келадиган муҳит молекулалари иссиқлик ҳаракатининг статистик табиати билан боғлади. Зичлик флуктуацияси $\Delta \rho$, ўз навбатида, синдириш кўрсаткичининг флуктуацияси Δn га ёки диэлектрик синдирувчанликнинг флуктуацияси $\Delta \varepsilon$ га олиб келади ($\varepsilon = n^2$), Δn ҳам, $\Delta \varepsilon$ ҳам биржинслиликнинг бузилишидир. 1910 йилда А.Эйнштейн $\Delta \varepsilon$ флуктуациялари сабабли ҳосил бўлувчи сочилган нурнинг интенсивлиги формуласини чиқариб берди:

$$I_{\text{соч}} = I_0 \frac{\pi^2}{2\lambda^4 L^2} v^* v (\Delta \varepsilon)^2 (1 + \cos^2 \theta) \quad (5)$$

бу ерда $v^* - \lambda$ дан кичик бўлган флуктуация ҳажми, лекин унинг ичида ҳали анчагина молекула бор деб ҳисобланади, v - ҳажм томонлари $\ell = (v)^{\frac{1}{3}} \gg \lambda$ бўлган нур сочаётган ҳажм. v^* ҳажмдаги қўшимча поляризация тенг:

$$\Delta P' = \frac{\Delta \varepsilon v^*}{4\pi} E \quad (6)$$

Молекуляр сочишида оптик нобиржинслиликнинг ўлчови бўлиб $(\Delta \varepsilon)^2$ хизмат қилади. Агар $\Delta \varepsilon$ ни фақат иккита термодинамик параметрларнинг функцияси деб ҳисобласак (ρ ва T ёки P ва S), ёзиш мумкин:

$$\Delta \varepsilon = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial P} \right)_S \Delta P + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial S} \right)_P \Delta S ; \quad \overline{(\Delta \varepsilon)^2} = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial P} \right)_S^2 \overline{\Delta P^2} + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial S} \right)_P^2 \overline{\Delta S^2}$$

бу ерда ΔP ва ΔS лар босим ва энтропиянинг флуктуацион ўзгаришлари. ΔP ва ΔS лар статистик нуктаи назардан бир – бирлари билан боғлиқ эмас, шунинг учун $\overline{\Delta P \cdot \Delta S} = 0$. Флуктуациялар назарияси $\overline{\Delta P^2}$ ва $\overline{\Delta S^2}$ ларни

жисмнинг термодинамик параметрлари орқали ифодалайди. Натижада $I_{\text{соч}}$ куйидаги кўринишга эга бўлади:

$$I_{\text{соч}} = I_0 \frac{\pi^2 V}{2\lambda^4 L^2} \left\{ \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)^2 \beta_s kT + \left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_p \frac{\sigma^2 kT^2}{C_p \rho} \right\} (1 + \cos^2 \theta) \quad (7)$$

бу ерда ρ - муҳит зичлиги (г/см^3), T – абсолют температура, β_s - адиабатик сиқилувчанлик, σ - иссиқликдан кенгайиш коэффициентлари, c_p - ўзгармас босимдаги 1 г жисмнинг иссиқлик сиғими, v - сочувчи ҳажм.

Формуладаги $\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_s^2$ зичлик флуктуацияси таъсирида сочилган ёруғлик

интенсивлигини белгилайди, бунга $\left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_p$ ифода ҳам ўз хиссасини

кўшади, у температуранинг изобарик флуктуацияси туфайли пайдо бўлади.

Тахминий ҳисоб бўйича

$$\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_s^2 \approx \left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_p^2 \approx \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T^2$$

$\beta_T = \beta_s + \frac{T\sigma^2}{\rho C_p}$ бўлгани учун (5) формулани куйидаги кўринишда

қайтадан ёзиш мумкин:

$$I_{\text{соч}} = I_0 \frac{\pi^2 V}{2\lambda^4 L^2} \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T^2 \beta_T kT (1 + \cos^2 \theta) \quad (8)$$

Бу формула Эйнштейн формуласи деб аталади. Агар сочилиш эриган модда концентрациясининг флуктуацияси натижасида юз бераётган бўлса, у ҳолда $\varepsilon = \varepsilon(c)$ бўлади ва:

$$\Delta \varepsilon = \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial c} \right)_{p,s} \cdot \Delta c; \quad \overline{(\Delta \varepsilon)^2} = \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial c} \right)_{p,s}^2 \cdot \overline{\Delta c^2}$$

Бу ҳол учун сочилган ёруғлик интенсивлиги тенг:

$$I_{\text{соч}} = I_0 \frac{\pi^2 V}{2\lambda^4 L^2} \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial c} \right)_{p,s} \frac{cM}{N_A} (1 + \cos^2 \theta) \quad (9)$$

бу ерда M – эриган модданинг молекуляр массаси, N_A - Авогадро сони.

(9) формула эриган модданинг кичик концентрацияси учун чиқарилган эди ва у ўзида кўп информацияни мужассамлаштирган. У полимерлар эритмасида нурнинг сочилиш физикасини ўрганишнинг биринчи саҳифасини очди.

Агар ёруғликни сочиб юборувчи зарраларнинг ўлчамлари тўлқин узунлиги билан таққосласа бўладиган бўлса, у ҳолда ёруғлик сочилишининг биз муҳокама қилган қонуниятлари ярамай қолади; коллоид эритмаларда кўпинча шундай бўлади.

Бундай йирикроқ зарраларда сочилган ёруғликнинг тўлқин узунлигига боғланиши камроқ сезиларли бўлади, яъни сочилган ёруғлик зарралар майда бўлган ҳолдагидан камроқ зангори бўлади. Сочилган ёруғлик фақат қисман кутбланган бўлади, бунда кутбланиш даражаси зарраларнинг ўлчами ва шаклига боғлиқ бўлади. Сочилган ёруғлик интенсивлигининг бурчаклар бўйича тақсимоти ҳам мураккабланиши: сочилиш диаграммаси АА чизиққа нисбатан (қ. 1-расм) симметрик бўлмай, зарраларнинг ўлчами, шакли ва табиатига ҳамда атрофдаги муҳитга қараб жуда мураккаб кўринишда бўлади, фақат дастлабки даста йўналишига нисбатан симметрик бўлади.

Бу мураккаброқ қонуниятлар йирик заррали хира муҳитларда ёруғликнинг сочилишини назарий томондан талқин этишни жуда қийинлаштиради. Шунга қарамасдан бундай ҳоллар анча катта қизиқиш уйғотади, чунки улар одатда кўп химиявий реакцияларнинг маҳсули бўлган коллоид эритмалар ва хира муҳитларни тадқиқ этишда юз беради. Шунинг учун бундай ўлчаш ишлари коллоид химия, аналитик химия ва биологияда кенг қўлланилади.

§ 2.2. ПОЛИМЕР ЭРИТМАЛАРИДА ЁРУҒЛИКНИНГ

СОЧИЛИШ

Оддий суяқликлардаги нурнинг сочилиши улар зичлигининг флукутацияси билан боғланган. Агар шундай тоза суяқликда бирор бир полимер эритилса, ҳосил бўлган эритмада энди сочилиш полимер молекулалари концентрацияларининг флукутацияларида юз беради. Бу сочилиш кўшимча сочилиш деб аталади ва у эритма сочилиши интенсивлигидан тоза эритувчининг сочилиш интенсивлигини айириб ташланганлигига тенг.

Биринчи навбатда нисбатан кичик $\left(d \leq \frac{\lambda}{20} \right)$ молекулаларда юз берувчи кўшимча сочилиш интенсивлигини ҳисоблаб чиқамиз.

Фараз қилайликки эритмада қуйидаги тўлқин тарқаётган бўлсин:

$$E = E_0 \cos(\omega t - kx) \quad (10)$$

Молекулалар кичик ҳисобланганлиги учун (10) майдон таъсирида улардаги зарядлар бир молекуланинг ҳамма нуқталарида бир хил фазада силжийдилар, шунинг учун нурни сочиб юбораётган молекулани нуқтавий диполь деб қараш мумкин [3].

(10) майдон таъсирида молекулада қуйидаги диполь моменти пайдо бўлади:

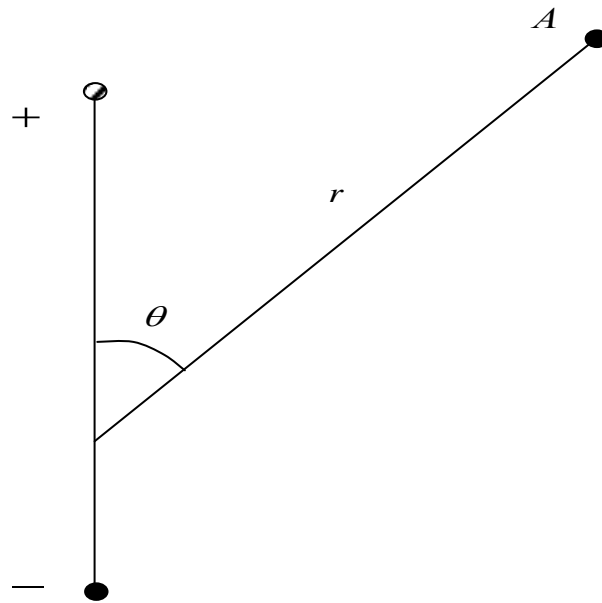
$$P = \alpha E = \alpha E_0 \cos(\omega t - kx) \quad (11)$$

бу ерда α - молекуланинг қутбланувчанлик коэффициентини.

Бу диполь моменти иккиламчи электромагнит тўлқинларнинг манбасига айланади. Дипольдан r масофада турган A нуқтада (4-расмга қаранг) иккиламчи тўлқиннинг майдон кучланганлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$\varepsilon = \frac{\sin \theta}{c^2 r} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (12)$$

Бу ерда θ - диполь ўқи билан A нуқтага бўлган йўналиш ўртасидаги бурчак, c - нур тезлиги [5].



4-расм.

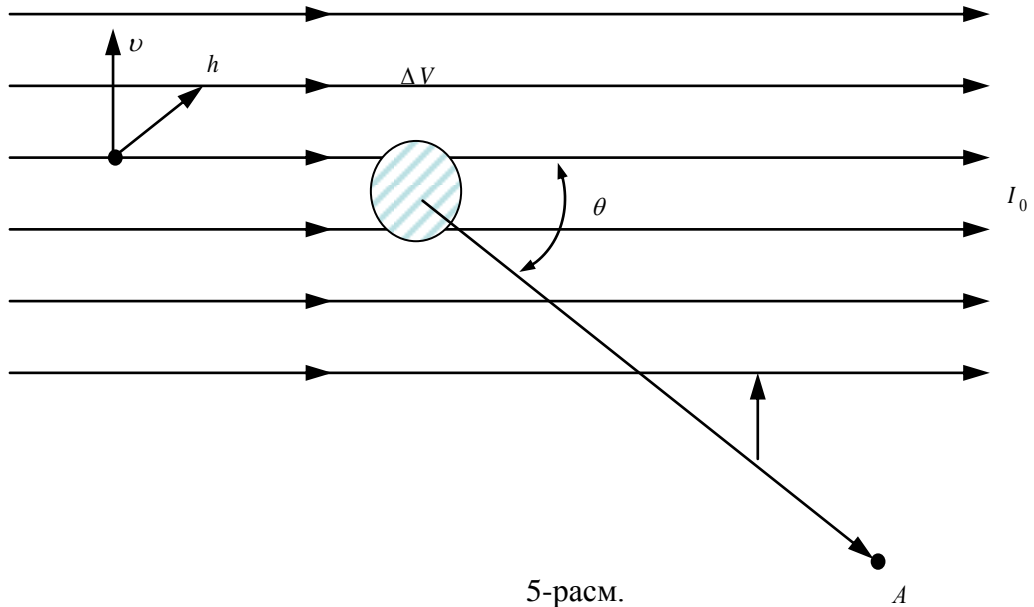
Сочилиш нурунинг А нуктадаги интенсивлиги Пойнтинг векторига тенг:

$$I_{\text{соч}} = \frac{c}{4\pi} \sqrt{\varepsilon} (\varepsilon_0)^2$$

ε - эритманинг диэлектрик сингдирувчанлиги. (11) ва (12) муносабатлардан фойдаланиб $I_{\text{соч}}$ ни қайта ёзамиз:

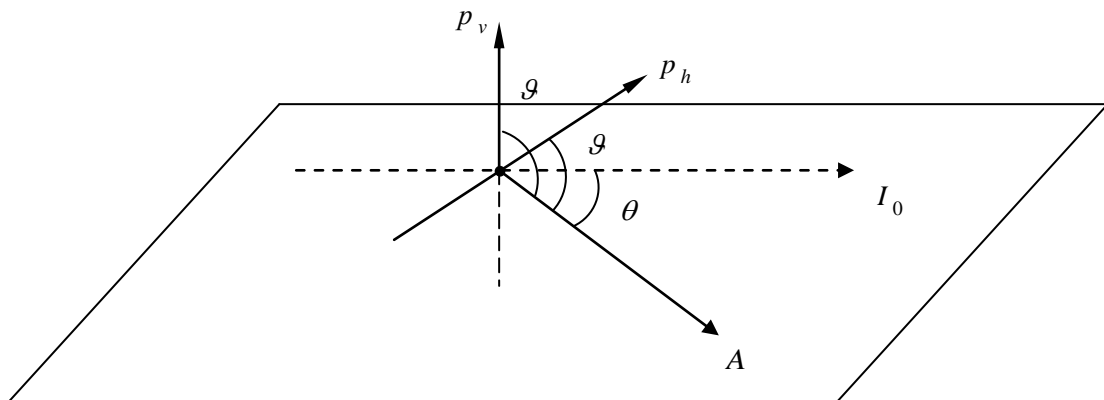
$$I_{\text{соч}} = \frac{4\pi c \sqrt{\varepsilon}}{\lambda_0^4 r^2} \alpha^2 E_0^2 \sin^2 \theta \quad (13)$$

Ҳосил қилинган ифодани амалда қўллаш учун қулай шаклга келтириш мумкин. Фараз қиламиз, эритмага табиий (қутбланмаган) нур тушаётган бўлсин ва бу нур билан сочилган нур горизонтал текисликда ётган бўлсин (5-расмга қаранг). Шунда молекула тушаётган ёруғликнинг ҳам вертикаль, ҳам горизонталь ташкил этувчиси таъсирида қутбланади [3].



5-расм.

Тушаётган ва сочилган нур ўртасидаги бурчакни θ билан белгилаймиз. Тушаётган нурнинг вертикал ташкил этувчиси таъсирида сочилган нурда исталган θ учун $\sin \vartheta = 1$ (6-расмга қаранг). Горизонтал ташкил этувчиси E_h таъсирида P_h диполь моменти ҳосил бўлади.



6-расм.

6-расмдан кўришиб турибдики, $\vartheta = 90^\circ + \theta$ ва шунинг учун $\sin \vartheta = \cos \theta$. Шундай қилиб сочилган нур интенсивлиги учун E_v қуйидаги формулага келтиради:

$$I^v = \frac{4\pi^3 c \sqrt{\varepsilon}}{\lambda_0^4 r^2} \alpha^2 E_0^2 \quad (14)$$

ва горизонталь ташкил этувчиси E_h эса сочилган нур интенсивлигининг куйидаги кўринишига олиб келади:

$$I^h = \frac{4\pi^3 c \sqrt{\varepsilon}}{\lambda_0^4 r^2} \alpha^2 E_0^2 \cos^2 \theta \quad (15)$$

§ 2.3. МОЛЕКУЛАЛАР МАССАСИНИ ЁРУҒЛИКНИНГ СОЧИЛИШИГА АСОСАН АНИҚЛАШ

Энди қутбланмаган тушаётган нур учун сочилган нур интенсивлиги қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$I_u = I^h + I^v = \frac{4\pi^3 c \sqrt{\varepsilon}}{\lambda_0^4 r^2} \alpha^2 E_0^2 (1 + \cos^2 \theta) \quad (16)$$

индекс u тушаётган ёруғликнинг қутбланмаганлигини билдиради. Агар ҳажм бирлигидаги молекулалар сонини N_0 десак, у ҳолда мустақил равишда нур сочаётган $N_0 \Delta V$ та молекуладан сочилаётган ёруғлик интенсивлиги қуйидагича ифодаланади:

$$I_u = \frac{16 \pi^4}{\lambda_0^4 r^2} \alpha^2 N_0 \Delta V I_0 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \quad (17)$$

бу ерда ҳар бири v ёки h компонентанинг $\frac{1}{2} I_0$ интенсивлиги I_0 билан қуйидагича боғланган:

$$\frac{1}{2} I_0 = \frac{c}{4\pi} \sqrt{\varepsilon} E_0^2 \quad \text{ва бу ердан} \quad E_0^2 = \frac{2\pi I_0}{c \sqrt{\varepsilon}}$$

Одатда I_u ўрнига I_θ деган келтирилган интенсивлик билан иш кўрилади, у I_0 , ΔV ва r га боғлиқ эмас:

$$I_\theta = \frac{I_u r^2}{I_0 \Delta V} = \frac{16 \pi^4}{\lambda_0^4} \alpha^2 N_0 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \quad (18)$$

Бу I_θ ифода сочилиш коэффициенти ёки Релей доимийси деб аталади.

Умумий ҳол учун $\frac{1 + \cos^2 \theta}{2}$ ни $P(\theta)$ деб белгилаймиз. У ҳолда:

$$I_\theta = \frac{16 \pi^4}{\lambda_0^4} \alpha^2 N_0 P(\theta)$$

Сочилишнинг бурчак фактори $P(\theta)$ тушаётган ва сочилган ёруғликнинг поляризациясига, молекулаларнинг размери, шакли ва анизотропиясига боғлиқдир [6].

Қутбланмаган (табiiй) нур учун (молекулалар размери $\ll \lambda$), $P(\theta) = 1$

$P(90^\circ) = \frac{1}{2}$ га тенг, вертикал кутбланган тушаётган нур учун эса $P(\theta) = 1$.

ε_0 - эритувчининг диэлектрик доимийси. $P = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} E$ - поляризация вектори,

у ҳолда $\Delta V \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} E = \Omega \left(\frac{\varepsilon_0 - 1}{4\pi} E + N_0 P \right)$ бу ерда $\frac{\varepsilon_0 - 1}{4\pi} E$ - эритманинг

поляризация вектори, P - молекуланинг диполь моменти ва у тенг αE га.

Натижада ҳосил қиламиз:

$$\varepsilon - \varepsilon_0 = 4\pi N_0 \alpha \quad (19)$$

n ва n_0 лар эритма ва эритувчининг синдириш кўрсаткичлари ва ютиш полосасидан узоқда $\varepsilon = n^2$ ва $\varepsilon_0 = n_0^2$, шунинг учун кичик концентрацияларда $n + n_0 \approx 2n_0$ ва (6.17) ифода қуйидаги кўринишда ёзилиши мумкин:

$$4\pi N_0 \alpha = n^2 - n_0^2 = 2n_0(n - n_0) \quad (20)$$

N_0 , c , молекуляр масса M ва Авогадро сони N_A қуйидагича боғланишган:

$$N_0 = \frac{cN_A}{M} \quad (21)$$

Охирги икки (18) ва (19) тенгликдан қуйидаги ифода ҳосил бўлади:

$$\alpha = \frac{n_0 M}{2\pi N_A} \frac{n - n_0}{c} = \frac{n_0 M}{2\pi N_A} \frac{dn}{dc} \quad (22)$$

бу ерда $\frac{dn_0}{dc} = \lim_{c \rightarrow 0} \frac{n - n_0}{c}$ ва бу ифода эритманинг синдириш кўрсаткичи

инкременти деб аталади.

Ана энди охирги икки ифодани I_θ нинг ифодасига қўйсақ (23) ҳосил бўлади:

$$I_\theta = \frac{4\pi^2 n_0^2}{\lambda_0^4 N_A} \left(\frac{dn}{dc} \right)^2 cMP(\theta) \equiv cHMP(\theta) \quad (23)$$

бу ерда $H = \frac{4\pi^2 n_0^2}{\lambda_0^4 N_A} \left(\frac{dn}{dc} \right)^2$ - эритманинг оптик доимийси.

λ га нисбатан кичик бўлган ва ўзаро таъсирлашмайдиган молекулалар учун охириги ифода молекулаларнинг битта концентрациясида молекуляр массаси M ни топишга имкон беради (бунда фақат $\theta = 90^\circ$ бурчак остида I_{90° бир марта ўлчанади):

$$M = \left(\frac{cH}{2I_{90^\circ}} \right)^{-1} - \text{кутбланмаган нур учун.}$$

H нинг қиймати рефрактометрда n_0 ва $\frac{dn}{dc}$ ларни ўлчаб топилади.

Лекин амалда кўпинча молекулалараро ўзаро таъсирнинг I_θ га бўлган таъсирини ҳисобга олмасликнинг иложи йўқ. Шунинг учун А. Эйнштейн ўзаро таъсирлашадиган молекулалар эритмаси учун I_θ учун янги ифодани келтириб чиқарди. Бунда у сочилиш эритманинг диэлектрик доимийси ε нинг флуктуацияларида юз беради, бу флуктуациялар элементар δV ҳажмдаги молекулалар сони флуктуациялари ΔN билан боғлиқ деб ҳисобланади. Айтилганларни ҳисобга олиб А.Эйнштейн I_{90° учун қуйидаги ифодани топди:

$$I_{90^\circ} = \frac{2\pi^2 n^2 \left(\frac{dn}{dc} \right)^2 \cdot c}{\lambda_0^4 N_A \left(\frac{1}{M} + 2A_2c + 3A_3c^2 + \dots \right)} \quad (24)$$

бу ифодадан топамиз:

$$\left(\frac{cH}{2I_{90^\circ}} \right)^{-1} = \frac{1}{M} + 2A_2c + 3A_3c^2 + \dots \quad (25)$$

A_2, A_3, \dots номли вириал коэффициентлар молекулаларнинг ўзаро таъсирини ҳисобга олади, улар идеал эритмада (бундай эритмада молекулалараро таъсирлар компенсация қилинган бўлади) нолга айланадилар. (25) ифодадан кўришиб турибдики M ни фақат битта концентрацияда I_{90° ни ўлчаб топиш мумкин эмас. Бунинг учун I_{90° бир нечта концентрация қийматларида ўлчанади ва кейин концентрациянинг

$c = 0$ қийматига экстраполяция қилинади. Бундай экстраполяцияда (25) ифода куйидаги кўринишга эга бўлади:

$$M = \left(\frac{cH}{2I_{90^\circ}} \right)^{-1} \quad (26)$$

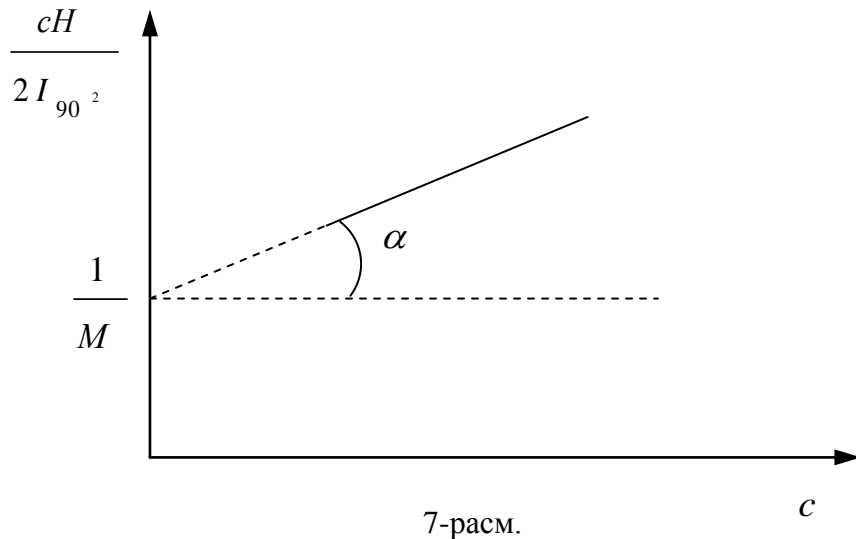
Бу экстраполяция графикда куйидаги йўл билан амалга оширилади:

$\frac{cH}{2I_{90^\circ}}$ нинг концентрация c га боғлиқлик графиги тuzилади (бу

концентрацияларда график тўғри чизик кўринишида бўлиши керак). Бу

график вертикал ўқни $\frac{1}{M}$ қийматда кесиб ўтади. (7-расм). α бурчакнинг

тангенци A_2 ни топишга имкон беради: $\operatorname{tg} \alpha = 2A_2$ [5].

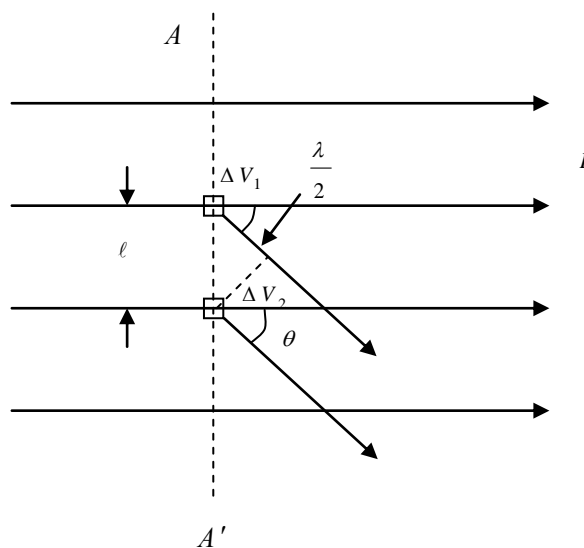


§ 2.4. МАКРОМОЛЕКУЛАЛАРДА ЁРУҒЛИКНИНГ СОЧИЛИШ

Ёруғлик шаффоф муҳитда тарқалганда унинг таъсирида атом ва молекуларнинг электронлари электромагнит майдон частотасига тенг частота билан тебрана бошлайдилар. Тебраниш энергиясининг бир қисми электронларни қўзғатишга кетса, бошқа катта қисми қайтадан иккиламчи тўлқин сифатида атрофга тарқалади (сочилади). Бошқача айтганда, ҳар бир атом атрофга ёруғлик тарқатиб турадиган марказга айланади. Лекин атомлардаги электронлар битта электромагнит тўлқин таъсирида мажбурий тебранадилар, шунинг учун иккиламчи тўлқинлар когерентдирлар. Бундай тўлқинлар, биламизки, жисмнинг ҳар бир нуқтасида ўзаро интерференция бериши керак.

Агар муҳит биржинсли бўлса, бошқача айтганда унинг синдириш кўрсаткичи ҳар қандай нуқтада ўзгармас қийматга эга бўлса ($n = const$ бўлса), у ҳолда ҳар бир элементар Δv ҳажмда ёруғлик бир хил электр моментларини келтириб чиқаради (индукциялайди), уларнинг вақт бўйича ўзгариши эса иккиламчи тўлқинларни яратади.

Шу ерда биржинсли муҳит орқали текис монохроматик тўлқиннинг тарқалишни кўрамиз:



8-расм.

AA' тўлқин frontiда ўлчамлари тўлқин узунлигидан анча кичик бўлган Δv_1 ҳажми ажратамиз. У кичик ҳажм бўлишига қарамасдан унинг ичида молекулаларнинг сони етарли даражада катта деб ҳисоблаймиз. Фараз қиламизки, бу ҳажм атрофга амплитудаси A_1 ва фазалари φ_1 бўлган иккиламчи тўлқин l тўлқиннинг йўналишига θ бурчак остида тарқалаётган бўлсин. Шундай экан, биз AA' фронтда яна бошқа бир Δv_2 элементар ҳажми ажратишимиз мумкинки, бу ҳажм ҳам ўша йўналишда ўша амплитудада A_1 ва фаза φ_1 билан иккиламчи нур тарқатиши ва учрашув нуқтасига Δv_1 тўлқинига нисбатан $\frac{\lambda}{2}$ йўл фарқи билан келиши мумкин. У ҳолда бу икки иккиламчи тўлқин бир – бирини сусайтиради. 8-расмда кўришиб турибдики, бунинг учун Δv_1 ва Δv_2 ҳажмлар орасидаги масофа $\ell = \frac{\lambda}{2} \sin \theta$ бўлиш керак.

Агар муҳит биржинсли бўлса, иккиламчи тўлқинларнинг бир – бирини сусайтиришини тўлқин frontiда бир – биридан ℓ масофада турган Δv_i элементар ҳажмларнинг исталган жуфтлари учун кузатиш мумкин. Бу шуни билдирадики, биржинсли муҳитда нур ўзининг аввалги йўналишида тарқайверади ва бошқа йўналишларда сочилган ёруғлик бўлмайди. Тарқалиш йўналишида тўлқинлар бир – бири билан бир хил фазада кўшилади [5].

Лекин атомларнинг иссиқлик ҳаракати шунга олиб келадики, энди Δv_i ҳажимлардаги атомларнинг сони бир хил бўлмайди, бир кўпайиб, бир камайиб туради. Биржинсли бўлмаган соҳаларнинг (жойларнинг) λ га нисбатан размери кичик бўлса, ёруғлик ҳар тарафга бир мейёрда сочилади. Демак, ёруғлик сочилиши учун муҳитнинг зичлиги бир нуқтадан иккинчи нуқтага ўзгариб туриши керак, бошқача айтганда зичлик ρ (шу қаторда синдириш кўрсаткичи n ҳам) вақт бўйича флуктуация қилиб туриши керак.

Маълумки, муҳитнинг (модданинг) синдириш кўрсаткичи диэлектрик синдирувчанлик ε билан қуйидагича боғланган:

$$n = \sqrt{\varepsilon} \quad \text{ва} \quad \varepsilon \vec{E} = \vec{E} + 4\pi \vec{P} \quad (27)$$

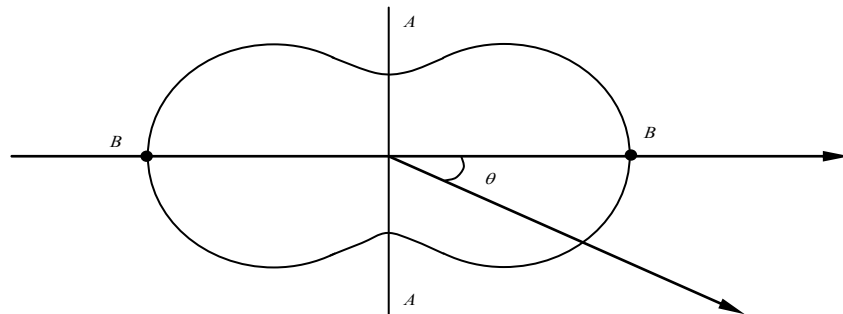
бу ерда \vec{P} муҳитнинг поляризация вектори (бирлик ҳажмнинг электр моменти) ташқи электр майдон E таъсирида юзага келади: $\vec{P} = N\vec{p} = N\alpha\vec{E}$, α - кутбланувчанлик (поляризацияланувчанлик) ва u молекуланинг тузилиши билан боғлиқ, N эса бирлик ҳажмдаги молекулаларнинг сони.

Демак, электр индукцияси $D = \varepsilon E = E + 4\pi N\alpha E$. Бундан ҳосил қиламиз $\varepsilon = 1 + 4\pi N\alpha$ ёки $n = \sqrt{1 + 4\pi N\alpha}$. n ўзгармас бўлиши учун $N\alpha$ ҳам муҳитнинг исталган нуқтасида ўзгармас бўлиши керак.

Агар биржинсли муҳит бир хил молекулалардан тузилган бўлса ($\alpha = const$), у ҳолда $N = const$ бўлиши шарт (демак, зичлиги ρ ҳам ҳамма жойда бир хил).

Биржинслиги қаттиқ бузилган жисмлар нотиниқ (мутный) муҳит деб аталади. Нотиниқ муҳитлар – булар тутун (газга аралашган заррачалар), туман (ҳаводаги суюқликнинг томчилари), эмульсиялар (бир суюқлик томчиларининг бошқа суюқликлардаги эримайдиган томчилари, масалан сут - ёғ томчиларининг сувдаги эмульсияси), опаллар ва «сутли» шишалар ва ҳ.к. Бу муҳитларда ёруғликнинг сочилиши кучли бўлади ва у Тиндал эффекти деб аталади.

Агар тарқалаётган нурга нисбатан ҳар хил йўналишда сочилаётган ёруғликнинг интенсивлиги ўлчанса 8-расмдаги манзара ҳосил бўлар экан:



8-расм. Ўлчамлари λ дан кичик бўлган заррачаларнинг сочилиш индикатрисаси.

Индикатриса AA ва BB ўқларга нисбатан симметрияга эга. Агар тарқаётган нур табиий бўлса унинг индикатрисаси қуйидаги формулага бўйсинади:

$$I \sim 1 + \cos^2 \theta$$

1899 йилда инглиз физиги Релей размерлари λ дан кичик бўлган сферик заррачалардан сочилган ёруғлик интенсивлигини ҳисоблади ва қуйидаги формулани келтириб чиқарди:

$$I_{\text{соч}} = I_0 \frac{9\pi^2 \varepsilon_0^2 N (V')^2 \left[\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + \varepsilon_0} \right] (1 + \cos^2 \theta)}{2\lambda^4 L^2} \quad (28)$$

бу ерда N - нур сочаётган ҳажмдаги молекулалар сони, v' ва ε - заррачанинг ҳажми ва диэлектрик сингдирувчанлиги, ε_0 - мухит диэлектрик сингдирувчанлиги, θ - сочилиш бурчаги, I_0 - тушаётган ёруғлик интенсивлиги, L - приемниккача бўлган масофа. $I_{\text{соч}} \sim \frac{1}{\lambda^4}$ қонуният

Релей қонуни деб аталади. $\left[\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + \varepsilon_0} \right]$ - ифода оптик нобиржинслиликнинг ўлчови. $\varepsilon = \varepsilon_0$ бўлганда биржинслилик юзага келади ва сочилиш йўқолади.

Агар сочаётган заррачаларнинг размерлари λ га тенглашиб қолса, олинган қонуниятлар ишламай қолади, бу кўпинча коллоид эритмада кузатилади [2].

Заррачалар катта бўлса $I_{\text{соч}}$ нинг λ га боғлиқлиги унчалик кучли бўлмайди. Бунда сочилган нур қисман кутбланган ва кутбланиш даражаси заррачанинг размери ва шаклига боғлиқ бўлади. Интенсивликнинг бурчак бўйича тақсимланиши ҳам мураккаблашади: сочилиш диаграммаси AA га нисбатан носимметрик бўлиб қолади ва заррачанинг размери, шакли ва табиатига қараб жуда мураккаб кўринишга эга бўлиши мумкин, лекин BB чизиғига нисбатан симметрияси сақланиб қолади.

Айтилган мураккабликлар катта заррачаларга эга нотиниқ (лойқа) мухитларда нур сочилишининг назариясини ишлаб чиқишни қийинлаштиради. Лекин бу ҳолат катта қизиқиш уйғотади, чунки улар

коллоид эритмаларда, полимерлар эритмаларида ва аналитик кимё, биология ва нанотехнологиялар учун муҳим ҳолларда кузатилади. Сочилишнинг бу мураккаб вариантыни ўрганишни оддий вариантдан – оддий (тозаланган ва шаффоф) суюқликлардаги сочилишдан бошлаган яхши. Буни молекуляр сочилик деб аталади.

v ва h - сочилиган ёруғлик нурланиши электр векторининг вертикал ва горизонтал тебраниш текисликларига мос келувчи сочилган нурлиниш коэффициентлари. Бу катталиклардаги v , h ва u индекслар тушувчи нур поляризацияси ҳолатини кўрсатади (2-расм). Кичик молекулаларда сочилишда олти катталик v_u, v_v, v_h ва h_u, h_v, h_h тўртта маълум муносабат орқали боғланган.

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{H}_u &= \frac{1}{2} (\mathcal{H}_v + \mathcal{H}_h), \\ \mathcal{V}_u &= \frac{1}{2} (\mathcal{V}_v + \mathcal{V}_h), \\ \mathcal{H}_h &= (\mathcal{V}_v \cos^2 \theta + \mathcal{H}_v \sin^2 \theta), \\ \mathcal{H}_v &= \mathcal{V}_h. \end{aligned} \right\}$$

Бу олти катталикдан ҳар қандай иккитаси мутақил ҳисобланади.

Кичик изотроп молекулаларда ёруғлик сочилганда, сочилган нурланиш (ҳолат учун $\theta=90^\circ$) тушувчи нурланиш кутбланиш текслигига боғлиқ бўлмасдан, фақатгина v компонентлардан ташкил топган. Сочилган ёруғлик депполяризацияси сочилган нурланишнинг h компонентаси пайдо бўлиши билан боғлиқ ва унинг катталиги Δh ва v ларнинг нисбатидан топилади.

Сочилган нурланиш депполяризацияси эритмадаги мавжуд молекулаларнинг катта ўлчамда эканлигидан ёки сочувчи зарраларнинг оптик анизотропияси билан боғлиқ.

Яқунда муҳит зарраларининг (молекулаларининг) кутбланувчанлиги турли ўқларида тулича эканлигига олиб келади. Катта ва кичик заррали изотроп ва анизотроп муҳитларда сочилган нурланишнинг сочилик бурчаги бўйича тақсимоти (индикатрисаси) тубдан фарқ қилади. Кейинчалик бу ҳолатдаги сочиликга алоҳида тўхталамиз.

Тушувчи нурланишнинг кутбланиш текислигига мос келувчи деполяризация коэффициенти учта турли хил муносабатда бўлади:

$$\left. \begin{aligned} \Delta_v &= \mathcal{H}_v / \mathcal{V}_v, \\ \Delta_h &= \mathcal{H}_h / \mathcal{V}_h, \\ \Delta_u &= \frac{\mathcal{H}_v + \mathcal{H}_h}{\mathcal{V}_v + \mathcal{V}_h} = \frac{1 + \Delta_h}{1 + \Delta_v^{-1}}. \end{aligned} \right\}$$

Кришнан муносабат

Кришнан муносабат орқали аниқланган деполяризация коэффициентининг иккита қийматини билган ҳолда номаълум бўлган учинчи коэффициентини ҳисоблаб топиш мумкин (масалан Δ_h ни Δ_u ва Δ_v ларни билган ҳолда аниқланади) [3].

Одатда $\theta=90^\circ$ ва $c \rightarrow 0$ ҳолатда ўлчанган Δ_h ни Δ_u ва Δ_v катталиклар эритмада сочилган нурланишнинг тафовут деполяризация коэффициентларини аниқлатади. Эритмада сочилган ёруғликнинг кутбланиш ҳолатини таҳлил қилиш маълум тур эритилган зарралар учун фойдали бўлиши мумкин.

а) кичик изотроп зарралар (молекулалар).

Бу ҳолатда зарралар дипольмоменти индуцирловчи ёруғлик тўлқинлари электр майдони кучланганлиги E йўналишига мос тушади. Шунинг учун муҳитга тушувчи нурланишларнинг табиий (u) ва вертикал (v) кутбланган ташкил этувчилари учун $H_u = H_v = 0$ ва $V_u > 0$, горизонтал (h) кутбланган ташкил этувчиси учун $H_h = V_h = 0$ тенглик бажарилади. Бундан куйидаги муносабат келиб чиқади:

$$\Delta_u=0, \Delta_v=0, \Delta_h - \text{аниқланмаган.}$$

б) кичик анизотроп зарралар (молекулалар).

Бу ҳолатда зарралар диполь моменти индуцирловчи ёруғлик тўлқинлари электр майдони кучланганлиги E йўналиши билан бирмунча бурчак ташкил қилади. Бундан кўринадики деполяризация компоненталари H_v, H_h ва V_h лар нолга тенг эмас. $H_h = V_h$

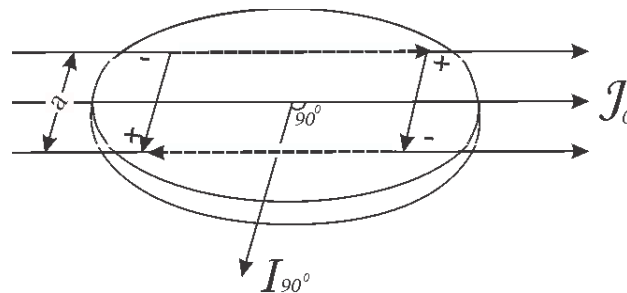
компоненталарининг симметриясидан келиб чиқиб қолган учта деполяризация компоненталари ўзаро тенг.

Шунинг учун

$$0 < \Delta_v < 1, \quad \Delta_h = 1, \quad \Delta_u = 2\Delta_v / (1 + \Delta_v).$$

в) Катта изотроп зарралар.

Муҳит зарраларининг ўлчамлари тушувчи нурланиш тўлқин узунлигига яқин бўлса, у ҳолда зарраларнинг квадруполь моменти нурлантирувчи иккламчи нурланиш текислиги тушувчи нурланиш текислиги билан паралел бўлади.



Катта зарра кесимидаги квадруполь момент

Муҳит заррасининг иккала кесими бўйича горизонтал (h) қутбланган тушувчи нурланишнинг электр векторининг фазалари фарқи 180° га тенг ва ҳар қандай вақт momentiда қарама-қарши йўналишга эга диполь моментлари $\theta = 90^\circ$ йўналишида нурланиш чиқармайди.

Бу тўртта зарядларнинг нурланишлари эквивалент бўлиб, лекин иккита диполь нурланиши (пунктир чизиқлар) зарядлар нурланиши билан 90° градус бурчак ташкил қилади. Диполь нурланиш тўлқинларининг фазалари фарқи $2\pi \left(\frac{1}{2} + \frac{a}{\lambda} \right)$ га тенг, бу ерда a – зарранинг кўндаланг ўлчами.

Агар $a \approx \lambda/2$ га тенг бўлса, у ҳолда иккита диполь моменти нурланишлари интерференцияси нурланишнинг тўлиқ сўнишига олиб келмайди ва натижада сочилган нурланишнинг $n_h > 0$ компоненти деполяризацияси пайдо бўлади. Квадруполь ўзининг перпендикуляр текислигида нурланиш чиқармайди, шунинг учун $v_h = 0$ га тенг. Шу сабабли, муҳитга тушувчи вертикал текисликда қутбланган нурланиш

(яъни $n_v = 0$), $\theta = 90^\circ$ йўналишида квадруполь нурланиши кузатилмайди, лекин сочилган нурланишнинг v_v ташкил этувчиси фақатгина диполь нурланиши ўз ичига олади.

$$\Delta_v = 0, \quad \Delta_h = \infty, \quad \Delta_u > 0.$$

Зарралар ўлчамлари ортиши билан n_v ва Δ_u ортади, бироқ уларнинг ўлчамлари $\frac{\lambda}{5}$ дан ошмаса, у ҳолда Δ_u янада кичик қийматларга эга бўлади.

г) катта анизотроп зарралар.

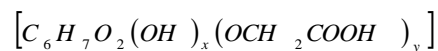
Катта анизотроп шарралар кичик анизотроп зарралар сингари учта деполяризацион компоненталарга эга. Лекин квадруполь нурланиш таъсири ҳисобига n_h компонента катта, бир-бирига тенг бўлган n_v ва v_h компоненталарга нисбатан, шунинг учун, $\Delta_h > 0$ дан катта ва заррача ўлчами ортиши билан монотон ортади [7].

III БОБ ПОЛИМЕР ЭРИТМАСИДА СОЧИЛГАН ЁРУҒЛИКНИНГ ИНТЕНСИВЛИГИГА АСОСАН МОЛЕКУЛА ХУСУСИЯТЛАРИНИ АНИҚЛАШ

§ 3.1. *Na* – КАРБОКСИМЕТИЛЦЕЛЛЮЛОЗАНИНГ ФИЗИК ВА КИМЁВИЙ ХУСУСИЯТЛАРИ

Целлюлоза табиатда энг кўп тарқалган табиий полимер бўлиб, у барча ўсимликлар ҳужайраларининг асосий қисмини ташкил этади. Дарахт ва ўсимликлар оғирлигининг 60% целлюлозадан иборат. Жумладан пахта чигити толасининг 95 – 98 фоизи, какоп толасининг (жут, рами) 60 – 65 фоизи, ёғоч толаси; тўқимасининг 40 – 55 фоизи, ўсимлик япроқлари, танасниинг 10 – 15 фоизи целлюлозадан иборат. Саноатда целлюлоза асосан дарахтдан олинади ва у ёғоч целлюлозаси деб аталади. У ни олиш учун дастлаб дарахт майдаланади ва кальций бисульфит эритмасига солиниб, 0,4 – 0,6 МПа босим, 125 – 150°C ҳароратда 10 – 15 соат қайнатилади. Маълумки, кальций биосульфит таркибида 3 – 8 % гача олтингугурт бор. Қайнатиш натижасида ёғоч таркибидаги лигнин ва осон гидролизланувчи полиозалар эритмага ўтиб, целлюлоза иккиламчи ўзга маҳсулотлардан тозаланади. У сув билан яхшилаб ювилади ва натрий гипохлорит ёки водород пероксид эритмасида оқартирилади. Олинган целлюлоза сульфит целлюлоза деб аталади. Унинг тозалиги 90 – 98% атрофида бўлади.

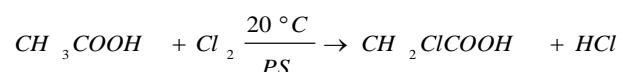
КАРБОКСИМЕТИЛЦЕЛЛЮЛОЗА



$$x + y = 3$$

Карбоксиметилцеллюлоза натрий жихатдан целлюлоза билан ГЛИКОЛ кислотанинг оддий эфири. Ишқорий муҳитда целлюлозага монохлорсирка кислота таъсир эттириб олинади.

Хлорсирка кислота саноатда тоза сирка кислотани хлорлаб олинади:



Реакция фосфор ёки олтингугурт иштирокида уй ҳароратида боради. Хлорсирка кислота оддий шароитда рангсиз кристалл, 61.3°C да суюқланади ва 189°C да қайнайди.

Карбоксиметилцеллюлоза нефть қудуқларини қазишда ишлатиладиган эритмалар учун стабилизатор сифатида қўлланилади. Эфирнинг тузи сувда эрувчи бўлгани учун техника мақсадларида крахмал ўрнида ҳам ишлатилади. Эфир тузининг эритмалари тўқимачилик саноатида йигирилган ипларни оҳарлашда, рудалардан қимматбаҳо металлларни олишда, уларни бойитишда ва елим ишлаб чиқаришда кенг ишлатилади. Бундан ташқари, карбоксиметилцеллюлоза сунъий совун олиш ва қоғозларнинг сифатини яхшилаш мақсадида кенг қўлланилади.

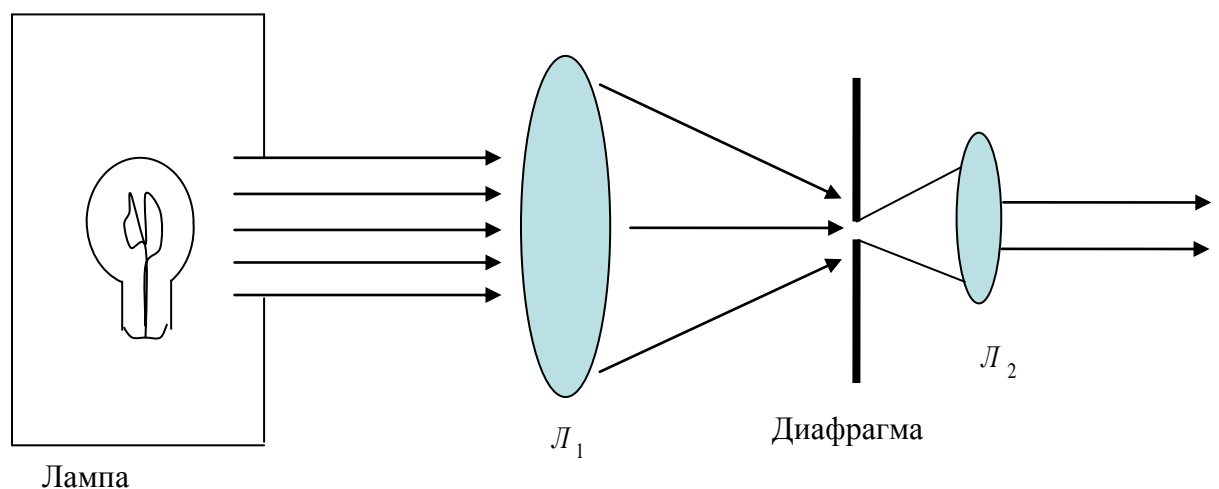
§ 3.2. МАКРОМОЛЕКУЛАЛАР МАССАСИНИ АНИҚЛАШ УЧУН ЭКСПЕРИМЕНТАЛ ҚУРИЛМА

Полимерлар бир нечта атомлар боғланиб айлана ҳосил қилишидан ташкил топган бўлади. Булар мономерлар деб аталади. Боғланиш айланалари кўп бўлса ўз навбатида полимерлар деб аталади. Полимерлар мономерлардан ташкил топган.

Полимер эритмаларида нурсочилиш параметрларини ўлчаш аниқликларига талаблар.

Нурсочилиш экспериментларини ўтказиётганда қуйидаги талаблар бажарилиши шарт:

1. Нур манбаси имкон борича стабил бўлиши керак.
2. Нур манбаси етарли даражада қуввати катта бўлиши керак. Маълумки, муҳитга киритилган ёруғликнинг $10^{-5} \div 10^{-6}$ қисми сочилишга сарф бўлади.
3. Эритмали кюветада нурнинг ингичка параллел дастасини ўтказиш яхши бўлади, бу натижаларни назарий таҳлил қилишни енгиллаштиради. Бунинг учун лампанинг ёруғлик энергиясини диаметри тахминан 1 мм бўлган диафрагмага фокусировка қилинади, бунда тешик L_2 линзанинг фокусида жойлашган бўлиш шарт (9-расмга қаранг).



9-расм.

4. Фотоумножитель чизиқий режимда ишлаши таъминланиши керак.
5. Паразит ёруғликлар ва бликлар бутунлай йўқотилиши керак.

Ишчи эталонни калибровка қилиш масаласи.

Эритмаларда нур сочилиши тадқиқ қилинганда ҳар бир концентрация учун сочилиш коэффициенти I_{90° ни ўлчашга тўғри келади. Уни ишчи эталоннинг сочилиш коэффициенти билан солиштириб топилади. Шунинг учун яхши эталон тайёрлаш экспериментатор учун жуда муҳим масаладир. Эталон тайёрлашда қуйидаги талабларни унитиш керак эмас:

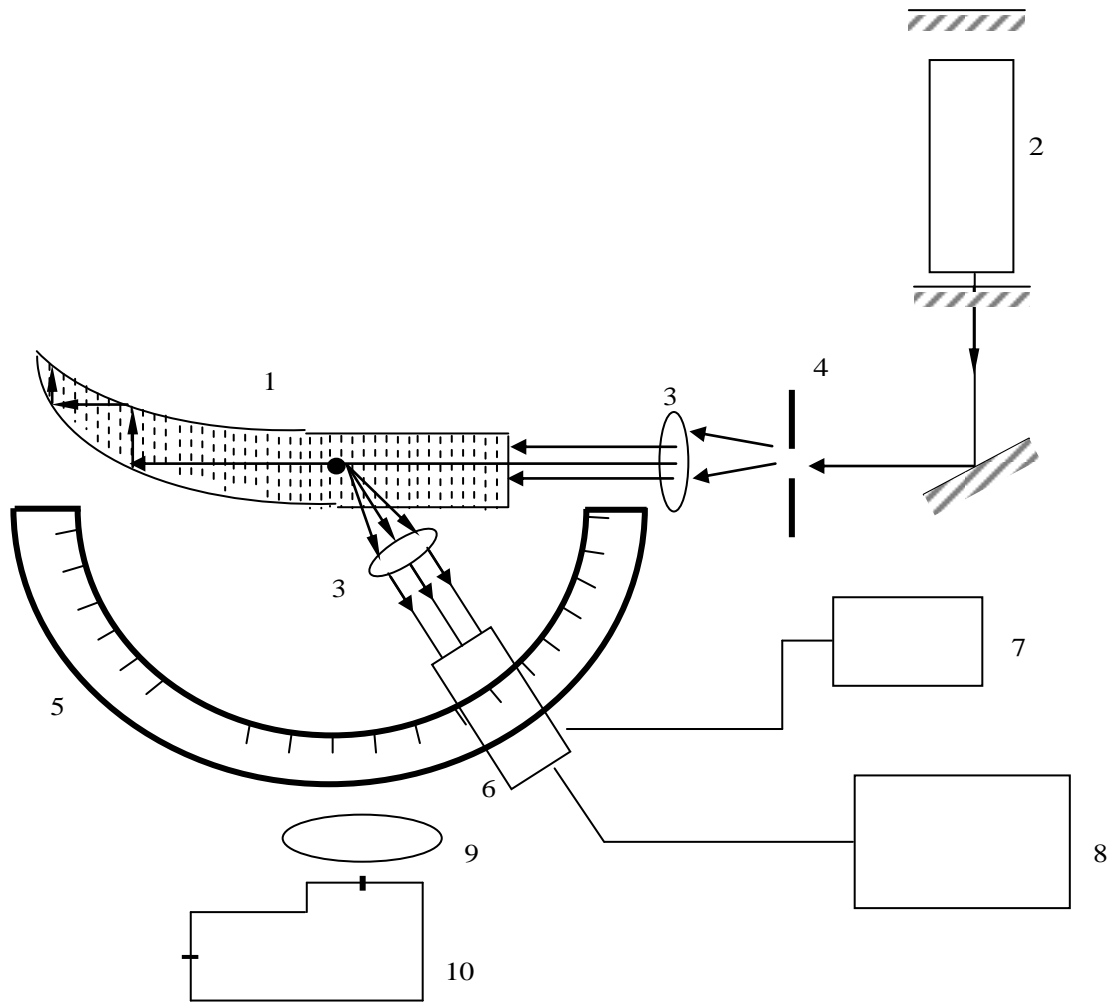
- эталоннинг сочилиш коэффициенти сон қиймати ўрганилаётган эритманики билан деярли бир хил бўлиш керак.
- сочилиш коэффициенти вақт ўтиши билан ўзгариш керак эмас.
- температуранинг тебранишларига унчалик сезгир бўлиши керак эмас.

Амалда эталон сифатида ҳар хил моддалар ишлатилиши мумкин: силикат шиша блоклари, шаффоф оргестекло, тоза суюқликлар ёки молекуляр массаси маълум бўлган полимер эритмаси ва ҳ.к. Лекин одатда эталон сифатида бензол ишлатилади. Бензолнинг сочилиш коэффициенти температура 25^0 ва $\lambda = 546 \text{ нм}$ учун $I_{90^\circ} = 22,8 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}$.

Агар экспериментда $He - Ne$ – лазер ($\lambda - 632 \text{ нм}$) ишлатилса I_{90° қиймати $\lambda - 632 \text{ нм}$ га мослаб ҳисоблаб чиқилиши керак. Бунда $546 \div 632 \text{ нм}$ тўлқин узунлиги интервалида синдириш кўрсаткичи n -нинг дисперсияси чизиқий деб ҳисобланади.

Экспериментал установканинг тузилиши.

Сочилиш интенсивлигини ўлчайдиган фотоэлектрик установканинг ҳар хил схемалари бор. Уларнинг асосий маъноси ва таркиби қуйидаги келтирилган расмда ўз аксини топган



10-расм..

Бу ерда: 1 – эритма солинган кювета; 2 - $He - Ne$ – лазер; 3 – линза; 4 – диафрагма; 5- яримёй; 6 – ФЭУ; 7 – ўзгармас кучланиш манбаси ($0 \div 1,5$ кВ); 8 – сигнал амплитудасини ўлчайдиган прибор; 9 – линза; 10 – люминесценция спектрини ўрганадиган спектрограф.

$He - Ne$ – лазернинг нури диафрагма 4 ни ёритади, линза 3 эса уни ингичка нур дастасига айлантириб кювета 1 га йўналтиради. Кюветада ўтишда нур сочилади ва сочилган нур тахминан $20^0 \div 160^0$ лар орасида қабул қилиниб линза 3 ёрдамида фотоумножитель ФЭУ 6 га юборилади. ФЭУ 6 нурни электр сигналга айлантиради ва бу сигналнинг амплитудаси 8 приборда ўлчанади. Худи шундай ўлчаш эталонда ҳам бажарилади ва полимер эритмасига тегишли I_{θ} топилади.

§ 3.3 Na – КАРБОКСИМЕТИЛЦЕЛЛЮЛОЗАНИНГ МОЛЕКУЛЯР МАССАСИНИ ОПТИК УСУЛДА АНИҚЛАШ

Нурсочилиш экспериментидан олинган натижаларни интерпретация қилишнинг икки усули бор: асимметрия методи ва жуфт экстраполяция методи.

Кичик молекулалар учун бурчак фактори $P(\theta)$ $\theta = 90^\circ$ йўналишга симметрикдир:

$$P_u(\theta) = P_u(180 - \theta) \quad \text{ва} \quad I_{u\theta} = I_{u(180 - \theta)}$$

Бу муносабат I_v га тааллуқлидир. Демак, индикатрисанинг симметрик бўлиши молекулаларнинг кичик эканлигини билдиради. Агар $\theta = 45^\circ$ бурчак остидаги сочилиш интенсивлиги $\theta = 135^\circ$ бурчак остидаги интенсивликдан катта бўлса, биз асимметрия ҳосил бўлади, деймиз. Бу катталик 5% ташкил этса, бу эритмадаги гаусс ғужумларнинг ўртача инерция радиуси $(\overline{R^2})^{1/2}$ тахминан баробар $\frac{\lambda}{25}$ га. Демак, сочилиш индикатрисасида сезиларли асимметрия ҳосил бўлса, эритмада размери λ га яқин молекулалар бор деб ҳисобласа бўлади. Сочилиш коэффициенти I_0 нинг бурчакка боғлиқлиги топилса, бу молекуланинг нисбий размерлари $\frac{D}{\lambda}$ ни ўлчашга имкон беради.

1948 йилда Зимм эритмада бир – бирига яқинлашган молекулалардан сочилган ёруғлик интерференциясини кўриб чиқиб топди:

$$\frac{cH}{I_\theta} = \frac{1}{M} P_v^{-1} + 2A_2C + \dots$$

Молекуляр масса M ни топиш $P_v(\theta)$ нинг кўринишга боғлиқ. Бу функцияни (ёки P_v^{-1} ни) μ нинг даражали кичик қийматлари қаторига ёйамиз:

$$P_v(\theta) = 1 - a_1\mu^2 + a_2\mu^4 - \dots \quad \text{ёки} \quad P_v^{-1}(\theta) = 1 + a_1\mu^2 - a_2\mu^4 + \dots$$

Бу ерда a_1 молекулаларнинг размерини характерлайди (шаклига боғлиқ бўлмаган ҳолда). Ёзилган қаторларни соддалаштирилиб ва инерция моменти радиусининг квадратини киргазиб $\left(R^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N r_{ic}^2 \right)$ қуйидаги кўринишда ёзамиз:

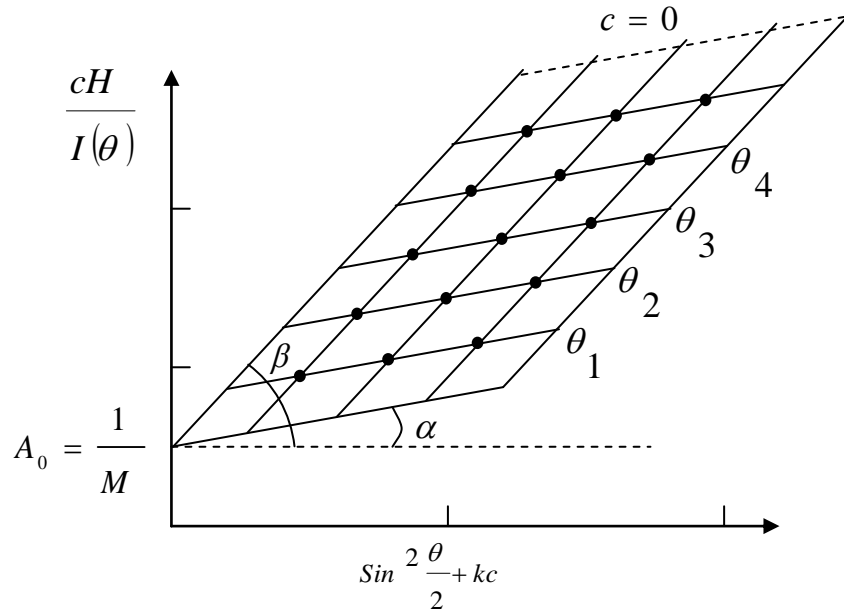
$$P_v(\theta) = 1 - \frac{1}{3} \mu^2 R^2 + \dots \quad \text{ёки} \quad P_v^{-1}(\theta) = 1 + \frac{1}{3} \mu^2 R^2 - \dots$$

N - молекуладиги осилляторлар сони, r_{ic} - инерция марказидан осилляторгача йўналтирилган радиус вектори. Гаусс ғужумчалари учун $\overline{R^2} = \frac{1}{6} N A^2$, A - занжир сегменти узунлиги. Натижада ҳосил бўлади:

$$P_v(\theta) = 1 - \frac{\mu^2}{6 N^2} \frac{N^2 A^2}{3} + \dots = 1 - \frac{1}{3} \mu^2 \overline{R^2} + \dots$$

Бу ердан $a_1 = \frac{1}{3} \overline{R^2}$ лигини топдик. $P_v(\theta)$ нинг бу хоссаси қуйидаги имкониятни беради: $\frac{cH}{I_{v\theta}}$ нинг $\sin^2 \frac{\theta}{2}$ га боғлиқлик графигини чизсак, бошланғич ординатаси $\frac{1}{M}$ га тенг бўлган тўғри чизик ҳосил бўлади, унинг оғиши ($\text{tg } \alpha$ си) $\overline{R^2}$ га пропорционалдир. Бунинг учун $I_{v\theta}$ ни c ва θ нинг қатор қийматлари учун ўлчанади ва $\frac{cH}{I_{v\theta}}$ нинг $\sin^2 \frac{\theta}{2} + kc$ га боғлиқлик графиги чизилади, бунда $kc \approx 1$ дан k танланади.

Шундан сўнг $\frac{cH}{I(\theta)}$ $c=0$ га экстраполяция қилинади (ҳар бир θ га тегишли точкалар орқали), ва $\theta=0$ га ҳам экстраполяция қилинади (ҳар бир c га тегишли точкалар орқали), 12-расмга қаранг.



11-расм.

$$\frac{cH}{I_\theta} = \frac{1}{M} + \frac{16\pi^2 R^2}{3\lambda^2 M} \sin^2 \frac{\theta}{2} + 2A_2 C \quad \text{бўлганлик учун} \quad \operatorname{tg} \alpha = 2A_2 \quad \text{ва} \quad \operatorname{tg} \beta = \frac{16\pi^2 R^2}{3\lambda^2 M}$$

$$\text{Гаус ғужумлари (клубоклари) учун} \quad (\overline{h^2})^{\frac{1}{2}} = \sqrt{6R^2} = \frac{3\lambda}{\pi\sqrt{2^3}} (\operatorname{tg} \beta M)^{\frac{1}{2}}$$

Демак, Зимм диаграммаси молекуланинг молекуляр массасини ва ўрта размерларини топишга имкон беради.

Юқорида келтирилган экспериментал қурилма ва методикага асосан *Na* – карбоксиметилцеллюлозанинг молекуляр массасини аниқлаш учун экспериментал тадқиқотлар ўтказилди. Бу тадқиқотлар ўтказишда олди томонига сочилган нур интенсивлиги $10^\circ \div 70^\circ$ орасида 10° қадам билан ўлчанди. Тадқиқотлар аниқлигини таъминлаш учун ҳар бир бурчакдаги ўлчашлар сериялар билан 10 мартадан амалга оширилди ва олинган қийматларнинг ўртача қиймати ҳисобга олинди. Ўлчашлар давомида шу кузатилдики ҳар бир сериядаги мос бурчакларда олинган интенсивликларнинг фарқи 5% дан ошмади. Бу четлашишларга сабаб фикримизча лазер нуруни вақт давомидаги ностабиллиги. Бир концентрациядаги полимер эритмаси билан эксперимент тамом бўлгач

иккинчи концентрацияга ўтилади. Концентрация ўзгартирилаётган пайтда лазер қурилмаси, кювета ва ФЭУнинг ўзаро жойлашиши ўзгартирилмайди.

Концентрацияни 5 хил қийматида юқорида айтиб ўтилган тажрибалар ўтказилди. Ушбу тажрибалардан олинган натижалар қуйида 1-жадвалда берилган. Ушбу жадвалда горизонтал йўналиш бўйича бурчакларнинг қийматлари ва вертикал йўналишда тегишли концентрациядаги интенсивликлар берилган.

1-жадвал

θ I	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°
I_{c_1}	0,01	0,008	0,007	0,005	0,004	0,003	0,0029
I_{c_2}	0,017	0,014	0,013	0,01	0,008	0,006	0,005
I_{c_3}	0,024	0,002	0,017	0,014	0,012	0,0098	0,0082
I_{c_4}	0,029	0,025	0,0211	0,0177	0,015	0,012	0,01
I_{c_5}	0,032	0,028	0,024	0,02	0,018	0,015	0,013

Na – карбоксиметилцеллюлозанинг концентрацияси қуйидагича ўзгартириб борилди. $c_1 = 2 \cdot 10^{-3} \text{ г / см}^3$; $c_2 = 4 \cdot 10^{-3} \text{ г / см}^3$; $c_3 = 6 \cdot 10^{-3} \text{ г / см}^3$; $c_4 = 8 \cdot 10^{-3} \text{ г / см}^3$; $c_5 = 1 \cdot 10^{-2} \text{ г / см}^3$

Ушбу натижаларга асосан Зимминг иккиланма интерполяция усулида молекуляр массани аниқлаш учун натижаларни 2-жадвалдагидек ёзиб олдик. Бу жадвалда H – эритманинг оптик доимийси ва у қуйидагича аниқланади:

$$H = \frac{4\pi^2 n_0^2}{\lambda_0^4 N_A} \left(\frac{dn}{dc} \right)^2$$

синдириш кўрсаткичини ўзгаришини концентрация ўзгаришига боғлиқлиги рефрактометрда аниқланади. 2 (а)-жадвалда вертикал қаторда бурчак қийматлари берилган, горизантал катаклар бўйича $\frac{c_1 H}{I_\theta}$ шу қийматни ўзгариши берилган. Бу катталик Зимм диаграммасида функция вазифасини бажаради. 2 (б)-жадвалда Зимм диаграммасида турли концентрацияларда юқорида кўрсатилган функцияни аргументларини қийматлари келтирилган.

2 (а)-жадвал

	$\frac{c_1 H}{I_\theta} \cdot 10^{-6}$	$\frac{c_2 H}{I_\theta} \cdot 10^{-6}$	$\frac{c_3 H}{I_\theta} \cdot 10^{-6}$	$\frac{c_4 H}{I_\theta} \cdot 10^{-6}$	$\frac{c_5 H}{I_\theta} \cdot 10^{-6}$
10°	1,4	1,65	1,85	2,05	2,3
20°	1,8	2,05	2,2	2,4	2,65
30°	2,15	2,2	2,6	2,8	3,1
40°	2,75	2,9	3,15	3,35	3,6
50°	3,3	3,5	3,7	3,9	4,15
60°	4,1	4,3	4,5	4,75	4,96
70°	5	5,2	5,4	5,6	5,8

2 (б)-жадвал

	$\sin^2 \frac{\theta}{2} + 100 \cdot c_1$	$\sin^2 \frac{\theta}{2} + 100 \cdot c_2$	$\sin^2 \frac{\theta}{2} + 100 \cdot c_3$	$\sin^2 \frac{\theta}{2} + 100 \cdot c_4$	$\sin^2 \frac{\theta}{2} + 100 \cdot c_5$
10°	0,21	0,41	0,61	0,81	1,01
20°	0,23	0,43	0,63	0,83	1,03
30°	0,27	0,47	0,67	0,87	1,07
40°	0,32	0,52	0,72	0,92	1,12
50°	0,38	0,58	0,78	0,98	1,18
60°	0,45	0,65	0,85	1,05	1,25
70°	0,53	0,73	0,93	1,13	1,33

Шу жадвалларга асосан Зимм диаграммаси чизилди (13-расм). Бу диаграммада қора нуқталар билан эксперимент давомида олинган қийматлар қўйилган. Концентрацияларни қийматлари ўзгарганда аргументнинг қиймати $100c$ га сурилган. Na – карбоксиметил-целлюлозанинг молекуляр массасини аниқлаш учун интерполяция усули билан c_0 ва $\theta = 0^\circ$ даги қийматлари экстраполяция усули билан аниқланди. Бу қийматлар диаграммада оқ нуқталар билан кўрсатилган. c_0 ва $\theta = 0^\circ$ чизиқлари ордината ўқини кесиб ўтган нуқта $1/m$ га тўғри келади. Шу методга асосан аниқланганда Na – карбоксиметил-целлюлозанинг молекуляр массаси 245000 а.н.о.б. Бу қиймат Na – карбоксиметилцеллюлозанинг паспортида кўрсатилган массаси билан мос келди.

Шу диаграммадан қуйидаги формулага асосан Na – карбоксиметил-целлюлозанинг молекуласининг ўртача ўлчамлари аниқланди. Унинг қиймати $(\overline{h^2})^{\frac{1}{2}} = 0,37 \cdot 10^{-6}$ га тенг экан. Бу қиймат адабиётларда келтирилган қиймат билан етарлича мос тушди.

Гаус ғужумлари (клубоклари) учун $(\overline{h^2})^{\frac{1}{2}} = \sqrt{6\overline{R^2}} = \frac{3\lambda}{\pi\sqrt{2^3}}(\operatorname{tg}\beta M)^{\frac{1}{2}}$

$$(\overline{h^2})^{\frac{1}{2}} = \sqrt{6\overline{R^2}};$$

$$\sqrt{6\overline{R^2}} = \frac{3\lambda}{\pi\sqrt{2^3}}(\operatorname{tg}\beta M)^{\frac{1}{2}}$$

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{16\pi^2\overline{R^2}}{3\lambda^2 M};$$

$$\overline{R^2} = ?$$

$$\overline{R^2} = \frac{3\lambda^2 \operatorname{tg}\beta M}{16\pi^2};$$

$$6 \cdot \overline{R^2} = 6 \cdot \frac{3\lambda^2 \operatorname{tg}\beta M}{16\pi^2}$$

$$6\overline{R^2} = \frac{18\lambda^2 \operatorname{tg}\beta M}{16\pi^2};$$

$$\sqrt{6\overline{R^2}} = \sqrt{\frac{3^2\lambda^2 \operatorname{tg}\beta M}{2^3\pi^2}}$$

$$\sqrt{6\overline{R^2}} = \frac{3\lambda}{\sqrt{2^3}\pi}(\operatorname{tg}\beta M)^{\frac{1}{2}};$$

$$\lambda = 630 \text{ нм}; \quad \pi = 3,14; \quad \operatorname{tg}\beta = \frac{\sin\beta}{\cos\beta} = \frac{y}{x}; \quad x = 4,1; \quad y = 0,3;$$

$$\sqrt{6\overline{R^2}} = \frac{3}{\sqrt{2^3}} \frac{\lambda}{\pi} (\operatorname{tg}\beta M)^{\frac{1}{2}} = \frac{3}{\sqrt{8}} \frac{630 \text{ нм}}{3,14} \sqrt{13,7 \cdot 0,245 \cdot 10^6} = 0,37 \cdot 10^{-3};$$

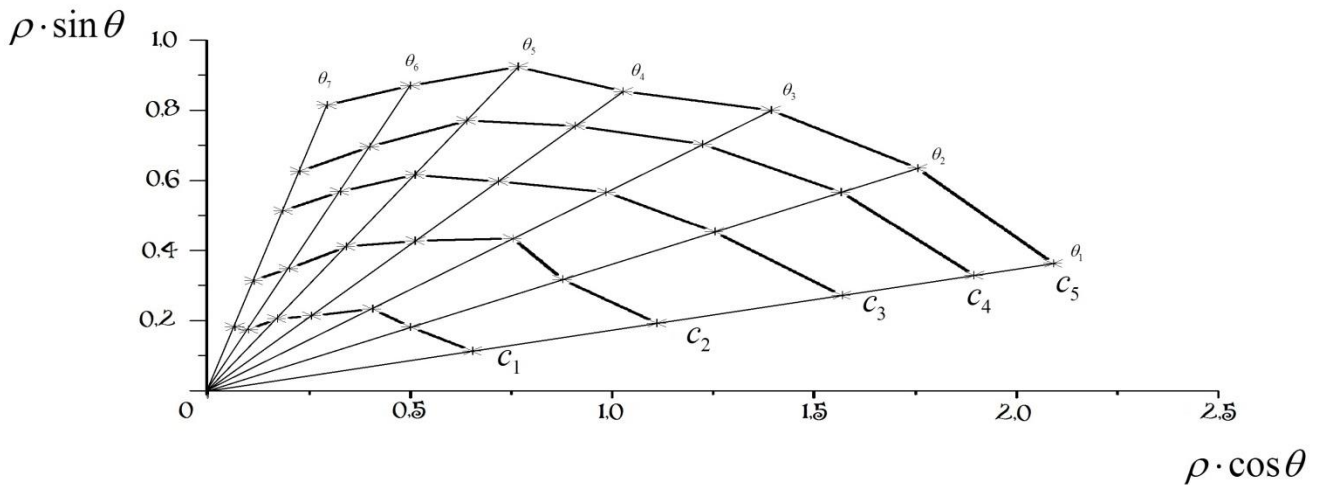
$$\sqrt{6\overline{R^2}} = 0,37 \cdot 10^{-3};$$

$$(\sqrt{6\overline{R^2}})^2 = (0,37 \cdot 10^{-3})^2;$$

$$\overline{R^2} = 0,61 \text{ мкм};$$

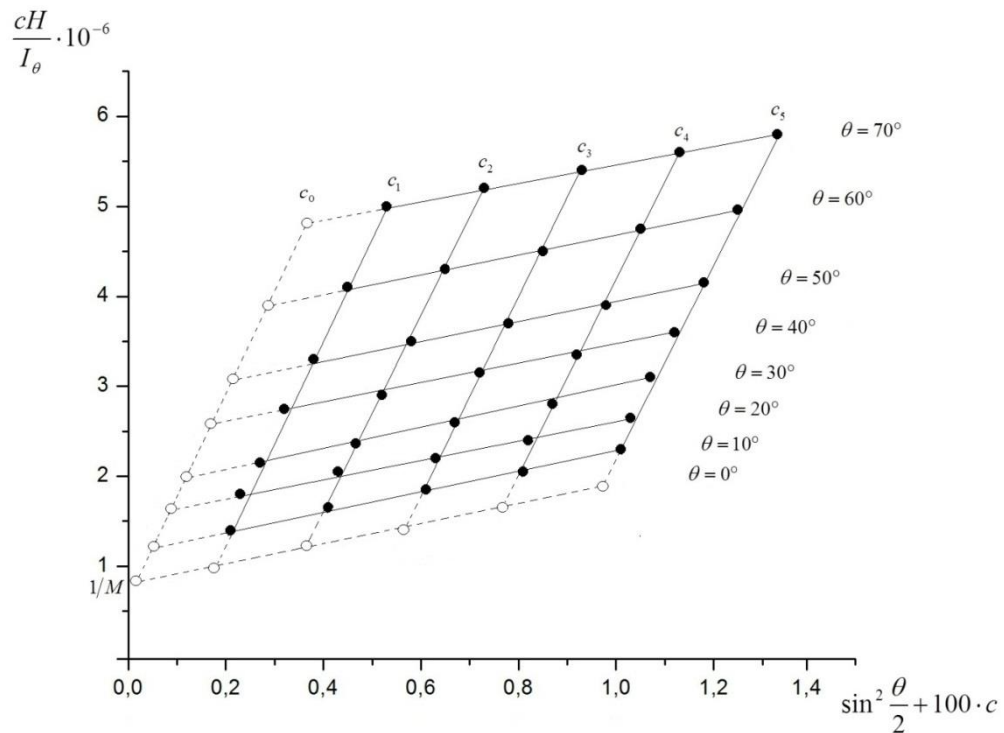
$$(\overline{h^2})^{\frac{1}{2}} = \sqrt{6\overline{R^2}};$$

$$(\overline{h^2})^{\frac{1}{2}} = 0,37 \cdot 10^{-6}$$



12-расм. Интенсивлик индикатрисаси.

12-расмда интенсивлик индикатрисаси берилган бўлиб, бунда фақат битта чораги яъни бурчаклари $10^\circ \div 70^\circ$ оралиғида олинган натижалар кўрсатилган. Ушбу расмда концентрация ошиши билан интенсивлиги ҳам ортиб боришини кўришимиз мумкин. Аксинча бурчак ортиши билан эса интенсивлик камайиб боради. Ушбу расмда ҳосил бўлган индикатрисамизни симметриясини айрим камчиликлар сабабли кўриб чиқилмади.



13-расм Зимм диаграммаси

Тажрибада олинган натижаларни Зимм диаграммасига тадбиқини кўришимиз мумкин. Энг кам концентрацияли эритмада $\theta = 0^\circ$ бурчак остида сочилган ёруғлик интенсивлигига нормировка қилинган. Бу ерда $\theta = 0^\circ$ нуқтадаги интенсивлиги энг кам концентрацияли эритмада ёруғликнинг турли бурчакларда сочилиши графикасидан апроксимация усули билан топилди.

$M = \left(\frac{cH}{I_\theta} \right)^{-1}$ Эканлигини билган ҳолда графикдан кўриниб турибдики

$\frac{cH}{I_\theta} \cdot 10^{-5} = 0,4$ га тенг. $\frac{1}{M} = 0,4 \cdot 10^{-5}$ га тенг бўлиб, молекуляр масса

$M = \frac{1}{0,4 \cdot 10^{-5}}$ ва натижада $M = 2,45 \cdot 10^5$ яъни $M = 245000$ эканлигини тажриба

асосида аниқлаб олишимиз мумкин.

ХУЛОСА

Юқорида келтирилган изланишлар шуни кўрсатдики юқори молекуляр моддаларда молекулаларнинг массасини аниқлаш ва уларни назорат этиб бориш янги, турли хусусиятли полимер материаллар ишлаб чиқаришда катта аҳамиятга эга. Бу ишни амалга ошириш учун ишлаб чиқаришга фаннинг илғор технологияларини жорий қилиш керак. Шу йўналишда олиб борилган ишлар натижаси сифатида қуйдагиларни хулоса қилиш мумкин.

1. Юқори молекуляр бирикмаларни молекуляр массасини аниқлашда ёруғлик сочилишига асосланган методни ишлаб чиқаришга тадбиқ этиш мақсадга мувофиқ бўлиши аниқланди.

2. Ёруғлик сочишиш индикатрисаси ўрганишга мўлжалланган, нурлатгич сифатида стабиллаштирилган лазер ишлатиладиган, экспериментал қурилма яратилди.

3. Экспериментал қурилмада Na – карбокциметилцеллюлоза эритмасининг сочилиши индикатрисаси аниқланди.

4. Олинган натижалар қайта ишлаб Na – карбокциметилцеллюлоза молекуласининг оғирлиги ва ўртача ўлчамлари аниқлангди.

Олинган натижа ва хулосаларни умумлаштириб шуни такидлаш мумкин ёруғлик сочилишига асосланган метод билан макромолекулалар массасини саноат корханаларида қўллаш мумкин. Натижалар олинишини тезлаштириш учун қурилмани автоматлаштириш мақсадга мувофиқ.

Фойдаланилган адабиётлар

1. *Г.С.Ландсберг* «Оптика» Издательство фирма «Физико – математическая литература» МАИК «Наука/Интерпериодика» стереот. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003 – 848 с.
2. *С.И. Кленин, М.Л.Сушко.* «Рассеяние света в водных растворах фуллеренсодержащих полимеров». Журнал технической физики, 2000, том 70, вып. 3.
3. *В.Е. Эскин* «Рассеяние света растворами полимеров». Издательство «Наука», Москва. 1973 г.
4. *В.Э. Эскин.* «Рассеяния света растворами полимеров и свойства макромолекул». «Наука», 1986 г.
5. *В.Э. Эскин, А.Е.Нестеров* Высокомолекул. соед. 3, 1800 (1961).
6. *И.Е.Тамм.* «Основы теории электричество» Гостехиздат, 1954 г.
7. *И.Л Фабелинский.* «Молекулярное рассеяние света». М.: Наука 1970.
8. *М.А. Ельяшевич* «Атомная и молекулярная спектроскопия». Москва. Физматиз, 1962 г.
9. *Вукс М.Ф.* Рассеяние света в газах, жидкостях и растворах. Л., Изд-во Ленингр. ун-та, 1977.
10. *В.Н.Zimm., J.Chem., Phys.* v.16, p.1093 (1948)
11. *М.Л. Суцинский* «Комбинационное рассеяние света и строение вещества». Издательство «Наука», Москва. 1981 г.
12. *Г. Грей* «Электроны и химическая связь». Издательство «Мир», Москва. 1967 г.
13. *И.И. Кондиленко, П.А. Коротков* «Введение в атомную спектроскопию». Издательство «Высшая школа», Киев. 1976 г.
14. *В.Е. Эскин* «Рассеяние света растворами полимеров». Издательство «Наука», Москва. 1973 г.
15. *Г. Эйринг, Дж. Уолтер* «Квантовая химия». Издательство «Мир», Москва. 1978 г.

16. *М.А. Ельяшевич* «Атомная и молекулярная спектроскопия». Москва. Физматиз, 1962 г.
17. *А.Л. Букаченко, А.М. Вассерман* «Стабильные радикалы». Москва. Химия 1973 г.
18. *Т.И. Лихтенштейн* «Метод спиновых меток в молекулярной биологии». Издательство «Наука», Москва. 1974 г.
19. *Г. Чанг* «Физическая химия с приложениями в биология». Издательство «Мир», Москва. 1980 г.
20. *Я. Рабек* «Экспериментальные методы в химии полимеров». Издательство «Мир», Москва. 1983 г.
21. *М.Л. Суцинский* «Комбинационное рассеяние света и строение вещества». Издательство «Наука», Москва. 1981 г.
22. *Л. Велюз, М. Легран, М. Грожан* «Оптический круговой дихроизм». Издательство «Мир», Москва. 1967 г.
23. *Л.П. Казаченко* «Молекулярная спектроскопия жидкостей». Издательство БГУ (Минск). 1978 г.
24. *С.Н. Андреев, М.Ф. Смирнова* «Строения электронных оболочек атомов, теория химической связи». Издательство Ленинградского Университета, 1974 г.
25. *Т. Гилсон, П. Хендра.* «Лазерная спектроскопия КР в химии». Издательство «Мир», Москва. 1973 г.
26. *И.Л. Фабелинский.* «Спектры молекулярного рассеяния света и некоторые их применения». Успехи физических наук. 1994. т.164. с.897.
27. *И.Л. Фабелинский.* «Избранные труды». В 2 т. Под ред. В.Л. Гинзбурга. М.: ФИЗМАТЛИТ 2005.
28. *М.Ф. Вукс.* «Рассеяния света в газах, жидкостях и растворах». Изд. ЛГУ 1977.
29. Физическая акустика (под редакцией. У Мэзона). том VI. Пер. с. англ. М.: Мир. 1993.

30. Дж. Тейлор. Введение в теорию ошибок. Пер. с. англ. М.: Мир. 1985.
31. В.Ф. Ноздрев. Молекулярная акустика. Изд. "Высшая школа". М. 1974.
32. Л.И. Мандельштам. Полное собрание трудов: в 5 т. М.: Изд-во АН. 1948.
33. Г.С. Ландсберг. Избранные труды. М.: Изд-во АН. 1958.
34. L. M. Sabirov, D. I. Semenov, and Kh. S. Khaidarov, "Dispersion of the High-Frequency Sound Velocity in the Aqueous Solution of 4-Methylpyridine," *Physics of Wave Phenomena*. 2010. v.18, №3, p.159.
35. D.I. Semenov, "Adiabatic Compressibility of the 4-Methylpyridin–Water Solution as a Function of the Temperature, Concentration, and Sound Frequency," *Physics of Wave Phenomena*. 2010. v.18, №3, p.155.
36. Н.Ф. Бункин, В.С. Горелик, Л.М. Сабиров, Д.И. Семенов, Х.С. Хайдаров, Частотное смещение компонент тонкой структуры линии Рэлея в водном растворе 4-метилпиридина в зависимости от температуры, концентрации и угла рассеяния света. «Квантовая электроника». 2010. т.40, №9, с.817.
37. Л.М. Сабиров, Д.И. Семенов, Х.С. Хайдаров, Спектры рассеяния Мандельштама-Бриллюэна в растворе γ – пиколин – вода и проявление в них фазового перехода типа структурного при малых концентрациях γ – пиколина. «Оптика и спектроскопия». 2008. т.105, №3, с.405.
38. Л.М. Сабиров, Д.И. Семенов, Х.С. Хайдаров, Температурные и концентрационные исследования частотного смещения компонент тонкой структуры линии Рэлея в водном растворе γ – пиколина, «Оптика и спектроскопия». 2007. т.103, №3, с.505.
39. С.И.Кленин, М.Л.Сушко, М.А.Думпис, Л.И.Познякова, Л.Б.Пиотровский «Рассеяние света в водных растворах фуллеренсодержащих полимеров». Журнал технической физики, 2000, том 70, вып. 3.

40. Белоусов В.П., Белоусова И.М., Будтов В.П. и др. // «Опт. журн». 1997. Т. 64. № 12 С. 3-37.
41. Елецкий А.В. // ТВТ. 1996. Т 34. № 2. С. 308-323.
42. Friedman S.H., DeCamp D.L., Sijbesma R.P. et al. // J. Am. Chem. Soc. 1993. Vol. 115. N 15. P. 6506-6509.
43. <http://www/maik.ru> – Портал издательства научной литературы МАИК, содержание журналов «Журнал экспериментальной и теоретической физики», «Оптика и спектроскопия»
44. <http://www.ufn.ru> – Сайт журнала «Успехи физических наук»
45. <http://www/lebedov.ru> – Сайт Физического Института Академии Наук (ФИАН) России, содержание журнала «Краткие сообщения по физике ФИАН».

ИЛОВА

Қуйида диссертация мавзуси бўйича чоп этилган мақолалар нусхаси келтирилган.

