

**ЎЗБЕКИСТОН АЛОҚА ВА АХБОРОТЛАШТИРИШ
АГЕНТЛИГИ**

**ТОШКЕНТ АХБОРОТ ТЕХНОЛОГИЯЛАРИ
УНИВЕРСИТЕТИ**

Ф И З И К А

Д А Р С Л И К

2 - қисм

Тошкент - 2008 й.

**Муаллифлар: Абдурахманов Қ.П., физика-математика
фанлари доктори, профессор, Эгамов Ў. физика-математика
фанлари номзоди, доцент**

Такризчилар: Р.А. Мўминов, Ўзбекистон Фанлар Академияси
академиги, физика-математика фанлари
доктори, профессор.
М.С. Бахадирханов, физика - математика
фанлари доктори, профессор.

Дарслик ахборот технологиялари ва техника йўналишида таҳсил олаётган талабалар, магистрлар ва аспирантларни физика фанини чуқурроқ ўзлаштиришлари, мустақил шуғулланишлари учун мўлжалланган бўлиб, 2 қисмдан иборат:

I - қисм. Механика. электр, электромагнетизм, гармоник тебранишлар, тўлқинлар, электромагнит тебранишлар, акустика.

II - қисм. Тўлқин оптикиси ва квант механикаси. физикавий статистика, молекуляр физика, термодинамика, қаттиқ жисмлар физикаси ва ядро физикаси.

Ушбу дарслик, Давлат таълим стандартининг техника университетлари таълим йўналишлари бўйича физика фанининг намунавий дастури мазмуни асосида тайёрланди.

Дарслик ТАТУ нинг илмий-услубий кенгаши қарорига асосан чоп этилди.

(№ 1 баённома 20.09. 2007 й.)

Сўз боши

Ушбу «Физика» ўқув дарслиги Ўзбекистон Республикаси Давлат таълим стандартининг техника университетлари таълим йўналишлари бўйича бакалаврлар тайёрлаш мазмуни ва савиясининг мажбурий минимумига бўлган талабларга мувофиқ тузилган.

Тошкент ахборот технологиялари университетининг физика кафедрасида виртуал лаборатория ишларидан ташқари, талабаларга мультимедиа муҳитида маърузалар ўқилмоқда.

Мультимедиа муҳитида ўқиладиган маърузалар янги ахборот имкониятларига эга бўлган маърузалар матни асосида ўтилади. Электрон маърузалар матни, электрон дарсликдан фарқли равишда, асосан маърузачининг маъруза ўтишдаги индивидуал маҳорати ва талабаларнинг қобилияти даражасига боғлиқ равишда тузилади.

Одатда мультимедиали маъруза сифатини ошириш учун маърузалар матнини тайёрлашда ахборот технологияларидан унумли фойдаланиш: илмий ва ўқув маълумотлари графикларини сканерлаш, Интернет тармоғидан ноёб фотосуратларни, видеоклипларни олиш, ҳаракатдаги графиклар, жонли ҳодисалар ва анимацион роликларни тайёрлаш орқали эришилади.

Ўқитиш маълумотлари асосан “WebCT”, “Tool book II Instruktor”, “Power Point” дастурларида кадр ёки слайд кўринишида тайёрланиб, тақдим этилади.

Мультимедиа муҳитида маърузаларни талабалар интерактив шароитда тинглаб, осонгина ўзлаштирадилар ва хотирада узоқ вақт сақлай оладилар. Аммо, кадрлар тайёрлаш Миллий дастурида мустақил ишларга кўп эътибор бериш кўзланган ва аудитория соатларининг сезиларли қисми шуларга ажратилган. Бу соҳада мультимедиали электрон маърузалар матни талабаларнинг мустақил шуғулланишига тўла имкон бераолмайди. Унинг устига ҳозирги кундаги ўзбек тилида физика фани бўйича мавжуд бўлган дарсликлар кўп эмас, ҳажми ва назарий жиҳатдан муҳандис кадрлар тайёрлаш учун мўлжалланган.

Ахборот технологиялари ва техника йўналишларида таҳсил олаётган талабаларга физика фанини чуқурроқ ўзлаштириши, мустақил шуғулланиши учун мос дарсликлар, ўқув қўлланмалар ҳозирча етарли эмас.

Шу сабабли, ТАТУ физика кафедрасида кўп йиллардан бери ўқиладиган маърузалар асосида, физика фанининг намунавий дастури мазмуни доирасида бакалаврлар учун мўлжалланган, «Физика курси» дарслигини тайёрлашни мақсадга мувофиқ, деб ҳисобладик. Бу ўқув дарслик электрон маърузалар матнидан мазмуни бўйича тўлақонлилиги билан фарқ қилади.

Фойдаланиш учун қулай бўлишини эътиборга олиб, ушбу дарслик 2 қисмга бўлинди:

1 - қисм. Механика. Электр. Электромагнетизм. Гармоник тебранишлар. Тўлқин ҳодисалари. Акустика. Электромагнит тебранишлар.

2 - қисм. Тўлқин оптикиси ва квант механикиси. Физикавий статистика. Молекуляр физика, термодинамика. Қаттиқ жисмлар физикаси ва ядро физикаси.

Ушбу дарсликни таҳрир қилишда ижобий кўрсатмалар берган физика-математика фанлари номзоди, доцент Қ.Хайдаров ва РРТ факультети илмий-услубий кенгаши раиси, техника фанлари номзоди, доцент А.А.Абдуазизовга ҳамда қўлланмани тайёрлаб, шу кўринишга олиб келган физика кафедраси катта лаборанти Н.А.Амировага муаллифлар чуқур миннатдорчилик билдирадилар.

И К К И Н Ч И Қ И С М

I – БОБ

Оптика. Нурланишнинг квант табиати

1 - §. Оптиканинг асосий қонунлари

Ёруғлик нурининг табиати ўрнатилишидан олдин оптиканинг қуйидаги асосий қонунлари маълум эди:

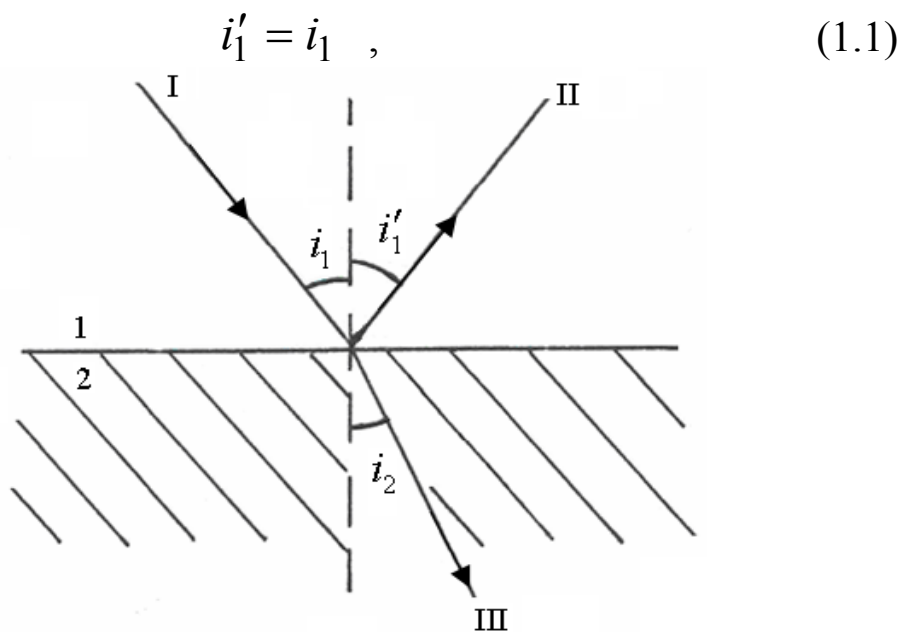
Ёруғлик нурининг оптик бир жинсли муҳитда тўғри чизиқли тарқалиш қонуни; ёруғлик нури дасталарининг бир-бирига боғлиқ бўлмаслик қонуни; ёруғликнинг қайтиш қонуни ва ёруғликнинг синиш қонуни.

Ёруғликнинг тўғри чизиқли тарқалиш қонуни. Оптикавий бир жинсли муҳитда ёруғлик нури тўғри чизиқли тарқалади, чунки нуқтавий ёруғлик манбаъи билан шаффоф бўлмаган буюмлар ёритилганда, буюмлар шаклида аниқ соя ҳосил бўлади. Ёруғлик нурлари тўлқин узунлигига яқин бўлган ўлчамли буюмлар ёритилганда бу қонундан четлашиш кузатилади.

Ёруғлик нурлари дасталарининг бир-бирига боғлиқ бўлмаслик қонуни. Алоҳида ёруғлик нури дастасида кузатиладиган ҳодисалар бошқа дасталар бир вақтда мавжуд бўлиш ёки бўлмаслигига боғлиқ бўлмайди. Ёруғлик оқимини алоҳида ёруғлик дасталарига ажратиб, танланган ёруғлик дастаси таъсири бошқа дасталарга боғлиқ эмаслигини осон исботлаш мумкин.

Агарда, ёруғлик нури икки муҳит чегарасига тушса (*1 - расм*), I тушувчи нур II қайтган ва III синган нурларга ажралади, уларнинг тарқалиш йўналишлари қайтиш ва синиш қонунлари билан белгиланади.

Қайтиш қонуни. Қайтган нур тушувчи нур ва тушиш чегарасига ўтказилган перпендикуляр билан бир текисликда ётади, қайтиш бурчаги тушиш бурчагига тенг бўлади:



1-расм. Икки муҳит чегарасида ёруғликни синиши ва қайтиши

Синиш қонуни. Тушувчи нур синган нур ва тушиш нуқтасида икки муҳит чегарасига ўтказилган перпендикуляр билан бир текисликда ётади, тушиш бурчагининг синусини синиш бурчаги синусига нисбати берилган муҳитлар учун ўзгармас катталиқ ҳисобланади:

$$\sin i_1 / \sin i_2 = n_{21} \quad , \quad (1.2)$$

бу ерда n_{21} – иккинчи муҳитнинг биринчи муҳитга нисбатан **нисбий синдириш кўрсаткичидир**. Икки муҳитнинг нисбий синдириш кўрсаткичлари уларнинг абсолют синдириш кўрсаткичларининг нисбатига тенгдир:

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1} \quad , \quad (1.3)$$

Муҳитнинг абсолют синдириш кўрсаткичи электромагнит тўлқиннинг вакуумдаги тезлигининг муҳитдаги фазавий тезлигига нисбатига тенгдир:

$$n = \frac{c}{v} \quad (1.4)$$

бу ерда $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$ га тенг, ε ва μ – муҳитнинг диэлектрик ва магнит сингдирувчанлигидир. Синиш қонунини қуйидагича қайта ифодалаш мумкин:

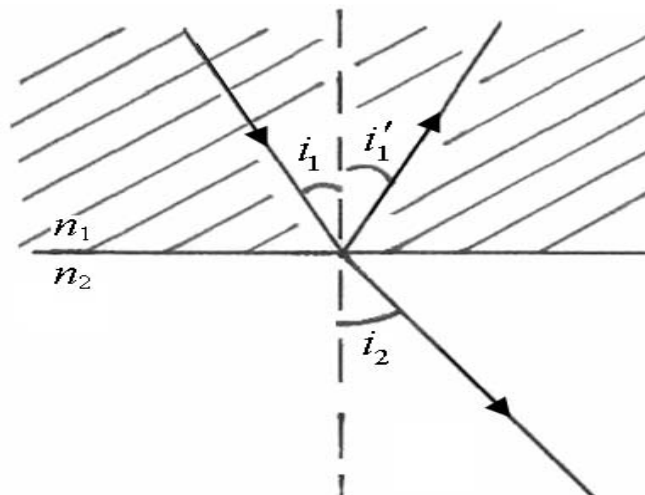
$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2 \quad (1.5)$$

Агарда, ёруғлик катта синдириш кўрсаткичли n_1 муҳитдан ўтиб кичик синдириш кўрсаткичли n_2 муҳитда тарқалса, мисол учун шишадан сувга ўтиб тарқалса, у ҳолда

$$\frac{\sin i_2}{\sin i_1} = \frac{n_1}{n_2} > 1$$

бўлиб, синган нур нормалдан узоқлашади ва i_2 синиш бурчаги i_1 тушиш бурчагидан катта бўлади (2 – расм).

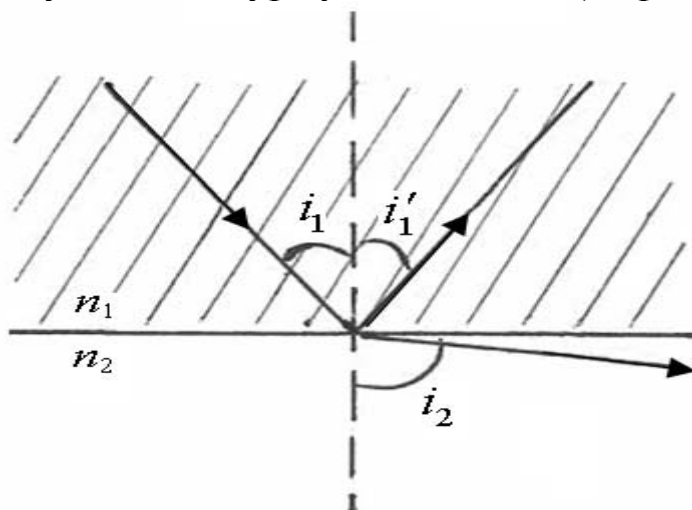
Тушиш бурчаги ошиши билан синиш бурчаги аста-секин оша боради ва қандайдир чегаравий тушиш бурчаги қийматида



2 - расм. Ҳар хил синдириш кўрсаткичли муҳитлар чегарасида синиш ходисаси

($i_1 = i_{\text{чег.}}$ чегаравий бурчакда) синиш бурчаги $\frac{\pi}{2}$ га тенглашади.

$i_1 = i_{\text{чег.}}$ ҳолатда тушаётган нур тўлиқ қайтади (3 - расм).



3 – расм.

Демак, тушиш бурчагининг $i_{\text{чег.}}$ дан $\frac{\pi}{2}$ га қийматларида тўла қайтиш ҳодисаси кузатилади. Чегаравий тушиш бурчаги $i_2 = \frac{\pi}{2}$ шартдан топилади.

$$n_1 \sin i_{\text{чег.}} = n_2 \sin \frac{\pi}{2}, \quad \sin i_{\text{чег.}} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21} \quad (1.6)$$

Тўла қайтиш ҳодисаси, ёруғлик оптикавий зич муҳитдан зич бўлмаган муҳитга ўтганда, кузатилади.

2-§. Геометриявий оптика элементлари

Ёруғликнинг тарқалиш қонунларини ёруғлик нурлари тушунчалари орқали ўрганиладиган оптика бўлими **геометриявий оптика** деб аталади.

Ёруғлик нурлари деб, тўлқин сиртларига нормал бўлган чизиқлар бўйича тарқаладиган ёруғлик энергиялари оқимига айтилади.

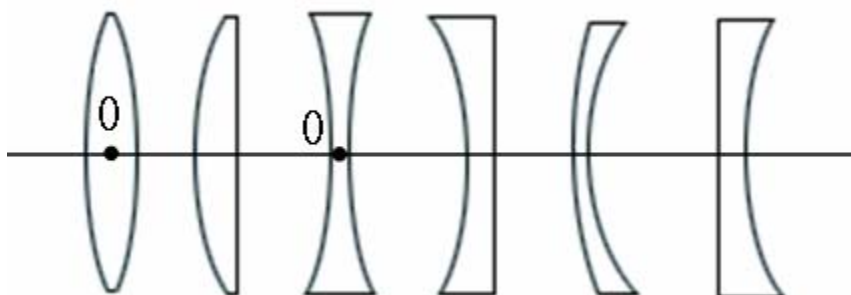
Линзалар дейилганда, иккита сирт билан чегараланган тиниқ жисмлар тушунилади. Иккита сиртдан бири, одатда, сферик ёки цилиндрик, иккинчиси – сферик ёки ясси бўлиши

мумкин. Бу сиртлар ёруғлик нурини синдириб, буюмларнинг оптик тасвирини шакллантириши мумкин. Одатда линзалар шиша, кварц, кристалл ва пластмасса моддаларидан тайёрланади.

Ташқи кўринишига қараб линзалар: икки тарафи қавариқли, ясси қавариқли, икки тарафи ботикли, ясси ботикли, бир тарафи қавариқ иккинчиси ботикли, бир тарафи ботик иккинчиси қавариқли бўлиши мумкин (4 - расм).

Оптик хусусиятларига қараб линзалар йиғувчи ва сочувчи линзаларга бўлинадилар.

Сирт радиусларига нисбатан қалинлиги кичик бўлган линзалар юпқа линзалар деб аталади. Линзаларнинг сиртлари эгрилиги марказидан ўтувчи тўғри чизиқ **линзанинг бош оптик ўқи** деб аталади. Бош оптик ўқда ўтувчи ва ундан ёруғлик нури ўтганда синмайдиган нуқта **линзанинг оптик маркази** деб аталади.

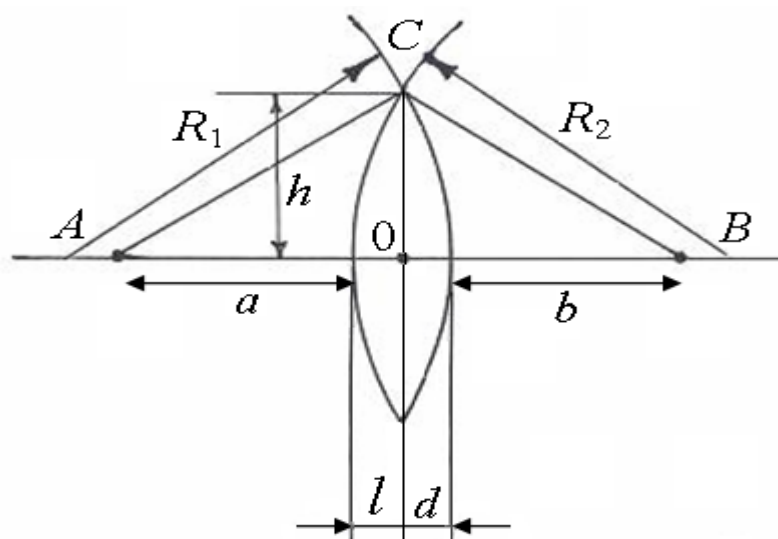


4 – расм Линзаларнинг турлари

Линза сиртлари эгрилик радиусларини (R_1 ва R_2), линзадан буюмгача (a) ва унинг тасвиригача (b) бўлган масофалар билан боғлиқлигини кўрсатувчи нисбат – **юпқа линзанинг ифодаси** деб аталади. Бу ифодани келтириб чиқариш учун энг қисқа вақт талаб қилинадиган усулдан фойдаланамиз, яъни ёруғлик нури траекториясини босиб ўтиш учун энг минимал вақт талаб қилинадиган траектория олинади.

Ёруғлик нурининг линза орқали ўтган иккита траекториясини кўриб чиқамиз (5 - расм).

Бош оптик ўқдан ўтувчи, A ва B нуқталарни туташтирувчи AOB ва линзанинг юқори қиррасидан ўтувчи ACB нурларни кўриб чиқамиз.



5 – расм. Ёруғлик нуруни линза орқали ўтиши.

OB траекторияни нур t_1 вақтда босиб ўтади

$$t_1 = \frac{a + N(e + d) + b}{c}$$

бу ерда $N = \frac{n}{n_1}$ – нисбий синдириш кўрсаткичидир. AOB

траекторияни нур босиб ўтиш учун t_2 вақт сарфлайди

$$t_2 = \frac{\sqrt{(a+e)^2 + h^2} + \sqrt{(b+d)^2 + h^2}}{c}$$

$t_1 = t_2$ га тенг бўлгани учун, қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$a + N(e + d) + b = \sqrt{(a+e)^2 + h^2} + \sqrt{(b+d)^2 + h^2} \quad , \quad (2.1)$$

агарда, юпқа линза учун $h \ll (a+e)$, $h \ll (b+d)$ эканлигини ҳисобга олсак, қуйидаги ифодаларни келтириб чиқариш мумкин:

$$\sqrt{(a+e)^2 + h^2} = a + e + \frac{h^2}{2(a+e)}$$

$$\sqrt{(b+d)^2 + h^2} = (b+d) + \frac{h^2}{2(b+d)}$$

Бу тенгликларни (2.1) ифодага қўйсақ **линзаларнинг умумий ифодасига** эга бўламиз:

$$(N-1)(e+d) = \frac{h^2}{2} \left(\frac{1}{a+e} + \frac{1}{b+d} \right), \quad (2.2)$$

Юпқа линзалар учун $e \ll a$, $d \ll b$ бўлган ҳолда қуйидаги линза ифодасини келтириб чиқариш мумкин:

$$(N-1)(e+d) = \frac{h^2}{2} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right)$$

бу ерда $e = \frac{h^2}{2R_2}$ ва $d = \frac{h^2}{2R_1}$ га тенгдир.

У ҳолда

$$(N-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}, \quad (2.3)$$

юпқа линзанинг ифодасига эга бўламиз.

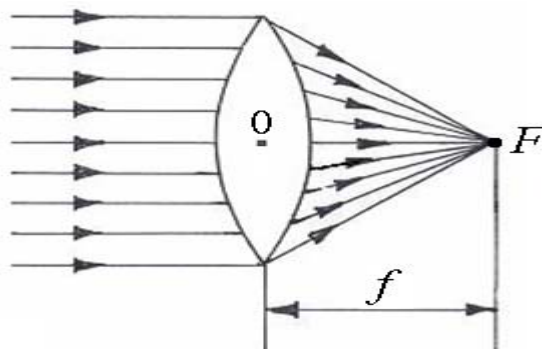
Линзанинг қавариқ сирти эгрилиги радиуси мусбат, ботик сирт эгрилиги радиуси манфий ҳисобланади. Агарда, буюмдан линзанинг оптик марказигача масофа чексиз бўлса, линзага тушаётган нурларни параллел деб ҳисоблаш мумкин (*б - расм*), у ҳолда

$$(N-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_1} \right) = \frac{1}{b}$$

ва бу ҳолатга мос масофа $b = OF = f$ **линзанинг фокус масофаси** деб аталади.

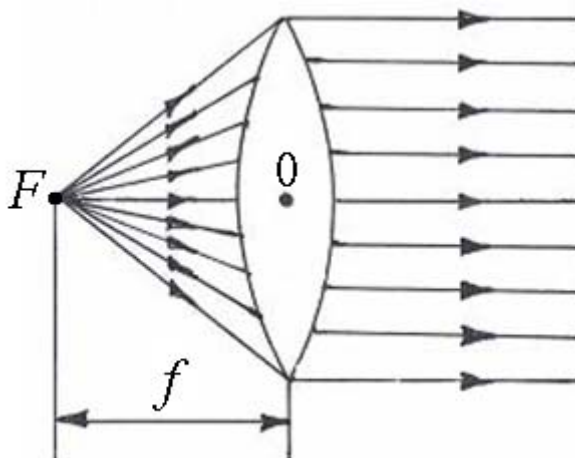
$$f = \frac{1}{(N-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)}$$

Фокус масофа линзанинг нисбий синдиш кўрсаткичи ва эгриликлар радиусларига боғлиқдир. Агарда, $b = \infty$ бўлса, яъни



6 – расм. Буюм линзадан чексизликда бўлганда нурларнинг тарқалиши

тасвир чексизликда бўлса, линзадан чиқаётган нур бир-бирига параллел бўлиб тарқалади (7 - расм) ва $\alpha = f$ га тенглашади.



7 – расм. Линзадан тасвир чексизликда бўлганда нурларнинг тарқалиши.

$$(N - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{1}{f} = \Phi, \quad (2.4)$$

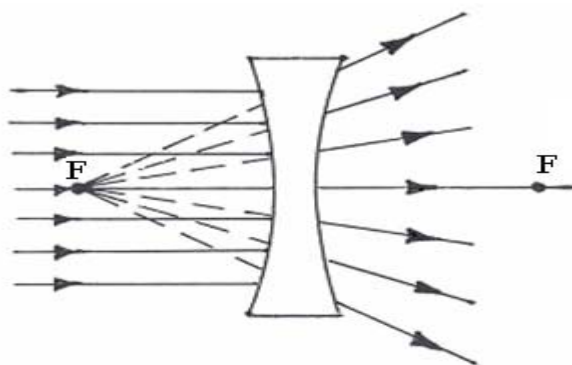
катталиқ **линзанинг оптик кучи** деб аталади ва унинг ўлчов бирлиги – диоптрия ҳисобланади.

1 - диоптрия - фокус масофаси 1 м га тенг бўлган линзанинг оптик кучидир: 1 диоптрия = 1/м.

Мусбат оптик кучга эга бўлган линзалар **йиғувчи**, манфий оптик кучга эга бўлганлари эса **сочувчи линзалар** деб аталади.

Линзанинг фокусидан ўтувчи, бош оптик ўққа перпендикуляр бўлган текислик – **линзанинг фокал текислиги** деб аталади.

Одатда, йиғувчи линзадан фарқли, сочувчи линзаларда мавҳум фокуслар мавжуд бўлади (8 - расм).



8 – расм. Сочувчи линзада ёруғлик нурининг тарқалиши

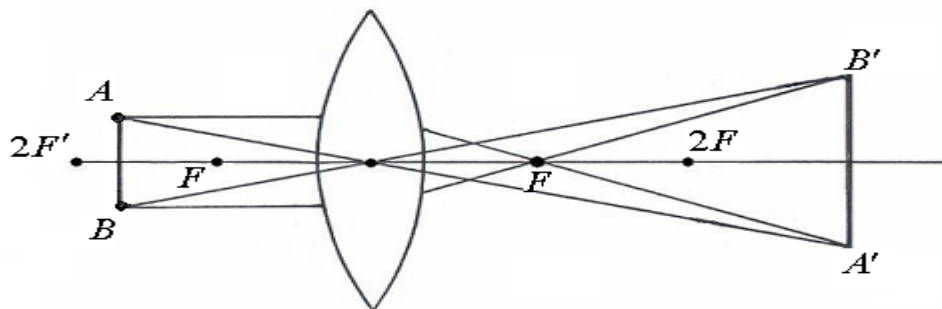
Линзанинг оптик кучи ифодасидан фойдаланиб линзанинг ифодасини қуйидагича ёзиш мумкин.

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$$

Сочувчи линзалар учун f ва b масофалар манфий ҳисобланади.

Линзаларда буюмнинг тасвири қуйидаги нурлар орқали амалга оширилади:

- линзанинг оптик марказидан ўтувчи нур;
- бош оптик ўққа параллел йўналган нур; бу нур линзадан синганда линзанинг иккинчи фокуси орқали ўтади;
- линзанинг биринчи фокуси орқали ўтадиган нур; бу нур линзада сингандан сўнг, линзанинг бош оптик ўқиға параллел бўлиб чиқади.



9 – расм. Йиғувчи линзада тасвирни ҳосил қилиши

9 - расмда йиғувчи линза орқали тасвирни тузиш усули келтирилган. Тасвир ва буюмнинг чизиқли ўлчамлари нисбати **линзанинг чизиқли катталаштириши** деб аталади.

3 - §. Асосий фотометрик катталиклар ва уларнинг бирликлари

Ёруғлик нури ва унинг манбаълари жадаллигини ўлчаш билан шуғулланадиган оптиканинг бўлими – фотометрия деб аталади. Фотометрияда қуйидаги катталиклар ишлатилади:

- энергетик катталиклар – оптик нурланишнинг энергетик параметрларини тавсифлайдилар;
- ёруғлик катталиклари – ёруғликнинг физиологик таъсирини тавсифлайдилар ва уларнинг кўзга таъсири билан ёки нурланишни қабул қилгич қурилмалар орқали ўлчанади.

Энергетик катталиклар

1. $\Phi_э$ – нурланиш оқими, нурланиш энергиясининг (W) нурланиш вақтига (t) нисбатига айтилади:

$$\Phi_э = W/t$$

Нурланиш оқимининг ўлчов бирлиги ваттдан (Вт) иборат.

2. Ёритиш ёки нурланиш қобиляти $R_э$ – сиртнинг $\Phi_э$ нурланиш оқимининг шу сиртнинг кўндаланг кесими юзасига нисбатига тенг:

$$R_э = \Phi_э / S$$

яъни сиртнинг нурланиш оқими зичлигини билдиради.

Нурланишнинг бирлиги $Вт/м^2$ дан иборат.

3. Ёруғликнинг энергетик кучи $I_э$ нуқтавий нурланиш оқимини $\Phi_э$, шу нурланиш тарқалаётган телес бурчакка (ω) нисбатига тенг катталикдир:

$$I_{\varepsilon} = \Phi_{\varepsilon} / \omega$$

Ёруғликнинг энергетик кучи бирлиги бир **стерадиан** бурчакка тўғри келган бир ваттли нурланиш оқимини билдиради (Вт/ср).

4. Энергетик равшанлик B_{ε} , нурлаётган сирт элементи ёруғлиги энергетик кучини ΔI_{ε} , нурланиш йўналишига перпендикуляр бўлган текисликдаги элемент юзаси проекциясига нисбатига тенг катталик билан ўлчанади:

$$B_{\varepsilon} = \Delta I_{\varepsilon} / \Delta s$$

Энергетик равшанлик бирлиги Вт/ср.м² га тенгдир.

5. Энергетик ёритилганлик E_{ε} , ёритиладиган бирлик юзага тушаётган нурланиш оқимига тенг катталикдир. Унинг бирлиги Вт/м² дир.

Ёруғлик катталиклари

Оптикавий ўлчашларда ҳар хил нурланиш қабул қилгичлари ишлатилади (кўз, фотоэлементлар ва фотокучайтиргичлар). Улар ҳар хил тўлқин узунликдаги ёруғликка ўзига хос сезгирликка эга бўладилар.

Ёруғлик ўлчашлари субъектив бўлгани учун, ёруғлик бирликлари фақат кўринадиган ёруғлик спектри соҳаси учун келтирилади.

1. Ёруғлик кучининг бирлиги ХБ тизимида – бир канделага тенгдир. Кандела – ёруғликнинг энергетик кучи 1/683 Вт/ср бўлган $540 \cdot 10^{12}$ Гц частотали электромагнит нурланиш чиқараётган манбаънинг берилган йўналишдаги ёруғлик кучидир.

2. Ёруғлик оқими Φ қабул қилгич сезгирлигига тўғри келадиган оптикавий нурланиш қувватидир, унинг бирлиги 1 люмен – 1 кд/ср га тенг.

3. Равшанлик $B\varphi$ – φ йўналишдаги ёруғлик кучини I нурлатаётган юзани нурланиш йўналишига перпендикуляр текисликка проекциясига нисбатига тенг катталиқка айтилади:

$$B_{\varphi} = I / S \cos \varphi$$

унинг бирлиги кД/м^2 дир.

4. Ёритилганлик E – юзага тушаётган ёруғлик оқимини (Φ) шу юзага нисбатига тенг катталиқка айтилади.

$$E = \Phi / S$$

унинг бирлиги 1 люкс – 1 лм/м^2 дир.

4 - §. Ёруғлик нурининг табиати

Ёруғлик нури табиати тўғрисидаги биринчи тасаввурлар қадимги греклар ва мисрликларда пайдо бўлган. XVII аср охирига келиб ёруғликнинг иккита назарияси И.Ньютон томонидан **корпускуляр назария** ва Р.Гук ва Х.Гюйгенс томонидан **тўлқин назарияси** шакллана бошлади.

Корпускуляр назарияга асосан, ёруғлик нури сочувчи жисмлардан чиқувчи заррачалар (корпускулалар) оқимидан иборатдир. Ньютон ёруғлик заррачалари ҳаракати механика қонунларига бўйсунди деган фикрда эди. Мисол учун, ёруғликнинг акс қайтиши эластик шарчанинг текисликдан урилиб қайтишига ўхшатилади.

Ёруғликнинг синиши ёруғлик заррачаларининг бир муҳитдан иккинчисига ўтишида, тезлигини ўзгариши ҳисобига содир бўлиди деб тушунтирилади. Корпускуляр назария бўйича вакуум – муҳит чегарасида ёруғликнинг синиши қуйидаги қонунга бўйсунди:

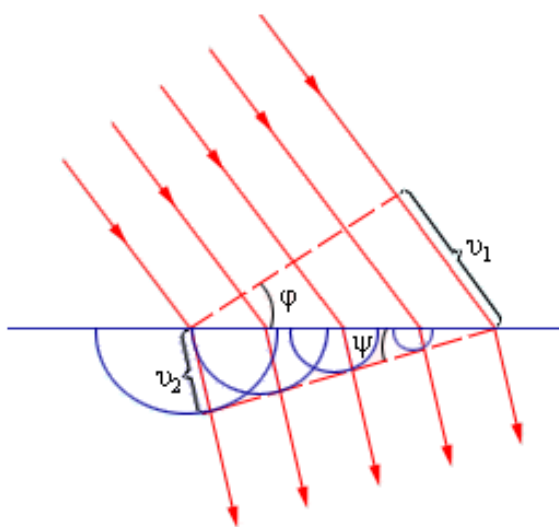
$$\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = \frac{v}{c} = n, \quad (4.1)$$

бу ерда c – ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги, v ёруғликнинг мухитдаги тарқалиш тезлигини билдиради. Корпускуляр назарияга асосан $n > 1$ бўлган ҳолда, ёруғликнинг мухитдаги тарқалиш тезлиги v вакуумдаги тарқалиш тезлиги c дан катта бўлиши керак. Ньютон интерференция манзарасини ҳосил бўлишини ёруғлик чиқиши ва тарқалиши билан боғлиқ жараёнларда қандайдир даврийлик бор деган тахминларга асосан тушунтиришга ҳаракат қилди.

Шундай қилиб, Ньютоннинг корпускуляр назарияси тўлқин элементларига ўхшаш тасаввурларни ўз ичига олабошлади.

Корпускуляр назариядан фарқли равишда, ёруғликнинг тўлқин назарияси ёруғликнинг механик тўлқинларга ўхшаш, тўлқин жараёнидан иборат деб ҳисоблайди.

Тўлқин назарияси асосида **Гюйгенс принципи** ётади. Гюйгенс принципига асосан, тўлқин етиб борган ҳар бир нуқта иккиламчи тўлқинлар манбаига айланади, манбани ўраб олувчи эгри чизик кейинги моментдаги тўлқин fronti ҳолатини белгилайди, Гюйгенс принципига асосланиб ёруғликнинг қайтиш ва синиш қонунларини осонликча исботлаш мумкин.



10 – расм. Иккита тиниқ мухит чегарасида иккиламчи тўлқинлар манбаълари ҳосил бўлиши

10 – расмда, иккита тиниқ муҳит чегарасида, синган тўлқинлар тарқалиш йўналишларини аниқловчи Гюйгенс чизмалари тасвирланган. Тўлқин назарияси вакуум – муҳит чегарасида ёруғликнинг синишини қуйидаги ифода билан таърифлайди:

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{c}{v} = n \quad , \quad (4.2)$$

Тўлқин назарияси асосида олинган синиш қонуни Ньютоннинг синиш қонунига қарама – қаршидир. Тўлқин назарияси ёруғликнинг муҳитдаги тарқалиш тезлиги вакуумдаги тезлигидан кичик эканлигини исботлайди.

$$v < c$$

Шундай қилиб, XVIII аср бошларида ёруғлик табиатини тушунтиришда бир-бирига зид бўлган иккита ёндошиш мавжуд эди: Ньютоннинг корпускуляр назарияси ва Гюйгенснинг тўлқин назарияси. Бу иккала назариялар ёруғлик нурининг тўғри чизиқли тарқалишини, синиш ва қайтиш қонунларини тушунтириб бераолади.

XVIII асрни - бу иккита назариялар ўртасидаги кураш асри деб атаса бўлади. XIX аср бошларида бу ҳолат тубдан ўзгарди.

Тўлқин назарияси – корпускуляр назариядан устун бўлабошлади. Бунга инглиз физиги Т. Юнг ва француз физиги О. Френел томонидан интерференция ва дифракция ходисаларини илмий излаш натижалари сабаб бўлди.

1851 йилда Ж. Фуко муҳим аҳамиятга эга бўлган тўлқин назариясининг тажрибавий тасдиқини олди, сувда ёруғликнинг тарқалиш тезлигини ўлчаб, $v < c$ эканлигини исботлади.

1865 йилда Максвелл ёруғликнинг электромагнит назариясини яратди: унда ёруғлик ҳар хил муҳитларда

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$$

тезлик билан тарқалувчи, жуда қисқа электромагнит тўлқинлардан иборатдир деб ҳисоблади. Ёруғликнинг вакуумдаги тарқалиш тезлиги

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$$

га тенг эканлиги исботланди.

Максвелл назарияси ёруғликнинг нурланиш ва ютилиш жараёнини, фотоэлектрик эффектни ва Комптон сочилишини тушунтираолмади. Худди шунга ўхшаш, Лоренц назарияси ҳам, ёруғликни моддалар билан ўзаро таъсирини, хусусан, қора жисмнинг иссиқлик нурланишидаги тўлқин узунлигига боғлиқ энергия тақсимотини тушунтираолмади.

М. Планк томонидан таклиф этилган гипотезага асосан, ёруғликнинг нурланиши ва ютилиши узлуксиз бўлмай, **дискрет** хусусиятга эга, яъни аниқ порциядан (квантлардан) иборатдир. Бу квант энергияси қуйидагича ифодаланади:

$$\varepsilon_0 = h \nu \quad , \quad (4.3)$$

бу ерда h – Планк доимийси. Планк гипотезаси қора жисмнинг иссиқлик нурланишини ҳам осон тушунтираолди.

1905 йилда А.Эйнштейн **ёруғликнинг квант** назариясини кашф этди. Бу назарияга асосан, ёруғлик нурланиши ва тарқалиши **фотонлар** – **ёруғлик квантлари оқими** кўринишида содир бўлиб, уларнинг энергияси қуйидаги нисбат билан аниқланади:

$$m_\phi = \frac{\varepsilon_0}{c^2} = \frac{h \nu}{c^2} = \frac{h}{\lambda c} \quad , \quad (4.4)$$

Ёруғликнинг тарқалиш қонунлари, ёруғликнинг моддалар билан ўзаро таъсири тўғрисидаги назариялар ёруғлик мураккаб хусусиятга эга эканлигини кўрсатади. (4.3) – ва (4.4) – ифодалардан кўриниб турибдики, ёруғлик ҳаракатидаги корпускуляр ва электромагнит тўлқин характерлари умумийликка эга эканлигини кўрсатиб турибди. Демак ёруғлик

табиати корпускуляр - тўлқин дуализми тасаввуридан иборатдир.

5 - § Ёруғлик тўлқинларининг когерентлиги ва монохраматиклиги

Тўлқин интерференцияси кузатилиши шарти уларнинг когерентлигидадир, яъни бирнеча тебранма ва тўлқин жараёнларининг вақт бўйича ва фазода бир-бирига мувофиқ равишда кечишидир.

$$E = A \cos(\omega t - kx)$$

Амалда, бирон бир ёруғлик манбаъи қатъий монохраматик ёруғлик тўлқинлари чиқармаслиги сабабли, исталган бир-бирига боғлиқ бўлмаган ёруғлик манбаълари нурлатаётган ёруғлик тўлқинлари доимо нокогерентдир. Шу сабабли, тажрибада бир-бирига боғлиқ бўлмаган манбаълардан чиққан ёруғлик тўлқинлари бир-бирини устига тушса ҳам интерференция ходисаси кузатилмайди.

Иккита бир-бирига боғлиқ бўлмаган ёруғлик манбаъларидан чиқадиган ёруғлик тўлқинларининг нокогерентлиги ва номонохраматиклигининг физикавий сабаби, атомларнинг ёруғлик чиқариш механизмидадир.

Иккита алоҳида ёруғлик манбаъида атомлар ёруғликни бир-бирига боғлиқ бўлмаган ҳолда чиқарадилар. Хар бир атомда ёруғлик нурланиш жараёни чегараланган ва қисқа вақт (10^{-8} с) давом этади. Бу вақтда энергетик қўзғотилган атом ўзининг асл ҳолига қайтади ва у ёруғлик чиқаришини тўхтатади. Атом қайта қўзғолиб яна янги бошланғич фаза билан ёруғлик тўлқинларини чиқарабошлайди.

Хар бир янги нур чиқариш жараёнида иккита бир-бирига боғлиқ бўлмаган атом нурланишлари орасидаги фазалар фарқи ўзгаргани учун атомлардан ўз холича чиққан ёруғлик тўлқинлари нокогерент бўладилар.

Атомларнинг $\sim 10^{-8}$ сек вақт кенглигида чиқарадиган ёруғлик тўлқинлари тахминан ўзгармас тебраниш амплитудаси ва фазасига эга бўладилар. Аксинча, катта вақт интервалида тўлқинларнинг амплитудалари ва фазалари ўзгариб туради.

Атомларнинг алоҳида қисқа импульсга ўхшаш узук -узук ёруғлик нурланиши – **тўлқин кучи ёки тўлқинли тизмаси** деб аталади.

Битта атомнинг кетма-кет чиқарган тизмаларининг бошланғич фазалари бир-биридан фарқ қиладилар.

Исталган номонохроматик ёруғлик тўлқинларини бир-бирини ўрнини оладиган, бир-бирига боғлиқ бўлмаган гармоник тизимлар мажмуасидан иборат деб ҳисоблаш мумкин. Бир тизимнинг ўртача давом этадиган вақти $\tau_{\text{ког}}$ – **когерентлик вақти** деб аталади.

Демак, когерентлик фақат битта тизма давомида сақланиб, когерентлик вақти нурланиш вақтидан ортиқ бўлаолмайди $\tau_{\text{ког}} \approx \tau_n$.

Агарда ёруғлик тўлқини биржинсли муҳитда тарқалаётган бўлса, у ҳолда фазонинг маълум нуқтасидаги тўлқин фазаси фақат когерентлик вақти давомида сақланиб туради. Бу вақт ичида, вакуумда, ёруғлик тўлқини $\ell_{\text{ког}} = c\tau_{\text{ког}}$ масофагача тарқалади, бу масофа **когерентлик узунлиги** (ёки тизма узунлиги) деб аталади.

Шундай қилиб, когерентлик узунлиги шундай масофаки, бу масофани ўтган бир неча тўлқинлар когерентлигини йўқотишга улгура олмайдилар.

Демак ёруғлик тўлқинлари интерференциясини кузатиш учун оптик йўл фарқлари когерентлик узунлигидан кичик бўлиши зарур.

Агарда тўлқинлар монохроматик бўлсалар, частота спектри кенглиги кичик бўлиб, когерентлик вақти $\tau_{\text{ког}}$ - катта бўлади, $\ell_{\text{ког}}$ когерентлик узунлиги эса узун бўлади. Фазонинг бирдан бир нуқтасида кузатиладиган тебранишлар когерентлиги – **вақтли когерентлик** деб аталади.

Интерференция ходисасини кузатиш имконини берадиган иккита ёруғлик манбаъининг ўлчамлари ва ўзаро жойлашиши **фазовий когерентлик** деб аталади.

Фазовий когерентлик узунлиги (ёки **когерентлик радиуси**) деб, кўндаланг йўналишда тўлқин тарқалишнинг максимал масофасига айтилади.

$$\tau_{\text{ког}} \sim \lambda / \varphi$$

бу ерда λ – ёруғлик тўлқинлари узунлиги, φ - манбаънинг бурчакли ўлчами.

Қуёш нурларининг мумкин бўлган энг кичик когерентлик радиуси (Ердан Қуёшнинг бурчак ўлчами $\varphi \approx 10^{-2}$ радиан ва $\lambda \approx 0,5$ мкм) $\approx 0,05$ мм ташкил этади.

Бундай кичик когерентлик радиусида, инсон кўзининг аниқлаш имконияти тахминан 0,1 мм ташкил этганлиги учун, тўғридан тўғри Қуёш нурларининг интерференциясини кузатиш мумкин эмас.

6 - § Ёруғлик тўлқинларининг интерференцияси

Фараз қилайлик, иккита монохраматик ёруғлик тўлқинлари бир-бирининг устига тушиб, фазонинг белгиланган нуқтасида бирхил частотали тўлқинларни қўзғотсин

$$X_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1) \quad \text{ва} \quad X_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$$

X – деганда тўлқинларнинг E электр ва H магнит майдонлари кучланганликларини тасаввур этамиз. E ва H векторлар бир-бирига перпендикуляр бўлган текисликларда тебранадилар, электр ва магнит майдонлари кучланганликлари эса, суперпозиция принципига бўйсундилар. Берилган нуқтадаги натижавий тебраниш амплитудаси қуйидагига тенгдир.

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$$

Тўлқинлар когерент бўлгани учун, $\text{Cos}(\varphi_2 - \varphi_1)$ вақт бўйича ўзгармас қийматга эга бўлади, шу сабабли натижавий тўлқин жадаллиги қуйидагича ифодаланади:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \text{Cos}(\varphi_2 - \varphi_1), \quad (6.1)$$

бу ерда $I \sim A^2$. $\text{Cos}(\varphi_2 - \varphi_1) > 0$ бўлган нуқталарда тўлқин жадаллиги $I > I_1 + I_2$ га тенг. $\text{Cos}(\varphi_2 - \varphi_1) < 0$, бўлган нуқталарда тўлқин жадаллиги $I < I_1 + I_2$ га тенг.

Демак, иккита когерент ёруғлик тўлқинлари бир-бирини устига тушганда ёруғлик оқимининг фазовий қайта тақсимланиши кузатилиб, айрим нуқталарда тўлқин жадаллигининг максимуми, бошқа нуқталарда минимуми кузатилади. Бу ходиса **ёруғлик тўлқинининг интерференцияси** деб аталади.

Нокогерент тўлқинлар учун фазалар фарқи $\varphi_2 - \varphi_1$ узлуксиз ўзгариб туради, вақт бўйича $\text{Cos}(\varphi_2 - \varphi_1)$ нинг ўртача қиймати нолга тенг бўлганлиги учун, натижавий тўлқин жадаллиги барча ерда бирхил бўлади, $I_1 = I_2$ бўлганда $2I_1$ га тенг бўлади.

Ёруғлик тўлқинларининг интерференциясини кузатиш учун когерент ёруғлик тўлқинларига эга бўлиш керак. Когерент ёруғлик тўлқинларини олиш учун бир манбаъдан чиққан тўлқинни иккита тўлқинга ажратиш усулидан фойдаланилади. Бу икки тўлқин хархил оптик йўл босиб, бир-бирини устига тушганда интерференция манзараси кузатилади.

Масалан, белгиланган O нуқтада тўлқин иккита когерент тўлқинларга ажралган бўлсин. Интерференция манзараси кузатиладиган M нуқтагача биринчи тўлқин n_1 сингдириш кўрсаткичига эга бўлган муҳитда S_1 йўл босади, иккинчи тўлқин эса, n_2 сингдириш кўрсаткичига эга бўлган муҳитда S_2 йўл босади.

Агарда O нуқтада тебраниш фазаси ωt бўлса, M нуқтада биринчи тўлқин $A_1 \text{Cos} \omega \left(t - \frac{S_1}{v_1} \right)$ тебраниш, иккинчи тўлқин эса

$A_2 \cos \omega \left(t - \frac{S_2}{v_2} \right)$ тебраниш хосил қиладилар. Буерда $v_1 = \frac{C_1}{n_1}$,

$v_2 = \frac{C_2}{n_2}$, мос равишда биринчи ва иккинчи тўлқинларнинг

фазавий тезликларидир.

M нуқтада тўлқинлар хосил қилган тебранишлар фазалари фарқи

$$\delta = \omega \left(\frac{S_2}{v_2} - \frac{S_1}{v_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (S_2 n_2 - S_1 n_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta$$

га тенг бўлади. Берилган муҳитда $Sn = L$ ёруғликнинг **оптик йўл узунлиги** деб аталади, $\Delta = L_2 - L_1$ эса **оптик йўл фарқи** деб аталади.

Агарда оптик йўл фарқи вакуумда бутун тўлқин сонларига тенг бўлса

$$\Delta = \pm m \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad , \quad (6.2)$$

фазалар фарқи $\pm 2m\pi$ га тенг бўлади ва M нуқтада иккала тўлқин хосил қилган тўлқинлар бир хил фазада бўладилар. Бу эса интерференция **максимумини кузатиш шартини билдиради**. Агарда оптик йўл фарқи:

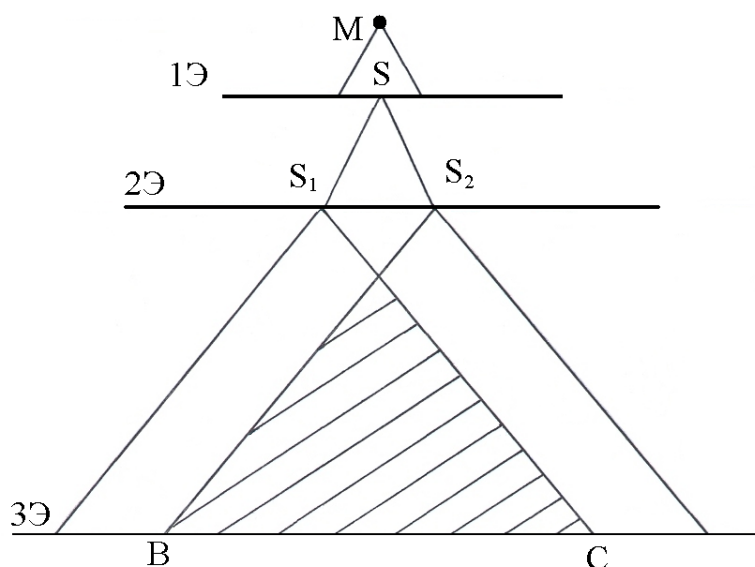
$$\Delta = \pm (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad , \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad , \quad (6.3)$$

бўлса, у ҳолда $\delta = \pm (2m + 1)\pi$ га тенг бўлади ва M нуқтада иккала тўлқин хосил қилган тебранишлар бир-бирига қарама-қарши фазада бўлади. Бу ифода интерференциянинг **минимумини кузатиш шarti** бўлиб хизмат қилади.

7 - §. Ёруғлик тўлқинларининг интерференциясини кузатиш усуллари.

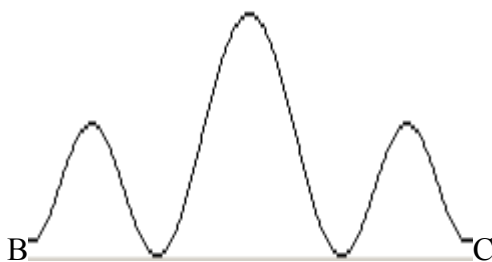
Юнг усули

M манбаъдан чиққан монохроматик ёруғлик тўлқини S тор тирқишли 1 экранга тушади (11 - расм) ва ундан ўтиб S_1 ва S_2 тирқишли 2 экранга тушади.



11 – расм. Ёруғлик тўлқинлари интерференциясини кузатишнинг Юнг усули

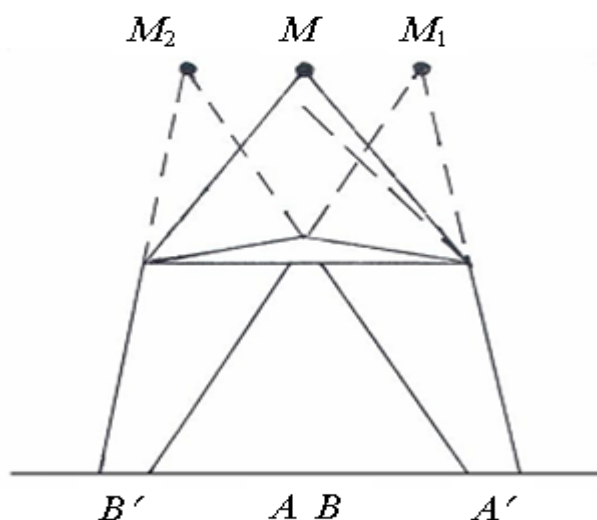
Бу икки тирқиш иккита когерент тўлқинлар манбаъи ҳисобланади. S_1 ва S_2 тирқишдан чиққан когерент тўлқинлар Э экранда бир-бирини устига тушиб BC соҳада интерференция манзарасини ҳосил қилади. BC соҳадаги ёритилганлик тақсимоти 12 - расмда келтирилган.



12 – расм. Юнг усулидаги интерференция манзараси

Бипризмадаги Френел тажрибаси

Бипризма – уч томонли шиша призмадан иборат бўлиб, унинг томонлари орасидаги битта бурчаги 180° га яқин бўлади (13 – расм).

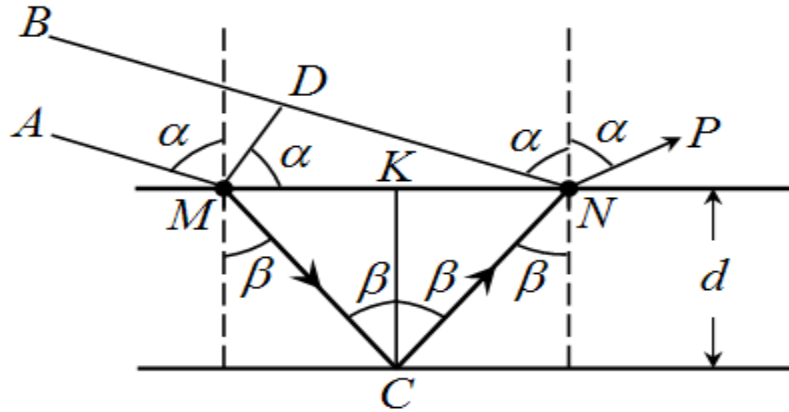


13 – расм. Бипризмадаги Френел тажрибаси

M манбаъдан ёруғлик тўлқинлари бипризмага тушади, бипризманинг чап тарафи ёруғлик тўлқинларини ўнг томонга оғдириб экраннинг AA' нуқталари орасига йўналтиради. Бипризманинг ўнг тарафи ёруғлик тўлқинларини чап тарафга оғдириб экраннинг BB' нуқталари орасига йўналтиради. Ёруғлик нурларини орқага қайтариб M_1 ва M_2 мавҳум тасвирларни ҳосил қиламиз ва экранда эса ёруғлик тўлқинларининг интерференция манзарасини кузатамиз.

Юпқа тиниқ пластинкада ёруғлик интерференцияси

Параллел ёруғлик тўлқинлари дастаси α - бурчак остида d қалинликдаги, юпқа пластинканинг MN юқори қиррасига тушсин (14 - расм). AM нур β - бурчак остида синиб, паст қирранинг C нуқтасидан қайтиб N нуқтада яна синиб NP йўналишда ташқарига чиқади.



14 – расм. Юпқа тиниқ пластинкадаги ёруғлик интерференцияси

Иккинчи DN нур N нуқтага тушиб, α бурчак остида қайтиб, у ҳам NP йўналишда тарқалади. Иккала нур когерент бўлиб, оптик йўл фаркига эга бўладидир, шу сабабли улар интерференция манзарасини ҳосил қиладилар.

Бу иккала нур орасидаги геометрик йўл фарқи

$$\delta_r = 2MC - DN$$

га тенг. Ўз навбатида MC

$$\frac{d}{\cos \beta}$$

га тенг,

$$DN = 2MK \sin \alpha = 2d \operatorname{tg} \beta \sin \alpha \quad ,$$

чунки, $MK = d \operatorname{tg} \beta$ дир.

$\sin \alpha = n \sin \beta$ эканлигини ҳисобга олиб

$$\delta_r = 2 \frac{d}{\cos \beta} - \frac{2dn \sin^2 \beta}{\cos \beta} = \frac{2d(1 - n \sin^2 \beta)}{\cos \beta}$$

тенгликка эга бўламиз.

Интерференция манзараси фақат геометрик йўл фаркига боғлиқ бўлмай, тўлқинларнинг фазалар фарқи ва муҳитнинг хусусиятига ҳам боғлиқдир.

Биринчи нур C нуқтада кичик зичликли муҳитдан (ҳаво ёки вакуумдан), N нуқтада эса зичлиги катта бўлган муҳитдан кайтади, нур фазаси сакраб ўзгариб, йўл фарқи $\frac{\lambda}{2}$ га ошади.

У ҳолда оптик йўл фарқи

$$\delta_0 = 2 \frac{dn}{\cos \beta} - \frac{2dn \sin^2 \beta}{\cos \beta} - \frac{\lambda}{2} = 2dn \cos \beta - \frac{\lambda}{2} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2}$$

га тенг бўлади.

Оптик йўл фарқи $m\lambda$ га тенг бўлса, қайтган ёруғлик нурлари кучаяди ва унинг шарти қуйидагича бўлади:

$$\delta_0 = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2} = m\lambda$$

ёки

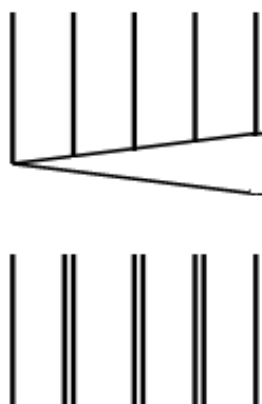
$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$$

Оптик йўл фарқи $(2m - 1) \frac{\lambda}{2}$ га тенг бўлса, қайтган ёруғлик нурлари сусаяди ва унинг шарти қуйидагича бўлади.

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2} = (2m - 1) \frac{\lambda}{2}$$

ёки

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = m\lambda$$



15 – расм. Бир хил қалинлик кўринишидаги интерференция манзарасини кузатиши

15 - расмда ораларида понага ўхшаш юпқа ҳаво қатлами бор бўлган шиша пластинка келтирилган. Пластинкалар юқоридан ёритилганда ёруғлик нурлари понанинг икки сиртидан қайтади, натижада параллел ёруғ ва қоронғи тасмалардан иборат интерференция манзараси кузатилади. Бу ерда кузатиладиган ёруғ тасмалар **бир хил қалинлик чизиқлари** деб аталади.

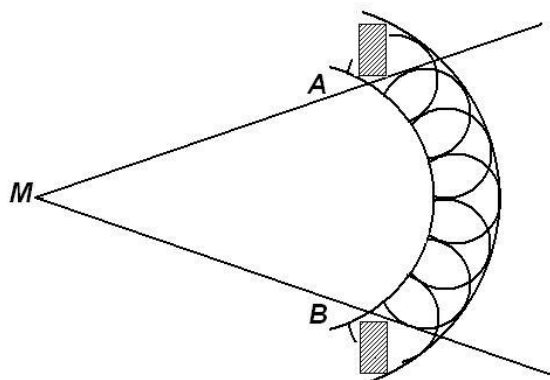
8 - §. Ёруғлик дифракцияси

Тўсиқларни тўлқинлар айланиб ўтиш ҳодисаси **ёруғликнинг дифракцияси** деб аталади. Оптикада, бу ҳодиса ёруғликнинг геометрик соя соҳаларига киришини билдиради.

Ёруғлик дифракциясини ўрганиш моҳияти фақат ёруғлик ва соя ораларидаги ўткинчи соҳани ўрганиш билан чекланмайди. Дифракция назарияси тўлқин назариясини геометрик оптика қоидалари билан мувофиқлаштириш имконини беради.

Гюйгенс – Френел принципи. Дифракциянинг аниқ назарияси жуда мураккабдир. Шу сабабли, Гюйген-Френел принципларига асосланган тақрибий усуллар катта аҳамиятга эга бўлади.

Гюйгенс принципига асосан, AB тўлқин фронтининг ҳар бир нуқтасини иккиламчи сферик тўлқинлар манбаъи деб ҳисоблаш мумкин (*16 - расм*).



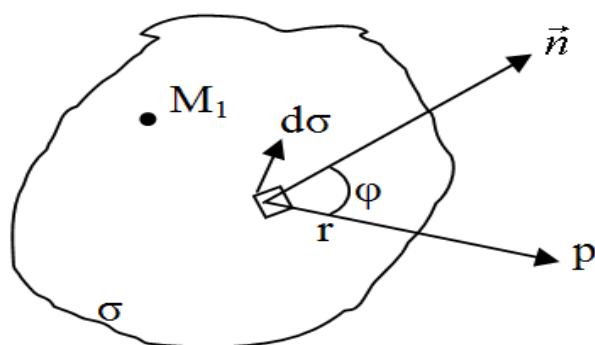
16 – расм. Иккиламчи сферик тўлқинлар манбаъларини ҳосил бўлиши

Френел эса, бу принципга, иккиламчи тўлқинлар ўзаро таъсирлашиб интерференция манзарасини ҳосил қилиши мумкин, деган фикрни қўшимча қилди.

M_1 ёруғлик манбаъини ихтиёрий ёпиқ σ сирт билан ўраймиз (17 - расм). $d\sigma$ сирт элементининг ҳосил қилган тебранишининг P нуқтага силжиши қуйидагига тенг бўлади:

$$d\xi = k(\varphi) \frac{A_0 d\sigma}{r} \sin(\omega t - kr + \alpha_0) \quad , \quad (8.1)$$

бу ерда A_0 – $d\sigma$ элементдаги тебраниш амплитудаси, r – $d\sigma$ элементдан P нуқтагача бўлган масофа, $k(\varphi)$ – қийшайиш коэффициенти - P нуқта томон йўналиш билан $d\sigma$ юзага \vec{n} нормал орасидаги φ бурчакка боғлиқ катталик.



17 – расм. $d\sigma$ сиртли ёруғлик мабаъи

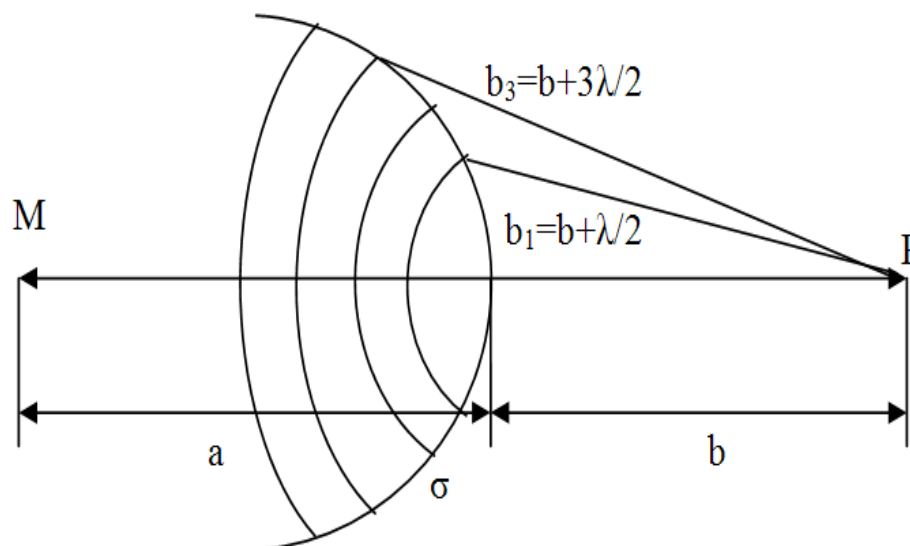
$\varphi = \frac{\pi}{2}$ бўлганда $k(\varphi) = 0$ дир. P нуқтадаги натижавий тебраниш суперпозиция принципига асосан

$$\xi = \int_{(\sigma)} k(\varphi) \frac{A_0}{r} \sin(\omega t - kr + \alpha_0) d\sigma \quad , \quad (8.2)$$

га тенг. Бу ифода Гюйгенс-Френел принципининг аналитик ифодасидир. Бу ифода орқали ҳисоблар бажариш катта қийинчилик туғдиради. Шу сабабли, Френел томонидан таклиф этилган, соддалашган усулларни кўриб чиқамиз.

9 - §. Френель соҳалари

М нуқтавий ёруғлик манбаъининг сферик тўлқин фронтига мос тушадиган σ сиртини оламиз ва бу сиртнинг маркази нуқтавий манбаъда ётади деб ҳисоблаймиз (18 - расм).



18 – расм. Сферик тўлқин фронтини Френел соҳаларига ажратиши

Тўлқин фронтининг барча нуқталари бир хил частота ва фазада тебранади, натижада когерент манбаълар мажмуасини ифодалайди. σ сиртни, исталган иккита қўшни соҳа тўлқинлари P нуқтага қарама-қарши фазада келадиган, халқали соҳаларга ажратамиз.

$$vt = v + m \frac{\lambda}{2}$$

Френел соҳалари юзаси бир-бирига тенгдир. Соҳалардаги тебранишлар амплитудалари m – ошиши билан монотон камайиб боради:

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_{m-1} > A_m > A_{m+1}$$

Исталган соҳадаги тебранишлар амплитудаси қўшни соҳалар амплитудаларининг ўртача йиғиндисига тенг бўлади:

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}, \quad (9.1)$$

Жуфт соҳалар амплитудалари бир хил ишорада бўлса, ток соҳалар амплитудалари бошқа ишорада бўлади. Натижавий тебраниш амплитудаси куйидагига тенг бўлади:

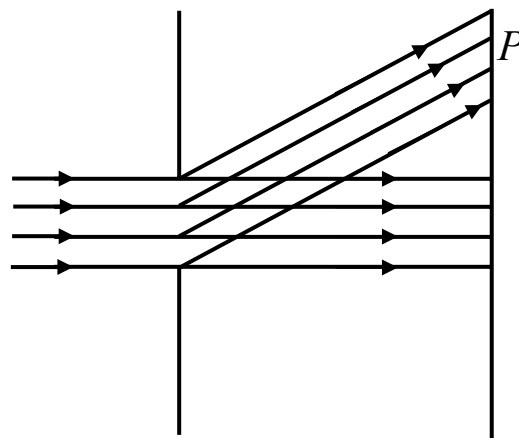
$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \approx \frac{A_1}{2}, \quad (9.2)$$

Шундай қилиб, P нуқтадаги барча тўлқинлар фронтининг таъсири марказий соҳа-таъсирининг ярмига эквивалентдир.

10 - §. Ёруғликнинг ҳар хил тўсиқлардан ўтишида кузатиладиган дифракция ходисалари

Оддий тўсиқлардаги Френел дифракцияси

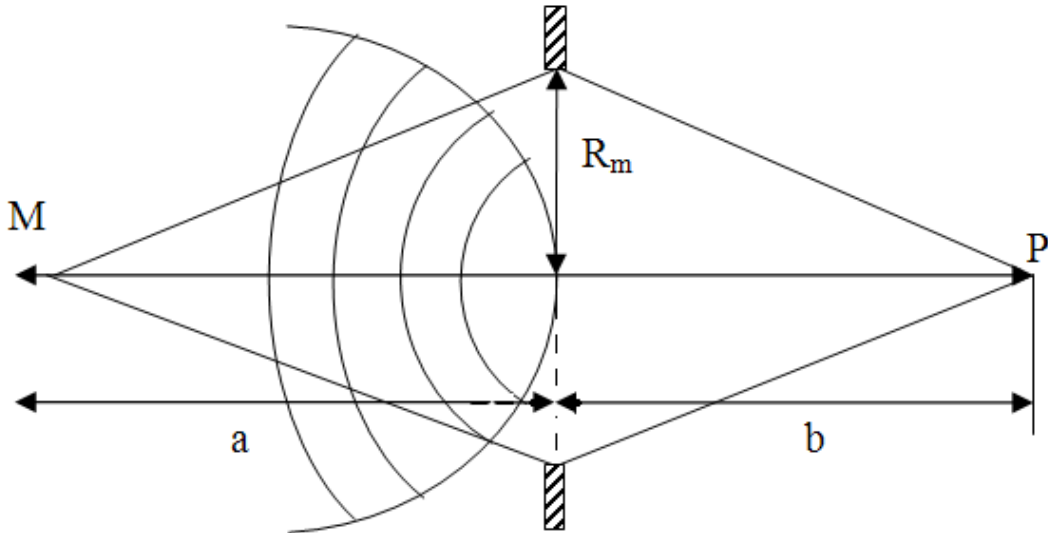
Агарда манбаъ ва P кузатув нуқтаси тўсиқдан катта масофада жойлашса, у ҳолда тўсиққа тушаётган ва P нуқтага йўналган ёруғлик нурлари деярли параллел бўладилар. Бу ҳолда кузатиладиган дифракция – Фраунгофер дифракцияси ёки параллел нурлар дифракцияси деб аталади. (19 - расм).



19 - расм. Параллел нурлар дифракцияси

Думалоқ тешиктан ўтган нурлар дифракцияси

Нуқтавий M ёруғлик манбаъи ва P кузатув нуқтаси орасига думалоқ тешили тиниқ бўлмаган экранни жойлаштирамиз (20 - расм).



20 – расм. Думалоқ тешили экрандаги дифракция

Френел принцигига асосан экран тўлқин фронтининг бир қисмини тўсади. Ёруғлик оқимининг экрандаги тақсимланиши тешикка нечта Френел соҳалари сифишига боғлиқ.

Агарда, 1-Френел соҳаси очик бўлса, 9.2 - ифодага асосан, P нуқтадаги ёруғликнинг амплитудаси ёруғликнинг эркин тарқалишига нисбатан икки марта (жадаллиги эса 4 марта) катта бўлади.

Агарда, тешикка 2 та Френел соҳаси жойлашса, интерференция ҳисобига P нуқтада тўлқинлар бир-бирини йўққа чиқаради.

Тешикка жойлашадиган Френел соҳаларининг сони R_m – ташқи радиуси билан қуйидагича боғланган бўлади

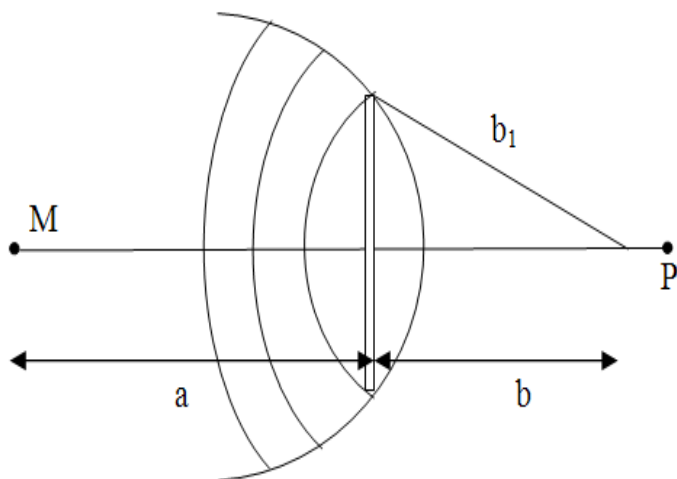
$$m = \frac{R_m^2}{\lambda} = \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) \quad \text{ёки} \quad R_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m \lambda} \quad , \quad (10.1)$$

Демак, Френел соҳасининг радиуси тўсиқ билан кузатув нуқтаси орасидаги масофа ва тўлқин узунлигига боғлиқ экан.

P кузатув нуқтасида ёруғлик жадаллигини барча жуфт ёки тоқ Френел соҳаларини тўсиш билан кўп марта кучайтириш мумкин. Кузатиладиган дифракция параллел бўлмаган нурлар дифракцияси деб аталади.

Думалок дискдан ўтган ёруғлик нурлари дифракцияси

Тўсиқ думалок дискдан иборат бўлган ҳолда (21 - расм) сферик тўлқин фронтининг ёпилмаган қисмини, экран чегарасидан бошлаб Френелнинг ҳалқавий соҳаларига ажратамиз.



21 – расм. Думалок дискли тўсиқдаги дифракция

P нуқтадаги ёруғликнинг амплитудаси 1-Френел соҳасининг шу нуқтада ҳосил қилаоладиган амплитудасининг ярмига тенг бўлади. Дискнинг диаметри қандай бўлишига қарамай, унинг геометрик сояси марказида ёруғ доғ кузатилади. Геометрик соядан ташқарида интерференция ҳисобига концентрик қоронғи ва ёруғ халқалар тизими кузатилади.

Агарда диск кўп Френел соҳаларини тўсадиган бўлса, ёруғ ва сояларнинг тор соҳасида ёруғлик жадаллиги суст бўлган ёруғ ва қоронғи халқалар кузатилади.

Ёруғликнинг тўғри чизикли тарқалиши

Френел соҳалари усули ёруғлик тўлқинларининг тўғри чизикли тарқалиши тўғрисидаги тушунчанинг қўллаш чегарасини баҳолаш имконини беради.

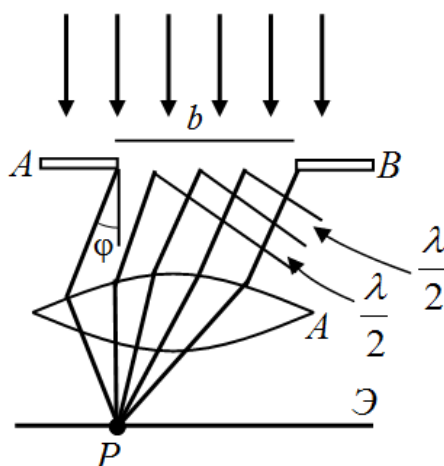
Агарда Френел соҳалари ўлчамларига нисбатан экран ўлчамлари катта бўлса дифракция ходисасини инобатга олмай, ёруғликни тўғри чизикли нур деб ҳисоблаш мумкин. Тўлқин узунлиги λ қанча қисқа бўлса Френел соҳаларининг ўлчами шунча кичик бўлади ва геометрик оптиканинг тахминий тушунчаларидан аниқроқ фойдаланиш мумкин.

(10.1) – ифодадан кўришиб турибдики, Френел соҳасининг радиуси нафақат экран ва манбаъ орасидаги масофага боғлиқ бўлмай, экран ва кузатиш нуқтаси орасидаги масофага ҳам боғлиқдир.

Бу масофалар қанчалик катта бўлса, Френел соҳалари радиуси ҳам катта бўлади ва юқори даражада геометрик оптика тушунчаларидан четлашиш кузатилади.

11 - §. Битта тирқишли тўсиқдаги Фраунгофер дифракцияси

Чексиз узунликдаги b тор тирқишли AB экранга перпендикуляр равишда параллел нурлар оқими тушаётган бўлсин (22 - расм).



22 – расм. Битта тирқишли тўсиқдаги дифракция

Биринчи нур йўналиши билан φ бурчак остидаги йўналишда тарқалаётган нурларни кўрамиз.

Дифракция ходисасини кузатиш учун нурлар қаршисига линза кўямиз. Унинг оптик ўқи AB экранга перпендикулярдир. У ҳолда параллел нурлар сингандан сўнг линзадан ўтиб унинг фокал текислигидаги P нуқтада йиғиладилар. Линза нурларнинг кўшимча йўллар фарқини ҳосил қилмайди.

Тўлқиннинг текис fronti тирқишга етиб бориб AB ҳолатни эгаллаганда, тирқишнинг барча нуқталарини Гюйгенс принципига асосан, янги когерент тўлқинлар манбаи деб ҳисобласа бўлади.

Френел соҳалари усули ёрдамида тўлқин сиртининг очик қисми чегараларида йўл фарқи $\frac{\lambda}{2}$ га тенг бўлган параллел йўлакчаларга ажратамиз. Бу йўлакчаларни Френел соҳалари деб ҳисоблаймиз. Иккита кўшни Френел соҳаларидан чиқувчи тўлқинлар P нуқтага қарама-қарши фазаларда етиб келадилар.

Бу тузилишда соҳалар сони жуфт бўлса, P нуқтадаги натижавий амплитуда нолга тенг бўлади.

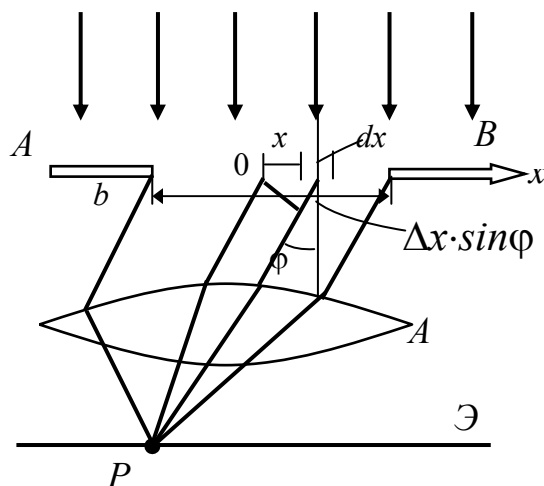
Берилган φ бурчакда тоқ Френел соҳалар жойлашса, у ҳолда битта соҳа таъсири компенсациялашмай қолади ва P нуқтада ёритилганликнинг максимуми кузатилади. Максимум ва минимум кузатиладиган шартлар қуйидагича бўлади:

$$v \sin \varphi_{\min} = 2m \frac{\lambda}{2} ; \quad v \sin \varphi_{\max} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$$

φ бурчак билан аниқланадиган йўналишдаги иккиламчи тўлқинларнинг интерференциясини ҳисоблаш учун AB тўлқин фронтининг очик қисмини элементар dx йўлакчаларга бўламиз (23 - расм). У ҳолда, x координатали dx йўлакчанинг P нуқтада ҳосил қиладиган тебранишини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$d\xi = \frac{A_0}{v} \cos(\omega t - kx \sin \varphi) dx \quad (11.1)$$

бу ерда $kx \sin \varphi$ - координаталари 0 ва x бўлган, dx элементар йўлакчадан P нуқтага келган тебранишларнинг фазалари фарқи, $\frac{A_0}{v} dx = dA$ dx бўлакнинг ҳосил қилган тебраниши амплитудасидир.



23 – расм. Тоқ Френел соҳали тирқишдаги дифракция

(11.1) – ифодани тирқиш кенглиги бўйича интегралласак P нуқтадаги натижавий майдонни топиш мумкин. Қуйидаги белгилашни киритамиз:

$$\alpha = \frac{\kappa b}{2} \sin \varphi = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi \quad , \quad (11.2)$$

$$\xi = \int_{-\frac{\epsilon}{2}}^{+\frac{\epsilon}{2}} d\xi = A_0 \cdot \frac{\sin \alpha}{\alpha} \cos(\omega t - \alpha) \quad , \quad (11.3)$$

Исталган P нуқтадаги нурланиш жадаллиги амплитуданинг квадратага пропорционалдир:

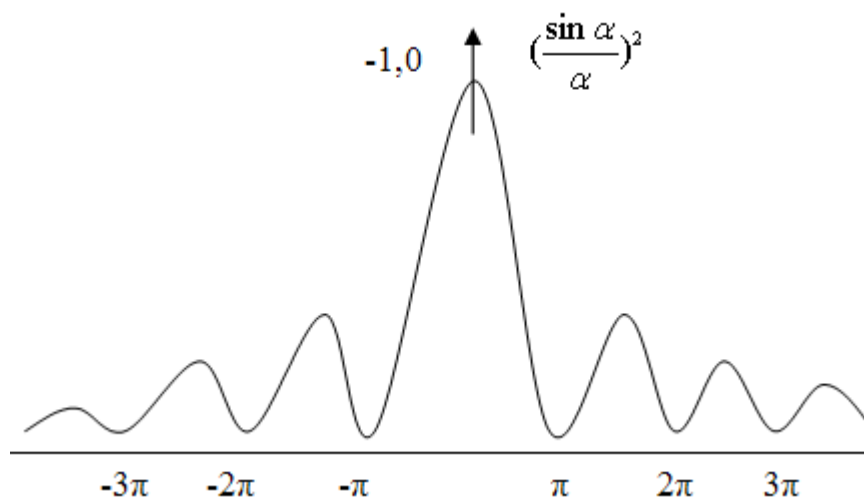
$$I_\varphi = CA_0^2 \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2 = I_0 \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \epsilon \sin \varphi \right)}{\left(\frac{\pi}{\lambda} \epsilon \sin \varphi \right)^2} \quad , \quad (11.4)$$

Маълумки,

$$\lim_{\alpha \rightarrow 0} \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right) = 1$$

га тенг.

Шу сабабли, (11.4) – функция $\alpha = 0$ да максимумга эга бўлади. (11.2) – ифодадан, $\varphi = 0$ ва $\alpha = m\pi$ бўлганда минимум кузатилади, буерда $m = \pm 1, \pm 2$ ва х.к.



24 – расм. $\left(\frac{\sin \alpha}{\alpha}\right)^2$ функциянинг графиги

Демак, битта тирқишда ёруғлик жадаллиги минимуми кузатиш шarti қуйидагидан иборат:

$$b \sin \varphi = m \lambda \quad , \quad (11.5)$$

бу ерда m – **минимум тартиби** деб аталади. Минимумлар орасида ёритилганлик максимумлари жойлашган, уларнинг ҳолати қуйидаги шарт билан аниқланади:

$$b \sin \varphi = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad , \quad (11.6)$$

φ бурчак қиймати ошиши билан максимум жадаллиги камаяборади. Ёруғлик оқимининг катта қисми бош (~90%), биринчи (~5%) ва иккинчи (~2%) максимумлар атрофида йиғилади.

Кузатилиши мумкин бўлган минимумнинг энг катта тартиби

$$\sin \leq 1 \quad , \quad m < \frac{b}{\lambda}$$

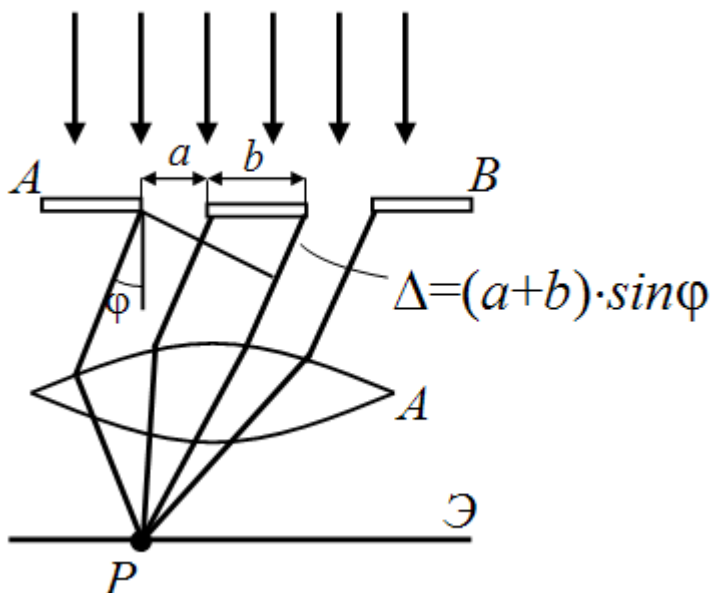
га тенг. (11.4) – ифодадан $I_0 = I_\phi$ эканлиги кўришиб турибди, яъни дифракциявий манзара линзанинг марказига нисбатан симметрикдир.

Тирқишга монохроматик бўлмаган ёруғлик нурлари тушса дифракция манзараси максимумлари ҳар хил рангли нурлар учун экраннинг ҳар хил нуқталарига жойлашади ва дифракциявий спектр ҳосил қилади. Марказий максимум оқ нурдан ташкил топади. Ўнг ва чап тарафларда марказга яқинроқда бинафша нурлар дифракция спектрлари кузатилади.

12 - §. Дифракциявий панжара

Кенглиги a бўлган, тиниқ бўлмаган оралиқлар билан бўлинган, бир хил b кенгликдаги параллел тирқишлар қатори - дифракциявий панжара деб аталади. Буерда $d = a + b$ катталиқ дифракциявий **панжара даври** ёки **доимийси** деб аталади.

Параллел нурлар дастаси тушаётган, иккита тирқишдан иборат энг содда панжарани кўриб чиқайлик (25 - расм).



25 – расм. Энг содда дифракциявий панжара

Иккита тирқишда кузатиладиган дифракциявий манзара минимум ва максимумлари ҳолатлари бир тирқишли дифракциядаги ҳолатлар устига тушмайди. Чунки икки

тирқишли холда, нурларнинг битта тирқишдан ва иккита тирқишдан ҳосил бўлган интерференцияси туфайли дифракциявий манзаралар бир-бирининг устига тушмайдилар.

Максимум ва минимум кузатилиши шартлари қуйидагичадир:

$$(a + b) \sin \varphi = m\lambda \quad , \quad (12.1)$$

$$(a + b) \sin \varphi = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad , \quad (12.2)$$

Исталган P нуқтада учта имконият бўлиши мумкин:

а) (1)- ва (2)- дифракцион манзаралар максимумлари бир-бирини устига тушади;

б) битта манзара максимуми иккинчи манзара минимумига мос тушади;

г) битта манзара минимуми иккинчи манзара минимумига мос тушади.

а) ва б) ҳолатлар манзараси бир-бирини устига тушганда P нуқтада максимум ва минимум кузатилади. б) ҳолатда фақат минимум кузатилади.

Шундай қилиб иккита тирқишдаги дифракция манзарасида, битта тирқишдагига нисбатан максимумлар кўпроқ кузатилади. Тирқишлар сони ошиши минимумлар сонини ошишига олиб келади.

$$D_{\varphi} = \frac{d\varphi}{d\lambda} \quad \text{ва} \quad D_{\text{чиз}} = \frac{d\ell}{d\lambda}$$

катталиқлар, мос равишда, бурчакли ва чизиқли дисперсия деб аталади.

Бу ерда $d\varphi$ ва $d\ell$, $d\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ тўлқин узунлиги билан фарқ қиладиган спектрал чизиқлар орасидаги бурчакли чизиқли масофалардир.

Дифракциявий панжаранинг бурчакли дисперсиясини топишга ҳаракат қиламиз. Бунинг учун бош максимум кузатилиши шартини $(a + b) \sin \varphi = m\lambda$ дифференциялаймиз

$$d \cos \varphi d \varphi = m d \lambda$$

$$D_{\varphi} = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \varphi}$$

φ нинг кичик қийматларида, $\cos \varphi \approx 1$ га тенг. Шунинг учун

$$D_{\varphi} \approx \frac{m}{d}$$

га тенг бўлади.

Дифракциявий панжаранинг **аниқлаш кучи** деб $R = \frac{\lambda}{d\lambda}$ ўлчовсиз катталиқка айтилади. Бу катталиқ иккита ёнма-ён турган спектрал чизиқларни алоҳида аниқлаш имкониятини кўрсатади (26 - расм).



26 – расм. Дифракциявий панжаранинг аниқлик кучи

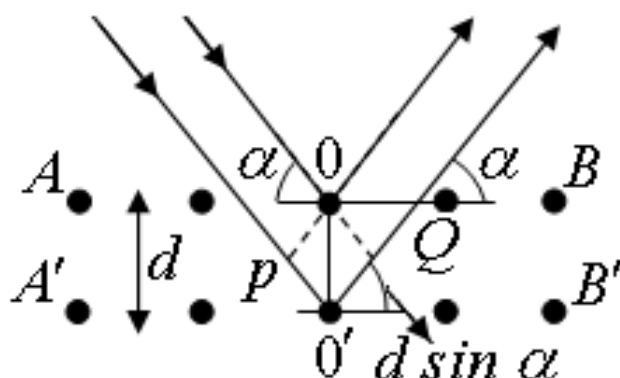
Агарда, битта максимум маркази, иккинчисининг марказидан тахминан $d\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$, энг кичик тўлқин узунлиги масофасида жойлашса, бу ҳолда спектрал чизиқлар алоҳида аниқланган ҳисобланадилар.

Дифракциявий панжара учун аниқлаш кучи $R = mN$ га тенгдир. Бу ерда N тирқишлар сони, m – максимум кузатилиш тартиби.

Ҳозирги замон дифракциявий панжаралар 200 000 дан ортиқ чизиқлардан иборат бўлади ва спектрал чизиқларни алоҳида аниқлаш имконияти 400 000 дан ортиқдир.

Дифракциявий панжара сифатида фазовий даврликка эга бўлган исталган тузилмани тушуниш мумкин. Тўлқин узунлиги $0,1 \cdot 10^{-9}$ м бўлган рентген нурлари дифракциясини олиш учун

атом ва ионлардан ташкил топган, фазовий даврликка эга бўлган кристалл панжарадан фойдаланиш мумкин (27 - расм).



27-расм. Фазовий даврликка эга бўлган дифракциявий панжара

AB ва A_1B_1 текисликлардаги кўшни атомлардан қайтган нурлар орасидаги $PO' \varphi$ йўл фарқи:

$$2d \sin \alpha$$

га тенг. Интерференция кучайиши Брэгг - Вульф шартига биноан бажарилади:

$$2d \sin \alpha = m\lambda \quad ,$$

бу ерда $m = 0, \pm 1, \pm 2, + \dots$

Ҳозирги даврда, физикада рентген нурлари дифракциясига асосланган иккита йўналиш пайдо бўлди: рентген спектроскопияси ва рентген структуравий анализи.

13 - §. Ёруғлик дисперсияси

Монохроматик ёруғлик тўлқинларининг бир муҳитдан иккинчисига ўтишида, синиш қонунига асосан, ёруғлик нурлари йўналиши шундай ўзгарадики, бунда тушиш бурчаги синусини синиш бурчак синусусига нисбати тушиш бурчагига боғлиқ бўлмайди.

Бу нисбат, иккала муҳитдаги тўлқинларнинг фазавий тезликлари нисбатига тенгдир

$$\frac{\sin i}{\sin C} = \frac{v_1}{v_2} = n_{21} \quad , \quad (13.1)$$

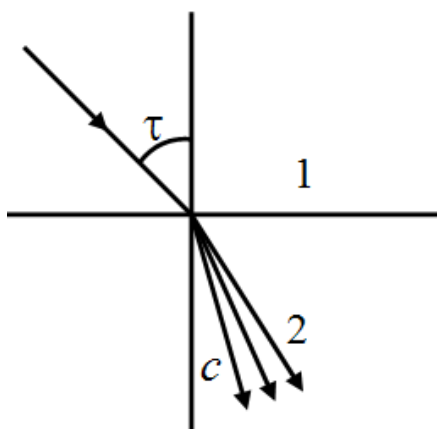
n_{21} – катталиқ иккита муҳитнинг нисбий синдириш кўрсаткичи деб аталади. Агарда биринчи муҳит вакуум бўлса, ундаги ёруғлик тезлиги c га тенг бўлади, бу ҳолда

$$\frac{\sin i_0}{\sin C} = \frac{c}{v} = n \quad , \quad (13.2)$$

n – иккинчи муҳитнинг абсолют синдириш кўрсаткичи бўлади.

Агарда вакуумдан иборат муҳит сиртига ҳар хил тўлқин узунлигидаги параллел нурлар дастаси тушса, иккинчи муҳитда улар ҳар хил йўналишда тарқалиб, елпигич ҳосил қиладилар (28 - *расм*). Бу ҳодиса ҳар хил узунликдаги ёруғлик тўлқинларининг моддий муҳитдаги тарқалиш тезликлари ҳар хил бўлиши билан тушунтирилади. Демак, бу тўлқинлар учун муҳитни синиш кўрсаткичи – ёруғликнинг вакуумдаги тўлқин узунлиги функциясидир.

$$n = f(\lambda_0) \quad ; \quad v = f(\lambda_0)$$

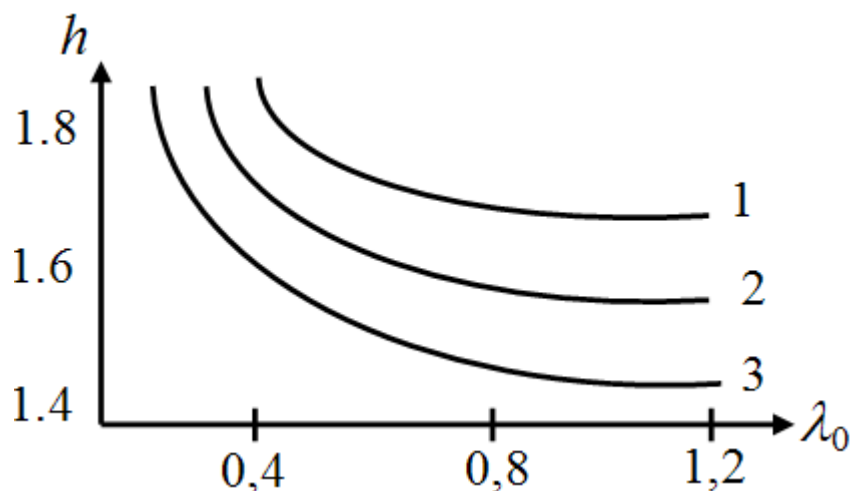


28 – *расм*. Ёруғлик нури елпигичи ҳосил бўлиши

Бу модданинг оптик хусусиятини ёруғликнинг тўлқин узунлиги ёки частотасига боғлиқ бўлиши **ёруғликнинг дисперсияси** деб аталади.

Ҳар бир моддада унинг ўлчов бирлиги сифатида, модданинг дисперсияси, яъни вакуумдаги синдириш кўрсаткичидан ёруғликнинг тўлқин узунлиги бўйича олинган ҳосила $\frac{dn}{d\lambda}$ ишлатилади. Кўп ҳолларда бу ҳосила қиймати

манфийдир, λ_0 ошиши билан синдириш кўрсаткичи қиймати камаяди.



29 – расм. Шиша(1), кварц(2) ва флюоритнинг(3) дисперсияси

29 - расмда шиша, кварц ва флюорит каби тиник моддаларнинг дисперсияси $n = f(\lambda_0)$ келтирилган. Бу холдаги дисперсия – нормал дисперсия деб аталади.

Агарда $\frac{dn}{d\lambda}$ хосила мусбат бўлса, дисперсия-аномал деб аталади. Аномал дисперсия берилган муҳитда, айрим тўлқин узунлиқдаги ёруғликнинг ютилиши ҳисобига кузатилади.

Нормал дисперсияда синдириш кўрсаткичининг тўлқин узунлигига боғлиқлиги Коши тенгламаси билан ифодаланади

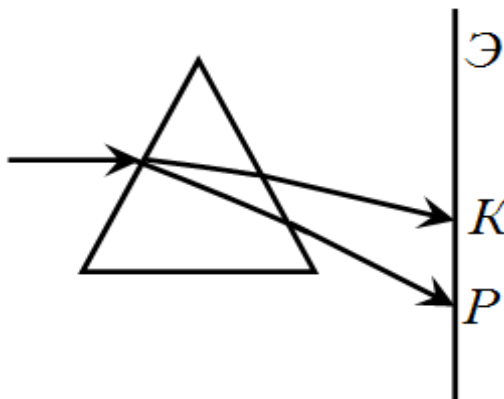
$$n \approx n_0 + \frac{a}{\lambda_0^2},$$

бу ерда n_0 – жуда катта тўлқин узунлигидаги синдириш кўрсаткичидир. n_0 ва a берилган муҳит учун доимий катталиклардир.

Агарда учбурчакли призманинг чап қиррасига ҳар хил тўлқин узунлиқдаги оқ ёруғликнинг параллел нурлари тушса, улар ҳар хил синиб, ҳар хил йўналишда тарқаладилар (30 - расм). Бу тарқалиш иккинчи қиррадан ўтганда кучаяди.

Призманинг ўнг тарафига қўйилган ясси экраннинг ҳар хил жойларига ҳар хил рангли нурлар тушиб спектр ҳосил қилади.

Узунроқ тўлқинли нурлар (қизил нурлар) призмадан камроқ оғади, қисқа тўлқинли нурлар (хаво рангли) кўпроқ оғади.



30 – расм. Учбурчакли призмадаги ёруғлик дисперсияси

Призма орқали олинган спектр дифракциявий панжарадан олинган спектрдан фарқ қилади. Дифракциявий панжарада нурларнинг бошланғич йўналишдан оғиши λ_0 га пропорционал бўлади, призмада эса тўлқин узунлигига боғлиқ оғиш тескари ва мураккабдир.

Нормал дисперсия, тушаётган тўлқиннинг электр майдони тебранишини, берилган муҳитнинг атомлари ядроларига эластик тортилиш кучи орқали боғланган электронлар билан ўзаро таъсири орқали тушунтирилади.

Майдон таъсирида бундай электронлар майдон тебраниши частотаси билан тебранабошлайдилар. Натижада, бу электронлар худди шу частотада бошланғич фазадан фарқли бўлган, иккиламчи тўлқинларни нурлатадилар.

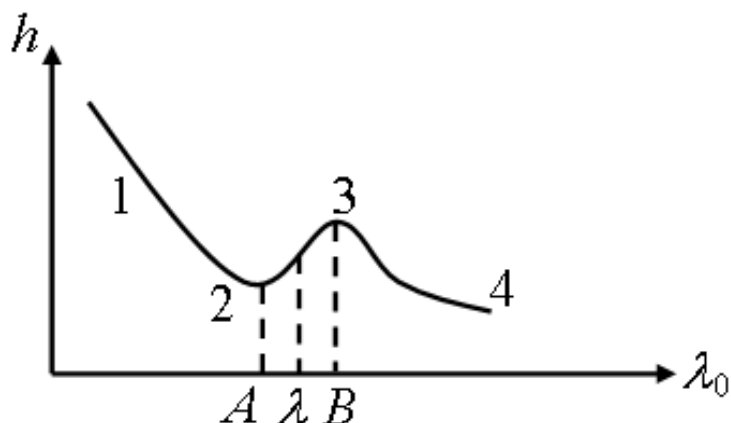
Муҳит ичида, тушаётган тўлқинлар иккиламчи тўлқинлар билан қўшилиб, тушаётган тўлқинлар фазасидан фарқ қиладиган фазали натижавий тўлқинларни ҳосил қиладилар. Бу фазадан қолишлар, муҳитдан тўлқин ўтиши билан йиғилабориб тўлқин тезлигини камайиш самарасини беради. Тебраниш частотаси катта бўлганда муҳитда бирлик узунликда фазадан орқада қолиш катта бўлади, натижавий тўлқин тезлиги кўпроқ

камаяди, синиш кўрсаткичи ортаборади. Нормал дисперсия шундан иборатдир.

14 - §. Ёруғликнинг ютилиши ва сочилиши

Жисмга оқ нур тушганда, у алоҳида узунликдаги тўлқинларни ютиб, шу тўлқин узунлиги атрофида синиш кўрсаткичини тўлқин узунлигига боғлиқ равишда ўсишини ва аномал дисперсияни кузатилишини таъминлайди (31-расм).

Ёруғликни ютувчи жисмдан ўтган нурларни спектрга ажратсак, хар хил рангли фонда қорачизиқлар ва ютилган нурлар тўлқин узунлигига тегишли кенгроқ соҳалар кузатилади. Бундай чизиқлар мажмуаси жисмнинг **ютилиш спектрини** беради.



31 – расм. Жисмнинг ютилиш спектрини

I жадалликдаги монохроматик ёруғлик dx қалинликдаги ютувчи қатлам сиртига перпендикуляр равишда тушаётган бўлсин.

Қатламнинг бошқа тарафидан ёруғлик $I - dI$ жадаллик билан чиқсин. Жуда юпқа қатлам учун жадаллик камайиши қатлам қалинлиги ва бошланғич жадалликка тўғри пропорционалдир

$$dI = -\mu I dx$$

Бу ерда $\frac{dI}{I} = -\mu dx$. Агарда қатлам қалинлиги d катта бўлса, уни юпқа қатламлар мажмуаси деб ҳисоблаб, жадаллик ўзгаришни I_0 дан I гача, қалинликни эса, 0 дан d гача интеграллаймиз

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\mu \int_0^d dx \quad ; \quad \ln \frac{I}{I_0} = -\mu d$$

Натурал логарифмдан оддий сонларга ўтсак қуйидаги ифодага

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu d} \quad \text{ёки} \quad I = I_0 e^{-\mu d}$$

эга бўламиз. Бу **Бугер-Ламберт қонуни** деб аталади. Бу ерда μ - берилган модданинг ёруғликни ютиш коэффициентидир ва у тўлқин узунлигининг функциясидир:

$$\mu = \mu_0(\lambda_0)$$

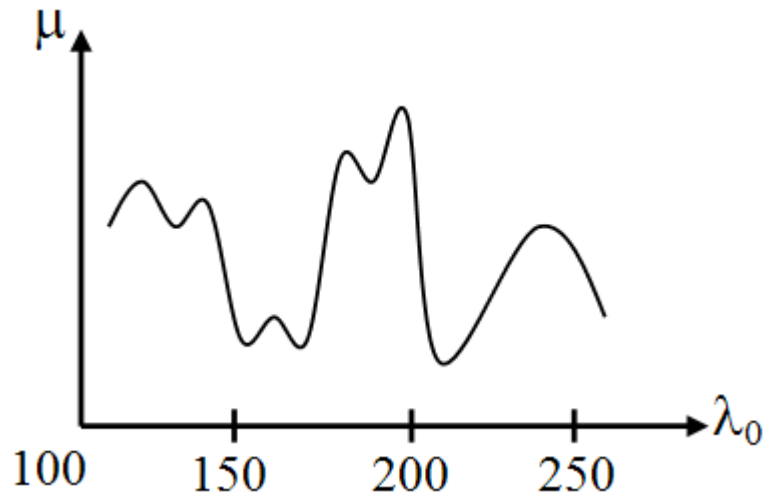
Бўялган қоришмалар учун μ қоришмалар концентрациясига пропорционалдир

$$\mu = kc$$

ва бу ҳолда Бугер-Ламберт қонуни қуйидагича кўринишда ёзилади:

$$I = I_0 e^{-kcd} \quad , \quad (14.1)$$

ютилиш коэффициентини тўлқин узунлигига боғлиқлиги график кўринишда 32 - расмда хлорли цезий моддаси учун тасвирланган.



32 – расм. Хлорли цезий моддасининг ютилиш спектри

Бу расмда спектрнинг ультрабинафша қисми тасвирланган. Эгри чизик чўққилари ютилиш соҳаларига тегишлидир.

Тиниқ жисмларда, спектрнинг кўзга кўринадиган қисмида, ютилиш соҳалари бўлмайди, ултрабинафша ва инфрақизил соҳаларида ютилиш кузатилади. Ёруғлик спектрининг кўзга кўринадиган қисмида ютилиш соҳалари жисмнинг рангини билдиради. Масалан, қизил шиша қизил нурларни деярли ютмайди ва қолган нурларни яхши ютади. Шунинг учун, қизил шишани оқ нур билан ёритсак қизилга ўхшайди, яшил нур билан ёритсак қора, яъни тиниқмаслигини кўрсатади.

Металлар, кўп эркин электронларга эга бўлгани учун, ёруғликни кучли ютади, электронлар эса ёруғлик тўлқинининг ўзгарувчан электр майдони таъсирида, амплитудаси катта бўлган тебранма ҳаракатга келадилар. Электронларни тебранма ҳаракатга келтириш учун зарур бўлган энергия, ёруғлик тўлқинининг энергия захирасидан сарфланади. Аммо тебранаётган электронлар ҳам шу частоталарда тўлқин нурлатади, бу эса ёруғликнинг қайтишига сабаб бўлади.

Шундай қилиб, металлар ёруғликни кучли ютади ва кучли сочади. Яримўтказгичлар ёруғликни камроқ ютадилар, диэлектриклар эса ундан ҳам кам ютадилар.

Ёруғлик тўлқинларининг, муҳит атомлари электронлари билан ўзаро таъсирлашувида, электронлар тебранма ҳаракатга келиб ёруғлик чиқарадилар. Табиий нурларда тебранишларнинг барча йўналишлари тенг эҳтимолли бўлганлиги учун, атомлар

чиқараётган ёруғлик барча йўналишларда сочилиши мумкин. Агарда муҳит атомлари биртекис тақсимланган бўлса, сочилган нурлар когерент бўладилар ва интерференция туфайли бир-бирини йўққа чиқарадилар. Бу ҳолда муҳит оптик жиҳатдан биржинсли бўлиб, нурларни сочмайди.

Агарда, муҳитда заррачалар тартибсиз тақсимлансалар, у ҳолда, улар сочган ёруғлик нокогерентдир ва сочилиш барча тарафларда ўринли бўлади. Аммо, амалда, химиявий биржинсли бўлган муҳит молекулалари ҳам, иссиқлик ҳаракати ва бетартиб хосил бўлган қуюқлик ёки сийракликлар ҳисобига нур сочадилар.

Агарда, биржинсли бўлмаган қуюқлик ёки сийракликлар ўлчамлари тўлқин узунлигига нисбатан кичик бўлса, у ҳолда исталган йўналишдаги сочилган ёруғлик жадаллиги тушаётган тўлқин узунлигига қуйидагича боғланган бўлади (Рэлей қонуни):

$$I \sim \frac{1}{\lambda^4}, \quad (14.2)$$

Атмосфера ҳавоси заррачаларининг ҳажмлари кичик бўлганда қуёш нурининг қисқа тўлқинларини (бинафша, кўк ва яшил) жадал сочади ва нурнинг катта тўлқинларини (қизил, сарик) ёмон сочади. Шу сабабли, ҳавонинг ранги юқори катламда, яшил ёки кўк рангда (ҳаворангда) бўлади.

15 - §. Ёруғликнинг қутбланиши

Ёруғлик векторининг тебранишлари йўналишлари қандайдир усул билан тартибли ҳолатда бўлса у ёруғлик қутбланган деб ҳисобланади.

Табиий ёруғликда ҳар хил йўналишдаги тебранишлар тез ва тартибсиз равишда бир-бирига ўрнини бўшатиб туради.

Табиий ёруғликни қутбланган ёруғликка айлантириш жараёни - **ёруғликни** қутбланиши, уни амалга оширувчи қурилма - қутблантиргич (поляризатор) деб аталади. Бундай қурилмалар қутбланиш текислигига параллел текисликда бўлган тебранишларни эркин ўтказди ва қутбланиш текислигига

перпендикуляр бўлган тебранишларни тўла ёки қисман ушлаб қолади.

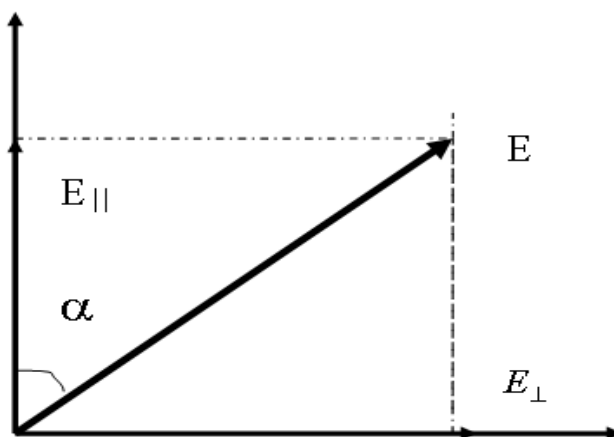
Қутблантиргич орқали табиий ёруғлик ўтаётганда \vec{E} ёруғлик векторини иккита ташкил этувчига \vec{E}_{\parallel} ва \vec{E}_{\perp} га ажратиш мумкин (33 - расм). E_{\parallel} = ташкил этувчиси поляризатор орқали эркин ўтади, E_{\perp} ташкил этувчиси эса унда ютилади. Ўтган тўлқин жадаллиги

$$E_{\parallel}^2 = E^2 \cos^2 \alpha$$

га пропорционалдир. Шу сабабли, идеал поляризатор орқали ёруғликнинг ўтган қисми қуйидаги ўртача қийматга тенгдир:

$$E_{\parallel} = E \cos \alpha ; \quad E_{\perp} = E \sin \alpha , \quad (15.1)$$

$$\langle \cos^2 \alpha \rangle = \frac{1}{2}$$



33 – расм. Табиий ёруғликни икки хил йўналишидаги тебранишларга ажратиши

Шунга асосан, табиий ёруғликни, бир хил жадалликка эга бўлган ва бир-бирига перпендикуляр текисликларда қутбланган, иккита электромагнит тўлқинларнинг бир-бирини устига тушиши деб тасаввур қилиш мумкин. Агарда, поляризаторга $I_0 \sim E^2$ жадалликдаги ясси қутбланган ёруғлик тушса, у ҳолда

поляризатордан чиққан ёруғлик жадаллиги, қуйидаги ифода билан аниқланади

$$I = I_0 \cos^2 \alpha , \quad (15.2)$$

бу ифода **Малюс қонуни** деб аталади. Агарда ёруғлик текисликлари α бурчак ҳосил қилган иккита поляризатордан ўтса, у ҳолда биринчи поляризатордан жадаллиги

$$I_0 = \frac{1}{2} I_{\text{таб}}$$

бўлган ясси қутбланган ёруғлик чиқади ва иккинчисидан Малюс қонунига асосан

$$I_0 = \frac{1}{2} I_{\text{таб}} \cos^2 \alpha , \quad (15.3)$$

жадалликдаги ёруғлик чиқади.

Иккинчи поляризатор ёруғликка мос келадиган ўқ атрофида айланганда, α бурчак $0 \div 2\pi$ қийматларда ўзгаради, ёруғлик жадаллиги $\alpha = 0$ ва $\alpha = \pi$ (иккала поляризаторлар бир бирига параллел бўлганда) қийматларда максимумга эришади ва $\alpha = \frac{\pi}{2}$ ва $\alpha = \frac{3}{2}\pi$ қийматларда (поляризаторлар бир-бирига перпендикуляр бўлганда) икки марта нолга айланади. Бу ёруғлик жадаллиги тебранишларига қараб, унинг қутбланганлигини ва тебраниш текислиги йўналишини аниқлаш мумкин. Шу сабабли, иккинчи поляризатор анализатор вазифасини ўташи мумкин.

Бир йўналишдаги тебраниш бошқа йўналишлардаги тебранишлардан устун бўладиган ёруғлик, қисман қутбланган ҳисобланади. Поляризатор нур билан мос келадиган ўқ атрофида айланганда қисман қутбланган ёруғлик жадаллиги I_{max} дан I_{min} гача ўзгаради.

$$P = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}} , \quad (15.4)$$

Бу ифода поляризаторнинг тартиби деб аталади.

Ясси қутбланган ёруғлик учун $I_{min} = 0$ бўлган ҳолда, $P = 1$ га тенг бўлади, табиий ёруғлик учун эса $I_{min} = I_{max}$ бўлганда, $P = 0$ га тенг бўлади.

16 - §. Қайтиш ва синишда ёруғликнинг қутбланиши

Икки муҳит чегарасига ёруғлик тушганда, ёруғлик тўлқини қисман акс этиб қайтади ва қисман синади.

Диэлектрикларда, қайтган ёруғлик жадаллиги тушаётган тўлқин қутбланиши, i тушиш бурчаги ва r синиш бурчагига боғлиқлигини Френел кўрсатган.

\vec{E} вектор тебраниши тушиш текислигига перпендикуляр бўлган ҳолда, қутбланган ёруғлик учун ёруғлик жадаллиги

$$I_{\perp} = I_0 \frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)}, \quad (16.1)$$

га тенг бўлади.

\vec{E} вектор тебраниши тушиш текислигида бўлган ҳолда, қутбланган ёруғлик учун, ёруғлик жадаллиги

$$I_U = I_0 \frac{\text{tg}^2(i-r)}{\text{tg}^2(i+r)}, \quad (16.2)$$

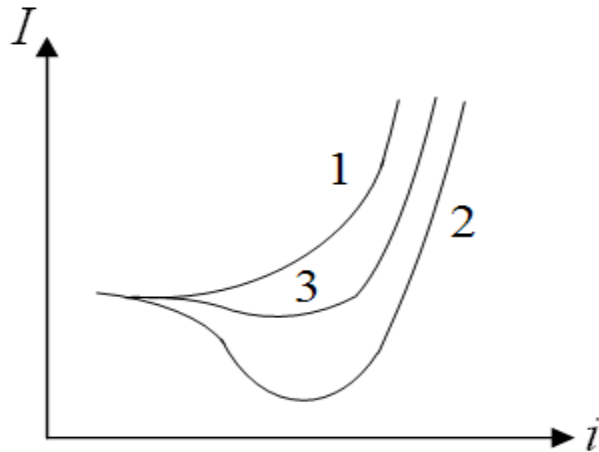
га тенг бўлади.

Табиий ёруғлик учун қайтган тўлқин жадаллиги қуйидагига тенг бўлади:

$$I = I_{\perp} + I_U = \frac{1}{2} I_0 \left[\frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)} + \frac{\text{tg}^2(i-r)}{\text{tg}^2(i+r)} \right], \quad (16.3)$$

Қайтган ёруғлик жадаллигини тушиш бурчагига боғлиқлик характери график равишда 34 - расмда тасвирланган. 1 - чизик (16.1) – ифодага, 2 - чизик (16.2) - ифодага ва 3 - чизик (16.3) - ифодага мос келади.

Ёруғлик қутбланиши хар хил усуллар билан амалга оширилган бўлса, у сирт чегарасидан хар хил жадалликда акс этади, у ҳолда акс этган ёруғлик қисман қутбланган бўлади.



34 – расм. Қайтган ёруғлик нури жадаллигини тушиш бурчагига боғлиқлиги

Қутбланиш тартиби тушиш бурчагига боғлиқ бўлади. Агарда, тушиш бурчаги $i+r = \frac{\pi}{2}$ бўлса, у ҳолда $tg(i+r) = \infty$ ва $I_{II} = 0$ бўлади, яъни қайтган ёруғликда, тушиш текислигига перпендикуляр бўлган тебранишлар кузатилади. Қайтган тўлқин эса бутунлай қутбланган бўлади.

$$n_{21} = \frac{\sin i}{\sin r} \quad \text{ва} \quad i+r = \frac{\pi}{2}$$

нисбатлардан қуйидагига эга бўламиз:

$$tgn = n_{21} \quad , \quad (16.4)$$

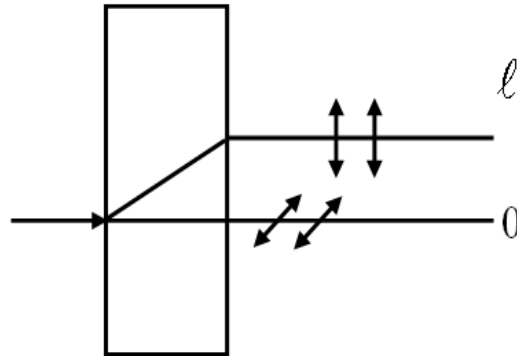
Бу ифода **Брюстер қонунини** ифодалайди ва шу шартни қаноатлантирувчи тушиш бурчаги **Брюстер бурчаги** деб аталади.

Синган ёруғлик, доимо тушиш текислигида тебранишлари устун келадиган қисман қутбланган бўлади. Брюстер бурчагида тушадиган ёруғликда бу устунлик яққол кўринади.

Текис қутбланган ёруғлик нури олиш усулларида бири - ёруғликни диэлектрик чегарасига Брюстер бурчагида туширишдан иборат бўлади.

17 - §. Қўш нурсиниши

Ёруғлик қандайдир кристаллдан ўтганда, ёруғлик нури иккита нурга ажралади. Қўш нурсинишда битта нур одатдаги синиш қонунини қаноатлантиради, тушаётган нур ва нормал текислигида ётади. Бу нур одатдаги нур деб аталади (35 - расм).



35 – расм. Қўш нурсиниши

l - йўналишдаги иккинчи нур учун $\frac{\sin i}{\sin r}$ нисбат тушиш бурчаги ўзгарганда доимий сақланмайди. Бу нур **одатдан ташқари нур деб** аталади.

Нур нормал бўлиб тушганда ҳам, одатдан ташқари нур бошланғич йўналишдан оғиши мумкин, бурчак остида тушганда эса, тушаётган нур ва синиш сиртига нормал текисликларда ётмайди. Бу эса одатдаги ва одатдан ташқари бўлган нурларнинг синиш кўрсаткичлари ҳар хил эканлигини билдиради ёки кристаллда ҳар хил тезликлар билан тарқаладилар.

Қўш нур синиш ходисаси, кубик кристаллардан ташқари, барча тиниқ кристалларда кузатилади.

Одатдаги ва одатдан ташқари нурларни текшириш, улар бир-бирига ўзаро перпендикуляр йўналишларда тўла қутбланганликларини исботлайди. Иккала нур кристаллдан чиқаётганда фақат қутбланиш йўналишлари билан фарқланадилар.

Айрим кристалларда нурлардан бири бошқасига нисбатан кучли ютилади. Бу ходиса – **ёруғликнинг дихроизми** деб аталади.

Қўш нур синуш, кристалл ичида хар хил йўналишларда кристаллнинг тузилиши ва хусусияти хар хиллиги билан тушунтирилади. Бу ҳолда кристалл **анизотроп муҳит** кўринишида бўлади.

Кубик бўлмаган кристалларда ε диэлектрик сингдирувчанлик кристалл панжара йўналишларига боғлиқ бўлади. $n = \sqrt{\varepsilon}$ бўлгани учун сингдириш кўрсаткичи ҳам кристалл панжара йўналишларига боғлиқ бўлади.

Қўш нур синуши ходисаси табиий ёруғликдан, қутбланган ёруғлик олиш имконини беради. Бунинг учун қўш нур синушни ҳосил қиладиган кристалл ёрдамида табиий нурни одатдаги ва одатдан ташқари нурларга ажратилади. Ундан сўнг нурлардан бирини четга оғдирилади ёки ютилишига мажбур қилинади, иккинчиси эса қутбланган нур сифатида фойдаланилади. Қўш нур синуши тиниқ изотроп моддаларда, хар хил ташқи таъсир остида кузатилиши мумкин. Бу вақтда сунъий анизотроп модда пайдо бўлади.

Сунъий анизотроп модда механик деформация ёки электр майдони (Керр эффекти) таъсирида ҳосил бўлиши мумкин.

Қутбланган нур нормал ҳолда кристаллга тушганда нур дастаси яна одатдаги ва одатдан ташқари нурларга ажралади, улар бир йўналишда, хар хил тезликларда тарқаладилар. Улар орасида δ оптик йўл фарқи ва $\Delta\varphi$ фазалар фарқи ҳосил бўлади:

$$\delta = (n_o - n_e)d ; \quad \Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e)d , \quad (17.1)$$

Одатдаги ва одатдан ташқари нурларда тебранишлар ўзаро перпендикуляр бўлгани учун, уларни кўшганда эллиптик кўринишдаги тебранишлар ҳосил бўладилар ва \vec{E} вектор учи эллипсни чизади. Бундай ёруғлик эллиптик кўринишда қутбланган деб аталади. Агарда фазалар фарқи $\Delta\varphi = \pi$ бўлса, кўшилган тебранишлар тўғри чизикқа айланади.

18 - §. Қутбланиш текислигининг айланиши

Ёруғлик айрим моддалардан ўтганда, ёруғлик вектори тебраниши текислигининг айланиши кузатилади. Бундай имкониятган эга бўлган моддалар, оптик актив моддалар деб аталади. Булар – кварц, шакар эритмаси ва бошқалардан иборатдир.

Оптик актив моддаларда, қутбланиш текислигининг бурилиш бурчаги нур босиб ўтган l йўлга тўғри пропорционалдир. Кристалларда:

$$\varphi = \alpha l , \quad (18.1)$$

Эритмаларда эса, қутбланиш текислигининг айланиш бурчаги эритма концентрациясига ҳам боғлиқ бўлади:

$$\varphi = \alpha c l , \quad (18.2)$$

α - коэффициент қутбланиш текислигининг **солиштирма айланиш кўрсаткичи** деб аталади ва у тушаётган ёруғлик тўлқин узунлигига боғлиқдир.

19 - §. Иссиқлик нурланиши

Табиатда нур чиқиш ходисалари жуда кўпдир. Нурланиш химиявий реакция натижасида, газлардан электр токи ўтиш жараёнида, каттик жисмларни тезлатилган электронлар дастаси билан бомбардимон қилинганда ва ниҳоят жисмлар ҳароратини кўтарганимизда ҳосил бўлади.

Нурланишнинг энг кўп тарқалган тури – жисмларни қиздиришда пайдо бўладиган нурланишдир. Бу иссиқлик нурланиши деб аталади. Иссиқлик нурланиши ихтиёрий ҳароратда вужудга келиб, паст ҳароратларда инфрақизил нур кўринишида, юқори ҳароратларда қизғиш, зарғалдоқ ва оқ ёруғлик нурлар кўринишида намоён бўлади.

Иссиқлик нурланиши жараёни жисмнинг ҳарорати билан мувозанат ҳолатда содир бўлади. Бу ҳолда, жисмнинг ҳарорати ортиши билан, унинг нурланиш жадаллиги ҳам ортиб боради. Мувозанатда бўлган ҳолат ва жараёнларга термодинамика қонунларини қўллаш мумкин.

Иссиқлик нурланишини тавсифлаш учун баъзи катталикларни аниқлаб оламиз.

Нурланаётган жисмнинг бирлик сиртидан ($S = 1\text{ м}^2$) барча йўналишлар бўйлаб ($\Omega = 2\pi$ фазовий бурчак) чиқаётган энергия оқими жисмнинг энергиявий ёритувчанлиги R_0 деб аталади.

Бирор сиртга нурланиш оқими тушганда бу нурланишнинг бир қисми сиртдан қайтади, бир қисми синиб ўтиб кетади ва қолган қисми жисмда ютилади.

Демак тушувчи нурланиш оқими ҳар уччала оқимлар йиғиндисидан иборатдир: $\Phi_o = \Phi_k + \Phi_{ю} + \Phi_c$.

Оддий ўзгаришларни бажарсак қуйидаги ифодага эга бўламиз

$$1 = \frac{\Phi_k}{\Phi_0} + \frac{\Phi_{ю}}{\Phi_0} + \frac{\Phi_c}{\Phi_0}$$

Бу ерда $\rho = \frac{\Phi_k}{\Phi_0}$ – жисмнинг нур қайтариш коэффициентини,

$a = \frac{\Phi_{ю}}{\Phi_0}$ - нур ютиш коэффициентини ва $D = \frac{\Phi_c}{\Phi_0}$ - нур ўтказиш коэффициентини деб аталади.

Шаффоф жисмларда, бу коэффициентларнинг йиғиндиси 1 га тенг бўлади

$$\rho + a + D = 1, \quad (19.1)$$

Агарда жисм нур ўтказмаса $D = 0$,

$$\rho + a = 1$$

га тенг бўлади. Агарда жисмнинг ютиш коэффициентини ҳам нолга тенг бўлса, яъни $a = 0$, у ҳолда

$$\rho = 1$$

тенг бўлиб, жисм абсолют оқ жисм деб аталади ва тушувчи нурланишнинг барчасини қайтаради.

Агарда $a = 1$ шарт бажарилса, бундай жисм абсолют қора жисм деб аталади.

Агарда, ρ бирдан кичик бўлиб, унинг нур ютиш қобиляти ҳамма частоталар учун бир хил бўлса ($a = const$), бундай жисм кулранг жисм деб аталади.

Тажрибадан маълум бўлишича, жисмларнинг нур чиқариш қобиляти (r) жисмнинг температурасига ва нурланиш частотасига боғлиқдир. Нур чиқариш қобиляти маълум бўлган ҳолда энергиявий ёритувчанликни ҳисоблаш мумкин:

$$R_{эм.} = \int_0^{\infty} r_{\omega T} d\omega, \quad (19.2)$$

Ихтиёрий жисмнинг нур чиқариш ва нур ютиш қобилятлари ўртасида аниқ боғланиш Кирхгоф қонуни деб аталади: нур чиқариш ва ютиш қобилятларининг ўзаро нисбати жисмларнинг табиатига боғлиқ бўлмай, ҳамма жисмлар учун частота ва ҳароратнинг универсал функциясидир

$$\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} = f(\omega, T), \quad (19.3)$$

Абсолют қора жисмда $a_{\omega T} = 1$ бўлгани учун

$$r_{\omega T} = f(\omega, T)$$

тенгликка эга бўламиз.

Демак, Кирхгоффнинг универсал функцияси абсолют қора жисмнинг нур чиқариш қобилятининг ўзидир.

$f(\omega, T)$ функциянинг кўринишини назарий келтириб чиқариш жуда мураккаб масаладир.

Стефан (1879 й.) тажриба натижаларини таҳлил қилиб, исталган жисмнинг энергиявий ёритувчанлиги абсолют

хароратнинг тўртинчи даражасига пропорционал деган хулосага келди.

Больцман бу ишларни давом этдириб, термодинамик мулохазаларга таяниб, абсолют қора жисмнинг энергиявий ёритувчанлиги учун қуйидаги ифодани келтириб чиқарди:

$$R_s = \int_0^{\infty} f(\omega, T) d\omega = \sigma T^4, \quad (19.4)$$

Бу ифода Стефан-Больцман қонуни, $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-8}$ Вт/м²град⁴ эса, Стефан-Больцман доимийси деб аталади.

Стефан-Больцман қонуни энергиявий ёритувчанликни хароратга боғлиқлигини кўрсатиш билан, спектрал тақсимот функциясини ҳам аниқлаш имконини беради.

Ўз навбатида Вин электромагнит назария қонунларидан фойдаланиб, тақсимот функцияси учун қуйидаги ифодани таклиф этди:

$$f(\omega, T) = \omega^3 F\left(\frac{\omega}{T}\right), \quad (19.5)$$

Бу ерда $F\left(\frac{\omega}{T}\right)$ - частотани хароратга нисбатининг номаълум функциясидир.

Нурланиш спектри максимумининг тўлқин узунлигини абсолют температурага кўпайтмаси доимий катталиқдир.

$$\lambda_m \cdot T = \epsilon, \quad (19.6)$$

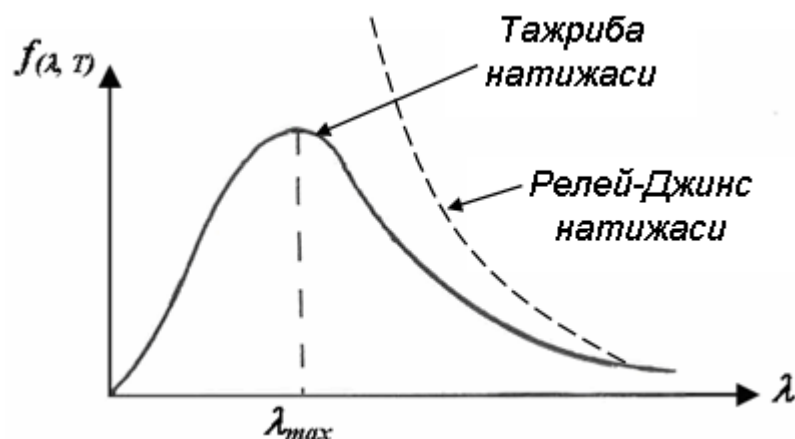
ва бу ифода **Виннинг силжиш қонуни** деб аталади. Бу ерда

$$\epsilon = 2,9 \cdot 10^7 \text{ } A^0 \text{ град} = 2,9 \cdot 10^3 \text{ мк.град}$$

Релей ва Джинс энергиянинг эркинлик даражаси бўйича тенг тақсимланишини ҳисобга олиб $f(\omega, T)$ функциянинг аниқ кўринишини келтириб чиқардилар.

$$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} KT \quad \text{ёки} \quad f(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} KT \quad (19.7)$$

Релей – Джинс ифодаси фақат катта тўлқин узунликларида тажриба натижалари билан мос келади, кичик тўлқин узунликлар учун мутлақо зид натижага олиб келади (36 - расм).



36 – расм. Абсолют қора жисмнинг нурланиш спектри

Узлуксиз чизиқлар абсолют қора жисмнинг тажрибада олинган нурланиш спектри натижаларини, узук-узук чизиқлар Релей - Джинс ифодасининг ҳисоб натижаларини билдиради:

$$R_s = \frac{2\pi KT}{c^2} \int_0^{\infty} \nu^2 d\nu = \infty$$

$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} KT$ ифодани ω бўйича ечиб, 0 дан ∞ ораликда интеграллаганда энергиявий ёритувчанлик қийматини баҳолаш мумкин.

М.Планк $f(\omega, T)$ функциянинг тажриба натижаларига мос келувчи ифодасини келтириб чиқарди. У ўз назариясида классик физика қонунларига мос келмайдиган баъзи ўзгартиришларни киритди, яъни электромагнит нурланиш энергияси порция (квант) миқдориди тарқалади ва энергия кванти қуйидагига тенг деб ҳисоблади.

$$\varepsilon = h\nu = \hbar\omega, \quad (19.8)$$

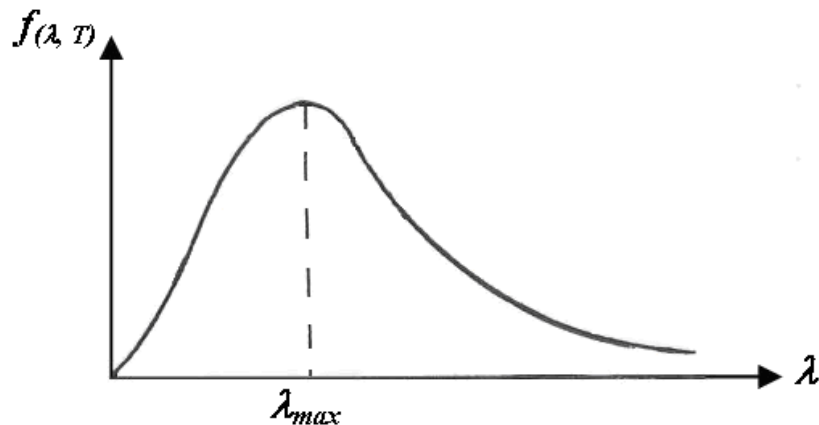
Буерда \hbar - Планк доимийси деб аталади.

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = \frac{6,67 \cdot 10^{-34}}{6,28} \approx 1,054 \cdot 10^{-34} \text{ ж.с}$$

Абсолют қора жисмнинг нурланиши учун, Планк ифодаси частота ёки тўлқин узунлигига боғлиқ бўлиб, қуйидаги тенглик билан ифодаланади:

$$f(\omega, T) = \frac{h\omega^3}{4\pi^2 c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\omega}{kT}} - 1} \quad \text{ёки} \quad \varphi(\lambda, T) = \frac{4\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad (19.9)$$

Планк ифодасининг ҳисоб натижалари тажриба натижалари билан катта аниқликда бир-бирига мос келди (37 - расм).



37 – расм. Абсолют қора жисм нурланиш спектрининг Планк ифодаси

(19.9) – ифодадан Стефан-Больцман ва Вин ифодаларини осон келтириб чиқариш мумкин.

$$R_{\text{э}} = \int_0^{\infty} f(\omega, T) d\omega = \int_0^{\infty} \varphi(\lambda, T) d\lambda = \int_0^{\infty} \frac{4\pi^5 k^4}{15\hbar^3 c^2} T^4 = \sigma \cdot T^4, \quad (19.10)$$

$$\sigma = \frac{4\pi^5 k^4}{15\hbar^3 c^2} \approx 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт / м}^2 \text{ град}^4$$

Шундай қилиб, Планк мувозанатли иссиқлик нурланишининг тугалланган ифодасини назарий келтириб чиқарди ва бу квант назариясининг асосларидан бири деб ҳисобланади.

Олисдан нур тарқатаётган жисмларнинг ёки юқори ҳароратли, қизиган, жисмларнинг ҳароратини оддий усуллар билан ўлчаб бўлмайди.

Бундай ҳолларда ҳароратни уларнинг нурланиш спектрига қараб аниқлаш мумкин. Жисмларнинг нурланишига қараб уларнинг ҳароратини аниқловчи усулларнинг барчаси оптик пирометрия ва ўлчаш асбоблари эса, оптик пирометрлар деб аталади.

Улар икки хил – радиациявий ва оптик пирометрларга бўлинади. Радиациявий пирометрларда қиздирилган жисмнинг 0 дан ∞ бўлган частота кенглигида тарқалаётган тўла иссиқлик нурланиши жамланади. Оптик пирометрларда нурланиш спектрининг тегишли кичик қисмини қабул қилиш орқали жисм ҳарорати аниқланади.

20 - §. Фотоэффект

Абсолют қора жисмнинг иссиқлик нурланишини ёрқин тушунтирган Планк гипотезаси, фотоэффект ходисасини ҳам тушуниб етишда ўз ифодасини топди ва у квант назариясини шакллантиришда катта аҳамиятга эга бўлди.

Фотоэффект – ташқи, ички ва вентилли бўлиши мумкин.

Электромагнит нурланиш таъсирида моддалардаги электронларнинг ташқарига чиқиш ходисаси **ташқи фотоэлектрик эффект (фотоэффект)** деб аталади. Ташқи фотоэффект асосан қаттиқ жисмларда (металлар, яримўтказгичлар, диэлектриклар), ҳамда газлардаги алоҳида атом ва молекулаларда (фотоионлашиш) кузатилади.

Фотоэффект Герц томонидан 1887 йилда биринчи марта кузатилган. У, газларни учқун чиқиш даврида ультрабинафша нурланиш билан нурлатганда разряд жараёнининг кучайишини кузатган.

Фотоэффект ходисасини биринчи марта Столетов мукамал ўрганган. Фотоэффект ходисасини ўрганувчи қурилма тузилиши 38 - расмда келтирилган.

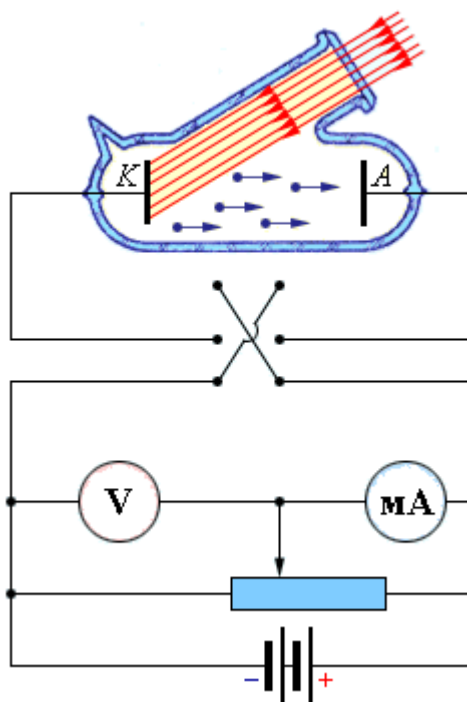
Вакуум трубкадаги K - электрод катод деб аталади ва у текшириляётган хар хил металллардан тайёрланади.

A – электрод анод деб аталади ва металл тўрдан иборат бўлади. Иккала электрод ташқи кучланишга уланган бўлиб, R ўзгарувчан қаршилик (потенциометр) ёрдамида кучланиш қиймати ва ишорасини ўзгартириш мумкин. Ўрганиладиган металл (катод) монохроматик ёруғлик билан ёритилганда хосил бўладиган токни занжирга уланган миллиамперметр орқали ўлчаш мумкин. Ўтказилган тажрибалар натижаларига асосланиб Столетов қуйидаги қонуниятларни ўрнатди:

1) металллардаги фотоэффект ходисасига ултрабинафша нурлар кўпроқ таъсир кўрсатади;

2) ёруғлик таъсирида моддалар асосан манфий зарядларни йўкотади;

3) ёруғлик таъсирида хосил бўладиган ток кучи унинг жадаллигига тўғри пропорционалдир.



38 – расм. Фотоэффект ходисасини ўрганувчи қурилма

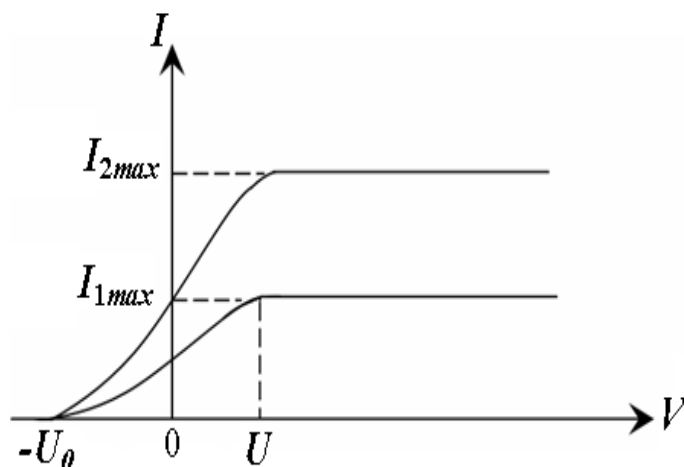
Томпсон 1898 йилда ёруғлик таъсирида чиқадиган заррачаларнинг солиштирма зарядини ўлчади ва улар электронлардан иборат эканлигини исботлади.

Яримўтказгич ёки диэлектрикларнинг энергетик спектридаги боғланган энергетик ҳолатлардан эркин энергетик ҳолатларга электромагнит нурланиш таъсирида электронларнинг ўтиши - **ички фотоэффект** деб аталади, чунки электронлар бир энергетик ҳолатдан юқориги энергетик ҳолатларга ўтиб, моддадан ташқарига чиқмайдилар.

Иккита ярим ўтказгич ёки металл - яримўтказгич контактларини ёруғлик билан ёритилганда фото электр юритувчи куч (**ЭЮК**) ҳосил бўлиш жараёнига вентилли фотоэффект деб аталади. Бу ҳодиса куёш энергиясини тўғридан тўғри электр энергиясига айлантириш имконини яратиб беради.

38 - расмдаги қурилмадан фойдаланиб, ёруғлик таъсирида катод чиқарадиган электронлар оқими ҳосил қиладиган I фототокнинг электродлар орасидаги кучланиш тушишига боғлиқлигини, яъни **фотоэффектнинг вольт-ампер характеристикасини (ВАХ)** ўрганиш мумкин.

Частоталари бир хил, жадалликлари хар хил икки хил ёритилганлик учун фототокнинг **ВАХ** 39 - расмда келтирилган.



39 – расм. Фотоэффектнинг вольт – ампер характеристикаси

Иккита электрод орасидаги кучланиш тушиши U ошиши билан, бошланишда фототок аста-секин ошаборади, яъни катоддан чиқиб, анодга етиб борадиган фотоэлектронлар сони ошиб боради. Эгри чизиқларнинг қиялик қиёфаси катоддан электронлар хар хил тезликда отилиб чиқишини кўрсатади.

Фототокнинг максимал қиймати $I_{max} = I_{m\ddot{u}y}$, яъни тўйиниш фототокининг бошланиши шундай U кучланиш тушиши билан

аниқланадики, бундай кучланиш тушишида катоддан чиқаётган электронлар анодга етиб келишга улгурадлар:

$$I_{\text{түй.}} = en \quad , \quad (20.1)$$

бу ерда n – катоднинг 1 секундда чиқарган электронлар сони.

Вольт-ампер характеристикадан $U = 0$ бўлганда фототок нолга айланмаслиги кўриниб турибди, чунки катоддан чиқаётган айрим электронлар нолдан фарқли ν бошланғич тезликка эга бўлиб, маълум кинетик энергияга эга бўлганлари учун, ташқи майдонсиз анодга етиб келаоладилар.

Фототок нолга тенг бўлиши учун, электронларга ишораси манфий бўлган, электронларни тўхтатиб қолувчи $-U_0$ кучланиш қўйиш керак. демак, $U = -U_0$ бўлганда, хаттоки ν_{max} – максимал тезликка эга бўлган электронлар ҳам тўхтатиб қолувчи кучланишни енгаолмайдилар ва анодга етиб келаолмайдилар, натижада фототок нолга айланади.

Берилган катод моддаси ва ёруғлик нури частотаси учун тўхтатиб қолувчи $-U_0$ кучланишни ўлчаш, катоддан чиқаётган фотоэлектронларнинг тезлиги ва кинетик энергияси қийматларини аниқлаш имконини беради:

$$m\nu_{\text{max}}^2 / 2 = eU_0 \quad , \quad (20.2)$$

Хар хил катод материаллари учун, катодга тушаётган ёруғликнинг частотаси ва хар хил ёритилганлик жадалликларида олинган фотоэффект ВАХ натижаларига асосан қуйидаги учта фотоэффект қонунлари ўрнатилди:

1. Столетов қонуни. Катодга тушаётган ёруғликнинг белгиланган частотасида, бирлик вақтда катоддан ажралиб чиқаётган фотоэлектронлар сони ёруғлик жадаллигига пропорционалдир;

2. Фотоэлектронлар бошланғич тезлигининг максимал қиймати катодга тушаётган ёруғлик жадаллигига боғлиқ бўлмай, фақат ν частотага боғлиқ бўлиб, унинг ошиши билан чизиқли ўсиб боради;

3. Ҳар бир модда учун фотоэффектнинг «қизил чегараси» мавжуд, яъни ёруғликнинг ν_0 – минимал частотаси мавжуд бўлиб, бу частотада ёруғликнинг исталган жадаллигида фотоэффект кузатилади.

Бу қонунларни тушунтириш учун Эйнштейн 1905 йилда фотоэффектнинг квант назариясини ишлаб чиқди. Бу назарияда, ν частотали ёруғлик нурланишда ҳам, тарқалишда ҳам ва моддаларда ютилишда ҳам алоҳида энергия порциялари

$$\varepsilon_0 = h \nu$$

орқали намоён бўлади. Шундай қилиб, ёруғлик тарқалишини узлуксиз тўлқин жараёни деб тасаввур қилмай, уни фазода дискрет ёруғлик квантлари оқими сифатида, вакуумда эса c тарқалиш тезлиги билан ҳаракатланади деб ҳисоблаш керак. Бу электромагнит нурланиш квантлари фотонлар деб аталади.

Квант назариясига асосан, ҳар бир квантни фақат битта электрон ютиши мумкин. Шу сабабли, ёруғлик таъсирида катоддан ажралиб чиққан фотоэлектронлар ёруғлик жадаллигига пропорционалдир (фотоэффектнинг I қонуни).

Катодга тушаётган фотон энергияси электронни металлдан чиқиш ишини (A) енгишга ва чиқаётган фотоэлектронга $m\nu_{\max}^2 / 2$ кинетик энергия беришга сарф бўлади.

$$h \nu = A + m\nu_{\max}^2 / 2 \quad , \quad (20.3)$$

Бу ифода ташқи **фотоэффектнинг Эйнштейн тенгламаси** деб аталади ва фотоэффектнинг II ва III қонунларини тушунтираолади.

Эйнштейн тенгламасидан, фотоэлектроннинг максимал кинетик энергияси тушаётган нурланиш частотаси ошиши билан чизикли ўсиб бориши ва нурланиш жадаллигига боғлиқ эмаслиги кўриниб турибди.

Ёруғлик частотаси камайиши билан фотоэлектроннинг кинетик энергияси пасайиб, қандайдир кичик частотада $\nu = \nu_0$, фотоэффект кузатилмайди:

$$\nu_0 = \frac{A}{h} , \quad (20.4)$$

Ана шу ν_0 частота берилган металл учун **фотоэффектнинг «қизил чегараси»** бўлади ва фақат электронинг чиқиш ишига боғлиқ бўлади.

(20.2) -, (20.3) – ва (20.4) – ифодалардан куйидагига эга бўламиз:

$$eU_0 = h(\nu - \nu_0) , \quad (20.5)$$

21 - §. Ёруғлик босими

Эйнштейннинг ёруғлик квантлари тўғрисидага гипотезасига асосан, ёруғлик дискрет энергия порциялари – **фотонлар** сифатида нурланади, ютилади ва фазода тарқалади.

Фотон энергияси $\varepsilon_0 = h\nu$ га тенг. Фотон массасини унинг энергияси орқали ифодалаш мумкин:

$$m_\gamma = h\nu / c^2 , \quad (21.1)$$

Фотонни элементар заррача деб ҳисобласак, c ёруғлик тезлиги билан тарқалиши сабабли, турғун массасини нолга тенг деб ҳисоблаш мумкин.

Фотоннинг импульси

$$P_\gamma = \frac{\varepsilon_0}{c} = \frac{h\nu}{c} , \quad (21.2)$$

га тенг.

Фотоннинг массаси, импульси ва энергияси унинг корпускуляр хусусиятини белгилайди, ν - частотаси эса, ёруғликнинг тўлқин хусусиятини белгилайди.

Фотон, агарда импульсга эга бўлса, у ҳолда жисмга тушаётган ёруғлик унга босим таъсирини ўтказди, чунки фотон сиртга урилганда, унга ўз импульсини узатади.

Жисм сиртига ν частотали монохроматик ёруғлик нури тушаётган бўлсин. Агарда бирлик сирт юзасига бирлик вақтда N та фотон тушса, жисм сиртининг ρ - қайтариш коэффициентига асосан ρN фотонлар қайтади, $(1 - \rho)N$ фотонлар эса жисмда ютилади.

Ҳар бир ютилган фотон сиртга

$$P_\gamma = \frac{h\nu}{c}$$

импульс узатади, қайтган фотон эса

$$2P_\gamma = \frac{2h\nu}{c}$$

импульс узатади. У ҳолда сиртга таъсир этувчи босим куйидагига тенг бўлади:

$$P = \frac{2h\nu}{c} \rho N + \frac{h\nu}{c} (1 - \rho) N$$

$$P = (1 + \rho) \frac{h\nu}{c} N$$

бу ерда $h\nu$ битта фотоннинг энергияси бўлгани учун,

$$Nh\nu = E_\nu$$

барча фотонларнинг энергияси бўлади ёки сиртга тушаётган ёритилганлик энергияси бўлади.

Бу ерда $\frac{E_\nu}{c} = W$ нурланиш энергиясининг хажмий зичлиги деб аталади.

Шунинг учун, ёруғлик сиртга нормал тушишида ҳосил қилган босими

$$P = \frac{E_\nu}{c} (1 + \rho) = W(1 + \rho) \quad , \quad (21.3)$$

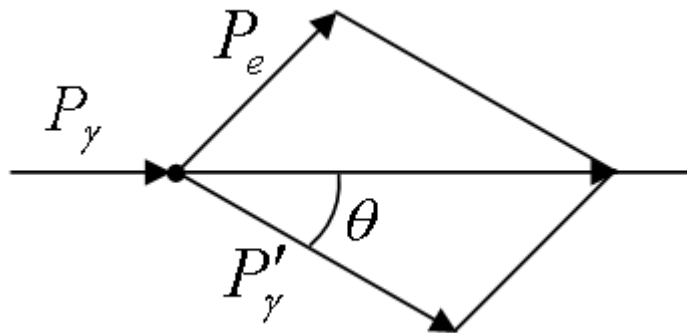
га тенг бўлади.

22 - §. Комптон эффекти

1923 йилда Комптон рентген нурларининг турли моддаларда сочилишини ўрганиб, сочилаётган нурларнинг тўлқин узунлиги тушаётган нурлар тўлқин узунлигидан катта эканлигини аниқлади.

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\lambda_0 \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (22.1)$$

бу ерда λ - тушаётган рентген нурининг тўлқин узунлиги, λ' - сочилган нурлар тўлқин узунлиги, θ - сочилган нур билан тушувчи нур орасидаги бурчакдир (40 - расм) $\lambda_0=0,0242 \text{ \AA}$ нурнинг табиати ва тўлқин узунлигига боғлиқ бўлмаган ўзгармас катталиқдир.



40 – расм. Фотонни модданинг эркин электрони билан тўқнашиши

Ультрақисқа тўлқинли электромагнит нурланишнинг моддалардаги эркин электронларда, тўлқин узунлиги ошиши билан боғлиқ эластик сочилиши – **Комптон эффекти** деб аталади.

Корпускуляр хусусиятига эга бўлган фотонлар моддаларнинг эркин электронлари билан эластик тўқнашишида, фотон электронга, энергия ва импульснинг сақланиш қонунига асосан, ўзининг энергия ва импульсининг бир қисмини узатади.

Моддага тушаётган фотоннинг энергия ва импульси

$$\varepsilon_\gamma = hc, \quad P_\gamma = \frac{h\nu}{c}$$

га тенг. Тинч ҳолатда турган электроннинг энергияси $W_0 = mc^2$ га тенг.

Фотон электрон билан тўқнашганда энергия ва импульсининг бир қисмини бериб θ бурчак остида сочилади. Сочилаётган фотон энергия ва импульси қуйидагига тенг бўлади:

$$\varepsilon'_\gamma = h\nu' \quad , \quad P'_\gamma = \frac{h\nu'}{c}$$

Социлаётган фотоннинг энергияси ε'_γ ва ν' частотаси камайгани учун, унинг тўлқин узунлиги λ ошади. Тинч ҳолатда турган электрон $p_e = m\nu$ импульс ва $W = mc^2$ энергияга эга бўлиб, эластик тўқнашиш ҳисобига ҳаракатга келади.

Энергиянинг сақланиш қонунига асосан

$$mc^2 + h\nu = mc^2 + h\nu' \quad , \quad (22.2)$$

га эга бўламиз. Импульснинг сақланиш қонунига асосан

$$(m\nu)^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 - 2\frac{h^2}{c^2}\nu\nu'\cos\theta$$

га эга бўламиз.

$\nu = \frac{c}{\lambda}$, $\nu' = \frac{c}{\lambda'}$ ва $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ эканлигини ҳисобга олиб

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\theta) = \frac{2h}{m_0c}\sin^2\frac{\theta}{2} \quad , \quad (22.3)$$

тўлқин узунликлари фарқи ифодасига эга бўламиз. Бу ерда

$$\lambda_0 = \frac{h}{m_0c} = 0,0242 \text{ \AA}$$

га тенгдир.

23 - §. Модда заррачаларининг корпускуляр – тўлқин дуализми

Француз олими Луи де Бройл 1923 йилда ёруғликнинг иккиёклама табиатини ҳисобга олиб, корпускуляр – тўлқин дуализмининг универсаллиги гипотезасини илгари сурди.

Де Бройл корпускуляр хусусият билан бир каторда тўлқин хусусиятига фақат фотонлар эмас, балки электронлар ва исталган бошқа заррачалар ҳам эга эканлигини таъкидлади. Бу гипотезага асосан, микрзаррачаларга, бир тарафдан энергия ва импульс – корпускуляр хусусият бириктирилиши билан, иккинчи тарафдан ν частота ва λ тўлқин узунлиги – тўлқин хусусияти ҳам бириктирилади.

Фотонлар учун корпускуляр ва тўлқин хусусиятлари қуйидаги микдорий боғланишга эгадирлар:

$$E = h\nu \quad , \quad p = \frac{h}{\lambda} \quad (23.1)$$

Бу ифода, фақат тинч ҳолатда массага эга бўлмаган фотон учун эмас, балки тинч ҳолатда массага эга бўлган бошқа заррачалар учун ҳам ўринлидир.

Шундай қилиб импульсга эга бўлган исталган заррачалар

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad , \quad (23.2)$$

де Бройл тенгламаси билан аниқланадиган тўлқин узунликдаги тўлқин жараёни билан таққосланади. Бу нисбат p импульсга эга бўлган исталган заррача учун ўринлидир. Де Бройл гипотезаси тез орада тажрибада ўз тасдиғини топди.

1927 йилда Дэвисон ва Джермерлар табиий дифракциявий панжара - никел кристалл панжарасидан электронлар дастаси сочилганда аниқ дифракциявий манзарани кузатдилар, яъни электронлар тўлқин хусусиятига эга эканлигини исботладилар. Дифракция максимумлари Вульф-Брэг ифодасига

$$\lambda = \frac{2d}{m} \sin \theta, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (23.2)$$

мос келиб, Брэг тўлқин узунлиги де Бройл ифодасидаги $\lambda = \frac{h}{p}$ тўлқин узунлигига жуда катта аниқликда тенг келди.

Кейинчалик тезлатилган электронлар дастаси (энергияси ≈ 50 кэВ) қалинлиги ~ 1 мк бўлган металл қоғоздан ўтганда ҳам дифракциявий манзара кузатилди.

Бу тажрибалар электронлар оқими ёрдамида ўтказилгани учун, тўлқин хусусияти фақат электронлар оқимига таалуклими? ёки якка электронларга ҳам тегишлими? деган саволлар туғилди.

1948 йилда Фабрикант жуда кучсиз электронлар дастаси билан тажриба ўтказганда, яъни кузатувчи асбобдан ҳар бир электрон алоҳида ўтганда ҳам, дифракциявий манзарани кузатди. Демак, тўлқин хусусияти фақат заррачалар тўпламига эмас, балки якка заррачалар учун таалукли экан.

Кейинчалик, дифракциявий ходисалар нейтронлар, протонлар, атом ва молекуляр дасталар учун ҳам кузатилди.

Заррачаларнинг тўлқин хусусиятини тажрибада тасдиқланиши, уни модданинг умумий хусусиятидир деган фикрга олиб келди. У ҳолда тўлқин хусусияти макроскопик жисмлар учун ҳам ўринлими?, Нима учун тажрибада кузатилмайди? деган саволлар туғилди.

Мисол учун массаси 10^{-3} кг бўлган заррача 1 м/с тезлик билан ҳаракатланаётган бўлса, (23.2) – ифодага асосан, де Бройл тўлқин узунлиги $\lambda = 6,66 \cdot 10^{-32}$ м бўлиш керак. Бундай тўлқин узунликка эга бўлган тўлқинлар дифракция ходисасини кузатиш учун, доимийлиги $d \cong 10^{-31}$ м бўлган кристалл панжара бўлиши керак. Шундай кристалл панжара табиатда бўлмагани учун, бундай макроскопик заррача дифракциясини кузатиб бўлмайди. Шу сабабли, макроскопик жисмлар фақат корпускуляр хусусиятини намоён этадилар.

Модда заррачаларининг иккиёқлама корпускуляр – тўлқин табиатини тасаввур этиш, заррача энергияси ва частотасининг ўзаро боғлиқлиги

$$\varepsilon = h\nu , \quad (23.3)$$

билан янада мустаҳкамланади.

II БОБ

Квант физикаси

24 - §. Де Бройл тўлқинининг физик маъноси

Маълум ν тезлик билан эркин ҳаракатланаётган, m массали заррачани қарайлик. Унинг учун де Бройл тўлқинининг фазавий ва гуруҳли тезликларини ҳисоблаб кўрамиз. Фазавий тезлиги қуйидагига тенгдир:

$$\nu_{\text{фаз}} = \frac{\omega}{k} = \frac{\hbar\omega}{\hbar k} = \frac{E}{p} = \frac{mc^2}{m\nu} = \frac{c^2}{\nu}, \quad (24.1)$$

Бу ерда $E = \hbar\omega$, $p = \hbar k$ ва $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ - тўлқин сони. $c > \nu$ бўлгани учун, де Бройл тўлқинининг фазавий тезлиги, ёруғликнинг вакуумдаги тезлигидан каттадир.

Фазавий тезликнинг ёруғлик тезлигидан катта ёки кичик бўлиши тўлқиннинг гуруҳли тезлигига боғлиқ бўлади.

Гуруҳли тезликни қуйидагича ифодалаш мумкин.

$$U = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d(\hbar\omega)}{d(\hbar k)} = \frac{dE}{dp}$$

Эркин заррача энергияси

$$E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}, \quad (24.2)$$

га тенг бўлгани учун

$$\frac{dE}{dp} = \frac{pc^2}{\sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}} = \frac{pc^2}{E} = \frac{m\nu c^2}{mc^2} = \nu$$

Демак, де Бройл тўлқинининг гуруҳли тезлиги заррачанинг тезлигига тенг экан. Фотоннинг гуруҳли тезлиги

$$v = \frac{pc^2}{E} = \frac{mcc^2}{mc^2} = c$$

ўша фотоннинг тезлигига тенгдир.

Де Бройл тўлкини дисперсия ходисасига бўйсунди, яъни тўлқин тезлиги тўлқин узунлигига боғлиқ бўлади.

Тўлқиннинг фазавий тезлигини эркин заррачанинг энергияси орқали ифодаласак

$$v_{\text{фаз}} = \frac{E}{p} = \frac{\sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}}{p}$$

$p = \hbar k = \frac{2\pi\hbar}{\lambda}$ бўлгани учун, фазавий тезлик тўлқин узунлигига боғлиқ бўлади.

25 - §. Гейзенберг ноаниқликларининг ўзаро нисбати

Модда заррачаларининг иккиёқламалик корпускуляр – тўлқин табиатига асосан, уларга заррачанинг ёки тўлқиннинг барча хусусиятларини белгилаш мумкин эмас. Шу сабабли, микрзаррачалар хусусиятларини ўрганишда классик механика тушунчаларига айрим чеклашлар киритиш зарур бўлади.

Масалан, классик механикада исталган заррача аниқ траектория бўйлаб ҳаракатланади ва исталган вақтда заррачанинг координата ва импульсини катта аниқликда белгилаш ёки аниқлаш мумкин.

Тўлқин хусусиятига эга бўлган микрзаррачалар классик заррачалардан бутунлай фарқланадилар. Тўлқин хусусиятига эга бўлган микрзаррачанинг бир аниқ траектория бўйича ҳаракатланишида, унинг аниқ координатаси ва импульси тўғрисида сўз юритиш мумкин эмас.

Тўлқин хусусиятли заррача импульси тўлқин узунлигига боғлиқ бўлса ҳам, «берилган нуқтадаги тўлқин узунлиги» деган тушунча физик маънога эга эмас, шунинг учун аниқ импульсга эга бўлган микрзаррача координатаси ноаниқдир ва унинг тескарисидир.

Гейзенберг микрозаррача тўлқин хусусиятини ва унга боғлиқ чеклашларни ҳисобга олиб, микрозаррачанинг координатаси ва импульсини бир вақтда аниқ ифодалаш мумкин эмас деган фикрга келди.

Микрозаррачалар координаталари ва импульслари ноаниқликларининг ўзаро нисбатлари қуйидаги шартларни қаноатлантирадilar:

$$\begin{cases} \Delta x \Delta p_x \geq h, \\ \Delta y \Delta p_y \geq h, \\ \Delta z \Delta p_z \geq h. \end{cases} \quad (25.1)$$

Микрозаррача координаталари ва уларга мос импульсларининг проекциялари ноаниқликлари кўпайтмалари h дан кичик бўлмайди.

(25.1) – ифодага асосан, заррача координатаси аниқ бўлса ($\Delta x = 0$), бу ҳолда импульснинг $0x$ ўқига проекцияси қиймати

$$\Delta p_x \rightarrow \infty$$

бутунлай ноаниқ бўлади.

Ноаниқлик муносабати, бир вақтда, заррача ҳаракатининг классик хусусияти (координаталари, импульси) ва тўлқин хусусиятларидан фойдаланилган ҳолда келтириб чиқарилган.

Классик механикада заррача координаталари ва импульсини ҳохлаган аниқликда ўлчаш мумкин бўлса, **ноаниқлик муносабати** микрозаррачаларга классик механикани қўллашнинг **квант чекланишини кўрсатади**.

Ноаниқлик муносабатини қуйидаги кўринишда ифодалаймиз:

$$\Delta x \Delta v_x \geq \frac{h}{m}, \quad (25.2)$$

Бу ифодадан, заррача массаси қанча катта бўлса, унинг тезлиги ва координаталари ноаниқлиги шунча кичик бўлади. Бу заррачага катта аниқликда траектория тушунчасини қўллаш мумкин бўлади.

Масалан, массаси 10^{-12} кг ва чизикли ўлчамлари 10^{-6} м бўлган чангча координатаси, унинг ўлчамига нисбатан 0,01 аниқликда ўлчанса ($\Delta x = 10^{-8}$ м), (25.2) – ифодага асосан, тезлик ноаниқлиги

$$\Delta v_x = 6,62 \cdot 10^{-34} / 10^{-8} \cdot 10^{-12} \text{ м/с} \approx 6,62 \cdot 10^{-4} \text{ м/с}$$

қиймати заррачанинг барча мумкин бўлган тезликлари қийматига таъсир этмайди. Бундай макроскопик жисмларнинг тўлқин хусусияти умуман намоён бўлмайди ва ноаниқликка таъсир этмайди.

Агарда, электронлар дастаси x ўқи бўйлаб $v = 10^8$ м/с тезлик билан ҳаракатланганда унинг аниқлиги 0,01 % ($\Delta v_x \approx 10^4$ м/с) бўлса, бу ҳолда координата ноаниқлиги

$$\Delta x = \frac{h}{m \Delta v_x} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{9,11 \cdot 10^{-34} \cdot 10^4} = 7,27 \cdot 10^{-6} \text{ м}$$

га тенг бўлади, яъни электроннинг ҳолатини етарлича аниқликда ўлчаш имконияти пайдо бўлади ва электроннинг траекторияси тўғрисида сўз юритиш мумкин.

Водород атоми атрофида электрон ҳаракатланганда, унинг координаталари ноаниқлиги $\Delta x \approx 10^{-10}$ м бўлсин. У ҳолда, тезлигининг ноаниқлиги $\Delta v_x = 7,27 \cdot 10^6$ м/с бўлади. Бу ҳол учун классик механикадан фойдалансак, электрон айлана орбитаси радиуси $\sim 0,5 \cdot 10^{-10}$ м бўлган ядро атрофида ҳаракатланганда, унинг тезлиги ноаниқлиги $v \approx 2,3 \cdot 10^6$ м/с бўлади. Демак тезлик ноаниқлиги, тезликнинг ўзини қийматидан бир неча марта катта бўлар экан. Шу сабабли, атомдаги электронларнинг ҳаракатини ифодалашда классик механика қонунларидан фойдаланиб бўлмайди.

Квант назариясида заррачаларнинг энергияси ва вақт бўйича ноаниқлик муносабати мавжуд

$$\Delta E \cdot \Delta t > h \quad , \quad (25.3)$$

ΔE – ҳаракат энергиясининг ўлчаш вақтидаги ноаниқлиги,
 Δt – эса, ўлчаш жараёни давомийлигининг ноаниқлиги. Энергия
ноаниқлиги

$$\Delta E \geq \frac{h}{\Delta t}$$

тизимнинг ўртача яшаш вақти камайиши билан ошиб боради.

26 - §. Тўлқин функцияси ва унинг статистик маъноси

Микрозаррачаларнинг қаттиқ жисмлардаги ҳаракатини ўрганишда, ноаниқликлар муносабати туфайли, классик механикани қўллашдаги чегаралашлар, XX асрда, микрозаррачаларнинг тўлқин хусусиятини инобатга олиб, уларнинг ҳаракати ва ўзаро таъсирлашиши қонунларини ифода қилиш учун квант механикаси яратилди. Квант механикаси, асосан Планк гипотезаси, Шредингер, Гейзенберг, Дирак ва Эйнштейнларнинг илмий ишларига асослангандир.

Де Бройл тўлқинининг физикавий табиатини чуқурроқ тасаввур этиш учун, ёруғлик тўлқинлари ва микрозаррачалар учун кузатиладиган дифракция манзараларини таққослаб кўрамиз.

Ёруғлик тўлқинлари дифракцияси манзарасида, фазонинг хар хил нуқталарида, тўлқинлар бир-бирини устига тушиши сабабли, натижавий тебраниш амплитудалари гоҳ кучайиши, гоҳ сусайиши мумкин. Ёруғлик табиатига кўра, дифракциявий манзара жадаллиги ёруғлик тўлқини амплитудасининг квадратига пропорционалдир

$$I \sim A^2$$

Фотон назариясига асосан, жадаллик дифракциявий манзара кузатиладиган нуқтага тушаётган фотонлар сони билан аниқланади (Nh).

Битта фотон учун амплитуда квадрати, бу ёки бошқа нуқтага фотоннинг тушиш эҳтимоллигини белгилайди.

Микрозаррачалар учун кузатиладиган дифракциявий манзара, хар хил йўналишларда сочилган ва қайтган микрозаррачалар оқимининг нотекис тақсимланиши билан характерланади. Дифракциявий манзара максимумлари, тўлқин назариясига асосан, де Бройл тўлқинлар жадаллиги катта бўлган йўналишларга мос келади. Бошқа тарафдан, Де Бройл тўлқинлари жадаллиги, заррачалар сони кўп бўлган жойда катта бўлади, яъни де Бройл тўлқини жадаллиги фазонинг берилган нуқтасига тушаётган фотонлар сонини белгилайди. Шу сабабли, микрозаррачаларда кузатиладиган дифракциявий манзара статистик (эҳтимоллик) қонуниятдан иборат бўлади.

Демак, квант назариясининг энг муҳим хусусиятларидан бири микрозаррачанинг ҳолатини таърифлашда эҳтимоллик назариясидан фойдаланиш заруриятидир.

1926 йилда М.Борн тўлқин қонунияти билан, микрозаррачанинг фазода бўлиш эҳтимоллиги эмас, балки эҳтимоллик амплитудаси - $\psi(x, y, z, t)$ ўзгаради деб тақлиф этди.

$\psi(x, y, z, t)$ катталики - **ψ функция ёки тўлқин функцияси** деб аталади. Эҳтимоллик амплитудаси мавҳум бўлиши мумкинлиги учун, W – эҳтимоллик тўлқин функцияси модулининг квадратага пропорционалдир:

$$W \sim |\psi(x, y, z, t)|^2, \quad (26.1)$$

Бу ерда $|\psi|^2 = \psi \cdot \psi^*$, $\psi^* - \psi$ функцияга мос мавҳум функциядир.

Демак, микрозаррача ҳолатини тўлқин функцияси орқали таърифлаш, статистик ёки эҳтимоллик тусга эгадир. Тўлқин функцияси модулининг квадрати t вақтда, координаталари x ва $x + dx$, y ва $y + dy$, z ва $z + dz$ бўлган соҳада заррачанинг бўлиш эҳтимоллигини белгилайди.

Квант механикасида, микрозаррачалар ҳолатини таърифловчи тўлқин функция заррачаларнинг корпускуляр ва тўлқин хусусиятларини ўзида акс эттирувчи функциядир.

dV ҳажм элементида заррачани топиш эҳтимоллиги

$$dw = |\psi|^2 dV \quad , \quad (26.2)$$

га тенг. Бу ерда

$$|\psi|^2 = \frac{dw}{dV}$$

ЭХТИМОЛЛИК ЗИЧЛИГИНИ белгилайди.

Шундай қилиб ψ - тўлқин функцияси эмас, балки де Бройл тўлқинининг жадаллигини кўрсатувчи, унинг модулини квадрати $|\psi|^2$ физик маънога эгадир.

Чегараланган ҳажмда $-V$, t вақт momentiда заррачани топиш эҳтимоллиги

$$w = \int_V dw = \int_V |\psi|^2 dV$$

га тенг. Бу функция қиймати 1 га тенг бўлганда заррачанинг бу ҳажмда бўлиш эҳтимоллиги энг катта қийматга эга бўлади, ва

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi|^2 dV = 1 \quad , \quad (26.3)$$

эҳтимолликни тартибга солиш ёки нормаллаш шарти деб аталади. Бу шарт заррачанинг фазо ва вақт бўйича (борлигини) мавжудлигини белгилайди.

Тўлқин функцияси суперпозиция принципини каноатлантиради. Агарда, тизим $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$ тўлқин функциялари билан ифодаланадиган ҳар хил ҳолатларда бўлса, унинг умумий ҳолатини қуйидагича таърифлаш мумкин.

$$\psi = \sum_n c_n \psi_n$$

бу ерда $c_n (n = 1, 2, \dots)$ - ихтиёрий комплекс сонлардан иборат бўлади. Демак, квант механикасида тўлқин функцияларини (эҳтимоллик амплитудаларини) қўшиш мумкин. Классик статистикада бир-бирига боғлиқ бўлмаган ҳодисалар учун эҳтимолликларни қўшиш теоремаси қўлланилади.

Микрозаррачалар ҳолатининг асосий характеристикаси бўлган ψ тўлқин функцияси, квант механикасида ҳолатларга тегишли физикавий катталикларнинг ўртача қийматини ҳисоблаш имкониятини беради.

Масалан, электроннинг ядродан қандай ўртача масофада $\langle r \rangle$ бўлишини қуйидаги ифода орқали ҳисоблаш мумкин:

$$\langle r \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} r |\psi|^2 dV$$

27 - §. Шредингер тенгламаси

Де Бройл тўлқинларини ва Гейзенберг ноаниқлик муносабатларини изоҳлаш қуйидаги фикрга олиб келди:

- квант механикасида микрозаррачаларнинг ҳар хил куч майдонларидаги ҳаракатини таърифловчи ҳаракат тенгламаси заррачаларнинг тўлқин хусусиятини ёритиб бериши зарур бўлади.

Асосий тенглама $\psi(x, y, z, t)$ тўлқин функциясига нисбатан ва электромагнит тўлқинларни характерловчи тўлқин тенгламасига ўхшаш бўлиши керак. Бундай тенглама **Шредингернинг умумий тенгламаси** деб аталади ва қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi + U(x, y, z, t) \psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}, \quad (27.1)$$

бу ерда $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, m – заррача массаси, Δ - Лаплас оператори

$\left(\Delta \psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right)$, i – мавҳум бирлик, $U(x, y, z, t)$ - куч

майдонидаги заррачанинг потенциал функцияси, $\psi(x, y, z, t)$ – заррачанинг тўлқин функцияси. Бу ифода **вақтга боғлиқ бўлган Шредингер тенгламаси** деб аталади.

Микродунёда содир бўладиган кўп физикавий ҳодисалар учун, бу тенгламани, вақтга боғлиқлигидан чиқариб, соддалаштириш мумкин. бу ҳолда Шредингер тенгламаси

энергия қийматлари белгиланган бўлган стационар ҳолатларга тўғри келади, яъни заррача ҳаракатланаётган куч майдони ўзгармас бўлиши керак $U(x, y, z, t)$.

Шредингер тенламасининг ечими - биттаси координатага боғлиқ бўлган, иккинчиси вақтга боғлиқ бўлган функциялар кўпайтмасидан иборат бўлади

$$\psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) e^{-i\frac{E}{\hbar}t}, \quad (27.2)$$

бу ерда E – заррачанинг тўла энергияси, ψ ўзгармас майдон учун ўзгармас катталиқдир. (27.2) – ифодани Шредингер тенгламасига қўйсак

$$-\frac{\hbar^2}{2m} e^{-i\frac{E}{\hbar}t} \Delta \psi + U \psi e^{-i\frac{E}{\hbar}t} = i\hbar \left(-i\frac{E}{\hbar}t \right) \psi e^{-i\frac{E}{\hbar}t}$$

га эга бўламиз. Тенгламанинг икки тарафини $e^{-i\frac{E}{\hbar}t}$ га бўлсак, қуйидагига келтириб чиқарамиз:

$$\Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0, \quad (27.3)$$

бу ифода **стационар ҳолатлар учун Шредингер тенгламаси** деб аталади.

Дифференциал тенгламалар назариясида бу тенглама беҳисоб ечимларга эга, аммо улар орасида физикавий маънога эга бўлганини, чегаравий шартлар қўйилганда аниқланади.

Шредингер тенгламаси учун бундай чегаравий шартлар қуйидагилар бўлиши мумкин:

- тўлқин функцияси даврийлиги;
- тўлқин функциясининг чеклилиги, аниқлиги ва узлуксизлиги (биринчи ҳосиласи ҳам).

Демак, ψ - даврий функцияга жавоб берадиган ечимларгина ҳақиқий физикавий маънога эга бўлади. Бу ечимлар тўла энергиянинг барча қийматларида эмас, балки қўйилган масалага тегишли айрим қийматларида ўринли бўлади ва энергиянинг бундай қийматлари – **хусусий** ечимлар деб аталади.

Хусусий қийматларга мос бўлган функциялар **хусусий функциялар** деб аталади.

28 - §. Эркин заррачанинг ҳаракати

Эркин заррачанинг ҳаракатида ($U(x) = 0$) унинг тўла энергияси кинетик энергия билан мос тушади. X ўқи бўйлаб ҳаракатланаётган эркин заррача стационар ҳолати учун Шредингер тенгламаси қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi = 0 \quad , \quad (28.1)$$

Бу тенгламанинг хусусий ечими қуйидаги функциядан иборатдир:

$$\psi(x) = A e^{ikx}$$

бу ерда $A = const$, $k = const$. Энергиянинг хусусий қийматлари

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad , \quad (28.2)$$

дан иборат бўлади.

$\psi(x) = A e^{ikx} = A e^{\frac{i}{\hbar} \sqrt{2mE} x}$ - функция $\psi(x, t)$ тўлқин функциянинг координатага тегишли қисмидир.

Эркин заррача ҳаракатининг вақтга боғлиқ тўлқин функцияси қуйидагидан иборат:

$$\psi(x, t) = A^{-i\omega t + ikx} = A^{-\frac{i}{\hbar}(Et - P_x x)} \quad , \quad (28.3)$$

бу ерда

$$\omega = \frac{E}{\hbar} \quad \text{ва} \quad k = \frac{P_x}{\hbar}$$

Вақтга боғлиқ функция де Бройлнинг ясси монохроматик тўлқинидир.

Энергиянинг хусусий қийматлари ифодасидан энергиянинг импульсга боғлиқлигини ўрнатишимиз мумкин

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{P_x^2}{2m}$$

Эркин заррачанинг энергияси исталган қийматларни қабул қилиши мумкин, яъни унинг энергетик спектри **узлуксиз бўлади**.

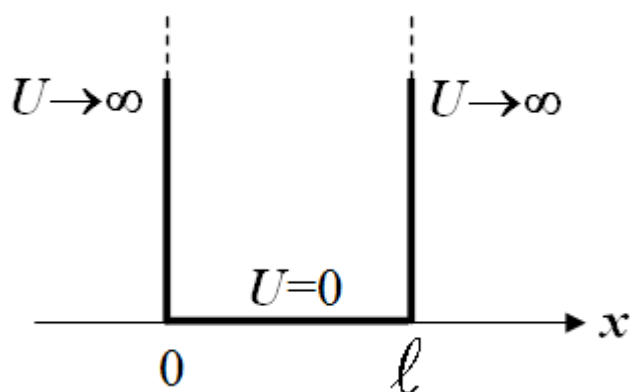
Шундай қилиб эркин квант заррача де Бройлнинг ясси монохроматик тўлқини билан ифодаланади. Бу ҳолда фазонинг берилган нуқтасида вақтга боғлиқ бўлмаган заррачани бўлиш эҳтимоллиги зичлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$|\psi|^2 = \psi\psi^* = |A|^2$$

ва исталган нуқталарда ўзгармас бўлади.

29 - §. Заррачанинг деворлари чексиз баланд бўлган потенциал чуқурликдаги ҳолати

Бундай чуқурлик қуйидаги потенциал энергия билан ифодаланади (41 - расм):



41 – расм. Деворлари чексиз баланд бўлган потенциал чуқурлик

$$U(x) = \begin{cases} \infty, & x < 0, \\ 0, & 0 \leq x \leq \ell, \\ \infty, & x > \ell. \end{cases}$$

бу ерда ℓ - чукурлик кенглиги, заррача энергиясининг ҳисоб боши потенциал чукурлик тубида ётади.

Стационар ҳолат учун Шредингер тенгламаси бир ўлчамли масалаларда қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0, \quad (29.1)$$

Чукурлик деворлари чексиз баланд бўлгани учун, заррача потенциал тўсиқ ичида бўлади, уни тўсиқдан ташқарида топиш эҳтимоллиги нолга тенгдир. Чукурлик чегарасида узлуксиз тўлқин функцияси ҳам нолга айланади. Демак, чегаравий шартни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\psi(0) = \psi(\ell) = 0, \quad (29.2)$$

Чукурлик ичида Шредингер тенгламаси қуйидаги кўринишни олади:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi = 0$$

ёки

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + k^2 \psi = 0, \quad (29.3)$$

бу ерда $k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E$ га тенг.

Дифференциал тенгламанинг умумий ечими қуйидагича ифодаланади:

$$\psi(x) = A \sin kx + B \cos kx$$

Чегаравий шарт $\psi(0) = 0$ бўлгани учун $B = 0$. У ҳолда

$$\psi(x) = A \sin kx, \quad (29.4)$$

$\psi(\ell) = A \sin k\ell = 0$ шарт фақат қуйидаги ҳолларда бажарилади

$$k\ell = n\pi$$

Бу ерда n – бутун сонлар,

$$k = \frac{n\pi}{\ell}, \quad (29.5)$$

заррача энергиясининг хусусий қийматлари

$$E_n = \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2m\ell^2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots), \quad (29.6)$$

га тенг бўлади. Демак, деворлари чексиз баланд бўлган потенциал чуқурликдаги заррача энергияси E_n фақат **аниқ дискрет қийматларга** эга бўлади, яъни **квантланган бўлади**.

Энергиянинг квантланган қийматлари **энергетик сатҳлар** деб аталади, бу энергетик сатҳларни белиловчи n сон **бош квант сони** деб аталади.

(29.4) – ифодага, тўлқин сонининг қийматини қўйсақ, функциянинг хусусий қийматини топамиз:

$$\psi(x) = A \sin \frac{n\pi}{\ell} x$$

Нормаллаш шартидан интеграллашнинг доимийсини (A) топиш мумкин

$$A^2 \int_0^{\ell} \sin^2 \frac{n\pi}{\ell} x dx = 1$$

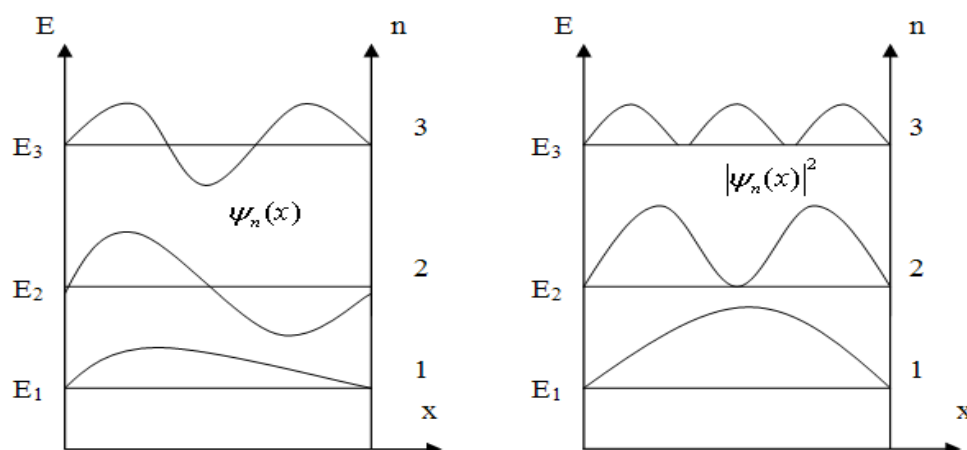
буерда $A = \sqrt{\frac{2}{\ell}}$ га тенг, хусусий функциялар кўриниши куйидагича бўлади:

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{\ell}} \sin \frac{n\pi}{\ell} x \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (29.7)$$

Куйидаги 42 - расмда хусусий функциялар ва уларга мос энергияларнинг $n = 1, 2, 3$ сонларга мос графиклари келтирилган.

Расмдан, $n = 2$ бўлганда заррачани чуқурлик ўртасида бўлиш эҳтимоллиги нолга тенг. Иккита энергетик сатҳлар орасидаги энергетик масофа куйидагича тенг бўлади:

$$\Delta E_n = E_{n+1} - E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m\ell^2} (2n+1) \approx \frac{\pi^2 \hbar^2}{m\ell^2} n, \quad (29.8)$$



42 – расм. Хусусий функциялар ва уларнинг энергияларини бош квант сонларига боғлиқлик графиги

Мисол учун, чуқурлик кенглиги $\ell = 10^{-1} \text{ м}$ бўлганда электроннинг қўшни соҳалардаги энергетик фарқи

$$\Delta E_n \approx 10^{-35} n \cdot \text{Дж} \approx 10^{-16} n \cdot \text{эВ}$$

га тенг бўлади. Демак энергетик сатҳлар бир-бирига жуда яқин жойлашган бўлади. Агарда потенциал чуқурлик кенглиги атом ўлчамларига яқин бўлса ($\ell \approx 10^{-10}$ м) электрон учун

$$\Delta E_n \approx 10^{-7} n \cdot \text{Дж} \approx 10^2 n \text{ эВ}$$

бўлади.

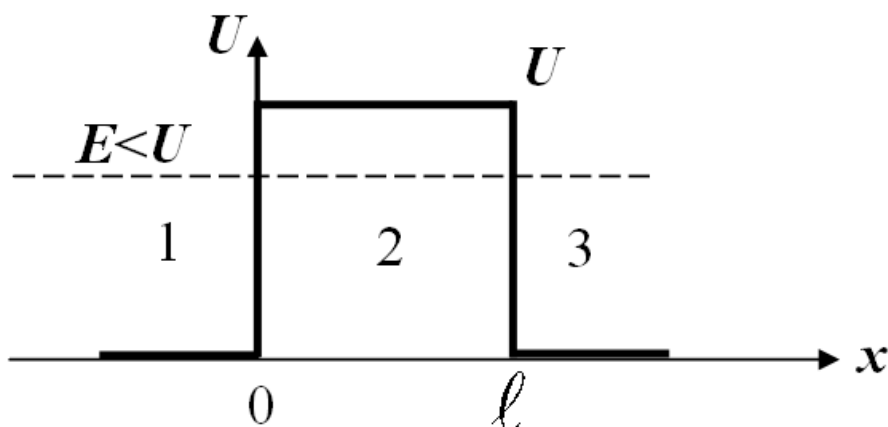
30 - §. Заррачанинг потенциал тўсиқ орқали ўтиши. Туннел эффекти.

Заррачанинг бир ўлчамли, x ўқи бўйлаб, энг содда тўғри бурчак шаклидаги потенциал тўсиқ орқали ҳаракатини кузатайлик (43 - расм).

Тўғри бурчак шаклидаги потенциал тўсиқ баландлиги U ва кенглиги ℓ бўлган ҳол учун чегаравий шартларни келтирамиз.

$$U(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 & 1 - \text{соха} \\ U, & 0 < x < \ell & 2 - \text{соха} \\ 0, & x > \ell & 3 - \text{соха} \end{cases}$$

Бу чегаравий шартларда, E энергияли классик заррача потенциал тўсиққа дуч келганда: $E > U$ бўлганда тўсиқ устидан ўтади, $E < U$ бўлганда тўсиқдан урилиб қайтиб, орқа томонга ҳаракат қилади, яъни заррача тўсиқ орқали ўтаолмайди.



43 – расм. Тўғри бурчак шаклидаги потенциал тўсиқ

Микрозаррача (квант заррача) энергияси $E > U$ бўлган ҳолда, тўсиқ устидан ўтишидан ташқари, заррача тўсиққа урилиб, орқага қайтиш эҳтимоли нолдан фарқли бўлиши мумкин. Унинг энергияси $E < U$ бўлганда ҳам, заррача $x > \ell$ соҳада бўлиш эҳтимоли нолдан фарқли бўлиши мумкин, яъни заррача тўсиқ орқали ўтиши мумкин.

Стационар ҳолатлар учун Шредингер тенгламаси, 1 ва 3 – соҳаларда $\left(k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}\right)$, қуйидаги кўринишга эга бўлади.

$$\frac{\partial^2 \psi_{1,3}}{\partial x^2} + k^2 \psi_{1,3} = 0 \quad ,$$

2-соҳа учун, $\left(q^2 = \frac{2m(E-U)}{\hbar^2}\right)$ бўлганда,

$$\frac{\partial^2 \psi_2}{\partial x^2} + q^2 \psi_2 = 0 \quad , \quad (30.1)$$

Бу дифференциал тенгламаларнинг умумий ечимлари тегишли соҳаларда қуйидаги кўринишларга эга бўлади:

1 - соҳа учун:

$$\psi_1(x) = A_1 e^{ikx} + B_1 e^{-ikx} \quad , \quad (30.2)$$

2 - соҳа учун:

$$\psi_2(x) = A_2 e^{ikx} + B_2 e^{-ikx} \quad ,$$

3 - соҳа учун:

$$\psi_3(x) = A_3 e^{ikx} + B_3 e^{-ikx} \quad , \quad (30.3)$$

Хусусан, 1 - соҳа учун тўлиқ тўлқин функцияси қуйидагича ифодаланади:

$$\psi_1(x, t) = \psi_1(x) e^{-\frac{i}{\hbar}Et} = A_1 e^{-\frac{i}{\hbar}(Et - px)} + B_1 e^{-\frac{i}{\hbar}(Et + px)} \quad , \quad (30.4)$$

Бу ифоданинг 1- ҳади x - ўқи бўйлаб тарқалаётган ясси тўлқин кўринишга эга, иккинчи ҳади эса, x – ўқига тесқари йўналишда тарқалаётган ясси тўлқиндан иборат. 3 - соҳада тўлқин фақат x – ўқи бўйлаб тарқалади ва орқа томонга

тарқалмайди, шу сабабли, 3 - ифодада B_3 коэффициент нолга тенг бўлади.

2 - соҳа учун ечим $E > U$ ва $E < U$ нисбатларга боғлиқ бўлади. $E < U$ ҳол алоҳида қизиқиш туғдиради, чунки классик заррача бу ҳолда потенциал тўсиқ ичида бўлаолмайди.

$q = i\beta$ – мавҳум сондан иборат бўлгани учун

$$\beta = \sqrt{2m(U - E)}$$

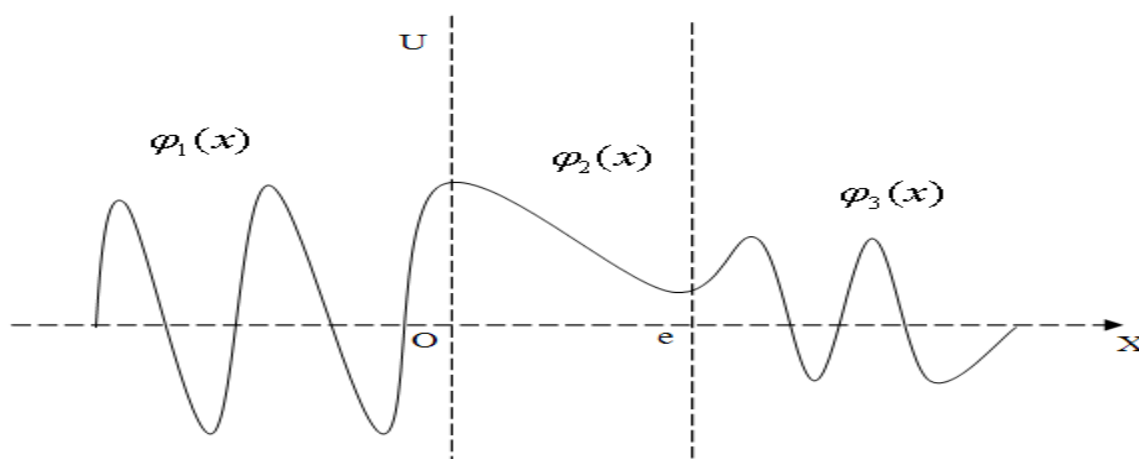
тенгликка эга бўламиз.

$B_3 = 0$ ва q нинг қийматини ҳисобга олганда, уччала соҳа учун Шредингер тенгламалари ечимлари қуйидаги кўринишга эга бўладилар:

$$\begin{aligned} \psi_1(x) &= A_1 e^{ikx} + B_1 e^{-ikx}, & 1 - \text{соҳа} \\ \psi_2(x) &= A_2 e^{-\beta x} + B_2 e^{\beta x}, & 2 - \text{соҳа} \\ \psi_3(x) &= A_3 e^{ikx}, & 3 - \text{соҳа} \end{aligned}, \quad (30.5)$$

2 - соҳада, экспонента кўрсаткичлари мавҳум бўлмай, ҳақиқий сонлардан иборат бўлгани учун, икки тарафга тарқаладиган ясси тўлқинлар бўлмайди.

$\psi_1(x)$, $\psi_2(x)$ ва $\psi_3(x)$ функциялар кўриниши 44 - расмда келтирилган.



44 – расм. Тўлқин функциясини потенциал тўсиқ соҳасидаги кўриниши

Расмдан кўринишча, тўсиқ ичида ва 3 - соҳада тўлқин функцияси нолга тенг эмас экан. Шу сабабли, микрозаррача тўлқин хусусиятига эга бўлгани учун белгиланган кенгликдаги потенциал тўсиқ орқали ўта олади.

Шундай қилиб, квант механикаси **туннел эффекти** деб аталадиган янги ҳодисани тушунтириб бериш имкониятига эга.

Туннел эффектини ифодалаш учун потенциал тўсиқнинг **шаффофлик коэффиценти** деган тушунчаси киритилади. Бу коэффицент тўсиқни ўтган заррачалар оқими зичлигини тўсиққа тушаётган заррачалар оқими зичлигига нисбати билан аниқланади.

$$D = |A_3|^2 / |A_1|^2$$

$|A_3 / A_1|^2$ нисбатни аниқлаш учун, тўсиқ чегараларида ψ ва ψ' функцияларнинг узлукликлиги шартидан фойдаланамиз:

$$\left. \begin{aligned} \psi_1(0) &= \psi_2(0), \\ \psi_1'(0) &= \psi_2'(0), \\ \psi_2(\ell) &= \psi_3(\ell), \\ \psi_2'(\ell) &= \psi_3'(\ell). \end{aligned} \right\} , \quad (30.6)$$

Ҳисоблашлар шаффофлик коэффицентининг куйидаги ифодасини беради:

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(E-U)}\ell\right) , \quad (30.7)$$

бу ерда U – потенциал тўсиқ баландлиги, E – заррача энергияси, ℓ - тўсиқ кенлиги, D_0 – доимий кўпайтма, кўп ҳолларда у бирга тенг бўлади. Демак шаффофлик коэффиценти m – заррача массасига, ℓ - тўсиқ кенлигига ва $(U - E)$ қийматга боғлиқ экан.

Тўсиқ кенлиги, заррача массаси кичик бўлганда шаффофлик коэффиценти катта бўлади ва 3 - соҳада заррачаларнинг бўлиш эҳтимоллиги ошади.

Исталган шаклдаги потенциал тўсиқ учун шаффофлик коэффициентини қуйидагича ифодаланади:

$$D = D_0 \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(E-U)} dx \right], \quad (30.8)$$

бу ерда $U = U(x)$.

31 - §. Атомларнинг чизиқли спектрлари

Сийраклашган газ ёки парлар кўринишидаги яккаланган атомлар маълум температураларда алоҳида спектрал чизиқлардан иборат спектр чиқаради. Шу сабабли, атомларнинг чиқарган спектрини чизиқли спектрлар деб аташади. Водород атомининг спектри энг мукамал ўрганилган (45 – расм).

Швейцария физиги М. Балмер ўша давргача маълум бўлган водород атомининг спектрал чизиқларини ифодалаш учун қуйидаги эмпирик ифодани келтириб чиқарди:

$$\frac{1}{\lambda} = R' \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 3, 4, 5, \dots) \quad , \quad (31.1)$$

бу ерда $R' = 1,1 \cdot 10^7 m^{-1}$ – Ридберг доимийсидир.

$\nu = \frac{c}{\lambda}$ эканлигини ҳисобга олсак, (31.1) - ифодани частоталар учун қуйидагича ёзиш мумкин:

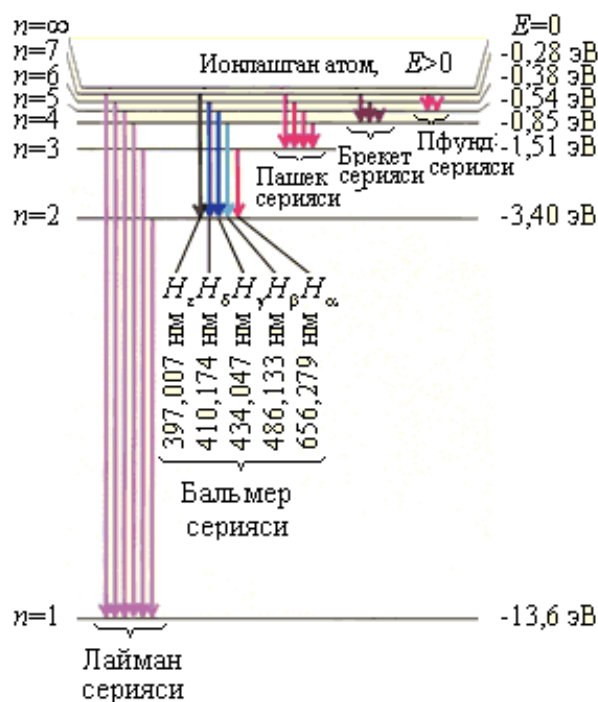
$$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 3, 4, 5, \dots) \quad , \quad (31.2)$$

бу ерда $R = R' c = 3,29 \cdot 10^{15} s^{-1}$ ҳам Ридберг доимийсидир.

(31.1) ва (31.2) ифодалардан, n нинг турли қийматлари билан фарқ қилувчи спектр чизиқлари гуруҳини ёки сериясини ҳосил қилиш мумкинлиги кўриниб турибди ва улар Балмер сериялари деб аталади. n коэффициент ошиб бориши билан,

чизиқли сериялар бир-бирига яқинлашади, n чексиз қиймат Балмер сериясининг чегарасини белгилайди.

Водород атомлари чиқарган спектрни батафсил ўрганиш натижасида бошқа сериялар ҳам топилди (45 - расм).



45 – расм. Водород атомининг чизиқли спектрлари

Спектрнинг ультрабинафша соҳасида кузатилган серия Лайман серияси деб аталади.

$$\nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 3, 4, 5, \dots)$$

Спектрнинг инфрақизил соҳасида эса қуйидаги сериялар топилди:

Пашен серияси $\nu = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 4, 5, 6, \dots) ;$

Брекет серияси $\nu = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 5, 6, 7, \dots) ;$

Пфунд серияси $\nu = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 6, 7, 8, \dots) ;$

$$\text{Хэмфри серияси} \quad \nu = R \left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 7, 8, 9, \dots).$$



46 – расм. Чизиқли спектрларни электрон қобиқларга боғлиқлиги

Водород спектрида кузатилган барча серияларни **Балмернинг умумлашган ифодаси** орқали ифодалаш мумкин:

$$\nu = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (31.3)$$

Бу ерда $m = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ – бутун сонлар сериялар тартибини белгилайди, $n = m+1, m+2, m+3, \dots$ бутун сонлар сериядаги алоҳида чизиқларни белгилайди (46 – расм).

Мураккаб спектрларни ўрганиш, улар қонуниятларига бўйсунмай жойлашадиган чизиқлардан иборат эканлигини кўрсатди.

Юқорида келтирилган чизиқли спектрлар, Ридберг доимийсининг умумийлиги кузатилган қонуниятлар чуқур физикавий маънога эга эканлигини ва уни тушунтиришга классик физика ожиз эканлигини билдирди.

32 - §. Бор постулатлари

1913 йилда Даниялик физик Н.Бор атомга боғлиқ хусусиятларни тушуниб етишга уриниб кўрди. У чизиқли спектрларнинг эмпирик қонуниятларини, Резерфорднинг атом ядровий моделини ва ёруғликнинг нурланиши ва ютилишининг квант характерини (бир бутун) яхлит қилиб боғлашга ҳаракат қилди. Бор назарияси асоси иккита постулатдан иборат.

Борнинг биринчи постулати: стационар ҳолатларда атом энергияни нурлатмайди. Бунда, электрон доиравий орбитада ҳаракатланиб, қуйидаги шартни қаноатлантирадиган импульс моментининг дискрет - квантланган қийматларига эга бўлади:

$$m \nu r_n = n \hbar \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad , \quad (32.1)$$

Бу ерда m – электрон массаси, ν – радиуси r_n , бўлган n чи орбитадаги электроннинг тезлиги, $\hbar = h/2\pi$.

Борнинг иккинчи постулати: атомнинг энергияни ютиши ва нурлаши бир стационар ҳолатдан иккинчисига ўтишида содир бўлади.

$$h \nu = E_n - E_m \quad , \quad (32.2)$$

Бу ерда, $h \nu$ – нурланган ёки ютилган квант энергияси, $E_n > E_m$, бўлганда квант нурланиши содир бўлади.

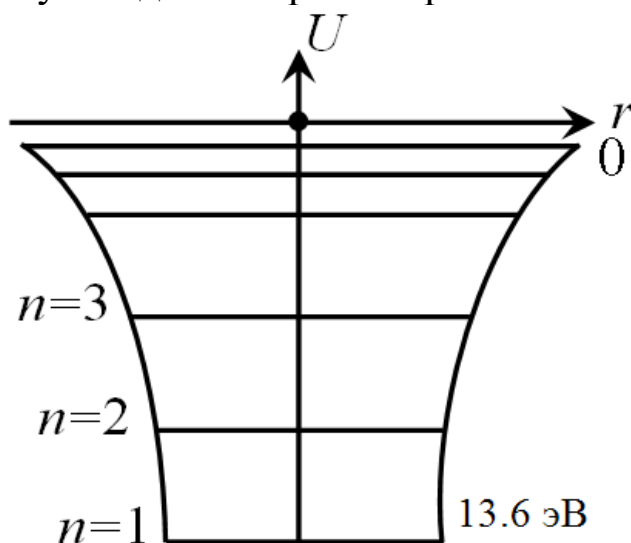
$E_n < E_m$ бўлганда квант ютилади.

33-§ . Водород атоми. Квант сонлар

Энг содда бўлган водород атомини кўрамиз (47 - расм). Водород атомининг потенциал чуқурлигида электрон манфий энергияга эга:

$$U = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \quad , \quad (33.1)$$

$r \rightarrow 0$ бўлганда электрон энергияси чексиз қийматга интилади.
 $U \rightarrow -\infty, r \rightarrow -\infty$ бўлганда электрон энергияси нолга интилади.



47 – расм. Водород атомининг энергетик диаграммаси

Водород атомининг стационар ҳолатлари учун Шредингер тенгламаси қуйидаги кўринишда бўлади:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \right) \psi = 0, \quad (33.2)$$

Бу тенгламанинг ечими қуйидаги натижаларга олиб келади.

1) Водород атомида электрон дискрет энергетик спектрга эга бўлади. Энергиянинг хусусий қийматлари қуйидаги ифода билан аниқланади.

$$E_n = -\frac{e^4 m}{8\epsilon_0^2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2} = -\frac{R}{n^2}, (n = 1, 2, 3, \dots) \quad , \quad (33.3)$$

бу ерда $\frac{e^4 m}{8\epsilon_0^2 \hbar^2}$ - универсал доимийдир.

n ошиши билан энергия сатҳлари $U = 0$ га интилади ва бир-бирига яқинлашади, аста-секин яхлит спектрга ўтади. 47 -расмда водород атомининг потенциал чуқурлигидаги энергетик сатҳларнинг жойлашиши келтирилган;

2) Шредингер тенгламасининг сферик координаталаридаги ечими, атомдаги электроннинг ҳолати, L импульснинг орбитал моменти билан характерланишини кўрсатади.

Импульснинг орбитал моменти ҳам бир қатор дискрет қийматларни қабул қилади:

$$L = \hbar\sqrt{\ell(\ell + 1)} \quad , \quad (33.4)$$

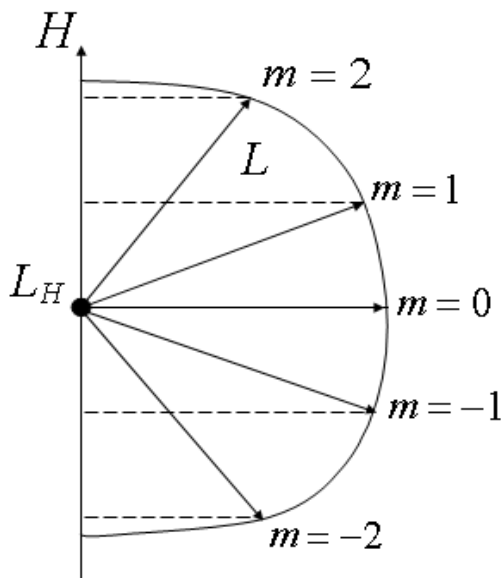
Бу ерда ℓ - орбитал квант сони деб аталади ва у қуйидаги қийматларни қабул қилади:

$$\ell = 0, 1, 2, \dots, (n - 1) \quad ;$$

3) Импульснинг орбитал моменти магнит майдонининг танланган йўналишига нисбатан бурилади ва унинг шу йўналишга проекцияси дискрет қийматларга эга бўлади (48 -расм).

$$L = m\hbar \quad , \quad (33.5)$$

m – магнит квант сони деб аталади ва у барча бутун сонларни қабул қилади.



48 – расм. Магнит квант сонининг квантланиши
 $m = -\ell, -(\ell - 1), \dots, 0, 1, 2, \dots + \ell$

Умуман, магнит квант сони $(2\ell + 1)$ қийматларни қабул қилиши мумкин.

4) Электрон импульсининг хусусий моментиға – спинға эға. Спин – масса ва зарядға ўхшаш, электроннинг бирламчи хусусиятларидан биридир. Спин қиймати квант механикасининг умумий қонунлари билан аниқланади.

$$L_S = \hbar \sqrt{S(S + 1)} \quad , \quad (33.6)$$

S – спин квант сонлардан биридир.

Спиннинг белгиланган магнит майдони йўналишиға проекцияси квантлангандир.

$$L_{SH} = m_S \hbar \quad , \quad (33.7)$$

Спин квант сони ва m_S фақат иккита қийматни қабул қилади.

$$S = \pm \frac{1}{2}$$

(33.2) – тенгламанинг ечими бўлган тўлқин функцияси n , ℓ , m учта параметрни ўз ичига олади. Спин спектрал чизиқларнинг нозик структурасини тушунтириш учун қабул қилинган.

Электроннинг энергияси фақат n – бош квант сонига боғлиқ бўлгани ва ℓ , m га боғлиқ бўлмагани учун, E_n энергиянинг берилган қийматиға битта эмас, ℓ , m квант сонлари билан фарқланадиган бир нечта энергетик ҳолатлар тўғри келади. Бундай энергетик ҳолатлар **айниган ҳолатлар** деб аталади.

Айниган энергетик ҳолатлар сони E_n энергетик сатҳнинг айнаганлик тартибини белгилайди.

Масалан, ℓ квант сонига, m квант сонининг $(2\ell + 1)$ қийматлари тўғри келади. n квант сонига ℓ квант сонининг қийматлари тўғри келади. Демак, берилган n бош квант сонига

$$z = \sum_{\ell=1}^{n-1} (2\ell + 1) = n^2, \quad (33.8)$$

қийматлар тўғри келади.

ℓ орбитал квант сонининг ҳар хил қийматларига мос келадиган ҳолатлар импульс моментининг қийматлари билан фарқланадилар. Атом физикасида ℓ нинг ҳар хил қийматларига тўғри келадиган электрон ҳолатлари қуйидагича белгиланадилар:

$\ell = 0$ ҳолатда бўладиган электрон S – электрон (S - ҳолатдаги) деб аталади,

$\ell = 1$ – P – ҳолат

$\ell = 2$ – D – ҳолат

$\ell = 3$ – f – ҳолат, ва ҳ.к.

Электроннинг қуйидаги ҳолатлари мавжуд бўлиши мумкин:

$1s, 2s, 2p, 3s, 3p, 3d, 4s, 4p, 4d, 4f$ ва бошқалар.

Ёруғликнинг нурланиши ёки ютилиши электронни юқорида кўрсатилган бир сатҳдан иккинчисига ўтишида содир бўлади.

Шундай қилиб, Лайман сериялари $np \rightarrow 1s$ ($n = 2, 3, 4, \dots$) ўтишларида, Балмер сериялари $n_s \rightarrow 2p$ ($n = 3, 4, 5, \dots$) ўтишларда кузатилади.

34 - §. Паули принципи. Элементларнинг даврий тизими

Водород атомидан фарқли, кўп электронли атомларда ҳам ҳар бир электроннинг ҳолати ўша 4 та квант сонлари билан тавсифланади. Электронлар орасидаги ўзаро таъсирлар мавжудлиги улар энергиясининг айнангандлигини йўққа чиқаради.

Атомнинг одатдаги кўзгалмаган ҳолатида электронлар энг куйи эергетик сатҳларда жойлашган бўлади. Шу сабабли, исталган атомлардан одатдаги ҳолатда барча электронлар, худди $1s$ ($n = 1, \ell = 0$) ҳолатда бўлиши зарурдек кўринади.

Аммо тажрибада бу ҳолат кузатилмайди. Чунки квант механикасининг асосий қонунларидан бири бўлган Паули принципига асосан берилган атомда n, ℓ, m, s бир хил квант сонлари мажмуасига эга бўлган иккита электрон мавжуд бўлмайди. Бошқача қилиб айтганда, бир энергетик ҳолатда бир вақтда иккита бир хил электрон бўла олмайди.

Шу сабабли, берилган n нинг қийматларига ℓ ва m қийматлари билан фарқланувчи n^2 ҳолатлар мос келади, яъни энергетик ҳолатнинг айниганлик даражаси қуйидагидан иборат бўлади:

$$z = n^2 = \sum_0^{n-1} (2\ell + 1)$$

S квант сони фақат иккита $\pm \frac{\hbar}{2}$ қийматни қабул қилади.

Шу сабабли берилган n қийматларига тегишли ҳолатларда атомда $2n^2$ электронлар бўлади.

Мисол учун: $n = 1$ бўлса, ($\ell = 0$ S – ҳолатда) атомда иккита электрон бўлади.

$n = 2$ бўлса, ($\ell = 0 \rightarrow 2s$ ҳолатда 2 та электрон, $2p$ – ҳолатда 6 та электрон) жами 8 та электрон бўлади.

$n = 3$ бўлса, ($3s$ – ҳолатда иккита электрон, $3p$ – ҳолатда 6 та электрон, $3d$ ҳолатда 10 та электрон) жами 18 та электронлар бўлади.

n квант сонининг бир хил қийматларига тўғри келувчи электронлар мажмуаси электрон қобиғини ташкил этади. Шу қобиқ ℓ квант сонининг қийматларига мос қобиқнинг бир ажралган қисмини ташкил этади. Атомнинг электрон қобиқлари қуйидагича белгиланади:

n	1	2	3	4	5
қобиқлар	K	L	M	N	O

Паули принципи атом хусусиятларининг даврийлик кайтарилишини осонликча тушунтиради.

Менделеевнинг элементлар даврий тизими тузилишини караб чиқамиз.

Водород атоми битта электронга эга. Навбатдаги атом олдингисидан битта электронга фарқ қилади, яъни ядро зарядини фақат битта заряд бирлигига ошира олади.

Водороддан кейинги гелий атомида 2 та электрон бор ва K қобиғи тўлган бўлади.

Гелий атомида иккала электрон K қобиғидаги S -ҳолатда бир-бирига антипараллел спинларга эга бўлган ҳолда жойлашади. $1s^2$ $1s$ – ҳолатда 2 та электрон борлигини билдиради

Литий атоми 3 та электрондан иборат. $1s$ – ҳолатда 2 та электрон, $2s$ – ҳолатда 1 та электрон жойлашган.

Тўртинчи элемент Бериллийда $2s$ ҳолат электронлар билан тўлган бўлиб, жами 4 та электронга эга бўлади ва ҳоказо.

Текшириш учун саволлар

1. Л.Де - Бройл назарияси, тўлқин узунлиги модда заррачаларининг корпускуляр – тўлқин дуализим тушунтиринг.
2. Жермер-Девиссен тажрибаларини тушунтириб беринг.
3. Гейзенберг ноаниқликлар муносабати нимани тушунтиради?
4. Тўлқин функцияси нима? Маъносини тушунтиринг.
5. Микрозаррачаларнинг ҳолати квант механикасида қандай тенглама билан аниқланади.
6. Тўлқин функциясига қўйиладиган шартларни бирма-бир айтиб беринг?
7. Стационар ҳолат учун Шредингер тенгламаси қандай кўринишда бўлади?
8. Шредингер тенгламасини девори чексиз бўлган потенциал ўрада турган заррачага тадбиқ қилиб кўрсатинг?
9. Туннел эффэкти нима?

10. Сийраклаштирилган газларнинг чизиқли спектрлари ҳақида тушунча беринг.
11. Атом ядроси. Водород атоми учун Н.Бор назарияси. Энергияни квантланишини тушунтиринг.
12. Водород атоми учун Шредингер тенгламасини қўлланг? Энергия, импульс ва импульс моментларини квантланиши нима? Квант сонларини тушунтиринг. Спин нима?
13. Заррачаларни энергетик сатҳларда тақсимланишини кўрсатинг?
14. Паули принципи нима?

1 - жадвал. Д. И. Менделеевнинг даврий жадвали

Элементлар гуруҳлари											
Даврлар	Қаторлар	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII		
1	1	1 Водород H 1,0079								2 Гелий He 4,0026	
2	2	3 Литий Li 6,941	4 Бериллий Be 9,01218	5 Бор B 10,81	6 Углерод C 12,011	7 Азот N 14,0067	8 Кислород O 15,9994	9 Фтор F 18,9984	10 Неон Ne 20,179		
3	3	11 Нарий Na 22,98977	12 Магний Mg 24,305	13 Алюминий Al 26,98154	14 Кремний Si 28,0855	15 Фосфор P 30,97376	16 Сера S 32,06	17 Хлор Cl 35,453	18 Аргон Ar 39,948		
4	4	19 Калий K 39,0983	20 Кальций Ca 40,08	21 Скандий Sc 44,9559	22 Титан Ti 47,88	23 Ванадий V 50,9415	24 Хром Cr 51,996	25 Марганец Mn 54,9380	26 Темир Fe 55,847	27 Кобальт Co 58,9332	28 Никель Ni 58,69
	5	29 Медь Cu 63,546	30 Цинк Zn 65,38	31 Галлий Ga 69,72	32 Германий Ge 72,59	33 Мышьяк As 74,9216	34 Селен Se 78,96	35 Бром Br 79,904	36 Криптон Kr 83,80		
5	6	37 Рубидий Rb 85,4678	38 Стронций Sr 87,62	39 Иттрий Y 88,9059	40 Цирконий Zr 91,22	41 Ниобий Nb 92,9064	42 Молибден Mo 95,94	43 Технеций Tc [98]	44 Рутений Ru 101,07	45 Родий Rh 102,9055	46 Палладий Pd 106,42
	7	47 Серебро Ag 107,868	48 Кадмий Cd 112,41	49 Индий In 114,82	50 Қалай Sn 118,69	51 Сурьма Sb 121,75	52 Теллур Te 127,60	53 Йод I 126,9045	54 Ксенон Xe 131,29		
6	8	55 Цезий Cs 132,9054	56 Барий Ba 137,33	57* Лантан La 138,9055	72 Гафний Hf 178,49	73 Тантал Ta 180,9479	74 Вольфрам W 183,85	75 Рений Re 186,207	76 Осмий Os 190,2	77 Иридий Ir 192,22	78 Платина Pt 195,08
	9	79 Золото Au 196,9665	80 Ртуть Hg 200,59	81 Таллий Tl 204,383	82 Қўрғошин Pb 207,2	83 Висмут Bi 208,9804	84 Полоний Po [209]	85 Астат At [210]	86 Радон Rn [222]		
7	10	87 Франций Fr [223]	88 Радий Ra 226,0254	89** Активий Ac 227,0278	104 Резерфорд Rf [261]	105 Дубний Db [262]	106 Сиборгий Sg [263]	107 Борий Bh [262]	108 Хассий Hs [265]	109 Майтнерий Mt [266]	110 Уун Uun [?]

*Лантаноидлар

58 Церий Ce 140,12	59 Пра-зеодим Pr 140,9077	60 Неодим Nd 144,24	61 Прометий Pm [145]	62 Самарий Sm 150,36	63 Европий Eu 151,96	64 Гадо-линий Gd 157,25	65 Тербий Tb 158,9254	66 Дис-прозий Dy 162,50	67 Гольмий Ho 164,9304	68 Эрбий Er 167,26	69 Тулий Tm 168,9342	70 Иттербий Yb 173,04	71 Лютеций Lu 174,967
-----------------------------	---------------------------------	---------------------------	----------------------------	----------------------------	----------------------------	-------------------------------	-----------------------------	-------------------------------	------------------------------	--------------------------	----------------------------	-----------------------------	-----------------------------

1. **Актиноидлар

90 Торий Th 232,0381	91 Прот-активий Pa 231,0359	92 Уран U 238,0389	93 Неп-туний Np 237,0482	94 Плутоний Pu [244]	95 Америций Am [243]	96 Кюрий Cm [247]	97 Берклий Bk [247]	98 Кали-форний Cf [251]	99 Эйн-штейний Es [252]	100 Фермий Fm [257]	101 Менде-левий Md [258]	102 Но-белий No [255]
-------------------------------	-----------------------------------	--------------------------	--------------------------------	----------------------------	----------------------------	-------------------------	---------------------------	-------------------------------	-------------------------------	---------------------------	--------------------------------	-----------------------------

III – Боб

МОЛЕКУЛЯР ФИЗИКА ВА ТЕРМОДИНАМИКА АСОСЛАРИ

35 - §. Тизимнинг микроскопик хусусиятларини ўрганишда статистик ва термодинамик усуллар

Молекуляр физика ва термодинамика – катта миқдордаги атом ва молекулаларга боғлиқ бўлган микроскопик жараёнларни ўрганади. Бу жараёнларни ўрганишда бир-биридан фарқли ва бир-бирини тўлдирувчи икки усулдан фойдаланилади: молекуляр кинетик назарияга асосланган статистик усул ва термодинамик усул.

Молекуляр физика – барча жисмлар доимо тартибсиз ҳаракатда бўлган атом ёки молекулалардан иборатдир деган молекуляр кинетик тушунчаларга асосланган, моддаларнинг тузилиши ва хусусиятларини ўрганувчи физиканинг бўлимидир.

Моддалар атомлардан тузилган деган ғоя қадимий грек философи Демокрит (эрамиздан 460-370 й.о.л.) томонидан илгари сурилган. Бу ғоя XVII асрда М.Ломоносов томонидан янада ривожлана бошланди. XIX аср ўрталарида немис физиги - Р. Клаузиус, инглиз физиги Дж. Максвелл ва австрия физиги - Л. Больцман томонларидан молекуляр кинетик назария яратилди.

Молекуляр физика ўрганадиган жараёнлар – жуда кўп миқдордаги молекулаларнинг ўзаро таъсири натижаси билан боғлиқ жараёнлардир.

Жуда кўп миқдордаги молекулаларнинг ўзаро таъсири, ҳолатига боғлиқ қонунлар – статистик усуллар орқали ўрганилади.

Макроскопик тизим хусусиятлари, пировард натижада, тизим заррачалари хусусиятлари, бу заррачаларнинг динамик характеристикаларининг ўртача қийматлари ва ҳаракатларининг айрим белгилари билан аниқланади.

Масалан, жисмнинг температураси унинг молекулаларининг бетартиб ҳаракатларининг ўртача тезлиги билан аниқланади.

Исталган вақтда ҳар хил молекулалар ҳар хил тезликларга эга ва бир-бирлари билан ўзаро таъсирда бўладилар. Молекула тезлиги – фақат барча молекулалар ҳаракат тезликлари қийматларининг ўртачаси билан белгиланади. Шунинг учун алоҳида молекуланинг температураси тўғрисида сўз юритиш мумкин эмас. Натижада жисмнинг макроскопик хусусиятлари фақат катта микдордаги молекулаларни ҳисобга олган ҳолда физик маънога эга бўлади.

Термодинамика – термодинамик мувозанат ҳолатларда ва бу ҳолатларга ўзаро ўтиш жараёнларида бўлган макроскопик тизимнинг умумий хусусиятларини ўрганади. Шу жараёнлар асосини белгилайдиган микрожараёнларни термодинамика ўрганмайди ва шу билан статистик усулдан фарқ қилади.

Термодинамик тизим – макроскопик жисмлар мажмуасидан иборат бўлиб, бу жисмлар доимо ўзаро таъсирлашадилар ва нафақат ўзаро, балки ташқи муҳит билан ҳам энергия алмашиб турадилар.

Термодинамик метод асоси – бу термодинамик тизимнинг ҳолатини аниқлашдир. Тизимнинг ҳолати, унинг хусусиятини белгиловчи физик катталиклар мажмуасидан иборат бўлган термодинамик параметрлар билан белгиланади. Одатда тизимнинг ҳолатини белгиловчи параметрлар сифатида – температура, босим ва солиштирама ҳажмлар танланади. Тизимнинг ҳолатини аниқлаб берувчи физикавий катталиклар тизимнинг параметрлари деб аталади.

Температура – модданинг иситилганлик даражасини кўрсатувчи физикавий катталиқдир ва макроскопик тизимнинг термодинамик мувозанат ҳолатини характерлайди.

Ўлчов ва оғирлик бирликлари бўйича 1968 йилда ўтказилган Бош конференция қарорига биноан, ҳозирги вақтда иккита температура шкаласини қўллаш мумкин.

- Термодинамик температура шкаласи (**Кельвин бирлигида - К**);
- Халқаро амалий температура шкаласи (**Цельсий градусларида, °С**).

Халқаро амалий температура шкаласида сувнинг қотиш ва қайнаш температуралари $^{\circ}\text{C}$ ва 100°C деб олинган ва улар шкаланинг репер (таянч) нуқталари деб аталади.

Термодинамик температура шкаласи битта репер нуқта билан аниқланади – бу сувнинг газ, суюқлик ва қаттиқ фазавий ҳолати билан боғлиқ учлик нуқтасидир. Термодинамик температура шкаласида бу репер нуқта **273,16 K** га тенгдир.

1 Кельвин сувнинг учлик нуқтаси термодинамик температурасининг **1/273,16** қисмига тенгдир.

Цельсий градуси ва Кельвин бирликлари бир-бири билан қуйидагича боғланган:

$$T = 273,15 + t$$

$T = 0$ Кельвиннинг ноль қийматига тенгдир.

Солиштирма ҳажм V – бирлик масса ҳажмидир. Жисм биржинсли бўлганда унинг зичлиги ўзгармас бўлади, яъни $\rho = \text{const}$. Бу ҳолда

$$\nu = \frac{V}{m} = \frac{1}{\rho}$$

Тизим ҳолати параметрлари баъзи пайтларда ўзгариши мумкин. Термодинамик тизимда ҳолат параметрларидан бири ўзгариши билан боғлиқ ҳар қандай ўзгаришлар **термодинамик жараён** деб аталади.

Агарда ҳолат параметрлари вақт бўйича ўзгармас бўлса макроскопик тизим термодинамик мувозанат ҳолатда деб ҳисобланади.

36 - §. Идеал газ қонунлари

Молекуляр кинетик назарияда идеал газ қуйидаги хусусиятларга эга бўлади:

- Газ молекулаларининг хусусий ҳажми газ эгаллаган идиш ҳажмига нисбатан жуда кичикдир;
- Газ молекулалари орасида ўзаро таъсир кучлари мавжуд эмас;

- Газ молекулаларининг ўзаро ва идиш деворлари билан тўқнашиши мутлақ эластикдир.

Тизим параметрларидан бири ўзгармас бўлганда, қолганлари ўзаро боғланиш ҳосил қиладиган жараёнлар **изожараёнлар** деб аталади. **Молекуляр физикада 5 хил изожараён ўрганилади: 1) изотермик; 2) изобарик; 3) изохорик; 4) адиабатик; 5) политропик жараёнлардир.**

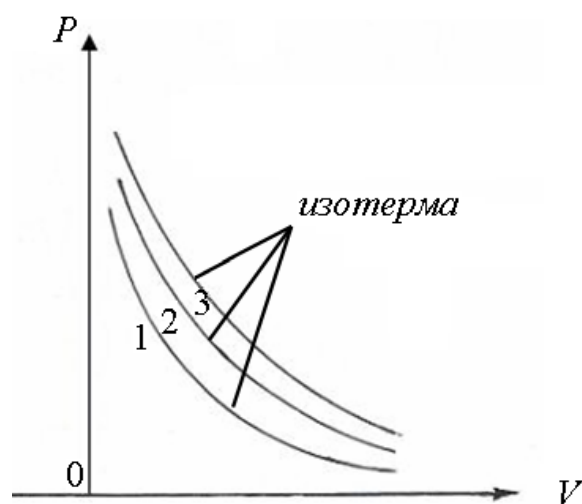
Политропик жараён юқоридаги тўртта жараёнларнинг умумлашган тури ҳисобланади.

Бойл - Мариотт қонуни

Берилган массали газ учун, температура ўзгармас бўлганда, газ босимининг унинг ҳажмига кўпайтмаси ўзгармас катталиқдир:

$$PV = const, \quad T = const, \quad m = const \quad (36.1)$$

Температура ўзгармас бўлганда, модда хусусиятини тавсифловчи P ва V катталиқлар орасидаги боғланишни тасвирловчи эгри чизиқ **изотерма** деб аталади (49 - расм).



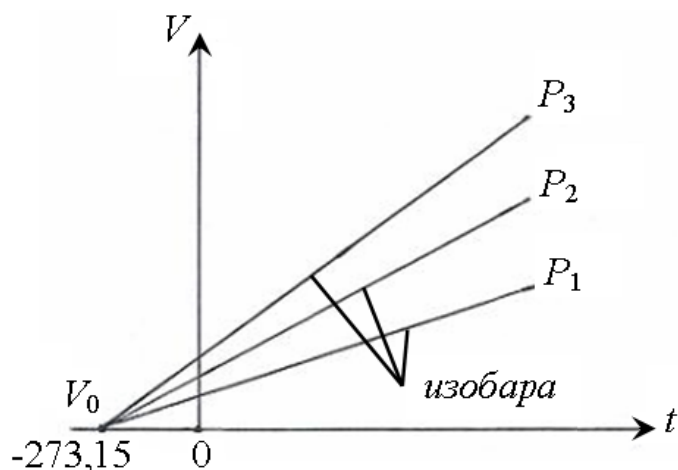
49 - расм. p, V текислигида изотерманинг хусусиятлари $T_3 > T_2 > T_1$.

Термодинамик жараён содир бўладиган температура қиймати ошиши билан, изотермани тасвирловчи гипербола юқорига силжийди.

Гей - Люссак қонуни

Берилган массали газ ҳажми, босим ўзгармас бўлганда, температурага боғлиқ равишда тўғри чизик бўйича ўзгаради (50 - расм).

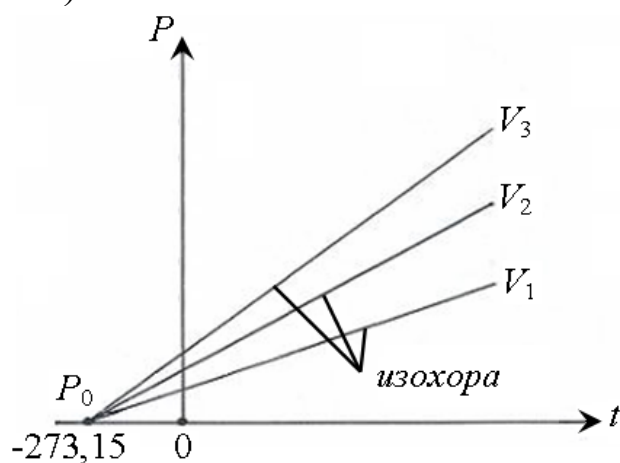
$$V = V_0(1 + \alpha t), \quad P = \text{const}, \quad m = \text{const} \quad (36.2)$$



50 - расм. (V, t) текислигидаги изобаралар мажмуаси
 $p_3 > p_2 > p_1$.

Шарл қонуни

Берилган массали газ босими, унинг ҳажми ўзгармас бўлганда, температурага боғлиқ равишда тўғри чизик бўйича ўзгаради (51 - расм):



51 - расм. (p, T) текислигида изохоралар $V_3 > V_2 > V_1$.

$$P = P_0(1 + \alpha t), \quad P = \text{const}, \quad m = \text{const} \quad (36.3)$$

Бу тенгламалардаги t – температура Цельсий шкаласи бўйича олинган. P_0 ва V_0 $T = 0^\circ\text{C}$ бўлгандаги газнинг, мос равишда, босими ва ҳажмидир, α - коэффициент куйидагига тенг бўлиб, идеал газнинг ҳажмий кенгайиш коэффициентини билдиради:

$$\alpha = \frac{1}{273,16\text{K}}$$

Газнинг босими ўзгармас бўлганда содир бўладиган жараён – изобара жараёни деб аталади. Газнинг ҳажми ўзгармас бўлганда содир бўладиган жараён – изохора жараёни деб аталади. (47) - ва (48) - расмлардан кўришиб турибдики, изобара ва изохора чизиқлари температура ўқини

$$t = -\frac{1}{\alpha} = -273,15 \quad ^\circ\text{C}$$

нуктасида кесиб ўтади, чунки бу нуктада P ёки V нолга тенг бўлганлиги учун

$$1 + \alpha t = 0$$

бўлади. Агарда координата ўқларининг бошини $-1/\alpha$ нуктага кўчирсак, у ҳолда Кельвин шкаласига ўтишимиз мумкин:

$$T = t + 1/\alpha$$

(36.2) ва (36.3) ифодаларда t ўрнига термодинамик температурани қўйсак, Гей-Люссак ва Шарл қонунларини куйидаги қулай кўринишда ифодалашимиз мумкин:

$$t = T - 1/\alpha$$

$$V = V_0(1 + \alpha t) = V_0(1 + 2T - 1) = V_0\alpha T$$

$$P = P_0(1 + \alpha t) = P_0(1 + 2T - 1) = P_0\alpha T$$

$$\text{ёки} \quad \frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2}, \quad (36.4) \quad \frac{P_1}{P_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (36.5)$$

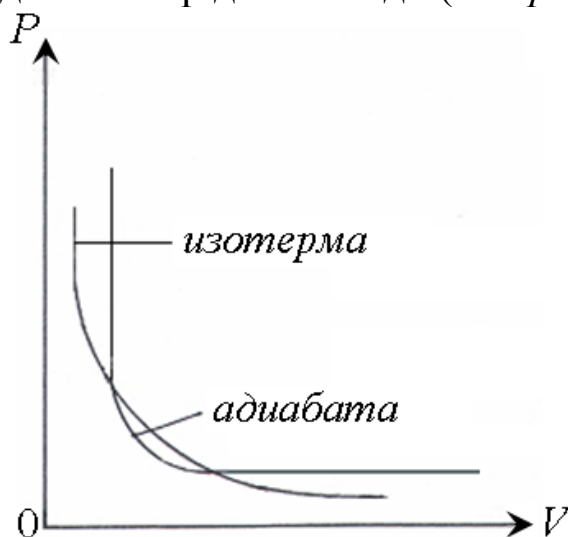
Адиабатик жараён

Тизим ташқаридан иссиқлик олмаса ёки унга иссиқлик узатмаса, яъни $Q = const$ бўлса, бу жараён – адиабатик жараён деб аталади.

Берилган массали газ учун қуйидаги муносабат ўринли бўлади:

$$PV^\gamma = const$$

бу ерда γ - Пуассон коэффиценти деб аталади. Бу боғланиш эгри чизиқлари адиабаталар деб аталади (52 - расм).



52 – расм. Адиабатик жараёнда босимни ҳажмга боғлиқлик графиги

Авогадро қонуни

Исталган газнинг 1 моли, температура ва босим бир хил бўлганда, бир хил ҳажмга эга бўлади. Нормал атмосфера шароитда бу ҳажм

$$22,41 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3 / \text{ моль}$$

га тенг бўлади. Ҳар хил моддалар 1 моль ҳажмда бир хил миқдордаги атомлар ёки молекулалар сонига эга бўладилар

$$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \cdot \text{моль}^{-1}$$

бу Авогадро сони деб аталади.

Дальтон қонуни

Идеал газлар қоришмаси босими алоҳида газлар парциал босимларининг йиғиндисига тенг бўлади, яъни

$$P = P_1 + P_2 + P_3 + \dots + P_n$$

бу ерда $P_1, P_2, P_3, \dots, P_n$ – алоҳида газларнинг парциал босимларидир.

37 - §. Идеал газ ҳолат тенгламаси

Идеал газ қонунларига асосан маълум массали газ ҳолати унинг учта термодинамик параметри билан белгиланади; P - босим, V - ҳажм ва T – температура.

Бу параметрлар бир-бири билан **ҳолат тенгламаси** деб аталадиган аниқ боғланишга эга:

$$f(P, V, T) = 0$$

бу ерда учта ўзгарувчилардан бири қолган иккитасининг функциясидир.

Бойл - Мариотт ва Гей - Люссак қонунларини умумлаштириб француз физиги Клайперон идеал газнинг ҳолатлар тенгламасини келтириб чикарди.

Масалан, маълум массали газ T_1 температурада V_1 ҳажмни эгаллаган бўлиб, P_1 босимга эга бўлсин. Шу газ бошқа ҳолатда P_2, V_2, T_2 термодинамик параметрларга эга бўлади (53 - расм).

Газ 1 - ҳолатдан 2 - ҳолатга икки хил жараён орқали ўтади деб ҳисоблаймиз:

(1 - 1') – изотермик ва (1' - 2) – изохорик жараёнлар орқали.

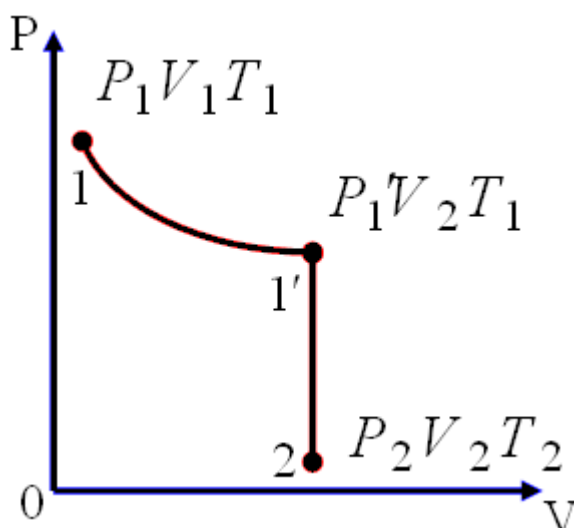
Бойл-Мариотт ва Гей-Люссак қонунларига асосан қуйидагига эга бўламиз

$$P_1 V_1 = P_1' V_2 \quad , \quad \frac{P_1'}{P_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (37.1)$$

P_1' параметрни қисқартирсак

$$\frac{P_1 V_1}{T_1} = \frac{P_2 V_2}{T_2}$$

га эга бўламиз.



53 – расм. Термодинамик тизимни изотермик жараёндан изохорик жараёнга ўтиши

1 - ва 2 - ҳолатлар ихтиёрий олингани учун, берилган массали газ учун PV/T нисбат доимий бўлади:

$$\frac{PV}{T} = R = const \quad , \quad (37.2)$$

бу ифода **Клайперон тенгламаси** деб аталади. Бу ерда R – газ доимийсидир ва у ҳар хил газлар учун ҳар хилдир.

Клайперон ва Авогадро тенгламаларини умумлаштириб бир моляр ҳажм V_m учун қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$PV_m = RT \quad , \quad (37.3)$$

Шунинг учун R – **моляр газ доимийси** деб аталади.

Нормал шароитларда $P_0 = 1,03 \cdot 10^5 \text{ Па}$, $T_0 = 273,15 \text{ К}$,
 $V_m = 22,41 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{моль}$ бўлган ҳолда.

$$R = 8,31 \text{ Дж/моль К}$$

га тенг бўлади.

Энди исталган массали газларни олсак, уларнинг ҳажмини моляр ҳажм билан қуйидагича боғласак бўлади:

$$V = \frac{m}{\mu} V_m$$

бу ерда μ – моляр масса, у ҳолда m – массали газ учун ҳолатлар тенгламасини қуйидагича ёзиш мумкин.

$$PV = \frac{m}{\mu} RT \quad , \quad (37.4)$$

Больцман доимийси

$$k = \frac{R}{N_A} = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/к}$$

га тенг бўлгани учун (37.3) – ифодани шундай кўринишда қайта ёзиш мумкин:

$$P = \frac{RT}{V_m} = \frac{kN_A T}{V_m} = nkT$$

бу ерда k – битта молекуланинг иссиқлик ҳаракати энергиясидир, n – газ молекулаларининг концентрациясидир.

Шундай қилиб, газларнинг ҳолат тенгламаси

$$P = nkT \quad , \quad (37.5)$$

дан иборат ва ундан кўриниб турибдики, идеал газнинг босими берилган температурада газ молекулаларининг концентрациясига тўғри пропорционал экан.

Бир хил температура ва босимда барча газлар бир хил миқдордаги молекулаларга эга бўладилар.

Нормал шароитларда 1 м^3 ҳажмни эгаллаган газ молекулалари сони **Лошмидт сони** деб аталади ва қуйидагига тенг бўлади:

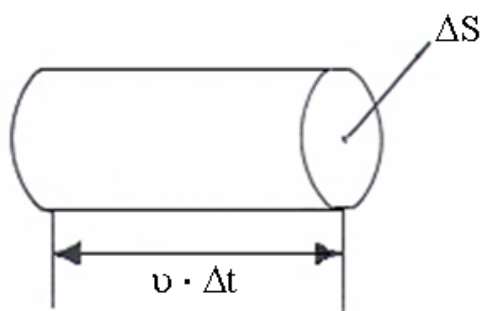
$$N_L = \frac{P_0}{kT_0} = 2,68 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3} .$$

38 - §. Идеал газ молекуляр-кинетик назариясининг асосий тенгламаси

Молекуляр - кинетик назариянинг асосий тенгламасини келтириб чиқариш учун, бир хил атомли идеал газни оламиз.

Газ молекулалари тартибсиз ҳаракат қилади, бир-бири билан ўзаро тўқнашиш сони идиш девори билан урилиш сонидан жуда кичик ва бу тўқнашишлар мутлақ эластик деб фараз қиламиз. Шунини таъкидлаб ўтиш лозимки, идеал газ статистик физика қонунларига бўйсунгани учун тизимдаги молекулалардан бир нечтаси, қолганларини тўхтаб қолиши ҳисобига, ниҳоятда катта тезликка эришиши мумкин эмас.

T температурада газ жойлашган идиш деворидан маълум ΔS элементар юзани ажратамиз ва бу юзага таъсир этаётган босимни ҳисоблашга ҳаракат қиламиз (54 - расм).



54 – расм. Элементар юзага келиб урилувчи молекулалар ҳажми

Юзага перпендикуляр ҳаракат қилаётган молекулалар ҳар бир урилганда юзага қуйидагича импульс беради:

$$m_0v - (-m_0v) = 2m_0v$$

бу ерда m_0 - молекула массаси, v - унинг тезлиги.

Δt вақт ичида ΔS юзага асоси ΔS ва баландлиги $v \cdot \Delta t$ бўлган цилиндр ҳажмида жойлашган молекулаларгина етиб келиши мумкин. Ушбу молекулалар сони $n \cdot \Delta S \cdot v \cdot \Delta t$ га тенг, бу ерда n молекулалар концентрацияси. Аммо, реал шароитларда, ΔS юзага молекулалар ҳар хил бурчак остида келиб урилади ва ҳар хил тезликларга эга булади, унинг устига ҳар бир тўқнашишда молекулалар тезлиги ўзгариб туради.

Молекулаларнинг тартибсиз ҳаракатига тегишли тезлик, ҳаракат энергияси ва идиш деворига узатадиган босимини ҳисоблашни соддалаштириш учун учта бир-бирига перпендикуляр йўналишлар бўйича ҳаракатларни инобатга оламиз. Исталган вақтда ҳар бир йўналишда молекулаларнинг $1/3$ қисми ҳаракатланадилар, унинг ярми эса (яъни $1/6$ қисми) ΔS юзага келиб урилади. У ҳолда берилган йўналишда ҳаракат қилаётган молекулаларнинг ΔS юзага урилиш сони

$$\Delta N = \frac{1}{6} N = \frac{1}{6} n \cdot \Delta S \cdot v \cdot \Delta t$$

га тенгдир. Бу ерда $N = n \cdot V = n \cdot \Delta S \cdot v \cdot \Delta t$

Бу молекулаларнинг юза билан тўқнашганда берадиган импульси қуйидагига тенг бўлади:

$$\Delta p = 2m_0v \cdot \frac{1}{6} n \cdot \Delta S \cdot v \cdot \Delta t = \frac{1}{3} n \cdot m_0v^2 \cdot \Delta S \cdot \Delta t$$

Идиш деворига таъсир қилаётган босим

$$P = \frac{\Delta P}{\Delta S \cdot \Delta t} = \frac{1}{3} \cdot n \cdot m_0v^2 \quad (38.1)$$

га тенг бўлади. Агар, газ V ҳажмда v_1, v_2, \dots, v_n тезликлар билан ҳаракатланаётган N молекулаларга эга бўлса, у ҳолда барча газ молекулалар мажмуасини характерлаш учун ўртача квадрат тезликни кўриб чиқиш мақсадга мувофиқ бўлади:

$$\langle v_{кв} \rangle = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_i^2} \quad , \quad (38.2)$$

У ҳолда (38.1) - ифода қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$P = \frac{1}{3} n \cdot m_0 \langle v_{кв} \rangle^2 \quad , \quad (38.3)$$

Бу ифода идеал газлар молекуляр кинетик назариясининг асосий тенгламаси деб аталади.

$n = \frac{N}{V}$ эканлигини ҳисобга олсак

$$PV = \frac{1}{3} N \cdot m_0 \langle v_{кв} \rangle^2 \quad , \quad (38.4)$$

ёки

$$PV = \frac{2}{3} N \cdot m_0 \frac{\langle v_{кв} \rangle^2}{2} = \frac{2}{3} E \quad , \quad (38.5)$$

Бу ерда E – барча газ молекулалари илгариланма ҳаракат кинетик энергиясининг йиғиндисидир.

Газ массаси $m = Nm_0$ бўлгани учун, (38.4) – тенгламани қуйидагича қайта ёзиш мумкин:

$$PV = \frac{1}{3} m \langle v_{кв} \rangle^2$$

1 моль газ учун $M = m_0 N_A$ дир.

Шунинг учун

$$PV_m = \frac{1}{3} M \langle v_{кв} \rangle^2$$

бу ерда V_m – моляр ҳажм. Бошқа тарафдан $PV_m = RT$ га тенг бўлгани сабабли

$$RT = 1/3M \langle v_{кв} \rangle^2$$

ёки

$$\langle v_{кв} \rangle = \sqrt{\frac{3RT}{M}} \quad , \quad (38.6)$$

$M = m_0Na$ ва $k = \frac{R}{Na}$ бўлгани учун

$$\langle v_{кв} \rangle = \sqrt{\frac{3RT}{m_0Na}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} \quad , \quad (38.7)$$

Идеал газнинг бир молекуласи илгариланма ҳаракат кинетик энергиясининг ўртача қиймати қуйидагига тенг бўлади

$$\langle \varepsilon_0 \rangle = \frac{E}{n} = m_0 \frac{\langle v_{кв} \rangle^2}{2} = \frac{3}{2} kT \quad , \quad (38.8)$$

ва у термодинамик температурага боғлиқ бўлиб, унга тўғри пропорционалдир.

Шундай қилиб, термодинамик температура идеал газ молекуласи илгариланма ҳаракат ўртача кинетик энергиясининг ўлчовидир ва (38.8) - ифода температуранинг молекуляр-кинетик таърифини тушунтириб беради.

39 - §. Идеал газ молекулаларининг тезлик ва иссиқлик ҳаракати энергияси бўйича тақсимоти

Молекуляр - кинетик назариянинг асосий тенгламасини келтириб чиқаришда молекулалар ҳар хил тезликларга эга бўлади деб ҳисоблаган эдик. Кўп маротаба тўқнашишлар натижасида, ҳар бир молекуланинг тезлиги йўналиши ва модули бўйича ўзгариб туради. Аммо, молекулаларнинг бетартиб ҳаракати ҳисобига ҳаракат йўналишлари бир хил эҳтимолликка

эга бўладилар, бошқача қилиб айтганда, ҳар бир йўналишда бир хил миқдорда молекулалар ҳаракатланади деб ҳисоблаш мумкин.

Молекуляр – кинетик назарияга асосан, тўқнашишларда молекула тезлиги ўзгаришига қарамай, газдаги m_0 массали молекулаларнинг ўртача квадрат тезлиги, $T = const$ бўлганда, мувозанат ҳолатда ўзгармас қолади ва қуйидагига тенг бўлади:

$$\langle v_{\text{кв}} \rangle = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}$$

Бу эса, мувозанат ҳолатда бўлган газда молекулаларнинг тезликка боғлиқ қандайдир тақсимооти ўрнатилишини тушунтиради. Бу тақсимоотни аниқ статистик қонунга бўйсунуши Максвелл томонидан назарий исботланди.

Максвелл бу тақсимоотни назарий келтириб чиқаришда, газ бир хил температурада, бетартиб иссиқлик ҳаракати ҳолатида бўлган кўп миқдордаги N та бир хил молекулалардан иборат бўлади деб фараз қилди.

Максвелл қонуни молекулаларнинг тезлик бўйича тақсимоот функцияси деб аталадиган қандайдир $f(v)$ функция билан ифодаланади.

Агар молекулаларнинг тезликлари диапазонини dv га тенг кичик бўлакчаларга бўлсак, ҳар бир тезликлар интервалига, шу тезликларга эга бўлган молекулаларнинг қандайдир $dN(v)$ миқдори тўғри келади.

Демак, $f(v)$ функция тезликлари v дан $v+dv$ интервалида ётадиган молекулаларнинг нисбий сонини белгилайди

$$\frac{dN(v)}{N}$$

ёки

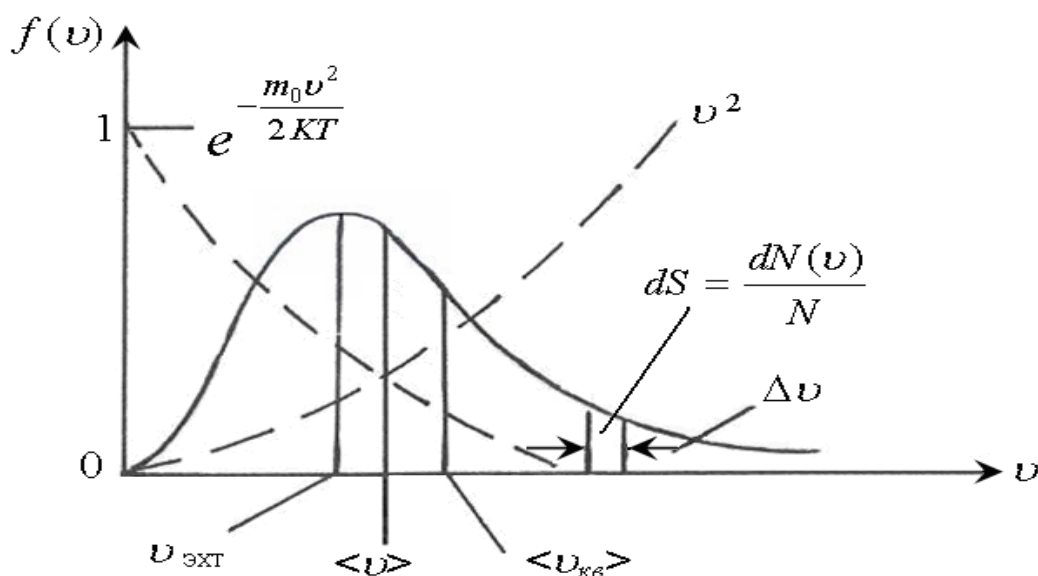
$$\frac{dN(v)}{N} = f(v)dv, \quad f(v) = \frac{dN(v)}{Ndv}$$

Максвелл, эҳтимоллик назарияси усулини қўллаб, $f(v)$ функцияни - идеал газ молекулаларининг тезлиги бўйича тақсимоот қонунини келтириб чиқарди.

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}}, \quad (39.1)$$

Бу ифодадан кўришиб турибдики, тақсимот функциясининг аниқ кўриниши газнинг тури (m_0) ва T – ҳолат параметрига боғлиқ экан.

Тақсимот функцияси v тезлик координатасига нисбатан симметрик эмас (55 - расм).



55 – расм. Идеал газ молекулаларининг тезлик бўйича тақсимоти

Молекулаларнинг, dv тезлик интервалига тўғри келган, $dN(v)N$ нисбий миқдори функциянинг dv бўлагига тўғри келган dS юзаси билан аниқланади.

Тақсимот функцияси эгри чизиғи остидаги юза 1 га тенг деб ҳисобланади.

$$\int_{\sigma}^{\infty} f(v) dv = 1$$

Идеал газ молекулаларининг тезлик бўйича тақсимот функцияси максимал қийматга эга бўлган тезлик, эҳтимоллиги энг катта бўлган тезлик деб аталади.

Эҳтимоллиги катта бўлган тезликни ҳисоблаш учун (39.1) ифодани v - тезлик бўйича дифференциаллаб, уни нолга

тенглаштириш керак, яъни функциянинг экстремумини топиш керак:

$$\frac{d}{dv} \left(v^2 e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}} \right) = 2v \left(1 - \frac{m_0 v^2}{2kT} \right) e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}} = 0$$

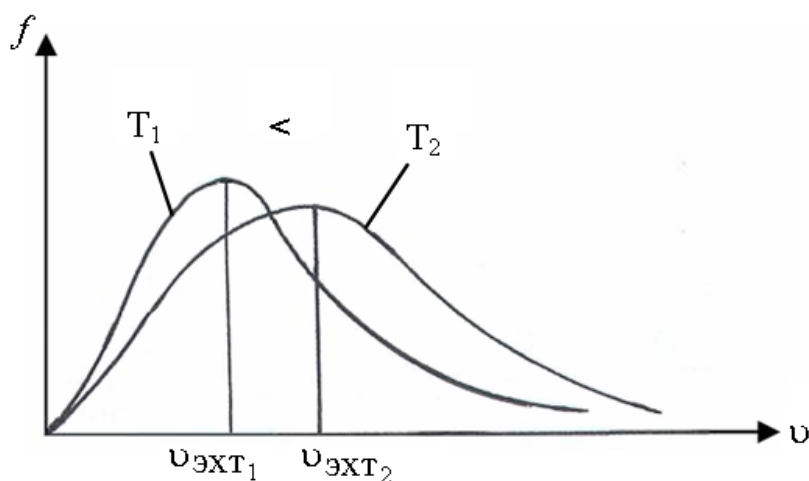
1) Бу функциянинг ҳосиласи $v = 0$ да нолга тенг бўлади. Бу ҳам функциянинг экстремуми, аммо тезликни нолга тенг қийматидир.

$$2) 1 - \frac{m_0 v^2}{2kT} = 0, \quad v_{\text{эxm}} = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}}$$

яъни

$$v_{\text{эxm}} = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{2RT}{M}}, \quad (39.2)$$

Бу ифодадан кўришиб турибдики, температура ошганда тақсимот функцияси максимуми ўнга силжийди, аммо бу ҳолда эгри чизик остидаги юза миқдори ўзгармайди (56 - расм).



56 – расм. Тақсимот функциясини температурага боғлиқлиги

Молекулаларнинг ўртача тезлиги $\langle v \rangle$ қуйидаги ифода билан аниқланади

$$\langle v \rangle = \frac{1}{N} \int_0^{\infty} v dN(v) = \int_0^{\infty} v f(v) dv$$

Бу ифодага $f(v)$ функцияни қўйиш ва интеграллаш натижасида қуйидагига эга бўламиз:

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} \quad (39.3)$$

Умуман газ ҳолатини белгиловчи тезликлар қуйидагилардан иборат:

1. Эҳтимоллиги энг катта тезлик, $v_{\text{эхт}} = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}}$
2. Ўртача тезлик, $\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}} = 1,13 \cdot v_{\text{эхт}}$
3. Ўртача квадрат тезлик, $\langle v_{\text{кв}} \rangle = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} = 1,22 v_{\text{эхт}}$

Молекулаларнинг тезлиги бўйича тақсимотидан фойдаланиб уларнинг кинетик энергияси бўйича тақсимотини ҳисоблаб кўрамиз

$$dN(v) = N 4\pi \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}} dv \quad (39.4)$$

функциянинг ўзгарувчиси деб $\varepsilon = \frac{m_0 v^2}{2}$ ни олсак

$$v = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_0}}, \quad dv = (2m_0\varepsilon)^{-1/2} d\varepsilon$$

$$dN(\varepsilon) = \frac{2N}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-3/2} \varepsilon^{1/2} e^{-\varepsilon/kT} d\varepsilon = N(\varepsilon) d\varepsilon$$

бу ерда $dN(\varepsilon)$ – илгариланма ҳаракат кинетик энергияси ε дан $\varepsilon + d\varepsilon$ гача бўлган интервалдаги молекулалар сонидир.

Шундай қилиб, иссиқлик ҳаракати энергияси бўйича молекулаларнинг тақсимот функцияси қуйидагича бўлади.

$$f(\varepsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-3/2} \varepsilon^{1/2} e^{-\varepsilon/kT}, \quad (39.5)$$

Идеал газнинг ўртача кинетик энергияси $\langle \varepsilon \rangle$ қуйидагига тенг:

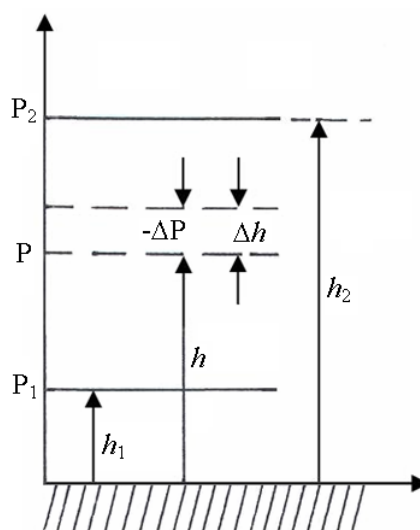
$$\langle \varepsilon \rangle = \int_0^{\infty} \varepsilon f(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-3/2} \int_0^{\infty} \varepsilon^{1/2} e^{-\varepsilon/kT} d\varepsilon ,$$

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{3}{2} kT .$$

40 - §. Барометрик формула. Больцман тақсимоти

Газлар молекуляр-кинетик назариясининг асосий тенгламаси ва молекулаларнинг тезликларга боғлиқ Максвелл тақсимотини келтириб чиқаришда газ молекулаларига ташқи кучлар таъсир этмайди деб фараз қилинган эди. Шунинг учун молекулаларни ҳажм бўйича бир текис тақсимланган деб ҳисобладик. Аммо, исталган газ молекулалари Ернинг, тортишиш хусусиятига эга бўлган, потенциал майдони таъсирида бўлади. Бир тарафдан гравитацион тортишиш ва иккинчи тарафдан молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати газнинг қандайдир стационар ҳолатга, яъни босимни баландлик бўйича камайишига олиб келади.

Барча молекулалар массаларини бир хил, ҳаво температурасини ўзгармас, тортишиш майдонини бир жинсли деб ҳисоблаймиз.



57 – расм. Газ босимини баландликка боғлиқлиги

Агарда h баландликда атмосфера босими p га тенг бўлса, $h + dh$ баландликда эса босим $p + \Delta p$ га тенгдир. $dh > 0$ бўлганда, $dp < 0$ (57 - расм).

h , $h + dh$ баландликдаги босимлар фарқи, асоси бирлик юза, баландлиги dh га тенг бўлган цилиндр ҳажмида жойлашган газ оғирлигига тенг бўлади:

$$p - (p + dp) = \rho g dh$$

бу ерда ρ h баландликдаги газнинг зичлигидир (dh жуда кичик бўлгани учун, баландлик ўзгарадиган соҳада газ зичлигини ўзгармас деб ҳисобланади).

Демак,

$$dp = -\rho g dh \quad (40.1)$$

Идеал газнинг ҳолатлар тенгламасидан

$$PV = \frac{m}{M} RT$$

фойдаланиб, газ зичлигини қуйидагича ифодалаймиз:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{PM}{RT}$$

Бу ифодани (40.1) – тенгликка қўйсак

$$dp = -\frac{PM}{RT} g dh$$

га эга бўламиз.

$$\frac{dp}{p} = -\frac{M}{RT} g dh$$

Бу тенгликни P_1 дан P_2 ва h_1 дан h_2 соҳалар бўйича интегралласак, қуйидаги ифодани келтириб чиқамиз.

$$P_2 = P_1 e^{\frac{-Mg(h_2 - h_1)}{RT}}, \quad (40.2)$$

ва бундан $\Delta h = \frac{RT}{Mg} \ln \frac{P_1}{P_2}$ га эга бўламиз. (40.2) – ифода барометрик формула деб аталади. Бу формула баландликка боғлиқ атмосфера босимини ёки босимни ўлчаб баландликнинг қийматини топиш имконини беради.

Баландлик доимо денгиз сатхига нисбатан олинишини эсласак, денгиз сатхида босимни нормал атмосфера босими деб ҳисоблаймиз. У ҳолда (40.2) - ифодани қуйидагича қайта ёзиш мумкин

$$P = P_0 e^{\frac{-Mgh}{RT}} \quad (40.3)$$

$P = nkT$ бўлишни эътиборга олсак, газнинг концентрациясини баландликка боғлиқ ифодасини келтириб чиқаришимиз мумкин:

$$n = n_0 e^{\frac{-Mgh}{RT}}$$

$M = m_0 Na$, $R = kNa$ тенгликлардан фойдаланиб, қуйидагига эга бўламиз

$$n = n_0 e^{\frac{-m_0gh}{kT}} \quad (40.4)$$

Бу ерда $m_0gh = E_p$ молекуланинг гравитацион тортишиш майдонидаги потенциал энергиясидир

$$n = n_0 e^{\frac{-E_p}{kT}} \quad (40.5)$$

бу ифода ташқи потенциал майдонидаги **Больцман тақсимо**ти деб аталади.

Агарда заррачалар массалари бир хил бўлиб, тартибсиз иссиқлик ҳаракатида бўлсалар, (40.5) – Больцман тақсимо ти исталган ташқи потенциал майдон учун ҳам ўринлидир. Бу ерда ташқи потенциал майдон фақат тортишиш кучи таъсирини эмас,

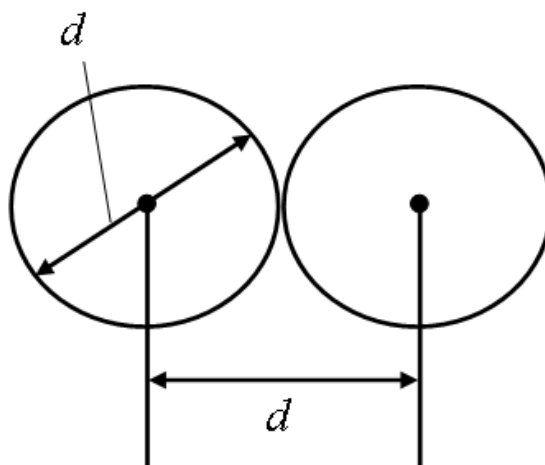
балки бошқа кучлар таъсирини инобатга олади (электр, магнит ва бошқа потенциал майдонларни).

41 - § . Молекулаларнинг ўртача тўқнашиш сони ва ўртача эркин югуриш йўли

Газ молекулалари тартибсиз ҳаракатда бўлиши сабабли, бир-бири билан узлуксиз тўқнашадилар. Молекула иккита кетма-кет тўқнашишлар оралигида маълум ℓ йўлни босиб ўтади ва бу **эркин югуриш йўли** деб аталади.

Умумий ҳолда кетма-кет тўқнашишлар орасидаги эркин югуриш йўли узунлиги ҳар хилдир. Унинг устига молекулалар сони беқиёс кўп бўлганлиги сабабли, молекулаларнинг ўртача эркин югуриш йўли $\langle \ell \rangle$ тўғрисида сўз юритишимиз мумкин.

Тўқнашишларда иккита молекула марказлари яқинлашишининг энг кичик масофаси d – молекулаларнинг **эффektiv диаметри** деб аталади (58 - расм). У тўқнашаётган молекулалар тезлигига, яъни газнинг температурасига боғлиқ бўлади.

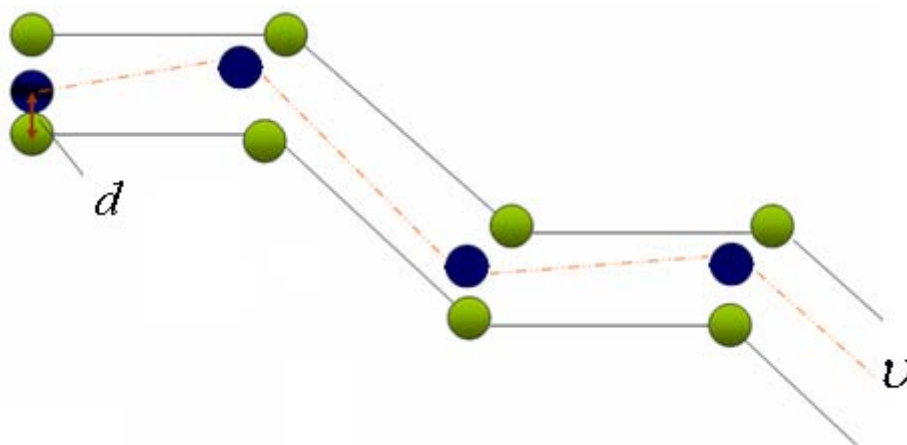


58 – расм. Молекулалар тўқнашишининг эффektiv диаметри

1 секунд ичида молекула ўртача арифметик тезлик - $\langle v \rangle$ га тенг йўл босиб ўтади ва бу вақт ичида $\langle z \rangle$ ўртача тўқнашишларга дуч келади, бу ҳолда эркин югуриш йўли қуйидагига тенг бўлади

$$\langle l \rangle = \frac{\langle v \rangle}{\langle z \rangle}$$

Ўртача тўқнашишлар сони $\langle z \rangle$ ни топиш учун молекулани d – диаметрли шарча деб ва у худди қотиб қолган молекулалар орасида ҳаракат қилади деб ҳисоблаймиз (59 - расм).



59 – расм. Молекулаларнинг ўзаро тўқнашиш характери

Бу молекула марказлари d га тенг ёки кичик бўлган молекулалар билан тўқнашади, бошқача қилиб айтганда радиуси d , бўлган «синик» цилиндр ичида ҳаракат қилади.

«Синик» цилиндр ҳажмидаги молекулалар сони 1 секунд ичидаги ўртача тўқнашишлар сонига тенг бўлади

$$\langle z \rangle = n \cdot \nu \quad \nu = \pi d^2 \cdot \langle v \rangle$$

Шундай қилиб ўртача тўқнашишлар сони

$$\langle z \rangle = n \cdot \pi d^2 \cdot \langle v \rangle$$

га тенг бўлади.

Агар, ҳисоблашларда бошқа молекулаларнинг ҳаракатини ҳисобга олсак, ўртача тўқнашишлар сони қуйидагича тенг бўлади

$$\langle z \rangle = \sqrt{2} \cdot \pi d^2 \cdot n \cdot \langle v \rangle$$

У ҳолда ўртача эркин югуриш йўлини шундай ифодалаймиз

$$\langle l \rangle = \frac{\langle v \rangle}{\langle z \rangle} = \frac{\langle v \rangle}{\sqrt{2} \cdot \pi d^2 \cdot n \cdot \langle v \rangle}$$

$$\langle l \rangle = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot d^2 \cdot n}$$

Ўртача эркин югуриш йўли молекулалар концентрациясига тескари пропорционал экан.

$P = nkT$ тенгликдан фойдалансак, температура ўзгармас бўлганда, қуйидаги нисбатни келтириб чиқариш мумкин

$$\frac{\langle l_1 \rangle}{\langle l_2 \rangle} = \frac{\langle n_2 \rangle}{\langle n_1 \rangle} = \frac{P_2}{P_1}$$

42 - §. Молекуляр-кинетик назариянинг тажрибада тасдиқи

Броун ҳаракати. Модда молекулаларининг узлуксиз тартибсиз ҳаракатида бўлиши **Броун ҳаракати** ва **диффузия** ходисаси билан тасдиқланади.

Шотланд ботаниги Р.Броун ўсимликларнинг ички тузилишини микроскопда ўрганаётганда, ўсимлик хужайраларида қаттиқ модда заррачалари узлуксиз тартибсиз ҳаракатда бўлишини кузатган. У сувда майда гул чанглари, лойнинг майда заррачаларини ҳам тартибсиз ҳаракатда бўлишини кузатган.

Броун ҳаракати ҳар хил шароитларда кўп марта кузатилган ва қуйидаги далиллар тасдиқланган:

Сув ёки газга қўшилган исталган қаттиқ модда заррачаларининг ўлчами тахминан ~ 1 мкм га яқин бўлганда Броун ҳаракати яққол кузатилган. Температура ошиши билан Броун ҳаракати жадаллиги ошаборган.

Ўз вақтида Броун ўзи кузатган заррачаларнинг тартибсиз ҳаракатини тушунтириб бераолмаган. Бу тажрибалар кузатилгандан 70-80 йиллар ўтгандан сўнг, бу ходиса сабаби аниқланган. Иссиқлик натижасида узлуксиз ва тартибсиз

ҳаракатланувчи суюқлик молекулалари қаттиқ жисм заррачаларига ҳамма томондан келиб урилган ва уларни тартибсиз ҳаракатга келтирган. Жисм заррачалари массаси қанчалик кичик бўлса, тартибсиз ҳаракат жадаллиги шунча ошган.

Дуффузия ходисаси газ, суюқлик ва қаттиқ жисмларда кузатилади. Хона эшиги олдида хидли модда қўйилса (маълум тарафга йўналган ҳаво оқими йўқлигида) бир неча дақиқадан сўнг хона ичкарисидида хидни сезиш мумкин.

Стаканга сув солиб устига бир неча томчи бошқа рангли суюқлик томизилса, бу рангли суюқликни вақт ўтиши билан тарқалишини кузатишимиз мумкин. Модда молекулаларининг узлуксиз тартибсиз иссиқлик ҳаракатини эсга олсак, диффузия ходисаси сабабини шундай тушунтириш мумкин: стакандаги сув сиртидаги рангли суюқлик концентрацияси стакан тубига нисбатан жуда каттадир, яъни шу масофада рангли суюқлик концентрациялари фарқи молекулаларнинг тарқалишига сабаб бўлади.

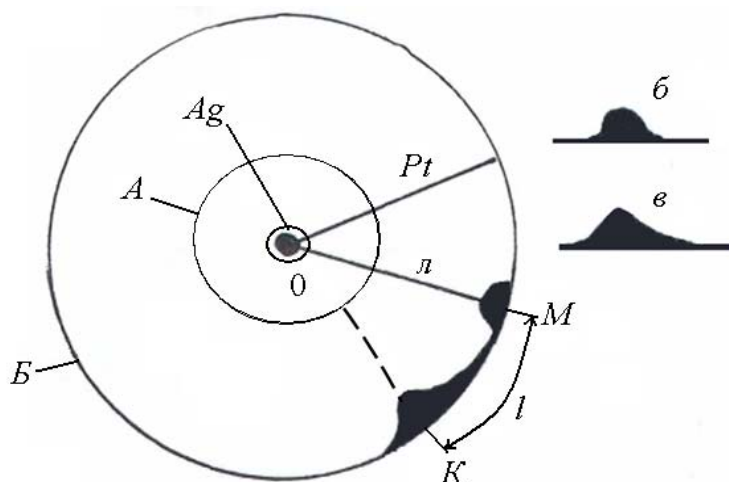
Хона эшиги олди билан, хона ичкарисидидаги масофада ҳам ўткир хидли модда молекулалари концентрациялар фарқи мавжуд. Ана шу, молекулалар концентрациялари градиенти барча тарафда эҳтимоллиги бир хил бўлган молекулаларнинг тартибсиз ҳаракатини концентрация градиентига тесқари тарафга йўналтиришга мажбур этади. Яъни модда молекулалари концентрацияси кўп тарафдан кам тарафга бетартиб ҳаракатларини давом этдирадидлар.

Демак, диффузия ходисаси ҳам молекуляр-кинетик назариянинг асоси бўлган узлуксиз тартибсиз ҳаракат мавжудлигини исботлайди.

Штерн тажрибаси – газ молекулаларининг иссиқлик ҳаракати тезликлари бўйича тақсимланишни исботлайди.

Штерн ўз тажрибасидида, тирқишли A цилиндрнинг ўқи бўйлаб таранг тортилган, кумуш билан қопланган пластинали симни олади (*60 - расм*). Пластинали симдан ток ўтганда юқори температурагача қизиб кумуш молекулаларини буғлантиради. Симдан учиб чиқаетган кумуш молекулалари асосан A цилиндрнинг ички сиртида ушланиб қолади. Фақат бу сиртдаги перпендикуляр тирқишга тўғри келувчи молекулаларгина ундан

чиқиб, B цилиндр сиртининг M нуқтасида йиғилиб, қатлам ҳосил қилади. Бу қатламнинг кўндаланг кесими 60б - расмда кўрсатилган. Бу қатлам қанча ингичга бўлса, молекулалар ҳаракат тезликларини шунча аниқ ўлчаш мумкинлиги аниёланган.



60 – расм. Штерн қурилмасининг кўриниши

Бутун қурилма O ўқ атрофида ω бурчак тезлик билан ҳаракатга келтирилганда, кумуш из B цилиндр сиртининг K нуқтаси атрофида ҳосил бўлади, чунки t вақт ичида молекулалар r – масофани босиб ўтгунча сиртнинг нуқталари $\ell = KM$ масофага силжишга улгуради.

Кумуш молекулаларининг v тезлигини қуйидаги йўл билан топиш мумкин. Молекулаларнинг O ўқдаги r радиусли B цилиндр сиртига келишдаги ҳаракат вақти

$$t = \frac{r}{v}, \quad (42.1)$$

га тенг бўлади. Иккинчидан, бу вақтни B сиртдаги ℓ ёй нуқталарининг ωr чизикли тезлигига бўлиш орқали топиш мумкин

$$t = \frac{\ell}{\omega r}, \quad (42.2)$$

(42.1)- ва (42.2)- ифодаларнинг ўнг томонларини тенглаштирак

$$v = \frac{\omega r^2}{\ell} , \quad (42.3)$$

га эга бўламиз. бу тажрибада бурчак тезлик ω ва ташқи цилиндр радиуси r ўзгармас катталиклардир, шунинг учун кумуш молекулаларининг катта тезлигига ℓ ёйнинг кичик нуқталари тўғри келади. ℓ ёй бўйича кумуш молекулаларининг ҳосил қилган қатламининг кўндаланг кесими 60в - расмда келтирилган. Қатлам қалинлигининг ўзгариши берилган температурада молекулаларнинг тартибсиз ҳаракат тезликлари бўйича тақсимланишини кўрсатади. Молекулаларнинг кўпчилиги ўртача тезликка яқин тезлик билан ҳаракатланиши кузатилади.

43 - §. Термодинамик мувозанатда бўлмаган тизимларда кўчиш ходисалари

Термодинамик мувозанатда бўлмаган тизимларда кўчиш ходисалари деб аталадиган, алоҳида қайтмас жараёнлар содир бўлади ва бу жараёнларда энергия, масса ва импульсларнинг фазовий кўчиши кузатилади.

Кўчиш ходисаларига **иссиқлик ўтказувчанлиги** (энергияни кўчиши), **диффузия** (масса кўчиши) ва **ички ишқаланиш** (импульсни кўчиши) киради.

1. Иссиқлик ўтказувчанлиги.

Агар, газнинг бир қисмида молекулаларнинг ўртача кинетик энергияси бошқа қисмига қараганда каттароқ бўлса, натижада, вақт ўтиши билан молекулаларнинг доимий тўқнашишлари сабабли, уларнинг ўртача кинетик энергиялари фазо бўйича тенглаша боради, бошқача қилиб айтганда, фазо бўйича температура тенглаша боради.

Иссиқлик кўринишда энергиянинг кўчиши Фурье қонунига бўйсунди:

$$j_E = -\lambda \frac{dT}{dx} , \quad (43.1)$$

бу ерда j_E – бирлик вақтда, бирлик юзадан иссиқлик кўринишда кўчадиган, энергия билан аниқланадиган иссиқлик оқимининг зичлигидир, λ – иссиқлик ўтказувчанлиги, $\frac{dT}{dx}$ – юза нормали

йўналишида бирлик dx узунликка тўғри келган температура ўзгаришига тенг бўлган температура градиентидир. Минус ишора иссиқлик ўтказувчанлик жараёнида, температура паст бўлган йўналишда энергия кўчишини кўрсатади. Иссиқлик ўтказувчанлиги λ - температура градиенти бирга тенг бўлганда иссиқлик оқими зичлигига миқдор бўйича тенг:

$$\lambda = \frac{1}{3} C_v \langle v \rangle \langle \ell \rangle , \quad (43.2)$$

бу ерда C_v – хажм ўзгармас бўлганда, газнинг солиштирма иссиқлик сифимини ифодалайди (яъни хажм ўзгармаганда 1 кг газни 1 K га иситиш учун зарур бўлган иссиқлик миқдоридир), $\langle v \rangle$ – молекулалар иссиқлик ҳаракатининг ўртача тезлиги, $\langle \ell \rangle$ – ўртача эркин югуриш йўли.

2. Диффузия.

Иккита туташган газ, суюқлик ва қаттиқ жисмларда заррачаларнинг бетартиб ҳаракати туфайли ичкарига кириш ва аралашиш жараёнига - **диффузия ходисаси** деб аталади. Бу ходисада заррачаларнинг массалари ўзаро алмашиб туриши зичлик градиенти сақлангунча давом этади.

Молекуляр кинетик назария яратила бошланганда диффузия ходисасини тушунтиришда англашилмовчиликларга дуч келинди. Молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати тезлиги катта бўлишига қарамай диффузия ходисалари жуда секин содир бўлиши кузатилди.

Масалан, эшик олдида ҳидли газ билан тўлдирилган идиш яқинлаштирилса, ҳидли молекулалар ўзаро тўқнашиши сабабли, жуда кичик эркин югуриш йўлига эга бўладилар, яъни деярли ўз жойида тургандек бўлади. Химиявий бир жинсли газ учун диффузия ходисаси Фик қонунига бўйсунди:

$$j_m = -D \frac{d\rho}{dx} , \quad (43.3)$$

бу ерда j_m – бирлик вақт ичида бирлик юза орқали диффузия жараёнида ўтадиган, миқдор жиҳатдан моддалар массасига тенг бўлган масса оқимининг зичлигидир, D – диффузия коэффициентидир, $\frac{d\rho}{dx}$ – юза нормали йўналишида бирлик узунликдаги зичлик ўзгариши тезлигига тенг бўлган зичлик градиентидир. Минус ишора, масса кўчишини зичлик камайиши йўналишида содир бўлишини кўрсатади.

Диффузия коэффициенти D зичлик градиенти бирга тенг бўлганда миқдор жиҳатдан масса оқими зичлигига тенгдир.

Газларнинг молекуляр кинетик назариясига биноан диффузия коэффициенти қуйидагига тенгдир:

$$D = 1/3 \langle v \rangle \langle \ell \rangle , \quad (43.4)$$

3. Ички ишқаланиш.

Ҳар хил тезликларда ҳаракатланаётган, параллел қатламли газ, суюқликлар орасида ички ишқаланиш ҳосил бўлиш механизми тартибсиз иссиқлик ҳаракати туфайли қатламларни молекулалар билан ўзаро алмашувига боғлиқдир. Натижада тезроқ ҳаракатланаётган қатлам импульси камаяди, секин ҳаракатланаётган қатлам импульси ошади ва қатламларнинг ҳаракат жадаллиги ўзгаради.

Қўшни қатламларнинг ўзаро таъсири Ньютоннинг II – қонунига асосан, бирлик вақт ичида бир қатлам иккинчисига таъсир қилувчи куч модулига тенг импульс узатади.

$$F = -\eta \left| \frac{dv}{dx} \right| S \quad j_p = \frac{F}{S}$$

ёки

$$j_p = -\eta \frac{dv}{dx} , \quad (43.5)$$

бу ерда J_p – x ўқининг мусбат йўналишида бирлик вақт оралигида кўчган тўла импульсга тенг бўлган импульс оқими зичлигидир, $\frac{dv}{dx}$ – тезлик градиенти. Минус ишора, импульс кўчиши тезлик камайиши йўналишида содир бўлишини кўрсатади, η - ишқаланиш коэффициенти миқдор жиҳатидан қуйидагига тенгдир:

$$\eta = 1/3 \rho \langle v \rangle \langle \ell \rangle , \quad (43.6)$$

Кўчиш ходисаларини ифодаловчи (43.2)-, (43.4)- ва (43.6)- ифодаларни таққосласак барча кўчиш ходисалари бир-бирига ўхшаш эканлиги кўриниб турибди.

$$\lambda = 1/3 C_v \rho \langle v \rangle \langle \ell \rangle , \quad (43.2)$$

$$D = 1/3 \langle v \rangle \langle \ell \rangle , \quad (43.4)$$

$$\eta = 1/3 \rho \langle v \rangle \langle \ell \rangle , \quad (43.6)$$

44 - §. Эркинлик даражаси бўйича энергия тақсимооти

Ички энергия – термодинамик тизимнинг муҳит тавсифидир ва у микрозаррачаларнинг тарибсиз ҳаракати ва уларнинг ўзаро таъсир энергияларидан иборатдир. Демак, тизимнинг ўзини механик ҳаракати ва ташқи майдон таъсиридаги потенциал энергияси ички энергияга тааллуқли эмас.

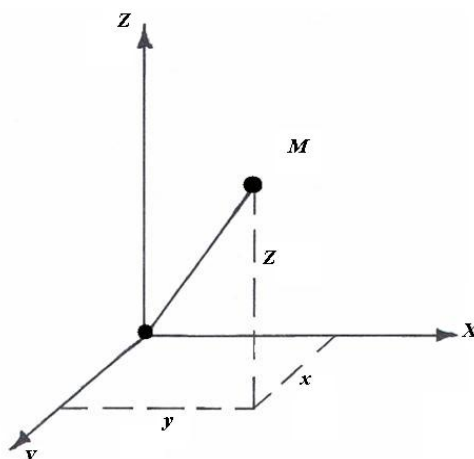
Ички энергия – тизим термодинамик ҳолатининг аниқ функциясидир, яъни ҳар бир ҳолатда тизим аниқ ички энергия қийматига эга бўлади. Тизим бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтганда ички энергиянинг ўзгариши фақат шу термодинамик ҳолатлар ички энергияларининг фарқи билан белгиланади ва ўтиш йўлига боғлиқ эмас.

Айрим масалаларда, бир атомли газнинг молекуласини моддий нуқта деб қарасак, илгариланма ҳаракат учта эркинлик

даражасига эга бўлиши мумкин. Бу вақтда айланма ҳаракат энергиясини ҳисобга олмаса ҳам бўлади.

Механик тизимнинг эркинлик даражаси сони тизим ҳолатини белгиловчи, бир-бирига боғлиқ бўлмаган катталиклар сони билан аниқланади.

Масалан, моддий нуқтанинг фазодаги ҳолати унинг учта x , y , z координаталари қийматлари билан аниқланади (61 - расм).

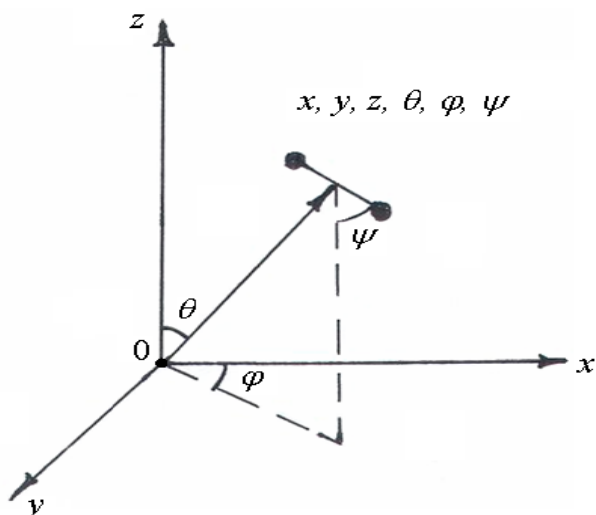


61 – расм. Моддий нуқтанинг фазодаги эркинлик даражаси

Шу сабабли, моддий нуқта учта эркинлик даражасига эга бўлади. Абсолют қаттиқ жисмнинг ҳолати инерция марказининг учта x , y , z координаталари, жисмнинг ўқлари йўналишлари билан боғланган θ , φ ва ψ бурчаклари билан аниқланади (62 - расм).

Шундай қилиб, абсолют қаттиқ жисм 6 та эркинлик даражасига эга бўлади. Молекуланинг эркинлик даражаси нечта бўлишига қарамай унинг учтаси илгариланма ҳаракатга тегишлидир. Илгариланма ҳаракат эркинлик даражаларидан ҳеч қайсиси бир-биридан устун бўлмаганлиги учун, уларнинг ҳар бирига бир хил миқдорда энергия тўғри келади.

Молекуланинг кинетик энергияси $3/2 kT$ бўлганлиги учун, ҳар бир эркинлик даражасига $1/2 kT$ илгариланма ҳаракат энергияси тўғри келади.



62 – расм. Абсолют қаттиқ жисмнинг эркинлик даражаси

Демак, ҳаракатнинг ҳеч бир тури бошқа туридан муҳим бўлмаганлиги учун, уларга ўртача бир хил энергия тўғри келади ва энергиянинг эркинлик даражалари ҳолатини белгилайди:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{i}{2}KT$$

45 - §. Термодинамиканинг биринчи қонуни

Механик энергияси ўзгармас, ички энергияси ўзгариши мумкин бўлган термодинамик тизимни кўриб чиқамиз. Тизимнинг ички энергияси ҳар хил жараёнлар натижасида ўзгариши мумкин, масалан, тизимга иссиқлик миқдори узатилганда ёки тизимга нисбатан иш бажарилганда.

Цилиндр поршени ичкарига силжитилганда унда турган газ сиқилади, натижада газнинг температураси ошади, бошқача қилиб айтганда газнинг ички энергияси ўзгаради.

Газнинг температураси ва ички энергиясини унга ташқи жисмлар орқали иссиқлик миқдори узатиш ҳисобига ҳам ошириш мумкин. Бошқа ҳолларда эса механик ҳаракат энергияси иссиқлик ҳаракати энергиясига айланиши ва тескарисига содир бўлиши мумкин.

Кузатишларнинг натижаларига кўра термодинамик жараёнларда энергиянинг бир турдан иккинчи турга ўтиши ва энергиянинг сақланиши кузатилади. Ана шу қонун – **термодинамиканинг биринчи қонуни** деб аталади.

Мисол учун U_1 ички энергияга эга бўлган қандайдир тизимга қўшимча иссиқлик миқдори берилган бўлсин. У ҳолда тизим янги термодинамик ҳолатга ўтиб, U_2 ички энергияга эга бўлади, ташқи кучларга қарши A ишни бажаради.

Тизимга узатилган иссиқлик миқдори ва ташқи кучларга қарши бажарилган иш мусбат деб ҳисобланади. Тажрибалардан кузатилишича, энергиянинг сақланиш қонунига асосан, тизим исталган усулда бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтганда унинг ички энергияси қуйидагича ўзгаради:

$$\Delta U = U_2 - U_1$$

ва у ташқаридан узатилган иссиқлик миқдори Q ва ташқи кучларга қарши бажарилган иш A фарқига тенг бўлади

$$\Delta U = \varphi - A \quad \text{ёки} \quad Q = \Delta U + A \quad , \quad (45.1)$$

бу ифода термодинамиканинг биринчи қонунини ифодалайди.

Тизимга узатилган иссиқлик миқдори ички энергиянинг ўзгариш ва ташқи кучларга қарши бажарилган ишларга сарф бўлади. (45.1) - ифоданинг дифференциал кўриниши қуйидагича бўлади:

$$d\varphi = dU + dA \quad \text{ёки} \quad \delta Q = dU + \delta A \quad , \quad (45.2)$$

Агарда, тизимнинг бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтиши даврий бўлса, у асл ҳолатига қайтган вақтда ички энергияси ўзгариши нолга тенг бўлади:

$$\Delta U = 0$$

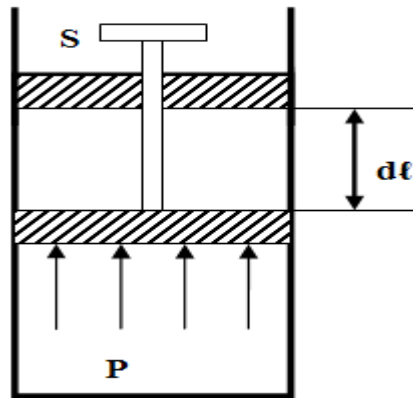
У ҳолда термодинамиканинг биринчи қонунига асосан бажарилган иш тизимга узатилган иссиқлик миқдорига тенг бўлади

$$A = Q, \quad (45.3)$$

Демак, даврий ўзгарувчи машина ташқаридан узатилган иссиқлик миқдоридан ошиқ иш бажариши мумкин эмас.

46 - §. Газнинг бажарган иши

Газнинг ҳажми ўзгарганда, унинг ташқи кучларга қарши бажарган ишини кўриб чиқамиз.



63 – расм. Поршен остидаги газнинг ҳажмини ўзгариши

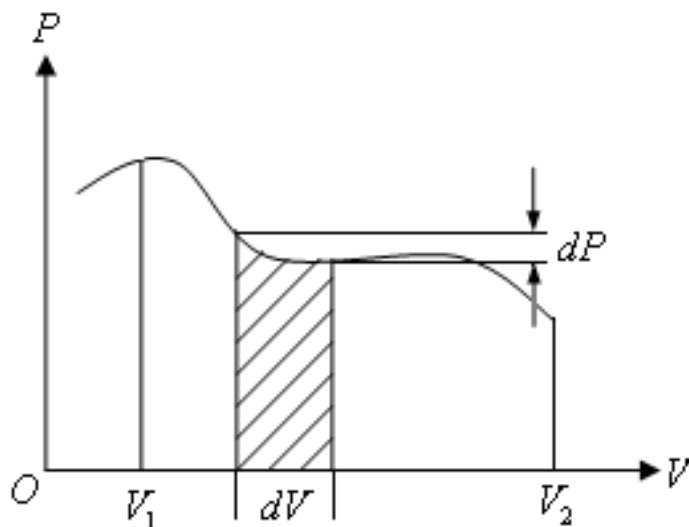
Цилиндр идиш ичидаги, поршен остидаги газ (63 - расм) кенгайганда поршенни кичик dl масофага суради ва газ ташқи кучларга қарши иш бажаради.

$$\delta A = F \cdot dl = P \cdot S \cdot dl = PdV, \quad (46.1)$$

бу ерда S – поршен юзаси, Sdl – газ ҳажмининг ўзгариши. Ҳажми V_1 дан V_2 қийматга ўзгарганда бажарилган тўла ишни (46.1) - ифодани интеграллаш орқали топамиз

$$A = \int_{V_1}^{V_2} PdV$$

Интеграллаш натижаси босим билан газ ҳажмининг бир-бирига боғлиқлиги билан белгиланади ва $P(V)$ га боғлиқ бўлган эгри чизиқ остидаги юзага тенг бўлади (64 - расм).



64 – расм. Газнинг босими ихтиёрий ўзгаргандаги бажарилган иш графиги

Газ ҳажми dV қийматга ошганда, газнинг бажарган иши PdV га тенг бўлади, яъни расмда штрихланган юза қийматига тенг бўлади.

47 - §. Иссиқлик сиғими

Модданинг солиштирма иссиқлик сиғими 1 кг моддани 1° га иситишга сарф бўлган иссиқлик миқдорига тенг физик катталиқ билан ўлчанади:

$$C = \frac{dQ}{m dT} , \quad (47.1)$$

Солиштирма иссиқлик сиғими бирлиги *Дж/кг.град.* га тенг.

Моляр иссиқлик сиғими 1 моль моддани 1° га иситишга сарф бўлган иссиқлик миқдорига тенг бўлган катталиқка айтилади:

$$C_m = \frac{\mu dQ}{m dT} = \frac{dQ}{V dT} , \quad (47.2)$$

Солиштирма иссиқлик сифими моляр иссиқлик сифими билан қуйидагича боғланган:

$$C_m = \mu C , \quad (47.3)$$

Иссиқлик сифимини модданинг характеристикаси деб ҳисоблаб бўлмайди, чунки ҳажм ёки босим ўзгармас бўлганда модданинг исиш жараёнида унинг иссиқлик сифими ҳар хил бўлиши мумкин. Қўйида ҳар хил изожаараёнларда иссиқлик сифими қандай бўлишини қараб чиқамиз. Модданинг иссиқлик сифими термодинамик жараён характерига боғлиқ ва ҳар хил жараёнларда ҳар хилдир.

48 - §. Термодинамиканинг биринчи қонунини ҳар хил изожаараёнларга тадбиқи

1. Изохорик жараён ($V = const$).

Бу жараён ҳажм ўзгармас бўлганда содир бўлади, шунинг учун $dV = 0$. Газ ташқи кучларга қарши иш бажармайди, яъни

$$dA = PdV = 0 \quad (48.1)$$

Изохорик жараён, деворлари қалин, ўзгармас ҳажмга эга бўлган идишдаги газни иситиш ёки совутишда содир бўлади. Термодинамиканинг биринчи қонунига асосан, изохорик жараёнда газга узатилган иссиқлик миқдорининг ҳаммаси газнинг ички энергиясини ошишига сарф бўлади:

$$dQ = dU , \quad (48.2)$$

Бу жараёнда солиштирма иссиқлик сифими C_v ички энергия билан қуйидагича боғлангандир:

$$dU = C_v dT , \quad (48.3)$$

Исталган массали газ учун эса:

$$dU = \frac{m}{\mu} C_v dT \quad , \quad (48.4)$$

2. Изобарик жараён ($p = const$).

Изобарик жараён босим ўзгармас бўлганда содир бўлади. Поршен эркин ҳаракатланадиган цилиндр ичидаги газни иситиш ёки совутишда изобарик жараён содир бўлади.

Изобарик жараёнда солиштирма иссиқлик сиғимини C_p деб белгиласак, у ҳолда,

$$dQ = C_p dT$$

Исталган массали газ учун қуйидагига эга бўламиз

$$dQ = \frac{m}{\mu} C_p dT \quad , \quad (48.5)$$

Бирлик массага тенг бўлган газ ҳажми V_1 дан V_2 га ўзгарганда бажарилган иш қуйидагига тенг бўлади:

$$A = \int P dV = \frac{P(V_2 - V_1)}{P(V_2 - V_1)} \quad , \quad (48.6)$$

Изобарик жараёнга термодинамиканинг биринчи қонунини қўлласак

$$C_p dT = dU + dA$$

$$C_p dT = dU_{\text{км}} + P dV_{\text{км}} \quad , \quad (48.7)$$

Бу ифоданинг икки тарафини dT га бўлсак

$$C_p = \frac{dU_{\text{км}}}{dT} + P \frac{dV_{\text{км}}}{dT} \quad , \quad (48.8)$$

$$C_p = C_v + P \left(\frac{dU_{\text{км}}}{dT} \right) , \quad (48.9)$$

Агар

$$V_{\text{км}} = \frac{RT}{P}$$

бўлса,

$$\frac{dV_{\text{км}}}{dT} = \frac{R}{P}$$

га тенг бўлади. У ҳолда

$$C_p = C_v + R , \quad (48.10)$$

Бу ифода **Майер тенгламаси** деб аталади. Изобарик жараённинг иссиқлик сиғими изохорик жараён иссиқлик сиғимидан газ доимийси қийматига каттадир, чунки изобарик жараёнда, босим ўзгармас бўлгани учун газнинг кенгайиши қўшимча иссиқлик миқдори талаб қилинади.

3. Изотермик жараён ($T = \text{const}$)

Изотермик жараён тенгламаси Бойл-Мариотт қонунидан иборат:

$$PV = \text{const} , \quad (48.11)$$

Изотермик жараёнида бажарилган ишни аниқлаймиз:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} P dV = \int_{V_1}^{V_2} = RT \ln \frac{V_2}{V_1} = RT \ln \frac{P_2}{P_1} , \quad (48.12)$$

Изотермик жараёнда термодинамиканинг биринчи қонуни қуйидагича ифодаланади:

$$dQ = dA$$

$T = const$ бўлганда, идеал газнинг ички энергияси ўзгармайди, шунинг учун

$$dU = dQ = C_v dT = 0$$

Газга узатилган иссиқлик миқдорининг барчаси ташқи кучларга қарши бажарилган ишга сарфланади

$$Q = A = RT \ln \frac{P_1}{P_2} = RT \ln \frac{V_2}{V_1} , \quad (48.13)$$

Газнинг хажми кенгайганда температура пасаймаслиги учун, изотермик жараён вақтида ташқи бажарган ишга эквивалент иссиқлик миқдори узатиб туриш керак.

4. Адиабатик процесс

Ташқи муҳит билан иссиқлик алмашмайдиган жараён адиабатик жараён деб аталади.

Адиабатик жараёнда идеал газ параметрларини ўзаро боғлайдиган тенгламани топишга ҳаракат қиламиз. Термодинамиканинг биринчи қонунидаги

$$dQ = dU + PdV$$

идеал газ ички энергияси ўзгаришини изохорик иссиқлик сиғими орқали ифодалаймиз:

$$dQ = C_v dT + PdV , \quad (48.14)$$

адиабатик жараён учун $dQ = 0$, у ҳолда

$$C_v dT + PdV = 0 , \quad (48.15)$$

Идеал газ ҳолат тенгламасига кўра $P = \frac{RT}{V}$ га тенг, шунинг учун

$$C_v dT + RT \frac{dV}{V} = 0$$

ёки

$$\frac{dT}{T} + \frac{R}{C_v} \frac{dV}{V} = 0 \quad , \quad (48.16)$$

$$d \left(\ln T + \frac{R}{C_v} \ln V \right) = 0 \quad , \quad (48.17)$$

Натижада, адиабатик жараён учун қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$\ln T + \frac{R}{C_v} \ln V = const \quad , \quad (48.18)$$

Идеал газ учун $C_p = C_v + R$, $C_p - C_v = R$ ёки

$\frac{C_p}{C_v} - 1 = \frac{R}{C_v}$. Агар $\frac{C_p}{C_v}$ нисбатни γ - билан белгиласак (48.18) – ифода қуйидаги кўриниш олади

$$\ln T + (\gamma - 1) \ln V = const$$

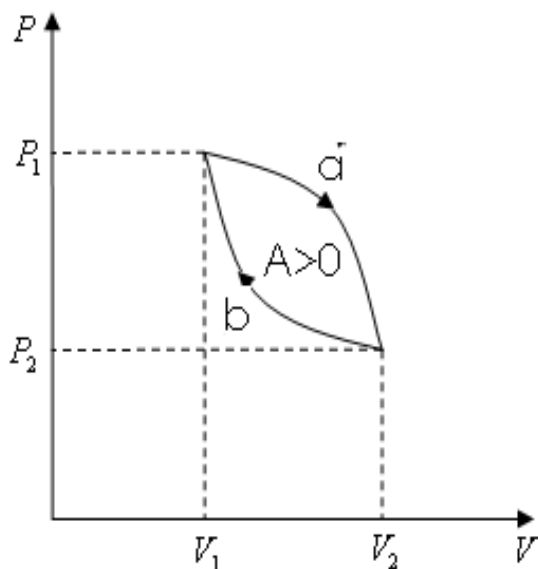
бундан $TV^{\gamma-1} = const$, ёки $PV^\gamma = const$ адиабата тенгламаларига эга бўламиз.

49 - §. Қайтар ва қайтмас жараёнлар

Тизим бир қатор термодинамик ҳолатлардан ўтиб ўзининг бошланғич ҳолатига қайтадиган жараён **айланма жараён** деб аталади. Жараёнлар диаграммасида цикл ёпиқ эгри чизик билан тасвирланади (65 - расм).

Идеал газ бажарган циклни, кенгайиш жараёни (1 - a - 2) ва сиқилиш (2 - в - 1) жараёнларига ажратиш мумкин. Кенгайишдаги бажарилган иш (1a 2 V_2 , V_1 1) юза билан аниқланади ва мусбат деб ҳисобланади. Газ сиқилишидаги

бajarилган иш (2 в 1 V_1 , V_2 2) юза билан аниқланади ва манфий деб ҳисобланади. Натижада цикл бўйича газнинг бажарган иши (1a 2в 1) юза билан аниқланади.



65 – расм. Термодинамик ҳолатнинг тўғри цикли ўзгариши

Циклда мусбат иш бажарилса

$$A \oint PdV > 0 \quad ,$$

у жараён **тўғри цикл** деб аталади.

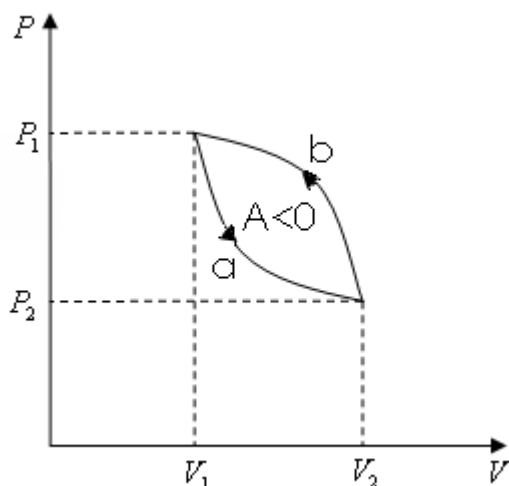
Агарда циклда бажарилган иш манфий бўлса

$$A \oint PdV < 0$$

у жараён **тесқари цикл** деб аталади (66 - расм).

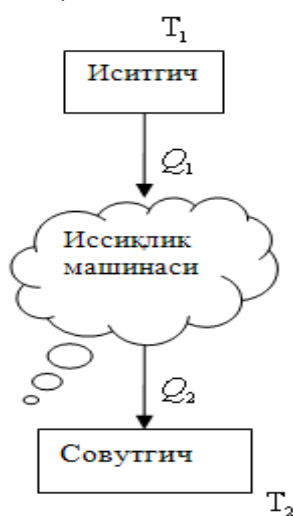
Тўғри цикл даврий ишлайдиган машиналар, иссиқлик двигателларида қўлланилади. Бу машиналар ташқаридан узатилган иссиқлик миқдори ҳисобига иш бажаради.

Тесқари цикл совутиш қурилмаларида ишлатилади. Совутиш машиналарида даврий цикл давомида ташқи кучлар бажарган иши ҳисобига тизимнинг иссиқликлиги температура юқори бўлган жисмга узатилади.



66 – расм. Термодинамик жараённинг тескари цикли ўзгариши

Иссиқлик двигателининг ишлаш принципи қуйидаги расмда келтирилган (67 - расм).



67 – расм. Иссиқлик машинасининг тузилиши

Температураси юқори бўлган «**ИСИТГИЧ**» деб аталувчи термостатдан (T_1) цикл давомида иссиқлик машинаси Q_1 иссиқлик миқдори олади ва температураси паст бўлган термостатга (T_2) Q_2 иссиқлик миқдорини узатади.

Цикл давомида бажарилган иш

$$A = Q_1 - Q_2 > 0$$

дан иборат. Иссиқлик двигателининг фойдали иш коэффициенти $\eta = 1$ бўлиши учун $Q_2 = 0$ шарт бажарилиш керак. Аммо бу шарт реал шароитларда бажарилмайди. Шу сабабли, Карно иссиқлик двигатели ишлаш учун камида иккита, температуралари фарқли бўлган иссиқлик манбаълари мавжуд бўлиши керак деб таъкидлайди.

Иссиқлик двигателларидаги жараёнга тескари бўлган жараён совутгич машиналарида ишлатилади, унинг ишлаш принципи 68 - расмда келтирилган.



68 – расм. Совутгич машинасининг тузилиши

Термодинамик тизим цикл давомида температураси паст бўлган термостатдан (T_2) Q_2 иссиқлик миқдори олади ва температураси юқори бўлган термостатга (T_1) Q_1 иссиқлик миқдорини узатади.

$$Q = A = Q_2 - Q_1 < 0$$

шунинг учун бажарилган иш манфий ҳисобланади

$$A = P \oint dV < 0 ,$$

$$Q_1 - Q_2 = -A \quad \text{ёки} \quad Q_1 = Q_2 + A$$

Температураси юқори бўлган термостатга (T_1) берилган Q_1 иссиқлик миқдори температураси паст бўлган термостатдан (T_2)

олинган Q_2 иссиқлик миқдоридан тизим устидан ташқи кучлар бажарилган A иш қийматига каттадир.

Тизим айланма жараён натижасида ўзининг бошланғич ҳолатига қайтади ва тизимнинг ички энергияси ўзгармайди

$$dU = 0 \quad , \quad Q = A \quad , \quad (49.1)$$

Одатда, айланма жараён вақтида тизим ташқаридан иссиқлик миқдорини олиши ва унга узатиши мумкин, шунинг учун

$$Q = Q_1 - Q_2$$

бу ерда Q_1 – тизимнинг олган иссиқлик миқдори, Q_2 – ташқарига узатган иссиқлик миқдори. Шу сабабли, айланма жараён учун фойдали иш коэффициентини қуйидагича аниқланади:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} \quad , \quad (49.2)$$

Термодинамик жараён агарда, аввал тўғри циклда ва кейин тескари циклда содир бўлса, у ўз ҳолатига **қайтучи жараён** деб ҳисобланади.

Чунки бу ҳолда атроф муҳит ва қаралаётган тизимда ортиқча ўзгаришлар содир бўлмайди.

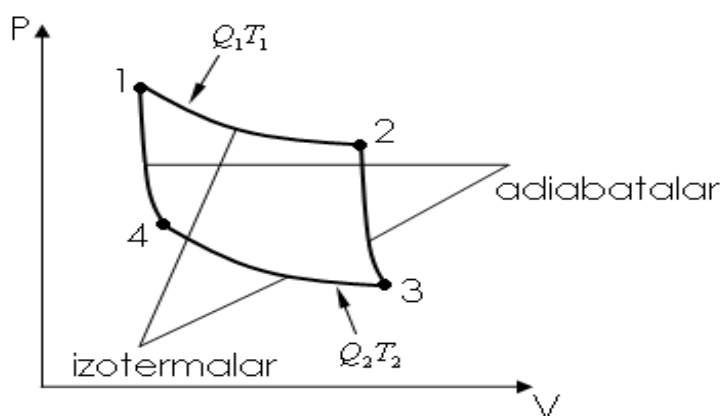
Шу шароитга эга бўлмаган барча жараёнлар **қайтмас жараёнлар** деб ҳисобланади.

Исталган мувозанатдаги жараён қайтар жараёндир, чунки тизимда содир бўладиган мувозанатли жараён учун у тўғри ёки тескари йўналишда ўтиши муҳим эмас.

50 - §. Карно цикли, идеал иссиқлик машинасининг фойдали иш коэффициентини

Карно цикли, бир-бирига боғлиқ навбатма-навбат содир бўладиган иккита изотермик ва иккита адиабатик жараёнлардан иборатдир (69 - расм).

Расмда Карнонинг қайтар цикли тасвирланган, бу ерда ишчи модда идеал газдан иборат.



69 – расм. Карно цикли

Бу жараён учун фойдали иш коэффициентини ҳисоблаб кўрамиз. Изотермик кенгайиш ва сиқилиш (1 - 2) ва (3 - 4) эгри чизиқлар билан, адиабатик кенгайиш ва сиқилиш жараёнлари (2 - 3) ва (4 - 1) эгри чизиқлар билан тасвирланган.

Изотермик жараёнда ички энергия ўзгармайди.

$$U = const$$

Шунинг учун газнинг иситгичдан олган иссиқлик миқдори Q_1 газнинг кенгайиш ишига A_{12} га тенгдир.

$$A_{12} = RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = Q_1, \quad (50.1)$$

(2 - 3) адиабатик кенгайишда, атроф муҳит билан иссиқлик алмашувчи жисм йўқ, шунинг учун газнинг кенгайишида

бажарилган иш A_{23} ички энергиянинг ўзгариши ҳисобига бажарилади:

$$A_{23} = -C_x (T_2 - T_1)$$

Изотермик сиқилишда совутгичга газнинг берган иссиқлик миқдори Q_2 сиқилишдаги бажарилган иш A_{34} га тенг бўлади:

$$A_{34} = RT_2 \ln \frac{V_4}{V_3} = -Q_2, \quad (50.2)$$

Адиабатик сиқилишда бажарилган иш A_{41} га тенг

$$A_{41} = -C_4 (T_1 - T_2) = -A_{23}$$

Натижада айланма жараёнда бажарилган иш қуйидагидан иборат бўлади:

$$A = A_{12} + A_{23} + A_{34} + A_{41} = Q_1 + Q_{23} + Q_2 + Q_{23}$$

$$A = Q_1 - Q_2$$

Карно циклида фойдали иш коэффициенти қуйидагига тенг бўлади:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = T_1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (50.3)$$

Карно цикли учун фойдали иш коэффициенти иситгич ва совутгичлар температураларига боғлиқдир. Фойдали иш коэффициенти ошириш учун температуралар фарқини ошириш зарур.

51-§. Энтропия. Термодинамиканинг иккинчи қонуни

Олдинги параграфдаги қайтар ва қайтмас жараёнлар учун келтирилган диаграммалардан 65 - расмдаги идеал газ бажарган

ишнинг мусбат турини кўриб чиқамиз. Ишчи жисм P_1 босим ва T_1 температура билан тавсифланадиган 1 - бошланғич ҳолатдан, кетма - кет содир бўладиган изотермик ва адиабатик жараёнлар орқали 3-ҳолатга ўтади ва T_2 - совутгич температурасига эга бўлади. Ишчи жисмнинг ҳолатини бундай ўзгариши иситгичдан олинган Q_1 иссиқлик миқдори ҳисобига амалга ошади. Ишчи жисмнинг 3 - ҳолатдан 1 - бошланғич ҳолатга қайтиб ўтиши яна изотермик ва адиабатик сиқилиш ҳисобига амалга ошади. Ҳолатнинг бу ўзгаришида ажралиб чиққан Q_2 иссиқлик миқдори Q_1 иссиқлик миқдори қийматидан кичикдир:

$$Q_2 < Q_1$$

Шундай қилиб, ишчи жисмнинг 1 - ҳолатдан 3 - ҳолатга ва 3 – ҳолатдан 1 – ҳолатга ўтишдаги қайтар жараёнда ажралиб чиққан ва ютилган иссиқлик бир хил миқдорда эмас экан. Бунинг сабаби, 1 - ҳолатдан иккинчи ҳолатга икки хил йўл билан ўтилгандадир. Яъни, 1 - ҳолатдан 3 - ҳолатга ўтиш жараёни катта босим остида кенгайиш, 3 - ҳолатдан 1 - ҳолатга ўтиш жараёни эса, кичик босим остида сиқилиш ҳисобига амалга ошганлигидадир. Бундан жуда муҳим хулосага келиш мумкин: ишчи жисмга узатилган ёки ундан олинган иссиқлик миқдори унинг бошланғич ёки охириги ҳолатига боғлиқ бўлмай, ҳолатларни ўзгариш жараёнини кўринишига боғлиқдир. Бошқача қилиб айтганда, Q иссиқлик миқдори, ички энергияга ўхшаш, жисм ҳолатининг функцияси эмас. Бу хулоса, термодинамиканинг биринчи қонуни ифодасидан ҳам кўриниб турибди.

$$dQ = dU + dA$$

Жисмнинг dA – бажарган иши (ёки унинг устидан бажарилган иш) уни қандай амалга оширилганига боғлиқдир. dU – ички энергиянинг ўзгариши эса, ҳолатнинг қандай ўзгаришига боғлиқ эмас.

Жисмга T_1 температурали иситгичдан узатилган Q_1 иссиқлик миқдори, T_2 температурали совутгичга берилган Q_2 иссиқлик миқдорига тенг эмас, аммо бу иссиқлик миқдорларнинг ҳолатлар температураларига нисбатлари, миқдор жиҳатдан бир-бирларига тенгдир:

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2} , \quad (51.1)$$

Бу $\frac{Q}{T}$ - нисбатни гоҳ пайтларда **келтирилган (тартибга солинган) иссиқлик миқдори** деб аташади.

Жараённинг чексиз кичик қисмида жисмга узатилган келтирилган иссиқлик миқдори $\frac{\delta Q}{T}$ га тенгдир.

Исталган қайтар айланма жараёнларда натижавий келтирилган иссиқлик миқдори нолга тенгдир:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0 \quad (51.2)$$

Бу ёпиқ контурдан олинган интегралнинг нолга тенг бўлиши, интеграл остидаги $\frac{\delta Q}{T}$ ифодани қандайдир функциянинг тўла дифференциали эканлигини билдиради

$$\frac{\delta Q}{T} = dS , \quad (51.3)$$

Бу ерда S – функция **ҳолат функцияси** ёки **энтропия** деб аталади.

(51.3) – ифодадан қайтар жараёнлар учун энтропиянинг ўзгариши нолга тенгдир:

$$\Delta S = 0 , \quad (51.4)$$

Термодинамикада, қайтмас жараёнларни вужудга келтирувчи тизимнинг энтропияси ошиши исботланган:

$$\Delta S > 0 \quad , \quad (51.5)$$

(51.4)- ва (51.5)- ифодалардан Клаузиус тенгсизлигини келтириб чиқариш мумкин:

$$\Delta S \geq 0 \quad , \quad (51.6)$$

яъни, ёпиқ тизимларнинг энтропияси қайтар жараёнларда ўзгармасдан қолиши, қайтмас жараёнларда эса ошиши мумкин.

Агарда тизим 1-ҳолатдан 3-ҳолатга мувозанатли ўтса, (51.3)- ифодага асосан энтропиянинг ўзгариши қуйидагича бўлади:

$$\Delta S_{1 \rightarrow 3} = S_3 - S_1 = \int_1^3 \frac{\delta Q}{T} = \int_1^3 \frac{dU + \delta A}{T} \quad , \quad (51.7)$$

Бу ерда энтропия эмас, балки энтропиялар фарқи физик маънога эгадир. (51.7)- ифодага асосланиб, айрим жараёнларда идеал газ энтропиясининг ўзгаришини кузатамиз:

$$dU = \frac{m}{M} C_V dT \quad , \quad \delta A = p dV = \frac{m}{M} R \frac{dV}{V}$$

бўлгани учун

$$\Delta S_{1 \rightarrow 3} = S_3 - S_1 = \frac{m}{M} C_V \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} + \frac{m}{M} R \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} \quad ,$$

ёки

$$\Delta S_{1 \rightarrow 3} = S_3 - S_1 = \frac{m}{M} \left(C_V \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1} \right) \quad (51.8)$$

1-ҳолатдан 3-ҳолатга ўтишда, идеал газнинг энтропияси ўзгариши $\Delta S_{1 \rightarrow 3}$ ўтиш жараёнининг 1→3 кўринишига боғлиқ эмас. Чунки адиабатик жараёнда $\delta Q = 0$ га тенг бўлади ёки $\Delta S = 0$ га тенг бўлади ёки $S = const$.

Изотермик жараёнда эса, $T_1 = T_2$, шу сабабли

$$\Delta S = \frac{m}{M} R \ln \frac{V_2}{V_1}$$

Изохорик жараёнда эса $V_1 = V_2$.

$$\Delta S = \frac{m}{M} C_V \ln \frac{T_2}{T_1}$$

бўлади.

Статистик физикада энтропия тизим ҳолатининг термодинамик эҳтимоллиги билан боғланади ва жуда чуқур маънога эга бўлади.

Тизим ҳолатининг **термодинамик эҳтимоллиги** – макроскопик тизим ҳолати қандай усул билан ҳосил қилинганлигини билдиради ёки берилган макроҳолат нечта микроҳолатлардан иборат эканлигини билдиради.

Больцман таърифи бўйича, тизимнинг S энтропияси ва термодинамик эҳтимоллиги қуйидагича боғлангандир

$$S = k \ln w \quad (51.9)$$

бу ерда k – Больцман доимийси. Демак, энтропия термодинамик тизим ҳолатининг эҳтимоллиги кўрсаткичидир ёки энтропия тизим тартибсизлиги даражасининг ўлчовидир. Ҳақиқатда, тизим ҳолатини белгиловчи мумкин бўлган ҳолатлар сони қанча кўп бўлса тизимнинг тартибсизлик даражаси ёки энтропияси шунча катта бўлади. Шу сабабли, қайтмас жараёнларда тизимнинг энтропияси доимо ошиб боради.

Термодинамиканинг биринчи қонуни энергияни сақланиш ва бир турдан иккинчи турга айланиш мумкинлигини ифодаласа ҳам термодинамик жараёнларнинг кечиш йўналишларини кўрсата олмайди.

Масалан, электр чойнак орқали электр энергиясини иссиқлик энергиясига айлантириб, маълум миқдордаги сувни қайнатиш мумкин, яъни энергияни бир турдан – электр энергиясидан, иккинчи турга – иссиқлик энергиясига айлантириш мумкин. Аммо, термодинамиканинг биринчи қонуни, ўша миқдордаги қайнаган сув иссиқлик энергиясини электр энергиясига айлантиришни инкор этмаса ҳам, жараён йўналишини кўрсата олмайди.

Шундай қилиб, термодинамиканинг биринчи қонуни термодинамик жараёнлар содир бўлиш эҳтимоллик даражасини мутлақо кўрсата олмайди.

Термодинамиканинг иккинчи қонуни, табиатда қандай жараёнлар мумкин, қайсилари мумкин эмаслигини – жараёнларнинг ўзгариш йўналишларини аниқлаш орқали белгилаб бераолади.

Энтропия тушунчаси ва Клаузиус тенгсизлиги орқали термодинамиканинг иккинчи қонунини шундай таърифлаш мумкин: ёпиқ тизимлардаги исталган қайтмас жараёнларда тизим энтропияси ошиб боради.

Иккинчи тарафдан, идеал машинанинг фойдали иш коэффициентини

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

га тенг эди, яъни иситгич ва совутгичлар температуралари фарқи қанча катта бўлса, фойдали иш коэффициенти ҳам шунча катта бўлади. Исталган фойдали иш бажарилганда, тизимнинг қолган энергияси фойдаланиб бўлмайдиган бошқа турдаги энергияларга айланади. Бошқача қилиб айтганда, энергиянинг кўп қисми фойдали кўринишга эга бўлмайди, сифатсиз кўринишга ўтади. Шу сабабли, энтропия доимо энергиянинг сифатини бузилганлик даражасини билдиради.

Термодинамиканинг иккинчи қонунини қуйидагича яна таърифлаш мумкин:

1-Кельвин таърифи: Иситгичдан олинган иссиқлик миқдорини фақат шунга эквивалент бўлган ишга айлантирувчи айланма жараёнлар бўлиши мумкин эмас;

2-Клаузиус таърифи: Температураси паст бўлган жисмга иссиқлик берувчи фақат ягона жараёндан иборат айланма жараён бўлиши мумкин эмас.

Текшириш учун саволлар

1. Идеал газ нима? Унинг параметрлари деганда нимани тушунасиз? Жараён (процесс) нима? Идеал газнинг ҳолат тенгламасини ёзинг.
2. Молекуляр кинетик назариясининг асосий принципларини санаб ўтинг. Унинг асосий тенгламаси қандай кўринишда?
3. Молекулаларнинг тезликлар бўйича тақсимооти, Максвелл тақсимооти ва молекулаларнинг ўртача, ўртача квадрат ва эҳтимоллиги энг катта тезликлар формулаларини ёзиб беринг.
4. Барометрик формулани келтириб чиқаринг. Больцман тақсимооти қандай катталикларни ўзаро боғлайди. Максвелл-Больцман қонуни ёзиб беринг.
5. Молекулаларнинг иссиқлик ҳаракат энергияси формуласини ёзинг. Эркинлик даражасини тушунтиринг.
6. Термодинамиканинг I қонунини, таърифи ва формуласини ёзинг. Иссиқлик сиғими нима.
7. Газларнинг бажарган иши, ички энергия формулаларини ёзинг. Иссиқлик сиғими нима?
8. Хар хил изожаараёнларда бажарилган иш, иссиқлик сиғими ва термодинамиканинг I қонуни.
9. Қайтар ва қайтмас жараёнлар нима? Карно цикли нима? Унинг фойдали иш коэффициентини формуласини ёзинг? Кучли ходисаларни тушунтиринг

IV – Боб

КЛАССИК ВА КВАНТ СТАТИСТИКАЛАРИ

52 - §. Айниган ва айнамаган электрон газлар

Исталган қаттиқ жисм кўп сонли микрозаррачалардан иборат бўлган тизим ёки тўпламни тасаввур этади. Бу тизимларда ўзига хос статистик қонуниятлар намоён бўлади ва уларни статистик физика ёки физикавий статистика ўрганеди.

Барча микрозаррачаларни, тўпламда ўзини тутишига қараб, икки гуруҳга ажратиш мумкин: **фермион** ва **бозонларга**.

Фермионларга спинлари яримтали: $\frac{\hbar}{2}$, $\frac{3\hbar}{2}$, ..., бўлган электронлар, протонлар, нейтронлар ва бошқа заррачалар киради.

Бозонларга спинлари бутун сон: $0, \hbar, 2\hbar, \dots$, бўлган фотонлар, фононлар ва бошқа заррачалар киради.

Тўпламда фермионлар «яккаланишга» интилишлари яққол кўриниб туради. Агар, берилган квант ҳолат фермион билан банд бўлса, у ҳолда, Паули принципига асосан шунга ўхшаш ҳеч қандай фермион шу квант ҳолатида бўла олмайди.

Бозонлар эса, аксинча тўпланиш хусусиятига эга бўлганлиги учун, бир энергетик сатҳда чекланмаган миқдорда жойлашишлари мумкин.

Заррачаларнинг ўзига хослиги тўплам хусусиятига таъсир қилиш мумкинлигини кўриб чиқамиз.

Ўзига хослиги намоён бўлиши учун микрозаррачалар бири-бири билан тез-тез учрашиб туришлари лозим. Бу ерда, учрашиш дейилганда, иккита заррачанинг худди ўша квант ҳолатига тушиши кўзда тутилади.

Фараз қилайлик, N та бир хил заррачаларга, алоҳида микрозаррача жойлашадиган G та ҳар хил квант ҳолатлар тўғри келсин. Учрашишлар частотаси ўлчови сифатида N/G нисбат хизмат қилсин. Агар, қуйидаги шарт бажарилса:

$$\frac{N}{G} \ll 1, \quad (52.1)$$

микроррачалар ахён-ахёнда учрашади. Бу ҳолда, ҳар хил вакант ҳолатлар сони микроррачалар сонидан жуда каттадир: $G \gg N$.

Бундай шароитларда фермионлар ва бозонларнинг ўзига хос хусусиятлари намоён бўла олмайди, чунки ҳар бир микроррача ихтиёрида анча ҳар хил ҳолатлар бор ва бирдан-бир квант ҳолатни бир неча заррачалар эгаллаш муаммоси пайдо бўлмайди. Шу сабабли, тўплам хусусияти тўлалигича микроррачаларнинг ўзига хослигига боғлиқ эмас.

Бундай тўпламлар **айнимаган**, (52.1) - шарт эса, **айнимаслик шarti** деб аталади.

Агарда G ҳолатлар сони N заррачалар сони билан бир тартибда бўлса, яъни

$$\frac{N}{G} \approx 1, \quad (52.2)$$

шарт бажарилса, алоҳида ҳолатни якка тартибда ёки кўпчилик эгаллаш муҳим аҳамиятга эга бўла бошлайди. Бу ҳолда микроррачаларнинг ўзига хос хусусиятлари тўла намоён бўлади ва тўплам хусусиятига таъсир эта бошлайди. Бундай тўпламлар **айниган** тўпламлар деб аталади. Айнамаган тўплам квантомеханикавий хусусиятларга эга бўлган заррачалардан ҳам ҳосил бўлиши мумкин, чунки бу заррачалар ҳолатлари дискрет ўзгаради, унинг оқибатида G мумкин бўлган ҳолатлар сони чекланган бўлади.

G ҳолатлар сони доимо чексиз катта бўлганда классик заррачалар ҳолати параметрлари улуксиз ўзгариб туради, унинг оқибатида бундай тўпламлар доимо айнамаган тўплам бўлади.

Айниган тўпламлар хусусиятини ўрганадиган физикавий статистика **классик статистика** ёки Максвелл-Больцман статистикаси деб аталади.

Айниган тўпламлар хусусиятини ўрганадиган физикавий статистика **квант статистикаси** деб аталади.

Заррачаларнинг ўзига хос хусусиятларини айнаган тўплам хусусиятига таъсири, фермионлар айнаган тўплами билан бозонлар айнаган тўплами орасида сезиларли фарқни келтириб

чиқаради. Шу сабабли, иккита квант статистикасини фарк қиладилар.

Фермионлар квант статистикасини, Э.Ферми ва А.Дирак номлари билан боғлаб, **Ферми - Дирак статистикаси** деб аташади.

Бозонлар квант статистикасини Бозе ва А. Эйнштейн номи билан боғлаб, **Бозе - Эйнштейн статистикаси** деб аташади.

Квант статистикасида фақат квант заррачалар тўплами бўлиши зарур. Классик статистикада эса, классик ва квант заррачалар қатнашиши мумкин. Тўпланда заррачалар сони камаяборса ёки ҳолатлар сони ошиб борса айниган тўплам ҳам айнамаган ҳолатга ўтиши муқаррар. Бу ҳолда фермионлар ёки бозонлар табиатига эга бўлган тўплам Максвелл-Больцман статистикаси билан ифодаланади.

53 - §. Таксимот функциялари

Тўплам ҳолатини белгилаш учун унинг термодинамик параметрларини кўрсатиш лозим. Заррачалар ҳолатини белгилаш учун уларнинг координатлари ва импульсининг ташкил этувчиларини келтириш лозим. Бу икки катталикларни ўзаро боғланишини статистик таксимот функцияси амалга оширади

$$N_{\text{МБ}}(E)dE , \quad (53.1)$$

$N_{\text{МБ}}(E)dE$ – ҳолати μ ва T термодинамик параметрлар билан ифодаланадиган тизимдаги, E дан $E + dE$ гача энергетик ораликдаги заррачалар сонини белгилайди. Бундай функция **тўла статистик таксимот функцияси** деб аталади.

Тўла таксимот функциясини dE энергетик ораликка тўғри келадиган $g(E)dE$ ҳолатлар сонини, бу ҳолатларни заррачалар эгаллаши мумкин бўлган эҳтимоликка кўпайтмасидан иборат деб тасаввур этиш мумкин:

$$N(E)dE = f(E)g(E)dE , \quad (53.2)$$

$f(E)$ – функция тақсимот функцияси деб аталади ва у берилган ҳолатларни заррачалар эгаллаши эҳтимоллигини ифодалайди. Масалан, 100 та ёнма-ён турган энергетик ҳолатларга 10 та заррача тўғри келса, уларни заррачалар эгаллаш эҳтимоллиги

$$f(E) = 0,1$$

га тенг бўлади. Ҳар бир ҳолатга ўртача 0,1 та заррача тўғри келгани учун, $f(E)$ функция шу ҳолатда турган заррачаларнинг ўртача сонини кўрсатади.

54 - § Микрзаррачаларнинг ҳолатлар сони ва зичлиги

Классик механикада заррача ҳолатини, унинг учта x, y, z координаталари ва импульсининг учта ташкил этувчилари (p_x, p_y, p_z) билан белгилаш мумкин. x, y, z, p_x, p_y, p_z координата ўқларига эга бўлган олти ўлчамли фазони тасаввур қиламиз. Бу фазода заррачанинг ҳар бир моментдаги ҳолати (x, y, z, p_x, p_y, p_z) нуқта билан аниқланади ва бунга ўхшаш нуқталар фазовий нуқталар деб аталади.

Фазовий ҳажм элементи қуйидаги катталиқ билан ифодаланади.

$$\Delta\Gamma = \Delta\Gamma_v \Delta\Gamma_p = dx dy dz dp_x dp_y dp_z \quad (54.1)$$

Бу ерда $\Delta\Gamma_v = dx dy dz$ координаталар фазоси ҳажми элементини, $\Delta\Gamma_p = dp_x dp_y dp_z$ – импульслар фазоси ҳажми элементини белгилайди.

Классик заррачанинг координаталари ва импульслари узлуксиз ўзгаргани учун, $\Delta\Gamma_v, \Delta\Gamma_p$ – элементлар ва улар билан $\Delta\Gamma$ элемент имкони борича кичик бўлиши керак.

Ўзаро таъсирлашмайдиган, ташқи майдон таъсирида бўлмаган заррачалар тизими учун заррачалар потенциал энергияси нолга тенг бўлади. Бундай заррачалар эркин

заррачалар деб аталади. Бу заррачалар учун олти ўлчамли фазо ўрнига уч ўлчамли импульслар фазосидан фойдаланиш қулай, чунки заррачалар ҳолатига ҳеч қандай чеклашлар қўйилмагани учун, $\Delta\Gamma_V$ фазо элементи – заррачалар ҳаракатланадиган оддий ҳажмга тенгдир.

Агарда заррачалар тўлқин хусусиятига эга бўлсалар олти ўлчамли фазони оддий элементларга ажратиб бўлмайди. Заррачаларнинг тўлқин хусусиятига эга бўлиши, $dx, dy, dz, dp_x, dp_y, dp_z$ фазо элементи h^3 дан кичик бўлса, ноаниқликлар принципига асосан x, y, z, p_x, p_y, p_z ва $x + dx, y + dy, z + dz, p_x + dp_x, p_y + dp_y, p_z + dp_z$ икки ҳолатни бир-биридан ажратиб бўлмайди. Бошқача қилиб айтганда, фазо элементи h^3 дан кичик бўлмаган тақдирда, микрозаррачаларнинг квант ҳолатига тўғри келади. Шу сабабли, квант статистикасида олти ўлчамли фазонинг (энг кичик катаги) элементар ячейкаси h^3 га тенг деб олинади.

$$\Delta\Gamma = \Delta\Gamma_V \Delta\Gamma_p = h^3 \quad (54.2)$$

Эркин микрозаррачалар учун

$$\Delta\Gamma_p = \frac{h^3}{g} \quad (54.3)$$

Ҳар бир шундай элементга бир-биридан ажратиб бўладиган квант ҳолат тўғри келади.

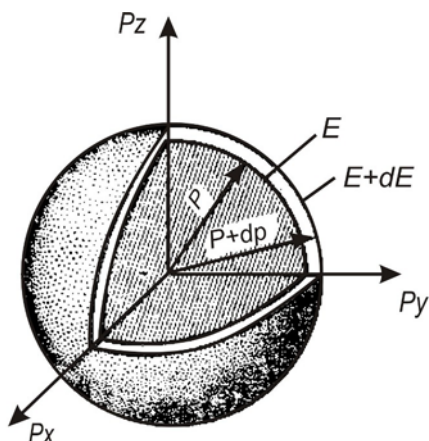
Олти ўлчамли фазони h^3 ёки $\frac{h^3}{g}$ чекли ўлчамли катакларга бўлиш **фазони квантлаш** деб аталади.

Ҳолатлар зичлиги

Заррачаларнинг E дан $E+dE$ энергия бўлагига тўғри келган ҳолатлар сонини ҳисоблаб кўрамиз. Импульслар фазосида радиуслари p ва $p + dp$ бўлган иккита сферани

ажратиб оламиз (70 – расм). Бу сфералар орасида ҳажми $4\pi r^3 dr$ га тенг бўлган шар қатлами жойлашган. Бу шар қатламига тўғри келган элементар катакчалар сони қуйидагига тенгдир:

$$\frac{4\pi p^3 dp}{\Delta\Gamma_p} = \frac{4\pi V}{\hbar^3} p^2 dp \quad , \quad (54.4)$$



70 – расм. Сферик импульслар фазосида $4\pi r^3 dr$ ҳажмли шар қатлами

Ҳар бир элементар катакчага микрозаррачанинг битта ҳолати тўғри келгани учун dp импульс кенглигига тўғри келадиган ҳолатлар сони

$$g(p)dp = \frac{4\pi V}{\hbar^3} p^2 dp \quad , \quad (54.5)$$

га тенг бўлади.

Эркин заррачалар учун қуйидаги ифодалар:

$$E = \frac{p^2}{m} \quad , \quad dE = \frac{p}{m} dp \quad , \quad p = \sqrt{2mE}$$

$$dp = \frac{m}{\sqrt{2mE}} dE$$

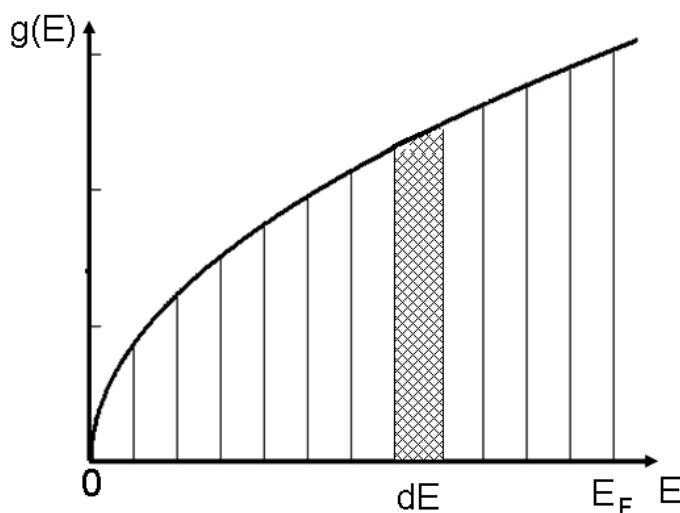
ўринли бўлгани учун, ҳолатлар сонини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$g(E)dE = \frac{2\pi V}{\hbar^3} = (2m)^{3/2} \sqrt{E} \cdot dE \quad , \quad (54.6)$$

Ана шу, E ва $E+dE$ энергетик ораликдаги dE энергия интервалига тўғри келган микроразрачаларнинг ҳолатлар сонидир. Ўз навбатида ҳолатлар зичлиги қуйидагига тенгдир:

$$g(E) = \frac{2\pi V}{h^3} \cdot (2m)^{3/2} \sqrt{E} , \quad (54.7)$$

Бу ифодадан, E энергия ошиши билан ҳолатлар зичлиги \sqrt{E} га пропорционал равишда ошиб бориши кўриниб турибди (71 - расм).



71 – расм. Ҳолатлар зичлигини энергияга боғлиқлиги

Ундан ташқари, ҳолатлар зичлиги заррачалар массаси ошиши билан ҳам ўсиб боради.

Микроразрачалар сифатида электронларни олсак, ҳар бир элементар катакчаларга спинлари билан фарқ қиладиган иккита квант ҳолати тўғри келади.

Шу сабабли, электронлар учун ҳолатлар сони ва зичлиги қуйидагича бўлади:

$$g(p)dp = \frac{8\pi V}{h^3} p^2 dp , \quad (54.8)$$

$$g(E)dE = \frac{4\pi V}{h^3} \cdot (2m)^{3/2} \sqrt{E} dE , \quad (54.9)$$

$$g(E) = \frac{4\pi V}{h^3} \cdot (2m)^{3/2} \sqrt{E} \quad , \quad (54.10)$$

55 - §. Идеал газнинг айнимаслик шарти

Ҳолатлар зичлиги ифодасини 0 дан E гача кенгликда энергия бўйича интегралласак шу энергетик интервалга тўғри келган микроразрачаларнинг ҳолатлар сонини аниқлашимиз мумкин:

$$G = \frac{2\pi V}{h^3} \cdot (2m)^{3/2} \frac{2}{3} E^{3/2}$$

Заррачаларнинг илгариланма ҳаракат кинетик энергиясининг температурага боғлиқ ифодасидан ($E = \frac{3}{2}kT$) фойдалансак, ҳолатлар сонининг температурага боғлиқ ифодасига эга бўламиз

$$G \cong V \cdot \left(\frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{3/2} \quad , \quad (55.1)$$

Бу ифодани $\frac{N}{G} \ll 1$ тенгсизликка қўйсак, идеал газнинг айнимаслик шартини келтириб чиқарамиз:

$$\frac{N}{G} = n \cdot \left(\frac{h^2}{2\pi mkT} \right)^{3/2} \ll 1 \quad , \quad (55.2)$$

бу ерда $n = \frac{N}{V}$ - бирлик ҳажмдаги заррачалар сонини белгилайди.

Мисол учун, нормал шароитдаги азотнинг молекуляр газини оламиз. У ҳолда:

$$n \approx 10^{26} \text{ м}^{-3}, m = 4,5 \cdot 10^{-26} \text{ кг}, kT = 4 \cdot 10^{-21} \text{ Дж}, \quad T = 300 \text{ К бўлса,}$$

$\frac{N}{G}$ нисбат қуйидагига тенг бўлади:

$$\frac{N}{G} = n \left(\frac{h^2}{2\pi m k T} \right)^{3/2} \approx 10^{-6} .$$

Демак, нормал шароитларда оддий молекуляр газлар айнамаган ҳолатда бўладилар ва Максвелл – Больцман тақсимотига бўйсундилар.

Энди эса, металлларда электрон газнинг ҳолатини кўриб чиқамиз. Металлларда электрон газ учун:

$$n = 5 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}, m = 9 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$$

нормал шароитда, яъни $T=300 \text{ К}$ бўлганда $\frac{N}{G}$ нисбат қуйидагига тенг бўлади

$$\frac{N}{G} \approx 10^4 \gg 1$$

Демак, металлларда электрон газ, одатдаги шароитларда ҳам айнаган газ деб ҳисобланади ва Ферми-Дирак квант тақсимотига бўйсунди.

Металлларда электрон газ ҳолати температура 10^5 К га кўтарилганда айнамаган ҳолатга ўтаб ошлайди, чунки бу температурада $\frac{N}{G}$ нисбат бирдан кичик бўлиб $\sim 0,5$ га тенг бўлади.

Айнимаслик ҳолати фақат температура ошганда кузатилмай, балки электрон газ концентрацияси камайганда ҳам кузатилади. Ярим ўтказгичларда, одатдаги шароитларда электрон газ концентрацияси 10^{22} м^{-3} дан кичик бўлади. Бу ҳолатда $\frac{N}{G}$ нисбат $>10^{-3}$ дан кичик бўлади ва ярим ўтказгичларда ток ташувчилар концентрацияси кам бўлганда,

айнимаган ҳолатда бўлади ва Максвелл-Больцман тақсимооти билан ифодаланади.

56 - §. Айнимаган газ тақсимот функцияси

Максвелл – Больцман тақсимот функцияси қуйидаги кўринишга эга:

$$f_{MB}(E) = e^{\frac{\mu}{kT}} \cdot e^{-\frac{E}{kT}} = e^{\frac{\mu-E}{kT}}, \quad (56.1)$$

бу ерда k - Больцман доимийси, μ - химиявий потенциал. Ҳисоблашларга кўра айнимаган газ учун химиявий потенциал

$$\mu = kT \ln \left[\frac{N}{V} \left(\frac{h^2}{2\pi mkT} \right)^{3/2} \right], \quad (56.2)$$

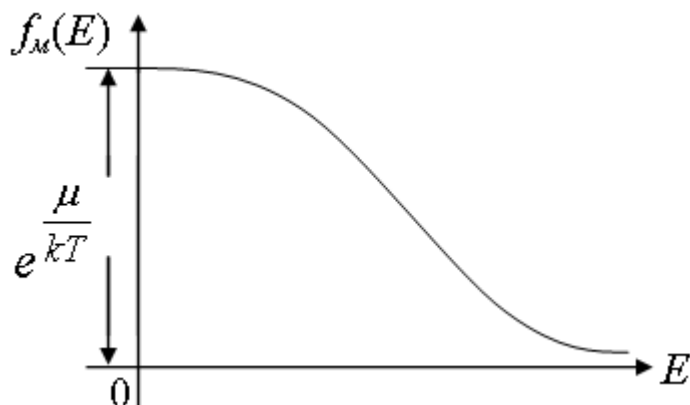
га тенг ва уни (56.1) – ифодага қўйсақ, қуйидагига эга бўламиз:

$$f_{MB}(E) = \frac{N}{V} \left(\frac{h^2}{2\pi mkT} \right)^{3/2} e^{-\frac{E}{kT}}, \quad (56.3)$$

Максвелл - Больцман тақсимот функцияси ($f_{MB}(E)dE$) E $E + dE$ энергетик интервалдаги ҳолатларни заррачалар эгаллаш эҳтимоллигини ифодалайди.

Максвелл - Больцман функцияси графиги 72 - расмда кўрсатилган. Функция $E = 0$ да максимумга эга ва энергия ошиши билан асимптотик равишда нолга интилади.

Тақсимот функциясини $g(E)dE$ ҳолатлар сонига кўпайтирсақ заррачаларнинг энергия бўйича тўла тақсимот функциясини келтириб чиқарамиз:



72 – расм. Максвелл – Больцман функциясининг энергияга боғлиқлиги

$$N(E)dE = \frac{4\pi V}{h^3} = (2m)^{3/2} e^{\frac{\mu}{kT}} e^{-\frac{E}{kT}} \sqrt{E} \cdot dE \quad , \quad (56.4)$$

$$N(E)dE = \frac{2N}{\sqrt{\pi}(kT)^{3/2}} e^{-\frac{\mu}{kT}} E dE \quad , \quad (56.5)$$

бу ифода Максвелл - Больцманнинг тўла тақсимот функцияси деб аталади.

$f_m(E)$ – тақсимот функцияси аниқ бўлса, заррачаларнинг импульс ва тезликка боғлиқ тақсимот қонунини излаш имконини беради.

$$N(p)dp = \frac{4\pi N}{(2\pi mkT)^{3/2}} e^{-\frac{p^2}{2mkT}} p^2 dp \quad , \quad (56.6)$$

ва

$$N(v)dv = 4\pi N \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^2 dv \quad , \quad (56.7)$$

57 - §. Айниган газ тақсимот функцияси

Айниган газлар учун Ферми-Дирак тақсимот функцияси қуйидагидан иборатдир:

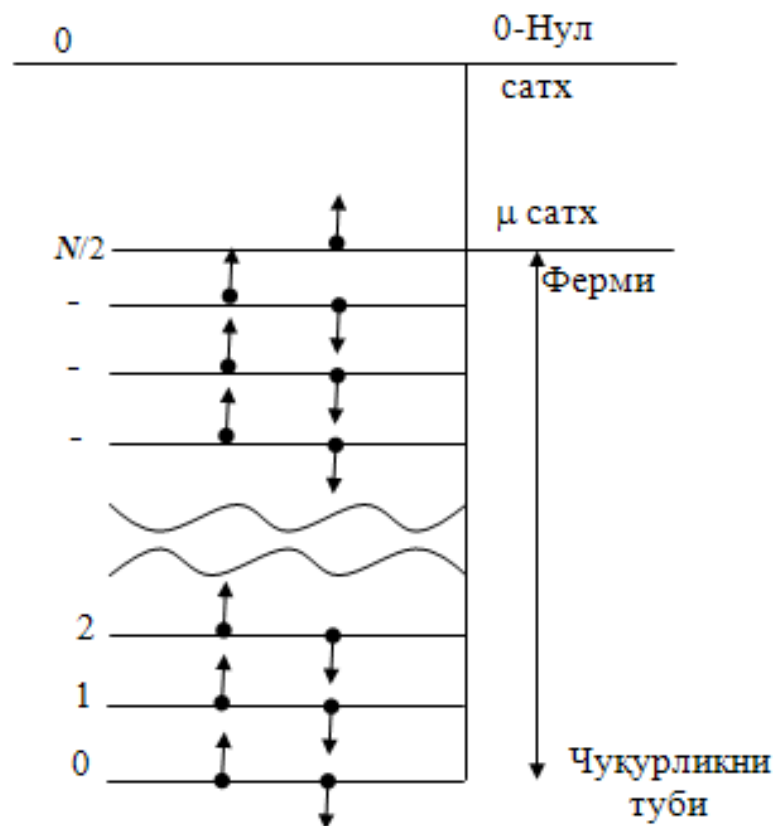
$$f_{\phi}(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-\mu}{KT}} + 1}, \quad (57.1)$$

бу ерда μ - химиявий потенциал ёки Ферми сатҳи.

E энергия Ферми сатҳи μ га тенг бўлганда, нолдан фаркли исталган температурада ($T \neq 0$) тақсимот функцияси $1/2$ га тенг бўлади. Шу сабабли, статистик нуқтаи назардан Ферми сатҳи ҳолатларни заррачалар эгаллаш эҳтимоли 0.5 га тенг бўлган энергетик сатҳни белгилайди.

Абсолют нол температурада металллардаги айниган электрон газ ҳолатини кўриб чиқамиз (73 - расм). Эркин электронлар учун металл потенциал чуқурлик вазифасини ўтайди, чунки эркин электронлар чуқурликдан чиқиш учун боғланиш кучларини енгиб иш бажаришлари лозим.

Горизонтал чизиклар электронлар эгаллаши мумкин бўлган энергетик сатҳларни билдиради.



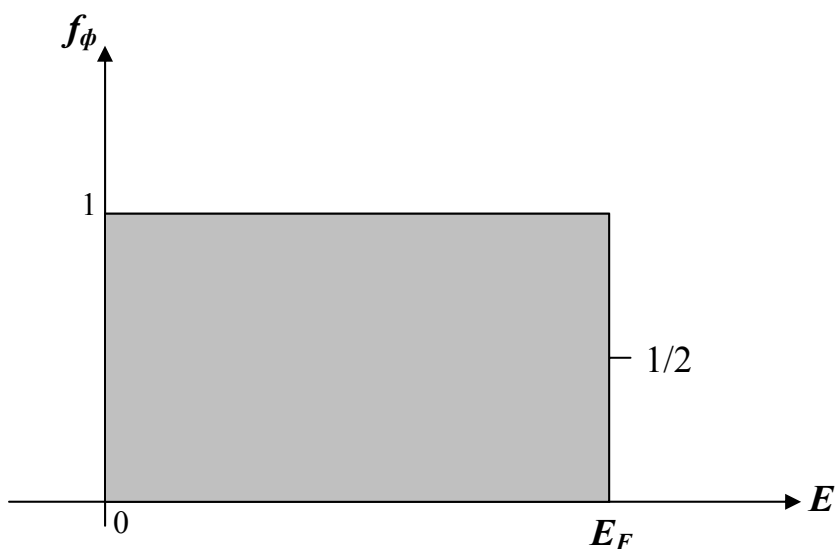
73 – расм. Металларнинг зоналар тузилиши

Паули принципига асосан ҳар бир энергетик сатҳда спинлари қарама - қарши бўлган иккита электрон жойлашиши мумкин. Агарда электрон газда N та электронлар бўлса, у ҳолда энг охирги банд бўлган энергетик сатҳ $N/2$ – бўлади. Ана шу энергетик сатҳ айниган электрон газ учун **Ферми сатҳи** деб аталади ва абсолют нол температурада металлда электроннинг олган энг катта кинетик энергиясини (E_f) кўрсатади.

Шундай қилиб, абсолют нол температурада $E < E_f$ энергияли барча ҳолатлар электронлар билан банд бўлади, $E > E_f$ энергияли ҳолатлар эса бўш бўлади. Бошқача қилиб айтганда, $T = 0$ К да $E < E_f$ энергияли ҳолатларни электронлар билан тўлдириш эҳтимоллиги 1 га тенг, $E > E_f$ энергияли ҳолатларни эгаллаш эҳтимоллиги нолга тенгдир:

$$f_{\phi}(E) = \begin{cases} 1 & T = 0 \quad \text{да} \quad E < E_f \\ 0 & T = 0 \quad \text{да} \quad E > E_f \end{cases}, \quad (57.2)$$

74 - расмда Ферми - Дирак тақсимот функциясининг абсолют нол температурадаги энергияга боғлиқ графиги келтирилган.



74 – расм. Ферми – Дирак тақсимот функциясининг энергияга боғлиқлик графиги. $T = 0^{\circ}$ К

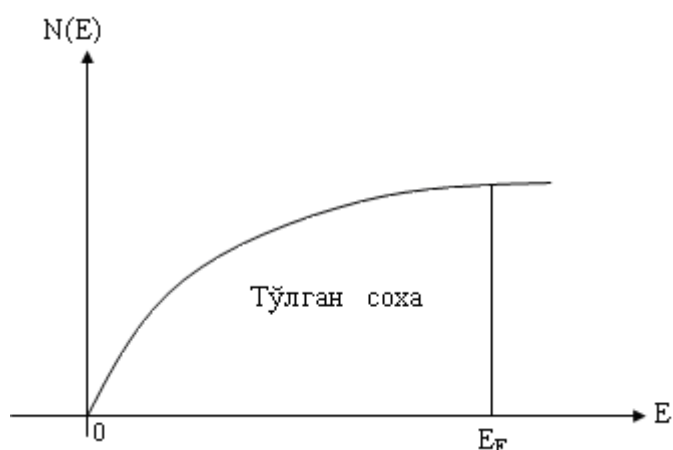
Расмдан, тақсимот функциясининг қиймати Ферми - сатҳигача 1 га тенглиги, Ферми сатҳида эса бирдан нолга

камайиши кўриниб турибди. Ферми сатҳигача энергетик ҳолатларни эгаллаган электронлар сони

$$N(E) = \frac{8\pi V}{3h^3} E_f^{3/2} (2m)^{3/2}, \quad (57.3)$$

га тенг ва унинг энергияга боғлиқ графиги 75 – расмда келтирилган. (57.3) - ифодадан Ферми сатҳи ифодасини келтириб чиқариш мумкин:

$$E_f = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3}, \quad (57.4)$$



75 – расм. Энергетик ҳолатларни электронлар эгаллашини энергияга боғлиқлиги

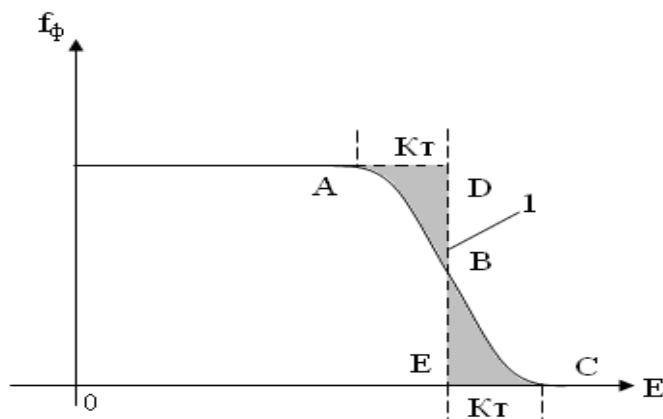
58 - §. Ферми - Дирак тақсимотига температуранинг таъсири

Температурани ошиши, иссиқлик ҳаракати энергияси ҳисобига электронларни кўзғатабошлайди ва улар юқорироқ энергетик сатҳларга ўтабошлайдилар, натижада ҳолатлар бўйича электронларнинг тақсимот характери ўзгарабошлайди. $E = E_f$ - Ферми энергияси яқинидаги kT га тенг кенгликдаги электронларгина кўзғатилган бўлади.

Ферми энергиясидан чуқурроқдаги энергетик сатҳлардаги электронлар ўз ҳолида қоладилар, чунки kT иссиқлик ҳаракати

энергияси электронларни кўзғатиш учун етарли эмас (76 - расм).

Иссиқлик ҳаракати натижасида E_f дан кичик энергияга эга бўлган электронларнинг бир қисми E_f дан катта бўлган энергетик сатҳларга ўта бошлайди ва Ферми сатҳи атрофидаги тақсимот кўриниши ўзгара бошлайди. Расмда $T = 0 K$ да



76 – расм. Ферми – Дирак функциясини температурага боғлиқлиги

(1 – эгри чизик) ва $T > 0 K$ да (2 – эгри чизик) га тўғри келган электронларнинг ҳолатлар бўйича тақсимот чизиклари кўрсатилган.

Расмдан кўринишича, температура ошиши kT кенгликда тақсимотни кескин ўзгартиришга ва E_f дан юқорида тақсимотнинг думи ҳосил бўлишига олиб келади. Температура қанча юқори бўлса, тақсимотнинг думи Максвелл тақсимоми билан ифодаланади.

76 - расмдаги штрихланган юзалар $E < E_f$ энергияли ҳолатларни ташлаб кетаётган ва E_f дан юқоридаги энергетик ҳолатларни эгаллаётган электронлар сонига пропорционалдир. Бу юзалар қийматлари бир-бирига тенг бўлади, чунки бир хил миқдордаги электронлар Ферми сатҳи пастидан унинг юқорисига ўтади.

Одатда, металлларда Ферми энергияси $3 \div 10$ эВ га тенг бўлади. $300 K$ да $kT \approx 0,025$ эВ га тенг.

kT энергия кенглигидаги кўзғотилган электронлар сони қуйидагига тенгдир:

$$\Delta N \approx \frac{kT}{2 E_f} N, \quad (58.1)$$

бундан $\frac{\Delta N}{N} < 1\%$ ташкил этади.

Шундай қилиб, температуранинг катта диапазонида металллардаги электрон газ айниган бўлиб, унинг тақсимооти деярли ўзгармайди. Фақат Ферми сатҳи атрофидаги тақсимоотининг жуда кичик қисми ($N \ll 1\%$) иссиқликдан кўзғотилган ҳисобланади.

Металларда Ферми сатҳининг температурага боғлиқ ифодаси қуйидаги кўринишга эга:

$$\mu = E_f \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{E_f} \right)^2 \right], \quad (58.2)$$

Иссиқлик ҳаракати энергияси 300 K да $\sim 0,025\text{ эВ}$ га тенг, 1200 K да эса $\sim 0,1\text{ эВ}$ га тенг ва бу қиймат металллардаги Ферми энергияси қийматидан ($3 \div 10\text{ эВ}$) 100 мартача кичикдир. Шу сабабли, металлларнинг эриш температурасигача Ферми сатҳи деярли ўзгармай қолади.

59 - §. Бозонларнинг айниган гази тақсимот функцияси

Паули принципига бўйсунадиган фермионлардан фарқли равишда бозонлар, бўш энергетик ҳолатлардан ташқари, бошқа бозонлар эгаллаган ҳолатларга ҳам жойлашишлари мумкин. Унинг устига, охириги ҳолатлар бандлиги зичлиги қанча катта бўлса, шунча кўпроқ эгаллашга интиладилар.

Ҳолатлар бўйича бозонлар тақсимот функцияси қуйидагидан иборат:

$$f_E(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-\mu}{kT}} - 1}, \quad (59.1)$$

ва уни Бозе-Эйнштейн тақсимот функцияси деб аташади. Шу функцияни фотон газининг хусусиятини таърифлаш учун қўллашга ҳаракат қиламиз.

Т температурали, абсолют қора жисм бўшлиғи мувозанатда бўлган иссиқлик нурланиши билан тўлган деб фараз қилайлик.

Квант нуқтаи назаридан, бу нурланишни фотон газининг ташкил қилувчи бениҳоя кўп сонли фотонлар мажмуаси деб ҳисоблаш мумкин. Фотон спини 1 га тенг бўлган бозонлардир. Шунинг учун, фотон газининг Бозе - Эйнштейн тақсимотига бўйсунди.

Фотон куйидаги хусусиятларга эга бўлади:

1. Фотонларнинг тинч ҳолатдаги массаси нолга тенг.

2. Барча фотонлар c ёруғлик тезлиги билан ҳаракатланадилар, аммо ҳар хил E - энергия ва p - импульсга эга бўладилар. Энергия - E ва импульс - p ν частотага куйидагича боғлангандир:

$$E = h\nu = h\omega, \quad p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h\omega}{c}, \quad (59.2)$$

Булардан куйидагига эга бўламиз:

$$E = pc, \quad (59.3)$$

3. Фотонлар ўзаро тўқнашмайдилар, шу сабабли, фақат фотонларни ютадиган ва нурлатадиган хусусиятга эга бўлган жисм мавжудлигида фотон газининг мувозанат тақсимоти кузатилиши мумкин.

4. Фотонлар исталган миқдорда ҳосил бўлиши ва йўқ бўлиши мумкин. Шу сабабли, фотон газининг фотонлар сони катъий чекланган эмас.

V ва T нинг берилган қийматлари учун фотон газининг мувозанат ҳолатда, N_0 фотонлар сонига эга бўлади. Бу эса, фотон газининг мувозанатда бўлиш шартини куйидагича ифодалайди:

$$\left(\frac{dE}{dN} \right)_{V,T} = 0, \quad (59.4)$$

Доимий ҳажмга эга бўлган, ажратилган тизим энергиясининг ўзгариши, ундаги заррачалар сонини биттага ўзгариши билан боғлиқлигини химиявий потенциал ифодалайди:

$$\mu = \frac{dE}{dN} \quad , \quad (59.5)$$

Шунинг учун, $\left(\frac{dE}{dN}\right)_{V,T} = \mu$ га тенг.

Бундан, мувозанат шарти $\mu = 0$ эканлиги келиб чиқади. Демак, мувозанатдаги фотон газининг химиявий потенциали нолга тенгдир.

Айнимаган газ учун химиявий потенциал манфий бўлиши, $\mu = 0$ ҳолат фотон газини доимо айниган ҳолатда бўлишини билдиради.

(59.2) ифодадан фойдаланиб, фотон газининг тақсимот функциясини қуйидагича ёзамиз:

$$f(E) = \left(e^{\frac{E}{kT}} - 1\right)^{-1} = \left(e^{\frac{h\omega}{kT}} - 1\right)^{-1} \quad , \quad (59.6)$$

Бу **Планк ифодаси** деб аталади ва у $E = h\omega$ энергияга эга бўлган фотонларнинг ўртача сонини кўрсатади.

Текшириш учун саволлар

1. Электрон газ нима? Айниган ва айнимаган электрон газини. Айниш қарралиги нима?
2. Микроразрачаларнинг ҳолатлар сони қандай формула орқали аниқланади? Унинг зичлиги нима? Молекуляр газлар учун айниш қарралисини ҳисоблаб беринг?
3. Айниган ва айнимаган газлар учун тақсимот функцияларини ёзинг. Фермионлар бозонлар нима ва улар қандай тақсимот функцияларига бўйсунди? Термодинамик потенциал нима? Формуласини ёзинг.

IV - БОБ

ҚАТТИҚ ЖИСМЛАР ФИЗИКАСИ

60 - §. Боғланиш кучлари

Моддаларнинг қаттиқ жисм ҳолатига ўтиш имконияти, ташкил этувчи заррачаларнинг бир-бирига кичик масофага яқинлашишида, улар орасида ҳосил бўладиган боғланиш кучларига боғлиқдир. Бундай заррачалар, одатда атом, ион ва молекулалардан иборатдир.

Қаттиқ жисмнинг мустақкам панжаравий тизими ҳосил бўлиши учун заррачалар орасида икки хил куч таъсир этиши мумкин:

- заррачаларнинг бир-биридан узоқлашишига тўсқинлик қилувчи тортишиш кучлари;
- заррачаларнинг бир-бирига қўшилишига қаршилик қилувчи итариш кучлари.

Ушбу кучларнинг табиатини қисқача кўриб чиқамиз.

1. Ван-дер-Ваальс кучлари

Исталган атом ва молекулалар орасида пайдо бўлувчи умумийроқ кўринишда бўлган боғланиш кучлари - Ван-дер-Ваальс кучларидир. Бу кучлар биринчи бўлиб қаттиқ фаза ҳолатида бўлган реал газлар ҳолат тенгламасига киритилган эди.

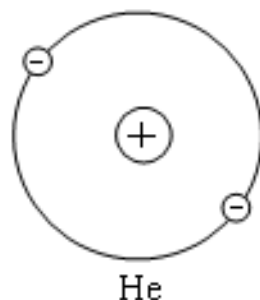
$$\left(p + \frac{a}{V_m^2} \right) (V_m - \epsilon) = RT \quad , \quad (60.1)$$

бу ерда $\frac{a}{V_m^2}$ ва ϵ – қўшимча ҳадлар, қаттиқ ҳолатдаги реал газ молекулалари орасидаги тортишиш ва итариш кучларини ҳисобга олиш учун киритилган, ϵ – молекулаларнинг ўзи эгаллаган ҳажми, a – молекулалар орасидаги тортишиш кучи.

Аниқ кўринишда бу кучлар тўлиқ химиявий боғланишга эга бўлган қуйидаги молекулалар орасида пайдо бўлади: - O_2 , H_2 , N_2 , CH_4 ва бошқалар. Суюқ ва қаттиқ ҳолатларда бўлган инерт газлар атомлари орасида ҳам кузатилади. Умумий ҳолда Ван-дер-Ваальс кучлари ўзига дисперсиявий, ориентациявий ва индукциявий таъсир кучларини қамраб олади.

Дисперсияли таъсир кучлар

Оддий мисол тариқасида иккита гелий атоми орасидаги таъсирни кўриб чиқамиз. Гелий атомининг электрон зичлиги тақсимланиши, унинг электр моментининг ўртача қиймати нолга тенг бўлганлиги учун, сферик симметрияга эга бўлади (77 - расм).

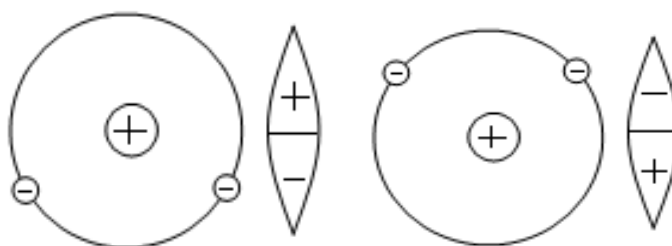


77 – расм. Гелий атоми электрон зичлигининг тақсимланиши

Вақтнинг айрим онларида электронлар фазонинг маълум нуқталарида жойлашиб, бирдан тез ўзгариб турадиган электр диполлари ҳосил қиладилар.

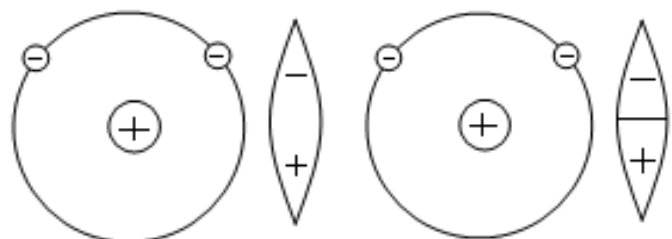
Иккита гелий атомини яқинлаштирилганда бу атомлар электронлари ҳаракатида («корреляция») мувофиқлик ўрнатилади, натижада атомлар ўртасида ўзаро таъсир кучлари ҳосил бўлади. Бундай кучлар икки хил характерга эга бўладилар:

- агарда электронлар атомларнинг бир томонларига тўпланиши мувофиқланса (78 - расм) тортишиш кучлари ҳосил бўлади;



78 – расм. Гелий атомларида тортишиш кучларини хосил бўлиши

- агарда электронлар атомларнинг тескари томонларига тўпланиши мувофиқлашса итариш кучлари пайдо бўлади (79 - расм).



79 – расм. Гелий атомларида итариш кучларини хосил бўлиши

Электронларнинг мувофиқлашган ҳаракати натижасида пайдо бўладиган боғланиш кучлари **дисперсияли кучлар** деб аталади ва қуйидагича ифодаланади:

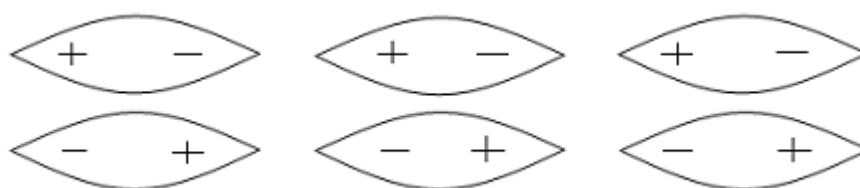
$$U_{\partial} = -\frac{3}{4} \frac{\alpha^2 I}{r^6} , \quad (60.2)$$

бу ерда α - заррачанинг қутбланиши, I - заррачаларнинг қўзғотилиш энергияси, r - диполлар орасидаги масофа.

Ориентациявий таъсир кучлар

Агар молекулалар доимий M – диполь моментига эга бўлсалар, яъни қутбли бўлсалар, у ҳолда улар орасида электростатик таъсир кучлари пайдо бўлади, натижада

тизимнинг энергияси камайишига боғлиқ равишда молекулалар катъий тартибда жойлашишга интиладилар (80 - расм).



80 – расм. Қутбли молекулаларда электростатик кучларни ҳосил бўлиши

Молекулаларнинг тўғри «ориентацияси» - иссиқлик ҳаракатида бузила бошлайди ва кучли равишда температурага боғлиқ бўлади. Паст температураларда молекулалар тартибли йўналишга тўлиқ эга бўлсалар, ўзаро таъсир энергияси куйидаги нисбат билан аниқланади:

$$U_{op} = -\frac{M^2}{2\pi\epsilon_0 r^3} \quad , \quad (60.3)$$

Юқори температураларда эса:

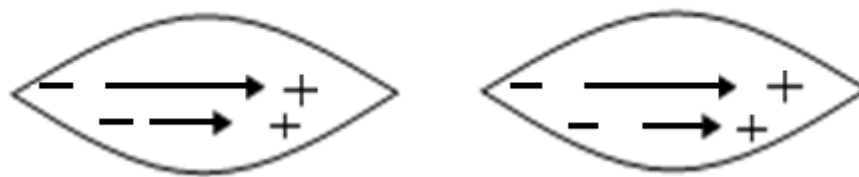
$$U_{op} = -\frac{M^2}{24\pi^2\epsilon_0^2 r^3} \frac{1}{r^6} \quad , \quad (60.4)$$

Бу турдаги ўзаро таъсирлар **ориентациявий таъсирлар** деб аталади.

Индукцияли таъсир кучлари

Кучли қутбланишга эга бўлган қутбли молекулаларда қўшни молекулаларнинг доимий диполи майдони таъсирида қўшимча момент ҳосил бўлиши мумкин (81 - расм).

Биринчи молекуланинг доимий диполи ва иккинчи молекуланинг индукцияланган диполи орасидаги ўзаро таъсири натижасида вужудга келадиган ўзаро тортишиш энергияси куйидаги нисбат билан аниқланади:



81 – расм. Кучли қутбланишга эга бўлган молекулаларда қўшимча момент ҳосил бўлиши

$$U_{\text{инд}} = -\frac{\alpha\mu^2}{\gamma\pi\epsilon_0^2} \frac{1}{r^6}, \quad (60.5)$$

Бундай ўзаро таъсир **индукциявий** ёки **деформацияли** таъсир деб аталади.

Умумий ҳолда, иккита молекула яқинлашишида, учта кўринишдаги ўзаро таъсирлар пайдо бўлади ва натижавий таъсир кучлари учта таъсир энергияларининг йиғиндисига тенг бўлади.

$$U = U_g + U_{op} + U_{\text{инд}}$$

2. Ионли боғланиш

Инерт газлардан кейин жойлашган ишқор металллар атомларининг валент электронлари, тўлган энергетик қатламдан ташқарида, ҳаракат қиладилар ва ядро билан кучсиз боғланган бўладилар.

Инерт газлардан олдин жойлашган галоидларда мустаҳкам боғланиш учун бир электрон етишмайди. Шу сабабли, улар қўшимча электрон қабул қилишга интиладилар.

Ишқорли металллар ва галоидлар атомлари орасидаги боғланиш куйидагича бўлади.

Аввал металл атомининг электрони галоид атомига ўтади, натижада металл мусбат зарядли ионга, галоид атоми – манфий зарядли ионга айланади. Бу мусбат ва манфий ионлар Кулон

конунига асосан таъсирлашадилар. Бундай боғланиш **ионли ёки қутбли** боғланиш деб аталади.

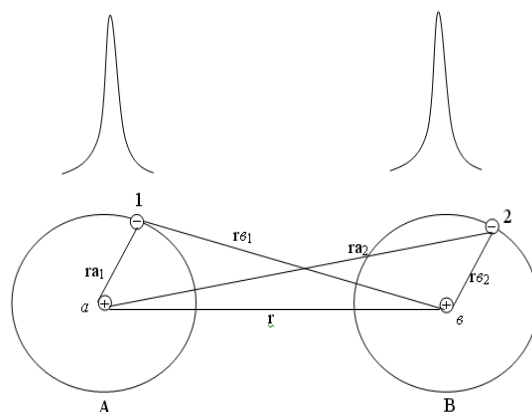
Ионларнинг тортишиш энергияси қуйидагига тенгдир:

$$U_T = -\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad , \quad (60.6)$$

3. Ковалент боғланиш

Ионли ва Ван-дер-вальс боғланишлари орқали H_2 , O_2 , N_2 каби молекулалар бирикмалари ҳосил бўлишини, ҳамда олмос ва ярим ўтказгич кристалларидаги боғланишларни тушунтириш мумкин эмас. Бир жинсли атомлар валент электронларини қайта тақсимлаш орқали қарама-қарши эарядли ионларни ҳосил қилиш мумкин эмас. Бошқа тарафдан O_2 , H_2 , N_2 молекулаларидаги мустаҳкам боғланиш Ван-дер-вальс кучларидан жуда сезиларли каттадир. Бундай мустаҳкам боғланиш **ковалент боғланиш** деб аталади.

Водород молекуласи мисолида бу боғланиш табиатини кўриб чиқамиз (82 - расм).



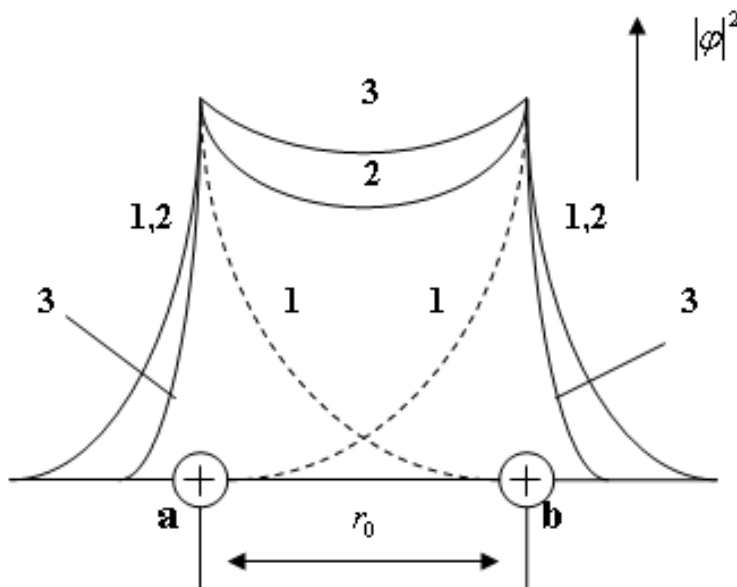
82 – расм. Катта масофада жойлашган водород электронлари ҳолатлари

Масалан, ядроси a ва электрони 1 бўлган A атом ва ядроси b , электрони 2 бўлган B атом бир-биридан r – катта масофада жойлашган деб ҳисоблаймиз.

Атом атропофидаги электрон ҳолатини ифодаловчи электрон булутини зичлиги ($S = 4\pi r^2 \psi \psi^*$) масофага боғлиқ тез сўниши сабабли v ядро атропофида 1-электронни, a ядро атропофида 2-электронни бўлиш эҳтимоли жуда кичикдир. Шу сабабли A ва B атомларни бир-бири билан таъсирлашмайдиган алоҳида атомлар деб ҳисоблаш мумкин ва икки атомдан ташкил топган тизим энергияси $2E_0$ га тенг деб ҳисоблаймиз. Бу ерда E_0 – одатдаги шароитдаги алоҳида атомнинг энергиясидир.

Атомларнинг яқинлашиши билан бегона атомларга электронларнинг ўтиш эҳтимоли ошади.

Атомлар орасидаги масофа $r \approx 2A^0$ га етганда бу атомларнинг электрон булутлари бир-бирини тўсабошлайди. Атомларнинг кейинги яқинлашишида булутларнинг тўсиш даражаси орта боради ва электронларнинг алмашиш частотаси шу даражада ошаборадики, 1 - электронни A - атомга, 2 - электронни B - атомга тегишли эканлиги ўз кучини йўқотади (83 - расм).



83 – расм. Қисқа масофаларда водород атомлари электрон булутларини бир - бирини тўсиши

Шундай қилиб, бу ҳолатда электронлар бир вақтда иккала ядрога тегишли бўлади ва улар **умумлашган** ҳисобланади.

Электронларнинг умумлашиши электронлар зичлигини $|\psi|^2$ қайта тақсимланишига ва тизим энергиясини алоҳида атомларнинг энергиялари йиғиндисига $2E_0$ нисбатан ўзгаришига

олиб келади. Расмда 1 - пунктир чизиклар билан алоҳида атомларнинг электрон булутлари зичлиги тасвирланган; 2 - узлуксиз чизиклар билан алоҳида атомлар электрон булутларини оддий йиғиндиси тасвирланган; 3 - қалин чизиклар $a - b$ ядролар учун умумлашган электронлар ҳосил бўлгандаги электронлар булути зичлигини тақсимланиши тасвирланган.

1 - ва 2 - ҳолатларга қараганда 3 - ҳолатда иккала ядролар ўртасидаги электронлар зичлиги ошаборади. Ядролар орасидаги фазода электрон булутлар зичлигининг ошиши тизим энергиясининг камайишига ва атомлар орасида тортишиш кучларини вужудга келтиради. Ана шу **ковалент боғланишни** ҳосил бўлишдир. **Водород молекуласининг энергияси**

$$U_s = 2E_0 + \frac{K + A}{1 + S^2}$$

га тенг. Бу ерда $2E_0$ – иккита водород атоми энергиялари йиғиндисидир; K - электронларнинг ядро билан, электронларнинг ўзаро ва ядроларнинг ўзаро электростатик таъсир энергиясидир. Бу энергия манфийдир ва уни **Кулон** энергияси деб аташади. A – атомларнинг ўзаро электронлар билан алмашиш энергиясидир ва у доимо K дан катта бўлади $|A| > |K|$. $S < 1$, K ва A манфий бўлганлиги учун тизим энергияси камайиб боради:

$$U_s = 2E_0, \quad (60.7)$$

Ҳар бир водород атоми ўзининг битта қўшни атоми билан боғланиш ҳосил қилиш мумкин. Бу боғланишни ташкил этувчи иккита электрон қарама-қарши спинларга эга ва битта квант ячейкани эгаллайди.

Учинчи атом, бу шароитда, тортишмасдан итарилади.

Кремний, германий кристалларида элементар катакчадаги атом валент боғланишни тўртта яқин қўшни атомлар билан ҳосил қилади. Шу тўртта ковалент боғланишларни ҳосил қилувчи ҳар икки электрон қарама-қарши спинларга эга бўлади.

4. Металл боғланиш

Менделеев даврий жадвалининг ҳар бир даври бошланишида турган металллар алоҳида жисмлар гуруҳини ташкил этадилар.

Металл атомлари яқин қўшнилари билан ковалент боғланиш ҳосил қилиш учун етарлича валент электронларига эга эмаслар. Масалан, мис атоми фақат битта валент электронига эга ва фақат битта қўшни атом билан ковалент боғланиш ҳосил қилиши мумкин. Аммо, мис кристалл панжарасида ҳар бир атом атрофида ўн иккига яқин қўшни атомлар мавжуддир ва улар билан боғланиш ҳосил қилиш керак. Шу сабабли, металлларда ковалент боғланишдан фарқли **металл боғланиш** деб аталувчи алоҳида боғланиш тури мавжуддир.

Металл атомларида ташқи валент электронлари ядро билан кучсиз боғланган. Металл қаттиқ жисм ҳолатига эга бўлганда, атомлар бир-бири билан жуда яқин жойлашиши сабабли, валент электронлар ўз атомларини ташлаб кетиб кристалл панжара бўйлаб эркин ҳаракат қилиш имкониятига эга бўладилар. Натижада кристалл панжарада манфий зарядларнинг бир жинсли тақсимланиши пайдо бўлади ва тугунлар орасидаги фазонинг катта қисмида электронларнинг ўртача зичлиги ўзгармаслиги кузатилади.

Металл кристалл панжарасидаги боғланиш, мусбат ионларни электрон газ билан ўзаро таъсири натижасида пайдо бўлади. Мусбат ионлар орасидаги электронлар, ядроларни бир-бирига тортади ва итариш кучларини мувозанатлайди. Бошқа тарафдан, ионлар орасидаги масофа камайиши билан тортишиш кучлари орта бошлайди.

Ионлар орасидаги тортишиш ва итариш кучлари тенг бўладиган масофа ўрнатилганда кристалл панжара мустаҳкамлашади.

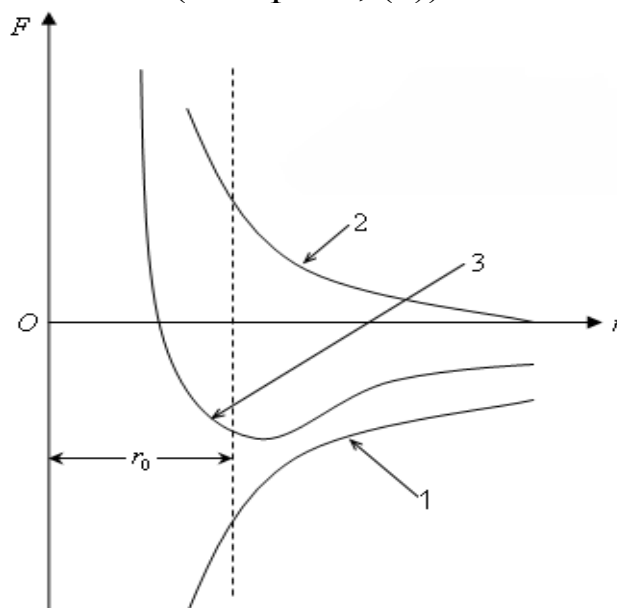
61 - §. Кристалл панжара

Атом ва молекулаларни яқинлаштиришда, юқорида келтирилган боғланиш кучларининг табиатига қарамай, улар

орасида бир хил умумий характерга эга бўлган таъсир сақланади:

- нисбатан катта масофаларда тортишиш кучлари (F_m) пайдо бўлиб, заррачалар орасидаги масофа қисқариши билан тез ошабошлайди (84 – расм, (2));

- нисбатан кичик масофаларда итариш кучи (F_u) пайдо бўлиб, r масофа қисқариши билан тортишиш кучига нисбатан янада тезроқ ошабошлайди (84 – расм, (1)).

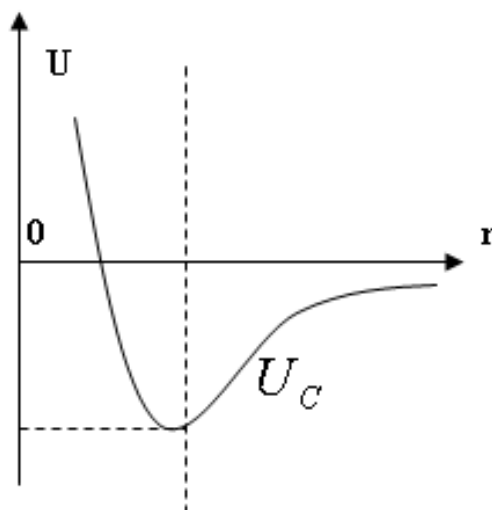


84 – расм. Атомлар орасидаги боғланиш кучлари

Маълум бир $r = r_0$ масофада итариш кучлари тортишиш кучлари билан тенглашади ва натижада натижавий ўзаро таъсир кучи F нолга айланади (84 – расм (3)), ўзаро таъсир энергияси U_c минимал қийматга эришади (85 - расм). Шу сабабли, r_0 масофага яқинлашган заррачалар ҳолати мустаҳкам мувозанатдаги ҳолатга айланади.

Заррачаларнинг бир-бирига нисбатан r_0 масофа билан қатъий тартибда жойлашиши, тўғри ички тузилишли қаттиқ жисм ташкил бўлишига олиб келади. Қаттиқ жисмнинг тўғри ички тузилиши фазовий панжара ёки кристалл панжара деб аталади.

Демак, кристалларда атомларнинг жойлашиши, уларни фазовий даврийлик ёки трансляцион симметриялик хоссасига эга бўлишига олиб келади.



85 – расм. Атомлар орасида мустаҳкам мувозанат ҳолати ҳосил бўлиши

Фазовий даврийлик икки хил учрайди: 1. Бравэ трансляцион панжараси ва 2. Асосли панжара.

Ҳар қандай кристаллда бир текисликда ётмаган учта бош йўналишлар мавжуд, бу йўналишларда бир хил вазиятдаги қўшни атомлар орасидаги масофалар $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ векторлар орқали белгиланади. Чексиз кристалл панжарани ҳар бир $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ йўналишларда, уларга қаррали масофага силжитиш кристалл панжарани вазиятини ўзгартирмайди

$$\vec{r} = m\vec{a} + n\vec{b} + p\vec{c}$$

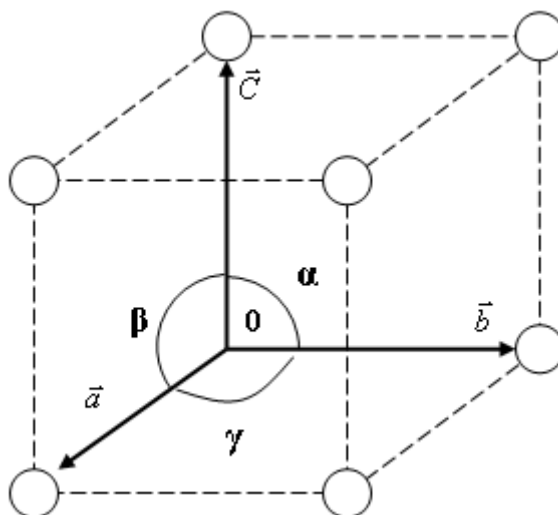
Шунинг учун $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ векторлар трансляциянинг энг кичик векторлари ёки масштаб векторлар деб аталади, уларнинг сонли катталиклари трансляция даврлари деб аталади.

Учта бош йўналишларда ётган қандайдир тугунни параллел кўчириш натижасида ҳосил қилинган панжара трансляция панжараси ёки Бравэ панжараси деб аталади. $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ векторлар асосида қурилган энг кичик параллелепипед кристаллнинг энг кичик катаги ёки элементар ячейкаси дейилади (86 - расм).

Барча элементар ячейкаларнинг ҳажми $V_0 = \vec{a}[\vec{b} \cdot \vec{c}]$

га тенг бўлади. Кристалл панжарасида атомларнинг марказлари жойлашган нуқталар – тугунлар, улар орасидаги соҳа тугунлараро соҳа деб аталади.

Элементар ячейкани тавсифлаш учун, умумий ҳолда

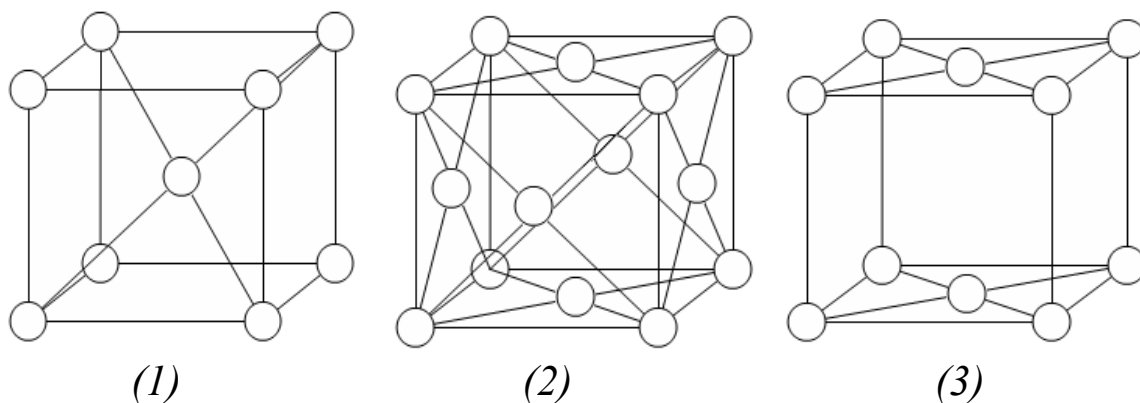


86 – расм. Элементар ячейканинг асосий параметрлари

олтита катталиқлар киритиш зарур: элементар ячейканинг уч қирраси ($\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$) ва улар орасидаги учта бурчаклар (α, β, γ). Бу катталиқлар элементар ячейканинг параметрлари, a, b, c кесмаларни эса, ўқ бирликлари деб аташади.

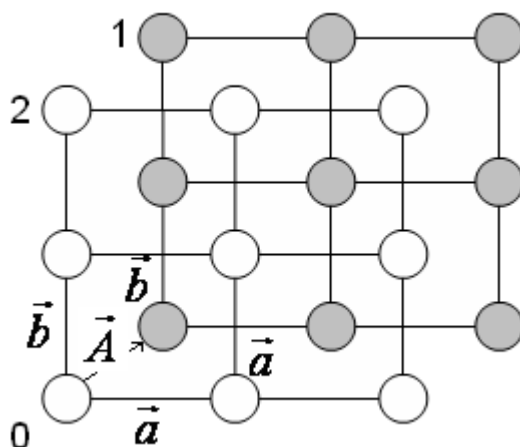
Фақат тугунларида атомлар бўлган элементар ячейкани – оддий элементар ячейка деб аталади.

Чўққиларидан ташқари, бошқа нуқталарида атомлар жойлашган элементар ячейкалар уч хил бўлади: ҳажм бўйича марказлашган панжара (1), томонлари марказлашган панжара (2) ва асослари марказлашган панжара (3) (87 - расм).



87 – расм. Элементар ячейкалар турлари

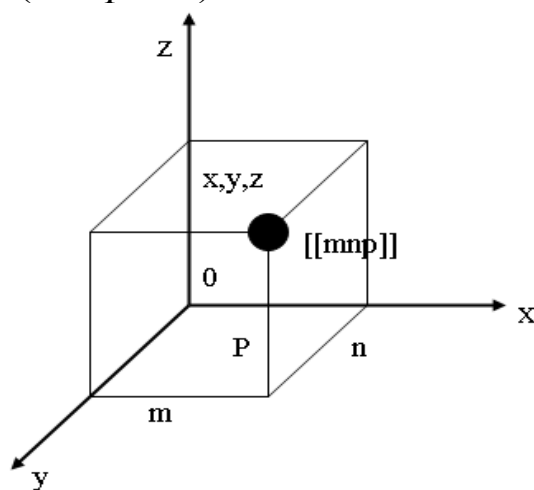
88 - расмда бир-бирига ёндоштирилган иккита Бравэ панжараси (1,2) дан ҳосил бўлган панжара келтирилган.



88 – расм. Бир – бирига ёндоштирилган Бравэ панжаралари

Бу иккита Бравэ панжараси \vec{a} , \vec{b} трансляция векторларидан иборат. Бундай умумий кўринишдаги панжара асосли панжара деб аталади ва асосан олмос ва ярим ўтказгичлар кристалларида учрайди.

Панжаранинг исталган тугуни ҳолатини танланган координата бошига нисбатан, унинг учта координатаси x , y , z , билан аниқланади (89 - расм).



89 – расм. Панжаранинг тугуни ҳолати

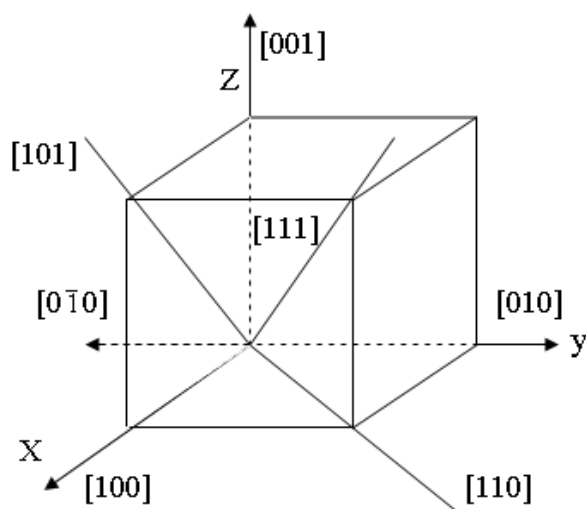
Бу координаталарни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$x = ma, \quad y = nb, \quad z = pc$$

бу ерда a, b, c – панжара параметрлари, m, n, p – бутун сонлар.

Агарда узунлик ўлчови бирлиги сифатида панжара параметрлари олинса, у ҳолда тугуннинг координатлари оддий m, n, p сонлардан иборат бўлади. Бу сонлар тугунлар индекслари деб аталади ва қуйидагича белгиланади $[[mnp]]$. Манфий индекслар бўлган ҳолда минус ишоралари индекслар устига қўйилади $[\bar{2}1\bar{3}]$.

Кристаллдаги йўналишларни ифодалаш учун координата бошидан ўтган тўғри чизиқ олинади (90 - расм).



90 – расм. Кристалл панжаранинг йўналишлари

Кристалл йўналишлари қуйидагича белгиланади

$$[mnp]$$

Кристалл панжара текисликларини панжара ўқини кесиб ўтадиган учта A, B, C кесмалар орқали ифодаланади. A, B, C ўқ бирликларининг тескари қийматлари олинади: $1/A, 1/B, 1/C$.

Қандайдир D умумий кўрсаткич танлангандан сўнг $n = \frac{D}{A}$,

$k = \frac{D}{B}$, $l = \frac{D}{C}$ бутун сонлар текислик индекслари сифатида қабул қилинади ва қуйидагича белгиланади (hkl) .

62 - §. Кристалл тизимлари

Кристалл панжаранинг тузилиши унинг изотропик ва анизотропик хоссаларини тақозо қилади: изотропия кристаллнинг барча йўналишларининг ҳар бир нуқтасида физик хоссалари бир хил бўлишлигини, анизотропия эса турли йўналишларда кристаллнинг хоссалари турлича бўлишлигини билдиради.

Содда панжаралар симметрияси 7 - та кристалл тизимга (сингонияга) бўлинади. Аслида, кристалл тизимларга ажратиш, Бравэ панжараси эга бўлган турли тартибли симметрия ўқларининг сони бўйича бажарилади. Фазовий панжара симметрияси панжара асосий параллелепипедининг симметрияси билан ҳамма вақт ҳам мос тушавермайди. Аммо, гексагонал панжарадан бошқа, ҳар қандай содда панжарада, барча симметрия элементларига эга бўлган параллелепипедни ажратиш олиш мумкин. Бундай параллелепипедларнинг энг кичиги Бравэ параллелепипеди дейилади, улар 6 хил кўринишга эга. Буларга гексагонал панжара қўшилса 7 - та асосий кристалл тизимлари ҳосил бўлади.

Бу кристалл тизимларини қисқача тарифлаймиз.

Кубик тизим. Бу тизимга уч хил панжара: содда, ҳажм бўйича марказлашган, ёнлари марказлашган кубик панжаралар киради. Ягона фазовий параметр Бравэ куби қиррасининг a узунлигидир.

Тетрагонал ёки квадратик тизим

Бравэ параллелепипеди асоси квадрат бўлган тўғри призмадир. Бу тизимга содда ва ҳажм бўйича марказлашган панжаралар киради. Тетрагонал панжаранинг иккита параметри бор: квадрат асоси қиррасининг a узунлиги ва параллелепипеднинг c баландлиги.

Гексагонал тизим

Бу тизимнинг асосини мунтазам олти қиррали призма ташкил қилади. Унинг асосий параметрлари – призма асоси томонининг a узунлиги ва призманинг c баландлигидан иборат.

Ромбоэдрик тизим

Бравэ параллелепипеди ромбоэдр шаклга эга. Бу тизимнинг ягона панжараси томонлари бир хил ромблардан иборат содда панжарадир. Унинг икки параметри бор: ромб қиррасининг a узунлиги ва қирралар орасидаги α бурчак.

Ромбик ва ортогонал тизим

Бравэ параллелепипеди тўғри бурчакли бўлиб, унинг учта қиймати – a , b , c қирраларининг узунликлари панжаранинг параметрлари бўлиб хизмат қилади. Бу тизимда Бравэ панжарасининг 4 хили: содда, ҳажм бўйича марказлашган, томонлари марказлашган ва асослари марказлашган панжаралар мавжуд.

Моноклин тизим

Бравэ параллелепипеди – тўғри параллелепипедан иборат. Унинг асоси параллелограммадан иборат бўлади. Моноклин панжаранинг 4 хил параметрлари бор: Бравэ параллелепипеди қирраларининг a , b , c узунликлари ва улардан иккитаси орасидаги бурчак.

Триклин тизим

Бу тизимнинг панжаралари фақат содда панжаралардир. Бравэ параллелепипеди ихтиёрий шаклда бўлиши мумкин. Панжаранинг параметрлари қуйидагилардан иборат: Бравэ параллелепипеди қирраларининг a , b , c узунликлари ва улар орасидаги α , β , γ бурчаклар.

63 - §. Эркин атомларнинг энергетик сатҳлари

Атомда электроннинг ҳолати тўртта квант сони билан аниқланади:

n – бош квант сони, ℓ – орбитал, m_ℓ – магнит ва G – спин квант сонлари.

Водород атомида **бош квант сони** атомнинг стационар ҳолатдаги энергиясини $E(n)$ белгилайди:

$$E(n) = -\frac{R}{n^2} \quad (63.1)$$

бу ерда $R = 13,6 \text{ эВ}$ – Ридберг универсал доимийси, ажратилган водород атомининг потенциал ўрасининг чуқурлигини белгилайди.

Орбитал квант сони ℓ электроннинг импульси – ҳаракат миқдорининг орбитал моментини белгилайди:

$$P_\ell = \frac{\hbar}{2\pi} \sqrt{\ell(\ell+1)} \quad (63.2)$$

ℓ – квант сони қуйидаги бутун сонли n – та қийматларни қабул қилади:

$$\ell = 0, 1, 2, \dots, (n-1).$$

Магнит квант сони m_ℓ ҳаракат миқдори орбитал моментининг \vec{H} магнит майдон йўналишига проекциясини белгилайди: Вектор \vec{P}_ℓ нинг \vec{H} йўналишига нисбатан бурилиши шундай бўладики, бу ҳолда унинг шу йўналишга проекцияси \hbar га тенг карралиги сақланади :

$$P_{\ell n} = m_\ell \hbar \quad (63.3)$$

m_ℓ – квант сони қуйидаги қатор дискрет $(2\ell+1)$ қийматларни қабул қилади:

$$m_\ell = -\ell, -(\ell-1), \dots, 0, 1, 2, \dots, \ell$$

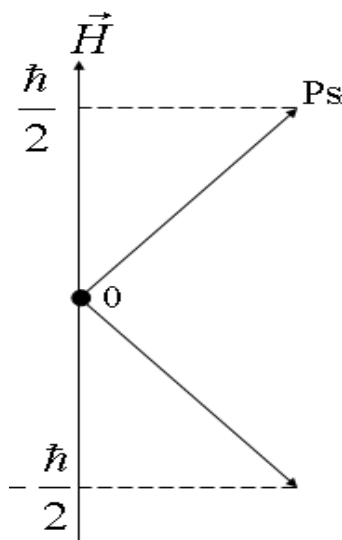
Спин квант сони электроннинг ҳаракат миқдори хусусий моментининг \vec{H} йўналишига нисбатан (ориентациясини) бурилишини белгилайди. \vec{P}_s вектори \vec{H} йўналишга нисбатан шундай буриладики, унинг \vec{H} га проекцияси қуйидагига тенг бўлади (91 - расм):

$$P_{SH} = \sigma \hbar \quad (63.4)$$

бу ерда, σ – фақат иккита қийматни қабул қилади.

$$1/2 \text{ ва } -1/2$$

Барча бошқа квант сонларининг исталган қийматларида орбитал квант сонининг қиймати $\ell=0$ га тўғри келадиган ҳолатлар **S - ҳолатлар** деб аталади; $\ell=1$ бўлган ҳолатлар – *p* – ҳолатлар деб аталади; $\ell=2$ бўлган ҳолатлар – *d* – ҳолатлар деб аталади; $\ell=3$ бўлган ҳолатлар – *f* – ҳолатлар деб аталади ва х.к.



91 – расм. Электроннинг ҳаракат миқдори хусусий моментлари йўналишлари

Водород атомидан фарқли бўлган кўп электронли атомларда энергия фақат n - га эмас, балки ℓ га ҳам боғлиқ бўлади $E(n, \ell)$. Водород атомининг учта гуруҳ энергетик

ҳолатларига тегишли ажралган энергетик сатҳларнинг жоқлашиш чизмаси 1 – жадвалда келтирилган.

1 – жадвал.

Водород атоми учта бош квант сонларига тегишли энергетик сатҳларнинг жойлашиш чизмаси.

Е (n)-энергетик ҳолатлар	Айниганлик карраси (2ℓ +1)	Электронларнинг сони	Ажралган энергетик сатҳлар
Е (3,2) 3d	5	10	----- 2 ----- 1 3d ----- 0 ----- -1 ----- -2
Е (3,1) 3p	3	6	----- 1 3p ----- 0 ----- -1
Е (3,0) 3s	1	2	3s ----- 0
Е (2,1) 2p	3	6	----- 1 2p ----- 0 ----- 1
Е (2,0) 2s	1	2	2s ----- 0
Е (1,0) 1s	1	2	1s ----- 0

Барча *S* – энергетик сатҳлар айнимаган сатҳлардир, чунки бу сатҳларга фақат битта электрон ҳолати тўғри келади.

P – энергетик сатҳлар 3 - карра айниган бўлади ва уларга электронларнинг 3 та ҳолати тўғри келади.

$$m_{\ell} = -1, 0, +1$$

Ҳар бир ҳолатга иккита электрон жойлашиши мумкин бўлгани учун, барча сатҳларни тўлдириш учун 6 - та электрон керак бўлади.

Умумий ҳолда ℓ орбитал квант сонли сатҳ $(2\ell+1)$ карра айниган бўлади ва унда $2(2\ell+1)$ электронлар жойлашиши мумкин.

Эркин атом кучли майдонга киритилса сатҳларнинг айниганлиги йўқолади ва улар $(2\ell+1)$ сатҳларга ажралади. Ташқи майдон энергетик сатҳларнинг потенциал чуқурликда жойлашишига қараб ҳар хил таъсир этади. Ядрога яқинроқ жойлашган электронларга майдон деярли таъсир этмайди. Ядродан узоқроқ жойлашган электронларга майдон кучли таъсир этабошлайди.

64 - §. Кристалларда электронларнинг умумлашуви

Қаттиқ жисмларда атомлар орасидаги масофалар ниҳоятда кичик ва ҳар бир атом қўшни атомларнинг кучли майдони таъсирида бўладилар. Қуйидаги идеаллашган мисолда қўшни атомларнинг кучли майдонини энергетик сатҳларга таъсирини кўриб чиқамиз.

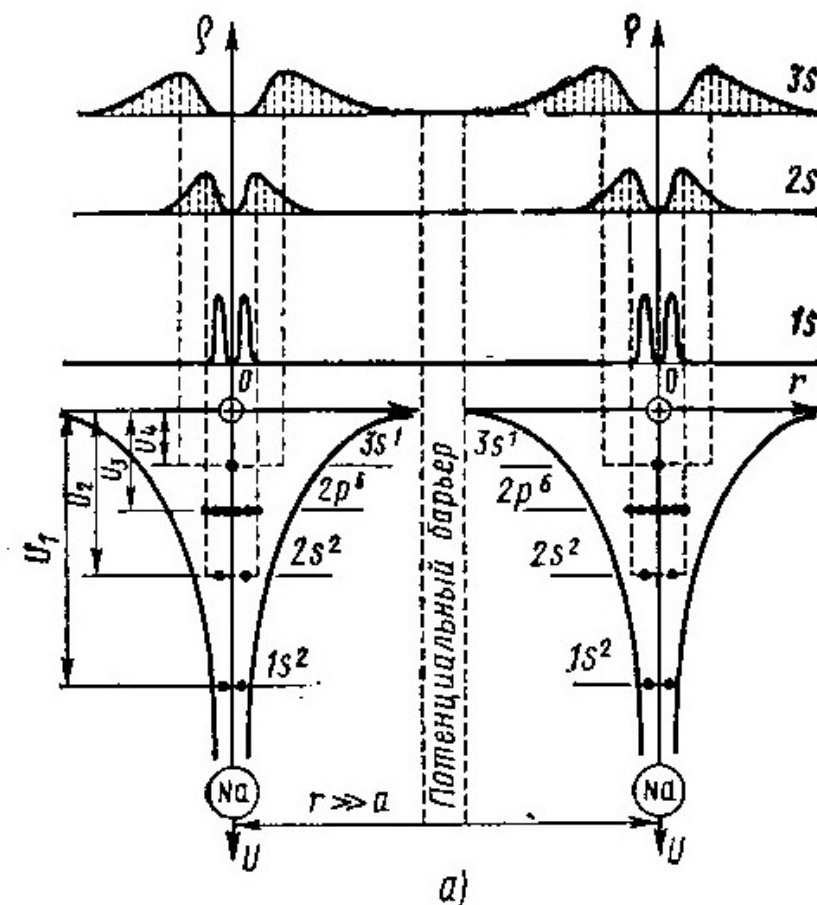
N та натрий атомини кристалл панжара кўринишида жойлаштирамиз ва бошланишда улар орасидаги масофани шундай танлаймизки, атомлар майдони бир бири билан таъсир доирасида бўлмасинлар.

Бу ҳолда электронларнинг энергетик ҳолатлари худди алоҳида атомлар электронларининг энергетик ҳолатига ўхшаган бўлади. 92 - расмда иккита натрий атомининг энергетик чизмаси келтирилган. Бу атомларнинг ҳар бири понасимон потенциал чуқурлик сифатида тасвирланган ва бу чуқурлик ичида $1s, 2s, 2p, 3s$ энергетик сатҳлар жойлашган. Натрийнинг $1s, 2s, 2p$ энергетик сатҳлари электронлар билан бутунлай тўлган. $3s$ сатҳ ярмигача тўлган, $3s$ дан юқорида жойлашган энергетик сатҳлар бўшдир.

Расмдан кўринишича, натрийнинг алоҳида турган атомлари, қалинлиги $r \gg a$ бўлган потенциал тўсиқ билан ажралиб турибди, бу ерда a – кристалл панжара доимийси.

Ҳар хил энергетик сатҳларда жойлашган электронларнинг потенциал тўсиқлари баландлиги U бир-биридан фарқлидир. Бу баландликлар 00 - нол энергетик сатҳдан тегишли энергетик

сатҳларгача бўлган масофаларга тенгдир. Потенциал тўсиқ бир атомдан иккинчисига электронларнинг эркин ўтишига қаршилик қилади.

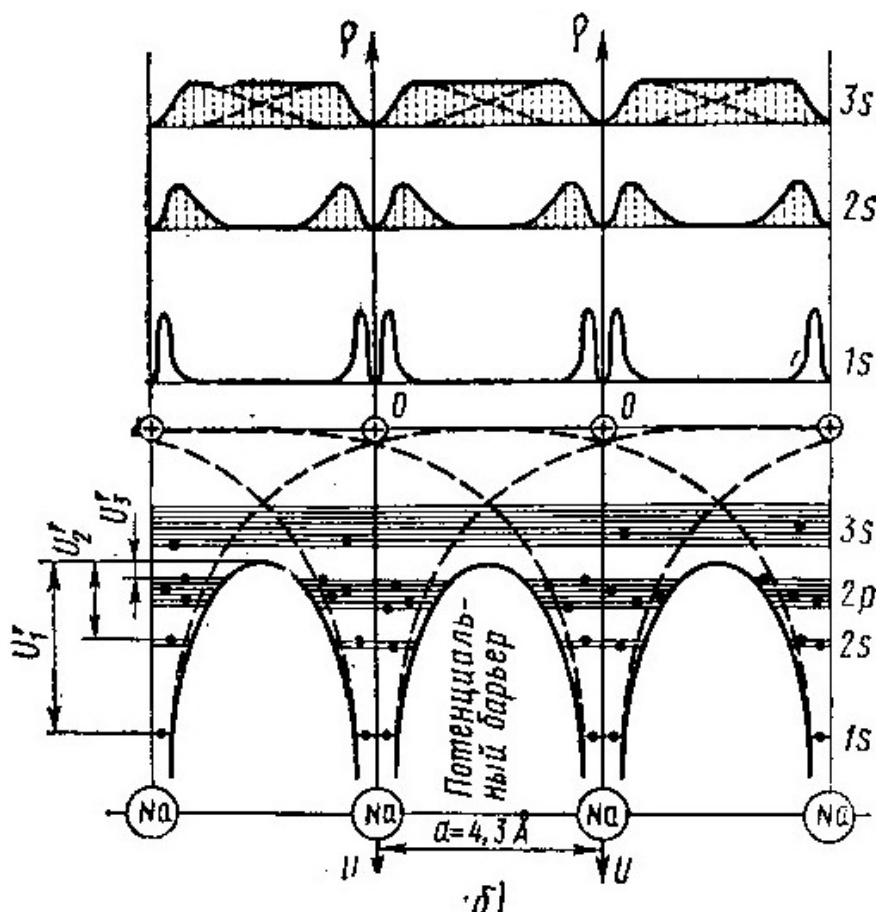


92 - расм. Бир – бири билан ўзаро таъсирда бўлмаган натрий атомлари электронларининг энргетик ҳолатлари

Расмнинг юқори қисмида ядродан берилган масофада электронни бўлиш эҳтимоллиги зичлигининг тақсимланиши $S = 4\pi r^2 \psi \psi^*$ келтирилган. Бу эгри чизиқларнинг максимумлари электронларнинг Бор орбиталари ҳолатларига тўғри келади. Энди кристал панжарани симметриясини бузмасдан аста-секин сиқабошлаймиз. Атомларнинг бир-бирига яқинлашиши билан улар орасидаги таъсир кучи кучая бошлайди ва кристалл панжара доимийсига тенг масофаларда кристаллга хос хусусиятлар намоён бўлабошлайди.

93 - расмдан кўринишича кўшни атомларни ажратувчи потенциал чизиқлар бир-бирининг устига қисман туша

бошлайди ва 00 – нол энергетик сатҳдан пастда жойлашган натижавий эгри чизикни ҳосил қилади.



93 – расм. Бир – бири билан ўзаро таъсирда бўлган натрий атомлари электронларининг энергетик ҳолатлари

Шундай қилиб, атомларнинг бир - бирига яқинлашиши потенциал тўсиққа икки хил таъсир ўтказади:

- тўсиқнинг қалинлигини панжара доимийсигача камайтиради ва баландлигини пасайтиради.

$1s$ энергетик сатҳ электронлари учун тўсиқ баландлиги U_1^1 , $2s$ – учун U_2^1 , $2p$ – учун U_3^1 га тенг бўлади. $3s$ – энергетик сатҳ электронлари учун тўсиқ баландлиги натрий атомининг $3s$ – энергетик сатҳининг бошланғич ҳолатидан анча **пастда** жойлашади. Шунинг учун бу сатҳнинг валент электронлари амалда бир атомдан иккинчисига тўсиқсиз ўтиши мумкин.

Шу ҳолатни валент электронларининг электрон булути характери ҳам кўрсатиб турибди. Бу ходиса кристалл панжарада электронларнинг тўла умумлашиш ҳодисаси деб аталади.

Бундай умумлашган электронлар – эркин электронлар каби бўлиб, уларнинг тўплами эса электрон газ деб аталади.

Атомларнинг яқинлашишидан потенциал тўсиқнинг кенглиги ва баландлигини кескин камайиши натижасида кристалл панжаранинг нафақат валент электронлари, балки пастки сатҳларда жойлашган электронлари ҳам эркин ҳаракат қилиши мумкин. Пастки энергетик сатҳлардаги электронлар тўсиқни туннел механизми орқали ўтиши ҳисобига силжий оладилар.

Бу тўсиқлар баландлиги қанча паст ва кенглиги юпқа бўлса электронлар шунча тўла умумлашади ва эркин электронлар деб ҳисобланади.

65 - §. Кристалларда энергетик сатҳлар ҳосил бўлиши

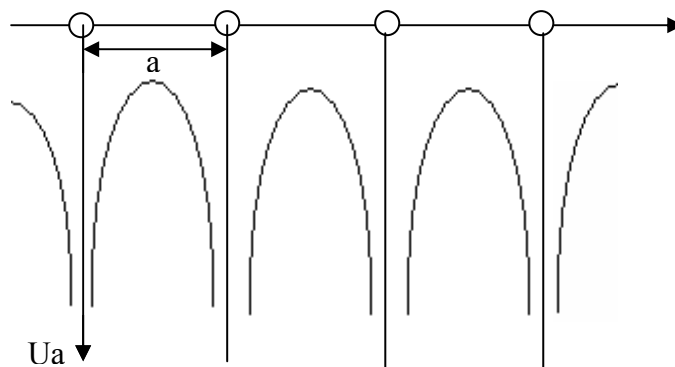
Қаттиқ жисмлар физикаси назариясининг асосий масаласи кристаллардаги электронларнинг энергетик спектрини аниқлашдан иборат. Кристалл панжара бўйича электроннинг ҳаракатини қуйидаги Шредингер тенгламаси орқали ифодалаш мумкин:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0 \quad , \quad (65.1)$$

бу ерда E – электроннинг тўла энергияси, U – потенциал энергияси ва m – унинг массасидир. Агар умумлашган электронлар атомлар билан етарлича кучли боғланишни сақлаб қолсалар, уларнинг потенциал энергиясини қуйидаги кўринишда ифодалаш мумкин:

$$U = U_a + \delta U \quad , \quad (65.2)$$

бу ерда U_a – алоҳида атомдаги электроннинг потенциал энергиясидир (94 - расм).



94 – расм. Кристалл панжара атомлари потенциал энергиялари кўриниши

Кристалл учун бу энергия панжара параметрига тенг даврий функциядир, чунки электрон энергияси уни бир атомдан иккинчисиги ўтишида қайтарилиб туради. δU – кўшни атомларнинг таъсирини инобатга олувчи кўшимча ҳаддир.

Агарда (65.6) – ифодада кўшимча ҳадни инобатга олмасак, алоҳида атомдаги электроннинг тўлқин функциясини ва энергиясини қуйидагича тасвирлаш мумкин:

$$\psi = \psi_a, \quad E = E_a(n, \ell)$$

бу ерда n, ℓ - атомдаги электроннинг энергиясини аниқловчи бош ва орбитал квант сонларидир.

Кристалл ва алоҳида атомдаги электроннинг энергетик сатҳлари орасидаги фарқ қуйидагидан иборат. Агарда алоҳида атомдаги $E_a(n, \ell)$ энергетик сатҳ ягона бўлса, N та атомлардан ташкил топган кристаллда бу энергетик сатҳ N марта такрорланади. Бошқача қилиб айтганда атомдаги ҳар бир энергетик сатҳ кристаллда N карра айниган бўлади.

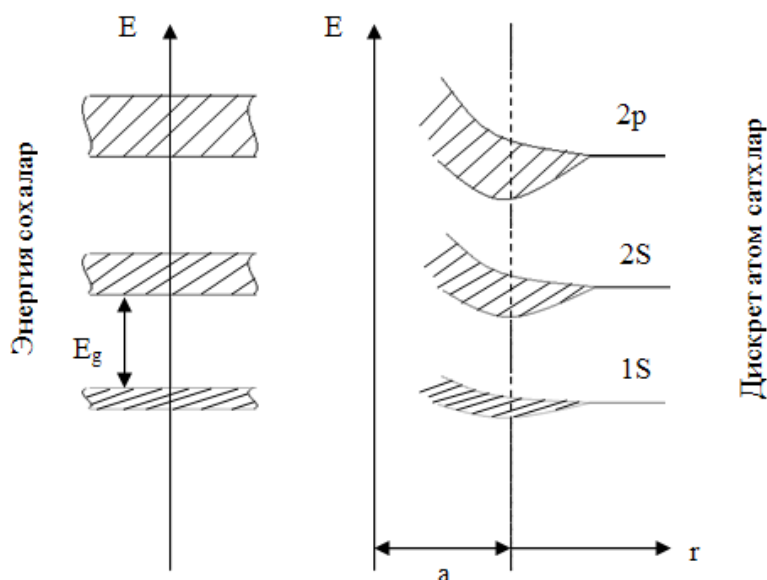
Энди потенциал энергиядаги δU кўшимча ҳадни кўриб чиқамиз.

Кристалл ҳосил бўлишида ҳар бир атом кўшни атомларнинг ўсиб борувчи майдонига кириб боради ва улар билан ўзаро таъсирда бўла бошлайди. Бу таъсир юқоридаги энергетик сатҳларнинг айниш ҳолатини йўққа чиқаради. Натижада алоҳида атомдаги $E_a(n, \ell)$ энергетик сатҳ N та бир-

бирига яқин жойлашган энергетик сатҳларга ажралади ва энергетик соҳа ҳосил қилади (95 - расм).

Агарда, ажралган атомда энергетик сатҳ $(2\ell + 1)$ карралик айниган бўлса, унга тегишли энергетик соҳа, кристалл панжара ҳосил бўлганда, $N(2\ell + 1)$ та ажралган сатҳларга эга бўлади. S – сатҳ N та ажралган сатҳлардан иборат S – соҳани ҳосил қилади ва бу соҳа $2N$ та электронларнинг ўз ичига жойлаштирилади.

P – энергетик сатҳ $3N$ та ажралган сатҳлардан иборат P – соҳани ҳосил қилади ва бу соҳа ўзига $6N$ та электронларни жойлаштирилади ва х.к.



95 – расм. Кристалл панжара шаклланишида энергетик соҳаларни ҳосил бўлиши

Маълум бир ўлчамли кристаллдаги энергетик соҳанинг ажралган энергетик сатҳлари орасидаги масофа жуда кичикдир.

Масалан, ҳажми 1 см^3 бўлган кристалл тахминан 10^{22} та атомлардан ташкил топган бўлса, энергетик соҳанинг кенглиги 1 эВ бўлганда, ажралган энергетик сатҳлар орасидаги энергетик масофа $\sim 10^{-22} \text{ эВ}$ га тенг бўлади. Шунинг учун ажралган энергетик сатҳлардан ташкил топган соҳани деярли узлуксиз деб ҳисоблаш мумкин. Аммо, энергетик сатҳлар миқдори чегараланган бўлгани сабабли, ҳолатлар бўйича

электронларнинг тақсимот характери аниқлаш катта аҳамиятга эга бўлади.

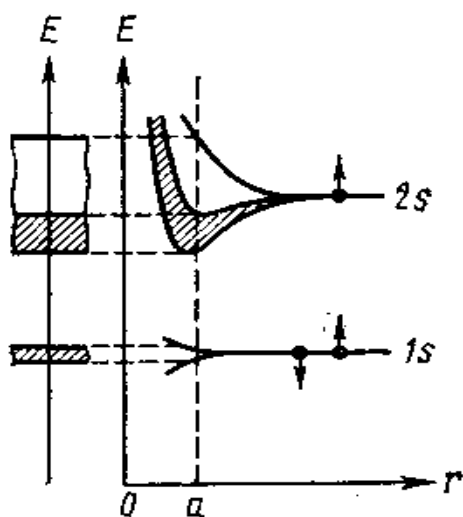
Кристалл панжаранинг майдони атомларнинг ташқи валент электронларига кучли таъсир қилади. Кристаллдаги бу электронларнинг ҳолати энг кучли ўзгаради, уларнинг энергетик сатҳларидан ташкил топган энергетик соҳа жуда кенг бўлади. Ядро билан кучли боғланган ички электронлар қўшни атомларнинг кучсиз таъсирида бўлади, натижада уларнинг кристаллдаги энергетик сатҳлари деярли ажралган **атомлардагига ўхшаш торлигича** ўзгармай қолади.

95 – расмда дискрет атом сатҳларидан кристалл панжара шаклланганда энергетик соҳалар ҳосил бўлишнинг чизма тасвири келтирилган.

Шундай қилиб, алоҳида атомнинг ҳар бир энергетик сатҳига, кристаллда унга тегишли, мумкин бўлган энергетик соҳа тўғри келади: $1s$ энергетик сатҳга – $1s$ энергетик соҳа, $2p$ – энергетик сатҳга – $2p$ энергетик соҳа ва х.к.

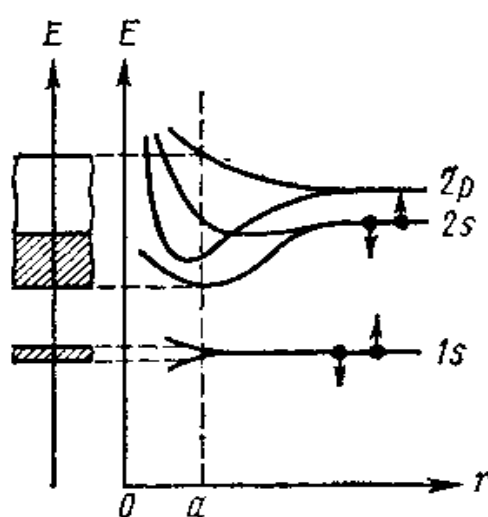
Электронлар эгаллаши мумкин бўлган энергетик соҳалар E_g тақиқланган энергетик соҳалар билан ажратилган бўлади.

Атомдаги электроннинг энергияси ошиши билан мумкин бўлган энергетик соҳалар кенглиги катталаша боради, тақиқланган соҳалар кенглиги торая бошлайди.



а)

96 - расм

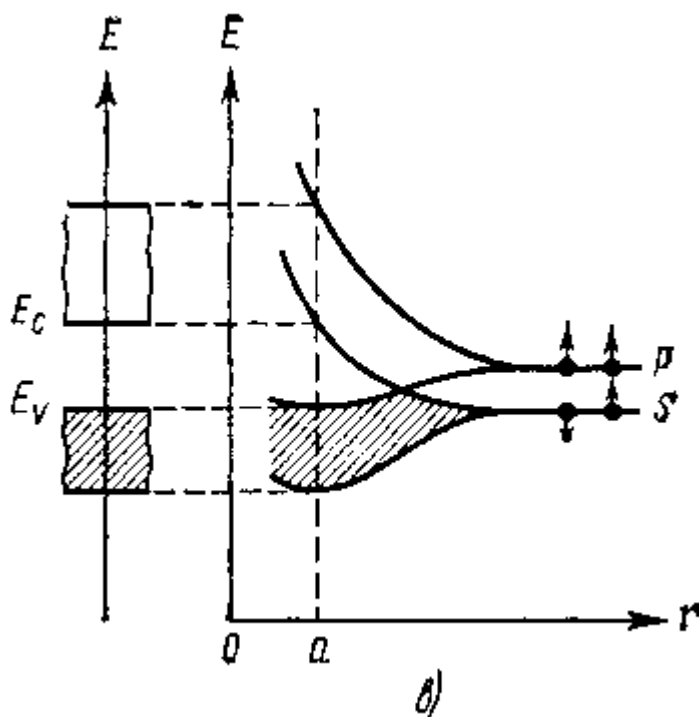


б)

97 - расм

Литий ва Бериллий элементларнинг энергетик соҳалари

96 – 98 расмларда мисол тариқасида литий, бериллий ва олмос тузилишига эга бўлган химиявий элементларнинг (олмос, кремний, германий) энергетик соҳалари келтирилган.



98 – расм. Ярим ўтказгичларнинг энергетик соҳалари

Литий кристаллида (96 - расм) $1s$ – сатҳ тор энергетик соҳани, $2s$ – сатҳ кенг энергетик соҳани ҳосил қилади.

Бериллий кристаллида $2s$ ва $2p$ энергетик соҳалар бир-бирини тўсиб туради ва **аралашган, гибрид соҳа** деб аталувчи соҳани ҳосил қилади (97 - расм).

Худди шундай тасвир Менделеев жадвали 2 - гуруҳининг асосий элементларида ҳам ҳосил бўлади.

Олмос тузилишли химиявий элементларда энергетик соҳалар ҳосил бўлиши бошқача кечади (98 - расм). Бу ерда s – ва p – энергетик сатҳлардан ҳосил бўлган соҳалар бир-бири билан тўсишиб, 2 га ажралади, уларнинг ҳар бирида битта s ва учта p – ҳолат мавжуддир (sp^3 – гибрид боғланиш). Бу соҳалар тақикланган соҳа билан ажралиб туради. Пастдаги электронлар жойлашиши мумкин бўлган соҳа **валент соҳа**, юқоридагиси **ўтказувчан соҳа** деб аталади.

66 - §. Электрон энергиясининг тўлқин векторига боғлиқлиги

Кристалларда электронларнинг энергетик спектрлари соҳавий характерга эга бўлишини кўриб чиқдик. Энди эса, ҳар бир энергетик соҳа ичида электроннинг E энергияси p – импульсга қандай боғлиқлигини кўриб чиқамиз. $E(p)$ – боғлиқлик **дисперсия қонуни** деб аталади.

Аввал, энг оддий бўлган эркин электроннинг ҳаракатини кўриб чиқамиз. Унинг x – ўқи бўйлаб ҳаракати қуйидаги Шредингер тенгламаси билан ифодаланади:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E\psi = 0 \quad , \quad (66.1)$$

бу ерда $E = \frac{p^2}{m}$ дан иборат, чунки эркин электрон фақат кинетик энергияга эга бўлади. Ана шу ифода **дисперсия нисбатини** намоиш этади.

Бошқа тарафдан ,

$$p = \frac{\hbar}{\lambda / 2\pi} \quad , \quad (66.2)$$

бу ерда λ – электрон тўлқинининг узунлиги ва u тўлқин вектори билан қуйидагича боғлангандир:

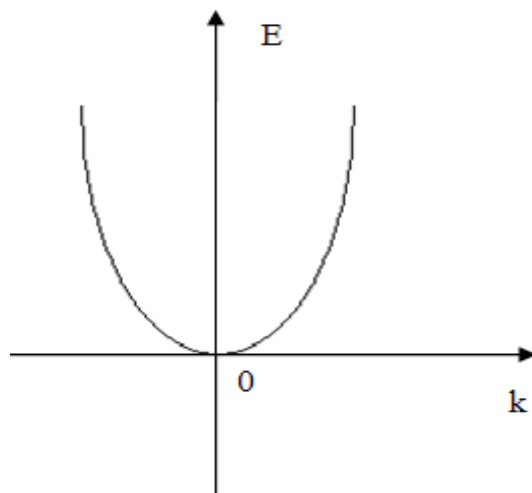
$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad , \quad (66.3)$$

Тўлқин вектори электрон тўлқинининг тарқалиш йўналиши билан мос келади ва **электроннинг тўлқин вектори** деб ҳам аталади. Юқоридаги ифодалардан қуйидагига эга бўламиз:

$$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad , \quad (66.4)$$

Бу ифода эркин электрон энергиясининг тўлқин векторига боғлиқлигини белгилайди ва дисперсия нисбатининг бошқача кўриниши ҳисобланади.

(66.4) – ифодадан эркин электроннинг дисперсия қонуни бир ўлчамли ҳаракатлар учун квадратик характерга эга эканлиги кўриниб турибди (99 – расм).



99 – расм. Эркин электроннинг дисперсия қонуни

Шредингер тенгламасининг (66.1) ечими ясси чопадиган тўлқиндан иборат:

$$\psi = Ae^{ikx}, \quad (66.5)$$

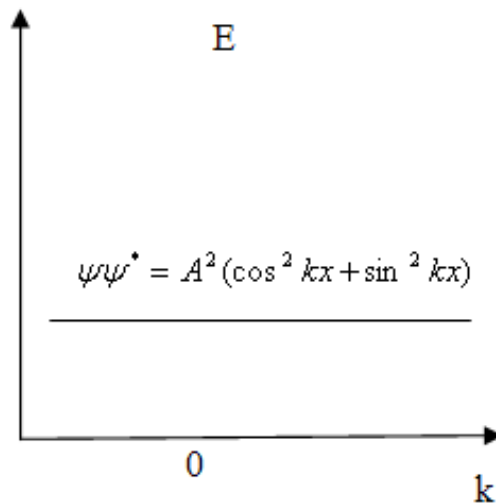
бу ерда A – тўлқин амплитудаси.

Тўлқин функцияси модулининг квадрати фазонинг маълум қисмида электронни бўлиш эҳтимоллигига пропорционалдир. 100 – расмдан кўринишича эркин электрон учун бу эҳтимоллик электроннинг координатасига боғлиқ эмас, чунки

$$|\psi|^2 = \psi\psi^* = A^2, \quad (66.6)$$

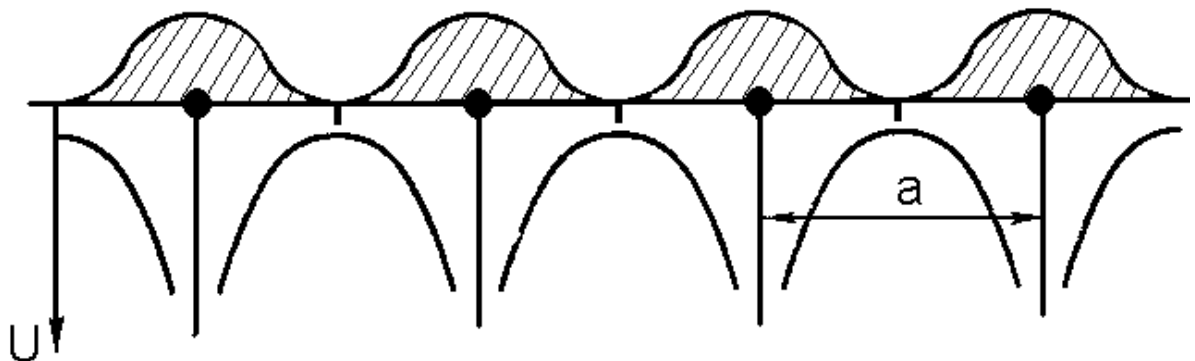
x ўзгариши билан ўзгармасдан қолади.

Эркин электрон учун фазонинг барча нуқтаси эквивалентдир ва уни фазонинг исталган нуқтасида топиш эҳтимоллиги бирхилдир.



100 – расм. Эркин электронни фазода бўлиш эҳтимоллиги

Кристалл панжара ионларининг тартибли жойлашишидан ҳосил бўлган кристаллнинг даврий майдонида ҳаракатланаётган электрон учун дисперсия қонуни бошқача кўринишда бўлади (101 – расм).



101 – расм. Кристалл панжаранинг даврий майдони

Кристаллнинг берилган нуқтасида электронни топиш эҳтимоллиги x координатанинг даврий функциясидир, чунки кристалл панжара доимийси a – га қарралик (A , A' ва B) ҳолатларда электроннинг бўлиш эҳтимоллиги бирхилдир. Фақат битта давр чегарасидаги нуқталарда электронни топиш эҳтимоллиги ҳар қилдир. Бу даврий майдонда ҳаракат қилаётган электроннинг тўлқин функцияси $\psi(x)$ амплитудаси доимий ўзгармас қолмаслигини билдиради. Бошқача қилиб айтганда, тўлқин функциясининг амплитудаси кристалл панжара доимийси a билан модуляцияланган деб ҳисобланади. Ушбу модуляцияланган амплитудани $U(x)$ орқали белгилаймиз. У

ҳолда, кристаллнинг даврий майдонида x – ўқи йўналишида ҳаракатланаётган электроннинг тўлқин функциясини қуйидаги кўринишда келтириш мумкин:

$$\psi(x) = U(x)e^{ikx} \quad , \quad (66.7)$$

бу ерда $U(x+na) = U(x)$, n исталган бутун сон. Бу функциянинг аниқ кўриниши Шредингер тенгламасидаги потенциал энергиянинг $U(x)$ кўриниши билан аниқланади. Электроннинг дисперсия қонунида ҳам тегишли ўзгаришлар содир бўлади: Биринчидан, шундай электронларнинг энергетик спектри соҳавий характерга эга бўлади, E_a атом сатҳларидан ташкил топган, мумкин бўлган соҳалар тақиқланган энергияли соҳалар билан ажралган бўлади. Иккинчидан, ҳар бир энергетик соҳа ичида электроннинг энергияси тўлқин векторининг даврий функциясидан иборат бўлади:

$$U(k) = E_a + c + 2A \cos ka \quad , \quad (66.8)$$

бу ерда E_a – соҳа ҳосил қилувчи атом сатҳининг энергияси, c – ушбу сатҳнинг қўшни атомлар майдони таъсирида силжиши, A – кристаллда тўлқин функцияларининг ўзаро туташуvidан электронларнинг бир атомдан иккинчисига ўтиш эҳтимоллигини ҳисобга олувчи ўзаро **алмашиш интегралидир**.

Тўлқин функциялари қанчалик кучли туташиса A шунча катта бўлади, яъни қўшни атомлар ўзларининг электронлари билан каттароқ частота билан алмашадилар.

S – ҳолат учун $As < 0$, p – ҳолат учун $Ap > 0$ шунинг учун (66.8) – ифодани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$U_s(k) = E'_s - 2As \cos ka \quad , \quad (66.9)$$

$$U_p(k) = E'_p + 2Ap \cos ka \quad , \quad (66.10)$$

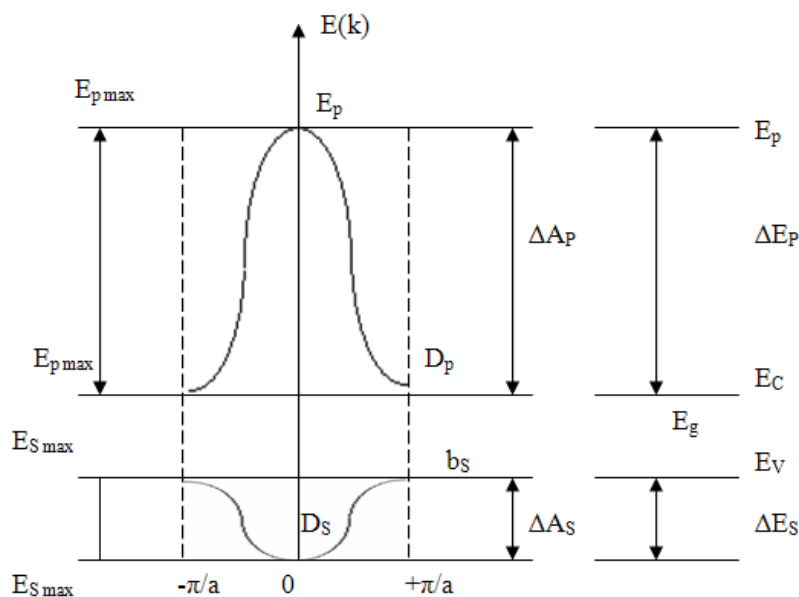
бу ерда A_s , A_p – бу ҳолатларнинг алмашиш интегралларининг абсолют қийматларидир.

Қуйидаги 102 – расмда, (66.9) ва (66.10) тенгламалар асосида чизилган, s – ва p – соҳаларнинг дисперсия чизиқлари келтирилган. s – ҳолат учун E_s $k = 0$ да минимал қийматга эга:

$$U_{s_{\min}} = E'_s - 2As$$

Тўлқин векторининг ошиши билан $\cos ka$ камаяди, $E(k)$ ўсиб боради ва $k = +\frac{\pi}{a}$ да $U_{s_{\max}} = E'_s + 2As$ максимал қийматга эришади.

Тўлқин векторининг 0 дан $-\frac{\pi}{a}$ гача ўзгаришида $E_s(k)$ ҳам юқоридагидек ўзгаради. Электронлар учун мумкин бўлган



102 – расм. S – ва P – соҳаларнинг дисперсия чизиқлари

s - соҳа кенглиги $E_{s_{\min}}$ дан $E_{s_{\max}}$ гача бўлган қийматга тенг:

$$\Delta E_s = E_{s_{\max}} - E_{s_{\min}} = 4As \quad , \quad (66.11)$$

Бу қиймат қўшни атомлар тўлқин функцияларининг тўсиш даражасига боғлиқ.

p – ҳолат учун, $k = \pm \frac{\pi}{a}$ бўлганда

$$U_{p_{\min}} = E'_p - 2Ap$$

$k = 0$ бўлганда,

$$U_{p_{\max}} = E'_p + 2Ap$$

қийматга эга бўлади. p – соҳанинг кенглиги

$$\Delta E_p = E_{p_{\max}} - E_{p_{\min}} = 4Ap, \quad (66.12)$$

га тенг ва A_p – алмашиш интеграл қиймати билан аниқланади.

Қоида бўйича, атом сатҳи қанча юқори жойлашган бўлса, кристаллдаги бу сатҳнинг электронлари тўлқин функциялари шунча кучли бир–бирини тўсади, натижада алмашиш интеграл қиймати шунча катта бўлади ва шу сатҳдан ташкил топган энергетик соҳа кенглиги ҳам катта бўлади. Шу сабабли, атомнинг юқори сатҳларидан, тор тақиқланган соҳалар билан ажралган, кенг энергетик соҳалар ҳосил бўлади.

Тўлқин векторининг даврий функцияси бўлган электроннинг $E(k)$ энергияси, тўла цикли ўзгаришга эга бўлгандаги тўлқин функция қийматларининг соҳалари **Бриллюэн соҳалари** деб аталади.

Бир ўлчамли кристалларда биринчи Бриллюэн соҳаси $k = -\frac{\pi}{a}$ дан $k = +\frac{\pi}{a}$ гача давом этади ва $\frac{2\pi}{a}$ узунликка эга бўлади. Дисперсия эгри чизиқларининг экстремал қийматларида, яъни $k = 0$, $k = \pm \frac{\pi}{a}$ нуқталар яқинида $\cos ka$ ни k бўйича қаторга ёйсақ

$$\cos ka = 1 - \left(\frac{ka}{2} \right)^2 + \dots, \quad (66.13)$$

га эга бўламиз. Бу қийматни (66.9) – ва (66.10) – тенгламаларга қўйсак, қуйидагиларга келтириб чиқарамиз:

$$E_s(k) = E'_s + As(ka)^2 - 2As = E_{s_{\min}} + As(ka)^2 ,$$

$$E_p(k) = E_{p_{\max}} - Ap(ka)^2 ,$$

бу ерда $E(k)$ – дисперсия чизигининг минимуми **энергетик соҳанинг туби**, максимуми эса **энергетик соҳанинг шипи** деб аталади. Юқорида олинган тенгликларни умумий кўринишда қуйидагича ёзиш мумкин: соҳанинг туби учун

$$E_{\text{туб}}(k) = E_{\min} + A_T(ka)^2 , \quad (66.14)$$

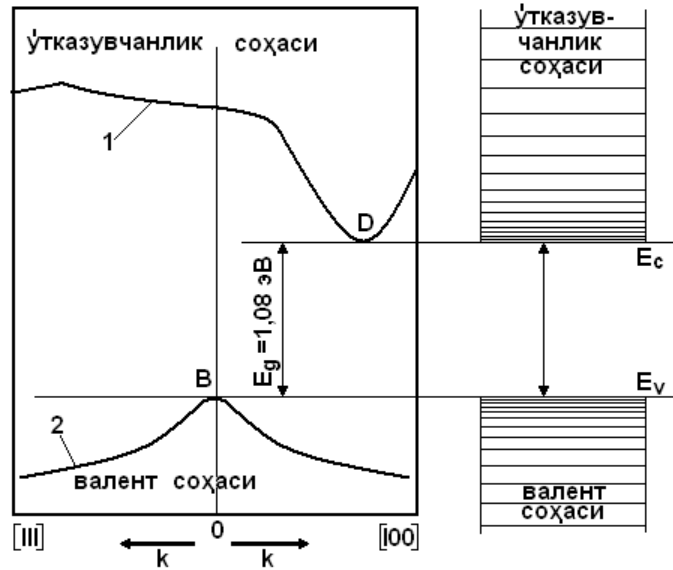
энергетик соҳанинг шипи учун

$$E_{\text{шип}}(k) = E_{\max} - A_u(ka)^2 , \quad (66.15)$$

Шундай қилиб, энергетик соҳанинг туби ва шипида электроннинг энергияси тўлқин векторининг квадрати ва соҳанинг кенглигини белгиловчи алмашиш интегралига пропорционал экан.

Қуйидаги 103 – расмда, мисол тариқасида, кремнийнинг ўтказувчанлик (1 – эгри чизик) ва валент соҳасига (2 – эгри чизик) тегишли дисперсия қонуниятлари келтирилган. Расмдан кўринишича, кремнийнинг ўтказувчанлик соҳаси туби D Бриллюэн соҳанинг қоқ ўртасида бўлмай [100] йўналиш чегараси яқинида жойлашган.

Валент соҳаси параболага ўхшаш эгри чизик билан чегараланган ва В шипи Бриллюэн соҳанинг қоқ ўртасига тўғри келади. Шу ҳолатларда ҳам соҳаларнинг шипи ва тубида $E(k)$ нинг квадратик боғланиш характери сақланиб қолинган.



103 – расм. Кремнийнинг соҳаларига тегишли дисперсия чизиқлар

67 – §. Электроннинг эффектив массаси

Эркин электроннинг импульси унинг тўлқин вектори билан қуйидагича боғланган:

$$\vec{P} = \hbar \vec{k}$$

Электроннинг илгариланма ҳаракат тезлиги эса қуйидагичадир:

$$\vec{v} = \frac{\vec{P}}{m} = \frac{\hbar}{m} \vec{k} \quad , \quad (67.1)$$

$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ ни k бўйича дифференциалласак

$$dE = \frac{\hbar^2}{m} k dk \quad , \quad k = \frac{m}{\hbar^2} = \frac{dE}{dk}$$

га эга бўламиз ва буларни $\vec{p} = \hbar \vec{k}$ га қўйсак, қуйидаги импульс ва тезлик ифодаларини топамиз:

$$\vec{p} = \frac{m}{\hbar} = \frac{dE}{dk} \quad , \quad v = \frac{1}{\hbar} = \frac{dE}{dk} \quad , \quad (67.2)$$

Илгариланма ҳаракатнинг импульс ва тезлигининг бу кўринишдаги ифодалари фақат эркин электронлар учун эмас, балки кристаллнинг даврий майдонида ҳаракат қилаётган электронлар учун ҳам ўринлидир. Фақат, бу ҳолда P импульсни **электроннинг квазиимпульси** деб атаймиз.

Кристаллда E ташқи майдон ҳосил қиламиз. Бу майдон электронга қуйидаги куч билан таъсир қилади:

$$\vec{F} = -q\vec{E}$$

ва қуйидаги тезланиш беради:

$$a = \frac{dv}{dt} = \frac{1}{\hbar} \frac{d^2 E}{dk^2} \frac{dk}{dt}$$

F куч dt вақт ичида қуйидаги ишни бажаради:

$$dA = F \cdot v \cdot dt = \frac{F}{\hbar} \frac{dE}{dk} dt$$

Бу бажарилган иш электроннинг энергиясини dE га оширади:

$$dE = \frac{F}{\hbar} \frac{dE}{dk} dt$$

Бундан қуйидагига эга бўламиз:

$$\frac{dR}{dt} \frac{F}{\hbar}$$

Бу ифодани тезланиш формуласининг ўнг қисмига қўйсак, бу ифодани қуйидаги кўринишда қайта ёзишимиз мумкин:

$$a = \frac{F}{\hbar^2} \frac{d^2 E}{dk^2} \quad , \quad (67.3)$$

Бу ифода электроннинг тезланиши билан E ташқи майдон орқали таъсир қилаётган F куч ўртасидаги боғланишни ўрнатади, яъни Ньютоннинг иккинчи қонунини ифодалайди. Демак, ташқи майдон таъсирида электрон кристаллнинг даврий майдонида худди шундай

$$m_{эфф} = \frac{\hbar^2}{\frac{d^2 E}{dk^2}} \quad , \quad (67.4)$$

масса билан ҳаракатланаётгандек туюлади. Бу $m_{эфф}$ масса – электроннинг **эффектив массаси** деб аталади. Кристаллнинг даврий майдонида электрон шу эффе́ктив масса билан ҳаракатланса, уни худди эркин электрондай тасаввур этамиз.

Эффе́ктив масса кристаллнинг даврий майдонидаги электрон ҳаракатининг барча хусусиятларини ўз ичига олса ҳам, энг аввал у мусбат ва манфий қийматга эга бўлиши мумкин, абсолют қиймати бўйича тинч ҳолатдаги электроннинг массасидан бирнеча марта катта ёки кичик бўлиши мумкин.

Соҳанинг тубида жойлашган электронларнинг энергиясидан

$$E_{муб} = E_{\min} + A_T (ka)^2$$

k бўйича олинган ҳосила куйидагига тенг бўлади:

$$\frac{d^2 E}{dk^2} = 2A_T a^2$$

Буни (67.4) – ифодага кўйиб электроннинг соҳа тубидаги эффе́ктив массасини куйидагича белгилаймиз:

$$m_n = \frac{\hbar^2}{2A_T a^2} \quad , \quad (67.5)$$

$A_T > 0$ бўлгани учун, $m_n > 0$.

Шундай қилиб, энергетик соҳанинг тубида жойлашган электронлар мусбат эффектив массага эга бўладилар, кристалл ҳосил қилган ташқи майдонда одатдагидек таъсир қилувчи куч йўналишида тезланиш оладилар. Бу электронларнинг эркин электронлардан фарқи, фақат уларнинг эффектив массалари тинч ҳолатда турган электронлар массасидан сезиларли фарқ қилишидадир.

(67.5) – ифодадан кўринишича $A_{\text{туб}}$ катта бўлиши билан (яъни, мумкин бўлган энергетик сатҳ кенгайиши) эффектив масса шунча кичик қийматларга эга бўлади. Соҳа шипида жойлашган электронлар энергияси

$$E_{\text{мин}} = E_{\text{макс}} - A_{\text{туб}}(ka)^2$$

дан k бўйича ҳосила олсак

$$m'_p = -\frac{\hbar^2}{2A_T a^2}$$

эффектив массага эга бўламиз. Бу эффектив масса манфийдир, шунинг учун бу электронлар ташқи куч таъсирида тесқари йўналишда тезланиш оладилар. Бу ҳолда ҳам энергетик соҳа канча кенг бўлса, эффектив масса шунча кичик бўлади.

Эркин электрон учун F – ташқи кучнинг бажарган A – тўла иши электроннинг илгариланма ҳаракати кинетик энергиясини ошишига сарф бўлади.

$$A = E_k = \frac{m v^2}{2} = m \frac{\hbar^2 k^2}{2m^2} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

Бундан k бўйича икки мартаба ҳосила олсак:

$$\frac{d^2 E}{dk^2} = \frac{\hbar^2}{2m}$$

га эга бўламиз. Бу тенгликни (67.3) га қўйсақ эффектив масса эркин электроннинг массасига тенг эканлигини келтириб чиқарамиз:

$$m_{\text{эфф}} = \frac{\hbar^2}{\frac{d^2 E}{dk^2}} = \frac{\hbar^2}{\hbar^2 / m} = m_0, \quad m_{\text{эфф}} = m_0$$

Шундай қилиб эркин электроннинг эффектив массаси тинч ҳолатда турган электроннинг массасига тенг экан.

Кристаллда, кинетик энергиядан ташқари, потенциал энергияга эга бўлган электрон ҳолати бошқача кечади. F ташқи куч таъсирида ҳаракатланаётган электрон бажараётган ишнинг бир қисми E'_k кинетик энергияга, бошқа қисми U – потенциал энергияга сарф бўлади.

$$A = E'_k + U$$

Бу ҳолда, эркин электронга нисбатан бу электроннинг кинетик энергияси ва ҳаракат тезлиги аста – секин ошаборади. Бошқача қилиб айтганда, электрон массаси ошиб, оғирлашаборади. Агарда барча бажарилган иш потенциал энергияга сарф бўлса, у ҳолда $A = U$ бўлиб, электроннинг кинетик энергияси ва ҳаракат тезлиги ўзгармасдан қолади, бошқача қилиб айтганда, электроннинг эффектив массаси жуда оғирлигича қолади.

Яна шундай ҳолат кузатилиши мумкин, бунда ҳаракат қилаётган электроннинг потенциал энергиясига нафақат F – ташқи кучнинг бажарган барча иши, балки E_k – кинетик энергияси ҳам сарф бўлиши мумкин.

$$U = A + E'_k$$

бу ҳолатда ҳаракат вақтида электроннинг тезлиги камая бориб, худди манфий эффектив массага эга бўлган электрондай тўхтаб

колади. Энергетик соҳасининг шипига жойлашган электроннинг ҳаракати юқоридагидек кечади.

Айрим вақтда, кристаллда тескари ҳолат ҳам учраши мумкин. F ташқи куч таъсирида электрон ҳаракатланаётганда, унинг кинетик энергиясига нафақат ташқи куч бажарган ишнинг барчаси, балки U электроннинг потенциал энергияси ҳам сарф бўлиши мумкин:

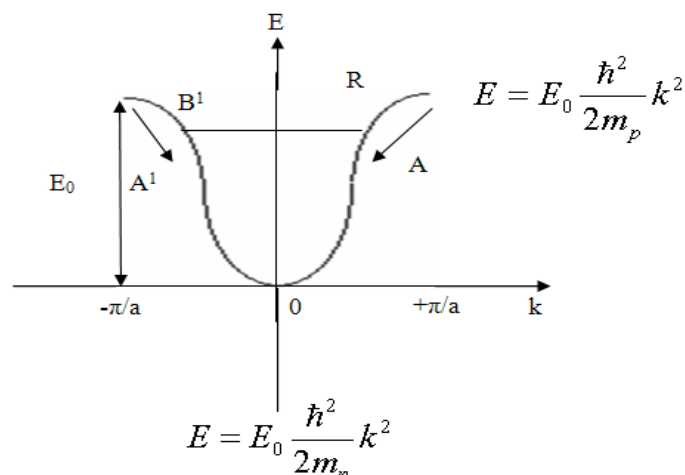
$$E_k = A + U'$$

Бундай электроннинг E'_k кинетик энергияси ва ν тезлиги ўсабошлайди ва бундай электрон эркин электрондан енгилроқ масса билан ҳаракатланади:

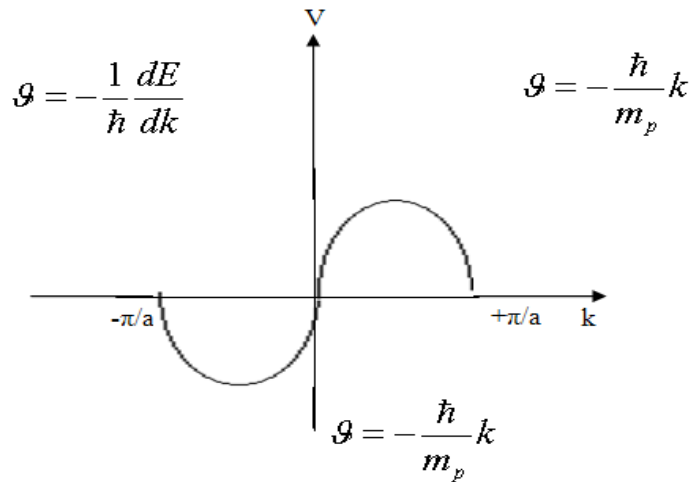
$$m_{\text{эфф}} < m_0$$

Юқоридаги электроннинг $E(k)$ кинетик энергияси, ν ҳаракат тезлиги ва $m_{\text{эфф}}$ эффе́ктив массасининг тўлқин векторига боғлиқ ўзгариши қуйидаги 104 – 106 расмларда келтирилган.

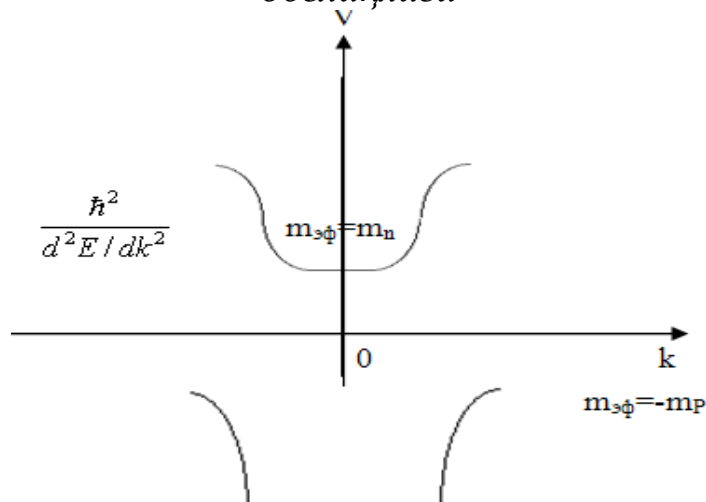
Энергетик соҳа тубида ($k = 0$ атрофида), k ўсиши билан электроннинг $E(k)$ кинетик энергияси k^2 га пропорционал равишда ўса боради (104 – расм).



104 – расм. Электрон кинетик энергиясининг тўлқин векторига боғлиқлиги



105 – расм. Электрон ҳаракат тезлигининг тўлқин векторига боғлиқлиги



106 – расм. Электрон эффе́ктив массасини тўлқин векторига боғлиқлиги

Электроннинг илгариланма ҳаракат тезлиги $v \approx \frac{dE}{dk}$ га пропорционал равишда ўзгаради, ҳаракат тезланиши мусбат ва эффе́ктив масса m_n мусбат қийматини ўзгармаслигини сақлаб қолади (106 – расм):

$$m_{эфф} = \frac{\hbar^2}{d^2 E / dk^2}$$

А нуқтада $E(k)$ эгри чизикнинг букилишида $\frac{d^2 E}{dk^2} = 0$ га

интилади, $\frac{dE}{dk}$ ўзининг максимал қийматига эришади. Шу сабабли бу нуқтага яқинлашганда $m_{эфф} \rightarrow \infty$, $v \rightarrow v_{max}$ га интиладилар. Бу нуқтадан кейин $\frac{dE}{dk}$ сўнабошлайди, натижада v ҳаракат тезлиги камаяди, тезланиш ўз қиймати бўйича манфий бўлади.

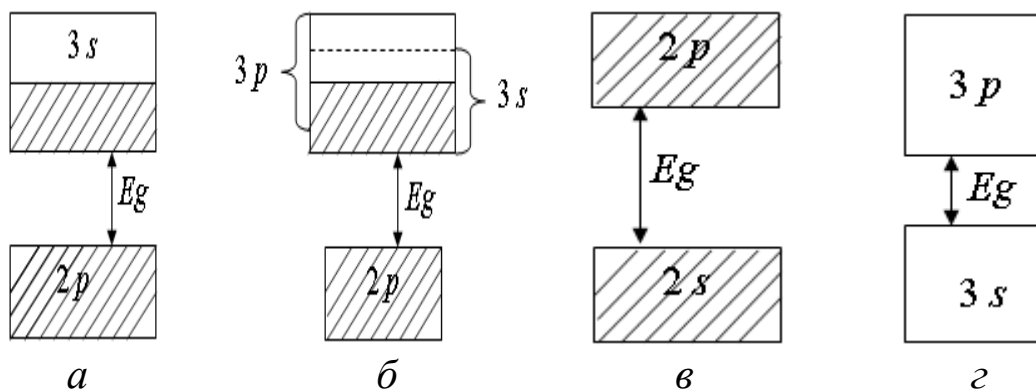
Соҳанинг чўққисида $E(k)$ қайтадан k нинг квадратик функцияси бўлади ва эффектив масса m'_n ўзгармас манфий қийматга эришади.

68 – §. Ўтказгичлар, диэлектриклар ва яримўтказгичлар

Ҳар бир энергетик соҳа чегараларган миқдордаги энергетик сатҳлардан иборат. Паули принципига асосан, ҳар бир энергетик сатҳни иккитадан ошиқ бўлмаган электронлар эгаллаши мумкин.

Қаттиқ жисмда, электронлар сони чегараланган бўлганда, фақат қуйи энергетик сатҳлар электронлар билан тўлган бўлади.

Соҳаларни электронлар эгаллаш табиатига асосан, барча жисмлар иккита катта гуруҳга бўлинадилар. Биринчи гуруҳга электронлар тўла эгаллаган соҳага эга бўлган қаттиқ жисмлар киради (107а – расм).



107 – расм. Қаттиқ жисмлар энергетик соҳаларини электронлар эгаллаш турлари

Бундай энергетик соҳа электронлар билан қисман тўлган атом сатҳларидан ҳосил бўлиши мумкин, (ишқор металларида). Қисман тўлган соҳа, гоҳ пайтларда, электронлар тўла эгаллаган соҳани қисман тўлган соҳа тўсганда ҳам ҳосил бўлиши мумкин. (Бериллий ва ишқор металлларда) (*107б–расм*).

Иккинчи гуруҳга электронлар тўла эгаллаган соҳадан юқорида бўш соҳаларга эга бўлган қаттиқ жисмлар киради (*107в – ва 107г –расмлар*).

Қаттиқ жисмларнинг бундай намунавий мисолларига Менделеев даврий жадвалининг IV гуруҳ элементлари – углерод, кремний, германий ва кулранг қалай кирадилар. Бу элементларнинг кристалл панжаралари олмос тузилишига ўхшашдир.

Шу иккинчи гуруҳга кўпгина химиявий бирикмалар – металл оксидлари, нитридлар, карбидлар, галогенидлар, ишқор металлари ва бошқалар киради.

Қаттиқ жисмларнинг соҳалар назариясига асосан, ташқи энергетик соҳаларнинг электронлари, металл ёки диэлектрик бўлишига қарамай, амалда бир хил ҳаракат эркинлигига эга бўладилар. Бир атомдан иккинчи атомга электронлар туннел ўтиш орқали ҳаракатлана оладилар. Шунга қарамай бу қаттиқ жисмларнинг электр хусусиятлари бир–биридан жуда катта фарқ қиладилар.

Металлларнинг электр ўтказувчанлиги $\sigma = 10^7 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$ га, яхши диэлектрикларнинг электр ўтказувчанлиги эса $\sigma < 10^{-11} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$ қийматларга яқин бўлади. Кристалл панжара бўйича кўчиши мумкин бўлган электронларнинг борлиги жисмларда электр ўтказувчанликнинг бўлишига етарли омил эмас экан.

Кристаллга E – ташқи майдон қўйилганда, ҳар бир электронга бу майдон $F = -qE$ куч билан таъсир этади. Натижада, электронларнинг тезлик бўйича тақсимооти симметрияси бузилади, ташқи кучларга қарши электронлар ҳаракати секинланишига ва ташқи куч таъсири йўналишида ҳаракатланаётган электронлар тезланишига олиб келади.

Юқоридаги тезланиш ва секинланиш, албатта электроннинг энергиясини ўзгариши билан боғлиқдир, бу эса

электронни юқори ва қуйи энергияли янги квант ҳолатларига ўтишини белгилайди. Бундай ўтишлар, электронлар эгаллаган энергетик соҳада бўш ҳолатлар бўлгандагина содир бўлади. Чунки бу вазиятда кучсиз электр майдони ҳам электронга бўш квант ҳолатларга ўтиш учун етарлича қўшимча импульс бераолади.

Натижада, қаттиқ жисмдан ташқи майдон йўналишига қарши ҳаракатланаётган электронларнинг имтиёзи ошади ва электр токини ҳосил бўлишига олиб келади. Бундай қаттиқ жисмлар яхши ўтказгичлар бўлиши керак.

Энди кристаллнинг электронлар билан тўла эгалланган валент соҳасидан, ўтказувчанлик соҳаси E_g кенг энергетик тирқиш билан ажралган бўлсин. Бундай кристаллга қўйилган ташқи майдон электронларни юқоридаги бўш ўтказувчанлик соҳасига ўтказа олмаганлиги учун валент соҳасидаги электронларнинг ҳаракати тусини ўзгартира олмайди.

Бўш энергетик сатҳлардан ҳоли бўлган валент соҳада электронлар тезлиги бўйича тақсимот симметриясини бузмасдан, фақат ўз ўринларини алмаштиришлари мумкин. Шунинг учун, бундай жисмларда ташқи электр майдон электронларнинг йўналтирилган ҳаракатини ҳосил қилаолмайди. Бундай қаттиқ жисм, ташқи майдон таъсирида электр токи ҳосил бўлмагани учун, у электр ўтказувчанликка эга бўлмайди.

Хулоса қилиб айтганда, электр ўтказувчанлик бўлиши учун қаттиқ жисмлар энергетик спектрида электронлар билан қисман тўлдирилган энергетик соҳалар бўлиши зарур (*107б – расм*).

Қаттиқ жисмлар энергетик спектрида бундай қисман тўлган энергетик соҳаларнинг бўлмаслиги уларда электр ўтказувчанлик йўқ бўлишига сабаб бўлади.

Иккинчи гуруҳдаги қаттиқ жисмларнинг тақиқланган соҳаси кенглигига қараб, уларни диэлектрик ва яримўтказгичларга бўлиш мумкин.

Диэлектрикларга, нисбатан кенг тақиқланган соҳага эга бўлган қаттиқ жисмлар киради. Одатдаги диэлектриклар тақиқланган соҳаси кенглиги $E_g > 3 \text{ эВ}$ дан катта бўлади. Масалан, олмосда $E_g = 5,2 \text{ эВ}$, борнитрида $E_g = 4,6 \text{ эВ}$, алюмин оксидида $Al_2O_3 - E_g = 7 \text{ эВ}$, га тенгдир.

Тор энергетик соҳаларга эга бўлган каттиқ жисмлар яримўтказгичларга киради, уларнинг кенглиги тахминан ~ 1 эВ атрофида бўлади.

Масалан: Германийда (*Ge*): $E_g = 0,66$ эВ;
 Кремнийда (*Si*): $E_g = 1,08$ эВ;
 Антимонид индийда (*In Sb*): $E_g = 0,17$ эВ;
 Арсенид галлийда (*Ga As*): $E_g = 1,42$ эВ.

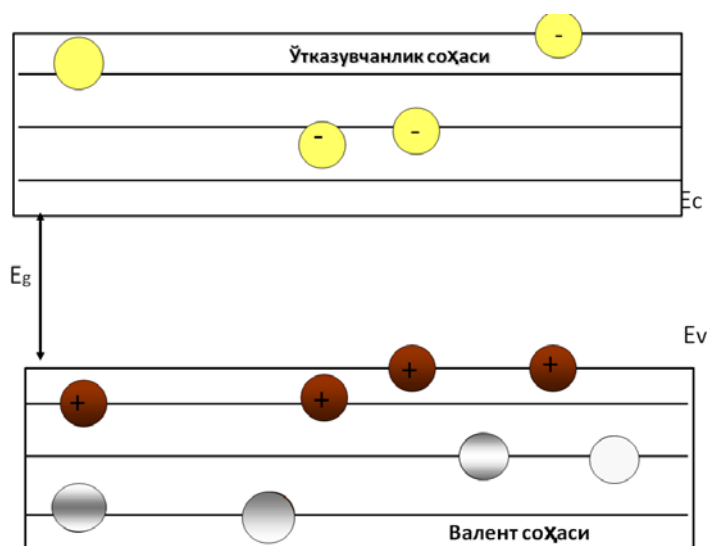
69 – §. Хусусий яримўтказгичлар

Химиявий жиҳатдан тоза ярим ўтказгичлар хусусий ярим ўтказгичлар деб аталади. Уларга бир қатор тоза элементар (*Ge* – германий, *Si* – кремний, *Se* – селен, *Te* – теллур) ва химиявий бирикмалар (*Ga As* – галлий арсениди, *In As* – индий арсениди ва ҳокозолар) киради. Бу ярим ўтказгичлардан *Si* - кремний ҳозирги замон микроэлектроникасининг энг асосий хомашъёси ҳисобланади. Шу сабабли, қуйидаги жадвалда, саноатда қўлланиладиган, юқори даражада тозаланган кремний таркибида киришмаларнинг атом улушида бўлиш чегараси келтирилган.

Киришмалар	Мумкин бўлган микдори, %
<i>Al</i>	$1 \cdot 10^{-7}$
<i>B</i>	$1 \cdot 10^{-7}$
<i>H</i>	$1 \cdot 10^{-3}$
<i>Fe</i>	$1 \cdot 10^{-7}$
<i>O</i>	$1 \cdot 10^{-7}$
<i>Mg</i>	$1 \cdot 10^{-7}$
<i>Mn</i>	$1 \cdot 10^{-7}$
<i>Cu</i>	$1 \cdot 10^{-8}$
<i>Pb</i>	$1 \cdot 10^{-7}$
<i>Ag</i>	$1 \cdot 10^{-7}$
<i>P</i>	$1 \cdot 10^{-8}$
<i>Zn</i>	$1 \cdot 10^{-8}$

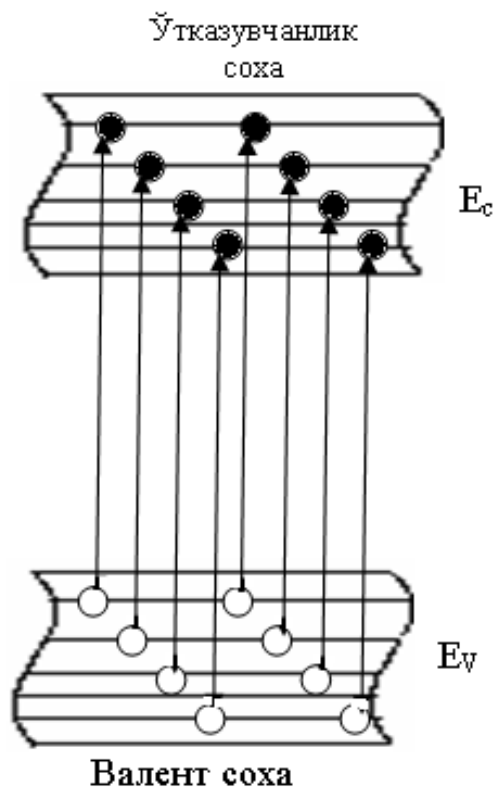
108 – расмда хусусий ярим ўтказгичнинг энергетик соҳалар структурасининг чизмаси келтирилган. Абсолют нол ($T = 0\text{ K}$) температурада валент соҳа электронлар билан тўлган, валент соҳадан юқорида, E_g энергетик масофада жойлашган ўтказувчанлик соҳасидаги энергетик сатҳлар бўшдир.

Бу температурада электронларнинг иссиқлик ҳаракати энергияси E_g – тақиқланган соҳа кенглигини енгиб ўтишга етарли эмас, шу сабабли, хусусий яримўтказгич худди диэлектрик моддасидек ўтказувчанликка эга бўлмайди. Температура ортиши билан, унинг таъсирида валент соҳадаги электронларнинг бир қисми



108 – расм. Хусусий ярим ўтказгичнинг энергетик диаграммаси

қисми термик кўзғолиб, тақиқланган соҳадан ўтказувчанлик соҳасига ўта оладиган энергияга эга бўлади (109 – расм). Бу ҳолда, ўтказувчанлик соҳасида эркин электронлар, валент соҳада эса, шу соҳани ташлаб кетган электронларнинг бўш энергетик ҳолатлари ҳосил бўлади. Бундай кристаллга ташқи электр майдони қўйилганда, ўтказувчанлик соҳасида электронларнинг майдон йўналишига тескари бўлган тартибли



109 – расм. Хусусий яримўтказгич валент электронларини ташқи таъсир таъсирида қўзғолиши

ҳаракати пайдо бўлади. Валент соҳада эса, ўтказувчанлик соҳасига ўтган электронларнинг мусбат зарядланган ҳолатларининг майдон йўналишидаги тартибли ҳаракати пайдо бўлади. Натижада, кристалл ўтказувчанликка эга бўлади. Тақиқланган соҳа кенглиги кичрайиши ва кристалл температураси ортиши билан, ўтказувчанлик соҳасига электронлар кўпроқ ўта бошлайди ва кристалл ўтказувчанлиги орта бошлайди.

Тақиқланган соҳаси кенглиги $E_g = 0,66 \text{ эВ}$ га тенг бўлган германийда, уй температурасида ($T = 25^\circ\text{C}$) ўтказувчанлик соҳасидаги электрон газ концентрацияси $n_i \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ тенгдир ва кристаллнинг солиштирма қаршилиги $\rho \approx 0,48 \text{ Ом.м}$ га тенг бўлади.

Худди шу шароитда тақиқланган соҳасининг кенглиги $E_g = 5,2 \text{ эВ}$ га тенг бўлган олмоснинг ўтказувчанлик соҳасида электронлар концентрацияси $n_i \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$ га, кристаллнинг солиштирма қаршилиги $\rho_i \sim 10^8 \text{ Ом.м.}$ га тенг бўлади. Аммо,

температура 600 K га тенг бўлиши билан электрон газнинг концентрацияси олмосда бир неча тартибга ортади, солиштирма қаршилиги эса $\sim 0,5\text{ Ом.м.}$ га яқинлашади.

Юқоридагилардан қуйидаги иккита муҳим хулоса келиб чиқади:

– ярим ўтказгичларнинг ўтказувчанлиги валент соҳадаги электронларга ўтказувчанлик соҳасига ўтиш учун етарли бўлган энергияни берувчи ташқи кучлар таъсирида пайдо бўлади. Шунинг учун ярим ўтказгичлар ўтказувчанлиги **қўзғотилган ўтказувчанликдан** иборатдир;

– каттик жисмларнинг яримўтказгичлар ва диэлектрикларга бўлиниши маълум бир ҳисобда шартли табиатга эга. Уй ҳароратида диэлектрик хусусиятга эга бўлган олмос, юқори температураларда сезиларли ўтказувчанликка эга бўлиб, ярим ўтказгич хусусиятини олади.

Ташқаридан берилган таъсир ҳисобига валент соҳадаги электронлар тақиқланган соҳани енгиб, ўтказувчанлик соҳасига ўтади. Натижада, валент соҳада бўш энергетик ҳолатлар ҳосил бўлади. Кристаллга ташқи электр майдони қўйилганда, валент соҳадаги электрон ҳосил бўлган бўш энергетик ўринни (ковакни) эгаллайди ва ўзи ташлаб кетган жойда яна ковак ҳосил қилади. Янги ҳосил бўлган бўш ковакни валент соҳадаги бошқа электрон эгаллайди ва х.к.

70 – §. Киришмали яримўтказгичлар

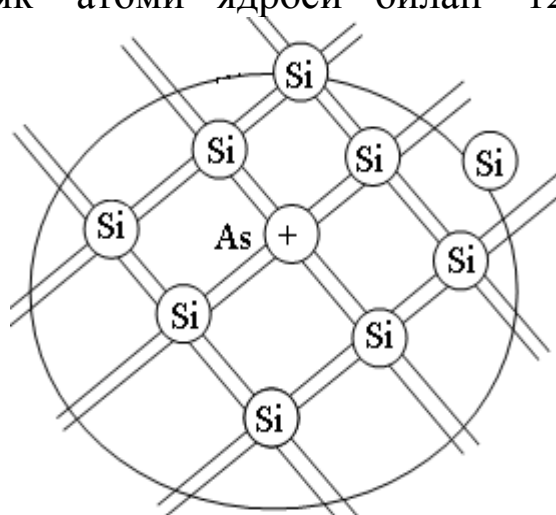
Ҳаттоки етарлича тоза бўлган яримўтказгичларда ўзининг хусусий энергетик сатҳларини ҳосил қилувчи киришма атомлари мавжуддир. Бу энергетик сатҳлар, яримўтказгичнинг тақиқланган соҳасида валент соҳаси шипи ва ўтказувчанлик соҳаси тубидан ҳар хил масофаларда жойлашиши мумкин. Айрим ҳолларда, яримўтказгичга керакли электрофизик хусусиятларни бериш учун, атайлаб, киришма атомларини киритадилар.

Киришма атомларининг энергетик сатҳларининг асосий турларини кўриб чиқамиз.

Донор сатҳлар

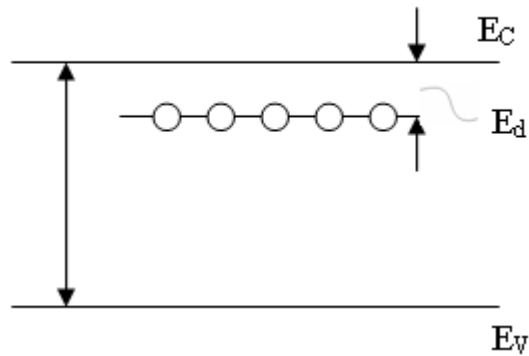
Кремний олмос типдаги кристалл панжарага эга бўлгани учун, бу панжарада ҳар бир атомнинг тўртта энг яқин қўшниси бор, улар билан 4 та валент электронлари орқали ковалент боғланиши ҳосил қилади. Кремний панжарасининг текисликдаги шартли равишда кўриниши 110 – расмда тасвирланган. Фараз қилайлик, кремний кристаллида бир қисм кремний атомлари ўрнига бешвалентли мишьяк атомлари жойлаштирилган бўлсин. 4 та қўшни атомлар билан ковалент боғланишни ўрнатиш учун мишьяк атоми 4 та валент электронларини сарфлайди, бешинчи электрон бу боғланишларни ўрнатишда қатнашмайди.

Мишьяк атоми, диэлектрик сингдирувчанлиги $\epsilon = 12$ бўлган кремний кристалл панжараси муҳитида бўлгани учун, 5– электрон мишьяк атоми ядроси билан 12 марта сусайган



110 – расм. Донор киришмали кремний кристалл панжараси

боғланишда бўлади ва мишьяк атоми майдонида ўз ҳаракатини давом этдиради. Майдоннинг сусайганлиги сабабли, 5 – электрон орбитасининг радиуси 12 маротаба ортади, унинг мишьяк атоми билан боғланиш энергияси $\epsilon^2 = 144$ марта камайиб, $E_d = 0,01$ эВ қиймат атрофида бўлади (111 – расм).



111 – расм. Ярим ўтказгичда донор киришма атомларининг энергетик сатҳи

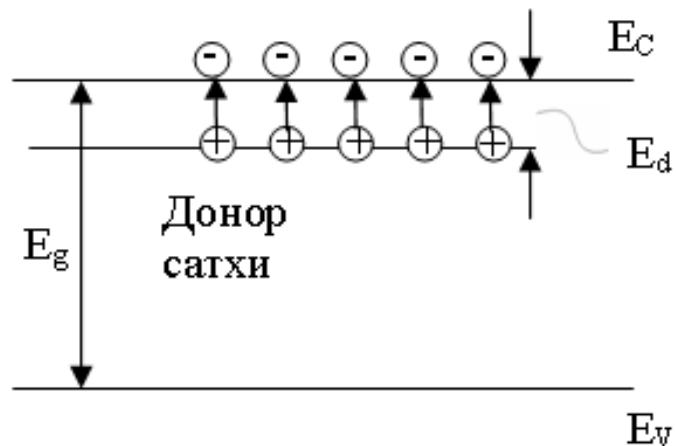
Электронга бундай энергияни узатганда у мишъяк атомидан узилиб кремний панжарасида эркин ҳаракат қилиш имконига эга бўлади, шундай қилиб ўтказувчанлик электронига айланади.

“Соҳалар” назарияси тили билан бу жараённи шундай тасаввур қилиш мумкин:

Валент ва ўтказувчанлик соҳалари орасидаги тақиқланган соҳада мишъяк атоми бешинчи электронининг энергетик сатҳи пайдо бўлади (111 – расм). Бу энергетик сатҳ ўтказувчанлик соҳаси тубининг яқинида $E_d \approx 0,01$ эВ энергетик масофада жойлашади.

Бундай энергетик сатҳларда жойлашган электронларга E_d – энергия узатилса, улар ўтказувчанлик соҳасига ўтиб, ўтказувчанликда қатнашадилар, ҳосил бўлган мусбат зарядлар қўзғолмас мишъяк атомларида жойлашган бўлиб, электр ўтказувчанликда қатнашмайдилар (112 – расм).

Ўтказувчанлик соҳасида электронларни ҳосил қилувчи киришмалар **донорлар** деб аталади, уларнинг энергетик сатҳлари **донор сатҳлар** деб аталади.



112 – расм. Ярим ўтказгичда донор атомларининг ионлашиши

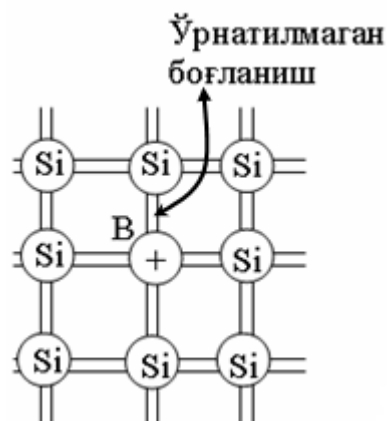
Донор киришмаларга эга бўлган яримўтказгичлар, электрон яримўтказгичлар ёки *n* – типдаги яримўтказгичлар деб аталади.

Акцептор энергетик сатҳлар

Яна фараз қилайлик, кремний кристалл панжарасидаги бир қисм кремний атомлари ўрнини 3 валентли Бор атомлари эгаллаган бўлсин. 4 та қўшни атомлар билан ковалент боғланишни ҳосил қилиш учун Бор атомига битта электрон етишмайди. Бу етишмайдиган электронни қўшни кремний атомларидан олиши мумкин. Бу ҳолда ҳам қўшимча электронни олиш учун тахминан $E_a \approx 0,01$ эВ энергия зарур бўлади.

Тўлдирилмаган боғланиш ковакни эслатади ва кремнийнинг валент соҳасида бўш вакант ҳолатни ҳосил қилади. 113 – расмда Бор киришма атомига эга бўлган кремнийнинг соҳавий тузилиши тасвирланган.

Валент соҳаси шипининг яқинида $E_a \approx 0,01$ эВ масофада Бор атомининг электронлар эгалламаган энергетик сатҳи жойлашган. Нисбатан юқори бўлмаган температураларда валент соҳасидаги электронлар бу энергетик сатҳларга ўтиб, Бор атомлари билан боғланиш ҳосил қилади ва кристалл панжарада ҳаракат қилиш эҳтимоллигини йўқотадилар, электр ўтказувчанликда иштирок этаолмайдилар.



113 – расм. Кремний кристалл панжарасида Бор атоми ни жойлашиши

Мусбат заряд ташувчилар фақат валент соҳасида ҳосил бўлган коваклардан иборат бўлади.

Яримўтказгичнинг валент соҳасидан электронларни тортиб олувчи киришмалар – **акцепторлар**, уларнинг энергетик сатҳлари – **акцептор сатҳлар** деб аталади.

Акцепторларга эга бўлган ярим ўтказгичлар **ковакли яримўтказгичлар** ёки **p – типли яримўтказгичлар** деб аталади.

71 – §. Хусусий яримўтказгичларда заряд ташувчилар концентрацияси ва Ферми сатҳининг ҳолати

Яримўтказгичларда эркин заряд ташувчи газнинг хусусиятларини белгиловчи асосий параметрлардан бири μ – химиявий потенциалдир. Электрон ва ковакли газлар учун, химиявий потенциал оддийгина қилиб **Ферми сатҳи** деб аталади.

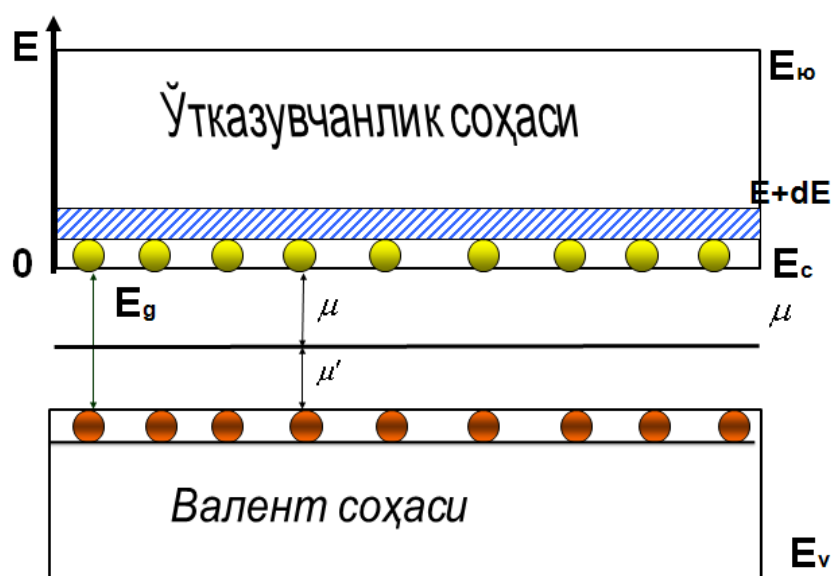
Маълумки, металлларда Ферми сатҳи ўтказувчанлик соҳасидаги электронлар билан тўлган охириги энергетик сатҳни белгилайди. $T = 0 \text{ K}$ да Ферми сатҳидан пастдаги барча энергетик сатҳлар электронлар билан тўлган, ундан юқоридаги энергетик сатҳларнинг барчаси бўшдир.

Металлларда электрон газнинг концентрацияси ўтказувчанлик соҳасидаги ҳолатлар сони билан бир хил бўлади, шунинг учун бу газ айниган газ ҳисобланади ва

электронларнинг ҳолатлар бўйича тақсимооти Ферми–Дирак статистикаси билан ифодаланади. Бундай газдаги электронлар концентрацияси температурага деярли боғлиқ эмас.

Хусусий ва кам аралашмали яримўтказгичларда электрон ёки ковак газлари айнамаган газлардир ва уларнинг ҳолатлар бўйича тақсимланиши Максвелл–Больцман классик статистикаси билан ифодаланади. Бундан яримўтказгичларда эркин заряд ташувчилар концентрацияси Ферми сатҳи ва температурага боғлиқдир.

114 – расмда айнамаган яримўтказгичнинг соҳалар тузилиши келтирилган.



114 – расм. Хусусий яримўтказгичнинг энергетик диаграммаси

Температура абсолют нолдан сезиларли фарқли бўлганда $T = 0 \text{ K}$, бу яримўтказгичнинг ўтказувчанлик соҳасида эркин электронлар ва валент соҳасида коваклар ҳосил бўлади. Уларнинг концентрациясини n ва p деб белгилаймиз. Электронлар кинетик энергиясининг ҳисоб боши қилиб ўтказувчанлик соҳасининг тубини қабул қиламиз. Шу сатҳга яқин масофада, ўтказувчанлик соҳасида dE энергия оралиғини ажратиб оламиз.

Расмда хусусий ярим ўтказгич келтирилгани ва электрон газ айнамаган бўлганлиги сабабли, dE энергия оралиғидаги dn электронлар концентрациясини Максвелл – Больцман тақсимоотига асосланиб ҳисоблашга уриниб кўрамиз:

$$N(E)dE = f(E)g(E)dE \quad , \quad (71.1)$$

$$f_{\text{МБ}}(E) = e^{\frac{\mu-E}{kT}} \quad , \quad (71.2)$$

$$f_{\text{МБ}}(E) = \frac{N}{V} \left(\frac{h^2}{2\pi mkT} \right)^{3/2} e^{\frac{E}{kT}} \quad , \quad (71.3)$$

$$g(E)dE = \frac{4\pi V}{h^3} (2m)^{3/2} \sqrt{E} dE \quad , \quad (71.4)$$

$$dn = \frac{4\pi}{h^3} (2m)^{3/2} e^{\frac{\mu-E}{kT}} \sqrt{E} dE \quad , \quad (71.5)$$

Айнимаган яримўтказгичларда μ – манфий қийматга эга бўлади ва Ферми сатҳи ўтказувчанлик соҳасининг тубидан пастда жойлашади.

Ўтказувчанлик соҳасидан Ферми сатҳигача бўлган энергетик масофани μ ва валент соҳаси шипидан бу сатҳгача бўлган энергетик масофани μ' деб белгилаймиз ва улар тақиқланган соҳа кенглиги билан қуйидагича боғланади:

$$-Eg = \mu + \mu' \quad \mu' = -(Eg + \mu) \quad , \quad (71.6)$$

бу ерда Eg – тақиқланган соҳанинг кенглиги. T температурада ўтказувчанлик соҳасидаги электронларнинг концентрациясини 0 дан E_0 гача энергия оралиғида интеграллаш билан топамиз.

$$n = 4\pi \left(\frac{2m_n}{h^2} \right)^{3/2} e^{\frac{\mu}{kT}} \int_0^{E_0} e^{-\frac{E}{kT}} \sqrt{E} dE \quad , \quad (71.7)$$

E ортиши билан $e^{-\frac{E}{kT}}$ функцияси жуда тез камайиб боришини эътиборга олсак, интеграллаш чегарасини 0 дан ∞ гача деб олиш мумкин

$$n = 4\pi \left(\frac{2m_n}{h^2} \right)^{3/2} e^{\frac{\mu}{kT}} \int_0^{\infty} e^{-\frac{E}{kT}} \sqrt{E} dE \quad , \quad (71.8)$$

Бу функциянинг ечими хусусий яримўтказгичнинг ўтказувчанлик соҳасидаги электронларнинг концентрацияси ифодасини беради:

$$n = 2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{\frac{\mu}{kT}}, \quad (71.9)$$

Худди шу амалларни валент соҳасидаги коваклар учун қўллаб уларнинг концентрацияси учун қуйидаги муносабатга эга бўламиз:

$$p = 2 \left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_g + \mu}{kT}}, \quad (71.10)$$

(71.9) ва (71.10) – ифодаларда m_n ва m_p электрон ва ковакларнинг эффектив массаларидир. Шу ифодалардан кўришиб турибдики, Ферми сатҳи билан соҳалар ўртасидаги энергетик масофа кенгайиши билан шу соҳага тегишли заряд ташувчилар концентрациялари (n ва p) камайиб боради.

Айнимаган ярим ўтказгичларда, белгиланган бирор T – температура учун, электронлар билан коваклар концентрацияларининг кўпайтмаси ўзгармас катталиқдир.

$$n \cdot p = n_i p_i = 4 \left(\frac{2\pi kT}{h^2} \right)^{3/2} (m_n m_p)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{kT}}, \quad (71.11)$$

Хусусий яримўтказгичларда ўтказувчанлик соҳасидаги электронлар концентрацияси n_i валент соҳадаги коваклар концентрацияси p_i га тенгдир:

$$n_i = p_i, \quad (71.12)$$

чунки, валент соҳадан ўтказувчанлик соҳасига қанча электрон ўтса, шунча бўш энергетик ўринлар, яъни коваклар ҳосил

бўлади. Шунинг учун (71.9) – ва (71.10) – ифодаларнинг ўнг томонларини тенглаштирсак қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$2\left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2}\right)^{3/2} e^{\frac{\mu}{kT}} = 2\left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2}\right)^{3/2} e^{-\frac{E_g + \mu}{kT}}$$

Бу ифодани μ га нисбатан ечиб, хусусий яримўтказгичнинг Ферми сатҳи ҳолатини аниқлаймиз:

$$\mu = -\frac{E_g}{2} + \frac{3}{4}kT \ln \frac{m_p}{m_n}, \quad (71.13)$$

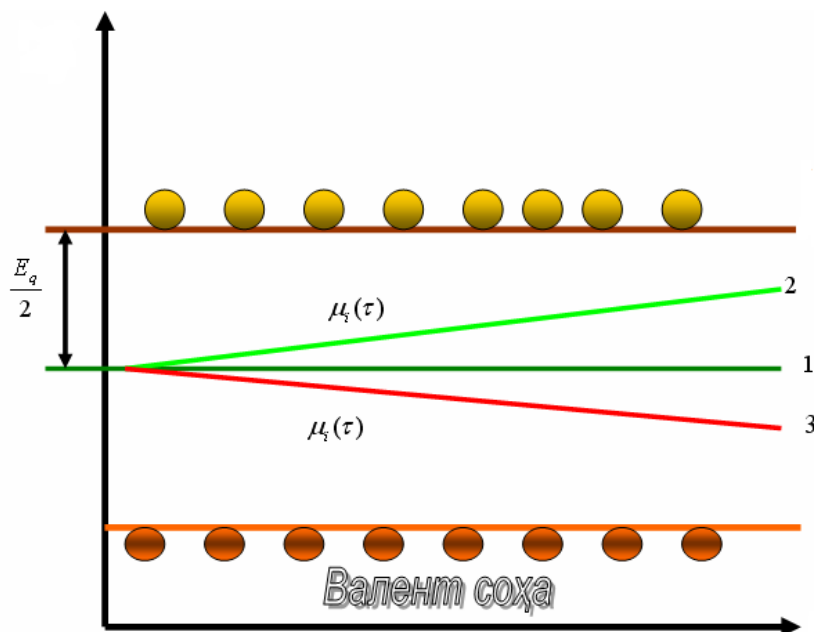
$T = 0$ K бўлган ҳолда $\mu = -\frac{E_g}{2}$ га тенг, яъни Ферми сатҳи тақиқланган соҳанинг қоқ ўртасида жойлашган. Температура ортиши билан, агар $m_p > m_n$ бўлса, Ферми сатҳи ўтказувчанлик соҳаси туби томон силжийди, $m_n > m_p$ бўлса, валент соҳаси шипи томон силжийди. Лекин бу силжишлар шунчалик кичикки, уларни айрим ҳолларда эътиборга олмаса ҳам бўлади (115 – расм).

Ферми сатҳининг қийматини (71.9) – ва (71.10) – ифодаларга қўйсак, хусусий яримўтказгичлардаги электрон ва коваклар концентрациясини аниқлашимиз мумкин:

$$n_i = p_i = 2\left(\frac{2\pi\sqrt{m_n m_p} kT}{h^2}\right)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \quad (71.14)$$

улар тақиқланган соҳа кенглиги ва температурага боғлиқдир. Хусусий яримўтказгичларда белгиланган T – температура учун электронлар ва коваклар концентрацияларининг кўпайтмаси ўзгармас катталиқдир:

$$n_p = n_i^2, \quad (71.15)$$



115 – расм. Хусусий ярим ўтказгич ферми сатҳининг температурага боғлиқ ўзгариши

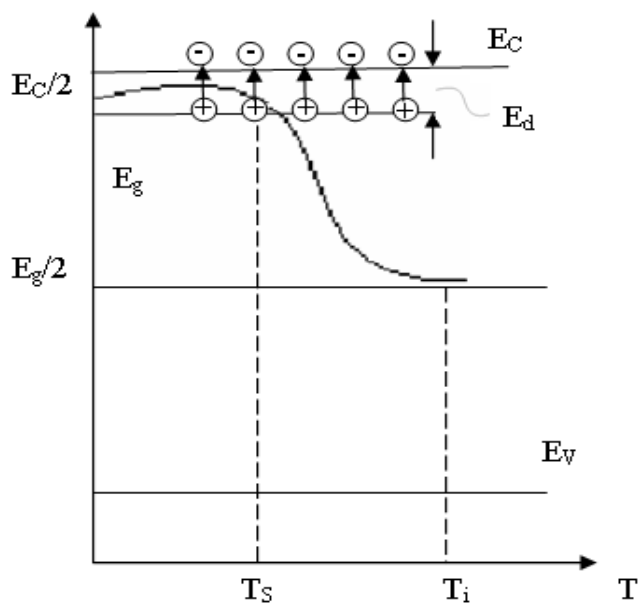
72 – §. Киришмали яримўтказгичларда Ферми сатҳи ҳолати ва заряд ташувчилар концентрацияси

116 - расмда n – типли яримўтказгичда Ферми сатҳининг температурага боғлиқ ўзгариши келтирилган.

Паст температуралар соҳаси

Паст температураларда кристалл панжаранинг иссиқликдан тебраниши ўртача энергияси E_g тақиқланган соҳа кенглигидан жуда сезиларли кичикдир, натижада бу тебранишлар валент электронларини кўзгатаолмайди ва ўтказувчанлик соҳасига узатаолмайди.

Энергияси $E_d \sim 0,01$ эВ бўлган донор сатҳларидан электронларни ўтказувчанлик соҳасига узатиш учун зарур



116 – расм. Киришмали ярим ўтказгич Ферми сатҳининг температурага боғлиқ ўзгариши

бўлган температура деярли бир неча Кельвин градусларидан бошланади. Бу паст температуралар соҳасида n – типли яримўтказгичда, Ферми сатҳи ҳолатини аниқловчи ифода қуйидаги шарт орқали топилади $n = Nd$:

$$N_c \cdot e^{-\frac{E_c - \mu}{kT}} = \frac{Nd}{2e^{-\frac{\mu - E_d}{kT} + 1}}, \quad (72.1)$$

бу ерда $N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2}$ га тенгдир, $E_c = 0$.

(72.1) –ифодани μ га нисбатан ечсак қуйидагига эга бўламиз:

$$\mu = kT \ln \left\{ \frac{1}{4} e^{-\frac{E_d}{kT}} \left(\sqrt{1 + \frac{8Nd}{N_c} e^{+\frac{E_d}{kT}}} - 1 \right) \right\}, \quad (72.2)$$

Жуда паст температураларда қуйидаги ҳолат кузатилади:

$$\frac{8Nd}{N_c} e^{-\frac{Ed}{kT}} \gg 1 ,$$

бу ҳолда Ферми сатҳи ҳолати қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$\mu = -\frac{Ed}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{Nd}{2N_c} , \quad (72.3)$$

Худди шунга ўхшаш, p – типли яримўтказгичда Ферми сатҳи қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$\mu' = -\frac{Ea}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{Nd}{2N_V} , \quad (72.4)$$

бу ерда $N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{3/2}$ га тенг, Ea – акцептор энергетик сатҳи, Na – акцепторлар концентрацияси. (72.3) – ифодадаги Ферми сатҳининг температурага боғлиқ чизмаси 116 – расмда келтирилган.

Электронлар ва акцепторли яримўтказгичлардаги Ферми сатҳи ифодаларидан фойдаланиб, шу яримўтказгичлардаги электрон ва коваклар концентрациялари ифодаларига эга бўламиз.

$$n = \sqrt{2Nd} \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/4} e^{-\frac{Ed}{2kT}} , \quad (72.5)$$

$$p = \sqrt{2Na} \left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{3/4} e^{-\frac{Ea}{2kT}} , \quad (72.6)$$

Киришмаларнинг камбағаллашиш соҳалари

Температура кўтарилиши билан ўтказувчанлик соҳасидаги электронлар концентрацияси ошаборади, донор сатҳларидаги электронлар концентрацияси камаяди, донор сатҳлари электронлардан камбағаллашади.

Акцептор сатҳлар ҳам p – типли яримўтказгичда худди шунга ўхшаш бўш ҳолатлардан камбағаллашади.

Киришмаларда электронлар бутунлай тугаганда n – типли яримўтказгичнинг ўтказувчанлик соҳасида электронлар концентрацияси Nd – донорлар концентрациясига тенглашади:

$$n \approx Nd , \quad (72.7)$$

p – типли яримўтказгичда эса:

$$p \approx Na , \quad (72.8)$$

Бу ҳолатга тўғри келувчи T – температура Ed ёки Ea сатҳлардаги электрон ёки ковакларнинг концентрацияси ошиши билан катта қийматга эришади. Мисол учун, кремнийда донор концентрацияси $Nd = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ га тенг бўлганда Ts температура 150 K тенг бўлади.

Юқори температуралар соҳаси

Температуранинг бундан кейинги ошишида хусусий заряд ташувчилар фаол кўзғалабошлайдилар, яримўтказгич хусусий яримўтказгич ҳолатига яқинлашаборади, натижада, Ферми сатҳи хусусий яримўтказгичдаги Ферми сатҳи ҳолатига ($Eg/2$) яқинлашади.

Хусусий заряд ташувчилар концентрацияси Nd дан кичик бўлганда $n_i \ll Nd$,

$$n = n_i + Nd$$

$n = Nd$ га тенг бўлиб, маълум температура қийматигача ўзгармасдан қолади, бу ҳолатда Ферми сатҳи ҳолати қуйидагича ифодаланади:

$$\mu = E_c + kT \ln \frac{Nd}{N_c} \quad , \quad (72.9)$$

бу ерда E_c энергиянинг ҳисоб боши бўлгани учун, $E_c = 0$ дир.

Аммо, етарлича юқори температураларда хусусий заряд ташувчилар концентрацияси нафақат Nd га тенг бўлади, балки ундан сезиларли катта бўлади:

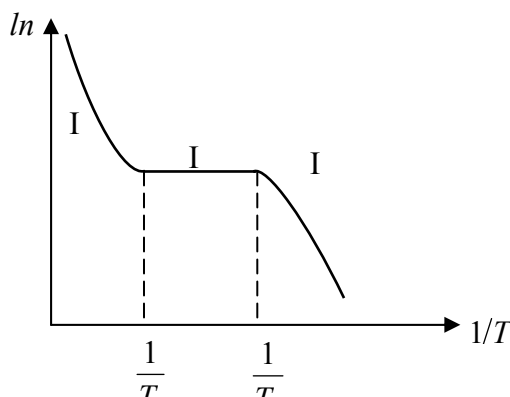
$$n_i \gg Nd$$

Бу ҳолда, $n = n_i + Nd \approx n_i$ бўлиб, киришмали яримўтказгич хусусий яримўтказгич хусусиятига эга бўлади.

$n = n_i$ бўлганда киришмали яримўтказгичнинг Ферми сатҳи ҳолати қуйидагича ифодаланади:

$$\mu = -\frac{E_d}{2} + \frac{3kT}{4} \ln \frac{N_v}{N_c} \quad , \quad (72.10)$$

117 – расмда қўш логарифм координатасида заряд ташувчилар концентрациясининг температурага боғлиқ ўзгариш графиги келтирилган.



117 – расм. Заряд ташувчилар концентрациясининг температурага боғлиқ ўзгариши

T_i – температура тақиқланган соҳа кенглиги ошиши билан ошаборди.

T_i – температурадан юқори температураларда киришмали яримўтказгич Ферми сатҳи хусусий яримўтказгич Ферми сатҳи билан устма–уст тушади ва (72.10) – ифода билан белгиланади. Ток ташувчилар концентрацияси хусусий яримўтказгичнинг шу температурадаги концентрациясига тенг бўлади:

$$n_i = p_i = 2 \left(\frac{2\pi \sqrt{m_n m_p}}{h^2} kT \right)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \quad (72.11)$$

Шундай қилиб, айнамаган яримўтказгичда Ферми сатҳи ҳолати мумкин бўлган барча температуралар кенглигида иккита ифода билан ифодаланади:

$T = 0$ дан T_k - электронлар камбағаллашиши температурасигача:

$$\mu = -Ed + kT \ln \left\{ \frac{1}{4} \left(\sqrt{1 + \frac{8Nd}{Nc} e^{\frac{Ed}{kT}}} - 1 \right) \right\}$$

ифода билан, T_k дан юқори температураларгача:

$$\mu = kT \ln \left\{ \frac{Nd}{2Nc} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4n_i^2}{N^2 d}} \right) \right\}. \quad (72.12)$$

73 – § . Металлар электр ўтказувчанлигининг классик электрон назарияси ва унинг камчилиги. Металлардаги Ферми гази

Друде, Томпсон, Лоренц ва бошқалар томонидан яратилган металларнинг классик электрон назариясида металл кристалл панжарасини тўлдирган электрон гази молекуляр физиканинг идеал гази деб ҳисобланади ва кристалл панжара билан иссиқлик мувозанатида бўлади. Ундан ташқари элетрон газ

ўзининг хусусий ҳажмига эга эмас ва электронлар бир-бири билан ўзаро таъсирлашмайдилар деб ҳисобланади.

Умуман ҳар бир заррачанинг ҳаракат ҳолати учта x, y, z координаталар ва v_x, v_y, v_z тезликнинг ташкил этувчилари ёки \vec{v} ва \vec{p} (ёки \vec{p}) вектор катталиклар билан белгиланади. Электроннинг хусусий ҳажмини кристаллнинг маълум бирлик ҳажмига нисбатан ҳисобга олмаслик ҳақиқатда ўринлидир. Масалан, классик назарияда электроннинг радиуси $r_0 \approx 10^{-15} \text{ м}$ ҳажми $V_0 = 10^{-45} \text{ м}^{-3}$ га тенгдир. Агарда кристаллнинг бирлик ҳажмида электронлар концентрацияси $n_0 \approx 10^{28} \text{ м}^{-3}$ га тенг бўлса, у ҳолда кристаллнинг бирлик ҳажмида электронларнинг эгаллаган умумий хусусий ҳажми $b = nV_0 = 10^{-17}$ қисмига тенгдир.

Энди электронларнинг бир-бири билан ўзаро таъсирлашиши тўғрисида мулоҳаза қилиб кўрамиз. Электроннинг заряди $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$, кристалл панжара доимийси 10^{-10} м га тенг бўлган масофада электронлар тахминан $2 \cdot 10^8 \text{ Н}$ куч билан ўзаро таъсирлашадилар. Бу куч таъсирида

электроннинг олган тезланиши $\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} = 2 \cdot 10^{22} \text{ м/сек}^2$, Кулон

ўзаро таъсир энергияси ($r \sim 10^{-10} \text{ м}$ бўлганда) тахминан 14 эВ га тенг бўлади.

Электронлар орасидаги кучли итариш кучидан ташқари, унинг тартибида бўлган электронлар билан ядролар орасида тортишиш кучлари мавжуддир. Ҳар бир электрон юқоридаги итариш ва тортишиш кучлари таъсирида ҳаракатланадилар. Ана шу ҳолат, ҳаракатдаги электронлар ўзаро таъсирда бўлмайди деган тасаввурни билдиради.

Берилган температурада электронлар кристалл панжарада тартибсиз ҳаракат қиладилар ва панжара ионлар билан тўқнашганда тезликларнинг миқдорини (модули) ва йўналишни ўзгартирадилар. Электрон тезлигининг модулини ўзгариши унинг кинетик энергиясини ўзгаришига олиб келади.

Термодинамик мувозанат ҳолатида электрон газнинг температураси панжара температурасига яқин бўлади.

Электронларнинг панжара ионларида сочилиш характери тасодиф бўлгани учун, битта электроннинг, узоқ вақт оралигидаги, ўртача тезлиги ва унинг ўртача силжиши вектор катталиклар бўлгани учун, нолга тенгдир. Барча электронлар бир хил шароитда бўлгани учун бу фикр исталган электронга ҳам тегишлидир.

Тартибсиз ҳаракатдаги электронларнинг ўртача кўчиши нолга тенг бўлгани учун, тартибсиз ҳаракат электр токини, яъни қандайдир кўндаланг юза кесими бўйича йўналтирилган зарядлар кўчишини ҳосил қилмайди. Демак, электр токини ҳосил қилиш учун электронларнинг йўналтирилган ҳаракатини кўзғатиш керак, унинг учун электронларга электр майдон, температура градиенти, биржинсли бўлмаган ёритилганлик ва бошқа ташқи таъсир бериш керак.

Кристалл панжарада E электр майдони ҳосил қилинганда ҳар бир электронга майдонга қарши йўналган

$$F = -qE$$

куч таъсир этади ва электронларнинг бир томонга йўналтирилган ҳаракатини вужудга келтиради. Яъни электр токини ҳосил этади. Бу ҳосил бўлган токни қуйидагича ҳисоблаш мумкин. F куч таъсирида электрон $\ell = v_T \tau$ эркин югуриш йўлининг охирида йўналтирилган ҳаракатнинг v_g – тезлигига эришади.

$$v_g = a\tau = \frac{F}{m}\tau = \frac{eE}{m}\tau, \quad (73.1)$$

бу ерда m – электрон массаси, a – ҳаракат тезланиши, τ – ўртача эркин югуриш йўлини босиб ўтиш учун кетган вақт. Электр майдони таъсирида электронлар мажмуасининг йўналтирилган ҳаракати дрейф деб аталади ва шу йўналтирилган ҳаракат тезлиги v_g дрейф тезлиги деб аталади.

Кристалл панжара тугуни (ион) билан электрон тўқнашганда v_g – тезлик нолга айланади. Шунинг учун электроннинг тартибли ҳаракати ўртача тезлиги қуйидагига тенг бўлади:

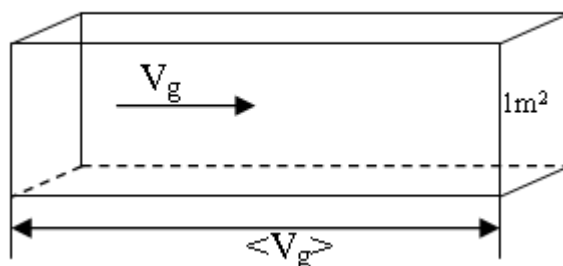
$$\langle v_g \rangle = \frac{v_g}{2} = \frac{e \tau}{2m} E, \quad (73.2)$$

бу ерда $\tau = \frac{\ell}{\langle v \rangle}$, $\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$ – миқдори жиҳатидан $\langle v_g \rangle$ дан сезиларли катта бўлган электроннинг иссиқлик ҳаракати ўртача тезлиги, v – тезликни нолга айланиши учун зарур бўлган тўқнашишлар сони.

$$\langle v_g \rangle = \frac{E \ell}{2m \langle v \rangle}, \quad \mu = \frac{\langle v_g \rangle}{E} = \frac{e \ell v}{2m \langle v \rangle}, \quad (73.3)$$

бу ерда μ – дрейф тезлигини электр майдон кучланганлиги билан боғловчи катталиқ, электронларнинг **ҳаракатчанлиги** деб аталади. Электронларнинг ҳаракатчанлиги кучланишга эга бўлган электр майдонидаги дрейф тезлигига миқдор жиҳатдан тенг катталиқка айтилади.

Электроннинг тартибли ҳаракати ўртача тезлиги $\langle v_g \rangle$ га тенг бўлганда, оқимга перпендикуляр бўлган 1 м^2 юзадан 1 сек вақт ичида қирраси $\langle v_g \rangle$ га тенг бўлган параллелепед ичида жойлашган барча электронлар ўтади (118 - расм). Бу параллелепеднинг ҳажми $\langle v_g \rangle$ га тенг ва бу ҳажмдаги электронлар сони $n \langle v_g \rangle$ га тенг.



118 – расм. $\langle v_g \rangle$ ҳаракат тезликли электронлар оқими

Бу ерда n - металлдаги электронлар концентрацияси. Шунинг учун ўтказгичдаги ток зичлиги

$$\vec{j} = en \langle \vec{v}_g \rangle = en \mu \vec{E} \quad , \quad (73.4)$$

га тенг. Ўтказгичнинг солиштира ўтказувчанлиги

$$\sigma = \frac{j}{E} = en \mu \quad , \quad (73.5)$$

га тенгдир. (73.3) – ифодадан фойдаланиб металлнинг классик электрон назариясига тегишли солиштира ўтказувчанлик ифодасини келтириб чиқарамиз:

$$\sigma = \frac{e^2 n \ell}{2m \langle v_T \rangle} \quad , \quad (73.6)$$

Бу назарияда ℓ $v = 1$ бўлганда кристалл панжара доимийсига тенг бўлган қийматга эга бўлади.

Мисол тариқасида кумушнинг солиштира ўтказувчанлигининг абсолют қийматини ҳисоблаб кўрамиз.

Қуйидаги коэффициентларни берилган деб ҳисоблаймиз:

$$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \quad , \quad m = m_0 = 9 \cdot 10^{-31} \text{ кг} \quad , \quad n = 6 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3} \quad , \quad \ell = 3 \cdot 10^{-10} \text{ м}$$

Иссиқлик ҳаракатининг ўртача тезлигини

$$\langle v_T \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$$

деб олсак, у $300 \text{ } ^\circ\text{K}$ да $\langle v_T \rangle = 1,08 \cdot 10^5 \text{ м/сек}$ га тенг бўлади. Кумушнинг солиштира ўтказувчанлигини (73.6) – ифода орқали ҳисоблаш қуйидаги натижани беради:

$$\sigma = \frac{ne^2}{2m} \frac{\ell}{\langle v_T \rangle} \approx 2,4 \cdot 10^6 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$$

Амалда, $300 \text{ } ^\circ\text{K}$ даги тажриба натижалари кумушнинг солиштирма ўтказувчанлиги

$$6,3 \cdot 10^7 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$$

га тенг эканлигини кўрсатади. Бу қийматга эришиш учун (73.6) – ифодадаги $\langle \ell \rangle$ – ўртача эркин югуриш йўли қиймати ўрнига $7,5 \cdot 10^{-9} \text{ м}$ қийматни олиш керак бўлади, яъни кристалл панжара доимийсини 25 марта катта деб олиш керак бўлади.

(73.6) – ифода температурага боғлиқ бўлган бирдан-бир катталик-иссиқлик ҳаракатининг ўртача тезлигидир:

$$\langle v_T \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$$

Бу ифодага биноан, температура ошиши билан солиштирма қаршилиқ \sqrt{T} га пропорционал равишда ошиши керак эди. Аммо, амалда кенг температура соҳасида металлларнинг солиштирма қаршилиги ρ температурага тўғри пропорционалдир.

Классик назариянинг бундай камчиликлари асосан, металлнинг эркин электронларини Максвелл-Больцман статистикасига бўйсунадиган идеал молекуляр газ заррачалари деб ҳисоблашдан келиб чиқади.

Квант назариясига асосан, металл кристалл панжарасини эгаллаган умумлашган электронлар Ферми-Дирак статистикасига бўйсунадиган айниган электрон газни ҳосил қилади. Ферми-Дирак статистикасига асосланган металллар электр ўтказувчанлигини ҳисоблаш қуйидаги ифодани беради:

$$\sigma_{\text{кв}} = \frac{e^2 n \ell(E_F)}{m \langle v_T(E_F) \rangle} \quad , \quad (73.8)$$

бу ерда $\ell(E_F)$ – Ферми энергиясига эга бўлган электроннинг ўртача эркин югуриш йўли, $\langle v_T(E_F) \rangle$ – шундай электроннинг ўртача тезлигидир.

Классик ва квант назарияларнинг электр ўтказувчанлик ифодалари мос равишда (73.6) ва (73.8), ташқи кўринишлари билан бир-бирига ўхшасалар ҳам, бу ифодаларнинг мазмунлари бир-биридан фарқ қилади.

(73.6) – ифодадаги $\langle v_T \rangle$ – эркин электронларнинг \sqrt{T} га пропорционал бўлган иссиқлик ҳаракатининг ўртача тезлигидир.

(73.8) – ифодадаги $\langle v_T(E_F) \rangle$ – амалда, температурага боғлиқ эмас, чунки температура ўзгариши билан E_F – Ферми энергияси деярли ўзгармасдан қолади.

(73.6) – ва (73.8) – ифодаларнинг энг сезиларли фарқи ℓ – эркин югуриш йўлига классик ва квант назариялари қандай мазмун беришларига боғлиқ.

Эркин электронларни одатдаги заррачалар деб ҳисоблайдиган классик назария металлларда кузатиладиган қаршиликни кристалл панжара тугунлари билан электронларнинг узлуксиз тўқнашиши натижасида пайдо бўлади, деб ҳисоблайди.

Квант назария электронларни тўлқин хусусиятига эга бўлган заррачалар деб ҳисоблайди, металл бўйича ўтказувчанлик электронлари ҳаракатини эса, узунлиги де-Бройл ифодаси

$$\langle \ell \rangle = \frac{\hbar}{P} = \frac{\hbar}{mv}$$

билан аниқланадиган электрон тўлқинларнинг тарқалиш жараёни деб тасаввур этади. Электрон тўлқинлар тарқалиш жараёни шундай кечади. Тугунларида кўзғолмас ионлар жойлашган нуқсонсиз кристалл панжара электрон тўлқинларга қаршилик қилмай, уларни сочмайди. Эркин электронлар оқими панжарада тўсиқсиз ҳаракат қилади ва панжара электр токи оқимига қаршилик қилмайди.

Электрон тўлқинларнинг сочилиш жараёни, ўлчами тўлқин узунлигидан катта бўлган, сочилиш марказларини кристалл панжарада ҳосил бўлишидан пайдо бўлади деб ҳисобланади. Бундай марказлар, биринчи навбатда, панжара тугунларини иссиқликдан тебраниши ҳисобига зичлик ножинслиги ҳосил бўлишидан пайдо бўлувчи, кристалл панжара асллигини бузилишидан иборатдир.

Иссиқлик ҳисобига бетартиб тебранувчи, каттиқ жисмни ташкил этувчи беҳисоб атомлар ичида муайян вақтда бири-бирига қарама-қарши ҳаракатланувчи атомлар учраб туради. Бу вақтда улар орасидаги масофалар қўзғолмас панжара тугунлари орасидаги масофадан кичик ёки катта бўлиши мумкин. Шундай қилиб, каттиқ жисм панжара тугунларининг иссиқлик ҳаракати ҳисобига ҳар вақтда микроскопик бир жинсли бўлмаган соҳалар ҳосил бўлади. Одатда, уларнинг ўлчами эркин электронларнинг тўлқин узунлигидан катта бўлиши ҳисобига электрон тўлқинларни сочувчи эффектив марказларга айланади.

Электрон тўлқинларни сочувчи марказларнинг бошқа манбаълари - металллардаги бошқа ёт киришмалар атомларидан иборатдир. Бу совучи марказлар абсолют тоза металлларда электр қаршилиги пайдо бўлишига асосий сабабчилардир.

Юқоридагиларга асосланиб, металлларнинг солиштирма қаршилигини қуйидагича ифодалаш мумкин:

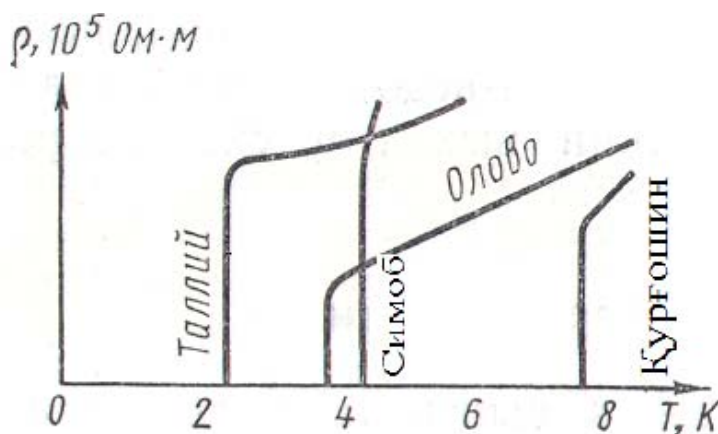
$$\rho = \rho_T + \rho_H$$

бу ерда ρ_T – кристалл панжаранинг иссиқлик тебранишидан ҳосил бўлувчи солиштирма қаршилиқдир, ρ_H – нуқсонлар, киришмалар атомларида электрон тўлқинларнинг сочилиш ҳисобига пайдо бўлувчи қаршилиқдир.

$T \rightarrow 0$ бўлганда, $\rho_T \rightarrow 0$ га интилади ва $\rho \approx \rho_H$ билан аниқланади. ρ_H – температурага боғлиқ эмас. Шунинг учун $T = 0$ $^{\circ}K$ да у йўқолмайдиган қолдиқ қаршилиқ бўлиб ҳисобланади.

74 - §. Ўтаўтказувчанлик

Металларда қолдиқ қаршиликка киришма атомларининг таъсирини ўрганиш мақсадида 1941 йилда Камерлинг - Оннес ўта тозаланган симоб устида изланишлар олиб борди. Изланиш жараёнида кутилмаган натижани кузатди: $T = 4,2 \text{ }^{\circ}\text{K}$ температурада симобнинг қаршилиги сакраб нолга интила борди (119 - расм).



119 – расм. Тоza металларнинг ўтаўтказувчанлик ҳолатига ўтиш критик температуралари

Бу ўтказгичда индукцияланган электр токи қаршиликсиз, исталган узоқ вақтгача сақланиб қолди. Бу ҳодиса ўтаўтказувчанлик ҳодисаси деб аталади.

Модданинг ўтаўтказувчанлик ҳолатига ўтиш температураси T_k – шу ҳолатга ўтишнинг критик температураси деб аталади.

Ом қонуни бўйича

$$\rho = \frac{E}{j}$$

бўлгани учун, j – чегараланган ток зичлигида $\rho = 0$ бўлиши учун ўтаўтказгичнинг исталган нуқтасида электр майдонининг кучланганлиги нолга тенг бўлиши керак, яъни $E = 0$.

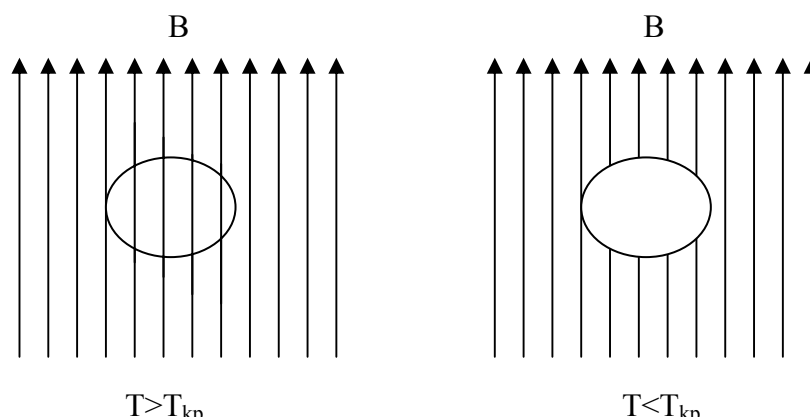
Ўтаўтказувчанлик ҳодисаси 20 дан ортиқ тоза химиявий элементларда, бирнеча юз химиявий бирикма ва қоришмаларда

кузатилган. Бу моддаларда критик температура қиймати $\sim 0,01$ дан $\sim 20\text{ K}$ гача интервалда ётади.

Мейснер ва Оксенфельд 1933 йили ўтаўтказгич моддалар ичидан ташқи ёки ички магнит майдонларни итариб чиқилиши ҳодисасини кузатганлар (*120 – расм*).

$$\lambda = -\frac{1}{4}\pi$$

Ўтаўтказгичнинг ичидан магнит майдони куч чизиқларининг итарилиб чиқилиши, унда магнит индукцияси $B = 4\pi M + H$ нолга тенглигини англатади. Магнит қабул қилиш хусусияти манфийдир:



120 - расм. Ўтаўтказиш ҳодисасида қаттиқ жисмларда магнит майдонини сиқиб чиқариш

Шу сабабли, ўта-ўтказгични паст температураларда жуда яхши ўтказгич бўлиши билан идеал диамагнетик деб ҳисоблаш мумкин.

Ўтаўтказувчанлик ҳолатини кучсиз H магнит майдони билан бузиш мумкин ва бу магнит майдон қийматини H_k -**критик магнит майдони** деб аталади. H_k нинг қиймати температурага боғлиқ ва модданинг T_k – критик температурасида нолга тенг бўлиб, температура пасайиши билан ўзининг максимал қийматига эришади.

Ўтаўтказувчанлик ҳолатига ўтган тоза металлларда иссиқлик ўтказувчанлиги камаяди. Бу ҳолатда металлларда иссиқлик ўтказишга боғлиқ кўчиш ҳодисаларига жавобгар

эркин электронлар кристалл панжара билан ўзаро таъсирини йўқота бошлайди ва иссиқлик ўтказишда қатнашаолмайди.

Изланишлар натижасида ўтаўтказувчанлик ҳолатига ўтган тоза металллар энергетик спектрининг Ферми-сатҳи атрофида жуда тор бўлган энергетик тирқиш ҳосил бўлиши тажрибада кузатилган.

Қуйидаги жадвалда айрим металлларнинг критик температуралари, энергетик тирқиш кенглиги қийматлари келтирилган.

Жадвалдан кузатилишича энергетик тирқиш кенглиги жуда торлиги кўриниб турибди, унинг қиймати $\sim 10^{-3} \div 10^{-2}$ эВ кенгликда ётади.

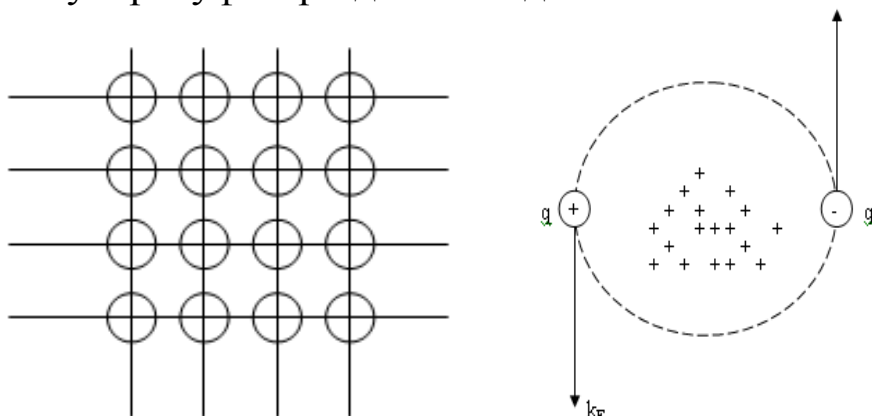
3-жадвал

Моддалар	<i>Al</i>	<i>Sn</i>	<i>Hg</i>	<i>V</i>	<i>Pb</i>	<i>Nb</i>
$E_m(0), 10^3$ эВ	3,26	11,0	16,4	14,3	21,4	22,4
T_k, K	1,2	3,73	4,15	4,9	7,19	9,22

Табийки, ўтаўтказгичларнинг ўтказувчанлик соҳасида тор энергетик тирқиш ҳосил бўлиши электронларнинг қандайдир қўшимча ўзаро таъсири натижасида ҳосил бўлиши керак.

Ўтказувчанлик соҳадаги эркин электронларнинг кристалл панжара бўйлаб ҳаракатида ионлар билан ўзаро таъсирлашиб уларни озгина бўлса ҳам мувозанат ҳолатидан силжитиб, мусбат зарядларнинг фазовий ножинслигини ҳосил қилади ва кристалл панжаранинг айрим қисмларидаги ортиқча мусбат заряд бошқа электронларни ўзига тортади. Шу сабабли, металлларда электронлар орасидаги ўзаро итариш кучларидан ташқари ортиқча мусбат зарядлар билан боғлиқ бўлган тортишиш кучлари пайдо бўлади (*121 - расм*). Агарда, бу тортишиш кучлари итариш кучларидан катта бўлса, ўзаро боғланган жуфт

электронлар ҳосил бўлиш эҳтимоллиги ортади. Бу боғланган жуфтлар - Купер жуфтлари деб аталади.

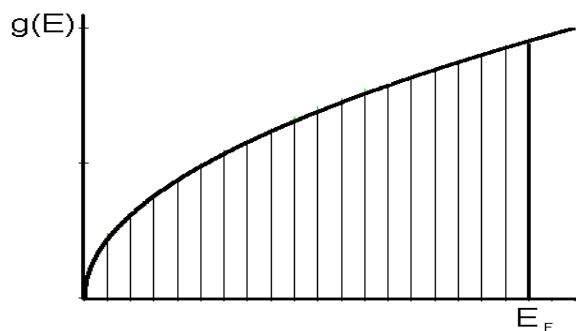


121 – расм. Ўтаётказиш ходисасида Купер жуфтларини ҳосил бўлиши

Купер жуфтлари бутун сонли спинга эга бўлганлиги учун улар бозон заррачалар деб аталади. Бутун сонли спинли бозон заррачалар квант заррачалар бўлишига қарамай Паули принципига бўйсунмайдилар. $T \rightarrow 0$ га интилганда битта энергетик сатҳни бозонлар эгаллаб бошлайдилар.

Купер жуфтлиги ҳосил бўлганда тизимнинг энергияси жуфтдаги электронларнинг E_δ – боғланиш энергияси қийматига камаяди.

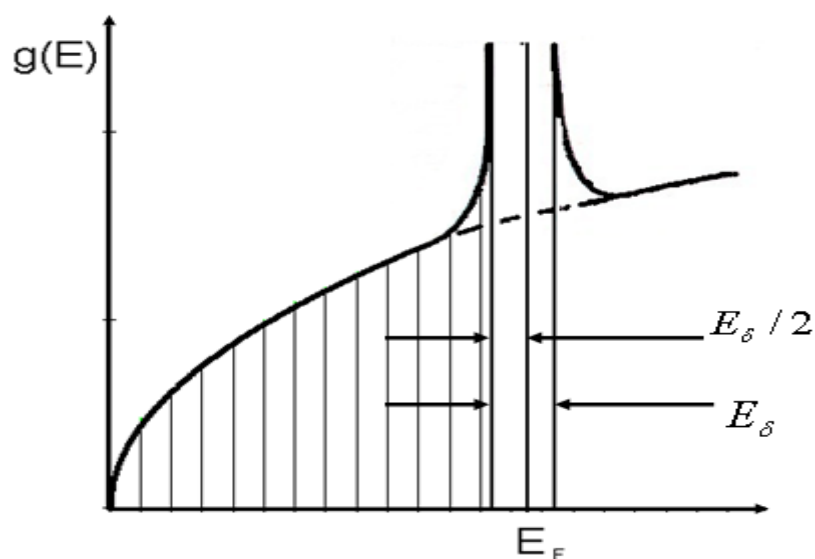
Металлар нормал ҳолатда бўлганлигидаги ўтказувчанлик соҳаси электронлари $T = 0K$ да E_F - максимал энергияга эга бўлади (122 - расм).



122 – расм. Нормал ҳолатдаги металлларда ҳолатлар зичлигининг энергияга боғлиқлиги

Боғланган жуфтликка ўтганда иккита электроннинг энергияси E_δ – боғланиш энергиясига, ҳар бирининг энергияси эса $E_\delta / 2$ – қийматга камаяди.

Шунинг учун бу жуфтликни бузиб, электронларни нормал эркин электрон ҳолатига ўтказиш учун энергия сарф қилиш зарур бўлади. Жуфтлик ҳолатида бўлган электронларнинг юқори энергетик сатҳи билан нормал электронларнинг сатҳи орасида E_δ – кенгликка тенг бўлган энергетик тирқиш ҳосил бўлади (123 - расм).



123 – расм. Ўтаўтказувчанлик ҳолатга ўтишдаги энергетик тирқишининг ҳосил бўлиши

Тирқишнинг чегарасида ҳолатлар зичлигининг қиймати ошганлиги сабабли, торлашган $E_T / 2$ соҳада, ўтказувчанлик соҳасининг барча электронларини жойлаштириш мумкин бўлган энергетик ҳолатлар пайдо бўлади.

Назарий ҳисоблашлар ва жадвалда келтирилган маълумотларга кўра E_δ қиймати металлнинг ўтаўтказувчанлик ҳолатига тўғри келган kT_k – иссиқлик ҳаракати энергиясига тенгдир.

Асосий энергетик сатҳга жойлашган электроннинг ютиши мумкин бўлган минимал энергия порцияси $kT_k \approx (0,001 \div 0,01) \text{ эВ}$ га тенг.

Паст температураларда $kT \sim 8,6 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}$ га яқин бўлгани сабабли, кристалл панжарадаги электрон kT_k га тенг энергия порциясини ололмайди, Купер жуфтлигидаги электронлар, паст энергетик сатҳлардаги ўтказувчанлик соҳасидаги нормал электронлар билан ўзаро таъсирда бўлмай, металлнинг кристалл панжараси бўйлаб қаршиликка учрамай ҳаракатини давом этдиради.

Температура ортиши билан электронларнинг кристалл панжарадан оладиган энергия порциялари kT_k га яқин бўлади ва электронлар асосий энергетик сатҳларидан айнаган энергетик сатҳларга ўтабошлайди. Температура T_k га етганда E_g – энергетик тирқиш ва ўтаўтказувчанлик ҳолати йўқолади.

Шуни қайд қилиш керакки, ўтказувчанлик соҳасининг ҳамма электронлари Купер жуфтлигини ҳосил қилишда қатнашаолмайди. Купер жуфтлиги ҳосил бўлиши учун электронларнинг энергияси жуда бўлмаганда $E_g/2$ га ўзгариши керак, шунинг учун Ферми энергияси яқинидаги $E_g/2$ га тенг энергетик соҳадаги электронлар иштирок этиши мумкин. Тахминий ҳисоблашларга кўра ўтказувчанлик соҳасидаги электронларнинг $\sim 10^{-4}$ қисмигина Купер жуфтликни ҳосил қилишда иштирок этишлари мумкин.

75 - §. Хусусий яримўтказгичларнинг электр ўтказувчанлиги

Киришмалардан юқори даражада тозаланган яримўтказгичлар, жуда паст бўлмаган температураларда, қуйилган ташқи майдон таъсирида ўзининг хусусий заряд ташувчилари – электронлар ва ковакларнинг йўналтирилган ҳаракати ҳисобига электр ўтказувчанликка эга бўладилар. Бу электр ўтказувчанлик яримўтказгичларнинг **хусусий ўтказувчанлиги** деб аталади.

Хусусий яримўтказгичда, икки хил заряд ташувчилар-электронлар ва коваклар мавжудлиги учун, унинг электр ўтказувчанлиги n_i концентрацияли эркин электронларнинг

ўтказувчанлиги ($\sigma_p = e p_i \mu_p$) ва p_i концентрацияли ковакларнинг ўтказувчанлигидан ($\sigma_p = e p_i \mu_p$) иборат бўлади. Хусусий электронлар ва коваклар концентрациялари бир-бирига тенг бўлгани учун ($n_i = p_i$), хусусий яримўтказгичнинг тўла ўтказувчанлиги қуйидагича бўлади.

$$\sigma_i = \sigma_n + \sigma_p = e n_i \mu_n + e p_i \mu_p = e n_i (\mu_n + \mu_p) \quad , \quad (75.1)$$

Хусусий яримўтказгичда электронлар ва коваклар концентрацияси қуйидагига тенгдир:

$$n_i = 2 \left(\frac{2\pi \sqrt{m_n m_p} kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}} \quad , \quad (75.2)$$

Бу ифодадан фойдалансак, яримўтказгичнинг хусусий ўтказувчанлиги ифодасига эга бўламиз:

$$\sigma_i = 2e \left(\frac{2\pi \sqrt{m_n m_p} \cdot kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}} (\mu_n + \mu_p) = \sigma_0 \cdot e^{-\frac{E_g}{2kT}} \quad , \quad (75.3)$$

бу ерда $\sigma_0 = 2e(\mu_n + \mu_p) \left(\frac{2\pi \sqrt{m_n m_p} kT}{h^2} \right)^{3/2}$ – экспонента олдидаги

ифодадир. Электрон ва коваклар харакатчанлиги температурага қуйидагича боғлиқдир:

$$\mu_n, \mu_p \sim \frac{1}{\sqrt{T^3}}$$

ва унинг температурага боғлиқ ўзгариши, $e^{-\frac{E_g}{2kT}}$ нинг температурага боғлиқ ўзгаришидан бир неча тартиб суздир.

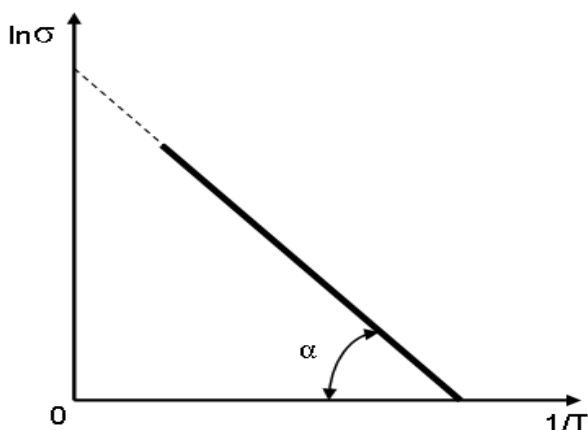
(75.2) – ифодадан, $T \rightarrow \infty$ интилганда, $\sigma \rightarrow \sigma_0$ га тенг бўлади, яъни жуда юқори температураларда ҳам σ_0 сезиларли

ўзгармасдан, $T \rightarrow \infty$ да яримўтказгичнинг солиштирма ўтказувчанлигини билдиради.

Яримўтказгичнинг хусусий ўтказувчанлигини температурага боғлиқлигини ярим логарифмик координаталарда келтириш жуда қулайдир. (75.2) – ифодани логарифмласак қуйидагига эга бўламиз:

$$\ln \sigma = \ln \sigma_0 - \frac{E_g}{2kT} \quad , \quad (75.4)$$

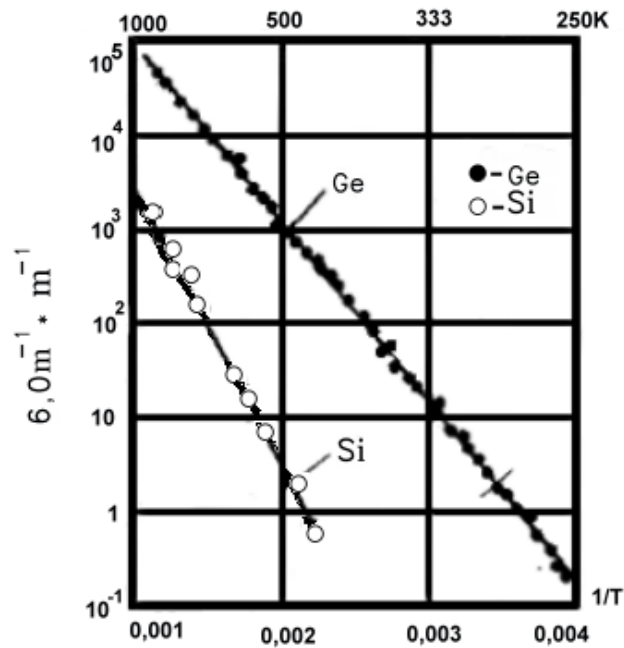
Агарда, абсцисса ўқи бўйлаб $1/T$, ордината ўқи бўйлаб $\ln \sigma$ ўзгаришларини қўйсак, ордината ўқини $\ln \sigma_0$ бўлакда кесиб ўтадиган тўғри чизиққа эга бўламиз (124 - расм).



124 – расм. Ярим ўтказгичнинг хусусий ўтказувчанлигини температурага боғлиқ ўзгариши

Тўғри чизиқнинг абсцисса ўқи билан ҳосил қилган α – бурчакнинг тангенци $E_g/2k$ га тенгдир. Шундай чизма тузиб яримўтказгичнинг солиштирма ўтказувчанлиги қиймати σ_0 ни ва тақиқланган соҳа кенглиги E_g ни аниқлашимиз мумкин.

Мисол тариқасида, 125 - расмда хусусий германий ва кремний учун, тажрибада олинган $\ln \sigma$ нинг $1/T$ дан боғлиқ ўзгариши натижалари келтирилган.



125 – расм. Кремний ва германий яримўтказгичларининг электр ўтказувчанлигини температурага боғлиқ ўзгариши

Бу тажриба натижаларидан германий ва кремнийнинг тақиқланган соҳаларининг кенгликлари, мос равишда $E_{Ge} = 0,72\text{эВ}$ ва $E_{Si} = 1,2\text{эВ}$ га тенгдир. 73- ва 75- параграфларда келтирилган натижалардан қуйидаги хулосани қилиш мумкин:

Металларда электрон газ айниган бўлгани учун, заряд ташувчилар концентрацияси деярли температурага боғлиқ эмас ва металлар ўтказувчанлигининг температурага боғлиқ ўзгариши бутунлай ток ташувчилар ҳаракатчанлигининг температурага боғлиқ ўзгариши билан аниқланади.

Яримўтказгичларда заряд ташувчи газ айнинамаган газдир ва унинг концентрацияси температурага боғлиқ жуда кучли ўзгаради.

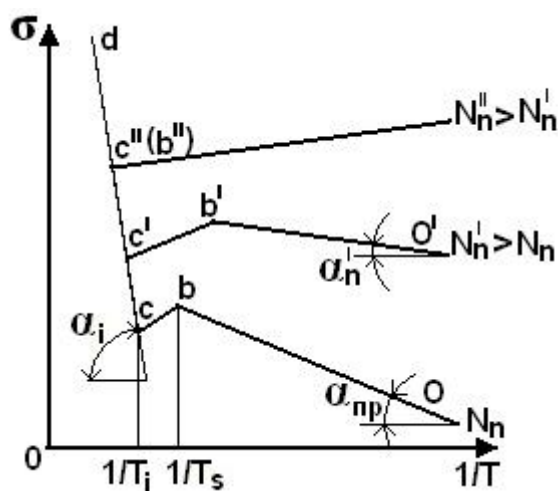
$$n_i = 2 \left(\frac{2\pi \sqrt{m_n m_p} \cdot kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}}$$

Шунинг учун яримўтказгич ўтказувчанлигининг температурага боғлиқ ўзгариши фақат ток ташувчилар концентрациясининг температурага боғлиқлиги билан аниқланади.

76 - §. Киришмали яримўтказгичнинг ўтказувчанлиги

Айнимаган киришмали яримўтказгичларнинг электр ўтказувчанлигини температурага боғлиқлиги, хусусий яримўтказгичдагига ўхшаш, асосан ток ташувчилар концентрациясини температурага боғлиқлиги билан аниқланади.

126 - расмда киришмали яримўтказгич ўтказувчанлигининг температурага боғлиқ чизмаси келтирилган. Бу чизмани урта характерли соҳаларга ажратиш мумкин: ab , bc , ва cd .



126–расм. Киришмали яримўтказгич ўтказувчанлигининг температурага боғлиқ чизмаси

“ ab ” соҳа паст температуралар соҳасига тааллуқли бўлиб, киришма сатҳларининг электронлардан камбағаллашиш температурасигача (T_k) давом этади. Бу соҳада, ток ташувчилар концентрацияси қуйидагича ифодаланади:

$$n = \sqrt{2Nd} \left(\frac{2\pi m_n \cdot kT}{h^2} \right)^{3/4} e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \quad (76.1)$$

уларнинг ҳаракатчанлиги киришмаларда сочилиши билан аниқланиб, $T^{3/2}$ га пропорционалдир.

Киришмали яримўтказгич электр ўтказувчанлиги қуйидагича ифодаланади:

$$\sigma_{я\ddot{y}.T} = \sigma_{я\ddot{y}.0} e^{-\frac{Eg}{2kT}}, \quad (76.2)$$

бу ерда $\sigma_{я\ddot{y}.0}$ температурага кучсиз боғлиқ бўлган экспонента олдидаги коэффициентдир. (76.2) – ифодани логарифмласак

$$\ln \sigma_{я\ddot{y}.T} = \ln \sigma_{я\ddot{y}.0} - \frac{Eg}{2kT}$$

га эга бўламиз.

Абсцисса ўқиға $1/T$ ва ордината ўқиға $\ln \sigma_{я\ddot{y}}$ ўзгаришларини қўйсак 126 - расмда келтирилган чизмага эга бўламиз.

“*ab*” тўғри чизик абсцисса ўқи билан α_k бурчак ҳосил қилади ва унинг тангенци киришманинг донор энергетик сатҳи қийматига (*Ed*) пропорционал бўлади,

$$\operatorname{tg} \alpha_k = \frac{Eg}{2k}, \quad (76.4)$$

Шундай қилиб “*ab*” соҳа яримўтказгичнинг киришма ўтказувчанлигига тўғри келади.

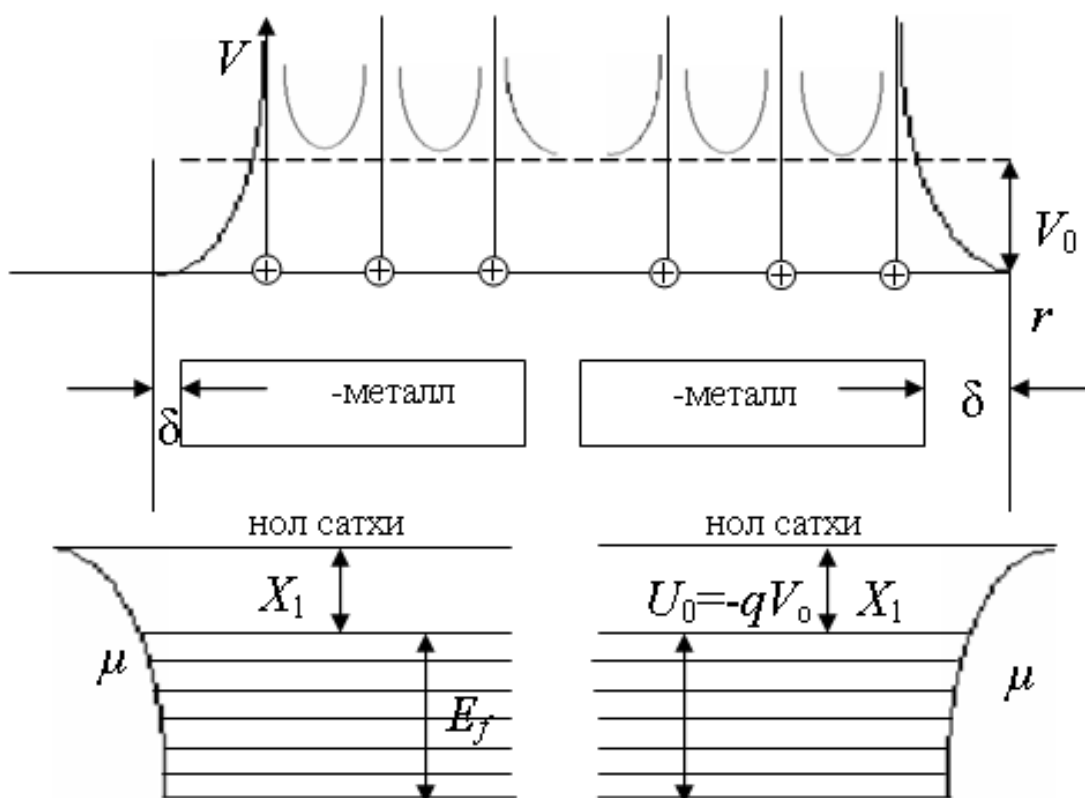
“*bc*” соҳа киришмаларнинг электронлардан камбағаллашиш температурасидан (T_k) хусусий ўтказувчанликка ўтиш температурасигача (T_i) давом этади. Бу соҳада барча киришма атомлари ионлашган бўлади, аммо хусусий ток ташувчилар етарлича қўзғотилмаган, яъни $n \approx Nd$ ўзгармас қолади. Шу сабабли, бу соҳадаги яримўтказгич ўтказувчанлигини температурага боғлиқ ўзгариши ток ташувчилар ҳаракатчанлигининг температурага боғлиқлиги билан аниқланади.

“*cd*” соҳа яримўтказгич хусусий ўтказувчанлигига ўтиш соҳасини билдиради. Бу соҳада ток ташувчилар концентрацияси хусусий заряд ташувчилар концентрацияси билан аниқланади ва хусусий ўтказувчанлик қуйидагича ифодаланади:

$$\sigma \approx \sigma_i = \sigma_0 e^{-\frac{Eg}{2kT}}.$$

77 - §. Чиқиш иши

Металлнинг кристалл панжарасини ташкил этувчи мусбат ионлар, кристалл панжарада тугунлардан ўтувчи тўғри чизик бўйлаб даврий қайтариладиган мусбат потенциалли электр майдонни ҳосил қилади (127 - расм).



127 – расм. Металл атомларининг энергетик диаграммаси ва ички даврий потенциали

Қўпол ҳатолик бўлса ҳам бу даврий потенциални металлнинг барча нуқталарида ўзгармас ҳисоблаб, ўртача V_0 га тенг деб оламиз. Бу майдонга киритилган эркин электрон манфий потенциал энергияга эга бўлади:

$$U_0 = -qV_0$$

127 - расмнинг пастида электронни вакуумдан металлга ўтишида унинг потенциал энергиясини ўзгариши келтирилган.

Электроннинг вакуумдаги потенциал энергияси $U = 0$ бўлса, металлда эса

$$U = U_0 = -qV_0$$

га тенгдир.

Бу ўзгариш характери бўйича сакрашга ўхшаса ҳам у панжара параметрига тенг бўлган δ кесма узунлигида содир бўлади. Расмдан кўринишича, металл, электронлар учун потенциал чуқурлик вазифасини ўтайди ва бу чуқурликдан электронларни вакуумга чиқиши учун қандайдир чиқиш ишини бажариш керак бўлади.

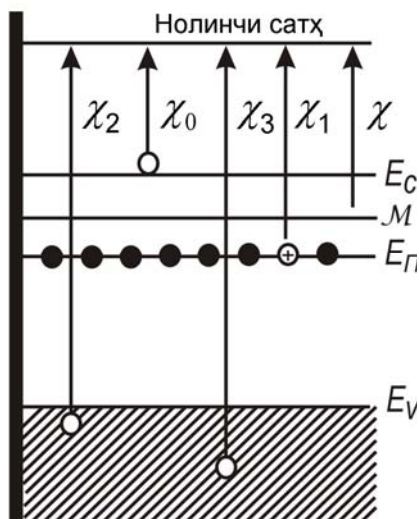
Металлда электронларнинг кинетик энергияси бўлмаганда уларни вакуумга чиқариш учун потенциал ўра чуқурлигига тенг – энергия зарур бўларди. Аммо паст температураларда ҳам μ – Ферми сатҳигача бўлган энергетик сатҳлардаги электронлар даврий майдонда ҳаракатда бўладилар ва кинетик энергияга эга бўладилар. Шунинг учун электронларнинг металлдан чиқиши учун U_0 га нисбатан кичик иш бажариши талаб қилинади.

Металлдан электронларни вакуумга чиқариш учун энг кам бажариладиган иш ферми сатҳидан 00 сатҳгача бўлган χ – га тенгдир. Буни **термодинамик чиқиш иши** деб аталади.

Яримўтказгичларда электронларнинг чиқиш ишини аниқлаш бирмунча қийиндир. 128 - расмда n – типли яримўтказгичнинг энергетик диаграммаси келтирилган.

Ўтказувчанлик соҳасидан электронларни вакуумга чиқариш учун χ_0 – энг кам чиқиш ишини бажариш керак. Аммо бу электронларни вакуумга чиқариш электрон газнинг мувозанат ҳолатини бузилишига олиб келади ва мувозанат ҳолатини тиклаш учун киришма сатҳи ва валент соҳасидан электронларни ўтказувчанлик соҳасига етказиб бериш керак.

Бу эса кристаллнинг ички энергиясини сарф бўлишига ва кристаллнинг совушига олиб келади. Валент соҳасидан электронларни вакуумга чиқаришда мувозанат ҳолат тикланиши учун ўтказувчанлик соҳасидаги электронларнинг бир қисмини валент соҳасига қайтариш лозим бўлади. Бу ҳолатда энергия ажралиб чиқади ва кристалл исий бошлайди.



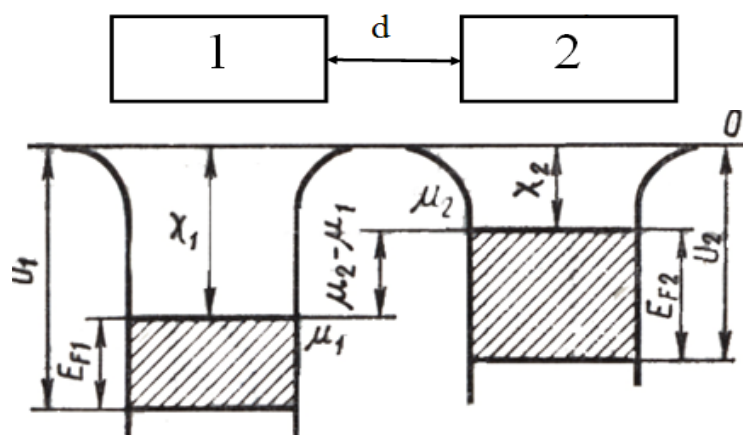
128 – расм. Электрон типли ярим ўтказгичда электронларни вакуумга чиқиш йўллари

Ферми сатҳидан, бир вақтда, юқори ва паст сатҳлардан электронларни вакуумга чиқариш тизимнинг мувозанат ҳолатини бузмасликка ва кристалл температурасини ўзгармаслигига олиб келади. Шунинг учун ярим ўтказгичлар учун чиқиш ишини Ферми сатҳидан нол сатҳгача бўлган энергетик масофага тенг деб ҳисобланади.

Чиқиш иши одатда электронвольтларда ўлчанади. Чиқиш ишини электроннинг зарядига нисбати чиқиш потенциалини белгилайди ва вольтларда ўлчанади.

78 - §. Металл - металл контакти

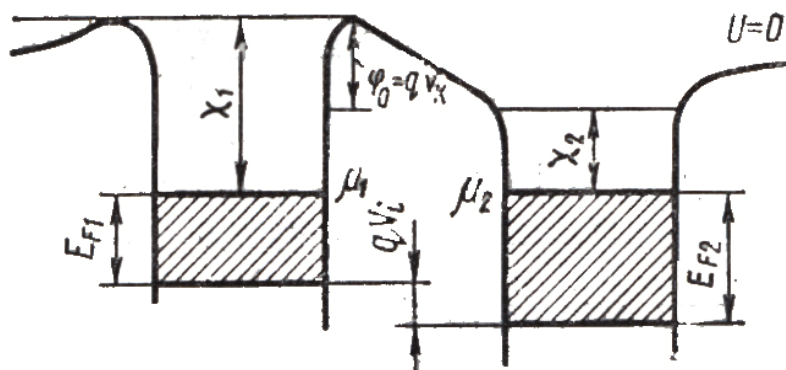
Энергетик диаграммалари 129 - расмда келтирилган икки металлни яқинлашишида содир бўладиган жараёнларни кўриб чиқамиз. Ажратилган ҳолатда бу металллардаги электрон газлар μ_1 ва μ_2 – химиявий потенциаллар билан характерланади. Электронларнинг термодинамик чиқиш ишлари χ_1 ва χ_2 га тенгдир.



129 – расм. Иккита ажратилган металлнинг энергетик диаграммалари

Термоэлектрон эмиссия орқали электронлар билан эффектив алмашиш мумкин бўлган ёки тўғридан - тўғри бири-бирига электронлар ўтиши мумкин бўлган d – масофага металлларни бир-бирига яқинлаштирамиз.

Контакт ўрнатилгандан сўнг бошланғич моментда, (μ_1 ва μ_2) – химиявий потенциаллар ҳар хил баландликда бўлгани учун иккинчи металл электрон гази биринчи металл электрон гази билан мувозанатда бўлмайди (130 - расм).



130 – расм. Металл – металл контактининг энергетик диаграммаси

Ферми сатҳлари фарқи ($\mu_1 - \mu_2$) мавжудлиги иккинчи металлдан биринчисига имтиёзли электрон ўтиши ҳосил бўлишига олиб келади. Бу ҳолда биринчи металл манфий, иккинчиси эса мусбат зарядланади. Бу зарядларнинг ҳосил

бўлиши ўз навбатида металлнинг энергетик сатҳларини силжишига олиб келади: манфий зарядланган 1 - ўтказгичда барча сатҳлар олдинги ҳолатга нисбатан юқорига кўтарилади, 2 - металлда эса пастга тушади. Бу жараённи осон тасаввур этиш мумкин: зарядланмаган металлдаги нол сатҳдан манфий зарядланган металлнинг нол сатҳига электронни ўтказиш учун qV_1 га тенг иш сарфлаш керак. Бу бажарилган иш электроннинг потенциал энергиясини ошишига олиб келади. Худди шу сабабга кўра, мусбат зарядланган металлнинг нол сатҳи зарядламаган металлнинг нол сатҳидан пастга тушади.

Аста секин 1 - металлнинг кўтарилаётган μ_1 химиявий потенциал сатҳи ва 2 - металлнинг пасаётган μ_2 – химиявий потенциали бир баландликка тўғри келганда 2 - металлдан 1 - металлга электронларнинг имтиёзли ўтиши йўқолаборди ва иккала металллар орасида мувозанат ҳолати вужудга келади. Бу ҳолатда металлларнинг нол сатҳлари орасида V_k – контакт потенциаллар фарқи пайдо бўлади:

$$V_k = (\chi_1 - \chi_2)/q \quad , \quad (78.1)$$

Бу потенциаллар фарқини **ташқи контакт потенциаллар фарқи** деб аталади, у металлларнинг чиқиш ишларини фарқига тўғри пропорционалдир. Чиқиш иши кам бўлган металл электронлари чиқиш иши катта бўлган металлга ўтабошлайдилар.

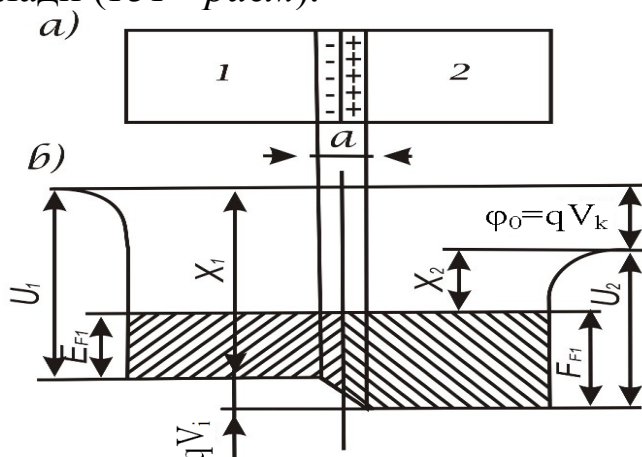
Металлларнинг химиявий потенциаллари сатҳлари тенглашиши билан 1 - ва 2 - металллардаги электронлар кинетик энергиялари бир хил бўлмайди ($E_{F2} > E_{F1}$).

Металлларни тўғридан - тўғри туташишида 2 - металлдан 1 - металлга электронларнинг йўналтирилган диффузияси пайдо бўлади, бу ҳолда V_i **ички контакт потенциаллар фарқи** ҳосил бўлади.

$$V_i = \frac{(E_{F2} - E_{F1})}{q} \quad , \quad (78.2)$$

Мувозанат ўрнатилгандан сўнг металлларда ток зичлиги нолга тенг бўлганлиги учун, Ом қонунига асосан $j = \sigma E$

E – электр майдон металл қалинлиги бўйича хар бир нуқтада нолга тенг бўлади. Аммо металллар контакти чегарасида d – юпқа қатламга ички контакт потенциаллар фарқининг ҳаммаси жойлашган бўлади (131 - расм).



131 – расм. Иккита металл туташиганда ички контакт потенциаллар фарқи хосил бўлиши

Қўш электр қатламининг қалинлиги бўйича V_i – потенциал сакрашга ўхшаб ўзгаради. Шу қатламнинг қалинлигини ҳисоблаб кўрамиз.

Қўш электр қатлами ясси конденсаторга ўхшайди, d – унинг қалинлиги, қопламаларидаги зарядни Q орқали белгиласак, потенциаллар фарқи V_i га тенг бўлади. Қопламаларнинг юзаси 1 м^2 , диэлектрик сингдирувчанлиги $\epsilon = 1$ бўлган ясси конденсаторнинг сиғими қуйидагига тенг:

$$C = \frac{\epsilon \epsilon_0}{d}, \quad C = \frac{Q}{V_i}$$

бу ердан $d = \frac{\epsilon_0 V_i}{\phi}$ га эга бўламиз.

Қўш қатламнинг қалинлиги панжара параметридан кичик бўлмайди, яъни $3 \cong A^0$, $V_i = 1 \text{ В}$ бўлганда 2 - металл қатламининг 1 м^2 юзасидан 1-металлга ўтадиган заряд миқдори қуйидагига тенг бўлади:

$$Q = \frac{\epsilon_0 V_i}{d} = \frac{1B.8.85 \cdot 10^{-12} \Phi_M}{3 \cdot 10^{-10} \text{ м}} \approx 3 \cdot 10^{-2} \text{ Кл}$$

Бу ҳолда, сиртдаги зарядлар концентрацияси

$$\Delta n = \frac{Q}{q} = \frac{3 \cdot 10^{-2} \text{ Кл}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}} \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-2}$$

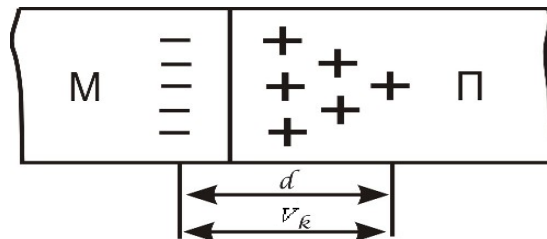
га тенг бўлади. Аммо реал шароитда металлнинг 1 м^2 юзасида 10^{19} атом бор, шунинг учун, $n_{10} = 10^{19} \text{ м}^{-2}$.

Δn ни n_{s0} билан таққосласак кўш электр қатлами ҳосил бўлиши учун, қалинлиги $\sim 3A^0$ бўлган металл сиртидаги электронларнинг фақат $\sim 2\%$ оқиб ўтар экан.

Электрон газ концентрациясининг контакт қатламида бундай сезилмайдиган ўзгариши бу қатламнинг электр ўтказувчанлигини сезиларни ўзгартирмайди.

79 - §. Металл - яримўтказгич контакти. Ёпувчи қатлам

Металл - яримўтказгич контактини кўриб чиқамиз. χ_m – чиқиш ишига эга бўлган M – металл, χ_n – чиқиш ишига эга бўлган n – типли яримўтказгич билан контактда бўлсин (132 - расм).



132 – расм. Металл – ярим ўтказгич контактида ёпувчи қатламни ҳосил бўлиши

Агар $\chi_m > \chi_n$ бўлса, у ҳолда яримўтказгичдан металлга, μ_m ва μ_n - химиявий потенциаллар тенглашмагунча электронлар оқиб ўтади, ундан сўнг металл ва яримўтказгич орасида мувозанат ҳолати ўрнатилади. Металл ва яримўтказгичлар чегарасида V_k – контакт потенциаллар фарқи ҳосил бўлади, унинг қиймати ҳам тахминан $\sim 3V$ атрофида бўлади.

Бу потенциаллар фарқи ҳосил бўлиши учун металл - металл контактига ўхшаш яримўтказгичдан металлга $\sim 10^{17}$ электронлар оқиб ўтиши керак. Яримўтказгич кристалл панжараси параметри $\sim 5A^0$ га тенг, ундаги электрон газ концентрацияси $n = 10^{21} \text{ м}^{-3}$ га тенг. Яримўтказгич сиртидаги концентрация $n_s \sim 10^{14}$ электронларни ташкил этади. Шунинг учун $\Delta n \approx 10^{17}$ электронларни етказиб бериш учун 10^3 та яримўтказгичнинг атом қатламлари электронлардан холи бўлиши керак.

Шундай қилиб, металл - яримўтказгич контактида контакт потенциаллар фарқи $d \sim 5 \cdot 10^3 A^0 = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ қалинлигини эгаллайди. Бу қатламда қолган ионлашган киришмалар атомлари кўзғолмас ҳажмий мусбат зарядларни ҳосил қилади. $5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ қалинликдаги қатлам деярли эркин электронларга эга бўлмагани учун унинг қалинлиги электронларнинг эркин югуриш йўлидан сезиларли катта бўлади, шу сабабли, жуда катта қаршиликка эга бўлади. Бу қатлам **ёпувчи қатлам** деб аталади.

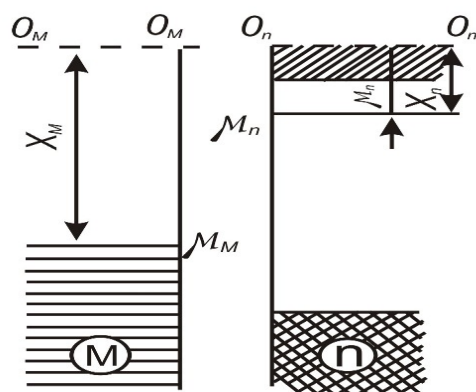
Контакт электр майдонини яримўтказгичнинг энергетик сатҳларига таъсири

Металл ва яримўтказгич орасида пайдо бўлувчи – контакт потенциаллар фарқи d ёпув қатламнинг қалинлиги бўйлаб жойлашади (132 - расм).

Контакт майдоннинг кучланганлиги

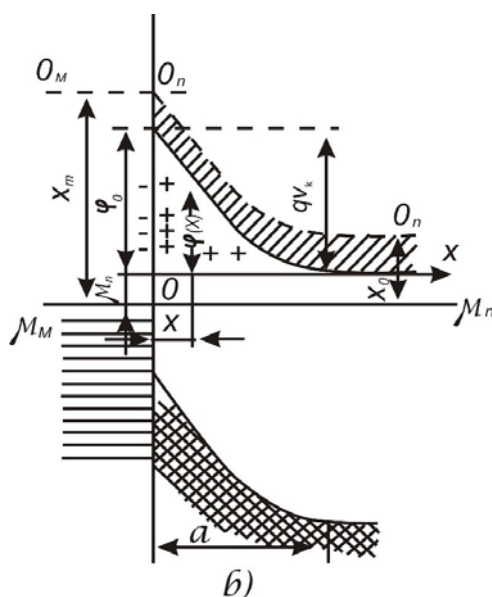
$$\varepsilon_k = \frac{V_k}{d} \approx \frac{1V}{5 \cdot 10^{-7} \text{ м}} = 2 \cdot 10^6 \frac{V}{\text{м}}$$

га тенг бўлади. Бу кристаллнинг ички майдон кучланганлигидан 10^3 марта кичикдир. Шу сабабли, контакт майдони яримўтказгичнинг энергетик спектрига (тақиқланган соҳа кенглиги, киришмаларнинг ионланиш энергияси ва бошқалар) деярли таъсир этмайди. 133 - расмда контактга келтирилгунча M – металл ва n – яримўтказгичнинг энергетик чизмаси кўрсатилган.



133 – расм. Контакт ҳосил бўлгунча металл ва яримўтказгичнинг энергетик диаграммалари

Металлнинг чиқиш иши яримўтказгичникидан катта деб ҳисобланади. Контакт ўрнатилгандан ва мувозанат ҳолати бошлангандан сўнг, яримўтказгичда қўзғалмас ҳажмий мусбат зарядлар d – ёпувчи қатлам бўйича ҳосил бўлади (134 - расм).



134 – расм. Металл – яримўтказгич контакти

Контакт майдон йўқлигида металл ва яримўтказгичда энергетик сатҳлар горизонтал тўғри чизиқлардан иборат бўлади, яъни яримўтказгичнинг ҳамма нуқталарида электроннинг энергияси бир хил бўлади.

Контакт потенциаллар фарқи ҳосил бўлишида контакт майдон жойлашган қатламдаги электронга қатламдан итариб чиқувчи куч таъсир этади. Бу кучни енгиш учун электроннинг потенциал энергиясига ўтувчи маълум иш бажариш керак. Шу сабабли, электроннинг потенциал энергияси яримўтказгичнинг ички қатламидан контакт чегарасигача силжишида унинг потенциал энергияси $\varphi(x)$ ошиб беради ва чегарада максимал қийматга ($\varphi_0 = qV_k$) эришади. Натижада, контакт майдон яримўтказгичнинг энергетик соҳасини қийшайтиради.

φ_0 – катталик, яримўтказгичдан металлга ўтувчи электронларга мувозанат потенциал тўсиқни характерлайди.

Контактдаги потенциал тўсиқ функцияси кўриниши Пуассон тенгламаси орқали ифодаланади:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{q}{\varepsilon_0\varepsilon} \rho(x) \quad , \quad (79.1)$$

бу ерда ε – яримўтказгичнинг диэлектрик сингдирувчанлиги, $\rho(x)$ – қўзғолмас зарядларнинг ҳажмий зичлигидир. Бу ҳолда, яримўтказгичдаги барча донор атомлар Nd ионлашган бўлади. У ҳолда:

$$\rho = qNd \quad , \quad \frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{q^2}{\varepsilon\varepsilon_0} Nd \quad , \quad (79.2)$$

Бу тенглик учун, қуйидаги чегаравий шартлар ўринлидир:

$$\varphi(d) = 0 \quad , \quad \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)_{x=d} = 0 \quad , \quad (79.3)$$

чунки контакт қатламидан ташқарида $x \gg d$ контакт майдон йўқдир. (79.2) - тенгламани интеграллаш қуйидаги натижани беради:

$$\varphi(x) = \frac{q^2 Nd}{2\varepsilon_0 \varepsilon} (d - x)^2, \quad (79.4)$$

Бу ифодадан яримўтказгичдаги потенциал тўсик кўриниши параболага ўхшашлиги кўриниб турибди.

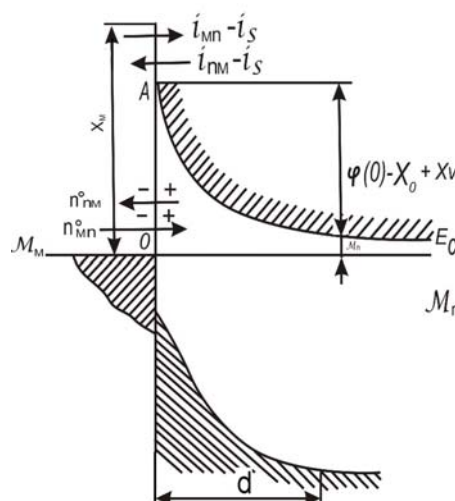
$x = 0$ бўлганда, $\varphi_0 = \chi_m - \chi_n$ га тенгдир. У ҳолда ёпувчи катлам қалинлиги қуйидагича бўлади:

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon \varphi_0}{q^2 Nd}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon V_k}{q^2 n_{n_0}}}, \quad (79.5)$$

бу ерда $n_{n_0} - Nd$ га тенг бўлган n - яримўтказгичдаги электронлар концентрациясидир.

Электронлардан холи бўлган ёпувчи катлам қалинлиги электронларнинг эркин югуриш йўлидан икки – уч тартибда катта бўлгани учун, бу катлам жуда катта қаршиликка эга бўлади.

Яримўтказгич - металл контактида тўғрилаш ходисаси



135 – расм. Мувозанат ҳолатдаги металл – яримўтказгич контакти

135 – расмда мувозанат ҳолатда бўлган электрон яримўтказгич - металл контактининг соҳалар тузилиши келтирилган.

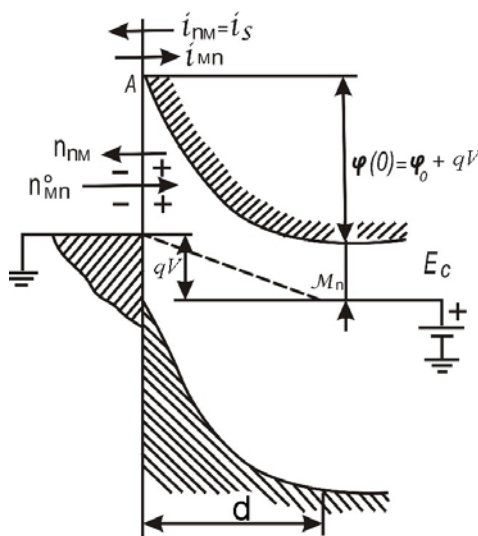
Металлдан яримўтказгичга ўтаётган электронларга таъсир этувчи потенциал тўсиқ чиқиш ишларининг фарқига ($\chi_m - \chi_n$) тенгдир: Яримўтказгичдан металлга ўтаётган электронларга таъсир этувчи потенциал тўсиқ $\varphi_0 = qV_k$ га тенгдир. Металлдан яримўтказгичга ўтаётган электронлар оқимини n_{nm}^0 , яримўтказгичдан металлга ўтаётган электронлар оқимини эса n_{mn}^0 деб белгилаймиз.

Бу электрон оқимларига, мос равишда, қуйидаги ток зичликлари тўғри келади: J_{nm} ва J_{mn} .

Мувозанат ҳолатида контакт орқали ўтадиган натижавий ток нолга тенг, шу сабабли $J_{nm} = J_{mn}$ ўз навбатида, мувозанат ҳолатига тўғри келувчи тоқлар зичликлари қуйидагича белгиланади:

$$J_{nm} = J_{mn} = J_s, \quad (79.6)$$

Контактга, контакт потенциаллар фарқи V_k йўналишига мос бўлган ташқи потенциаллар фарқини қўямиз. Ёшувчи қатлам қаршилиги яримўтказгичнинг бошқа қисмларининг



136 – расм. Металл – яримўтказгич контактига тескари йўналишида ташқи потенциаллар фарқи қўйилиши

қаршиликларидан бир неча тартибда катта бўлгани учун, ташқи потенциаллар фарқи асосан ёпувчи қатламга тушади.

Яримўтказгичдаги мусбат зарядланган энергетик сатҳлар пастга қараб qV қийматга силжийди. μ - Ферми сатҳи ҳам шу масофага пастга тушади (136 – расм).

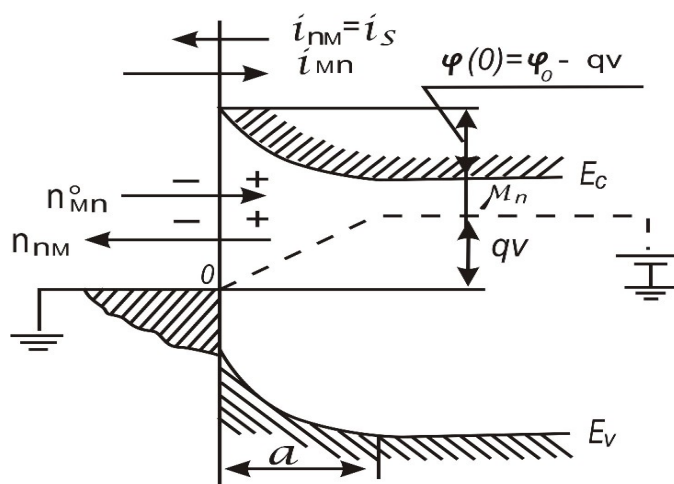
Расмдан кўринишича, ёпувчи қатлам контакт потенциаллар фарқи йўналишида қуйилган ташқи потенциаллар фарқи V яримўтказгичдан металлга ўтаётган электронлар учун потенциал тўсиқнинг баландлигини оширади:

$$\varphi_{(0)} = \varphi_0 + qV \quad , \quad (79.7)$$

бу эса потенциал тўсиқнинг кенглигини ҳам ошишига олиб келади:

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon (V_k + V)}{q^2 n_{n_0}}} \quad , \quad (79.8)$$

137 – расмда контактга тўғри йўналишда ташқи потенциаллар фарқи қуйилган ҳолат келтирилган.



137 – расм. M – яримўтказгич контактига тўғри йўналишда потенциаллар фарқи қуйилган ҳолат

Бу ҳолда манфий зарядланган яримўтказгичнинг барча энергетик сатҳлари, у билан бирга Ферми сатҳи μ_n ҳам, qV масофага юқорига силжийди. Бу эса яримўтказгичдан металлга

ўтаётган электронлар учун энергетик тўсиқни камайишига олиб келади:

$$\varphi_{(0)} = \varphi_0 - qV \quad , \quad (79.9)$$

Натижада тўсиқ баландлиги ҳам тораяди:

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon (V_k - V)}{qn_{n_0}}} \quad , \quad (79.10)$$

Ташқи потенциаллар фарқи таъсирида, потенциал тўсиқнинг баландлиги ва кенглиги ўзгариши, контакт бўйича икки томонга ўтаётган электронлар оқими мувозанатини бузилишига олиб келади.

Контактга, ёпиш йўналишида, ташқи потенциаллар фарқи V қуйилганда J_{mn} ток зичлиги $e^{qV/kT}$ марта камаяди, чунки потенциал тўсиқ баландлиги $\varphi_0 + qV$ қийматга ошганда тўсиқни енгиб ўтувчи электронлар сони

$$n_{nm} = n_{nm}^0 e^{-\frac{qV}{kT}}$$

морта камаяди, бу ҳолда J_{mn} ток зичлиги қуйидагича тенг бўлади:

$$j_{mn} = j_s e^{-\frac{qV}{kT}}$$

J_{nm} – ток зичлиги, металлдан яримўтказгичга ўтаётган электронлар учун потенциал тўсиқ баландлиги ўзгармаганлиги учун, ўзгармай қолади ва J_s га тенг бўлади.

Ташқи потенциаллар фарқи ёпиш йўналишида қуйилгандаги контакт бўйича **натижавий ток зичлиги** қуйидагича ифодаланади:

$$j_{\text{мекс}} = j_s e^{-\frac{qV}{kT}} - j_s = j_s \left(e^{-\frac{qV}{kT}} - 1 \right) , \quad (79.11)$$

ва ток яримўтказгичдан металлга оқади. Тескари йўналишдаги ташқи кучланишни ошира борсак $j_s e^{-\frac{qV}{kT}}$ камайиб нолга интилади тескари йўналишдаги j_s га етишади. Бу ток зичлигини **тўйиниш токи зичлиги** деб аталади.

Тўғри йўналишда ташқи потенциаллар фарқи кўйилганда яримўтказгичдан металлга қараб ўтаётган электронлар учун потенциал тўсиқ баландлиги qV қийматга камаяди, натижада $j_{\text{мн}}$ ток зичлиги қуйидагига тенг бўлади:

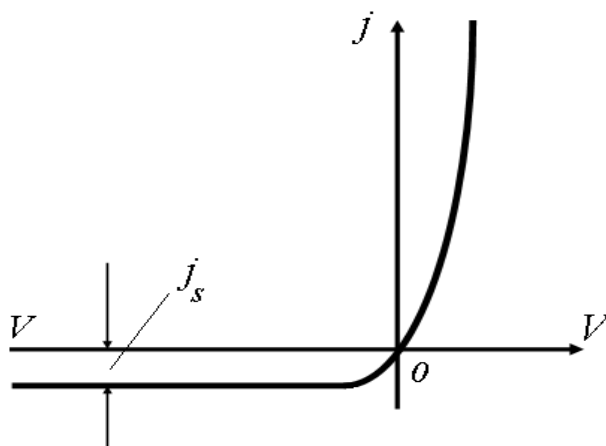
$$j_{\text{мн}} = j_s e^{\frac{qV}{kT}} , \quad (79.12)$$

$j_{\text{пм}}$ эса ўзгармасдан қолиб, j_s га тенг бўлади.

Тўғри йўналишдаги натижавий ток зичлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$j_{\text{тўғри.}} = j_{\text{мн}} - j_{\text{пм}} = j_s \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) , \quad (79.13)$$

(79.11) – ва (79.13) – ифодалар металл – яримўтказгич контактининг вольт–ампер характеристикаси деб аталади ва унинг чизмаси 138 – расмда келтирилган.



38 – расм. М – яримўтказгич контактининг вольт – ампер характеристикаси

80 - §. Электрон - ковак ($n - p$) ўтиш

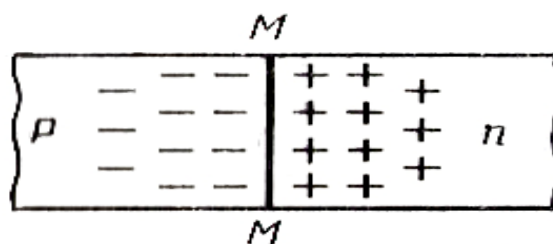
Иккита яримўтказгич кристалларини бир-бирига тўғридан-тўғри текказиш билан электрон-ковакли ўтиш ҳосил қилиш мумкин эмас. Чунки кристаллар сирти окисланган бўлиши мумкин, ундан ташқари, чегара сиртида яримўтказгичларнинг энергетик спектрига таъсир қилувчи бегона киришмалар атомлари, ҳар хил ифлосланиш ва нуқсонлар бўлиши мумкин.

Электрон - ковакли ўтишни ҳосил қилувчи, амалда, энг кўп тарқалган усуллардан бири – диффузия жараёнидир. Диффузия жараёни – газ, суюқлик ва қаттиқ ҳолатда бўлган киришма атомларини юқори температурада яримўтказгич кристалл панжарасига киритишдан иборат. Масалан, n – турли яримўтказгичга акцептор киришмаларини ёки p – турли яримўтказгичга донор киришмаларини диффузия усули орқали киритишдир.

Киришмаларнинг ичкарига қанчалик кирганлик даражаси ёки $n - p$ ўтишининг чуқурлиги диффузия жараёни вақти ва температурасига боғлиқдир.

Икки турли ўтказувчанликка эга бўлган соҳаларни ажратувчи чегара электрон - ковакли ўтишни билдиради.

139 - расмда икки хил ўтказувчанликдан иборат бўлган яримўтказгичлар соҳалари чегараси келтирилган ва у MM текислик билан аниқланади.



139 – расм. Электрон ковакли ўтишининг ҳосил бўлиши

Чегаранинг чап тарафида N_a – акцептор концентрацияли p – турли яримўтказгич, ўнг тарафида эса, N_d – донор концентрацияли n – турли яримўтказгич жойлашган.

Акцептор ва донор киришмалар концентрацияларини бир-бирига тенг деб ҳисоблаймиз:

$$N_a = N_d = 10^{22} \text{ м}^{-3} .$$

n – соҳада асосий ток ташувчилар электронлардан, p – соҳада эса коваклардан иборатдир. Асосий ток ташувчилар донор ва акцептор киришмаларнинг ионлашиши натижасида пайдо бўладилар. Жуда паст бўлмаган температураларда бу киришмалар тўла ионлашган бўлади, n – соҳадаги электронлар концентрацияси n_{n_0} донор атомлари концентрациясига тенг бўлади. ($n_{n_0} \approx Nd$). p – соҳада эса, коваклар концентрацияси акцептор атомлар концентрациясига тенг бўлади ($p_{p_0} \approx Na$).

Бу n - ва p - соҳалар, асосий ток ташувчилардан ташқари, ноасосий ток ташувчиларга ҳам эгадир:

n соҳада – ковакларга (p_{n_0}), p – соҳада – электронларга (n_{p_0}). Ноасосий ток ташувчилар концентрацияси таъсирлашувчи массалар қонунидан топилади:

$$n_{n_0} p_{p_0} = p_{p_0} \cdot n_{p_0} = n_i^2 , \quad (80.1)$$

бу ерда n_i – хусусий яримўтказгичдаги ток ташувчилар концентрациясидир.

$n_{n_0} p_{p_0} = 10^{22} \text{ м}^{-3}$ ва $n_i = 10^{19} \text{ м}^{-3}$ бўлганда, $p_{n_0} = n_{p_0} = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ га тенг бўлади. Демак p – соҳадаги коваклар концентрацияси n – соҳадаги коваклар концентрациясидан 10^6 марта кўпдир, худди шундай, n – соҳадаги электронлар концентрацияси ҳам p – соҳадаги ноасосий электронлар концентрациясидан 10^6 марта кўпдир. Яримўтказгичлар контакти атрофидаги соҳаларда бир турли ток ташувчилар концентрациясининг фарқи n – соҳадан p – соҳага электронларнинг диффузиявий оқими ($n_{n \rightarrow p}$), p – соҳадан ($p_{p \rightarrow n}$) – соҳага ковакларнинг диффузиявий оқими ҳосил бўлишига олиб келади. Натижада n – соҳа мусбат, p – соҳа манфий зарядланади.

Соҳаларнинг бундай зарядланиши n – соҳада барча энергетик сатҳларни ва Ферми сатҳини пасайишига, p – соҳада уларнинг кўтарилишига олиб келади.

Ўндан чапга электронларнинг ўтиши ва чапдан ўнгга ковакларнинг ўтиши, p – соҳадаги кўтарилаётган Ферми сатҳи (μ_p), n – соҳада пасаетган Ферми сатҳи (μ_n) билан бир баландликда ўрнатилмагунча давом этади. Бу Ферми сатҳлари бир баландликда ўрнатилганда сўнг, n – ва p – соҳаларда мувозанат ҳолати ўрнатилади ва икки тарафдан келаётган электрон ва коваклар оқимлари бир – бирига тенглашадилар:

$$n_{n \rightarrow p} = n_{p \rightarrow n}, \quad n_{p \rightarrow n} = n_{n \rightarrow n}, \quad (80.2)$$

n – соҳанинг контактга яқин қатлампдан электронларнинг p – соҳага кетиши, n – соҳанинг шу қатламда ионлашган донор киришма атомларининг кўзғолмас мусбат ҳажмий заряди пайдо бўлишига сабаб бўлади, бу қатламнинг қалинлигини dn деб белгилаймиз. Худди шунга ўхшаш p – соҳанинг контактга яқин қатлампдан ковакларнинг n – соҳага ўтиши, p – соҳанинг dp қатлампда ионлашган акцептор киришма атомларининг кўзғолмас манфий ҳажмий зарядини ҳосил қилади. Шу қатламлар орасида V_k контакт потенциаллар фарқи ҳосил бўлади, бу ўз навбатида, n – соҳадан p – соҳага электронларни, p – соҳадан n – соҳага ковакларни ўтишига тўсқинлик қилувчи $\varphi_0 = qV_k$ потенциал тўсиқни ҳосил қилади.

Потенциал тўсиқ куйидагича ифодаланади:

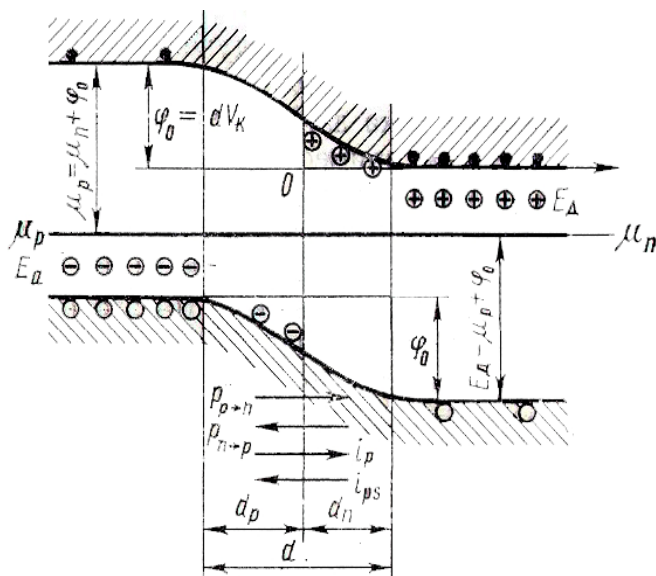
$$\varphi_0 = kT \ln \frac{n_{n_0}}{n_{p_0}} = kT \ln \frac{p_{p_0}}{p_{n_0}}, \quad (80.3)$$

140 - расмда p - n ўтишнинг мувозанатдаги энергетик диаграммаси тасвирланган.

Расмдан контакт потенциаллар фарқи Ферми сатҳлари фарқига тенг эканлиги кўриниб турибди

$$\varphi_0 = \mu_n - \mu_p, \quad (80.4)$$

Натижавий ҳажмий заряд қатлами кенглиги $d = d_n + d_p$ куйидагича ифодаланади:



140 – расм. $P - n$ ўтишининг мувозанат ҳолатдаги энергетик диаграммаси

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon\varphi_0}{q^2} \frac{(n_{n_0} + p_{p_0})}{n_{n_0} \cdot p_{p_0}}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon V_k}{q} \frac{(n_{n_0} + p_{p_0})}{n_{n_0} \cdot p_{p_0}}} \quad , \quad (80.5)$$

Мувозанат ҳолатда $p - n$ ўтиш бўйича асосий ток ташувчилар ҳосил қилган натижавий ток зичлиги, ноасосий ток ташувчилар ҳосил қилган натижавий ток зичлиги билан тенглашади:

$$j = (j_n + j_p) = j_{ns} + j_{ps} \quad , \quad (80.6)$$

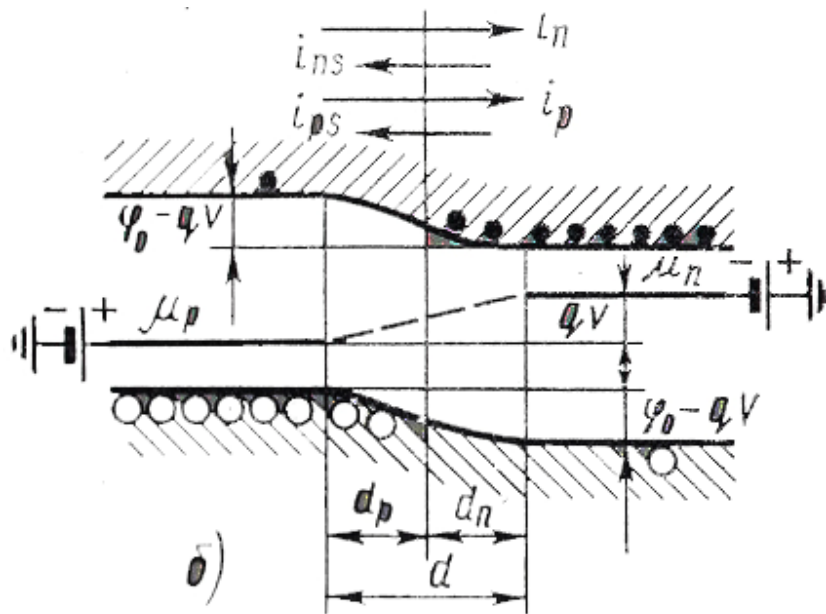
$p - n$ ўтиш орқали оқаятган тўла ток зичлиги нолга тенг бўлади:

$$j = (j_n + p_p) - (j_{ns} + j_{ps}) = 0 \quad , \quad (80.7)$$

бу ерда $j_{ns} = q \frac{L_n}{\tau_n} n_{p_0}$, $j_{ps} = q \frac{L_p}{\tau_p} n_{p_0}$, L_n, L_p электрон ва ковакларнинг диффузиявий йўл узунликлари, i_n, i_p – уларнинг ўртача яшаш вақтларидир.

Мувозанат ҳолатида бўлган $p - n$ ўтишга тўғри йўналишда ташқи потенциаллар фарқини V қўямиз (141 - расм), яъни

кучланиш манбаъининг мусбат кутбини p – соҳага, манфий кутбини n – соҳага улаймиз.



141 – расм. $P - n$ ўтишининг тўғри йўналишида потенциаллар фарқи қўйилгандаги энергетик диаграммаси

Бу ташқи кучланиш асосий ток ташувчилар потенциал тўсиғини $\varphi_0 - qV$ қийматга пасайтиради. Бу эса n – соҳадан электронлар оқими ($n_{n \rightarrow p}$) ва p – соҳадан коваклар оқимини ($p_{p \rightarrow n}$), $e^{qV/kT}$ марта ошишига олиб келади, натижада, бу электрон ва коваклар ҳосил қилган тоқлар зичлиги қуйидагича ифодаланади:

$$j_n = q \frac{L_n}{\tau_n} n_{p_0} e^{qV/kT}, \quad j_p = q \frac{L_p}{\tau_p} p_{n_0} e^{qV/kT}$$

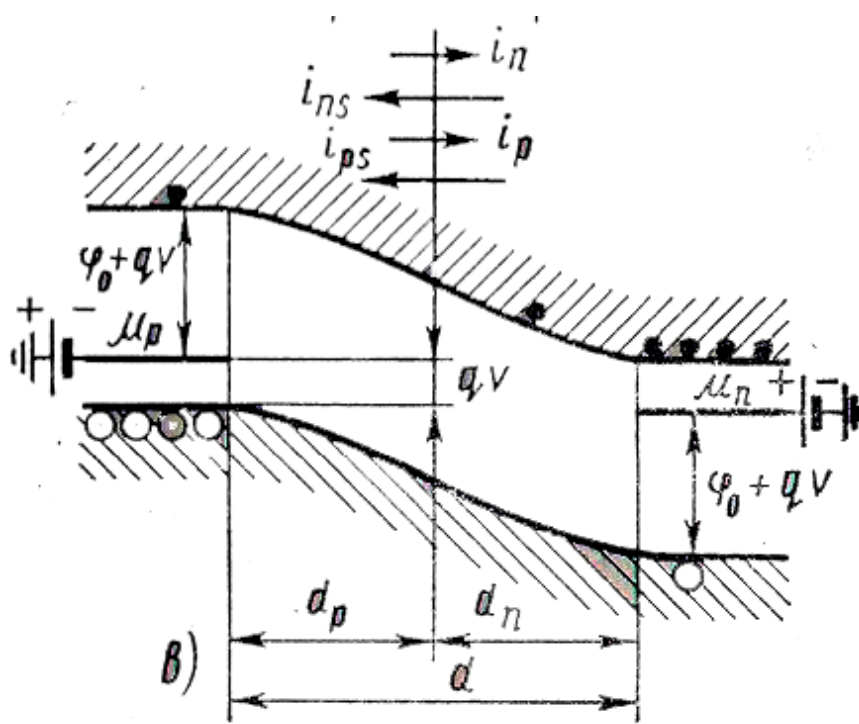
Ноасосий ток ташувчилар учун потенциал тўсиқ баландлиги ўзгармагани учун, уларнинг ток зичликлари ҳам ўзгармасдан қолади.

Ташқи кучланиш тўғри йўналишида қўйилганда, $p - n$ ўтиш бўйича оқётган тўла ток зичлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$j_{\text{мў.ў.}} = (j_n + j_p) - (j_{ns} + j_{ps}) = q \left(\frac{L_n}{\tau_n} n_{p_0} + \frac{L_p}{\tau_p} p_{n_0} \right) (e^{qV/kT} - 1),$$

Агарда $p - n$ ўтишга тескари йўналишда ташқи кучланиш қўйсақ (142 – расм), $p - n$ ўтишидаги потенциал тўсиқ баландлиги $(\varphi_0 + qV)$ қийматгача ошади ва асосий ток ташувчилар ҳосил қилган ток зичликларини $e^{qV/kT}$ марта камайтиради:

$$j_n = q \frac{L_n}{\tau_n} n_{p_0} e^{-qV/kT}, \quad j_p = q \frac{L_p}{\tau_p} p_{n_0} e^{-qV/kT}, \quad (80.9)$$



142 – расм. $P - n$ ўтишининг тескари йўналишда потенциаллар фарқи қўйилгандаги энергетик диаграммаси

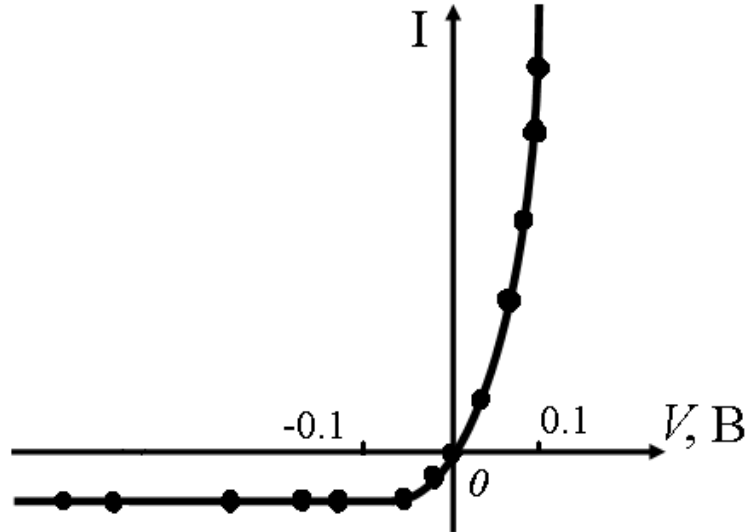
Тескари йўналишда кучланиш қўйилгандаги $p - n$ ўтишдан ўтаётган тўла ток зичлиги қуйидагига тенг бўлади ва **тескари ток** деб аталади:

$$j_{\text{теск.}} = q \left(\frac{L_n}{\tau_n} n_{p_0} + \frac{L_p}{\tau_p} p_{n_0} \right) (e^{-qV/kT} - 1), \quad (80.10)$$

(80.8) – ва (80.10) – ифодалардаги тўғри ва тескари тоқларни бирлаштирсак $p - n$ ўтишининг вольт-ампер характеристикасига эга бўламиз:

$$j = q \left(\frac{L_n}{\tau_n} n_{p_0} + \frac{L_p}{\tau_p} p_{n_0} \right) (e^{\pm qV/kT} - 1) \quad , \quad (80.11)$$

бу ифоданинг график чизмаси 143 - расмда келтирилган.



143 – расм. Электрон тешикли ўтказишнинг вольт – ампер характеристикаси

$p - n$ ўтишнинг кенглиги (80.5) – ифода билан аниқланганда

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon \varepsilon_0 V_k (n_{n_0} + p_{p_0})}{q n_{n_0} \cdot p_{p_0}}}$$

$p - n$ ўтиш $n -$ соҳада мусбат зарядланган қопламага, $p -$ соҳада манфий зарядланган қопламага эга бўлган ясси конденсаторни эслатади. Бу конденсаторнинг зарядий сифими қуйидагича бўлади:

$$c_{p-n} = \sqrt{\frac{\varepsilon e^2}{8\pi (\varphi_0 - eV)} \frac{n_{n_0} p_{p_0}}{(n_{n_0} + p_{p_0})}} \quad , \quad (80.12)$$

$p - n$ ўтишнинг электр сифими ташқи кучланишга боғлиқ бўлганидан фойдаланиб, кучланишга боғлиқ ўзгарувчан конденсатор яратиш мумкин.

Амалда, $p - n$ ўтишлардан тўғрилагичлар, термоэлементлар, электрон калитлар, кучланишни доимий қийматда етказиб

берувчи – стабилитронлар, фотоэлементлар ва ҳоказолар ясалади. Иккита $p - n$ ўтишдан транзистор ҳосил қилиш мумкин.

$p - n$ ўтишлар, металл - яримўтказгич контактлар, транзисторлар мураккаб электроника қурилмаларида, электрон ҳисоблаш машиналарида, мобил алоқа телефонларида, ҳар хил телевизион камера ва бошқаларда асосий актив, пассив элементлар хизматини бажаради.

81 - §. Атомларнинг магнит хусусиятлари

Атомнинг орбитал магнит моменти

Исталган элементнинг атоми мусбат зарядланган ядро ва электрон қобиғидан ташкил топган. Кўп магнит ҳодисаларни тушунтириш учун, электронлар маълум орбита бўйича ҳаракатланади деб ҳисоблайдиган Бор назариясидан фойдаланиш мумкин.

Ҳар бир электрон ёпиқ контур бўйича ток кучини ҳосил қилади

$$I = -q\nu$$

Ва унинг магнит моменти қуйидагига тенг бўлади:

$$M = \mu_0 I s = -\mu_0 q \nu S$$

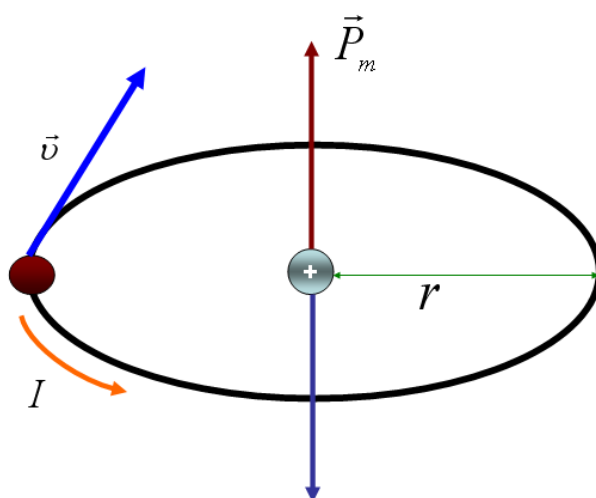
бу ерда r – орбита радиуси, $\nu = \frac{v}{2\pi r}$ - электроннинг орбита бўйлаб айланиш частотаси, $S = \pi r^2$ - орбита юзаси, μ_0 – вакуумнинг магнит сингдирувчанлиги. Электроннинг ядро атрофидаги ҳаракати натижасида ҳосил бўлган магнит моменти – **орбитал магнит моменти** деб атаймиз ва μ_e орқали белгилаймиз:

$$M = \mu_\ell = -\mu_0 q \cdot \frac{vr}{2} \quad , \quad (81.1)$$

Бу магнит моменти орбита текислигига перпендикуляр йўналгандир ва унинг йўналиши парма қويدаси билан аниқланади (144 - расм).

Электрон ҳаракат микдорининг механик моменти қуйидагига тенг:

$$P_\ell = mvr \quad , \quad (81.2)$$



144 – расм. Электроннинг ядро атрофида ёпик контур бўйича ҳаракати

бу ерда m – электроннинг массаси. P_e орбитал магнит моментига тесқари йўналган бўлади. (80.1) – ва (80.2) – ифодаларни таққосласак қуйидагига эга бўламиз:

$$\mu_\ell = -\frac{\mu_0 q}{2m} P_\ell \quad , \quad (81.3)$$

қуйидаги нисбат

$$g_e = \frac{\mu_\ell}{P_\ell} = -\frac{\mu_0 q}{2m} \quad , \quad (81.4)$$

гиромагнит нисбат деб аталади.

Квант механикаси қонунларига асосан, \vec{P}_ℓ нинг \vec{H} - магнит майдон йўналишига $P_{\ell H}$ проекцияси фақат дискрет қийматларни қабул қилиши мумкин

$$P_\ell = \hbar\sqrt{\ell(\ell+1)} \quad , \quad (81.5)$$

$$P_{\ell H} = m_\ell \hbar \quad , \quad (81.6)$$

бу ерда ℓ - орбитал квант сони, у фақат қуйидаги қийматларни қабул қилади:

$$\ell = 0, 1, 2, \dots, n, \quad , \quad (81.7)$$

n – бош квант сони, m_ℓ - магнит квант сони, у ҳам $(2\ell+1)$ қийматларга эга бўлиб, квантланган бўлади:

$$m_\ell = -\ell, -(\ell - 1), \dots, 0, \dots, (\ell - 1), \ell \quad , \quad (81.8)$$

Шу сабабли, μ_ℓ - магнит моменти ва унинг \vec{H} майдон йўналишига $\mu_{\ell H}$ - проекцияси қуйидаги дискрет қийматларни қабул қилади:

$$\mu_{\ell H} = -\frac{\mu_0 q}{2m} \hbar\sqrt{\ell(\ell+1)} = -\mu_B \sqrt{\ell(\ell+1)} \quad , \quad (81.9)$$

ёки

$$\mu_{\ell H} = -m_\ell \cdot \mu_B \quad , \quad (81.10)$$

бу ерда

$$\mu_B = \frac{\mu_0 q}{2m} \hbar = 1,15 \cdot 10^{-29} \quad B \cdot c \cdot m \quad , \quad (81.11)$$

Бор магнетони деб аталади ва у магнит моментининг “кванти”ни белгилайди ва атом тизимларининг магнит моментларини ўлчашда ўлчов бирлиги хизматини ўтайди.

Электрон қобиғи кўп электронлардан иборат бўлган мураккаб атомлар учун натижавий орбитал магнит моменти

алоҳида электронларнинг моментини жамлаш орқали аниқланади.

Электрон қобиклари электронлар билан тўла эгалланган атомлар учун натижавий орбитал магнит моменти нолга тенг. Шунинг учун фақат қисман тўлган электрон қобиклар нолдан фарқли орбитал магнит моментига эга бўлиши мумкин. Аммо бу ҳолатда ҳам тўла эгалланмаган қобик ташқи қобикқа яқин жойлашган бўлса ва қаттиқ жисм ҳолатида атомларнинг ўзаро таъсири кучли бўлса, магнит моментлари қотиб қолиши мумкин, улар жисмни магнитланишида деярли қатнашмасликлари мумкин.

3d қобиғи тугалланмаган темир группаси элементларида электронларнинг орбитал моментлари ўзларини худди юқоридагидек тутишлари мумкин.

Атомнинг спин магнит моменти

Электрон ҳаракат миқдори орбитал моментидан ташқари, P_s - спин деб аталувчи, хусусий механик моментига ҳам эга бўлиши мумкин.

$$P_s = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar \quad , \quad (81.12)$$

\vec{H} магнит майдон йўналишига спиннинг проекцияси иккита қийматни қабул қилади:

$$P_{SH} = \pm \frac{\hbar}{2} \quad , \quad (81.13)$$

Электроннинг ҳаракат миқдори хусусий моменти билан μ_s - хусусий магнит моменти, қуйидаги ифода билан, ўзаро боғланган:

$$\mu_{SH} = \pm \mu_B = \pm \frac{\mu_0 q \hbar}{2m} = - \frac{\mu_0 q}{m} P_{SH} \quad , \quad (81.14)$$

Электрон хусусий моментининг гиромангнит нисбати куйидагига тенг:

$$G_s = \frac{\mu_{SH}}{P_{SH}} = -\frac{\mu_0 q}{2m} \quad , \quad (81.15)$$

Куйидаги жадвалда темир гурухи эркин атомларининг 3d қобиклари электронларининг спинлари конфигурацияси тўғрисидаги маълумотлар келтирилган

Элементлар	<i>Sc</i>	<i>Ti</i>	<i>V</i>	<i>Cr</i>	<i>Mn</i>	<i>Fe</i>	φ	<i>Ni</i>
Натиж. спин	1	2	3	5	5	4	3	2
Компенация	↓	↓↓	↓↓↓	↓↓↓↓↓	↓↓↓↓↓	↓↑↓↓↓↓	↓↑↓↑↓↓↓	↑↓↑↓↑↓↑↑

Хром ва марганецда спинларнинг компенсациялашмаганлиги максимал қийматга эга бўлади, шунинг учун бу элементларда спин магнит моментларининг максимал натижавий қийматлари кузатилади. Аммо бундай спинларнинг ориентацияси қаттиқ фазавий ҳолат ҳосил бўлганда бузилади.

Ядронинг магнит моменти

Атом ядроси спин ва у билан боғланган магнит моментига эга. Ядронинг спини ҳам миқдор жиҳатдан электроннинг спинига тенг бўлади. Ядронинг массаси электрон массасидан тахминан 10^3 марта катта бўлгани учун, ядронинг магнит моменти электроннинг магнит моментидан минг марта кам бўлади.

Шу сабабли, ядроларнинг магнит моментлари жисмнинг магнит хусусиятига деярли таъсир этмайди деб ҳисобласа бўлади:

Атомнинг натижавий магнит моменти

Аввал, фазовий квантлаш қоидасига асосан, ҳаракат миқдорининг натижавий орбитал моментини топамиз:

$$P_L = \hbar\sqrt{L(L+1)} \quad , \quad (81.16)$$

L – сон, алоҳида электронларнинг орбитал квант сонларининг (ℓ_i) барча минимал ва максимал қийматларини қабул қилади.

Кейин, атомнинг натижавий спин моменти топилади:

$$P_S = \hbar\sqrt{S(S+1)} \quad , \quad (81.17)$$

S – сон алоҳида электронларнинг спин квант сонларининг алгебраик йиғиндисининг минимал ва максимал қийматларининг 1 га фарқ қилувчи қийматларини қабул қилади.

Натижада, атом ҳаракат миқдорининг тўла моменти топилади:

$$P_J = \hbar\sqrt{j(j+1)} \quad , \quad (81.18)$$

j – сон қуйидаги қийматларни қабул қилади:

агарда $S < L$ бўлса: $j = L + S, L + S - 1, \dots, L - S$

агарда $S > L$ бўлса: $j = S + L, S + L - 1, \dots, S - L$

Атом ҳаракат миқдорининг тўла моменти \vec{H} магнит майдон йўналишига

$$P_{LH} = m_j \hbar$$

каррали проекцияга эга бўлиши мумкин.

Атом ҳаракат миқдорининг тўла моментига (P_y) қуйидаги магнит моменти тўғри келади:

$$m_j = -g\mu_B\sqrt{j(j+1)} \quad , \quad (81.19)$$

ва унинг \vec{H} майдон йўналишига проекцияси куйидагига тенг бўлади:

$$M_{jH} = -m_y g\mu_B \quad , \quad (81.20)$$

бу ерда

$$g = 1 + \frac{j(j+1) + S(S+1) + L(L+1)}{2j(j+1)} \quad , \quad (81.21)$$

82 - §. Магнетикларда магнит майдонлар

Кучланганлиги \vec{H} ва индукцияси $\vec{B}_0 = \mu_0\vec{H}$ бўлган бир жинсли майдонга V – ҳажмли изотроп жисмни жойлаштирамиз. Майдон таъсирида жисм M – магнит моментига эга бўлиб магнитланади. Магнит моментининг жисм ҳажмига нисбати **жисмнинг магнитланганлиги** деб аталади.

$$j_m = \frac{M}{V} \quad , \quad (82.1)$$

Агарда жисмнинг магнитланганлиги бир жинсли бўлмаса

$$j_m = \frac{dM}{dV} \quad , \quad (82.2)$$

дифференциал кўринишга эга бўлади.

Жисм магнитланганлиги вектор катталиқдир, биржинсли магнетикларда j_m \vec{H} кучланганликка параллел ёки антипараллел йўналиши мумкин.

χ_B тизимида магнит моментининг ўлчов бирлиги

$$1B \cdot c \cdot m = B\delta \cdot m$$

га тенг, J_m - магнитланганлик эса, қуйидагича бўлади:

$$J_m = 1 \cdot B \cdot c / m^2 = B\delta / m^2 .$$

Жисмнинг J_m магнитланганлигини майдоннинг B_0 индукциясига нисбати χ – **магнит қабул қилувчанлик** деб аталади.

$$\chi = \frac{J_m}{B_0} = \frac{J_m}{\mu_0 H} , \quad (82.3)$$

ва у ўлчовсиз катталиқ ҳисобланади. Бундан қуйидагига эга бўламиз:

$$J_m = \chi \cdot \mu_0 H , \quad (82.4)$$

Ташқи майдонга жойлашган магнитланган жисм ўзининг хусусий майдонини ҳосил қилади ва изотроп магнетиклар чегарасидан ташқарида ташқи майдонга параллел ёки антипараллел йўналган бўлади.

Ташқи майдон индукциясини B_0 , B_i орқали ва натижавий майдон индукциясини B деб белгилаймиз.

Биржинсли магнетиклар учун

$$B = B_0 + B_i , \quad (82.5)$$

бу ерда

$$j_m = \chi B_0 . \quad (82.6)$$

Шунинг учун

$$B = (1 + \chi)B_0 , \quad (82.7)$$

$\mu = (1 + \chi)$ - катталиқ магнетикнинг магнит сингдирувчанлиги деб аталади. Бу ифодадан,

$$\chi = \mu - 1 \quad , \quad (82.8)$$

Шундай қилиб натижавий магнит индукциясини қуйидагича ифодалашимиз мумкин

$$B = \mu B_0 = \mu \mu_i H \quad , \quad (82.9)$$

ҲБ тизимида \vec{H} кучланганликнинг ўлчов бирлиги $1A/m$ бўлса, B индукция $1B \cdot c / m^2 = B\delta / m^2$ га тенгдир.

83 - §. Қаттиқ жисмларнинг магнит хусусиятлари

80 - § да келтирилган натижалардан, орбитал ва спин магнит моментларини жамлашда уларнинг тўла компенсациялаши содир бўлиши мумкин, у ҳолда атомнинг натижавий магнит моменти нолга тенг бўлади. Бундай компенсация содир бўлмаса қаттиқ жисмларнинг магнит хусусиятлари ҳар хил бўлиши мумкин.

Магнит қабул қилувчанликнинг абсолют қиймати ва ишорасига қараб, барча жисмларни учта катта гуруҳга бўлиш мумкин: диамагнетиклар, парамагнетиклар ва ферромагнетиклар.

Диамагнит жисмлар

Атомлари доимий магнит моментига эга бўлмаган моддалар (Be , C , He , Mg) диамагнит хусусиятига эга бўладилар. Диамагнит хусусияти, моддалар атомлари электронларининг орбитал ҳаракатларини ташқи магнит майдон тўсирида ўзгариши ҳисобига пайдо бўлади.

Бу ўзгариш барча жисмларга хос бўлиб, жуда кучсиз бўлади ва нисбатан кучли парамагнит ва ферромагнит хусусиятлар бўлган ҳолда кўринмай қолади. Шу сабабли, диамагнетизм, тоза кўринишда, атомларнинг натижавий магнит моменти нолга тенг бўлган моддаларда кузатилади.

Моддаларда диамагнетизм табиатини кўриб чиқиш учун r радиусли орбита бўйича электрон ҳаракатини олайлик. Ташқи магнит майдони йўқлигида электронга таъсир этувчи марказга интилма куч қуйидагига тенгдир:

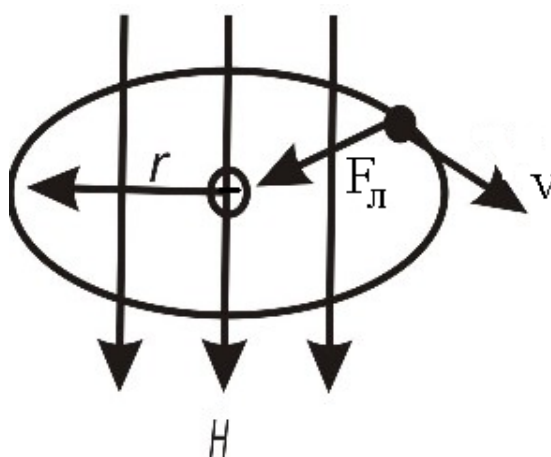
$$F_{ми} = \frac{m v_0^2}{r} = m \omega_0^2 r$$

бу ерда v_0 - электроннинг айлана бўйлаб ҳаракатининг чизиқли тезлиги, ω_0 - электрон ҳаракатининг бурчакли тезлиги.

Орбитал текислигига перпендикуляр бўлган H – ташқи магнит майдони қўйилганда, электронга орбита радиуси бўйлаб йўналган Лоренц кучи таъсир этади (145 - расм):

$$F_L = q v_0 \cdot B_0$$

бу ерда B_0 – майдон индукцияси.



145 – расм. Орбита бўйлаб ҳаракатланаётган электронга таъсир этувчи куч йўналиши

Натижавий марказга интилма куч

$$F = F_{ми} + F_{л} \quad \text{ёки} \quad m\omega^2 r = m\omega_0^2 r + q\omega_0 r B_0$$

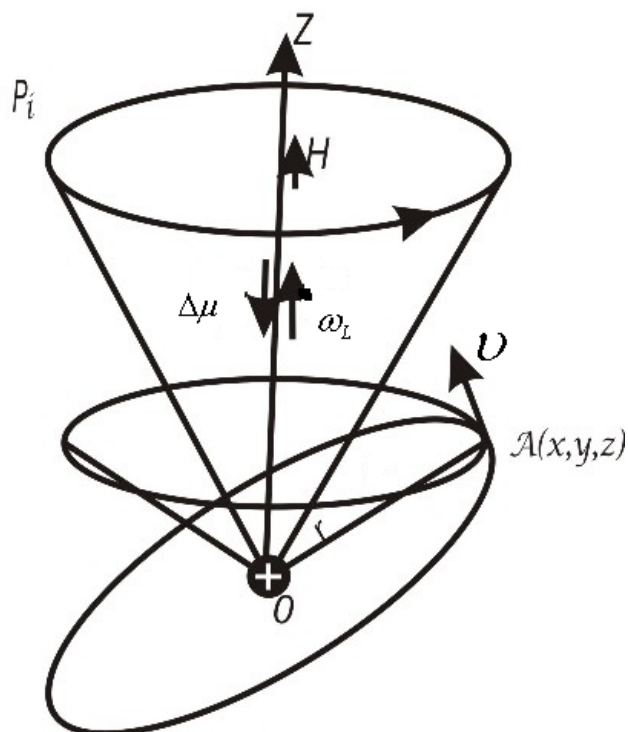
га тенг бўлади. Бу ерда қуйидагига эга бўламиз:

$$mr(\omega^2 - \omega_0^2) \approx 2mr\omega_0\omega_L = w\omega_0 r B_0 \quad , \quad (83.1)$$

$$\omega_L = \omega - \omega_0 = \frac{q}{2m} B_0 \quad , \quad (83.2)$$

ω_L - **Лармор бурчакли частота** деб аталади.

Шундай қилиб, ташқи магнит майдон электроннинг орбита бўйлаб бурчакли частотасини ўзгаришига олиб келади. Бу ўзгариш барча электронларга тегишли бўлади, уларнинг орбиталари радиусига ва ҳаракатининг чизиқли тезлигига боғлиқ бўлмайди. Лармор бурчак частотаси йўналиши майдон индукцияси йўналишига мос келади.



146 – расм. Диаманетикда ташқи майдон қўйилганда электрон орбитасининг прецессияси

Умумий ҳолда, орбита текислигига H перпендикуляр бўлмаганда, майдон таъсирида, орбита прецессияси яъни орбита текислигига ўтказилган нормал – орбитал момент майдон атрофида конус чизабошлайди (146 – расм). Бу электрон орбитасининг H майдон атрофидаги прецессияси, электроннинг қўшимча ҳаракатини ҳосил қилади. Электроннинг бу қўшимча ҳаракати қуйидаги ёпиқ токни ҳосил қиламиз:

$$\Delta I = -q v_L = -q \frac{\omega_L}{2\pi} = -\frac{q^2}{4\pi m} B_0 \quad , \quad (83.4)$$

бу ерда ω_L - прецессия частотаси $\omega_L = 2\pi v_L$.

ΔI элементар ток қуйидаги магнит моментига эга бўлади

$$\Delta\mu = \mu_0 \Delta I \cdot S = -\frac{\mu_0 q^2 \cdot S}{4\pi m} \cdot B_0 \quad , \quad (83.5)$$

бу ерда $S = 2\pi r^2 / 3$ прецессия контури юзаси. Шу сабабли

$$\Delta\mu = -\frac{\mu_0 q^2 \cdot r^2}{6m} \cdot B_0 \quad , \quad (83.6)$$

бу ҳар бир электроннинг ташқи магнит майдони таъсирида H йўналишига тескари бўлган қўшимча индукцияланган магнит моментидир.

Бирлик ҳажмда n та атом бўлган ҳолда, магнитланиш жадаллиги

$$j_m = n \Delta M = -\frac{\mu_0 Z q^2 n \langle a^2 \rangle}{6m} \cdot B_0 \quad , \quad (83.7)$$

магнит қабул қилувчанлик

$$\chi = \frac{j_m}{B_0} = -\frac{\mu_0 Z q^2 n \langle a^2 \rangle}{6m} \quad , \quad (83.8)$$

бўлади. Бу ерда Z – атомдаги электронлар сони, $\langle a^2 \rangle$ - ядродан электронгача бўлган масофанинг ўртача квадрати.

Демак, диамагнит жисмлар учун $|\chi| < 1$ ва манфийдир. У ташқи майдон кучланганлигига ва температурага боғлиқ эмас. Диамагнит жисмлар ташқи майдон йўналишига тескари йўналишида магнитланадилар, натижада ундан кучли майдон соҳасидан итарилиб чиқилади.

Парамагнит жисмлар

Атомларда, энергетик ҳолатлари электронлар билан тўла эгалланмаган қобиклар мавжудлиги натижасида парамагнетизм содир бўлади. Паули принципига асосан, ҳар бир квант ҳолатни фақат спинлари бир-бирига қарама-қарши йўналган иккита электрон эгаллаши мумкин. Бу электронларнинг натижавий спин моменти нолга тенг. Агарда атом тоқ сонли электронларга эга бўлса, у ҳолда уларнинг биттаси жуфтлашмаган бўлади ва атом доимий магнит моментига эга бўлади. Бундай ҳолат H , K , Na , Ag атоларида кузатилади.

Электронлар сони жуфт бўлганда, атомда иккита ҳолат кузатилади: барча электронлар жуфтлашган ва натижавий спин моменти нолга тенг бўлади; иккита ёки бирнеча электронлар жуфтлашмаган бўлса, атом доимий магнит моментига эга бўлади (масалан кислород атоми).

Агарда атомларнинг магнит моментларининг ўзаро таъсири нолга тенг ёки жуда кичик бўлса, бундай атомлардан ташкил топган жисм парамагнит бўлади.

Парамагнит жисмнинг атомлари доимий магнит моментига (M) эга бўлсалар, яъни улар доимий магнит диполларини тасаввур этсалар, бу диполлар ораларида ўзаро таъсир деярли кичик бўлади. Бундай дипол H магнит майдонида қуйидаги магнит энергиясига эга бўлади:

$$U_m = -MH \cos \theta \quad , \quad (83.9)$$

бу ерда θ - M ва H орасидаги бурчак. Бу бурчак нолга тенглашганда диполнинг U_m магнит энергияси минимал

кийматга эришади. Шу сабабли диполлар H майдон йўналишига мослашишга интилади. Аммо бунга доимо иссиқлик ҳаракати тўсқинлик қилади. Модданинг натижавий магнит моменти алоҳида атомларнинг магнит моментларининг H майдон йўналишига проекцияларининг йиғиндисига тенг бўлади.

Магнитланиш жадаллиги

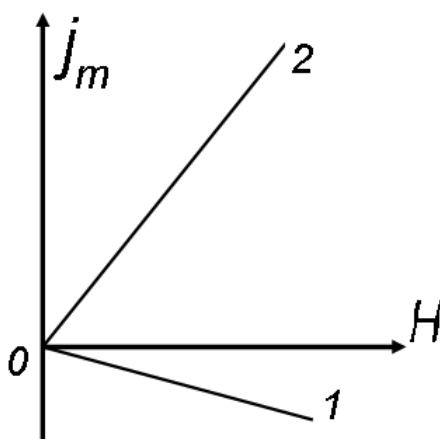
$$j_m = n \langle M_H \rangle = \frac{nM^2}{3kT} H, \quad (83.10)$$

га тенг бўлади. Магнит қабул қилувчанлик қуйидагича ифодаланади:

$$\chi = \frac{nM^2}{3\mu_0 kT}, \quad (83.11)$$

бу ерда n – бирлик хажмдаги атомлар сони. Демак парамагнит жисмларда магнит қабул қилувчанлик бирдан кичик ва мусбат бўлади. Бундай жисмлар H майдон йўналишида магнитланадилар ва H нинг максимал соҳасига тортилади.

147 - расмда магнитланиш жадаллигининг магнит майдонига боғлиқлиги диамагнетиклар (1) ва парамагнетиклар (2) учун келтирилган.

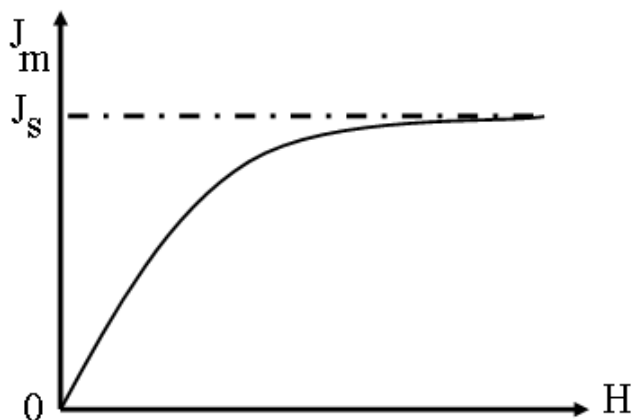


147 – расм. Диамагнетик ва парамагнитларда магнитланиш жадаллигининг магнит майдонига боғлиқ ўзгариши

Иккала ҳолда, j_m H га пропорционал равишда ўзгариб боради. Парамагнетиклар учун бу боғлиқлик фақат нисбатан

кичик магнит майдон кучланганлигида ва юқори температураларда кузатилади.

Кучли магнит майдонларда ва паст температураларда $j_m(H)$ ўзининг j_s тўйиниш қийматига асимптотик яқинлашади (148 – расм).



148 – расм. Кучли магнит майдонларида парамагнит материалларида тўйиниш ходисаси

Парамагнетик жисмларда магнит қабул қилувчанлик температурага қуйидагича боғлиқ бўлади:

$$\chi = \frac{nM^2}{3\mu_0 kT} \quad , \quad (83.11)$$

Бу ифода биринчи марта Кюри томонидан топилган ва у **Кюри қонуни** деб аталади. 83.11 – ифодада $C = \frac{nM^2}{3\mu_0 k}$ - Кюри доимийси деб ҳисобланади. Бу доимийликдан фойдаланиб Кюри қонунини қуйидагича қайта ёзиш мумкин.

$$\chi = \frac{C}{T} \quad , \quad (83.12)$$

Ташқи магнит майдон эркин электронларга икки хил таъсир кўрсатади. Биринчидан, магнит майдон эркин электронларнинг ҳаракат йўлини эгрилайди, уларни винтсимон чизик бўйлаб ҳаракатланишга мажбур қилади. Иккинчидан, спин магнит моментига эга бўлган ҳар бир электронга магнит

майдонга йўналтирувчи таъсир кўрсатади, чунки кристаллдаги эркин заряд ташувчилар квант тизимини ташкил қилади, Ферми-Дирак статистикасига бўйсунди ва электронлар Паули принципига бўйсунди зарур бўлади.

Бир энергетик сатҳда турган икки электроннинг спинлари антипараллел бўлса бир-бирини компенсациялайди. Ташқи магнит майдонга киритилган, спин магнит моменти \vec{H} га параллел бўлган электроннинг потенциал энергияси спини \vec{H} га антипараллел бўлганникидан кам бўлади. Биринчи электрон барқарор ҳолатда бўлади. Электронлар тизими барқарор ҳолатда бўлиши учун антипараллел спинли электронлар спин магнит моментлари ағдалириб, улар юқори энергетик ҳолатларга чиқиб олиши керак.

Ўтказувчанлик электронларининг парамагнит қабул қилувчанлиги

$$\chi_{\text{э}} = \frac{\pi \mu_B^2}{F} \quad , \quad (83.13)$$

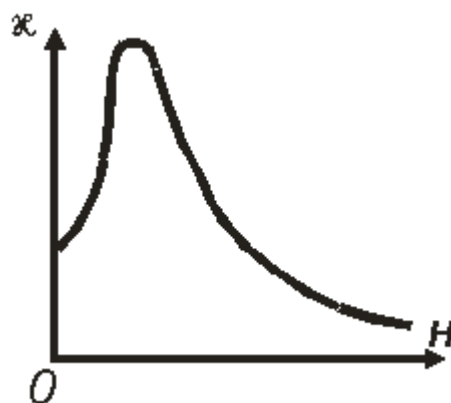
ифода орқали аниқланади. Бу ерда F – Ферми сатҳи.

Металларда Ферми сатҳи ва эркин электронлар концентрацияси температурага деярли боғлиқ эмас. Шунинг учун $\chi_{\text{э}}$ температурага кучсиз боғлиқ бўлади.

Ферромагнетик жисмлар

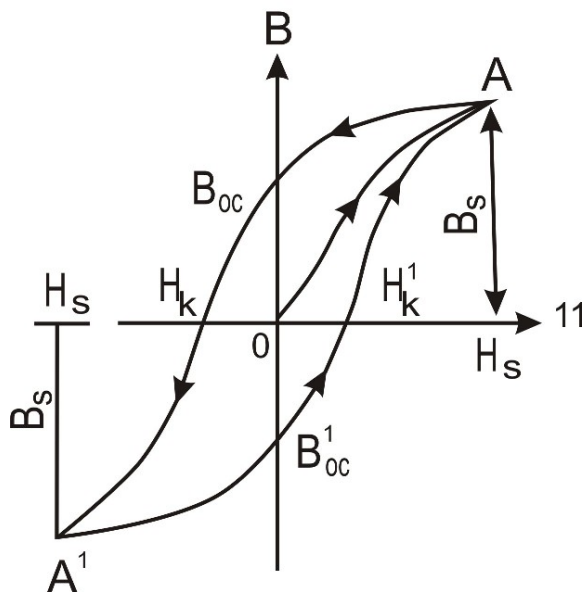
Ферромагнетик моддалар кучли магнит хоссаларига эга бўлган моддалар бўлади. Уларнинг асосий хоссалари қуйидагилардан иборат:

1. Ферромагнетикларнинг μ магнит сингдирувчанлиги ёки магнит қабул қилувчанлиги χ майдон кучланганлигига боғлиқ бўлади (*149 - расм*);



149 – расм. Ферромагнитлар магнит қабул қилувчанлигининг майдон кучланганлигига боғлиқ ўзгариши

2. Ферромагнетиклар қолдиқ магнетизмга эга бўлади, яъни улар ташқи магнит майдон бўлмаганда ҳам магнитланган ҳолатда бўла олади. Қолдиқ магнетизм модда қайта магнитланганда B магнит индукциясининг H магнит майдон кучланганлигининг ўзгаришидан орқада қолиш мумкин ёки магнит гистерезис сабабчиси бўлади (150 - расм).



150 – расм. Ферромагнитларда гистерезис ходисаси

Ферромагнетик хоссаларига эга бўлган металллар (темир, никель ва кобальт) Кюри нуктаси деб аталадиган T_k температурадан юқорида парамагнетикка айланиб қолади ва унинг магнит қабул қилувчанлиги

$$\chi = \frac{C}{T - T_{кр}} \quad , \quad (83.14)$$

қонунга бўйсунди. Масалан, кобальт ва темир учун Кюри нуқталари, мос равишда, $150^{\circ}C$ ва $770^{\circ}C$ бўлади.

Одатда, ферромагнетикларнинг натижавий магнит моменти электронлар спин магнит моментларининг бетартиб йўналганлиги билан аниқланади. Ферромагнетизм мавжуд бўлишлигининг зарурий шarti ферромагнетизм атомларида спинлари компенсациялашмаган электронлар бор бўлишидандир. Масалан, компенсациялашмаган спинлар никельда – иккита, кобальтда – учта, темирда – тўртта, марганец ва хромда – бештадандир.

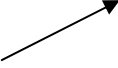
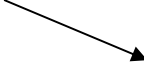














Ферромагнетик кристаллар микроскопик ўлчамларга эга бўлган кичик соҳалар – доменлардан ташкил топгандир. Ҳар бир домен соҳасида барча атомлар магнит моментлари бир хил йўналган бўлади.

Доменлар ўзларининг тўйинган катта магнит моментига эга бўлгани билан, айрим доменлар магнит моментлари ҳар хил йўналган бўлади, бу ҳолда, ташқи магнит майдони бўлмаганда ферромагнетикнинг тўла магнит моменти нолга тенг бўлиши мумкин.

Квант механикасига асосан, ўз-ўзидан магнитланиш ходисаси алмашув ўзаро таъсири натижасида содир бўлади. Компенсациялашмаган спинли электрон орбитали диаметри ($2R$) кристалл панжара доимийсидан 1,5 мартадан ортиқ кичик бўлганда $d/2R > 1,5$, бу ҳолда ўзаро таъсирлашувчи электронлар спинлари бир-бирига параллел бўлишга интилади ва доменлар ҳосил бўлиш эҳтимоли ошади. Демак, ферромагнит ҳолати ўринли бўлади.

Шундай қилиб, атомлари доимий магнит моментига эга бўлган жисмлар парамагнит, ферромагнит, антиферромагнит ва ферримагнит бўлишлари мумкин:

- агарда атомлар магнит моментлари ўзаро таъсири кучсиз ёки нолга тенг бўлса, бундай жисм парамагнит бўлади (*151a - расм*);

				а)
				б)
				в)
				г)

151 – расм. Моддаларда магнит момен тлари йўналишларининг жойлашиши турлари

агарда кўшни магнит моментлар бир-бирига параллел бўлишга интилсалар, бундай жисм ферромагнит бўлади (151б - расм);

- агарда кўшни магнит моментлар бир-бирига антипараллел бўлишга интилсалар, бундай жисм антиферромагнит бўлади (151в - расм);

- агарда кўшни магнит моментлар бир-бирига нисбатан антипараллел жойлашиб миқдор жиҳатдан бир хил бўлмасалар, бундай жисм ферримагнит бўлади (151г - расм), бундай жисмлардан тайёрланган магнитларни ферритлар деб аташади.

Ферримагнетикларга темир окислари бирикмаси, магнетитлар $FeO_1 \cdot Fe_2O_3$ мисол бўлиши мумкин.

Кислороднинг манфий ионлари томонлари марказлашган куб кўринишдаги панжарани ҳосил қилади, бу панжарада ҳар бир $FeO \cdot Fe_2O_3$ молекулага битта икки валентли (Fe^{2+}) ва иккита уч валентли (Fe^{3+}) темир ионлари тўғри келади. Икки валентли темир иони ўрнини икки валентли металллар Mg , Ni , Co , Mn , Cu ва бошқалар эгаллаши мумкин. Натижада, мураккаб панжара бир-бирига киришган, уч валентли темир иони

панжараси ва икки валентли темир ёки унинг ўрнига жойлашувчи металллар ионлари панжарасидан иборат бўлади. Бир-бирига киришган панжаралар магнит моментлари бир-бирига антипараллел бўлади. Шу сабабли уч валентли темир ионлари магнит моментлари компенсациялашади ва ўз - ўзидан магнитланиш иккивалентли металл ионлари магнит моментларидан кўзготилади.

Ферритлар кучли магнит сингдирувчанлик, кичик коэрцитив куч, катта электрик қаршиликли магнит тўйинишнинг қийматига эга бўлади. Шу сабабли, ферритлар юқори ва жуда юқори частотали техникада ва доимий магнитлар ишлаб чиқишда ишлатилади.

Текшириш учун саволлар

1. Қаттиқ жисмларда қандай боғланиш кучлари мавжуд? Молекулалар орасидаги дисперсияли, ориентацияли ва индукцияли таъсир кучлари нима? Уларнинг асосий параметрлари нима?
2. Кристалл панжара тузилишини 7 гуруҳга ажратишни тушунтиринг.
3. Эркин атомларнинг энергетик сатхлари ва уларда электронлар тақсимооти.
4. Кристалларда энергетик сатхларнинг кўшилиб кетиб энергетик зоналарини ҳосил бўлишини тушунтиринг.
5. Эркин электрон энергияси ва энергетик заррачалардаги электронлар энергиялари тўлқин синишига қандай боғланишда бўлади. Электронларнинг эффектив массаси нима? Нима учун у кристалларда эркин электрон массасига тенг, ундан катта ёки кичик бўлиши мумкин?
6. Зоналар назариясига кўра ўтказгичлар, диэлектриклар ва ярим ўтказгичлар қандай тушунтирилади.
7. Нима учун хусусий ярим ўтказгичда электронлар концентрацияси ўтказувчан ковоклар концентрациясига тенг бўлади?

8. Киришмали ярим ўтказгичларда донорлар ва акцепторлар сатхи қандай жойлашган? Буларда ферми сатхи қандай жойлашади?
9. Хусусий ва аралашмали ярим ўтказгичларда заряд ташувчилар концентрациясини формулаларни ёзинг? Уларнинг электр ўтказувчанлиги нималарга боғлиқ?
10. Маталларни электр ўтказувчанлигининг классик электрон назарияси. Ўта ўтказувчанлик ходисасини тушунтиринг.
11. Контакт ходисаси. металл-металл. металл-ярим ўтказгич ва ярим ўтказгич – ярим ўтказгич контактида потенциаллар фарқини ҳосил бўлиши ва уни электр ўтказувчанликка таъсири.
12. Моддаларнинг магнит хусусиятлари. Диамагнетик, парамагнетик ва фермогнетикларда магнит киритувчанлик қандай фарқ қилади.

VI БОБ

Атом физикаси

84 - §. Атом ядроси

Табиатдаги ҳамма моддалар атомлардан ташкил топган бўлиб, улар электрон ва атом ядросидан иборатдир. Атом ядросининг асосий характеристикалари бўлиб уларнинг заряди, массаси, спини ва ядро магнит моменти ҳисобланади. Атом ядроси протон ва нейтронлардан иборат бўлиб, булар ядро нуклонлари дейилади. Атомлар нейтрал заррача эканлигини эътиборга олсак, уларда нечта протон бўлса, яъни мусбат заррача бўлса, ядро атрофида худди шунча электрон бўлиши керак.

Ядродаги нуклонлар - протон (P) мусбат ва нейтрон (n) эса нейтрал, яъни зарядсиз заррачалардир. Протоннинг заряд миқдори электрон зарядига тенг бўлиб $q_p = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ га тенгдир. Эркин ҳолда протон барқарор мусбат заррачадир. Атом массасини массанинг атом бирликларида (м.а.б.) ўлчаш анча қулайдир. Углерод (${}^{12}_6\text{C}$) атомининг $1/12$ массаси, массанинг атом бирлиги қилиб қабул қилинган.

Протоннинг массаси

$$m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1,0072 \text{ м.а.б.} = 938,7 \text{ Мэв} .$$

Бу масса электрон массасидан 1836 марта каттадир ($m_p = 1836 m_e$). Протон спинга $\left(S = \frac{1}{2}\right)$ ва хусусий магнит моментиغا эга $\mu_p = +2,79 \mu_y$. μ_y - ядронинг магнит моменти дейилади ва унинг магнетони $\mu_y = \frac{\hbar \ell}{2m_e}$ Бор магнетонидан 1836,5 марта кичикдир.

Нейтрон электр зарядга эга эмас, массаси $m_n = 1,6749 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1,0086 \text{ м.а.б.}$ га тенг ва протон массасидан

бироз катгароқдир. Протон каби, нейтроннинг спини $\left(S = \frac{1}{2}\right)$ ва хусусий магнит моменти $-1,91$ га тенг (бу ерда манфий ишора хусусий механик ва магнит моментларининг йўналишлари қарама-қарши эканлигини кўрсатади).

Нейтрон эркин ҳолатда беқарор (радиоактив) заррача бўлиб, унинг ярим емирилиш даври ~ 12 мин га тенг, у ўз-ўзидан бўлиниб, парчаланиб кетади:



Парчаланиш натижасида 1 протон, 1 электрон ва 1 та антинейтрино ҳосил бўлади. Нейтрино жуда кичик заррача бўлиб, нейтронга ўхшаш зарядсиздир.

Ядродаги протонлар сони $+Ze$, ядронинг зарядлар сонини ҳам белгилайди. Z - Менделеев даврий тизимида химиявий элементнинг тартиб номерини ёки ядросининг зарядлар сонини кўрсатади.

Ядродаги нуклонлар сони A билан белгиланади ва ядронинг масса сони деб аталади. Нейтронлар сони $N = A - Z$ орқали аниқланади.

Ядролар ${}_Z X^A$ – символ билан кўрсатилади. X – химиявий элементнинг симолидир.

Ядролардаги нуклонларнинг таркибига қараб ядролар 4 та гуруҳга бўлинадилар.

1. Зарядлар сони бир хил, нейтронлар сони ҳар хил бўлган ядролар изотоплар дейилади. Масалан: водороднинг 3 та изотопи бор ${}_1 X^1$ – одатдаги водород баъзан протий деб аталади ($Z = 1, N = 0$). ${}_1 X^2$ - оғир водород ёки дейтерий ($Z = 1, N = 1$), ${}_1 X^3$ - ($Z = 1, N = 2$) эса тритий деб аталади.

Кислороднинг 3 та изотопи бор ${}_8 O^{16}$, ${}_8 O^{17}$, ${}_8 O^{18}$.

2. Массалар сони бир хил, заряд ва нейтронлар сони ҳар хил бўлган ядролар **изобарлар** дейилади. Мисол қилиб масса сони бир хил бўлган ${}_{18} Ar^{40}$ ва ${}_{18} Ca^{40}$ ларни кўрсатиш мумкин.

3. Нейтронлар сони N бир хил, заряд ва массалар сони ҳар хил бўлган ядролар **изотонлар** дейилади. Масалан ${}^6_{13}\text{C}$ ${}^{17}_{14}\text{N}$ буларда нейтронлар сони $N = 7$ тенгдир.

4. Заряд (Z) ва массалар (A) сонлари бир хил бўлиб, ярим емирилиш давлари ҳар хил бўлган ядролар **изолярлар** дейилади. Масалан: ${}^{80}_{35}\text{Br}$ ядросининг 2 та изомерлари бор, буларнинг ярим емирилиш давлари $T_1=18$ мин. ва 4,4 соат га тенгдир.

Ядро жуда кичик заррачадир. Ядронинг радиуси: $R = 1,3 \cdot 10^{-15} A^{1/3} \text{ м}$ га тенг. Ушбу ифодага кўра ядрони шар шаклида деб фараз қилиб, массасини билган ҳолда, зичлигини ҳисоблаб кўриш мумкин:

$$\rho_{\text{я}} = \frac{M_{\text{я}}}{\frac{4}{3} \pi R^3}, \quad (84.3)$$

Бу ерда $M_{\text{я}} = m_n A$, m_n - нейтрон массасидир. У ҳолда:

$$\delta_{\text{я}} = \frac{1,673 \cdot 10^{-27}}{\frac{4}{3} \cdot 3,14 (1,5 \cdot 10^{-15})^3} \approx 1,3 \cdot 10^{17} \text{ кг/м}^3, \quad (84.4)$$

Бу ниҳоятда катта қиймат бўлиб, бундай зичликни тасаввур қилиш жуда қийин. Солиштириш учун табиатда учрайдиган баъзи зичлиги энг катта бўлган моддаларни келтирамиз: кўрғошин $11,34 \text{ кг/м}^3$, симоб $14,9 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, уран $18,7 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, олтин $19,3 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, платина $21,45 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ ва иридий $22,42 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$. Табиатда Z сони 1 дан 92 гача бўлган элементлар учрайди (техний T_c $Z = 43$ ва прометий P_m $Z = 61$ лардан ташқари).

Ҳозирги вақтда, табиатда учрайдиган элементлардан ташқари, жаъми $Z = 117$ гача бўлган элементлар аниқланган бўлиб, уларнинг барчаси сунъий йўл билан олинган.

Масса дефекти ва боғланиш энергияси

Атом ядроси жуда мураккаб тузилишга эга бўлганлиги учун алоҳида қонуниятларга бўйсунди. Шулардан бири, алоҳида нуклонлар массаларининг йиғиндиси ҳар доим шунча нуклонли ядро массасидан катта бўлади яъни:

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - M_{\text{я}} , \quad (84.5)$$

Бу масса фарқи - масса дефекти номини олган бўлиб ядро шаклланишида массанинг бир қисми боғланиш энергиясига ($W = mc^2$) айланиб кетишини кўрсатади.

Демак, ядро нуклонларининг боғланиш энергияси:

$$\Delta W = \Delta mc^2 = c^2 \{ [Zm_p + (A - Z)m_n] - M_{\text{я}} \} , \quad (84.6)$$

кўринишида ёзилади. Бу энергияни яққолроқ тасаввур қилиш учун гелий (${}^4_2\text{He}$) ядросининг боғланиш энергиясини ҳисоблаймиз кўрамиз:

$$W_{\text{боғ}} = [2 \cdot 938,7 + 2 \cdot 939,5] - 3728,0 = 28,4 \text{ МэВ} , \quad (84.7)$$

бу ядрога (He) битта нуклонга мос келган боғланиш энергияси $\frac{W_{\text{боғ}}}{A} = 7,1 \text{ МэВ}$ ни ташкил қилади. Бу ниҳоятда катта энергия эканлигини қуйидаги мисолда кўриш мумкин.

Солиштириш учун кўмир ёнганда, яъни битта углерод атоми иккита кислород атоми билан бирикканда (CO_2) - 5 эВ энергия ажралишини ҳаёлга келтириш мумкин.

Демак, ядро жуда мустахкам қурилмадир. Даврий жадвалдаги қолган ядроларнинг ҳам боғланиш энергиялари ҳисобланган бўлиб, энг катта боғланиш энергияси $\Delta W = 8,7 \text{ МэВ}$ даврий тизимнинг $A=50 - 60$ масса сонларига мос келишини кўриш мумкин. Ундан кейин A ни ортиши, боғланиш энергиясини бироз камайишига мос келади. Уран ядросининг солиштира боғланиш энергияси $\Delta W = 7,5 \text{ МэВ}$ га тенгдир.

Демак битта оғир ядрони ўртача оғирликдаги бир неча ядроларга ажратиш мумкин ёки бир неча енгил ядроларни бирлаштириб ўртача ядрони ҳосил қилинганда жуда катта ортиқча энергияга эга бўлиш мумкин. Масалан, уран изотопини ${}_{92}U^{240}$ (солиштирма боғланиш энергияси $7,5\text{Мэв}$ бўлган) иккита, массалари $A=120$ га тенг бўлган ядроларга ажратганимизда (солиштирма боғланиш энергияси $8,5\text{ Мэв}$ бўлган) - 240 Мэв энергия ажралган бўлар эди. Ёки иккита водород изотопларини (${}_1H^2$) бирлаштириш орқали 1 та гелий (${}_2He^4$) ҳосил қилинса – 24 Мэв энергия ажралиб чиққан бўлар эди. Ҳозирги пайтга келиб бундай реакциялар амалга оширилаётганлигини талабаларни деярли ҳаммаси билади. Бу бўлиниш реакциялари ядро (ядро реакторлари) қозонларида ёки атом бомбасини портлашида амалга оширилади. Енгил ядроларнинг кўшилиши - термоядро реакциялари дан иборат бўлиб, термоядро генераторларида (МГД - генераторларида) амалга оширилади. Табиий ҳолда Қуёш ва юлдузларда ҳам содир бўладиган водород – водород ёки углерод – углерод цикли синтез реакциялари ҳам битмас - тугалмас энергия манбаларидан иборатдир.

85 - § Ядро кучлари

Ядро мустаҳкам тизим эканлигини эътиборга олсак, энг аввал нуклонлар орасидаги боғланиш жуда катта энергияга эгадир ва бу кучлар биз билган кучларнинг бирортасига ҳам мос келмайди. Бу – ядро кучларидир. Ядро кучлари гравитацион куч бўлаолмайди. Бутун олам тортишиш қонунига ўхшаш бу кучларни ҳисоблаб кўрилса, ядро кучларидан 10^{36} марта кичик эканлигини билиш мумкин. Ядро кучлари электростатик куч бўлиши ҳам мумкин эмас, чунки бир хил ишорали протонлар (масалан: Уран – U ; $Z = 92$) бир биридан қочиб ядрони тарк этган бўлар эди. Демак, ядро нуклонлари жуда мураккаб боғланиш ва кучларга эга бўлган тизим бўлиб 4 та асосий хусусиятларга эгадирлар.

1. Ядро кучлари. Таъсир радиуси жуда киска масофада $2,2 \cdot 10^{-15}$ кузатилади. Бу масофадан катта масофаларда нуклонлар ўзаро таъсирлашмайдилар.

2. Ядро кучлари заряддан мустақилдир, яъни протон - протон, протон - нейтрон ёки нейтрон - нейтронлар бир хил тортишиш ва итариш кучларини ҳосил қилади. Бу хусусият ядроларнинг заряддан мустақиллик принципи деб аталади.

3. Ядро кучлари, ўзаро таъсирдаги нуклонлар спинларининг жойлашишига боғлиқдир. Масалан, нейтрон билан протоннинг спинлари бир - бирига параллел бўлгандагина улар дейтон ҳосил қилиб, бирга тураолади, бўлмаса ядро парчаланиб кетади.

4. Ядро кучлари тўйиниш хоссасига эга, яъни ядродаги ҳар бир нуклон чекли сондаги нуклонлар билан ўзаро таъсирлашади, қолганларини эса танимайди.

Ҳозирги замон тасаввурларига кўра, ядро кучлари, яъни кучли ўзаро таъсир мезонлар деб аталувчи виртуал зарралар алмашилиши орқали ўзаро таъсирлашади дейилади.

1934 йилда И.Е. Тамм нуклонлар орасидаги таъсир, қандайдир виртуал заррача ютилиши ёки чиқиши орқали амалга ошади деб ҳисоблади. 1935 йили япон олими Х. Юкава нуклонлар, электрон массасидан 200 - 300 марта катта бўлган ва ўша вақтгача аниқланмаган заррачаларни ютилиши ёки чиқиши орқали таъсирлашадилар деб гипотеза қилди. Кейинчалик, бу заррачалар мезонлар (грекча “мезос” ўртача) деб аталди.

Тез орада бундай заррачаларни космик нурлар орасида борлиги аниқланди. 1936 йили Андерсон ва Неддермейерлар космик нурлар орасида массаси $207 m_e$ бўлган заррачаларни аниқлашди. Бу заррачалар μ – мезонлар (мюонлар – μ^+ , μ^- , μ^0) деб аталди. Лекин нуклонлар орасидаги таъсирлашувда бу заррачалар бўлаолмаслиги тезда исботланди, яъни энергиянинг сақланиш қонунига бу мос келмаслиги аниқланди. 1947 йилда космик нурларни илмий излашда Х.Юкава башорат қилган нурларни Окиалини ва Поуэллар кашф қилдилар. Бу заррачаларнинг массаси электрон массасидан – $270 m_e$ марта катталиги маълум бўлди. Бу заррачалар π – мезонлар номини олди. π - мезонлар мусбат π^+ , манфий π^- ва нейтрал π^0

бўлиши мумкин экан. Зарядли пионлар массалари бир хил бўлиб $273 m$ ($140 Mэв$) га тенг ва нейтрал мезон эса $264 m$ ($135 Mэв$) га тенг. Бу заррачаларнинг спинлари ($S = 0$) нолга тенг. Заррачалар жуда беқарор бўлиб, $2,55 \cdot 10^{-8}$ сек. да парчаланиб кетади:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu; \pi^- \rightarrow \mu^- + \nu; \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \text{ ёки } \pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + e^+ + e^-$$

Бу ерда μ^+, μ^- мюмезонлар, γ – гамма нурлар, e^+, e^- – мусбат позитрон ва манфий электронлар, ν ва $\bar{\nu}$ лар нейтрино ва антинейтринолардир. Энди нуклонлар орасида бўладиган таъсирлашувни бемалол ёзиш мумкин:

$$P \Leftrightarrow n + \pi^+; n \Leftrightarrow p + \pi^-$$

$$P \Leftrightarrow P + \pi^0; n \Leftrightarrow n + \pi^0$$

Бундай таъсирлашув орқали нуклонларнинг бири иккинчисига ёки улар ўрин алмашилиши мумкин. Демак, протон виртуал мезон чиқариб, нейтронга айланади ёки нейтрон мезонни ютиб протонга айланади. Бу жараёнларнинг барчаси тажрибада тасдиқланган.

86 - § Ядро реакциялари

Атом ядросининг элементар заррачалар ёки бошқа ядролар билан таъсирлашиб, бошқа тур ядрога айланиши, ядро реакциялари орқали амалга ошади. X ядро билан (a) заррача таъсирлашганда Y янги ядро ва янги (b) заррача ҳосил бўлиши қуйидаги чизма орқали амалга ошади:

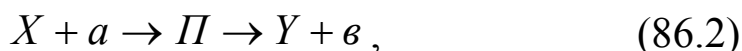
$$X + a \rightarrow Y + b, \quad (86.1)$$

ва бу қуйидагича ифодаланади: $X(a, b)Y$

Ядро реакцияларида a ва b заррачалар нейтрон (n), протон (p) ва баъзи ядролардаги α, β – заррачалар ва γ – фотонлар бўлиши мумкин.

Ядро реакцияларида энергия чиқиши ёки ютилиши кузатилади.

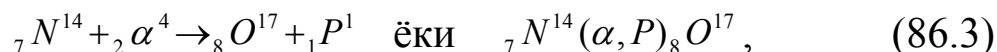
Тез содир бўлмайдиган ядро реакцияларини икки босқич билан амалга ошириш мумкинлиги 1936 йилда Н.Бор томонидан аниқланган. Бунда мураккаб ядро, яъни компаунд ядро деб аталувчи оралик ядро Π пайдо бўлади:



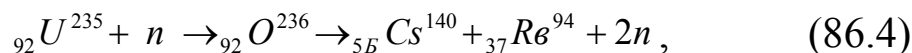
Агар $a = b$ бўлса, сочилиш, яъни $E_a = E_b$ эластик сочилиш ва $E_a \neq E_b$ ноэластик сочилиш реакциялари кузатилади.

Мураккаб ядро, яшаш вақти ($10^{-14} - 10^{-12}$ сек.) даврида емирилиб, бошқа Я турдаги ядрога айланиши мумкин.

Ядро реакцияси, биринчи бўлиб 1919 йилда Э.Резерфорд томонидан амалга оширилган. Азот атомлари α – заррачалар билан бомбардимон қилинганда, кислород атоми ва яна битта протон ҳосил бўлган:



1938 йилда Немис олимлари О.Ган ва Ф. Штрассмонлар уран ядросига нейтронлар дастасини ёғдирганда ядрони иккига бўлинишини кузатганлар. Бунда барий ва лантан ҳосил бўлишини кузатилган. Кейинчалик 80 тага яқин ҳар хил ядро парчалари ҳосил бўлиши аниқланди. Ядро ҳар бир бўлинишда – 2,5 та нейтрон ҳосил қилади:

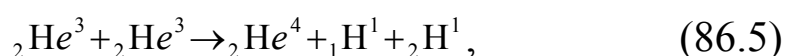
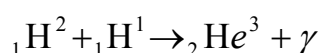
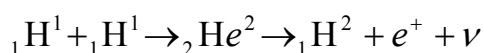


Ядро реакцияларида ҳар доим заряд ва массанинг сақланиш қонунлари бажарилади, яъни реакцияга киришгача бўлган заряд ва масса, реакциядан кейин ҳам шундайлигича қолиши керак. Бундай реакциядан фойдаланиб нейтронлар оқимини кучайтириш мумкин ва бўлиниш реакциясида жуда

катта миқдорда энергия ажратиб олиш мумкин. Бу жараён ядро реакциялари қозонларида амалга оширилади ва бундай қозонларда занжир реакцияси амалга оширилади. Занжир реакцияси амалга ошириши учун В. Гейзенберг аниқлаган критик масса бўлиши керак, бу – 9 кг уран – 235 га мос келади. Занжир реакциясида жуда катта миқдорда энергия ажралганлиги учун бу энергиядан тинч мақсадларда - атом электростанцияларини яратиш ва қуришда фойдаланилади.

Булардан ташқари енгил ядроларни қўшиш орқали ядро реакцияларини ҳосил қилиш мумкин. Бу реакциялар, ядроларнинг итариш кучларини енгиб уларни бирлаштириш орқали, амалга оширилади ва синтез реакциялари дейилади. Ядролар мусбат ишорали бўлганлиги сабабли, итариш кучларини енгил учун, уларнинг кинетик энергиялари сезиларли ошганда тўқнашиши ҳисобига янги ядрони ҳосил қилиш мумкин. Ядронинг кинетик энергиясини ошириш учун уларни жуда юқори ҳароратда қиздириш керак ($\approx 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$) шунинг учун бу реакциялар термоядро реакциялари деб аталади.

Водород ядроларининг қўшилиб гелий ядросини ҳосил бўлиш реакцияси Қуёш ва юлдузларда кузатилади ва бунда уларнинг ҳарорати $10^7 - 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$ га етади. Бунда протон - протон цикли ёки углерод - углерод цикли амалга ошади. Олдин 2 та протон қўшилиб гелий изотопини ҳосил қилади ва у β заррача чиқариб емирилади, натижада оғир водород ${}_1\text{H}^2$ ҳосил бўлади ва у оддий водород ядроси билан бирлашиб гелий ${}_2\text{He}^3$ изотопини ҳосил қилади. Бундай ядро бирлашиши натижасида яна 2 та водород ва 1 та барқарор гелий ядроси ҳосил бўлади. Бу реакция водород цикли деб аталади:



Синтез реакциясида жуда катта миқдорда энергия ажралади, битта нуклонга мос келган энергия 3.5 Мэв га тўғри келади ва

бўлиниш реакциясида битта нуклонга – 0.85 Мэв энергия тўғри келади. Нуклонлар сони жуда кўплигини эътиборга олсак нихоятда катта энергия ажралишини тасаввур қилиш мумкин.

Табиатдаги энергия манбалари кўмир, газларнинг захиралари камайиб бораётганлигини эътиборга олсак инсоният энергия запасларини ядро реакциялари орқали тўлдириши мумкинлиги кўриниб турибди.

Хозирги вақтда бундай қурилмалардан баъзилари ишлаб турибди. Булар атом электр станцияларида ва лаборатория қурилмаларида, термоядро реакцияларинг яшаш вақтини узайтириш ҳисобига (МГД генераторлари) амалга оширилаябди. Лекин кўпчилик фойдаланиладиган, яъни бутун инсониятга фойдаси тегадиган қурилмаларни кашф қилиш, кучли интеллектуал салоҳиятга, жуда кучли билимга эга бўлган инсонларга боғлиқ эканлигини унутмаслик лозим.

87 – §. Радиоактивлик. α , β , γ – нурлар

Беқарор химявий элементларнинг, ўз-ўзидан, зарядланган заррачалар ёки ядролар чиқариб, бошқа тур химявий элементларга айланиш хусусияти - радиоактивлик дейилади. Радиоактивлик Анри Беккерел томонидан 1896 йилда кашф қилинган. У Уран тузларини люминесцент хусусиятларини текшираётиб, уларни фотопластинкаларга таъсирини сезиб қолган ва Уран тузлари ўз ўзидан алоҳида нур чиқаради ва бу нурлар ташқи муҳит шарт-шароитларига, яъни харорат, босим ва ёритилганликка мутлақо боғлиқ эмаслигини таъкидлади. Бу ишларни Пьер Кюри ва Мария Кюрилар давом этдириб, 1998 йилда иккита янги радиоактив элементни кашф қилдилар. Булар Полоний ${}^{226}_{88}P_0$ ва Радий (${}^{226}_{88}R_a$) элементлари эди. Янги нурланиш ҳосил қилувчи бундай моддалар радиоактив моддалар ва жисмларнинг (заррачалар кўринишда) нурлар чиқариш хусусияти радиоактивлик деб аталди. Радиоактив моддалар магнит майдонига (М.Кюри бажарган) жойлаштирилганда улар 3 турга ажралиб кетиши маълум бўлиб қолди:

Магнит майдони таъсирида, α заррачалар мусбат заррачалар каби оғганлиги сабабли мусбат заррачалар, β заррачалар манфий заррачалар каби оғганлиги сабабли манфий заррачалар ва γ – нурлар оғмаганлиги учун нейтрал заррачалар деб ҳисобланди.

Кейинчалик ўтказилган тадқиқотларга кўра, α - заррачалар гелий (${}^4_2\text{He}$) ядросининг оқимидан иборат, β - заррачалар тез учиб чикувчи электронлар оқимидан ва γ - нурлар қисқа тўлқин узунликдаги [$\lambda = (10^{-3} - 1)A^0$] электромагнит тўлқинлардан иборат эканлиги аниқланди. Бу заррачалар жуда кучли ионлантириш хусусиятига эга, масалан α - заррача ҳавода 10^5 жуфт ион ҳосил қилади.

Радиоактив емирилишда, емириляётган ядро она ядро ва янги ҳосил бўлгани эса бола ядро деб аталади. Бирор dt вақт оралигида емирилган ядролар сони dN шу вақтга ва бошланғич радиоактив ядролар сонига пропорционалликдан емирилиш қонуни топилган, яъни:

$$-dN = \lambda N dt$$

ва бу ифодани интеграллаб қуйидаги тенгламани ҳосил қиламиз:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (87.1)$$

бу ерда λ – берилган модда учун ўзгармас сон бўлиб, емирилиш дойимийси дейилади, N_0 – бошланғич вақтдаги емирилмаган атомлар сони, $N - t$ вақт momentiдаги атомлар сони.

(50.1) формуладан кўринишига емирилиш экспоненциал қонун бўйича камайиб боради.

Бошланғич пайтдаги атомлар миқдорининг ярим емирилишга кетадиган вақти моддаларнинг **ярим емирилиш вақти** (T) дейилади ва қуйидагича аниқланади:

$$\frac{1}{2} N_0 = N_0 e^{-\lambda T}$$

ва бундан

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}, \quad (87.2)$$

Ҳозиргача маълум бўлган моддаларнинг ярим емирилиш даври $3 \cdot 10^{-7}$ сек. дан $5 \cdot 10^{15}$ йилгача бўлган ораликқа мос келади.

Тажриба йўли билан радиоактив емирилишда зарядни ва массани сақланиш қонунлари бажарилиши исботланган. Демак, моддаларнинг радиоактив емирилиш қонунига кўра, юқоридаги қонунлардан фойдаланиб, емирилгандан сўнг қандай модда ҳосил бўлишини айтиш мумкин. Шунга кўра α ва β - емирилишда силжиш қонунини кўриш мумкин. Агар емирилатган она ядро ${}^A_Z X$ бўлса, α - емирилишда:



ва β - емирилишда:



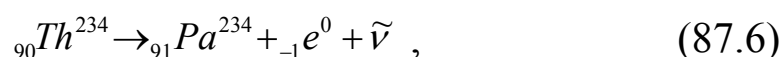
Оддий ҳисоблашлар, ҳар иккала емирилишда, масса ва заряднинг сақланиш қонунини бажарилишини кўришимиз мумкин. (50.3) формулага кўра емирилишда ҳосил бўлган бола ядронинг масса сони 4 га камаяди, заряди эса 2 га камаяди ва Гелий ядросини ҳосил бўлиши билан содир бўлади. Натижада, ҳосил бўлган ядро Менделеев даврий жадвалидаги емиралаётган ядродан 2 та катак олдинги элементни ҳосил бўлишини кўриш мумкин.

Айнан шу жараённи ${}_{92} U^{238}$ ни емирилишида кузатиш мумкин:



Демак емирилиш натижасида торий изотопи ҳосил бўлади.

Шунга ўхшаш мисолни β - емирилиш учун ҳам келтириш мумкин:



Радиоактив емирилишда α - заррачалар катта энергияли заррачалар тўпламларидан иборат бўлса, β - емирилишда электронларнинг энергияси 0 дан E_{max} оралигида алоҳида тақсимотга бўйсунди (152 – расм).

Расмда β - емирилишда ядролар чиқарадиган электронларнинг энергетик спектри, яъни dE энергетик оралиқда бўлган электронлар тақсимоти келтирилган.

β - емирилиш уч хил бўлиши мумкин. Емирилиш манфий электрон чиқариш билан, мусбат позитрон чиқариш ва K - тутиш (K - қобикдаги электрон тутилиши) билан амалга ошиши мумкин. Бу емирилишда β - заррача билан бирга ҳар доим яна битта нейтрал заррача чиқади. Бу заррачани Э. Ферми таклифига кўра нейтрино (кичкина нейтрон) деб аталди. Нейтрино икки хил бўлиши мумкин: нейтрал ν ва антинейтрино $\tilde{\nu}$.

Радиоактивликни силжиш қонунидан, α , β - емирилишда радиоактив атомларнинг ядроси бошқа тур химиявий атом ядросига айланиб қолишини кўриш мумкин. Кўп ҳолларда ҳосил бўлган янги ядро ҳам радиоактив бўлиб қолади, натижада улар ҳам ҳар хил (α , β) нурланишлар чиқариб, бир неча поғонадан ўтиб барқарор атом ядроларини ҳосил қилади. Булар радиоактивликнинг емирилиш қатори ёки радиоактивлик оиласи деб аталади. Табиий радиоактив ядролар уч хил радиоактив емирилиш қаторини ҳосил қилади, булар Уран ${}_{92}\text{U}^{238}$, Торий ${}_{90}\text{U}^{232}$ ва Актиний ${}_{89}\text{Ac}^{235}$ атом ядроларининг қаторидир. Булардан ташқари суний йўл билан олинган Нептун ${}_{93}\text{Np}^{237}$ ҳам улар қаторига киради. Уран, Торий ва Актиний емирилишидан кўрғошиннинг ҳар хил стабил изотоплари ҳосил бўлади. Бу радиоактив моддалар ҳар хил α , β , нурланишлар чиқаришида, Уран - ${}_{82}\text{Pb}^{206}$, Торий - ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ ва Актиний - ${}_{82}\text{Pb}^{207}$ ва Нептуннинг емирилиш қаторининг охирида барқарор Висмутнинг ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ изотопи ҳосил бўлади.

Келтирилган маълумотлардан кўринишича радиоактивлик 2 хил: табиий ва суний бўлади.

Сунъий йўл билан, яъни оғир ядроларга заррачалар ва энгил ядроларни киритиш йўли билан, янги радиоактив ядроларни ҳосил қилиш мумкин. Табиий ва сунъий радиоактив моддаларнинг емирилиш қонунларида ҳеч қандай фарқ йўқ.

Вақт бирлиги ичида бўлинувчи ядролар сонига тенг бўлган катталиқ **радиоактив моддаларнинг активлиги** (A) деб аталади:

$$A = \lambda N, \quad (87.7)$$

ёки

$$A = \frac{0,693}{T} \cdot N$$

бу ерда A – радиоактив моддаларнинг активлиги. Бу шундай активликки, бунда 1 секунд давомида 1 дона бўлиниш содир бўлади. Активликнинг тизимга кирмаган ўлчов бирлиги - Кюридир (Cu). 1 грамм Радийнинг 1 секунда ҳосил қиладиган активлиги 1 Кюри дейилади.

$$\frac{N}{N_A} = \frac{m}{\mu}, \quad (87.8)$$

ифодага кўра, агар берилган радиоактив модданинг массаси маълум бўлса, моляр массани билган ҳолда берилган модданинг активлигини осон ҳисоблаш мумкин:

$$A = \frac{0,693}{T} \cdot N_A \frac{m}{\mu}, \quad (87.9)$$

Бу ифода, исталган вақтдаги радиоактив модданинг активлигини ҳисоблаш жуда қулайдир.

Гамма нурланиш - электромагнит тўлқинлардан иборат бўлгани учун, бу тўғрида алоҳида тўхталиб ўтишни лозим кўрдик. Бу нурланишда масса ва заряд қийматлари ўзгармайди, шунинг учун сақланиш қонунлари амал қилмайди. Гамма - емирилиш ҳар доим α ёки β емирилишда ҳосил бўлади. Бу емирилишларда γ нурлар она ядродан эмас, балки бола

ядросидан ҳосил бўлади. Емирилиш содир бўлгандан сўнг, кўп ҳолларда, бола ядро қўзғотилган, яъни юқори энергетик ҳолатда бўлади. Бола ядро ортиқча энергиясини, жуда қисқа вақтда (10^{-13} - 10^{-14} с) γ - нурлар кўринишда чиқариб нормал, яъни стационар ҳолатга ўтади:

$$h\nu_{ik} = W_i - W_k , \quad (87.10)$$

бу ерда ν_{ik} - i сатҳдан k - энергетик сатҳга ўтган ядронинг чиқарган гамма - нурланиш частотаси ва $W_i - W_k$ - ядронинг қўзғотилган ва оддий ҳолатлардаги энергиялари фарқидир.

Барча жисмларга радиоактив нурланиш таъсир этади ва у жисм атомларини ионлаштириб юборади. Бу таъсир айниқса инсонларда ёмон оқибатларга олиб келади. Ионлаштирувчи нурланишларни таъсири уларни **нурланиш дозаси** (Д) билан аниқланади. Нурланиш дозаси жоул/килограммларда (Ж/кг) ўлчанади, яъни 1 кг жисмга мос келган энергия билан аниқланувчи катталиқ грей (Гр) деб аталади. Лекин одатда нурланиш дозаси “рад” ларда ўлчанади ва тизимга кирмаган ўлчов бирлиги ҳисобланади:

$$1 \text{ рад} = 10^{-2} \text{ Ж/кг} = 10^{-2} \text{ Гр}$$

Вақт бирлигига мос келган дозанинг қиймати **дозанинг қуввати** деб аталади:

$$N = \frac{D}{t} ; \quad [N] = \frac{\text{Вт}}{\text{кг}} , \quad (87.11)$$

Шунингдек нурланишнинг тирик мавжудодларга таъсирини ўрганишда **рентгеннинг биологик эквиваленти** (бэр) бўлган катталиқ ишлатилади. Биологик объектларнинг, 1 рентген нурланишга эквивалент - ютган нурланиш энергияси, қуйидагига тенгдир:

$$1 \text{ бэр} = 10^{-2} \text{ Ж/кг} .$$

Радиоактив нурланишнинг асосий энергетик характеристикаси - куруқ ҳавони ионлаштириш хусусиятига боғлиқ бўлган экспозициявий доза ҳисобланади Дэ. Унинг бирлиги (Кл/к²) дан иборат. Лекин тажрибада, тизимга кирмаган ўлчов бирлигидан жуда кенг қўлланилади. Бу ўлчов бирлиги бир рентгендир $1Р = 2,58 \cdot 10^{-4}$ Кл/к². 1Р экспозициявий доза, нормал атмосфера босимида ($v = 10^{-6}$ м³) куруқ ҳавода $\frac{1}{3} \cdot 10^{-9}$ Кл бўлган бир жинсли заряд ҳосил қилаолади.

Радиоактив нурланиш билан ишлайдиган инсон организмига албатта бу нурланиш кучли таъсир ўтказади. Тадқиқотларни кўрсатишича, қолдиқ радиоактив нурланиш ва Ер қаъридан келадиган нурлардан ҳосил бўладиган радиоактив ФОН дан 250 марта ортиқ нурланиш инсон организмига сезиларсиз ва асоратсиз, яъни зарарсиз ҳисобланади. Нурланиш бундан ортиқ бўлганда махсус муҳофаза чораларини кўриш зарур. Инсон ҳаёти учун чегаравий нурланиш 400 рентген ҳисобланади.

88 - Элементар заррачалар

Элементар заррачалар - ўзлари бўлинмайдиган бошланғич заррачалардир. Жисмлар асосан шу заррачалар тўпламидан ҳосил бўлади. Бу албатта шартли тушунча, чунки XIX аср бошларида жисмларни ташкил этувчи энг кичик элементар заррача атом деб ҳисобланар эди.

XX – аср бошларига келиб элементар заррачалар деб электрон, протон ва нейтронлар ҳисобланарди. Ҳозирги вақтга келиб, бундай “элементар” деб аталувчи заррачаларнинг 100 дан ортиқ тури мавжуд. Элементар заррачаларнинг кўпчилиги космик нурларни ўрганиш орқали аниқланган. Коинотдан Ерга ҳар доим атом ядросининг ташкил этувчилари оқими келиб туради. Бу нурлар Ер атмосфераси билан тўқнашиб иккиламчи нурланишни ҳосил қилади.

Ернинг магнит майдони космик нурланишнинг асосий қисмини Ер атропоидида ушлаб қолиб радиацион камар ҳосил

килади. Радиацион камарлар Ерни ўраб туради. Экватор текислигида ички радиацион камар 600 дан 6000 км гача ва ташқи камар 20000 дан 60000 км гача чўзилган. 60-70° кенгликларда иккала камар (пояс) Ерга бир неча юз километр чамасида яқин туради.

Зарядланган зарраларни тезлаштириш қурилмалари яратилгандан сўнг элементар зарраларни ўрганиш жуда жадаллашиб кетди.

Ҳозирги вақтда элементар заррачалар орасида бўладиган тўрт хил ўзаро таъсир маълум: кучли ўзаро таъсир, кучсиз ўзаро таъсир, электромагнит таъсир ва гравитацион ўзаро таъсирлар.

Кучли ўзаро таъсир. Бундай ўзаро таъсирлашув ядро нуклонлари орасида мавжуд бўлади, уларни ўзаро боғлайди. Зарраларни ўзаро таъсири таъсир доимийси деб аталувчи катталиқ билан характерланади. Бу ўлчамсиз катталиқдир. Бундан ташқари заррачалар таъсир сферасининг радиуси билан ҳам характерланади. Кучли ўзаро таъсирда ўзаро таъсир доимийси 1 га ва ўзаро таъсир вақти 10^{-23} сек. га тенгдир.

Электромагнетик ўзаро таъсирда таъсир сферасининг радиуси ($r = \alpha$) чекланмаган, таъсир доимийси эса $\sim 10^{-2}$ атрофида бўлади.

Кучсиз ўзаро таъсир ҳам кучли ўзаро таъсир каби, яқин масофада таъсир қилади. Таъсир константаси жуда кичик 10^{-14} , ўзаро таъсир вақти эса 10^{-9} сек. атрофида бўлади. Бу таъсирлашув β - емирилишда, элементар заррачаларнинг емирилишида, нейтрино билан моддалар орасида бўладиган таъсирлашувларда кузатилади.

Гравитацион ўзаро таъсирнинг ҳам таъсир радиуси чекланмаган ($r = \alpha$). Ўзаро таъсир константаси бўлса, ниҳоятда кичик $\sim 10^{-39}$ ва таъсир вақти эса жуда катта $\sim 10^9$ сек. бўлади. Бу таъсир универсал бўлса ҳам, микрозаррачаларнинг ўзаро таъсирида, қиймати жуда кичик бўлгани учун эътиборга олинмайди.

51.1-жадвал

Ўзаро таъсир турлари	Ўзаро таъсир доимийси	Ўзаро таъсир вақти сек.
Кучли (ядровий)	1	10^{-23}

Электромагнетик	$\sim 10^{-2}$	10^{-21}
Кучсиз (емирилишда)	10^{-14}	10^{-9}
Гравитацион	10^{-39}	10^{16} (10^9 йил)

Ўзаро таъсир характериға қараб элементар заррачалар 3 синфга бўлинадилар:

1. Фотонлар (ёруғлик квантлари), γ (электромагнит майдон квантлари). Бу заррачалар электромагнетик ўзаро таъсирда иштирок этади, лекин кучли ва кучсиз таъсирга эга эмас;

2. Лептонлар (грекча “лептос” - енгил). Бу заррачаларга мюонлар (μ^-, μ^+), электронлар (e^-, e^+) ва нейтринолар ($\nu, \bar{\nu}$) киради. Лептонларнинг спини $\left(\frac{1}{2}\right)$ тенг бўлгани учун Ферми-Дирак статистикасига бўйсундилар. Бу заррачалар кучсиз ўзаро таъсирда ва зарядли заррачалар бўлганликлари учун, электромагнетик ўзаро таъсирда ҳам қатнашадилар;

3. Адронлар (грекча “адрјс” – йирик, салмоқли) кучли ва кучсиз электромагнетик таъсирларга эгадирлар. Адронлар иккига бўлинади: мезонлар ва барионлар. Мезонлар: π^+, π^-, π^0 - мезонлар, K - мезонлар, (K^+, K^-, K^0, \bar{K}^0). K - мезонларни яшаш вақти 10^{-8} сек. Улар тезда емирилиб π - мезонлар ва лептонларни ҳосил қилади. Ҳамма мезонларнинг спини 0 га тенг, шунинг учун булар Бозе-Эйнштейн тақсимотиға бўйсуниб бозонлар ҳам деб юритилади. Бу зарралар кучли ва кучсиз (зарядсиз π^0, K^0 лардан ташқари) электромагнетик таъсирларга ҳам эга.

Барионлар: нуклонлар (p, n) ва массалари улардан катта бўлган беқарор гинеронларни ўз ичига олади. Ҳамма барионлар кучли ўзаро таъсирга эга ва уларнинг спини $1/2$ га тенг. Протондан бошқа ҳамма барионлар беқарор бўлиб жуда тезда парчаланиб кетади.

Ҳозирги вақтга келиб элементар зарралар сони шунчалар кўпайиб кетдики уларнинг элементар эканлиғига шубҳа пайдо бўлабошлади. Масалан, барионларни ўзи кварклар деб аталувчи гипотетик зарраларга бўлиниши тахмин қилинмоқда.

Кваркларнинг электр заряди $-\frac{1}{3}; +\frac{2}{3}; -\frac{1}{3}$ бўлиши мумкин. 6 та кварк ва антикварклар орқали ҳамма барионларни ҳосил қилиш мумкин: булар (**u** - юқори), **d** (**down** - қуйи), **S** (**strange** - ғалати), **c** (**charmed** - жозибали), **b** (**bottom** - пастги), **t** (**top** - юқориги).

Кваркларни шартли равишда рангли деб қабул қилинган. 3 та рангли кварклар қўшилишидан янги нейтрал оқ ранг ҳосил бўлади. Демак кварклар 6 ти хил бўлиб, уларнинг ҳар бири 3 хил рангда бўлиши мумкин: сариқ, кўк ва қизил. (Ҳар уччаласининг қўшилишидан оқ ранг ҳосил бўлади).

Кварклар тўрисидаги ғоя, жуда ажойиб бўлиб, бир қанча янги заррачалар ҳосил бўлишини олдиндан айтиб бериш мумкин бўлди. Ҳозиргача кваркларни эркин ҳолатда мавжуд бўлиши аниқланмаган.

Таъсирлашувнинг умумий назарияси

Дунёга машҳур бўлган йирик олимларнинг кўпчилиги умумий майдонлар назариясини яратиш устида жуда катта меҳнат қилдилар. Булар А.Эйнштейн, П.Дирак, В.Гейзенберг ва бошқалар, умрларининг охиригача юқоридаги назарияни яратишга улгураолмадилар. XX – асрнинг иккинчи ярмида С.Вайнберг, Ш.Ли Глэшоу ва Абдус Салам физик олимлар бирлашган электрон кучсиз таъсирлашув назариясини яратдилар.

Бу таъсирлашув электромагнит ва кучсиз таъсирлашувларни умумлаштиради. Умумлашган ва барча таъсирлашувни ўз ичига оладиган бирлашган майдонлар назарияси ҳозирча ниҳоясига етказилгани йўқ.

Текшириш учун саволлар

1. Ядро нуклонлари нима ва улар орасида қандай фарқ бор?

2. Масса дефекти нима? Боғланиш энергияси формуласини ёзинг. Энг катта боғланиш энергиясига қандай ядролар эга?
Бўлиниш ва синтез реакцияларни тушунтиринг.
3. Ядро кучларининг асосий принциплари нима?
4. Ядро реакциялари. Компаунд ядро нима? Ядро реакцияларида зарядни ва массани сақлаш қонуни нима?
5. Радиактивликни тушунтиринг. Уларда силжиш қонуни нима?
6. Гравитцион, электромагнит, кучли ва кучсиз ўзаро таъсирлашувлар ҳақида маълумот беринг.
7. Элементар зарраларни турларини санаб чиқинг. Кварклар, гипотетик зарралар ҳақида қандай маълумотга эгасиз.