

ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ ОЛИЙ ВА ЎРТА МАХСУС ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ

ФИЗИКА

Оптика. Атом ва ядро физикаси

Ўзбекистон Республикаси

Олий ва ўрта махсус таълим Вазирлиги

техника олий ўқув юрти бакалавриат таълим йўналишининг «Кончилик ишлари»,

«Металлургия» ихтисослиги талабалари учун дарслик сифатида тавсия этган

ТОШКЕНТ-2005

Муаллифлар:

Бозорова Саодат Джамаловна,
Камолов Неъмат Камолович

Физика-математика фанлари доктори, профессор
М.С. БАХОДИРХОНОВ таҳрири остида

Т а қ р и з ч и л а р: Физика-математика фанлари доктори, проф П.Х. МУСАЕВ
физика-математика фанлари номзоди,
доц. С.Р ПОЛВОНОВ

Ушбу дарслик умумий физика курсининг «Оптика, атом ва ядро физикаси» қисмини ўз ичига олиб, «Тўлқинлар оптикаси», «Ёруғликнинг квант табиати», «Атом физикаси», «Атом ядроси» бўлимларидан ташкил топган. Бўлимлар сўнгида тест ва таянч ибораларга асосланган назорат саволлари ҳам берилган бўлиб, физик қонуниятларнинг кўргазмали тасвирланганлиги талабаларга қулайлик туғдиради.

Дарсликнинг мақсади талабаларнинг назарий билимларини амалиётда тажриба билан умумлаштиришга қаратилган бўлиб, физик қонуниятлардан онгли равишда фойдаланиб, келгусида физикага асосланган ихтисослик фанларини чуқур ва пухта ўрганишга асос яратишдир.

Ўзбекистон Республикаси Олий ва ўрта махсус таълим Вазирлиги ҳузуридаги Олий ўқув юртлараро илмий-услубий бирлашмалар фаолиятини Мувофиқлаштирувчи Кенгашнинг 2005 йил 28 майдаги 3- сонли қарорига асосан нашр этилмоқда.

СЎЗ БОШИ

Ушбу дарслик мамлакатимиз тарихида улкан воқеа бўлган Таълим тўғрисидаги қонун ва Кадрлар тайёрлаш миллий дастурини ҳаётга тадбиқ этиш натижасида вужудга келган бўлиб, олий ва ўрта махсус таълим Вазирлиги томонидан тасдиқланган ўқув дастури асосида ёзилган.

Кадрлар тайёрлаш миллий дастурида барча хил ва турдаги таълим муассасаларида юқори малакали мутахассислар тайёрлаш учун узлуксиз фан, таълим ва ишлаб чиқариш салоҳиятидан самарали фойдаланишга алоҳида урғу берилиб, мутахассисларга бўлган умумдавлат ва минтақавий талаблар истикболини аниқлаш масалаларига алоҳида эътибор қаратилган. Юқори малакали кадрлар тизимини шакллантиришда, авваллари фақат фундаментал фан сифатида қаралиб келинган табиий фанлар, бугунги кунга келиб ихтисослик фанларини чуқур ўрганиш учун асосий бўғиннинг бир ўзаги сифатида тан олинмоқда. Техниканинг юксак раванқлар билан ривожланиши натижасида тадқиқотларнинг физик усуллари геология, минералогия ва металлургия каби фан соҳаларига тадбиқ этилиши физикани асосий фанлардан бирига айлантирди.

Физика саноатни янги асбоблар билан бойитди, ишлаб чиқаришда меҳнат унумдорлигини салмоғини оширишга қодир бўлган янги усулларнинг яратишга асос бўлди.

Ишлаб чиқаришнинг жадал ривожланишида автоматлаштириш, комплекс механизациялаш каби муҳим соҳалар физик ходиса ва қонуниятларга асосланади. Янги технологик жараёнларни ишлаб чиқариш мавжуд технологияларни янада такомиллаштириш каби вазифалар ушбу жараённинг физик асосларини пухта билишни талаб қилади.

Оптика физиканинг муҳим қисмларидан бири ҳисобланиб, ёруғлик билан боғлиқ ходисалар қонунларини ўрганади. XIX аср охири XX аср бошларида оптика классик физика доирасида туриб тушунтириб бўлмайдиган (абсолют қора жисм нурланиши, ёруғлик ва микрозаррачалар оқимининг дуалистик (икки ёқлама) табиати, электроннинг дифракцияси, атом спектрал сериялар қонунлари каби) қатор тажриба маълумотларни тўплади. Ана шу ходисалар ўртасидаги боғланишларни топишга ва уларни ягона нуқтаи назардан тушунтира оладиган дунёқарашни яратишга бўлган уринишлар квант оптиканинг вужудга келишига сабаб бўлди.

Квант оптикани қонунлари ҳозирги замон модда тузилишининг фундаментал асосларини ташкил этади. Бу таълимот узоқ йиллардан бери муаммо бўлиб келган атом ва атом ядролари тузилишининг кимёвий табиати, элементар заррачалар хусусиятини, қолаверса жуда кўп сондаги оптик электромагнитик ва бошқа физик ходисаларни тўғри тушунтира олди. У бир қатор макроскопик ходисаларни жумладан, газлар ва қаттиқ жисмлар иссиқлик сиғими ҳамда қаттиқ жисм (металл, яримўтказгич, диэлектрик)лар тузилишини тушуниб етишга имкон берди. Ферромагнетизм, ўтаоқувчанлик ва ўтаўтказувчанлик ходисалари фақат квант оптикани ёрдамидагина ўзларининг тўғри талқинини топди.

Астрофизиканинг «оқ миттилар», нейтрон юлдузлар, «қора туйнуклар» каби объектларнинг табиати юлдузлар ва Қуёш бағрида кечадиган термоядровий синтез реакциялари механизмини квант назарияси томонидан мунтазам кетма-кетликда очиб берди.

Ҳозирги замон фан ва техникасининг ривожланишида кескин бурилиш ясаган квант электроникаси ва оптоэлектрониканинг фундаментал асосларини квант механикаси (оптика) ташкил этади.

Асримизда руй бераётган қатор буюк техник прогресслар квант назарияси билан боғлиқдир. Ядро реакторлари, қудратли тезлаткичлар ва замонавий микроэлектроника қурилмаларининг ишлаш принциплари асосида квант назарияси қонунлари ётади. Жуда сезгир ва аниқ ўлчов асбоблари ҳамда автоматик ишловчи қурилмаларнинг ишлаб чиқаришда қўлланилиши физик тадқиқотлар аҳамияти ниҳоятда муҳимлигини кўрсатади.

Ер шароитида бошқариладиган термоядровий реакцияларни амалга ошириш, ажойиб хусусиятли магнетик, сегнотозэлектрик, ўтаўтказгич моддаларни топиш ва улар асосида ишлаб чиқаришда қўлланилувчи энг янги асбоб ва қурилмалар яратиш квант назариясига, шунингдек оптикага таяниб, иш юритишни тақозо этади.

Шундай қилиб, квант физикаси моддий дунё тузилиши тўғрисидаги тасаввурларимизни ўзгартириб қолмасдан, балки инсон турмуш тарзига кучли таъсир ўтказаётган асосий фанлардан бирига айланиб бормоқда. Ана шундай фанларни мукаммал ўрганиш эса ишлаб чиқаришни юқори малакали мутахассислар билан таъминлашда катта аҳамият касб этиб, технологик жараёнлар моҳиятини физик қонун ва ҳодисалар асосида чуқур тушунишга имконият яратади.

I – Бўлим

ТЎЛҚИНЛАР ОПТИКАСИ

I Боб

ЁРУҒЛИК ТАБИАТИГА БЎЛГАН ДУНЁҚАРАШЛАР

II Боб

ЁРУҒЛИК ИНТЕРФЕРЕНЦИЯСИ

III Боб

ЁРУҒЛИК ДИФРАКЦИЯСИ

IV Боб

ЁРУҒЛИК ДИСПЕРСИЯСИ

V Боб

ЁРУҒЛИКНИНГ ҚУТБЛАНИШИ

I Боб. ЁРУҒЛИК ТАБИАТИГА БЎЛГАН ДУНЁҚАРАШЛАР

1. 1§ Ёруғликнинг қайтиш ва синиш қонунлари

Оптика – ёруғлик ва у билан боғлиқ ҳодисалар қонунлари ҳақидаги фандир.

Қадимда ёруғлик ҳодисаларининг баъзи қонун (ёруғлик тарқалишининг мустақиллиги, ёруғликнинг бир жинсли муҳитда тўғри чизик бўйлаб тарқалиши, ёруғликнинг қайтиши ва синиши)лари тажрибада аниқланган.

1. Ёруғликнинг тўғри чизик бўйлаб тарқалиш қонуни. Бир жинсли муҳитда ёруғлик тўғри чизик бўйлаб тарқалади.

Бу қонун Евклид (бизнинг эрамыздан 300 йил илгари) езган деб ҳисобланган оптикага оид асарда учрайди, лекин бу қонун ундан анча илгари маълум бўлган ва қўлланилиб келган бўлса керак.

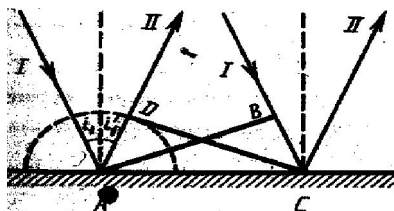
Нуктавий ёруғлик манбалари ҳосил қиладиган кескин соялар устида ўтказилган кузатишлар ёки кичик тешиклар ёрдамида олинган тасвирлар бу қонуннинг тажрибада тасдиқланишидир.

2. Ёруғлик тарқалишининг мустақиллик қонуни.

Ёруғлик оқимини диафрагмалар ёрдамида айрим ёруғлик дасталарига ажратиш мумкин. Бу ажратилган ёруғлик дасталарининг таъсири мустақил бўлар экан, айрим бир даста ҳосил қиладиган тасвир, бошқа дасталарнинг айна вақтдаги таъсирига боғлиқ эмас. Масалан, фотоаппарат объективига кенг ландшафддан ёруғлик тушаётган бўлса, у ҳолда ёруғлик дасталарининг бир қисмини тўсганимизда, бошқа дасталарнинг берадиган тасвири ўзгармайди.

3. Ёруғликнинг қайтиш қонуни.

Тушаётган нур, қайтарувчи сиртга ўтказилган нормал ва қайтган нур бир текисликда ётади (1.1 - расм), бунда нур билан нормал орасидаги бурчак ўзаро тенг бўлади: i тушиш бурчаги, i' қайтиш бурчагига тенг. $i = -i'$

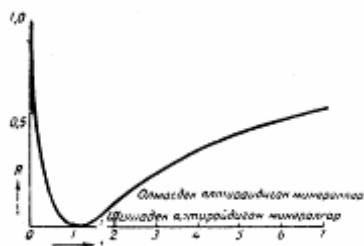


1.1 - расм

Ёруғликнинг қайтариш кўрсаткичи минералларнинг хусусиятлари ҳақида муҳим маълумотлар беради. Синдириш кўрсаткичи маълум бўлган ҳолда кўпчилик минераллар учун нурнинг қайтиш кўрсаткичи (R) ни Френель формуласи билан ҳисоблаш мумкин:

$$R = \left(\frac{n - 1}{n + 1} \right)^2$$

Баъзи тоғ жинслари ва минераллари учун синдириш кўрсаткичи, қайтариш кўрсаткичининг функцияси бўлиб, у умумий ҳолда 1.2 - расмда кўрсатилган.



1.2 - расм

n

расмдаги эгри чизик $n=1$ да минимумга эга.

1) Синдириш кўрсаткичи $n=1,3 \div 1,9$ бўлган минераллар шишалик ялтираш хусусиятига эга бўладилар. (муз учун $n=1,309$, криолит $n=1,34 \div 1,36$, флюорит $n=1,43$ кварц $n=1,544$, корунд $n=1,77$, ёкит $n=1,84$).

2) Синдириш кўрсаткичи $n=1,9 \div 2,6$ ораликда бўлган минераллар олмосдек товланади. Циркон ($n=1,92 \div 1,960$), касситерит ($n=1,99 \div 2,09$), олмос ($n=2,40 \div 2,46$), рутил ($n=2,62$).

3) Синдириш кўрсаткичи $n=2,6 \div 3,0$ бўлган жинслар шаффоф минераллардек ялтирайди. Алабандин ($n=2,70$), куприт ($n=2,85$), киноварь ($n=2,91$), гематит ($n=3,01$).

4) Синдириш кўрсаткичи учдан ошса, бундай жинслар металдек ялтирайди. Уларга перонзит, молибденит, антимонит, галенит, пирлит, висмутлар кирази. Графикда минимумдан чапда қайтариш кобиляцияни кўрсатувчи эгри чизик бирдан юкори кўтарилади. Бу соҳага синдириш кўрсаткичи бирдан кичик булган баъзи соф металллар: кумуш ($n=0,18$), олтин ($n=0,36$), мис ($n=0,64$) ва хоказолар туғри келади. Ер юзида кўп тарқалган минераллар $n=1,5 \div 1,7$ ораликда бўлган моддалардир.

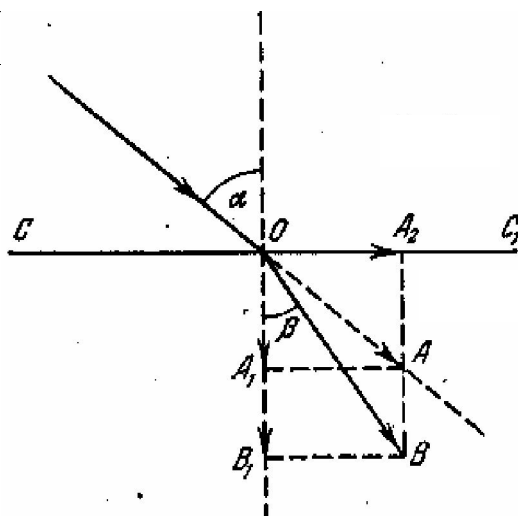
Ёруғлик табиатида бўлган дунёқараш турли давр олимлари томонидан турлича талқин қилиниб келинган.

Ньютон (1672 й.) ёруғликни, сақланиш қонунларига бўйсунадиган субстанция корпускулалар оқимидир деб ҳисоблаб, ёруғликнинг эмпирик қонунларини тушунтирди.

Ёруғликнинг қайтиши шарчаларнинг эластик урилишига қиёсланса, синиши эса синдирувчи муҳит- молекулаларининг корпускулаларни тортиши туфайли тезлигини ўзгартириши натижаси деб қаралган.

3. *Нур тушиши бурчаги синусининг синиши бурчаги синусига нисбати, иккала муҳит учун ўзгармас катталиқ бўлиб, нисбий синдириш кўрсаткичи деб юритилади.*

$$n_{21} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$$



1.3 - расм

$$n_{21} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{A_1 A}{OA}$$

Бу ерда $v_1 = OA$, мос ҳолда биринчи ва иккинчи муҳитда ёруғликнинг тарқалиш тезлиги.

Нисбий синдириш кўрсаткичи ёруғликнинг иккинчи муҳитдаги тарқалиш тезлигининг биринчи муҳитдаги тарқалиш тезлигига нисбатан ўзгаришини билдиради.

Ҳар қандай муҳитнинг вакуумга нисбатан синдириш кўрсаткичи абсолют синдириш кўрсаткичи дейилади. Агар вакуумда ёруғлик тарқалиш тезлигини c -деб белгиласак, ($v_1 = c$)

$$n = \frac{v}{c} \quad (1.2)$$

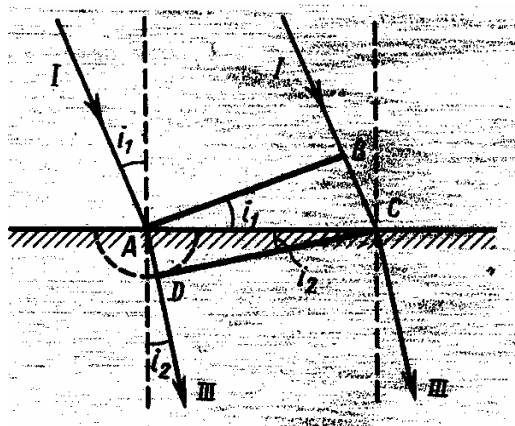
Тажрибалар кўрсатишича, ҳар қандай моддалар учун n бирдан катта демак, ёруғликнинг моддаларда тарқалиш тезлиги вакуумда тарқалиш тезлигидан катта ($v > c$) деган хулоса чиқади.

Гюйгенс (1736 й.) ёруғлик ҳодисаларини тушунтиришда тўлқин назарияга таянади.

Ёруғлик бутун борлиқни тўлдирувчи (космик фазодан тортиб, ҳатто модда таркибини ҳам) гипотетик муҳит «олам эфири»-да тарқалувчи тўлқинлардир деб таърифлайди. Бунда у тўлқин фронтининг ҳар бир нуктаси янги тўлқинларнинг мустақил манбаидир деган принципга амал қилди. Эслатиб ўтамиз, *тўлқин fronti* деб, *тўлқинлар майдонини чегараловчи сиртга айтилади*.

Фараз қилайлик, ясси (тўлқин fronti АВ-дан иборат бўлган) дастадан иборат нур икки муҳит чегарасига i_1 -бурчак остида тушаётган бўлсин. (1.4 - расм)

Тўлқин ВС-масофани ўтиши учун Δt вақт сарфласа, $BC = c\Delta t$ худди шу вақт оралиғида А нуктадаги тўлқин, радиуси $AD = v\Delta t$ –дан иборат масофага силжийди, натижада синган нурлар тўлқин fronti DC-текисликда ётади.



$$\text{расмдан: } AC = \frac{BC}{\sin i_1} = \frac{AD}{\sin i_2} \quad \text{ёки} \quad \frac{c\Delta t}{\sin i_1} = \frac{v\Delta t}{\sin i_2}$$

Синиш қонунига кўра:

$$n = \frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{c}{v} \quad (1.3)$$

(1.3) дан ёруғликнинг моддаларда тарқалиш тезлиги ёруғликнинг вакуумда тарқалиш тезлигидан ҳамма вақт кичик бўлиши келиб чиқади. Шундай қилиб, XVIII аср бошларида ёруғликнинг табиатига икки хил дунёқараш вужудга келди. Ж.Фуко (1851 й.) ёруғликнинг тарқалиш тезлигини сувда ўлчагандан сўнг, ёруғликнинг тўлқин назарияси тажрибада ўз исботини топди. Шунга қарамадан ёруғликнинг тўлқин назарияси баъзи камчиликлардан ҳам ҳоли эмас:

1. Ёруғлик интерференцияси, дифракцияси ва кутбланиш ҳодисалари бир томондан ёруғликнинг кўндаланг тўлқинлар эканлигини тасдиқласа, иккинчи томондан ёруғлик тарқалишини таъминловчи гипотетик муҳит «олам-эфири» қаттиқ жисмларга хос хусусиятларга эга бўлишлигини кўрсатади. Ваҳоланки, кўндаланг тўлқинлар фақат кристалл қаттиқ жисмларда вужудга келади ва тарқалади.
2. Ёруғликнинг космик фазо, ер атмосфераси – ҳаво орқали ўтиши «олам-эфири»ни ўта сийраклашган гипотетик муҳит эканлигидан дарак беради.
3. Ёруғликнинг турли моддаларда турлича тезлик билан тарқалиши яъни ягона «олам-эфири» хоссалари турли модда таркибида ҳар хил бўлишини кўрсатади.

Ана шу номувофикликлар туфайли тўлқин назарияни мукаммал назария дея олмаймиз.

Максвелл (1865 й.) ёруғликнинг электромагнит тўлқин-лар назариясини ишлаб чиқди ва электромагнит тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги (ток кучининг электромагнит бирлигини электростатик бирлигига нисбати)ни ёруғлик тезлигига тенглигини исботлади.

Фан XIX аср бошларида ёруғлик ҳодисалари билан электр ва магнит ҳодисалари орасида чуқур узвий боғланишлар борлиги ҳақида қатор экспериментал фактларга эга бўлди. Герц томонидан электромагнит тўлқинлар кашф этилди, унинг ёруғликка хос хусусиятлари (қайтиш, синиш, дисперсия, кутбланиш ва ҳоказо) ўрганилди. Хусусан электромагнит

тўлқинларнинг вакуумда ёруғлик тезлигига тенг тезлик билан тарқалишини аниқланди. Айникса, Иваненко ва Померанчуклар томонидан (1947 й.) 10 МэВ энергиягача тезлатилган электроннинг тўлқин узунлиги ($\lambda = 10^{-5} \text{ см}$) га тенг бўлган, кўринадиган нурланиш чиқариши ёруғликнинг электромагнит тўлқин назариясини бевосита тасдиқлади.

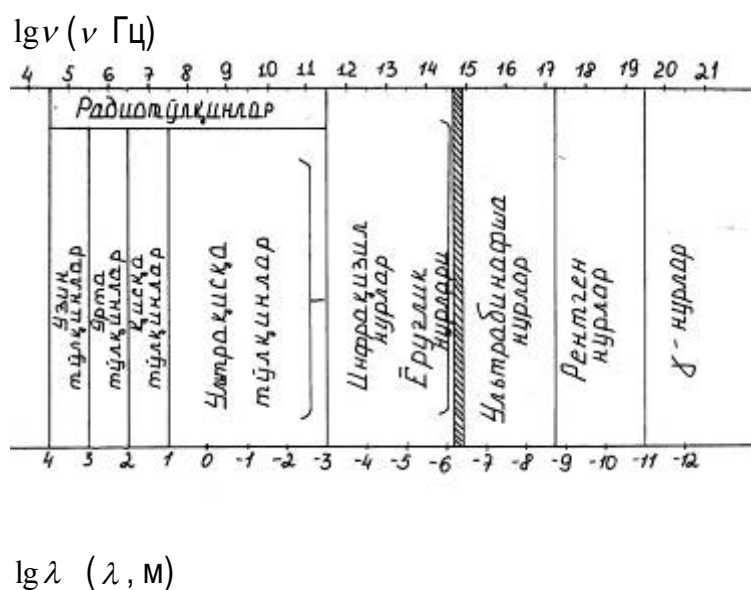
Ёруғлик электромагнит тўлқинларнинг маълум соҳаси бўлиб, у инфрақизил, кўринадиган ва ультрабинафша нурларни ўз ичига олади.

Инфрақизил нурлар тўлқин узунлиги бир неча мм дан 7800 Å гача иссиқлик таъсирига эга бўлган нурлардир.

(Å – Ангстрем узунлик ўлчови бўлиб $1 \text{ Å} = 10^{-8} \text{ см}$ га тенг)

Кўринадиган нурлар инсонда кўриш ҳисси ёки сезгисини уйғотувчи тўлқин узунлиги 7800 Å дан 3800 Å гача бўлган нурлардир.

Ультрабинафша нурлар тўлқин узунлиги 3800 Å дан 100 Å гача бўлган биологик актив нурлардир. Булардан ташқари тўлқин узунлиги $5 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ -дан катта радиотўлқинлар, тўлқин узунлиги $0,1 \div 20 \text{ Å}$ бўлган рентген ва радиоактив нурланишлар мавжуд. Улар фақат ҳосил қилувчи манбалар ва қайд қилувчи асбобларнинг ҳар хиллиги билан бир-бирларидан фарқ қилади. Барча нурланишларни тўлқин узунликлари бўйича тартиб билан жойлаштириб чиқилса, электромагнит тўлқинлар шкаласи ҳосил бўлади. (1.5 - расм)



1.5 - расм

Максвелл назариясига кўра, диэлектр синдирувчанлиги ϵ , магнит синдирувчанлиги μ бўлган моддаларда электромагнит тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги

$$v_{эл} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} \quad (1.4)$$

c – ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги ($c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$)
(1.4) ни ҳисобга олиб, моддаларнинг оптик ҳоссаларини

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon\mu} \quad (1.5)$$

тарзда ифодалаш мумкин.

Кўпчилик тиниқ диэлектриклар учун $\mu = 1$ бўлиб, $n = \sqrt{\varepsilon}$ қиймати тажриба натижалари билан жуда мос тушади. Лекин баъзи моддалар (шиша, сув) учун $n = \sqrt{\varepsilon}$ нинг натижаси тажрибадан кескин фарқ қилади. Сув учун $n = \sqrt{\varepsilon} = 9$ бўлиши ўрнига 1.33 га тенг. Бу шундай тушунтириладики, модда молекулаларининг дипол моменти ($P = q \cdot l$) ўта юксак ($\nu = \frac{c}{\lambda} = 10^{14} \div 10^{15}$) частотали ўзгаришларга улгурмайди, натижада ўзгарувчан майдон учун ε – нинг қиймати статик майдонникига ($\varepsilon=81$) қараганда бироз кичик бўлишдан дарак беради.

Ёруғликнинг электромагнитик тўлқин назарияси бирмунча прогрессив аҳамиятга эга бўлсада, лекин олам-эфири ҳақидаги масалани кун тартибидан олиб ташламади, фақат электромагнит эфир билан алмаштирди холос. Бундан ташқари ёруғликнинг модда билан узаро таъсир ҳодисалари абсолют қора жисм нурланишининг спектрида энергиянинг тақсимланиши, фотоэффект, комптон эффекти ва бошқа ҳодисаларни тушунтиришда қийинчиликларга олиб келади.

Планк (1900 й.) ёруғлик табиатига бўлган дунёқараш-ларни ўзгартириб, юқоридаги камчиликларни бартараф этиш йўлини топди. У ёруғликни узлуксиз электромагнит тўлқинлар эмас, балки энергиянинг дискрет қийматига эга квантларидир деган гипотезага асосланди.

Эйнштейн (1917 й) томонидан ёруғлик квантларига энергияси $\varepsilon = h\nu = \hbar\omega$

$$(1.6) \text{ ва массаси } m_\phi = \frac{\varepsilon}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{\lambda c} \quad (1.7) \text{ тарзида аниқланадиган, импульсга эга}$$

заррача - фотон деб қараш таклиф этилган.

Квант назарияси ёруғликнинг модда билан ўзаро таъсири, спектрда энергиянинг тақсимланиши, Комптон эффекти каби ҳодисаларни тушунтиришда ажойиб натижаларга эришган бўлсада, интерференция, дифракция, ёруғликнинг қутбланиши каби ҳодисаларни тушунтиришда баъзи қийинчиликларга дуч келди. Шундай қилиб, ёруғлик икки қарама-қаршилиқ (корпускуляр ва тўлқин назариялар) диалектик бирлигидан иборат объектив реалликдир, яъни материянинг ўзига хос яшаш формаси.

(1.6) ва (1.7) ифодалар ёруғликнинг корпускуляр ва тўлқин хусусиятларини умумлаштирувчи формулаларнинг математик кўринишидир.

1.2 § Ёруғлик электромагнит тўлқин

Максвеллнинг электромагнит майдон назариясига мувофиқ, фазонинг ихтиёрий нуқтасида магнит майдонининг ўзгариши, ўзгарувчан электр майдонини вужудга келтиради ва аксинча. Электр ва магнит майдонининг даврий ўзгаришининг фазода чекли тезлик билан тарқалиши электромагнит тўлқинлар деб аталади. Максвелл электромагнит ҳодисаларнинг империк қонунларини умумлаштириб, уларнинг дифференциал тенгламасини қуйидагича ифодаланишини кўрсатди.

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}; \quad \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2} \quad (1.8)$$

v – электромагнит тўлқинларнинг фазода тарқалиш тезлиги.

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu\varepsilon_0\mu_0}} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \quad (19)$$

(1.8) нинг ечими (1.10) кўринишда бўлиб, у электромагнит тўлқинларнинг аналитик тенгламаси деб юритилади.

$$\left. \begin{aligned} E_y &= E_o \cos(\omega t - kx + \varphi_o) \\ H_z &= H_o \cos(\omega t - kx + \varphi_o) \end{aligned} \right\} \quad (1.10)$$

E_0 ва H_0 -лар мос равишда электр ва магнит майдон кучланганлиги векторининг амплитуда қиймати.

$\varphi = (\omega t - kx + \varphi_0)$ – тўлқин фазаси.

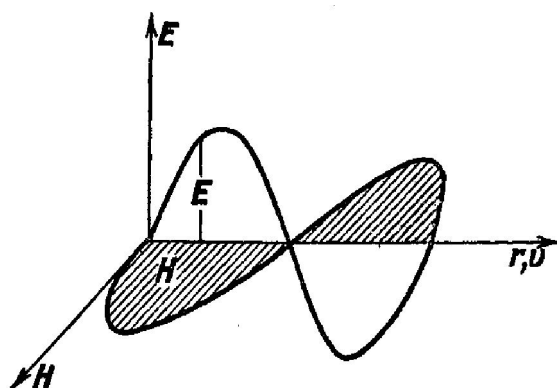
$\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T}$ – доиравий частота

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – тўлқин сони

λ – бирдай фазода тебранаётган нуқталар орасидаги энг қисқа масофа – тўлқин узунлиги деб юритилади.

$$\lambda = \nu T = \frac{\nu}{\nu} \quad (1.11)$$

(1.6— расм) да ясси электромагнит тўлқин тасвирланган.



1.6- расм

Ёруғликнинг модда билан ўзаро таъсирига оид тажриба (фотохимиявий, физиологик, фотоэлектрик)лар электр вектори асосий роль ўйнашини тасдиқлайди, шу туфайли ёруғлик ва у билан боғлиқ ҳодисалар конунларини миқдор жиҳатдан тавсифлашда (1.10) ифоданинг биринчисидан фойдаланилади ва ёруғлик тўлқинлари тенгламаси деб юритилади:

$$y = A \cos(\omega t - kx + \varphi) \quad (1.12)$$

Ёруғлик тўлқинларининг юза бирлиги орқали перпендикуляр равишда оқиб ўтган энергия оқимининг зичлигига сон жиҳатидан тенг бўлган катталиқ интенсивлик деб юритилади.

$$I = \frac{dw}{dsdt} \quad (1.13)$$

Электромагнит тўлқинлар энергия оқимининг зичлиги Умов - Пойнтинг вектори орқали аниқланади

$$I = \bar{S} = [\bar{E} \cdot \bar{H}] \quad (1.14)$$

Пойнтинг вектори модулининг ўртача қиймати тўлқин амплитудасининг квадратиға пропорционалдир.

$$I \sim E^2 \sim A^2 \quad (1.15)$$

(Шу туфайли ёруғлик ҳодисаларини миқдор жиҳатидан ҳарактерлашда дастлаб амлитудани ҳисоблаш лозим бўлади).

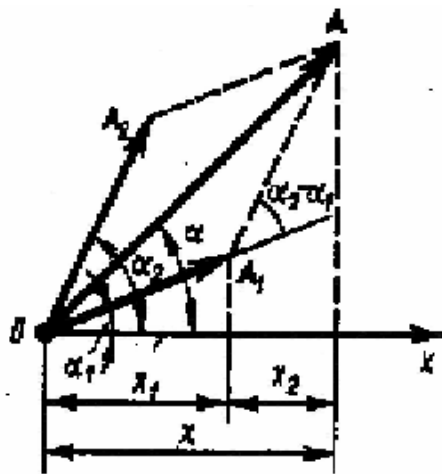
II Боб. ЁРУҒЛИК ИНТЕРФЕРЕНЦИЯСИ

2.1 §. Интерференция ҳодисаси

Интерференция деб, икки ёки ундан ортиқ ёруғлик нурларининг, энергияни қайта тақсимланиши туфайли ёруғ-қоронғу йўллар ҳосил қилиб қўшилишига айтилади. Интерференция латинча *inter*-оралиқ-ўзаро ва *ferreo*-аралашиш сўзларидан олинган бўлиб, ўзаро кучайтириб ёки сусайтириб аралашиш маъносини билдиради. Фараз қилайлик, ёруғлик манбаидан тарқалаётган тўлқинлар фронти фазода бир-бирини қоплаб ихтиёрий нуқтада бир томонга йўналган бирдай частотали тебранишлар ҳосил қилсин.

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= A_1 \cos(\omega t + \alpha_1) \\ x_2 &= A_2 \cos(\omega t + \alpha_2) \end{aligned} \right\} \quad (2.1)$$

Бу тебранишлар вектори 2.1 - расмда тасвирланган



2.1 - расм

Суперпозиция принципига кўра, йигинди тебранишнинг амплитудаси қўшилувчи тебранишлар амплитудасининг геометрик йиғиндисига тенг бўлиб,

$$\overline{A} = \overline{A_1} + \overline{A_2} \quad (2.2)$$

расмдан

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2 \cos[\pi - (\alpha_2 - \alpha_1)] = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \delta \quad (2.3)$$

$\delta = (\alpha_2 - \alpha_1)$ – фазалар фарқи.

Ёруғлик интенсивлиги, кузатилаётган нуқтадаги натижавий тўлқин амплитудаси квадратига пропорционал бўлиб, фазалар фарқи орқали аниқланади

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta \quad (2.4)$$

Агар $\cos \delta = 1$ бўлса нурлар қўшилиб, бир-бирини кучайтиради

$I > I_1 + I_2$ Бунинг учун $\delta = 0, 2\pi$ ёки (2π) -га жуфт сон каррали бўлиши лозим

$$\delta = 2k\pi \quad (k = 0, 1, 2, 3, \dots) \quad (2.5)$$

$I_1 = I_2$ бўлганда $I = 4I_1$ бўлади. (2.5) интерференцион тах-шартидир. Агар $\cos \delta < 1$ бўлса

нурлар қўшилиб, бир-бирини сусайтиради. $I < |I_n + I_l|$ Бунинг учун $\delta = \pi, 3\pi$ ёки π га

тоқ сон каррали бўлиши лозим

$$\delta = (2k+1)\pi \quad (2.6) \quad (k = 0, 1, 2, \dots)$$

(2.6) ифода интерференциянинг минимум шартини кўрсатади.

Юқоридагилардан, ҳар қандай ёруғлик манбаидан ҳам интерференция кузатилаверади деб тушунмаслик керак, интерференцияни когерент нурларгина вужудга келтиради.

Частоталари тенг, фазалар фарқи ўзгармас бўлган тўлқинлар когерент тўлқинлар деб аталади.

Табиий ёруғлик манбалари когерент эмас, чунки ёруғлик манбаи жуда кўп сонли нурланаётган атом-молекулалардан ташкил топган. Атомлар жуда қисқа вақт (10^{-8} секунд) нурланади, бу нурланиш «щуг» нинг узунлиги:

$$L = c \tau = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с} \cdot 10^{-8} \text{ с} = 3 \text{ м}$$

Атомлар бир-биридан мустакил ҳолда нурланиши туфайли нурлар фазалари орасида боғланиш бўлмайди, натижада фазалар фарқи узлуксиз ўзгариб туради, бошқача айтганда, нурлар когерент бўлмайди. ($\delta \neq \text{const}$) когерент бўлмаган нурлар учун $\cos \delta$ – нинг ўртача қиймати нолга тенг бўлади, ёруғлик интенсивлиги (2.4)га асосан қўшилувчи нурлар интенсивлигининг йиғиндисига тенг бўлади.

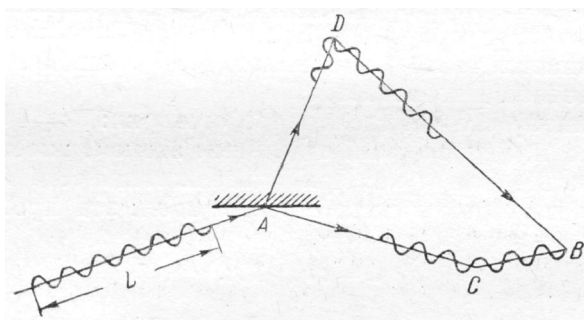
$$I = I_1 + I_2 = 2I_1 \quad (2.7)$$

Агар ёруғлик манбалари бир нечта бўлса, интенсивлик қўшилувчи нурлар интенсивлигининг йиғиндисига тенг бўлиб :

$$I = \sum_{i=1}^n I_i$$

майдон бир текис ёритилган бўлади.

Когерент нурлар ҳосил қилиш учун нур дастлаб бир нечтага ажратилиб, сўнгга қайта қўшилади. Фараз қилайлик, нур А нуктада иккига ажралсин. (2. 2 – расм)



2.2 - расм

Биринчи нур синдириш кўрсаткичи n_1 – бўлган муҳитда $S_1 = ADB$ – йўлни иккинчи нур синдириш кўрсаткичи n_2 – бўлган муҳитда $S_2 = ACB$ - йўлни ўтиб, В-нуктада учрашсин. Агар ёруғлик тўлқинларининг А-нуктадаги тебраниш фазаси ωt бўлса, биринчи нур В-нуктада $A \cos \omega(t - \frac{S_1}{v_1})$, иккинчи нур $A \cos \omega(t - \frac{S_2}{v_2})$ бўлган тебранишларни уйғотади.

$v_1 = \frac{c}{n_1}$; $v_2 = \frac{c}{n_2}$ мос ҳолда ёруғлик тўлқинларининг фазавий тезлиги. Натижада В нуктада учрашган тўлқинлар фазаларининг фарқи:

$$\delta = \omega(\frac{S_2}{v_2} - \frac{S_1}{v_1}) = \frac{\omega}{c}(n_2 S_2 - n_1 S_1) \quad (2.8)$$

Ёруғликнинг муҳитда ўтган геометрик масофасини шу модда оптик зичлигига кўпайтмаси ($S n$) дан иборат катталиқ оптик йўли дейилади.

$$\Delta = n_2 S_2 - n_1 S_1 \quad (2.9)$$

Δ - оптик йўллар фарқи.

$\omega = 2\pi\nu$; $\lambda = c/\nu$ ни эътиборга олиб (2.8) ва (2.9) дан:

$$\delta = \frac{\omega}{c} \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta \quad (2.10)$$

(2.10) фазалар фарқининг оптик йўллар орқали ифодаланиши.

Агар $\Delta = \pm(2k\lambda/2)$ ($k = 0,1,2,\dots$) (2.11)

$\delta = 0, 2\pi, \dots, \pi$ – га жуфт сон

каррали бўлса, ёруғлик тўлқинлари бирдай фазада учрашиб, бир-бирини кучайтиради. (интерференцион максимум кузатилади)

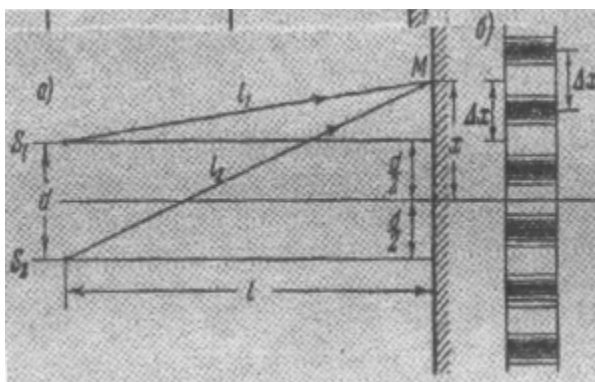
Агар $\Delta = \pm(2k+1)\lambda/2$ ($k = 0,1,2,\dots$) (2.12) бўлса, $\delta = \pi, 3\pi, \dots$

π – га тоқ сон каррали бўлади. Ёруғлик тўлқинлари қарама-қарши фазада учрашиб, бир-бирини сусайтиради (интерференцион минимум кузатилади).

2. 2 § Ёруғлик интерференциясини кузатиш усуллари

1. Икки когерент ёруғлик манбаининг интерференцияси (Юнг усули)

Бу метод Гюйгенц принципага асосланган бўлиб, ёруғлик манбаи билан экран оралиғига $d \ll l$ бўлган иккита тор диафрагма ўрнатилган (2.3 - расм)



2.3 - расм

d – диафрагмалар оралиғи,

l – экрандан тўлқин сиртигача бўлган масофа
расмдан,

$$\left. \begin{aligned} l_1^2 &= l^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2 \\ l_2^2 &= l^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2 \end{aligned} \right\} \quad (2.13)$$

$$l_2^2 - l_1^2 = (l_1 + l_2)(l_2 - l_1) = 2xd \quad (2.14)$$

$(l_2 - l_1) = \Delta$ оптик йўллар фарқи ($n_x = 1$)

$l_2 + l_1 \approx 2 \cdot l$ – га тенг.

(2.14)дан оптик йўл фарқи:

$$\Delta = \frac{xd}{l} \quad (2.15)$$

Интерференцион *max* шартга мувофиқ, экран марказидан

$x_{\max} = \pm k \frac{l\lambda}{d}$ (2.16) масофадаги М нуктада интерференцион максимум кузатилади.

Экран марказидан узоклиги: $x_{\min} = \pm(2k+1) \frac{l\lambda}{d}$ (2.17)

бўлган нуктада *min* кузатилади. Экраннинг маркази О-нуктада ($k=0$) да барча нурлар бирдай фазада учрашиб, нолинчи бош максимум (оқ ранг) ҳосил қилади. Икки қўшни *min* – лар оралиғи, интерференцион паласа кенглиги деб юритилади:

$$\Delta x = \frac{l}{d} \lambda \quad (2.18)$$

Интерференцион майдон ва паласалар кенглигига қараб, жами интерференцион йўллар сонини аниқлаш мумкин:

$$N = \frac{2l \operatorname{tg} \varphi}{\Delta x} = \frac{2d \operatorname{tg} \varphi}{\lambda} \quad (2.19)$$

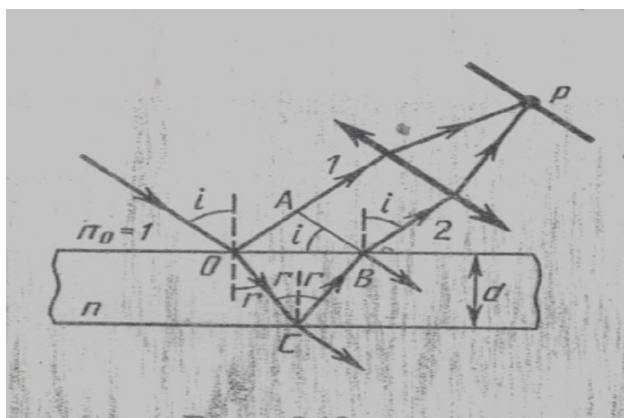
2.Юпқа парда интерференцияси. Кундалик турмушда юпқа пардалар (совун пуфаги, сув юзида вужудга келган мойпардалар, ниначи қаноти) камалак ранг товланишини кўплаб кузатганмиз. Бу интерференция натижасидир.

Фараз қилайлик, d -қалинликдаги, n -синдириш кўрсаткичига эга юпқа параллел пластинкага монохроматик нур i – бурчак остида тушаётган бўлсин. (2.4 - расм)

О-нуқтага тушаётган нур қисман қайтиб (1-нур) ва қисман синади (2-нур). Иккинчи нур С-нуқтадан қайтиб, В-нуқтада синиб 1-нурга параллел тарқалади. Бу нурлар йиғувчи L-линзани фокал текислигидаги Р-нуқтада интерференциялашади. Ёруғлик оптик зичлиги катта муҳит чегарасидан қайтганда фазасини π га, оптик йўлини эса $\frac{\lambda}{2}$ га ўзгартиради.

Бундан келиб чиқиб, оптик йўллар фарқи учун:

$$\Delta = n(OC + CB) - (OA + \frac{\lambda}{2}) \quad (2.20)$$



2.4 - расм

расмдан: $OC = CB = \frac{d}{\cos r}$; $OA = OB \sin i = 2d \operatorname{tg} r \sin i$

О-нуқтага нисбатан синиш қонуни ($\sin i = n \sin r$)ни қўллаб ва $\frac{\lambda}{2}$ –ни ҳисобга олиб, оптик йўллар фарқи учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз.

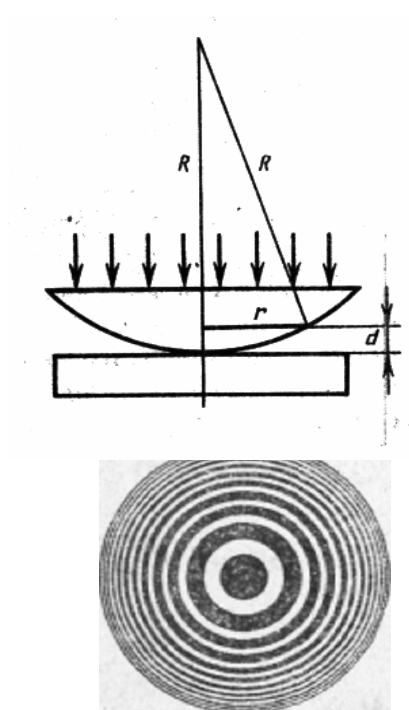
$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2} \quad (2.21)$$

Агар $\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2} = \pm 2k \frac{\lambda}{2}$ бажарилса, Р-нуқтада интерференцион *max*-кузатилади.

Агар $\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2} = \pm (2k + n) \frac{\lambda}{2}$ тенг бўлса, интерференцион *min* кузатилади.

d, n, λ – ўзгармаганда оптик йўллар фарқи фақат тушиш бурчаги қийматига боғлиқ бўлади, яъни ҳар хил тушиш бурчагига тегишли нурлар сиртдан қайтиб, турлича бўлган интерференцион йўллар тизимини ҳосил қилади. Шу туфайли бундай интерференция тенг оғишган нурлар интерференцияси деб ҳам юритилади.

3.Ньютон ҳалқалари усули. Ньютон интерференцияни кузатиш учун ясси қалин шиша пластинка устига қаварик томони билан қопланган катта радиусли линзадан фойдаланди. (2.5 - расм) Шиша пластинка билан линза оралиғидаги қалинлиги ўзгарувчан ҳаво қатламидан қайтган нурлар қўшилиб интерференцияланади.



2.5 - расм

Синдириш кўрсаткичи $n=1$; тушиш бурчаги $i=0$ ва шиша пластинкадан қайтган нурлар учун $\frac{\lambda}{2}$ – ни ҳисобга олиб, оптик йўллар фарқини қуйидагича ёзамиз.

$$\Delta = 2d + \frac{\lambda}{2} \quad (2.22)$$

$$\text{расмдан: } r_n^2 = R^2 - (R - d)^2 \quad (2.23) \quad d \ll R$$

$$d = \frac{r_n^2}{2R} \quad (2.24)$$

(2.22) ва (2.24) дан

$$\Delta = \frac{r_n^2}{R} + \frac{\lambda}{2} \quad (2.25)$$

интерференцион *max* шартига мувофиқ, ёруғ ҳалқалар радиуси учун: $r_{\max} = \pm \sqrt{(2k-1)\frac{\lambda}{2}R}$ (2.26)

интерференцион *min* шартига мувофиқ, қоронғу ҳалқалар радиуси учун:

$$r_{\min} = \pm \sqrt{k\lambda \cdot R} \quad (2.27)$$

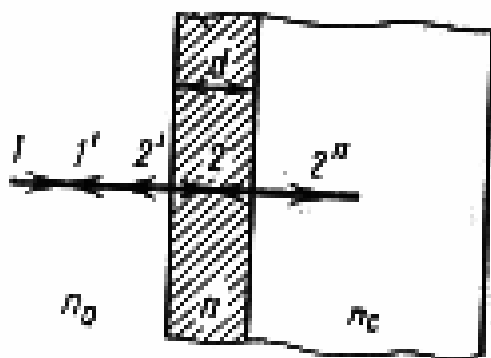
ёруғ ҳалқаларнинг рақами $k=1$ дан қоронғу ҳалқаларнинг рақами $k=0$ дан бошланади. Ньютон ҳалқалари радиусини ўлчаб (линзанинг эгрилик радиуси R -маълум бўлганда) ёруғлик тўлқин узунлигини аниқлаш мумкин ва аксинча.

2.3 § Интерференциянинг қўлланилиши

Интерференция факат тўлқинларга хос ҳодиса бўлиб, ундан ёруғликнинг тўлқин хусусиятларига эга эканлигини исботлашда ва бошқа мақсадлар учун фойдаланилади.

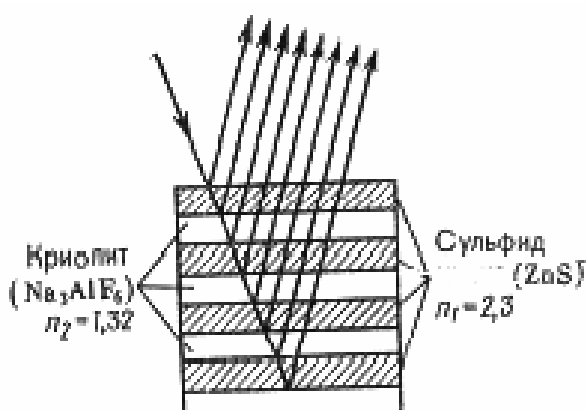
Ёруғлик икки мухит ($n_e = 1,3$) чегарасидан ўтганда камида 4 фоиз қайтади. Ҳозирги замон оптик асбобларида линзалар-дан фойдаланиш биринчидан ўтган нурлар интенсивлигини камайтириб, тасвирни хиралаштирса, иккинчидан қайтган нурлар интенсивлигини ошириб, оптик ярқирашни вужудга келтиради (масалан, ҳарбий техник кузатув воситаларининг маскировкасини ошкор қилади). Бундай камчиликларни бартараф қилишда ҳам интерференция ҳодисасидан фойдаланади ва у усул оптик ёрқинлаштириш деб юритилади.

Оптик ёрқинлаштиришда қайтарувчи сиртга $n = \sqrt{n_{in}}$ бўлган тиниқ модда билан ишлов берилади. (2.6 - расм) Оптик қалинлиги $nd = d / 4$ га тенг бўлганда қайтган нурлар (I^1 ва I^{11}) интерференциялашиб, бир-бирини батамом йўқотади.



2.6 - расм

Юкори сифатли кўзгулар тайёрлашда ҳам интерференциядан кенг фойдаланадилар. Синдириш кўрсаткичи ҳар хил ($n_2 < n_1$) бўлган моддаларни қайтарувчи сиртга навбати билан бирдай қалинликда бир неча марта алмаштириб суртиш уларнинг ёруғликни қайтариш коэффициентини оширади. (2.7 - расм) Ҳар бир қатламнинг қалинлиги $\lambda / 4$ бўлганда, интерференцион *max* туфайли қайтариш



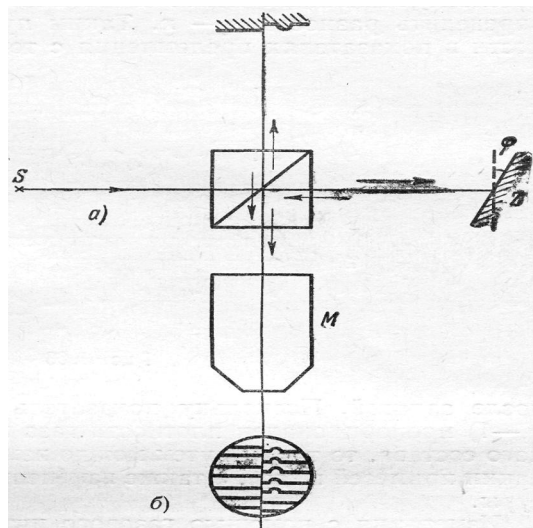
2.7 - расм

коэффициенти 96 фоиз гача ортади. Бундай кўзгулар лазер техникасида, шунингдек юксак даражадаги монохроматик светофилтрлар тайёрлашда ишлатилади.

Интерференция ҳодисасидан яна аниқ ўлчов асбоблар яшашда фойдаланилади ва улар интерферометрлар деб юритилади. Интерферометрлар ўта сезгир асбоблар бўлиб, моддалар (газ, суюқ, қаттиқ жисм) синдириш кўрсаткичини босим, температура ва уларни бегона

моддалар аралашмаларига боғлиқ ҳолда ўзгаришларини аниқлашда, шунингдек деталлар сирти сифатини текширишда ишлатилади.

Ленник микроинтерферометри – интерферометр ва микроскопнинг комбинациясидан иборат бўлиб, гипотенузаси бўйича елимланган куб шаклидаги призмадан иборат. S-манбадан тушаётган нур призмани ярим шаффоф гипотенузасига тушиб, иккига ажралади (қисман қайтади ва қисман ўтади) (2.8 - расм)



2.8 - расм

Ўтган нур Z-ойначадан қайтиб, кубнинг гипотенузаси орқали микроскопга тушади. Қайтган нур текшириляётган сиртдан қайтиб, куб орқали ўтиб, микроскопга тушади ва интерференциялашади. Z-Ойнача бирор φ – бурчакка оғдирилса ёки сурилса, нурлар оптик йулининг фарқи $l_2 - l_1$ микроскопнинг кўриш майдони бўйлаб чизикли ортади, натижада сирт идеал силлик бўлса микроскопнинг кўриш майдонида ёруғ-қоронғу йўлларнинг текис интерференцион манзараси ҳосил бўлади (2-8 б-- расм , чап томон)

Агар сирт нотекис бўлса, нурлар оптик йўллар фарқи ўзгариши туфайли интерференцион манзарада эгилиш вужудга келади (2.8 б-- расм ўнг томон). Ана шу эгилишни ўлчаш сирт сифатини 0,1λ яъни 0,05 микрометргача аниқлик билан текширишга имкон яратади.

III Боб. ЁРУҒЛИК ДИФРАКЦИЯСИ

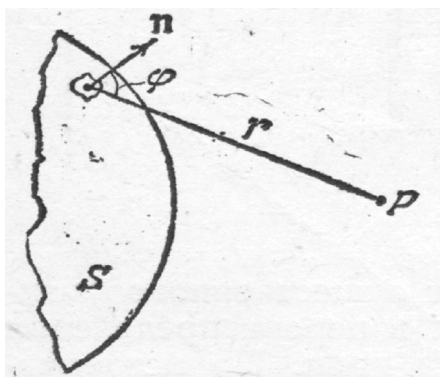
3.1 § Гюйгенс-Френел принципи

Ёруғлик тўлқинларининг тўсикни айланиб ўтишида тўғри чизик бўйлаб тарқалиши қонунидан четланиши ёки ёруғликнинг геометрик соя соҳасига эгилиш ҳодисаси дифракция деб юритилади. Латинча diffractus-бурилиш, эгилиш маъносини англатади. Ёруғлик тўлқинлари узунлиги жуда қисқа бўлганлиги туфайли дифракция кузатилиши учун маълум

шарт-шароитлар бажарилиши, яъни тўсиқнинг ўлчами тўлқин узунлиги қадар ($a \approx \lambda$) бўлиши лозим.

Аслида интерференция, дифракция ҳодисаларининг физик асоси бир бўлиб, ҳар иккаласи ҳам тўлқинлар интерференцияси туфайли ёруғлик оқида интенсивликни қайта тақсимланишининг натижасидир. Фақат тарихан, чекли сондаги когерент тўлқинларнинг суперпозицияси туфайли энергиянинг қайта тақсимланиши интерференция деб юритилади.

Ёруғликнинг геометрик соя соҳасига ўтишини Гюйгенс принципи асосида тушунтириш мумкин, лекин у ёруғлик интенсивлиги (амплитудаси) ҳақида ҳеч қандай маълумот бერмайди. Френел Гюйгенс принципини иккиламчи тўлқинларнинг интерференцияси ҳақидаги мулоҳазаси билан тўлдирди, бунда дифракцияга иккиламчи тўлқинлар суперпозицияси натижаси сифатида қаралади, бу эса Гюйгенс-Френел принципи деб номланган. Бу принципга кўра тўлқин сиртининг ҳар бир элементи иккиламчи тўлқинларнинг манбаидир. Иккиламчи тўлқин амплитудаси сирт элементи ds га тўғри пропорционал бўлиб, кузатилаётган нуктагача бўлган масофага эса тескари пропорционалдир. (3.1 – расм)



3.1 - расм

Шундай қилиб, тўлқин сиртининг ҳар бир элементидан ихтиёрий P нуктага етиб келаётган тўлқин тенгламасини қуйидагича ифодалаш мумкин

$$d\xi = k \frac{A_0}{r} ds \cos(\omega t - kr + \varphi) \quad (3.1)$$

$(\omega t + \varphi)$ – тўлқин сирти жойлашган нуктадаги фаза

$k = 2\pi / \lambda$ – тўлқин сони

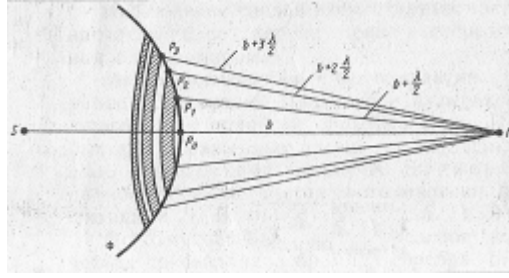
r - тўлқин сиртидан кузатилаётган нуктагача бўлган масофа.

P -нуктадаги натижавий тўлқин бутун сирт бўйича олинган иккиламчи тўлқинлар суперпозициясидан иборат бўлади

$$\xi = \int_s k(\varphi) \frac{A_0}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi) ds \quad (3.2)$$

3.2 § Френел зоналар усули

Гюйгенс-Френел принципини аналитик ифодаловчи интегрални умумий ҳолда ечиш анча мураккаб масала, шунинг учун Френел томонидан симметрик шартлар бажарилганда натижавий тўлқин амплитудасини ҳисоблашнинг содда усулини ишлаб чиқилди. У тўлқин сиртини шундай зоналарга ажратдики, унинг ҳар икки қўшни зонадан кузатилаётган P - нуктагача бўлган масофаси $\lambda / 2$ – га фарқ қилсин (3.2 - расм).



Ошибкa!

3.2 –расм.

Бунда ҳар икки қўшни зонадан кузатиладиган Р-нуктагача етиб келадиган тўлқинлар фаза жихатидан қарама-қарши бўлиб, π га фарқ қилади ва натижавий тўлқин амплитудаси қуйидагича ҳисобланади.

$$A_p = a_1 - a_2 + a_3 - a_4 + a_5 + \dots \pm a_n \quad (3.3)$$

расмдан: $\Delta S_k = S_k - S_{k-1}$; сигмент сирти

$$S_k = 2\pi R h_n \quad (3.4)$$

$$r_k^2 = R^2 - (R - h_k)^2 = (b + k \frac{\lambda}{2})^2 - (b + h_n)^2 \quad (3.5)$$

баъзи математик алмаштиришлардан сўнг,

$$h_k = \frac{bk\lambda}{2(R+b)} \quad (3.6)$$

(3.4) ва (3.6) ни ҳисобга олиб, k-чи зонанинг сирти учун:

$$\Delta S_k = \frac{\pi R b \lambda}{2(R+b)} \quad (3.7)$$

(3.7) дан кўринадики, зоналар сиртининг катталиги зоналар сонига боғлиқ эмас. Зоналар сони ортиши билан зонага ўтказиладиган \bar{n} бирлик нормал вектор ва кузатиш йўналишлари орасидаги бурчак φ_0 ҳамда кузатилаётган нуктагача бўлган масофа b чизиқли равишда орта боради, шу туфайли тўлқинлар амплитудаси камаювчи қаторни ташкил этади.

$$a_1 > a_2 > a_3 > \dots > a_k \quad (3.8)$$

(3.8) ни қуйидаги кўринишда ёзиб оламиз.

$$A_p = \frac{a_1}{2} + (\frac{a_1}{2} - a_2 + \frac{a_3}{2}) + (\frac{a_3}{2} - a_4 + \frac{a_5}{2}) + \dots \pm \frac{a_k}{2} \quad (3.9)$$

фазалар фарқини ҳисобга олсак, қавслар ичидаги ифода нолга тенг бўлади ва (3.9) содда кўринишни олади.

$$A_p = \frac{a_1}{2} \pm \frac{a_k}{2} \quad (3.10)$$

Агар, $k \rightarrow \infty$ бўлса ($a_k \rightarrow 0$) натижавий тўлқин амплитудаси:

$$A = \frac{a_1}{2}$$

маълумки, ёруғлик интенсивлиги

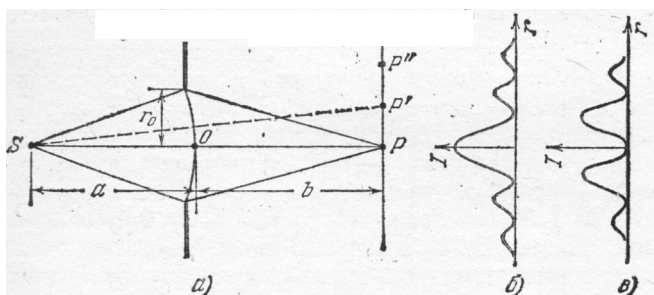
$$I \sim A^2 = (\frac{a_1}{2})^2 = \frac{1}{4} I_i \quad (3.11)$$

Бундан, очик тўлқин сиртидан тушаётган ёруғлик туфайли ҳар бир нуктани ёритилиш даражаси, марказий Френел зонасини ёритилиш даражасидан тўрт марта кичик бўлади. Агар тўлқин сирти марказий зонани очик қолдирадиган қилиб тўсиб қуйилса, кузатилаётган

нуктанинг интенсивлиги тўрт марта ортади. Ҳисоблашлар кўрсатишича, Френел марказий зонасининг ўлчами жуда кичик, (0,158 мм) шу туфайли ёруғликни ингичка канал ичида тарқалаётган тўлқинлар дея оламиз. Амалда тўлқин сирти олдиға фақат Френел жуфт ёки ток зоналарини ёпадиган қилиб тўсиқ қўйилса, йиғинди тўлқин амплитудаси демак, интенсивлиги ҳам кескин ортади. $A = a_1 + a_3 + a_5 + \dots + a_k = \sum_{i=1}^k a_i$

Бундай пластинка Френел зоналари пластинкаси дейилади

1. Думалок тешик дифракцияси. Сферик тўлқин фронти олдиға r -радиусли тешикка эға диафрагма ўрнатамиз. (3.3-расм). Тажрибалар кўрсатишича, кузатиладиган Р-нуктанинг ёритилиш даражаси зоналар сониға боғлиқ бўлади.



3.3 -расм

Агар $r_k \ll R$; $R \approx b$ бўлса, тешик ўлчамиға жойлашган зоналар сони (k) –кўринишда бўлади.

$$k = \frac{r_n^2}{\lambda} \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{b} \right) \quad (3.12)$$

Фазалар фарқини ҳисобға олган ҳолда, натижавий тўлқин амплитудаси:

$$A = \frac{a_1}{2} \pm \frac{a_n}{2} \quad (3.13)$$

Унча катта бўлмаган зоналар сони учун $a_k \approx a_1$

k -ток бўлса, $A = a_1$,

k – жуфт бўлса $A = 0$ бўлади. Шундай қилиб, Френел зоналарини қисман очик қолдирган диафрагма ёруғлик интенсивлигини камайтирмайди, балки амплитудани икки марта, интенсивликни эса тўрт марта оширади.

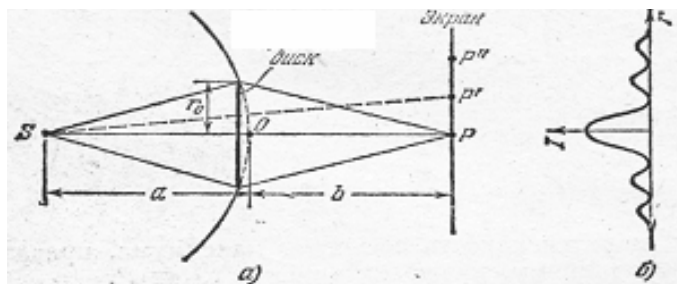
k – ток бўлганда дифракцион манзара марказий ёруғ доғни ўраб олган бир неча қоронғу концентрик халқадан иборат бўлади. k -жуфт бўлганда, марказий қоронғи доғни ўраб олган ёруғ халқалардан иборат бўлади. (3.4 – расм)



3.4 - расм

2.Думалок диск дифракцияси. Нуктавий ёруғлик манбаи билан экран оралиғига r -радиусли шаффоф бўлмаган дисксимон тўсиқ ўрнатамиз. Агар диск k -та френел зонасини тўсиб қўйса, $(k+1)$ – зонадан бошлаб тарқалаётган ёруғлик тўлқинлари p -нуктада ўзгармас фазалар фарқи билан учрашиб интерференциялашади.

(3.5 - расм)



3.5 -расм

Натижавий тўлқин амплитудаси,

$$A = a_{k+1} - a_{n+2} + a_{n+3} + \dots \pm a_{k \pm n} \quad (3.14)$$

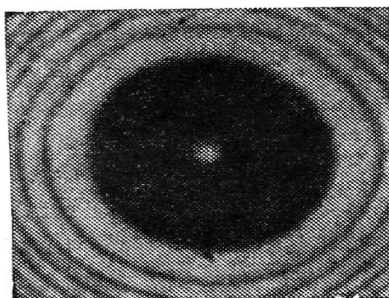
юқоридагиларга асосан:

$$A = \frac{a_{k+1}}{2} \pm \frac{a_{k+n}}{2} \quad (3.15)$$

k -унча катта бўлмаганда a_{k+1}, a_1 дан фарқ қилмайди. Шу туфайли соянинг маркази тўсиқ бўлмагандаги каби ёритилган бўлади (3.5 б— расм)да интенсивликнинг тақсимланиши кўрсатилган. p -нуктага нисбатан радиал чизикда ётган бошқа p^1, p'' -нукталарни ёритилиш даражаси \min -га тенг бўлади, чунки бу нукталардан қараганда $k+1$ – зонанинг бир қисми тўсилган бўлади, $k+2$ – зонанинг бир қисми эса очилади. $[(a_{k+1} - a_{k+2}) = 0 \quad I \sim A^2 = 0]$

Шу тариқа соянинг гардишида коронгу ёруғ халқалар вужудга келади. Агар диск жуда кўп сонли френел зоналарини қопласа, $a_{k+1} \ll a_k$ бўлади, натижада соя маркази ва гардишидаги коронгу-ёруғ халқалар деярли сезилмайди.

Диск сояси марказидаги ёруғ доғнинг вужудга келиши, ёруғликнинг табиатига бўлган корпускуляр ва тўлқин назария масаласини тўлқин назарияси фойдасига ҳал қилишига сабаб бўлди.(3.6 - расм)

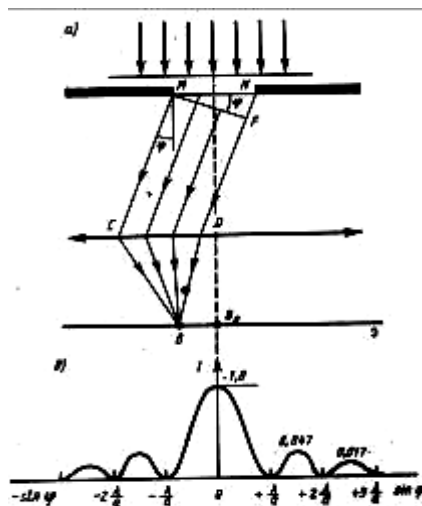


3.6 – расм

3.3 § Якка тирқиш дифракцияси

Биз юқорида ёруғликнинг сферик тўлқинлари дифракцияси билан танишдик. Энди ясси тўлқинларнинг Фраунгофер аниқлаган параллел нурлар дифракцияси қонунларини ўрғанамиз.

Фараз қилайлик, ясси тўлқин фронтига эга бўлган монохроматик нурлар, кенглиги a -бўлган тирқишга перпендикуляр тушаётган бўлсин. (3.7 –расм)



3.7 -расм

Тирқиш кенглиги a ни ясси френел зоналарига ажратамиз. $\varphi = 0$ йўналишда барча зоналардан келадиган тўлқинларнинг оптик йўллар фарқи нолга тенг бўлади. О нуқтада нурлар бирдай фазада учрашади.

$$A = a_1 + a_2 + a_3 + \dots + a_n = \sum a_i \quad (3.16)$$

О нуқта \max ёритилган бўлади ва нолинчи бош максимум деб юритилади. Дифракция бурчагининг нолдан фарқли бошқа йўналишларида интенсивлик оптик йўллар фарқига боғлиқ ҳолда аниқланади.

Оптик йўллар фарқи расмдан:

$$\Delta = a \sin \varphi \quad (3.17)$$

Агар $\Delta = \pm 2k\lambda/2$ (3,18) бўлса, бу шарт бажариладиган йўналишдан кузатганда, тирқиш кенглигига жуфт сонли френел зоналари жойлашади. Қўшни зоналардан келадиган тўлқинлар қарама-қарши фазада учрашиб, бир-бирини йўқотади ва натижавий тўлқин амплитудаси нолга тенг бўлади.

$$A = a_1 - a_2 + a_3 - \dots \pm a_n = 0$$

бу йўналиш (3,18) га кўра, $\varphi_{\min} = \arcsin\left(\frac{k\lambda}{a}\right) = \frac{\lambda}{a}$ дан аниқланди. Агар $\Delta = (2k+1)\frac{\lambda}{2} \dots$ (4)

бўлса, тирқиш кенглигига тоқ сонли френел зоналари мос келиб, натижавий тўлқин амплитудаси нолдан фарқли бўлади. $A_\varphi \neq 0$ $I \sim A_\varphi^2$

Бундай йўналиш $\varphi_{\max} = \arcsin\left(\frac{2k+1}{a}\right)\frac{\lambda}{2} = \frac{3\lambda}{2a}$ дан аниқланади. Шундай қилиб, ёруғлик

интенсивлиги экран марказидан четига борган сари (3.7 б –расм) кўрсатилгандек ўзгаради. Марказий ёруғ доғга интенсивликнинг 95 фоиз мос келади.

3.4 § Дифракцион панжара

Якка тирқиш дифракциясида тирқиш торлиги туфайли ёруғлик энергиясининг кам қисми ўтади. Натижада дифракцион манзара хира бўлиб, \max - \min ларни бир-биридан ажратиш қийин. Бу камчиликларни бартараф этиш учун дифракцион панжарадан фойдаланадилар. *Дифракцион панжара деб бир-биридан бирдай масофада турган (тусиқлар билан ажратилган) тор тирқишлар системасига айтилади.* Дифракцион панжаралар тиник жисмга махсус асбоблар ёрдамида тилиш йўли билан ясалади. Бундай тилимлар сони 1 ммда бир неча (25÷100) га тенг бўлиб, уларнинг умумий сони $2 \cdot 10^5$ тагача етиши мумкин. Агар тирқишлар бир тўғри чизик (х ўқида) жойлашган бўлса чизикли, икки тўғри чизик (х, у-

ўқлари) бўйича жойлашган бўлса ясси, x , y , z -ўқлари бўйича жойлашган бўлса, уч ўлчамли ёки фазовий панжаралар деб юритилади.

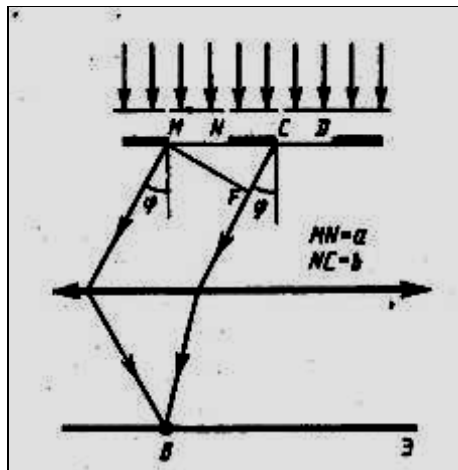
Чизиқли дифракцион панжарани қараб чиқамиз. (Юқорида айтганимиздек, чизиқли дифракцион панжара тиниқ пластинкага тилиш йўли билан ясалади) Тилинган жой ёруғликни ўтказмайдиган тўсиқ, тилинмаган тиниқ жой тор тиркиш вазифасини бажаради).

Тиркиш кенглигини, тўсиқ ўлчамини e деб белгиласак $a + e = d = 1/N$

$$(3.19)$$

(3.19)дан иборат катталик дифракцион панжара доимийси деб юритилади.

Монохроматик нурлар дастаси панжара текислигига перпендикуляр тушаётган бўлсин. (3. 8 - расм)



3.8 - расм

Тиркишлар бир-биридан бирдай узокликда бўлганлиги туфайли ҳар икки қўшни тиркишдан ихтиёрий φ йўналишда тарқалаётган тўлқинларнинг оптик йўллар фарқи:

$$\Delta = \pm(a + b) \sin \varphi = \pm d \sin \varphi \quad (3.20)$$

Маълумки, $d \sin \varphi = \pm k\lambda$ – шартдан аниқланадиган йўналишларда тиркишга жуфт френел зоналари мос келиб, ёруғликни ўтказмайди ва бош *min* деб юритилади. Бундан ташқари қўшни тиркишлардан келадиган нурлар интерференция туфайли бир-бирини ўчириб,

$$d \sin \varphi = \pm(2k + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (3.21)$$

шартдан аниқланадиган йўналишда $(N-1)$ та қўшимча *min* лар ҳосил қилади.

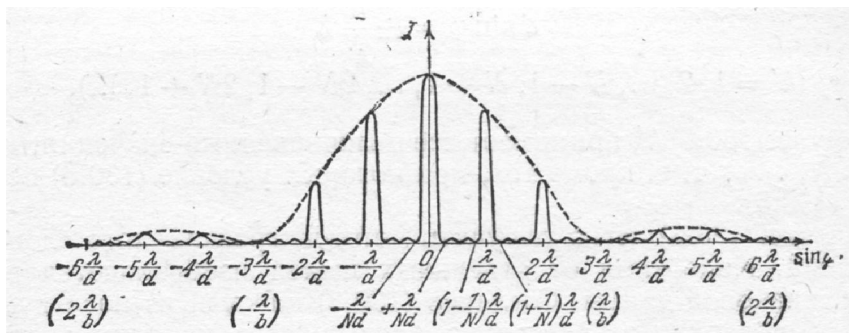
Ҳар бир тиркишдан келаётган тўлқинлар бирдай фазада учрашиб $d \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2}$

(3.22) дан аниқланадиган йўналишларда бош *max* лар ҳосил қилади. Бунда натижавий тўлқин тебранишларининг амплитудаси: (3.9 б-расмда кўрсатилган)

$$A_k = \sum A_1 + \sum A_2 + \dots + \sum A_i = NA_i \quad \text{ёки} \quad A_{\max} = NA_i$$

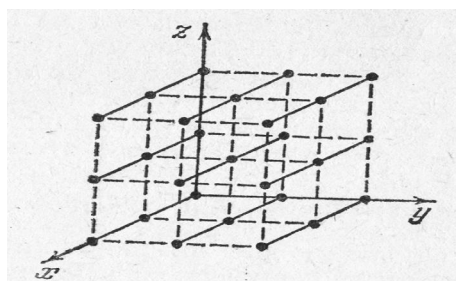
$$I \sim A_{\max}^2 = N^2 I_i$$

яъни интенсивлик тиркишлар сони квадратига пропорционал ортади.



3.5 § Рентген нурлари дифракцияси

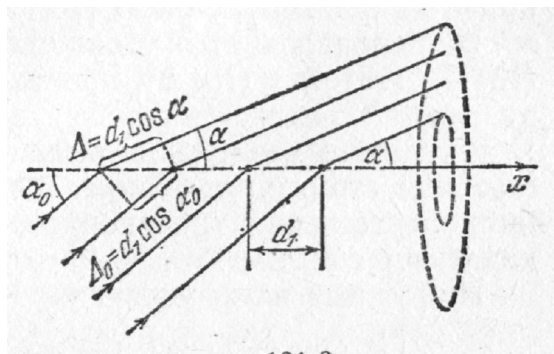
Маълумки, кристалл қаттиқ жисмларнинг структура элементлари мунтазам геометрик тузилишга эга бўлиб, маълум йуналишларда аниқ даврий (10^{-10} м) такрорланиб жойлашган бўлади, яъни фазовий панжара ҳосил қилади. (3.10 - расм)



3.10 - расм

Дифракция ҳодисаси кузатилишининг асосий шартлардан бири, тусиқнинг ўлчами тўлқин узунлиги қадар бўлишлигидир. Бу фактлар М.Лауэни кристаллар рентген нурлари учун дифракцион панжара бўла олади деган мулоҳазага олиб келди, чунки рентген нурларининг тўлқин узунлиги $10^{-12} \div 10^{-8}$ м га тенг бўлиб дифракция кузатиш имконини беради. М.Лауэ (1913 й.) кристалларни структура элементлари x , y , z уклари бўйича жойлашган ва ёруғликни барча йуналишларда сочувчи нурларнинг когерент манбалари деб ҳисоблаб, рентген нурларининг дифракциясини кузатишга мувофиқ бўлди.

Агар нурга x -ўқи йуналишидан қаралса, қўшни сочувчи элементлардан тарқалган нурлар, оптик йули жиҳатдан фарқ қилиб, дифракцион *тах* ларни вужудга келтиради. (3.11 –расм)



3.11 - расм

Бу максимумлар x ўқиға перпендикуляр текисликда ётган концентрик ҳалқалардан иборат бўлади, расмдан:

$$\Delta = d(\cos \alpha - \cos \alpha_0) = \pm m_1 \lambda_p \quad (3.24)$$

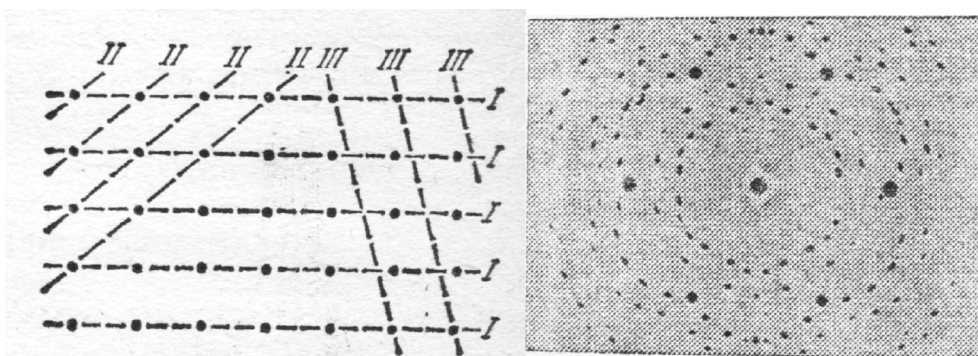
(3.24) ни барча (x, y, z) ўқлари бўйича ёзиб, фазовий панжара учун:

$$\left. \begin{aligned} d_1(\cos \alpha - \cos \alpha_0) &= \pm m_1 \lambda \\ d_2(\cos \beta - \cos \beta_0) &= \pm m_2 \lambda \\ d_3(\cos \gamma - \cos \gamma_0) &= \pm m_3 \lambda \end{aligned} \right\} \quad (3.25)$$

Лауэ формуласини ҳосил қиламиз.

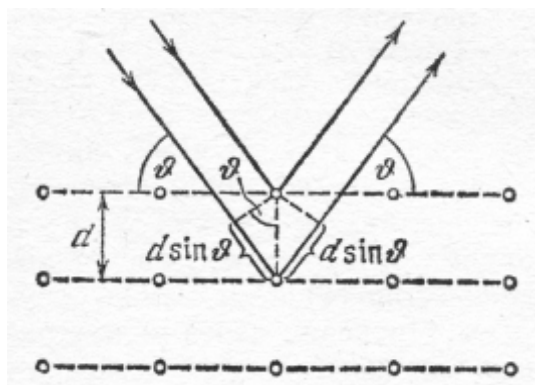
(3.25)-шартни қаноатлантирувчи α, β, γ – йўналишларда дифракцион максимумлар кузатилади.

В.Вульф ва А.Бреглар (1925 й) рентген нурлари дифракциясини ҳисоблашнинг содда усулини ишлаб чиқдилар. Бунда улар кристаллографик текислик (структура элементлари орқали ўтган) дан фойдаланди. Кристаллларнинг қайси йўналишда структура элементлари зич жойлашган бўлса шу йўналишда дифракцион максимумлар интенсивлиги катта бўлади. (3.12 -расм)



(3.12 - расм)

Фараз қилайлик, монохроматик нурларнинг дастаси кристаллографик текисликларга φ – сирпаниш бурчаги остида тушаётган бўлсин. (3.13 - расм)



3.13- расм

Кристалл структура элементлари (атом ёки ион)дан сочилган иккиламчи тўлқинлар барча йўналишларда бир-бирини интерференция туфайли сўндиради. Фақат оптик йўл фарқи λ га бутун сон қаррали бўлган йўналишларда дифракцион *тах* ҳосил қилинади.

Расмдан $2d \sin \varphi = \pm k \lambda_p \quad (k = 1, 2, 3, \dots)$ (2.26)

Рентген нурлари дифракциясидан турли мақсадда фойдаланадилар. Агар кристалл панжара доимийси (d) маълум бўлса, сирпаниш бурчагини ўлчаб рентген нурларининг тўлқин узунлигини аниқлаш мумкин, бу фанда рентгеноспектроскопия деб юритилади. Рентген нурларининг тўлқин узунлиги маълум бўлса, панжара доимийсини аниқлаш мумкин (бу усул рентгеноструктуравий таҳлил деб аталади). Рентгеноструктуравий таҳлил

минералларнинг таркибида аниқлаш қийин бўлган нодир ер элементлари Ta , Nb , Mf , Re – кабиларни микдорий жиҳатдан аниқлашда энг қулай усул булиб ҳисобланади.

3.6 § Оптик асбобларни ҳарактерловчи катталиклар

Оптик асбоблар асосан ажрата олиш қобилияти ва дисперсияси билан ҳарактерланади.

Тўлқин узунликлари 1Å га фарқ қилган икки спектр чизиқларини кўринишини чизиқли (бурчакли) масофасига сон жиҳатидан тенг катталик чизиқли (бурчак) дисперсияси деб айтилади.

$$\text{Бурчак дисперсияси} \quad D = \frac{d\varphi}{d\lambda} \quad (3.27)$$

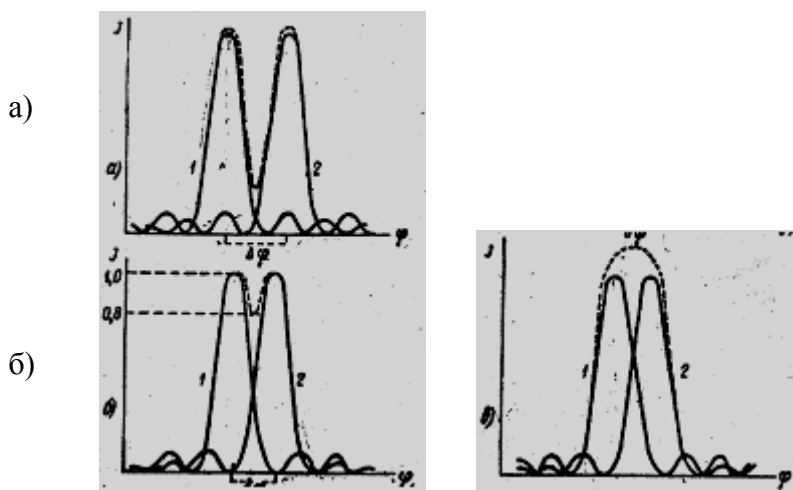
Дифракцион панжара учун бош max шarti $d \sin \varphi = \pm k\lambda$ ни дифференциаллаб, қуйидагини ҳосил қиламиз $d \cos \varphi d\varphi = k d\lambda$

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{k}{d \cos \varphi} /_{\cos \varphi=1} = \frac{k}{d} \quad (3.28)$$

Дифракцион панжаранинг дисперсияси унинг даврига тескари пропорционал бўлиб, спектр тартиби ортган сари ошиб боради.

Икки дифракцион манзара чизиқларини ажратиб (алоҳида-алоҳида) кўриш учун Релей шarti мавжуд. Икки спектрал чизиқлардан бирининг максимуми маркази, иккинчисининг минимумига мос келса яъни нисбий қоронгулик 20 фоизни ташкил этса уларни алоҳида ажратиб кўриш мумкин (3.14 (а) расм) акс ҳолда йўқ. (3.14 (б) расм)

Спектрал аппаратларни ажрата олиш қобилияти деб алоҳида кўриш мумкин бўлган спектрал чизиқларни тўлқин узунлиги фарқига тескари пропорционал бўлган катталикка айтилади.

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda} \quad (3.29)$$


3.14– расм

Дифракцион панжаранинг ажрата олиш қобилияти ҳисоблаймиз. Фараз қилайлик, иккита ёруғлик манбаидан алоҳида-алоҳида max вужудга келган бўлсин (3.14 б-расм). Тўлқин узунлиги λ_1 бўлган нур учун дифракцион max шarti: $d \sin_{\max} = k\lambda_1$

λ_2 – спектрал чизиқ учун min шarti: $d \sin_{\min} = (k \pm \frac{1}{N})\lambda_2$

Релей шartiга кўра, агар $\lambda_1 = \lambda + d\lambda$; $\lambda_2 = \lambda$ бўлса,

$$k(\lambda + d\lambda) = (k - \frac{1}{N})\lambda \quad kd\lambda = \frac{\lambda}{N}$$

таърифга кўра: $R = \frac{\lambda}{d\lambda} = kN$ (3.30)

Дифракцион панжаранинг ажрата олиш қобилияти спектрнинг тартиби ва панжара тиркишлари сонига пропорционалдир. Объектив учун эса $R = \frac{D}{1,22\lambda}$ (3.31)

D – объектив гардишининг диаметри.

IV Боб. ЁРУҒЛИК ДИСПЕРСИЯСИ

4.1§ ЁРУҒЛИКНИНГ МОДДА БИЛАН ЎЗARO TAЪСИРИ

Маълумки, ёруғлик электромагнит тўлқиндир. Вакуумда ёруғлик $c = 3 \cdot 10^8$ м/с тезлик билан тарқалиб, аниқ бир частотага, маълум бир тўлқин узунлиги мос келади.

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu} \quad (4.1)$$

Тўлқин узунлиги ёки частотаси аниқ бир сон қийматли нур монохроматик нур деб юритилади. (моно-бир, хромос-ранг сўзидан олинган.)

Ҳозирги вақтда модда тузилиши, шунингдек ёруғлик табиатининг мураккаблиги ҳеч кимга сир эмас.

Лоренц-Друде (1896 йил) ҳар қандай моддага мусбат ва манфий зарядли заррачалар системаси деб қаради. Моддага ёруғлик тушганда бу заррача (электрон)лар ёруғлик тўлқинлари частотасига тенг ($10^{14} \div 10^{15}$ 1/с) частота билан тебраниб, иккиламчи электромагнит тўлқинлар ҳосил қилади ва тарқатади. Натижада, ёруғликнинг қайтиши, синиши, ютилиши шу тариқа содир бўлади деб тушунтирилади.

Хусусий тебраниш частотаси ν_0 бўлган квазибоғланган зарядли заррачалардан ташкил топган моддага тушган ёруғлик модда ичида амплитуда ва фазаси турлича бўлган иккиламчи электромагнит тўлқинлар ҳосил қилади ва турли йўналишларда ҳар хил тезлик билан тарқалади. Буни умумий ҳолда қуйидагича ифодалаш мумкин.

$$\nu = \varphi(\nu) \quad (4.2)$$

таърифга кўра:

$$n = \frac{c}{\nu} = \frac{c}{\varphi(\nu)} \quad (4.3)$$

ёруғликнинг муҳитдаги тўлқин узунлиги:

$$\lambda = \frac{\nu}{\nu} = \frac{\nu \cdot c}{\nu \cdot c} = \frac{\lambda_0}{n} \quad (4.4)$$

Бу ифодаларни умумий ҳолда:

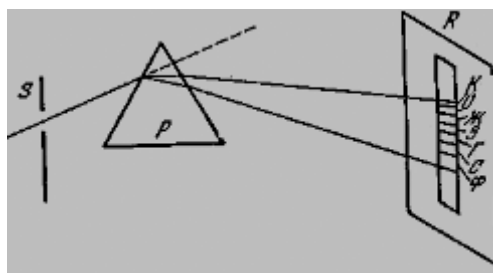
$$n = f(\lambda) \quad (4.5)$$

(4.5) модданинг оптик хусусиятларини ёруғлик тўлқин узунлигига боғлиқлигини ифодалайди. *Синдириш кўрсаткичининг тўлқин узунлигига боғлиқ ҳолда ўзгариши ёруғлик дисперсияси деб юритилади.*

Дисперсия туфайли моддаларга бурчак остида тушган оқ нурлар дастаси турлича синади ва ҳар хил тезлик билан тарқалиб бир-биридан фазовий узоқлашади.

Дисперсияни дастлаб И.Ньютон (1672 й). ёруғликни уч ёкли призмадан ўтганда алоҳида рангларга ажралиб, экранда камалак рангли йўл ҳосил қилишида кузатган. Бу

камалак рангли йўл спектр деб юритилади. Спектрда кўринадиган нурлар тўлқин узунликлари бўйича (7600 \AA^0 -дан 3900 \AA^0 гача) тартиб билан жойлашган бўлади. (4.1 - расм)



4.1 - расм

Тажрибалар кўрсатишича, нурларнинг дастлабки йуналишдан оғиш бурчаги ёруғлик тўлқин узунлигига боғлиқ бўлиб, уч ёқли призма учун: $\varphi = A(n - 1)$ (4.6)
 n –призма моддасининг синдириш кўрсаткичи бўлиб, назарий маълумотларга кўра қуйидаги функцияни қаноатлантиради.

$$n = f(\lambda) = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4} \quad (4.7)$$

Бу функция λ ошган сари камаё бориб лимитга интилади. $\lambda \rightarrow \infty \quad n \rightarrow a = 1$.

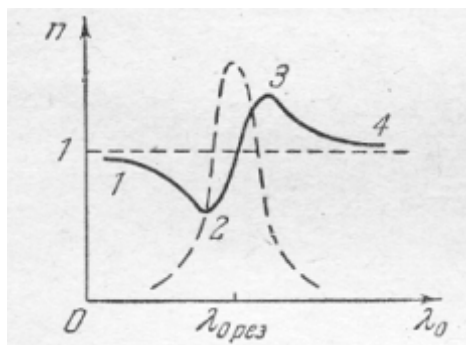
Ҳар хил моддалардан ясалган призма спектрларини таққослаб, нафақат нурларнинг бурилиш бурчагини балки, бирдай интервалга тегишли спектр кенглигини ҳам турлича бўлишини кўриш мумкин. Синдириш кўрсаткичининг ўзгариш тезлигини аниқлайдиган бу катталиқ, модда дисперсияси деб юритилади.

$$D = \lim_{\Delta\lambda \rightarrow \infty} \frac{\Delta n}{\Delta\lambda} = \frac{dn}{d\lambda} \quad (4.8) \quad (4.6) \text{ ва } (4.3) \text{ дан } D = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{c}{v} \right)$$

Агар $\frac{d}{d\lambda} \left(\frac{c}{v} \right) > 1$ бўлса дисперсия нормал, аксинча $\frac{d}{d\lambda} \left(\frac{c}{v} \right) < 1$ бўлса аномал дисперсия деб юритилади. Синдириш кўрсаткичининг назарий кўринишини ҳисобга олсак, юқоридаги шартларни қуйидагича ифодалаш мумкин.

$$\frac{dn}{d\lambda} = -\frac{2b}{\lambda^3}$$

b –ўзгармас катталиқ. Агар $-\frac{2b}{\lambda^3} < 0$ бўлса дисперсия нормал, аксинча $-\frac{2b}{\lambda^3} < 0$ бўлса дисперсия аномал деб юритилади. Аномал дисперсия спектрнинг ютилиш чизиқлари яқинида ёруғлик частотаси ν_i модда заррачаларининг частотасига ν_0 га тенглашганда кузатилади. Резонанс туфайли тебраниш амплитудаси кескин ортади, бирламчи ёруғлик тўлқинлари энергияси ютилади, қайта нурланиш бироз кечикади. Шу туфайли ёруғлик тўлқинлари тарқалиш тезлигининг ўртача қиймати камаёди. $n = c/v_{yp}$ синдириш кўрсаткичи ортади. (4.2 - расм)



4.2 - расм

Резонанс чизигидан ўтгач, $\nu_0 > \nu_i$ мажбурий тебраниш амплитудаси кескин камаяди, тебраниш фазаси тескари (π)га ўзгаради. Бу ўз навбатида ёруғлик тўлқинлари энергияси ютилишини сусайтиради, тўлқин тезлигининг эса ошишига сабаб бўлади. Натижада $n = \frac{c}{v_{yp}}$

синдириш кўрсаткичи кескин камаяди. (4.2-расм, 3.2 соҳа) тўлқин узунлигининг навбатдаги ютилиш чизигига яқинлаша борган сари синдириш кўрсаткичи яна ортади. (4.1 - расм, 2.1 соҳа). Минераллар таркибида иштирок этувчи моддаларни аниқлашда дисперсия ходисасига асосланган спектрал таҳлил усулидан фойдаланилади. Бу усул ҳар қайси элементнинг етарли даражада қиздирилганда ўзидан маълум частотали нур чиқаришга асосланган бўлиб, кам миқдордаги нодир металллар таркибини аниқлашнинг тезкор ва самарли усулидир.

4.2 § Ёруғлик дисперсиясининг классик назарияси

Оптикавий ходисаларни ўрганишда фақат ёруғлик табиатига эътибор берибгина қолмай, моддаларнинг электр ва магнит хоссаларини ҳам ҳисобга олиш лозим. Моддаларнинг оптик хоссалари бўлиб, асосан синдириш кўрсаткичи n , ёруғликнинг тарқалиш тезлиги v ҳисобланса, электр хоссаси қутбланиш вектори P , диэлектрик доимийлик ϵ , магнит доимийси μ бўлиб ҳисобланади.

Бу катталиклар орасида қонуний боғланишлар мавжуд,

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}; \quad n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon\mu} \quad (4.9)$$

Шаффоф моддалар учун: $\mu = 1 \quad n^2 = \epsilon$

Маълумки,

$$\epsilon = 1 + \chi = 1 + \frac{P}{\epsilon_0 E} \quad (4.10)$$

демак,

$$n^2 = 1 + \frac{P}{\epsilon_0 E} \quad (4.11)$$

Р-моддаларнинг қутбланиш вектори

Е-ёруғликнинг электр вектори

Оптик электронларнинг концентрациясини N , дипол моментини $p = ex$ деб белгиласак, қутбланиш векторини:

$$P = Nex \quad (4.12)$$

х-оптик электронларнинг мувозанат вазиятидан силжиши.

(4.11) ва (4.12)-дан:

$$n^2 = 1 + \frac{Pex}{\epsilon_0 E} \quad (4.13)$$

Агар моддага $E = E_0 \cos(\omega t + \varphi)$ электромагнит тўлқин тушса, оптик электронлар $F = eE_0 \cos(\omega t + \varphi)$ куч таъсири остида мажбурий тебранишларни вужудга келтиради. Бу тебранишлар тенгламасини қуйидагича ифодалаш мумкин.

$$x = A \cos(\omega t + \varphi) \quad (4.14)$$

Мажбурий тебранишлар амплитудаси таъсир этувчи куч $F = eE_0$ га тўғри пропорционал, заррача массасига эса тескари пропорционал бўлиб,

$$A = \frac{eE_0}{m\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2) + 4\beta^2\omega^2}} \quad (4.15)$$

β – мухитнинг қаршилиқ коэффициент. (4.12), (4.14) ва (4.15)-ни (4.13) га қуйиб:

$$n^2 = 1 + \frac{P}{\varepsilon_0 E} = 1 + \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}} \quad (4.16)$$

Бу ифодага $\omega = 2\pi\nu$; $\nu = \frac{c}{\lambda}$ алмаштиришлар қўллаб, қуйидаги кўринишга келтирамиз.

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \sum \frac{\lambda_i^2 \lambda_0^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2} \quad (4.17)$$

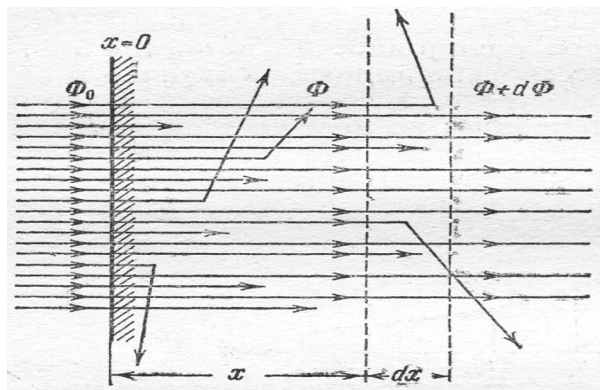
Агар $\lambda \rightarrow \lambda_0$, бўлса, $\lambda^2 - \lambda_0^2 > 0$ $n > 1$ булади. Тўлқин узунлигининг қисқа соҳасидан яқинлашсак ёки ($\lambda^2 - \lambda_0^2 < 0$) бўлса, $n < 1$ булади ҳамда нормал дисперсия кузатилади. (4.2 - расм, 1, 2, 3-4 соҳалар).

Агар $\lambda = \lambda_0$ бўлса, синдириш кўрсаткичи ноаниқ бўлиб, аномал дисперсия кузатилади (4.2- расм 2-3 соҳа).

4.3§ Ёруғликнинг ютилиши

Маълумки, ёруғлик электромагнит тўлқинлар энергиясининг оқимидир. Ёруғлик модданинг қатлам қалинлигидан ўтганда, унинг энергия оқими камайиши кузатилади– ёруғлик ютилади. Ёруғлик энергиясини ютиб, уйғонган ғалаёнланган атом, молекула ва зарядли заррачалар ўзаро тўқнашиб турадилар. Натижада ҳаракат энергияси иссиқлик энергиясига айланади. Металларда эркин электронлар концентрацияси катталиги учун, ёруғлик энергияси ана шу электронларда кўпроқ ютилади. Натижада металллар тиник диэлектрикларга қараганда тезроқ қизийди. Баъзи моддаларда ютилган ёруғлик энергияси молекулалар боғланишини узишга сарфлайди (фотохимиявий реакция содир бўлади). Бегона модда атоми молекулалари (каллоид заррачалар) ни тиник моддаларга аралашуви ёки зичлик флуктуацияси туфайли ёруғлик энергияси сочилиши ҳам, ўтган ёруғлик энергиясининг камайишига сабаб бўлади.

Фараз қилайлик, спектрал таркиби ва оқими ўзгармас ($\Phi = const$) бўлган параллел нурлар дастаси бирор модда қатлами орқали ўтаётган бўлсин. (4.3 - расм)



4.3 - расм

Агар модда қатламига тушаётган ёруғлик интенсивлигини мос ҳолда, ўтган ёруғлик интенсивлигини Φ - деб белгиласак, ютилган ёруғлик учун:

$$\Phi - \Phi_0 = -d\Phi \quad (4.18)$$

Бугер-Ламберт (1730 й.) бу ҳодисасини атрофлича ўрганиб, ютилган ёруғлик модданинг табиатига, қатлам қалинлиги, ёруғлик тўлқин узунлигига боғлиқ эканлигини аниқлади.

$$d\Phi = -\Phi_0 \chi dx \quad (4.19)$$

χ –ёруғлик энергиясини сусайтириш коэффициентини бўлиб, ютилиш ва сочилиш коэффициентларининг йиғиндисига тенг.

$$\chi = \chi_{ю} + \chi_c \quad (4.20)$$

$\chi_{ю}$ – модда қатлам қалинлиги бирлигида ютилган ёруғлик энергиясини билдириб (4.21) орқали ифодаланади.

$$\chi_{ю} = -\frac{d\Phi}{\Phi_0 dx} \quad (4.21)$$

χ_c – сочилган ёруғлик энергиясини билдиради. Ютиш коэффициенти моддаларнинг табиати – ёруғлик тўлқин узунлигига боғлиқ бўлиб, резонанс чизиклари яқинида спектрларни тор соҳасида катта қийматларга эга бўлади.

(4.19) ни ўзгарувчилар бўйича интеграллаб, ёруғликнинг ютилиш қонунини ифодалаймиз.

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\chi l} \quad (4.22)$$

бу Бугер-Ламберт қонуни дейилади.

Агар (4.22) да $l = \frac{1}{\chi_{ю}}$ бўлса, ёруғлик энергияси $e=2,7$ марта экспоненциал қонун асосида камаяди.

Тажрибалар кўрсатишича, эритмаларда ёруғлик ютилиш коэффициенти эритманинг концентрациясига чизикли пропорционалдир. Пропорционаллик коэффициенти орқали

$$\mu = \chi / c = const$$

Бугер-Ламберт қонуни

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\mu c l} \quad (4.23) \quad \text{ифодаланади}$$

Агар μ маълум бўлса, модданинг бирлик қатламда ютилган ёруғлик оқимини ўлчаб, эритма концентрациясини аниқлаш мумкин бўлади.

$$C = \frac{1}{\mu l} \cdot \ln \frac{\Phi_0}{\Phi} \quad (4.24)$$

4.4 § Ёруғликнинг хира моддалардан ўтиши

Ёруғликнинг сочилиши уни хира моддалардан ўтишида яхши кузатилади. Хира моддалар бир жинсли тиниқ моддаларга бегона заррачаларни аралашувидан ҳосил бўлади. Хираликни атмосферада сув буғи, чанг заррачалари, транспорт ва саноат тутунлари, флуктуациялар вужудга келтирса, суюқликларда каллоид заррачалар вужудга келтиради. Масалан, сувга бир икки томчи сут ёки одеколон аралаштирилса бас, у хира моддага айланади.

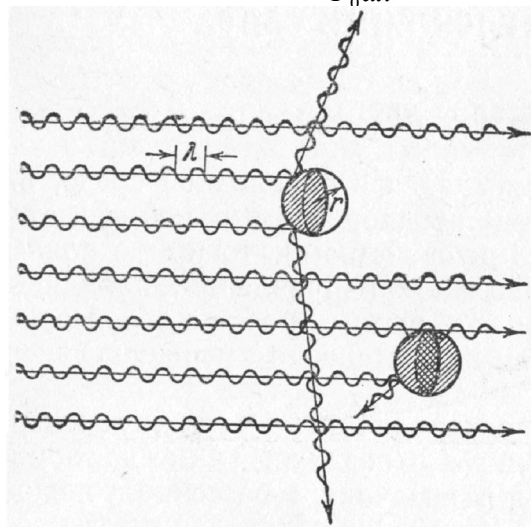
Сочилишга ёруғликнинг бегона заррачалардан дифракцияланиши туфайли интенсивликнинг барча йўналишда текис тақсимланиб тарқалиши жараёни деб қаралади. Ёруғлик таъсирида модда ва бегона аралашмалар атом-молекулаларидаги оптик электронлар иккиламчи электромагнит тўлқинларни мустақил манбаига айланади. Бу иккиламчи электромагнит тўлқинлар барча йўналишда шу жумладан, нурга перпендикуляр йўналишда ҳам тарқалиб сочилган нурларни ҳосил қилади. Ёруғлик сочилиши сочувчи модда заррача ўлчамининг ёруғлик тўлқини узунлигига муносабатига қараб, уч хилга ажратилади.

1.Геометрик сочилиш. $r \gg \lambda$ - шарт бажарилганда геометрик сочилиш кузатилади (4.4 - расм). Тажрибалар кўрсатишича, сочилган ёруғлик оқими модданинг табиати, заррача ўлчами, модда қатлам қалинлиги ва сочувчи зарралар сонига боғлиқ бўлади.

$$d\Phi = \Phi_0 S N dx \quad (4.25)$$

Сочувчи модда қатламининг бирлик қалинлигида сочилган ёруғлик оқимиға сон жихатдан тенг катталик сочиш коэффициенти деб юритилади.

$$\chi_c = \frac{d\Phi}{\Phi_0 dx} = 2\pi r^2 N \quad (4.26)$$



4.4 - расм

2.Релейча сочилиш. $r \ll \lambda$ шарт бажарилганда Релейча сочилиш юз беради. Сочилган нур интенсивлиги, модданинг қутбланиш векторига ва ёруғлик тўлқинлари узунлигига боғлиқ бўлиб,

$$I \approx \frac{P^2}{\lambda^4} \quad (4.27)$$

(4.27)- Релей қонуни деб юритилади, ҳисобланишлар кўрсатишича, сочилиш коэффициенти:

$$\chi_e = \frac{24\pi^2}{\lambda^4} NV^2 \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 \quad (4.28)$$

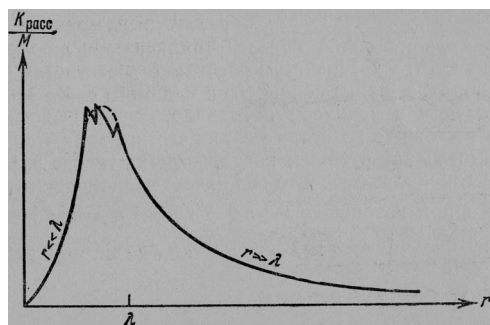
тарзда ифодаланади.

Оқ ёруғлик заррачалари атом-молекуляр даражада майда бўлган хира моддалардан сочилишида, сочилган ёруғлик хаворанг бўлиб кўринади. Чунки, Релей қонунига биноан тўлқин узунлиги қисқа бўлган кўк-зангори нурлар, сариқ-қизил нурларга нисбатан кучлироқ сочилади. Шу туфайли осмон ранги ҳам кўк-хаворанг бўлиб кўринади. Биз эрталаб ва қуёш ботиши олдида атмосфера қатламиндан ўтган нурларни кўрамиз. Ўтган нурлар эса кўк-бинафша нурларнинг сочилиши туфайли қизил-сариқ нурларга бой бўлади ва уфқ қизариб кўринади. Бошқа нуқталардан келган нурлар сочилган нурлар бўлиб, кўк-хаворанг нурларга бой бўлади, натижада осмон ҳаво ранг зангори бўлиб кўринади.

3.Дифракцион сочилиш. $r \approx \lambda$ шарт бажарилганда дифракцион сочилиш рўй беради. Бу ҳолда ёруғликнинг сочилиши, модданинг синдириш кўрсаткичи, заррача ўлчами ва ёруғлик тўлқини узунлигининг мураккаб функциясидир. Шу учун сочувчи заррачалар массаси бирлигига сон жихатдан тенг бўлган сочиш коэффициенти “яшириш” қобилияти (коэффициент москировки) дан фойдаланади.

$$\frac{\chi_c}{M} = \frac{NS}{M} \approx \frac{1}{r} \quad (4.29)$$

Геометрик сочилиш соҳасида (туман, тутунлар) “яшириш” қобилияти заррачанинг ўлчами ошиши билан камая боради. (4.5 - расм)

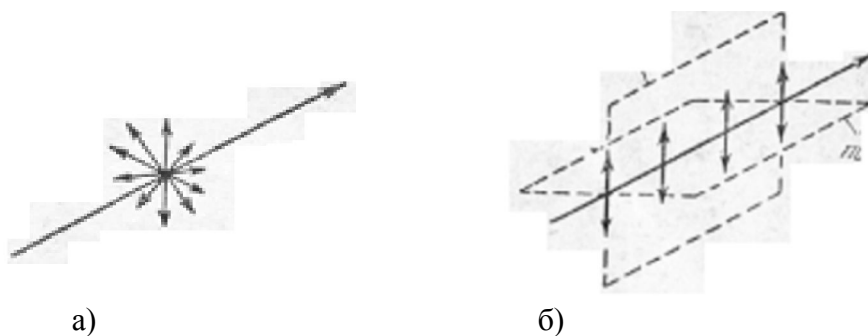


4.5 - расм

V Боб. ЁРУҒЛИКНИНГ ҚУТБЛАНИШИ

5.1 § Малюс қонуни

Ёруғлик – атом нурланиши туфайли вужудга келади. Атомлар жуда қисқа вақт $\tau = 10^{-8} \text{ с}$ нурланиб, бир неча тебранишлардан иборат «цуг» деб юритиладиган маълум узунликдаги тўлқин кесмаси вужудга келтиради. ($L = c \cdot \tau = 3 \text{ м}$) Нурланаётган жисмда кўп атомлар мустақил ҳолда нурланиши туфайли вужудга келган цуглар устма-уст тушиб ёруғлик тўлқинларини ҳосил қилади. Шу туфайли табиий ёруғликда электр вектори тебранишлари нурга нисбатан барча йўналишларда тенг эҳтимоллик билан тақсимланган бўлади. (5.1 а - расм)

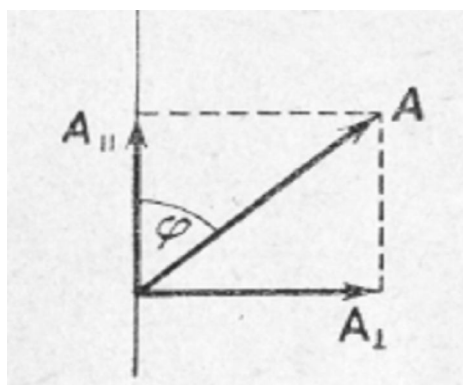


5.1 - расм

Электр вектори тебранишлари маълум бир тарзда қатъий тартибланган нур қутбланган нур дейилади. Қутбланган нурлар анизотроп моддадан ясалган қутблантирувчи–поляризатор деб аталадиган мослама орқали ўтганида ҳосил бўлади. Анизотроп моддалар структура-элементлари ўзига хос текисликларда тартиб билан жойлашиб тор тирқишлар системасини ташкил этади.

Анизотроп модда электр вектори тирқиш йўналишига параллел бўлган нурларни ўтказиб, перпендикуляр бўлган нурни эса тутиб қолади. Электр вектори тебранишлари фақат бирдан-бир текисликда содир бўладиган бундай нур ясси ёки чизикли қутбланган нур деб юритилади (5.1 б - расм)

Электр вектори ётган текислик, тебраниш текислиги, унга перпендикуляр текислик эса қутбланиш текислиги деб юритилади. Фараз қилайлик, тебраниш вектори A_0 -бўлган нур поляризатор текислигига φ бурчак ҳосил қилиб тушаётган бўлсин. (5.2 - расм)



5.2 - расм

Ёруғлик векторининг параллел ташкил этувчиси $A_{||} = A_0 \cos \varphi$ – поляризатордан ўтади, перпендикуляр ташкил этувчиси $A_{\perp} = A_0 \sin \varphi$ ни эса тутиб қолинади.

Поляризатор орқали ўтган нур интенсивлиги $A_{||}^2 = A_0^2 \cos^2 \varphi$ га пропорционал бўлиб,

$$I = I_0 \cos^2 \varphi \quad (5.1)$$

У Малюс қонуни деб аталади.

Бу ерда I_0 – тушаётган нур интенсивлиги, табиий нурда φ нинг барча қийматлари тенг эҳтимолли, шу туфайли поляризатор орқали ўтган нурлар интенсивлиги $\cos^2 \varphi$ нинг ўртача қийматига тенг бўлади:

$$I = \frac{1}{2} I_0 \quad (5.2)$$

Табиий нур тушаётган поляризатор нурга нисбатан айлантирилса, ўтган нурлар интенсивлиги ўзгармай, фақат тебраниш текислигининг йўналиши ўзгаради холос. Агар табиий нур йўлига қутбланиш текисликлари орасидаги бурчаги φ бўлган иккита поляризатор қўйсак, ўтган нурларнинг интенсивлиги Малюс қонунига кўра,

$$I = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \varphi \quad (5.3)$$

$\varphi = 0$ – бўлса ўтган нур интенсивлиги \max бўлади.

$\varphi = \pi/2$ бўлса поляризаторлар айқаштирилган дейилади. У ёруғликни ўтказмайди, кўриш майдони қоронғу бўлади.

Тебраниш вектори амплитудаси (интенсивлиги) турли йўналишларда турлича бўлган нур, қисман қутбланган нур деб аталади.

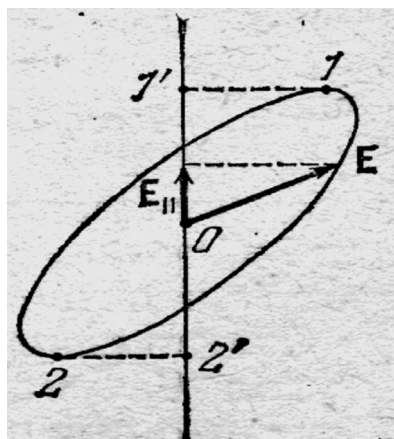
Поляризатор нурга нисбатан айлантирилганда қисман қутбланган нурнинг интенсивлиги \min дан \max гача икки марта ўзгаради. Қутбланган нурлар, қутбланиш даражаси деб юритиладиган қўйидаги катталик билан ҳарактерланади.

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \cdot 100\% \quad (5.4)$$

тўла қутбланган нур учун $I_{\min} = 0$, $P=1$

табиий нур учун $I_{\max} = I_{\min}$ $P=0$ бўлади.

Ўзаро перпендикуляр текисликда чизиқли қутбланган икки нурни кузатамиз (5.3 - расм).



5.3 – расм

Бу кутбланган нурларнинг тебраниш векторлари қуйидаги қонун бўйича ифодаланган бўлсин.

$$\left. \begin{aligned} E_x &= A_1 \cos \omega t \\ E_y &= A_2 \cos(\omega t + \varphi) \end{aligned} \right\} \quad (5.5)$$

Бу икки тебраниш векторини қўшилишидан вужудга келган тебраниш вектори тенгламаси эллипс тенгламасидан иборат бўлади.

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} - \frac{2xy}{A_1 A_2} \cos \varphi = \sin^2 \alpha \quad (5.6)$$

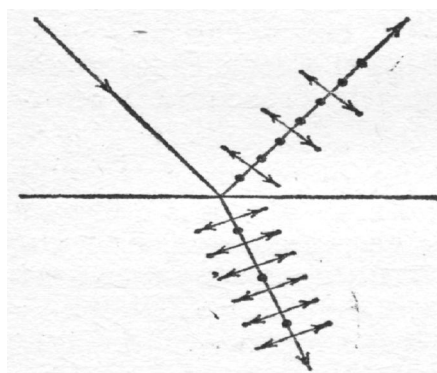
ва эллипс бўйлаб кутбланган нур ҳосил бўлади.

Агар $\varphi = \pi$ бўлса, эллипс тўғри чизиққа айланади ва ясси кутбланган нур вужудга келади.

Агар $\varphi = \pi/2$ бўлиб, $A_1 = A_2$ бўлса эллипс айланадан иборат бўлиб, доиравий кутбланган нур ҳосил бўлади.

5.2 § Ёруғликнинг қайтишда ва сочилишда кутбланиши

Маълумки, ёруғлик икки муҳит чегарасида қайтади ва қисман синиб, иккинчи муҳит чегарасига ўтади. (5.4 - расм)



5.4 – расм

Агар шу нурлар йўлига поляризатор қўйиб кузатсак, уларнинг қисман кутбланганлигини ва шу билан бирга қайтган нурлар тебраниш вектори расм текислигига перпендикуляр (нуқталар билан белгиланган), синган нур тебраниш вектори эса - расм текислигига параллел (чизиқлар билан белгиланган) бўлишини кузатиш мумкин.

Кузатишлар шуни кўрсатадики, қайтган ва синган нурлар кутбланиш даражаси нурларнинг тушиш бурчаги ва муҳитнинг синдириш кўрсаткичига боғлиқ ҳолда ўзгаради.

Шотландиялик Д.Брюстер $\operatorname{tg} i_B = n$ (5.7) шарт бажарилганда қайтган нурлар тўла (чизиқли) қутбланган бўлишини аниқлади.

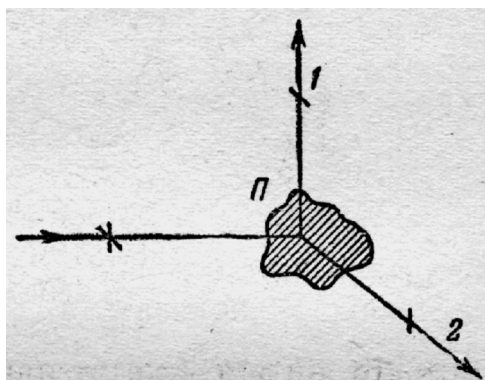
Нур Брюстер бурчаги остида тушганда қайтган ва синган нурлар ўзаро перпендикуляр бўлишини исботлаш мумкин.

Таърифга кўра:
$$\operatorname{tg} i_B = \frac{\sin i}{\cos i} = n \quad (5.8)$$

синиш қонунига асосан:
$$\frac{\sin i}{\sin r} = n \quad (5.9)$$

(5.8) ва (5.9) дан $\sin r = \cos i$; $r = i = \pi / 2$
 $\varphi = 180 - (i + r) = \pi / 2$ (5.10)

Ёруғлик қайтганда, синганда, сочилганда қутбланади. Сочувчи модда атом-молекулалари билан боғлиқ зарядли заррачалар электромагнит тўлқин таъсирида иккиламчи электромагнит тўлқинлар манбаига айланади. Маълумки, дипол ўқи йўналишида электр вектори тебранишлари нолга тенг. Шу туфайли тушаётган нур тарқалиш йўналишидаги тебранишлар сочилган нурлар таркибида бўлмайди, яъни сочилган нурлар тарқалиш йўналишга перпендикуляр текисликда тўла қутбланган бўлади. Бошқа йўналишларда эса нур қисман қутбланган бўлади. (5.5 - расм)

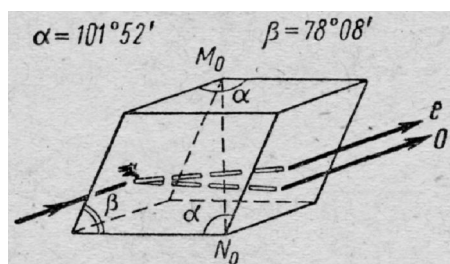


5.5 - расм

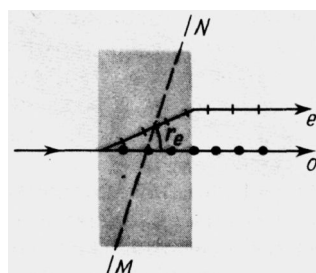
5.3§ Ёруғликнинг қўш синиш ҳодисаси

Куб системага мансуб бўлмаган барча тиниқ кристаллар ўзига тушаётган ёруғлик дастасини икки ёки ундан ортиқ нурларга ажратиб юборади. Бу ҳодисани даниялик олим Э.Бартолин (1678 й) исланд шпати (CaCO_3) кристаллида кузатган бўлиб, у ёруғликнинг иккиланиб синиш деб юритилади. Нурлар кристалл ичида бир-биридан фазовий ажралиб, кристалдан чиқишда ўзаро ва дастлабки нурга параллел ҳолда тарқалади. (5. 6 а- расм)

а)



б)



5.6 - расм

Бу нурлар ўзаро перпендикуляр текисликда қутбланган бўлиб, улардан бири одатдаги синиш қонунига бўйсунганлиги учун одатдаги нур деб аталиб О-билан, иккинчиси е билан белгиланиб, ғайриоддий нур деб юритилади. Оддий ва ғайриоддий нурлар турлича синиб, кристалл ичида ҳар хил тезлик билан тарқалиб, фазовий узоклашади.

$$v_o = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_{\perp}}} = \frac{c}{n_o}; \quad v_e = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_{\parallel}}} = \frac{c}{n_e} \quad (5.11)$$

Кристалларда шундай бир ёки бир нечта йўналишлар топиш мумкинки, ана шу йўналиш бўйича тушган нур учун қўшсиниш ходисаси кузатилмайди. Бу йўналишлар кристаллнинг ўқи деб аталади. Кристалл ўқи ётган текислик кристаллнинг бош текислиги дейилади. Баъзи кристалларнинг ёруғлик ютиш қобилияти қутбланиш текислигининг йўналишига боғлиқ бўлиб, селектив характерга эга. Шу туфайли оддий ва ғайриоддий нурлар кристаллда турлича ютилиб, бу ҳодиса дихроизм-деб юритилади. Дихроизм хусусияти кварц, турмалин, геропатит (йод-хинин-сульфид) да кучли бўлади. Турмалин 1 мм қалинликда, геропатит эса 0,1 мм қалинликда оддий нурларни тўла ютиб, ғайриоддий нурларни ўтказиб юборади. Уларнинг бу хусусиятидан поляризаторлар сифатида фойдаланиш мумкин.

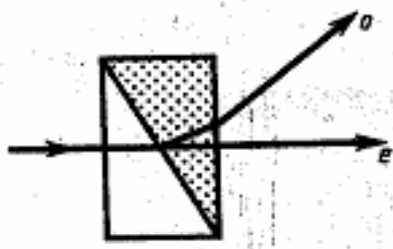
Бундай қутблантирувчи асбобларнинг камчилиги шундан иборатки, уларни ишлатиш соҳаси ёруғлик тўлқин узунлиги бўйича чегараланган. Геропатит целлюлозага йод-хинин-сульфид эритмасини суртиш йўли билан содда ва арзон тайёрланади. Лекин бундай қутблантирувчилар, термик жиҳатдан чидамсиз бўлиб, бундан уларнинг тиниклик даражаси ҳам кристалларникига нисбатан 30 фоизга кам. Шу туфайли улар кам қувватли ёруғлик манбаларини қутблантиришда кўзни қамаштирмаслик учун ишлатилади.

5.4§ Ёруғликни қутблантирувчи асбоблар

Қутбланган нурлардан кристалл жисмларнинг оптик сифатларини аниқлашда, микроскопик тадқиқотлар ўтказишларда фойдаланилади.

Нормал кўз қутбланган, қутбланмаган нурларни деярли фарқ қилмайди. Қутбланган нурларнинг интенсивлигини миқдор жиҳатдан фарқ қилиш мақсадида, қутблантирувчи асбоблардан фойдаланадилар. Улар поляризатор ёки анализатор деб юритилади. Поляризаторлар анизатроп моддалардан маълум тартибда қирқиб олинган призмалардан иборатдир.

Валластон призмаси. Исланд шпатидан қирраси бош кесмасига параллел қилиб, тўғри бурчакли призма шаклида қирқиб олинган призма, худди шундай шишадан ясалган призмага гипотенузаси бўйича канада бальзами билан ёпиштирилган бўлади. (5.7 - расм)



5.7 - расм

Одатдаги О-нур исланд шпати (CaCO_3) призмасида икки марта синиши туфайли е нурдан узоклашади. Натижада ўзаро перпендикуляр текисликда қутбланган мустақил нурлар ҳосил бўлади.

Никол призмаси. Исланд шпати (CaCO_3) дан ўткир бурчаклари 68° ва 22° , олди ва орқа ёки кристалл ўқида 48° остида қирқилган тўғри бурчакли призма катта катети ёндаштирилиб, канада бальзами билан ёпиштирилган бўлади. (5.8 - расм)

k – моддаларнинг механик хусусиятларига боғлиқ ўзгармас катталиқдир. Одатдаги ва ғайриоддий нурлар эса фазалар фарқи билан боғлиқ изохром чизиқлар ҳосил қилади.

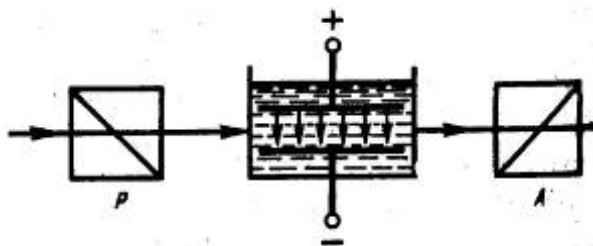
$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{2\pi k}{\lambda} \delta l = c \delta l \quad (5.14)$$

Бу ерда $C = \frac{2\pi k}{\lambda}$ – ўзгармас катталиқ

Сунъий анизотропия шундай хроматик кутбланишни вужудга келтирадики, изохром чизиқлари, назарий ва амалий механика масалаларини ҳал қилишда қўлланилади.

2. Керр-эффекти. Сунъий анизотропиянинг электр майдони таъсирида юз бериши шотландиялик олим Керр (1875 й.) аниқлади.

Ичига ясси конденсатор пластинкалари жойлаштирилган идиш «Керр ячейкаси» суюқ диэлектрик модда-бензол ($C_6H_6NO_2$) билан тулдирилган бўлиб, N_1 ва N_2 айқаштирилган никол призмалар орасига ўрнатилади. Конденсаторга U кучланиш берилганда диэлектрик моддада, ўқи электр векторига (\vec{E}) параллел бўлган кристалга хос оптик анизотропия вужудга келади.



5.10 - расм

$E = 0$ да $\varphi = \pi/2$ кўриш майдони қоронғу бўлади, чунки поляризатор N_1 ва анизатор N_2 ўқлари ўзаро перпендикулярдир. Конденсаторга U кучланиш берганда $E \neq 0$ да $\varphi = \pi/2$ бўлса ҳам кўриш майдони ёруғ бўлади. Тажрибалар кўрсатишича,

$$n_o - n_e = kE^2 \quad (5.15)$$

оддий ва ғайриоддий нурлар фазалари фарқи

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{2\pi k}{\lambda} E^2 l = \frac{BE^2 l}{\lambda} \quad (5.16)$$

бўлган кутбланган нур ҳосил бўлади.

$B = 2\pi k$ - Керр доимийси бўлиб, температура ва моддалар табиатига боғлиқ катталиқдир.

$T = 300^\circ K$ да $l = 0,1 м$ ва $E = 10^6 В/м$ бўлганда нитробензол учун:

$$B = 2,2 \cdot 10^{-12} м / В^2$$

Керр эффектидан жуда тез содир бўладиган ($10^{-9} \div 10^{-12} сек$) ҳодисаларни қайд қилишда ҳамда тезкор кинотасвирга олиш ишларида ишлатилади.

5.6§ Кутбланиш текислигининг айланиши

Баъзи моддаларнинг бош кесмаси бўйлаб тушган нур тебраниш текислигини ўзгартириши аниқланган. Бундай моддалар оптик актив моддалар деб юритилади. Масалан: қаттиқ жисмлардан турмалин, кварц, шакар, киновар, суюқликлардан қанд эритмаси, винокислотаси, скипидар, никотин ва шунга ўхшашлар.

Айқаштирилган никол призмалари орасига ўрнатилган оптик актив моддалардан ёруғлик ўтганда қутбланиш текислигининг айланиши туфайли қуриш майдони ёришади. Анализаторни тегишлича бураб, қутбланиш текислиги қандай бурчакка айланган бўлса, шундай бурчакка бураш йўли билан кўриш майдонини қоронғу бўлишига қайта созлаш мумкин.

Тажрибалар кўрсатишича, қутбланиш текислигининг айланиш бурчаги моддаларнинг табиати, қатлам қалинлиги, ёруғлик тўлқин узунлигига боғлиқ бўлиб, у кристаллар учун:

$$\psi = [\psi_0] \cdot l \quad (5.17)$$

оптик актив моддалар эритмаси учун:

$$\psi = [\psi_0] c l \quad (5.18)$$

ψ_0 – солиштирма айлантириш қобиляти деб юритилади ва бирлик қатлам қалинлиги қутбланиш текислигининг қандай бурчакка бурилишини билдиради.

l – қатлам қалинлиги

c – эритманинг кг/м^3 -даги концентрацияси.

Бир мм қалинликдаги кварц учун:

$$\lambda_{am} = 0,6 \text{ мкм} \quad \psi_0 = 21,7^\circ$$

$$\lambda_{on} = 0,4 \text{ мкм} \quad \psi_0 = 48,9^\circ$$

$$\lambda_{ym} = 0,21 \text{ мкм} \quad \psi_0 = 236^\circ$$

Агар модда ичидаги ўнг ёки чап айлантирилган нурлар тезлигини ҳар хил деб ҳисобласак, қутбланиш текислигининг бурилишини содда ва қулай тушунтириш мумкин.

l -қалинликдаги қатламдан ўтиб, чап айланган қутбланган нур электр вектори E_x

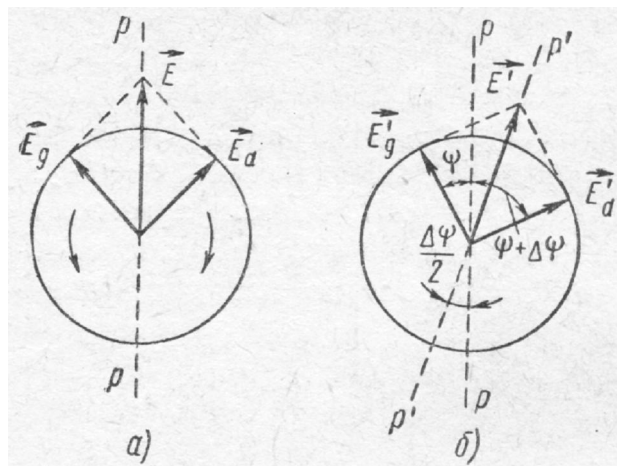
$$\varphi^1 = \frac{2\pi l}{\lambda^1} \quad \text{га}$$

ўнгга айлантирилган қутбланган нур электр вектори E_y га бурилади.

$$\varphi^{11} = \frac{2\pi l}{\lambda^k}$$

Қатлам қалинлиги φ^1 га 2π каррали қилиб қирқиб олинса, E_x -вектор l -қатламни ўтгач дастлабки вазиятини эгаллайди.

(5.11- расм)



5.11 - расм

E_y -вектор эса дастлабки вазиятига нисбатан $\Delta\varphi$ га нисбатан кам ёки $\Delta\varphi$ га каттароқ бурчакка бурилади. Шу туфайли $\varphi^1 \neq \varphi^{11}$ бўлади.

$$\Delta\varphi = \varphi^1 - \varphi^{11} = 2\pi l \left(\frac{1}{\lambda^1} - \frac{1}{\lambda^{11}} \right) \quad (5.19)$$

Натижада l -қатламдан ўтган нур ясси қутбланган нур бўлиб, қутбланиш текислиги

$$\psi = \frac{\Delta\varphi}{2} = \pi l \left(\frac{1}{\lambda^1} - \frac{1}{\lambda^{11}} \right) \quad (5.20)$$

бурилган бўлади.

$$\lambda^1 = \frac{\lambda}{n_0}, \quad \lambda^{11} = \frac{\lambda}{n_e} - \text{ни ҳисобга олиб:}$$

$$\psi_0 = \frac{\pi}{\lambda} (n_0 - n_e) l = \psi_0 l \quad (5.21)$$

$$\psi_0 = \frac{\pi}{\lambda} (n_0 - n_e) \quad (5.22)$$

Қутбланиш текислигининг айланишидан эритмалар концентрациясини аниқлашда поляриметрлар сифатида ишлатилади.