

О.П. ПАРДАЕВ, А.К.АМОНОВ

КВАНТЛАР ДУНЁСИ ЭЛЧИСИ

(Илмий рисола)

Самарқанд -2008

О.П.Пардаев, А.К.Амонов. Квантлар дунёси элчиси. (илмий рисола).
Самарқанд. СамДУ нашри, 2008, - бет.

XIX аср охири XX аср бошида физика фанида кетма-кет очилган кашфиётлар моҳиятини тушунтиришда мумтоз физика катта қийинчиликларга дуч келди. Бу қийинчиликлардан физикани Макс Планк олиб чиқди.

Рисолада Планк томонидан биринчи бўлиб яратилган квант назарияси ва бу назариянинг бошқа ҳодисаларни тушунтиришда қўлланилиши ҳақида ҳикоя қилинади.

Рисола кенг китобхонлар учун мўлжалланган.

Масъул муҳаррир: - физика-математика фанлари доктори, профессор
Н.Б.Эшқобилов

Такризчилар:

- физика-математика фанлари номзоди, доцент Қосимов Н.А.
- кимё фанлари номзоди, доцент Сейт-Энон М.А.

Сўз боши

Қарийб 50 йилдан бери мен Алишер Навоий номидаги Самарқанд давлат университетининг физика факультетида назарий физика фанидан талабаларга маърузалар ўқийман ва амалий машғулотлар олиб бораман. Ҳар гал уларга квант назариясининг, жумладан квант механикасининг пайдо бўлиши асосида ётувчи экспериментал ва назарий фактлар мавзусида маъруза ўқиётганимда мени катта ҳис – ҳаяжон босади. Негаки, XIX – аср охири ва XX аср бошларида физика фанида шунчалик кўп, жуда катта кашфиётлар қилинганки, уларсиз ҳозирги замон физикасининг бугунги тараққиётини, уларнинг амалий аҳамиятини мутлақо тасаввур қилиб бўлмайди. Классик физиканинг боши берк кўчага кириб қолганлиги, олдинма-кетин очилаётган кашфиётлар моҳиятини очиб беришга ожизлик қилгани Макс Планкнинг ўзи ишонмасида нурланишнинг квант тариқасида рўй беришини машҳур $h\nu$ энергия, билан ифодаланиши ва яратилган тамоман янги назария параметри h катталигининг киритилиши дамбада тўпланган сувни гўё очиб юборгандек бўлди. Бу параметр доимийлик қанчадан-қанча ходисаларни тушунтириш, қанчадан-қанча янги экспериментал ва назарий кашфиётлар, оқибат натижасида илгари ўзига ўхшаши бўлмаган янги фан – квант механикасининг пайдо бўлишига сабаб бўлди. Булар тўғрисида гапирар эканман, ўша даврда ижод этиб ўтган буюк олимларга ҳавасим келади. Бу кашфиётлар ўзидан-ўзига тасодифан бўлиб қолмаган, албатта. Бу кашфиётлар тагида Планк, Бор, Резерфорд, Гейзенберг каби кўпдан-кўп олимларнинг заҳматли меҳнатлари ётади, албатта.

Лекин XX аср охири ва XX1 аср бошида физика ривожига бир аср олдинги шижоат, кашфиётлар йўқлигидан биров афсусланаман. Аммо ишонаманки, фанда пайдо бўлган қийинчиликларни бартараф ётувчи Планк ғоясидек янги бир «даҳшатли», «ақлдан оздирувчи» ғоянинг кимдир томонидан айтилиши муқаррардир.

Китобхонлар эътиборига ҳавола этилаётган ушбу рисолада Планк доимийси – биринчи квант назарияси ва шу асосда очилган янги кашфиётлар тўғрисида ҳикоя қилинади. Бундай ҳикоя, албатта, эртак айтиш эмас. Аниқ

фанлар ютуқлари тўғрисида оммабоп тилда ҳикоя қилиб бериш жуда мушкул иш. Айниқса бу ишда сендан олдин ҳеч ким намуна бўлургидек рисола ёзган бўлмаса, бу ишнинг мушкуллигини тасаввур қилиш мумкин.

Шунга қарамасдан ана шундай мураккаб ишга қўл урилди. Фикр мулоҳазаларга муҳтожмиз.

Нурланиш квант назариясининг шаклланиши ва у билан боғлиқ муаммолар

XIX аср охирига келиб кўпгина физиклар назарий физиканинг мукамал ишдаб чиқилганлиги ва унда ҳал қилинмаган деярли муаммоларнинг қолмаганлигини қайд қилишган. Масалан, В.Томсон физика фанининг очик осмонини фақатгина иккита “булутча” бузию туради деган эди. Бу «булутча»нинг бири – эфир муаммоси бўлса, иккинчиси – «ультрабинафша ҳалокат» эди. Ана шу иккинчи «булутча»нинг физикада квант назариясининг юзага келтиришини ким билибди дейсиз?!

«Ультрабинафша ҳалокат» номини олган муаммо физикада XIX охирида пайдо бўлиб, у қизиган жисмнинг ўзидан чиқарувчи нурланиш билан боғлиқдир. Тажрибада бу ҳодисани ўрганиш шуни кўрсатдики, қизитилган жисм ўзидан турли узунликдаги электромагнит тўлқинларни чиқарар, шу билан бирга турли тўлқин узунликдаги нурланишлар турли хил энергияни ўзлари билан олиб кетар экан. Масалан, Қуёш нурланишлари узлуксиз спектрни бериши, спектрнинг маълум бир интервалидаги чизиқлар турли тўлқин узунликларга эга бўлиши аниқланган. Лекин қисқа ва жуда узун тўлқин узунликдаги нурланишлар энергияси сезиларли қийматга эга бўлмасдан, маълум бир тўлқин узунликдагиларининггина энергияси энг катта бўлар экан. Қуёш спектрида энергиянинг энг катта қиймати спектрнинг сариқ-яшил қисмига тўғри келиб, инфрақизил ва ультрабинафша соҳаларда энергия кескин камайиб кетишини тажриба кўрсатган. Нурлантирувчиларнинг махсус синфи ҳисобланган «Абсолют қора жисм» деб аталувчи жисмларда нурланиш энергиясининг тўлқинузунликлари бўйича тақсимланишини ўрганиш натижалари ана шундай манзарани берар эди.

Бу тажриба натижаларини назарий йўл билан ҳал қилиш лозим эди. Лекин нурланиш энергиясини тажриба натижаларига тўлиқ мос келадиган назариясини яратиш соҳасидаги барча уринишлар муваффақиятсиз якунланган.

Немис олими В.Вин шундай формула бердики, у қисқа тўлқинлар соҳасидаги тажриба натижасини жуда яхши тушунтирар, аммо нурланишнинг узун тўлқинлари соҳасида берадиган натижалари тажриба натижаларига мутлақо мос келмас эди.

Инглиз олимлари Рэлей ва Жинслар берган формула эса нурланишнинг узун тўлқинлари соҳасидаги тажриба натижаларини тўғри тушунтира олар эди, холос. Бу формула жисмдан чиқаётган нурланиш тўлқин узунлиги қанча кичик бўлса, у шунча кўп энергияни ўзи билан олиб кетишини – ультрабинафша соҳасига ўтилганда энергиянинг чексиз ошиб кетишини кўрсатди. Энергиянинг Рэлей – Жинс бўйича чексиз ошиб кетишига олимлар «ультрабинафша ҳалокат» деб ном беришди.

Вин назариясида ҳам, Рэлей-Жинс назариясида ҳам абсолют қора жисм нурланиш энергиясининг тўлқин узунликлар бўйича тақсимланиши ўша пайтда атрофлича тўлиқ ишлаб чиқилган ва уларнинг тўғрилигига бирор физикда шубҳа уйғотмаган, мумтоз термодинамика ва электродинамиканинг асосий назария қонунларига суянган ҳолда тушунтирилган. Шу боисдан яратилган назария натижаларининг тажриба натижаларига мос келмаслиги тушунарли бўлмаган. Чунки, ўша пайтда бирор кимса, мумтоз физиканинг мавжуд ғояларини шубҳа остига қўймаган эди.

Немис олими М.Планк ҳам худди шу олимлар каби мумтоз физика асосларини шубҳа остига олмаган олимлардан бири эди.

XX асрда табиат сирларини очишда у яратган назариянинг оламшумул аҳамиятга сазовор бўлганлиги нуқтаи назаридан Планк ҳақида шу ерда батафсилроқ маълумот беришга ҳаракат қиламиз.

Планк ҳуқуқ профессори оиласида ўсиб улғайган, оилада ажойиб таълим олган, ёшлигидаёқ одатдан ташқари қобилият ва меҳнатсеварликни намоён қилган. Мактабни тугатгач у маълум вақт ўзини табиатшуносликни ўрганишга бағишлашини ёки мусиқага бағишлашини билмай, иккиланиб юрган. Кейинчалик физика билан шуғулланишни танлаган бўлсада ўзининг бутун умри давомида мусиқа билан шуғулланишни тарк этмаган. Хормейстер бўлган, оркестрга бошчилик қилган, деярли ҳар куни портопьянода ўйнаб

машқини ошириб турган. Планк шунигдек, альпенизм билан ҳам шуғулланган. Альп тоғининг чиқиши қийин бўлган чўққиларини забт эта олган. Тўқсон ёшга кирганда ҳам Тиролнинг шимолидаги уч минг метрли баландликларга кўтарилган.

Планк назарий физика билан жиддий шуғулланиш истагини билдириб, ўзининг устози профессор Жоллидан маслаҳат сўраганда, Жолли: «Ёш йигит, ўзингизнинг ҳаётингизни нега бузмоқчисиз, назарий физиканинг асосий қонуниятлари тамоман ишлаб чиқилган. Истиқболсиз бундай иш билан шуғулланишга ҳожат борми?» деб жавоб берган. Кўрамизки, Жоллининг огоҳлантиришига қарамасдан, у айтган «иш» жуда ҳам истиқболли бўлиб чиққан.

Абсолют қора жисм нурланиши бўйича Планк назариясини беришдан олдин эътиборимизни Вин қонунига қаратайлик. Бу қонун қуйидагича ифодаланади:

Абсолют қора жисм нурланиши бўйича Планк назариясини беришдан олдин эътиборимизни Вин қонунига қаратайлик. У қонун қуйидагича ифодаланади:

$$\lambda_{\max} T = V = 0.2898 \text{ см К}$$

Бу ерда $\lambda_{\max}$ -нурланиш тўлқин узунлигининг максимал қиймати, T -абсолют қора жисм деб аталувчи ичи бўш идиш девори ҳарорати, V -Вин доимийси. Биз бу формуланинг чап ва ўнг томонларини к/с га кўпайтириб қуйидаги ифодага келамиз:

$$\frac{\lambda_{\max}}{c} kT = \frac{Bk}{c} = D \quad (1)$$

бу ерда k -Больцман доимийси, c -ёруғлик тезлиги, B , k , c лар доимий катталиклар бўлганликлари учун D ҳам доимий сон бўлиб ҳисобланади.

Энди $B \frac{k}{c}$ нисбатининг ўлчамини аниқлайлик, яъни

$$[\lambda T] = [B] = M \cdot K, [k] = \frac{J}{K}, [c] = \frac{M}{c}$$

бўлганлигидан

$$[D] = \frac{M \cdot K \frac{J}{K}}{\frac{M}{c}} = J \cdot c.$$

Демак, D катталиқ (энергия)× (вакт)=(таъсир) ўлчамига эга бўлган сон ҳисобланади. Энди савол туғулади: мумтоз физика доирасида мавжуд бўлган доимийликлар m (масса), e (заряд) ва ҳақозалар ёрдамида қандай қилиб D нинг бу ўлчамини ҳосил қилиш мумкин? Бу савол жуда қийин савол бўлиб ҳисобланади, чунки мумтоз доимийликлар катталиқ ифодасида қандай иштирок эта олади, бизга тушунарли эмас. Нурланиш жараёнининг физик моҳияти жуда соддадек туюлади: бўш идишдаги нурланиш идишнинг ўлчамидан, бўшлиқ шаклидан ва идиш деворининг қандай материалдан ясалганига мутлоқ боғлиқ бўлмайди. Идиш деворлари хусусиятларини аниқлаб берувчи m, e каби доимийликларнинг аҳамияти бу ҳолда нима бўлади? Демак, D нинг ўлчамини бу мумтоз доимийликлар ёрдамида ҳосил қилиб бўлмайди. Бундан ташқари (1) ифодани мумтоз физика доирасида тушуниб ҳам бўлмайди. Мумтоз физика қонунларига асосланган статистик механика абсолют қора жисм қонуни учун нотўғри натижага олиб келади. Бу қонунга кўра, нурланиш интенсивлиги ошиши билан монотон ошиб, тўлиқ нурланишнинг чексиз катта бўлиши мумкинлигини тақозо этади. Бу дегани, исталган ҳаракатда нурланиш ва модда ўртасида иссиқлик мувозанатининг мавжуд бўла олмаслиги демакдир.

1990 йилнинг 14 декабрида Берлинда немис физиклари жамияти съездида М.Планк қора жисм нурланиш қонунини кашф этганини баён этади. Тажриба нурланиш интенсивлигининг тўлқин узунлиги ва ҳароратга боғлиқлигини тушунтириш учун мумтоз тассавурларидан воз кечишга тўғри келганини, ν частота билан эркин тебранаётган жисм осцилляторларининг нурланиш ёки нур ютиш узлуксиз равишда бўлмаслиги, уларнинг фақат квант (узлукли) тариқасида содир бўлишлиги. Бу квант энергияси эса

$$E = h \nu$$

гипотезасини қабул қилишга тўғри келганини айтади.

Бу тенгликдаги h Планк доимийси.

Планк киритган бу доимийлик ёрдамида (1) тенгликни қуйдагича ёзиш мумкин бўлади.

$$\frac{\lambda_{\max}}{c} kT = D = 0.2014h.$$

Нурланиш энергияси учун бирлик бўлган узунлиги интервалида

$$E(\lambda, T) = \frac{2\pi\hbar c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}$$

формулани ёки бирлик частоталар интервалида

$$E(\nu, T) = \frac{2\pi\hbar}{c^2} \frac{\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

кўринишдаги формула билан ифодаланади. Ушбу қонун абсолют қора жисм нурланишида кузатиладиган тажриба натижаларини тўласинча тушунтириб беради. Паст частоталарда ($h\nu < kT$) Планкнинг бу формуласи

$$E(\nu, T) = \frac{2\pi}{c^2} \nu^2 kT,$$

Рэлей-Жинс формуласига, юқори частоталарда ($h\nu > kT$) эса

$$E(\nu, T) = \frac{2\pi\hbar}{c^2} \nu^3 e^{\frac{-h\nu}{kT}}$$

кўриниш олади. Охириги формуладан

$$E(\nu, T) = E_{\min}(\nu, T)$$

ни топсак яъни,

$$\frac{dE}{d\nu} = \frac{2\pi\hbar}{c^3} \left(3\nu^2 - \frac{h\nu^3}{kT} \right) e^{\frac{-h\nu}{kT}} = 0$$

Бундан $\nu_{\min} = \frac{3kT}{h}$ ёки $\lambda_{\min} T = \frac{hc}{3r} = \text{const}$ бўлади ва бу ҳолда ҳам Планк формуласи Вин қонунига ўтади.

Шунингдек, Планк формуласи қора жисм нурланишининг барча хусусий қонунларини ҳам ўз ичига олади. Масалан, гавдали бурчак 2π да 1

секунд вақт ичида барча 0 дан ∞ гача бўлган частоталар интервалида сирт бирлигида нурланаётган энергия учун қуйидаги ифодани ёзиш мумкин:

$$\int_0^{\infty} E(\nu, T) d\nu = \sigma T^4$$

бу ерда $\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} = 5.6710^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}^4}$ - нурланиш доимийси, олинган формула эса нурланиш учун Стефан-Больцман конунини ифодалайди. Кўрамизки Планк қонуни бу қонундан олдин яратилган барча нурланиш қонунларини ўзида мужассамлаштирар экан. Шунинг учун ҳам у нурланишнинг универсал қонуни ҳисобланади.

Планк конунининг яна бир муҳим томони шундаки, σ ва B доимийларни тажрибавий қийматлари орқали жуда катта аниқликда Планк доимийси h ва Больцман доимицси k лар қийматларини ҳисоблаш мумкин.

Фотоэлектрик самара

XIX аср охирида кўзга кўринувчи соҳадаги ёки спектрнинг ультрабинафша қисмдаги ёруғлик металл сиртига тушганда ундан электронларнинг учиб чиқиши тажрибада аниқланган. Ёруғликнинг электромагнит тўлқинлардан иборат эканлигини билсак, бу эффектнинг пайдо бўлишига ҳайрон қолмаслик лозим. Чунки, ёруғликнинг яратган электр майдони маълум бир электр кучини яратади ва бу куч электронларга таъсир этиб, электронлардан айримлари майдондан олган энергияси ҳисобига металлдан чиқиб кетиши мумкин бўлади. Лекин тажрибанинг кутилмаган нарсаси шу ерда эдики, металл сиртидан учиб чиқаётган электронлар кинетик энергияси ёруғликнинг интенсивлигига боғлиқ бўлмай, унинг частотасигагина боғлиқ эди. Бу боғланиш эса, чизикли характерга эга бўлиб, частотанинг ошишига пропорционал равишда электронларнинг кинетик энергияси ҳам ошиб борар эди. Ёруғликнинг интенсивлигининг ошиб бориши фақатгина вақт бирлиги ичида учиб чиқаётган электронлар сонининг ошишига олиб келган, уларнинг кинетик энергиясига эса таъсир кўрсатмаган. Бу натижани мумтоз физика нуқтаи назаридан тушунтириб

бўлмайди, электронлар тебраниш амплитудаларининг ошиб кетишига сабаб бўлади, натижада тебранувчи ва учиб чиқувчи электронлар тезлигининг ниҳоятда ошиб кетишига олиб келмоғи зарур эди. Бу фактлар 1905 йилгача Ленард ва бошқа физиклар томонидан аниқланган. 1905 йилда Ленард катод нурлари соҳасида олиб борган тадқиқот учун Нобель мукофотиغا сазовор бўлган олимдир. 1905 йилда фотоэлектрик самара моҳиятини очиш Эйнштейнга насиб килди. Монохроматик ёруғлик дастаси энергияси Планк назариясига кўра квантлардан ташкил топган бўлиб, унинг катталиги, $h\nu$ га тенг булади деган фикрни Эйнштейн олға суради. Бу квант энергия металлдаги электрон томонидан тўлалигича ютилиши мумкин, яъни электрон энергияси $h\nu$ га тенг бўлади. Бу электронинг металлдан чиқиши учун A ишни сарф килади десак, у ҳолда $h\nu - A$ айирмадан ортиқча тариқасида энергия металлдан чиқувчи электронга E_k кинетик энергия берилади.

$$E_k = h\nu - A \quad (2)$$

Бу ерда A чиқиш иши деб аталади ва берилган металл учун доимий кийматга эга ҳамда ёруғлик частотасига мутлоқо боғлиқ бўлмайди.

Юқоридаги ифода Эйнштейннинг фотоэлектрик самарани тушунтириб берувчи машҳур тенгламаси ҳисобланади. Бундан кўринадики, электрон E_k энергияси ёруғлик частотаси ν га чизикли боғланишда бўлиб, унинг интенсивлигига боғлиқ бўлмайди. Учиб чиқаётган электронлар сонининг ёруғлик квантлари сонига боғлиқ бўлиши ўз-ўзидан тушунарлидир. Шундай қилиб, фотоэлектрик ҳодисасида кузатилган қонунларни Эйнштейн тўла тушунтириб беришга муваффақ бўлди.

Агар Планк нуқтаи назаридан абсолют қора жисмни ташкил килган осцилляторлар (ўз муозанат ҳолати атрофида кичик амплитуда билан тебраниб туручи атомлар) нурланиши квант тарақасида содир бўлади деб ҳисобласа, Эйнштейн фикрича ёруғлик (электромагнит нурланишни) ҳам энергияси $h\nu$ билан аниқланувчи квантлардан ташкил топар экан.



Фотоэлектрик ҳодиса қонуниятини тушунтириб берувчи Эйнштейннинг бу назарияси ўша пайтда кўпгина олимлар томонидан унчалик ҳам мақулланмаган бўлсада, абсолют қора жисмлар нурланиши соҳасидаги Планк назарияси мавқеини янада мустаҳкамлади ва квант физикаси томон қўйилган катта бир одим ҳисобланади. Эйнштейннинг нисбийлик назариясини яратишда улкан хизматларга қарамасдан, фотоэлектрик самарага оид назариянинг келгусида табиатнинг фундаментал қонунларининг шаклланишида муҳим роль ўйнаганлигини ҳисобга олиб, 1922 йилда Эйнштейн нисбийлик назариясини яратгани учун эмас, балки фотоэлектрик ҳодисасини тушунтириб бергани учун Нобель мукофотига сазовор бўлган.

Фотоэлектрик эффект 1916 йил Милликен томонидан тажрибада яна қайта текширилиб, жуда катта аниқликда (2) формуланинг тўғрилиги исботланган.

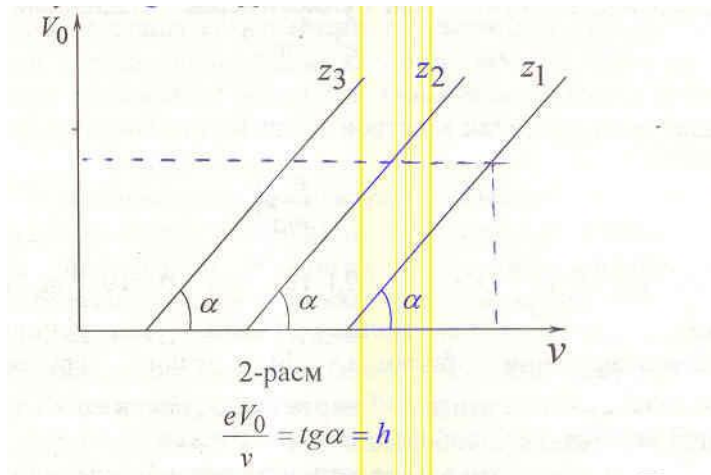
1-расмда фотокатоддан $E_k = h\nu - A$ энергия билан чиқаётган электронлар (бу электронларни йиғувчи электрод) коллекторга келиб етади. Бунинг учун фотоэлектронлар кинетик энергияси E_k потенциал энергия eV дан катта бўлмоғи керак, яъни

$$h\nu - A > eV.$$

Агар $V \geq \frac{h\nu - A}{e}$ бўлса, электронларни V потенциалда тормозланиши кучли бўлади ва электронлар коллекторга етиб келмайди. Шундай қилиб, V потенциални ўзгартириб, унинг $V=V_0$ қийматида занжирда ҳосил бўладиган токнинг йўқолганини кузатиш мумкин бўлади. Демак,

$$V_0 = \frac{h}{e} \nu - \frac{A}{e}$$

тенгламадаги боғланишни графикда тасвир этсак, турли элементлар учун ν ўқиға оққан тўғри чизиқни оламиз. Бундай тўғри чизиқлар ҳар хил металллар учун 2-расмда берилган. Бу графикдан кўрамизки, барча тўғри чизиқлар ν нинг ҳар хил қийматидан чиқиб, ўзаро катъий парраллел ва бир хил бурчак остида ν ўқиға эгилган бўлади. Агар оғиш бурчагини α билан белгиласак,



$$\frac{eV_0}{\nu} = \operatorname{tg} \alpha = h$$

эканлиги келиб чиқади. Бундан кўринадики, α бурчак орқали Планк доимийси h нинг қийматини аниқ ўлчаш мумкин бўлади.

Шуни эслатиб ўтамизки, ёруғлик квантларига 1928 йилда америкалик олим Комптон фотонлар деб ном берган.

Мумтоз физика нима учун атомнинг турғунлигини тушунтира олмайди?

Атом тузулиши тўғрисидаги моделини мумтоз физика нуқтаи назаридан таҳлил қилиб чиқамиз.

Мусбат зарядга эга бўлган ядро ўз ўқи атрофида ёпиқ орбита бўйлаб ҳаракат қилаётган манфий зарядли электронни Кулон тортув кучи билан сақлаб туради:

$$|F_{kul}| = \frac{e^2}{a}$$

Биз бу ерда энг оддий атом бўлган водород атомини қараймиз ва a билан электрон биринчи орбитасининг радиусини белгиладик. Атомнинг турғун булиши учун, F_{kul} кучининг ядро атрофида v тезлик билан айланаётган электрон ҳосил қилган ва F_{kul} га карама карши йўналган

$$F_{M.K} = \frac{mv^2}{a}$$

марказдан қочма кучига тенг бўлмоғи керак бўлади, яъни

$$\frac{e^2}{a^2} = \frac{mv^2}{a}$$

Бундан осонлик билан электрон тезлигини топамиз

$$v = \left(\frac{e^2}{ma} \right)^{1/2}$$

Бунга $e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$, $m = 9.1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$, $a = 10^{-10} \text{ м}$ қийматларни қўйиб, $v \approx 10^6$ тезлик билан электронинг атомда айланаётганини биламиз. Бу тезлик ёруғлик тезлиги ($c \approx 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$) дан атига 300 марта кичик, лекин ер масштабида жуда катта тезлик ҳисобланади.

Энди орбитадаги электроннинг тўлиқ энергиясини ҳисоблайлик

$$E = \frac{mv^2}{2} - \frac{e^2}{a} = \frac{m}{2} \cdot \frac{e^2}{a} = -\frac{e^2}{2a}$$

Бу ерда манфий ишора электрон ва ядро ўртасидаги ўзаро таъсир кучининг тортишув характери билан боғлиқдир. Иккинчи томондан,

берилган электрон тезланиши $w = \frac{v^2}{a}$ ҳамда унинг зарядли зарра бўлганидан ҳаракат натижасида диполь нурланишни содир этади ва бу нурланиш интенсивлиги

$$I = \frac{2e^2 w^2}{3c^2} = \frac{2e^2 v^4}{3c^3 a^2} \text{ (эрг/с)}$$

формула билан аниқланади. Агар электрон ҳар бир секундда I миқдордаги ўзининг энергиясини нурлантираверса, у

$$\tau \approx \frac{a}{v} \left(\frac{c^2}{v} \right)$$

вақтдан кейин энергиясини тўлиқ йўқотиб, ядрога тушиб қолади. Бундай вақт орбитада электроннинг яшаш вақти дейилади. Бу формуладаги катталиклар қийматларини жойларига қўйсак, бундай вақт

$$\tau \sim 10^{-10} \text{ с}$$

атрофидаги жуда кичик қийматга эга бўлади. Демак, мумтоз физика қонуниятлари асосида тузилган атом ҳеч вақт турғун бўла олмайди. Амалда атом ҳайрон қоларли даражада турғун ҳисобланади: нормал шароитда бирор идишда сақланаётган газ атомлари ўртача 500 м/с тезлик билан ҳаракат қилганда ҳар бир секундда атомлар 10^{19} маротаба ўзаро тўқнашади, аммо газ таркиби, вақт қанча ўтмасин мутлоқо ўзгармайди.

Спектрлар ва спектрал чизиқлар

Ўта кичик ўлчамга эга бўлган, бевосита кўз билан билан кўриб бўлмайдиган, унда содир бўладиган жараёнларни макроскопик масштаб эга бўлган қурилма-асбоблар ёрдамидагина кўра олиш, ўргана олиш имкониятига эга бўлган ва микродунё деб аталувчи атомлар дунёсининг ички тузулиши бениҳоя мурракаб эканлиги бизга аёндыр. Ҳар ҳолда макроскопик асбоблар ёрдамида микродунё жараёнлари тўғрисида маълум бир ахборотлар олиб турилган. Бундай жараёнлардан бири ташқи электр майдонига киритилган ёки иссиқлик бериш йўли билан уйғотилган атомларнинг нурланишини мисол тариқасида қараш мумкин. Бундай нурланиш албатта атомнинг аниқ бир хоссасини ўрганиш атом ички тузулиши тўғрисида

маълум бир маълумот олиш мумкин бўлади. Шундай қилиб, турли атомлар нурланишнинг оптик спектрларини ўрганиш ва уларни табақалаш муҳим аҳамият касб этган. Бундай ўрганишлар аста-секинлик билан бу спектрлар характеридаги айрим умумий ва эмпирик қонуниятларни аниқлаш имкониятларини берган. Аввало айрим элементларга ёки турли элементларга тегишли спектрлар туркумлари мавжудлиги аниқланган.

1985 йилда Бальмер водород атомининг кўзга кўринучи соҳасидаги спектрал чизиқлар тақсимотини тўғри ифодалай олувчи формулани топишга муваффақ бўлди:

$$\lambda = B \frac{n^2}{n^2 - 4} \quad (1)$$

Бу ифода Бальмер формуласи деб юритилади. Бу ерда $n=3,4,5,6,\dots$ га тенг бўлган бутун сонлар $B = 3647.0 \text{ \AA}^0 [1 \text{ \AA}^0 (\text{Angstrom}) = 10^{-10}]$ бўлган доимийлик, λ - спектрал чизиқ тўлқин узунлиги. Агар λ ва частота ν ўртасидаги

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \quad (\text{с-ёруғлик тезлиги})$$

муносабат орқали (1) формулани ν орқали ёзсак:

$$\nu = \frac{cn^2 - 4}{Bn^2} = \frac{4c}{B} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

кўринишни олади. Бу ерда $R = \frac{4c}{B} = 3.289842 \cdot 10^{15} \text{ Гц}$ –Ридберг доимийси дейилади. Агар $n=3,4,5,6$ ва х.з қийматлар олса, бир туркум спектрал чизиқлар ҳосил бўладики, улар Бальмер сериясига мансуб чизиқлар дейилади.

Швейцариялик ўқитувчи Бальмернинг бу кашфиёти олимларнинг атомлар спектрини ўрганишга бўлган қизиқишини орттириб юборди. 1906 йилда Лайман узоқ ультрабинафша соҳасида янги бир сериянинг мавжудлигини кўрсатди. Кейинчалик спектрнинг инфрақизил соҳасида Пашин, Брэкет, Пфунт ва бошқалар янги серияларни кашф этдилар. Шундай қилиб, ҳар бир серияга мансуб спектрал чизиқларнинг Бальмер формуласига ўхшаш ўзига хос формуласи мавжудлиги маълум бўлса, водород атоми

спектрал чизиклари барча частоталар диапазонида энди Бальмернинг «умумлашган» формуласи орқали қуйдагича ифодаланади:

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

Бу ерда m, n -бутун сонлар, қайси серияга мансуб эканлигига қараб турли қийматлар қабул қилади. Бальмер формуласини (2) кўринишда швед олими Ридберг берган.

(2) формулага ($m=2$ булганда) $n=3$ сонни қўйиш билан Бальмер сериясига мансуб чизикнинг частотаси, $n=4$ ни қўйсак, яшил чизик частотаси, $n=5$ эса кўк чизик частотаси пайдо бўлади.

Ҳар бир серияда спектрал чизикларнинг жойлашуви иккита ҳаднинг айирмаси тариқасида ифодаланишини, унинг биттаси берилган сериядаги барча чизиклар учун ўзгармас, иккинчиси эса серияда ҳосил бўлган чизиклар тартибини кўрсатишини англаш қийин эмас. Шунингдек, бирор спектрал чизик частотасининг бошқа серия икки чизиғи частоталари айирмасига тенг бўлиши ҳам мумкин экан. Бу экспериментал факт Ритцга ҳозирги замон спектроскопиясининг асоси бўлган комбинацион тамойилдеб аталувчи умумий қонунни кашф этиш имконини берди.

Агар (2) даги кайд этилган иккита ҳадни $T(m)$ ва $T(n)$ орқали белгиласак, атом нурланишда ҳосил бўладиган чизик частотаси Ритцга кўра

$$\nu = T(m) - T(n)$$

айирма тариқасида ёзилади. Бу формулани (2) билан солиштириб,

$$T(m) = \frac{R}{m^2}, \quad T(n) = \frac{R}{n^2}.$$

эканлигини кўрамиз. Бу ердаги $T(m)$ ва $T(n)$ лар спектрал термлар деб аталади. Масалан, Бальмер серияси чизиклари учун комбинацион принципни қарайлик. Биламизки, бу серия учун $m=2$ доимий бўлиб $n=3, 4, 5, 6$ ва х.к. ўзгарувчан қийматларни қабул қилади. Демак, агар $m=2$ ва $n=3$ бўлса Бальмер сериясининг биринчи спектрал чизиғи учун частота

$$\nu_1 = T(2) - T(3)$$

иккинчи ва учинчи чизиклари учун мос равишда $n=4,5$ бўлади ва

$$\nu_2 = T(2) - T(4), \quad \nu_3 = T(2) - T(5)$$

лекин айтиш пайтда

$$\nu_{\text{III}} = \nu_2 - \nu_1 = T(3) - T(4), \quad \nu_{\text{BP1}} = \nu_3 - \nu_2 = T(4) - T(5)$$

айирмалар Пашен Брэкет сериясининг биринчи спектрал чизикларига хос частоталарда ифодаланади.

Шуни олдиндан айтиш керакки, бу принципга кўра исталганча спектрал чизиклар учун термлар фарқини тузиб чиқиш мумкин. Лекин тажрибада бундай чексиз қатордаги спектрал чизиклар ҳосил бўла бермайди. Чунки спектрал термлар айирмасига танлаш қоидалари деб аталувчи қоидалар маълум бир чекланиш қўяди яъни ҳолатлар ўртасида исталган ўтишлар амалга оша бермайди.

Водород атоми спекридаги қонуниятларнинг тўғрилиги тажрибада катта аниқликда текшириб кўрилган бўлсада, бу қонуниятларни асослаш талаб этилар эди. Бу қонуниятларни асослаш атом тузулиши сирларини англаш билан тўғридан-тўғри боғлиқ эди.

1913 йилда даниялик физик Нильс Борда микродунё қонуниятларининг мумтоз физика қонуниятларига бўйсунмаслиги, Резерфорд атом модулидаги электрон орбиталарининг элементар даврий тизимига алоқадор бўлишлиги ғояси туғулди. 1913 йилнинг бошларида Бор ўзининг талабалик йилларидаги яқин ўртоғи спектроскопия соҳасида катта мутахассис бўлиб улгурган Хансенни тасодифан учратиб, ўзининг ғояларини унга сўзлаб берганда, Хансен Борга «сенинг назариянг спектрал формулаларни қандай тушунтириб бера олади?» деган саволни берганда, Борнинг жавобидан маълум бўлдики, Бор Ридберг, Ритцлар ишларидан бутунлай беҳабар экан. Бор кейинчалик бу ҳақда эслаб: «Бальмер формуласини кўришим биланок, менга ҳамма нарса дарҳол равшан бўлди-қолди» деган эди. Резерфорд атом моделининг мумтоз физикага мос келмаслигини англаб етган Бор ўзининг машҳур постулатларини олға сурди.

Унинг биринчи постулати шундан иборатки, атомдаги электронлар ёпиқ орбиталар бўйлаб ҳаракат қилади ва мумтоз электродинамикага қарама-қарши ўлароқ бирор нурланишни ўзидан чиқармайди. Бундай орбиталар хоҳлагунча узок вақт турғунлигини йўқотмайди. Бундай орбиталарни Бор стационар орбиталар деб атади. Ҳар бир стационар ҳолат аниқ E энергияга эга бўлиб, турли ҳолатлар учун E нинг қиймати ҳам турлича бўлади.

Борнинг иккинчи постулати стационар ҳолатлар ўртасида бўладиган ўтишлар ҳақида. E_1 энергияли ҳолатдан E_2 энергияли ҳолатга электрон ўтганда $E_1 \geq E_2$ бўлса, у ўзидан нур чиқаради, $E_1 \leq E_2$ бўлганда у нур ютади. Ютилган ёки нурланган нурланиш квант тариқасида содир бўлади. Берилган ҳолда нурланиш частотаси электроннинг орбитада айланиш частотасига боғлиқ бўлмай,

$$\nu = \frac{E_1 - E_2}{h}$$

тенглик билан аниқланади. Берилган частотага аниқ

$$\lambda = \frac{h\nu}{E_1 - E_2}$$

тўлқин узунлик мос келади. Турли стационар ҳолатлар турли энергияларга эга бўлади. $E_1 - E_2$ фарқ етарлича кўп турли дискрет қийматларга эга бўлади, бундай энергия фарқининг ҳар бир қийматига эса маълум бир ν ёки λ мос келган бўлади.

Борнинг биринчи постулати атом планетар моделини конкретлаштириб беради. Марказдаги ядро атрофида айланувчи электронлар атом ичидаги барча фазони эгалламасдан, аниқ орбиталар бўйича ҳаракат қилади. Иккинчи постулат эса атом спектрларининг чизикли тузилишини тушунтириб беради. Бор атомда стационар орбитал мавжуд бўлишининг миқдорий «квант шарти»ни ҳам кўрсатиб берди. Унингча, электроннинг стационар орбитада бўлишлиги учун унинг импульс моменти

$$M = rp = n\hbar \quad \left(\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1.05459 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с} \right)$$

($n=1,2,3,\dots$) шартини қаноатлантирмоғи зарур экан, яъни электрон импульс моменти Планк доимийси $\hbar$ га қаррали ($\hbar, 2\hbar, 3\hbar$ ва ҳ.з, лекин $0,5\hbar, 1,5\hbar$ ва ҳ.з. эмас) ўзгармоғи зурур. Ана шу айтилган постулатлар асосида Бор водород атомидаги электронларнинг тўлиқ энергиясини ҳисоблаб топди.

$$E_n = -\frac{me^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2} \quad (n=1,2,3,4,\dots)$$

Демак, электроннинг энергияси квантланган, яъни дискрет қатордаги ($E_1, E_2, E_3, \dots$) энергиялардан ташкил топар экан, $n=1$ бўлган ҳолат водород атомининг асосий ҳолати дейилади. Бу ҳолатда унинг энергияси минимал қийматга, $-13,53$ Эв га эга бўлади.

Шу ерда биз қараб чиққан учта назарияга яна тўхтаб ўтишни лозим кўрар эдик.

Планк гипотезаси бўйича қора жисм чиқараётган нурланиш квантлардан ташкил топади ва унинг энергияси $h\nu$ билан аниқланади. Эйнштейннинг фотоэлектрик самара назариясида эса ёруғликнинг квантлардан ташкил топган ва унинг энергияси $h\nu$ га тенг бўлишлиги кўрсатилади. Бор эса исталган атом ички ҳолати дискрет қаторидаги энергиялар билан ифодаланишини ва бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтганида атомнинг $h\nu$ квант тариқасида нур чиқишини кўрсатди.

Агар $E = h\nu = 2\pi\hbar\nu$ эканлигини билсак, частотани $\nu = -\frac{me^4}{4\hbar^3} \frac{1}{n^2}$ кўринишда ёзиш мумкин. Агар бундай n - инчи ҳолатдан k - инчи ҳолатга электрон ўтса, нурланиш частотаси учун:

$$\nu_{kn} = \frac{me^4}{4\pi\hbar} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right)$$

осонликча Бальмер формуласига эга бўламиз.

Бу ерда биз Ридберг доимийсини янги доимийликлар орқали ифодаладик:

$$R = \frac{me^4}{4\pi\hbar^3} = 3,27 \cdot 10^{15} \text{ Гц}$$

Бор формуласи билан ҳисобланган Ридберг доимийси қийматининг спектроскопик ўлчашлар натижасига деярли мос келиши Бор назариясининг тантанасини ифодалайди.

Бор шунингдек, n –инчи орбитада жойлашган электрон учун орбита радиусини ҳисобловчи

$$r_n = n^2 \frac{\hbar^2}{me^2} = n^2 \cdot 0.5 \cdot 10^{-10} M = 0.5 A^0 n^2$$

формулани ҳам беради. Агар $n=1$ бўлса, биринчи орбитанинг радиуси учун

$$r_1 = 0.5 A^0$$

қийматни оламиз. Бундан ташқари Бор формуласидан водород атоми учун оптик частота қиймати $\nu = 6.2 \cdot 10^{15}$ Гц ионизация потенциал қиймати $V_i = 13,59V$ келиб чиқади, улар водород атомида ўтказилган тажриба натижаларига мос келади.

Бор постулатларининг водород атоми учун тўғрилигини 1914 йилда Франк ва Герц томонидан ўтгазилган тажрибалар ҳам тўла тасдиқлади. Шунга қарамасдан, кўпгина физиклар водород атоми учун Бор назариясининг мукамал эмаслигидан қониқиш ҳосил қилмадилар, чунки у фақат постулатлар тўпламидан иборат эди, холос. Бор постулатлари мумтоз тасаввурларни қисман инкор этар, мумтоз назарияси эса спектрал чизиқлар частотаси ва тўлқин узунлигини ҳисоблашга ожизлик қилар эди. Бор постулатлари мумтоз физикага хос траектория тушунчасини сақлаб қолгани, водород атоmidан биттагина зарядга фарқ қилувчи гелий атоми учун бу назарияни қўллаш муваффақиятсизликка олиб келганини эсласак, Бор постулатларининг тўласинча квант назария эмаслигига ишонч ҳосил қиламиз. Бошқача айтсак, бу назария ҳафтанинг 3 куни квант физикада «меҳмон» бўлса, қолган 4 куни мумтоз физика «меҳмони» бўлар эди.

Физиклар пайдо бўлган муаммони аста-секин ҳал қилиш мақсадида янги назария устида ишлашни тўхтатмадилар. Бундай янги назария Борнинг шогирдларидан бири немис олими Гейзенберг томонидан 1925-1926 йилларда яратилди ва у матрицали квант механикаси деб атади. Унга

параллел равишда бундай назария австралиялик олим Шредингер томонидан таклиф қилинди ва у тўлқин квант механикаси деб аталди.

Лекин квант механикасининг алоҳида фан тариқасида юзага келишлигига ва унинг пайдо бўлишида муҳим рол ўйнаган микрозарраларнинг тўлқин хоссаси тўғрисидаги Де Бройль гипотезасига тўхталмасдан кета олмаймиз, албатта.

Навбатдаги суҳбатимиз ана шу ҳақидадир.

Зарраларнинг тўлқин хоссалари. Де Бройль гипотезаси

1919 йилда герцог Луи де Бройль 27 ёшида ўз ҳарбий хизматини ташлаб, физика билан шуғуллана бошлади. Дастлаб у акаси Морис лабораториясида, кейин эса Ланжевен раҳбарлиги остида ишлайди. Орадан кўп ўтмай де Бройль илмий журналларда квант назариясига бағишланган бир неча мақолаларини эълон қилди. Планк ва Эйнштейннинг машҳур назарияларидан кейин маълум бўладиги, бир қанча ҳодисаларда ёруғлик ўзининг зарралар оқими-аниқ энергия ва импульс билан характерланувчи квантлар тарақасида ҳис этар экан. Бу ерда ёруғлик кванти бошқа зарралардан, масалан, электрондан тинч массасининг нолга тенглиги билан фарқ қилади, холос. Аммо бу фарқ принципиал ҳисобланмайди. Иккинчи томондан, ёруғлик тўлқин жараёни ҳисобланади ва бу жараён электр ёки магнит майдонини ν тебраниш частотаси ёки $\lambda = \frac{c}{\nu}$ тўлқин узунлиги билан характерланади. Де Бройль жасур ва узоққа боровчи ғояни олға суради: ёруғлик квантлари корпускуляр-тўлқин дуализмига эга бўлади. Хусусан, электронга тебраниш частота ν ва тўлқин узунлиги λ бўлган қандайдир тўлқин мос келмоғи лозим бўлади. Ёруғлик квантида кўрганимиздек ν частота зарра энергияси E билан Планк формуласи $E = h\nu$ орқали боғланган бўлади.

Де Бройль нисбий назарияси талабларидан келиб чиқиб, зарра импульси p нинг унинг тўлқин узунлиги λ орқали $p = h/\lambda$ тенглик билан ифодаланишини топди.

Де Бройлнинг бу муносабати алоҳида аҳамиятга эга. Биринчидан, бу муносабат корпускуляр-тўлқин узунлигини қонунлаштириб беради, чунки $\lambda = h/p$ тўлқин узунлигидан тўлқин жараёни p импульс билан ҳаракат қилувчи ҳар қандай жисмга хос бўлар экан иккинчидан, де Бройль муносабатидан тўлқин хоссалари қайси ҳодисалар учун муҳим, қайси бирлари учун муҳим эмаслиги кўриниб турубди. Катта макроскопик объектлар учун импульс p катта қийматга эга ва улар учун λ жуда кичик ($\lambda \ll a$, a объект ўлчами) бўлади, ҳамда бу жисм тўлқин хоссасини эътиборга олмаса ҳам бўлади. Учинчидан, $\lambda = h/p$ муносабат Борнинг водород атоми орбиталарини квантловчи формула

$$r \cdot p = n \frac{h}{2\pi} \quad (1)$$

кўргазмалилик беради (n -орбита тартиби, p электрон импульси, r -орбита радиуси). Борнинг квантлаш шарти n -нчи орбитага n -та де Бройль тўлқин узунлиги жойлашишини лозим деган талабга эквивалентдир. Бундай орбита узунлиги $2\pi r$, n – та де Бойль тўлқин узунлиги эса

$$n\lambda = nh/p \quad (2),$$

бўлади ва $2\pi r = nh/p$. Бу эса Борнинг квантлаш шартидир.

Бундай тўлқин узунликка эга бўлган электромагнит нурланиш рентген нурларининг диапазонида жойлашган бўлади. Рентген нурларининг кристалларида ҳосил қилган дифракция ҳодисаси эса де Бройлгача атрофлича ўрганилган. Биламизки, дифракция ҳодисасининг пайдо бўлиши учун кристаллга тушаётган тўлқиннинг узунлиги дифракция ҳосил қилувчи жисм ўлчами тартибида бўлса, тушаётган тўлқин тўсиқни айланиб ўтади, натижада у-дифракцион халқаларни экранга ҳосил қилади. Рентген нурлари тўлқин узунликлари 10^{-10} м атрофида ва кристаллик панжара ўлчами 10^{-10} м тартибида бўлгани учун ҳам дифракция ҳодисаси тажрибада кузатилган. Агар электрон ҳақиқатдан ҳам тўлқин хоссасига эга бўлса, 130 В потенциаллар фарқида тезлантирган электронини намоён қилиш ёки қилмаслигини текшириб кўриш етарли ҳисобланади.

1927 йилда Дэвиссон ва Жермерлар, уларга боғлиқ бўлмаган ҳолда Г.Томсон томонидан электронлар оқимининг никел монокиресталидан сочилиши ўрганилганда ҳақиқатдан дифракция ҳодисаси кузатилган. Тушаётган электронлар оқими 54 эВ энергияга эга бўлган. Тажриба натижаларига кўра бундай энергияли электронлар $1,65 \text{ \AA}^0$ қийматга эга бўлган бўлса, де Бройль формуласига асосан бу тўлқин узунлик қиймати $1,67 \text{ \AA}^0$ ни ташкил этади. Тажриба ва назария ўртасида бундай аниқлик электрон энергиясининг бошқа қийматларида ҳам кузатилган.

Кейинчалик дифракция ҳодисасини электрондан бошқа зарра ҳам – протон, нейтрон, α – зарра, атом ва молекулаларнинг ҳам намоён қилишлиги тажрибаларда исботланган.

Демак, хулоса қилиб шуни айтмизки, микроскопик объектлар айрим ҳодисаларда зарра каби ўзларини ҳис қилса, бошқа ҳодисаларда тўлқин хоссасини намоён қилар экан.

Янги фан –квант механикасининг юзага

келиши

Биз XIX –аср охири ва XX -аср бошларида пайдо бўлган ва мумтоз физика доирасида тушунтириб бўлмайдиган муаммоларни ечишга қаратилган бир қанча «назария» ва ғояларни кўриб чиқдик. Ўрганилаётган муоммоларни ҳал қилишга қаратилган бу «назариялар» тажриба натижаларини ажойиб тушунтириб бера олсалар ҳам уларнинг барчаси постулат ва гипотезаларга асосланган эди, холос Улар Ньютон ёки Эйнштейн механикасидек чуқур асосланмаган, тўғрироғи фундаментсиз қурилган заиф иморатни эслатувчи «назариялар» эди. Лекин бу назариялар қўлга киритган ютуқларнинг энг муҳими шундан иборат эдики, улар микродунё ҳодисалари ўрганилганда мумтоз физика тушунчаларининг тамоман қайта кўриб чиқиш лозимлигини кўрсатган эди. Биргина объектнинг ҳам тўлқин, ҳам корпускуляр характерга эга бўлишидек бир-бирига тамоман зид фактларни, шунингдек, тўлқинли жараёнлардаги узлуксизликни, бир қатор физик катталикларнинг узлукли қийматга эга бўлиши фактлари билан ўзаро мослаштирув талаб қилинар эди. 1925-1926 йилларда В.Гейзенберг ва Э.Шредингер илмий ишларида асос солинган квант механикаси қўйилган бу саволларга тўла жавоб бера олди. Ўта қисқа вақт ичида бу фаннинг математик асослари П.Дирак, М.Борн, В.Паули, П.Йорданлар томонидан ишлаб чиқилди, атом физикасининг кўпгина конкрет масалалари ўз ечимини топди. Ушбу рисола кенг жамоа оммасига мўлжалланган ва квант механикаси математик аппарати жуда мураккаблигини ҳисобга олган ҳолда бу фан мазмунини жуда қисқа баён этиш билан чегараланамиз, холос. Биз асосан бу фаннинг моҳияти, унинг асосий тамойиллари тўғрисида фикр юритамиз.

Гейзенбергнинг аниқмаслик тамойили

Бирор ҳодисани тушунтиришда у ёки бу назариянинг қўлланиш мезонини аниқлаш билан бевосита боғлиқ бўлган масалалардан бири физик катталикларни ўлчаш масаласидир.

Физик учун бирор ҳодисани оддий кузатишдан иборат бўлиб қолмасдан, уни характерловчи айрим катталикларни ўлчашдан ҳам иборат ҳисобланади. Текширилаётган объектнинг хусусиятлари тўғрисида олинадиган маълумотларнинг ҳаққонлиғи ўлчанадиган ана шу физик катталикларнинг аниқлик даражасига боғлиқдир.

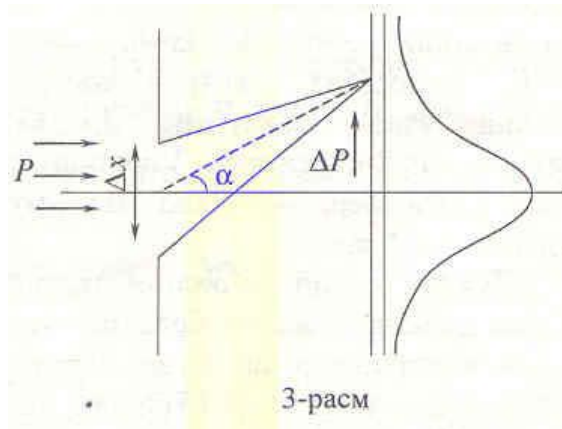
Физик катталик ҳамма вақт сон ёки сонлар тўплами билан характерланади. Мумтоз физикада физик катталиклар сон қиймати тўғрисидаги бизнинг маълумотимиз бу катталикларнинг ўлчаниш аниқлиғи билан чегараланган деб тасаввур этилади. Бундан ташқари, бир катталикнинг ўлчаниш аниқлиғи бошқа бир катталикнинг ўлчаниш аниқлиғига таъсир этмайди ҳам. Катталик ℓ нинг ўлчанишида кузатиладиган четланиш ўлчов усулининг муқамал эмаслиғи натижасидир. Мумтоз физика доирасида система ҳолатини ифодаловчи физик катталикларнинг ҳар қандай тўпламини бир вақтнинг ўзида исталган аниқликда амалда ўлчаш мумкин деб ҳисобланади. Бундай ҳолат мумтоз физикада ўлчовчи асбоб ролини ва мумтоз объектларнинг ўзаро бир-бири билан таъсирини аниқлаб беради.

Ҳақиқатдан, ўлчовчи асбоб ҳамма вақт текширилаётган объект ҳолатини ўзгартиради ва бу ўзгариш тўғрисида бизга хабар бериб туради. Асбобнинг бундай таъсири натижасида объектнинг асбоб таъсиригача ва ундан кейинги ҳолатлари, албатта, бир-биридан фарқ қилади. Асбоб таъсири натижасида бундай ғалаёнланган ҳолатларда бир қанча физик катталикларни ўлчаш мумкин бўлади. Бу ерда асбобнинг таъсирини исталганча кичик қилиш ва уни ҳисобга олиш мумкин деб фараз этилади. У ҳолда ўлчанган катталикларнинг қийматларини ҳисоблаш мумкин бўлади. Бундан шундай хулоса қилиш мумкинки, агар дастлабки ҳолатда қандайдир физик катталик берилган бўлиб, кейин бошқа бир физик катталик ўлчанаётган ва бу пайтда биринчи катталикнинг ўзгаришини ҳисобга олиш мумкин бўлса, системанинг охириги ҳолатида иккала физик катталикнинг қийматини бир вақтнинг ўзида ўлчаш мумкин бўлади.

Физик катталикларни бир вақтнинг ўзида ўлчаш масаласи квант механикада қандай? Бу савол-жавоб Гейзенберг томонидан таклиф қилган

фикрий ҳаёлий тажрибаларда берилади. Бу тажрибалардан айримларини қараб чиқамиз.

Тирқишда ҳосил бўладиган дифракция. Кенглиги Δx бўлган тирқиш орқали электронлар дастаси ўтиб экранга тушса, экранда дифракция манзараси ҳосил бўлади (3-расм). Корпускуляр нуқтаи назардан тирқишнинг кенглиги

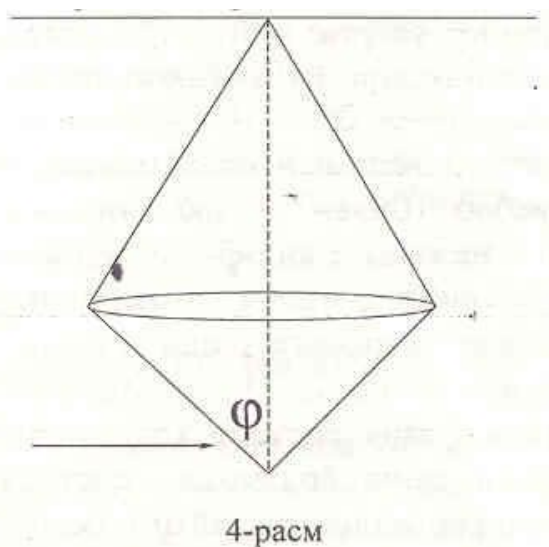


заррача координатасининг аниқмаслик ўлчами вазифасини ўтайди, чунки заррача тирқиш орқали ўтганда тирқишнинг қайси жойидан ўтганлиги бизга ноъмалум ҳисобланади. Экранда дифракция манзарасининг ҳосил бўлиши ҳар бир электроннинг тирқиш орқали ўтаётганида ўзининг бошланғич йўналишига тик бўлган йўналишда қўшимча Δp импулс олишини кўрсатади. Шунинг учун электрон юқорига ёки пастга чекланган бўлади. Олинган қўшимча импулснинг ўртача қиймати $\Delta p = p \sin \alpha$ га тенг бўлади. Бу ерда α электронлар четланишининг ўртача бурчаги. Иккинчи томондан, тўлқин механикасидан маълумки, тирқиш четларида нурлар йўлининг фарқи $d = \Delta x \sin \alpha$ қуйдаги $d \sim \lambda$ шартни қаноатлантириши керак. Бундан $\Delta x = \frac{\lambda}{\sin \alpha}$ эканлигини топамиз. У ҳолда $\Delta p \Delta x \sim p \lambda$ бўлади ҳамда де Бройль формуласи $\lambda = \frac{h}{p}$ ни ҳисобга олсак, Гейзенбергнинг қуйдаги машҳур муносабатини оламиз $\Delta p \Delta x \sim h$.

Бу муносабат электрон координатаси ва импульсининг бир вақтнинг ўзида фақатгина Δp ва Δx аниқлигида ўлчаниши мумкинлигини кўрсатади. Ўлчашнинг бу аниқликлари бир-бири билан Гейзенбергнинг ана шу муносабати орқали чамбарчас боғланишда бўлади.

Шундай қилиб, кўрилган тажриба юқорида қўйилган саволга маълум даражада жавоб беради, чунончи, квант механикасида ҳар қандай катталиклар исталган даражада бир вақтнинг ўзида ўлчанавермас экан: бир катталиқнинг бирор аниқликда ўлчаниши, иккинчи бир катталиқни шунчалик аниқликда ўлчай олмасликка олиб келади.

Гейзенберг микроскопи. Электроннинг фозодаги ҳолатини микроскоп ёрдамида аниқлаётган бўлайлик.



Электронни бевосита кузатиш мумкин бўлмаганидан, биз унга ёруғлик йўналтириб, ундан сочилган ёруғлик орқали уни кузатишимиз мумкин. Сочилган ёруғлик йўналиши бўйича электроннинг фозодаги ҳолати тўғрисида фикр юритишимиз мумкин бўлади. Оптикадан маълумки, бундай пайтда объектнинг фазовий координатаси маълум бир хатолик билан ўлчанади $\Delta x = \frac{\lambda}{\sin \varphi}$. Бу ерда φ -микроскоп апертураси, яъни электрон ана шу

бурчак ичидаги исталган нуктада топилиши мумкин. Бу формуладан кўриладики, электроннинг фазодаги ҳолатини аниқроқ ўлчаш учун янада қисқароқ тўлқин узунлигидаги ёруғликдан фойдаланишга тўғри келади.

Лекин ёруғлик квантлари бошқа микро заррачалар каби $p = \frac{h}{\lambda}$ импульсга эга бўлади ва электрондан сочилганда, унга маълум миқдорда

$\Delta p = p \sin \psi = \frac{h}{\lambda} \sin \psi$ импульсни беради. Бу ерда ψ - квантларнинг

электрондан сочилиш бурчаги бўлиб, микроскоп аператураси чегарасида исталган қийматларни олиш мумкин. Демак, электрон импульси $\Delta p = \frac{h}{\lambda} \sin \varphi$ чегарадаги хатолик билан ўлчанган бўлади. Булардан биз яна Гейзенбергнинг $\Delta p \cdot \Delta x \sim \frac{h}{\lambda} \sin \varphi \frac{\lambda}{\sin \varphi} \sim h$ муносабатига келамиз.

Келтирилган бу фикрий тажрибалардан кўринадики, аниқмасликнинг келиб чиқишига сабаб электронга бериладиган импульс $\Delta p = \frac{h}{\lambda} \sin \varphi$ катталигини олдиндан айтиш мумкин эмаслигида, уни назорат қилиб бўлмаслигида ҳисобланади. Биринчи тажрибада назорат қилиб бўлмайдиган бу импульс Δp тирқиш томонидан электронлар ҳолатининг ўзгаришига асосланган бўлса, иккинчи тажрибада эса электронларнинг уларга келиб тушаётган ёруғлик билан ўзаро таъсирига асослангандир. Бу айтилганлардан квант механикасида ўлчовли асбобнинг мумтоз физикадагидан тамоман фарқ фарқ қилувчи муҳим роли мавжуд эканлиги яққол сезилади. Мумтоз физикада системанинг асбоб билан ўзаро таъсири натижасида ҳолатнинг ўзгариши назорат қилиб бўладиган ҳодисасидир. Бундан ташқари, бу ўзгаришларни исталганча кичик қилиш мумкин ёки уни бир қийматли равишда эътиборга олиш мумкин. Шунинг учун ўлчанувчи катталиклар мумтоз физика қонуларининг детерминантлашганлигини кўрсатади, яъни физик система охириги ҳолатини бир қийматли равишда олдиндан айтиб бериш мумкин.

Квант механикасидаги ҳар қандай ўлчов ўтказиш ўлчовли асбобнинг система ҳолатига назорат қилиб бўлмайдиган таъсир кўрсатиш билан боғлиқ факт шуни кўрсатадики, биргина катталик устида олиб борилган ўлчашлар тамоман бир-биридан фарқ қилувчи натижаларга олиб келиши мумкин. Шунинг учун физик катталиклар системасининг берилган ҳолатида бир қийматли равишда аниқланмайди, бу эса квантмеханик ҳаракат тенгламалари квант механикаси қонуларининг эҳтимолли характерга эга эканлигини ифода этади.

Гейзенберг муносабатларининг физик маъноси устида тўхталадиган бўлсак, бу муносабатлар система ҳолатининг ўзгаришини ўлчовчи асбоб таъсирида назорат қилиб бўлмаслиги натижасидир. Агар биз система координатаси ва импульсини ўлчаш пайтида унинг ҳолатини ўзгартирсак, умуман айтганда, система бир вақтнинг ўзида аниқ координата ва импульсга эгадир, деган хулосага келиш хото бўлган бўлар эди. Гейзенбергнинг ўзи ҳам қайд қилиб ўтганидек, унинг муносабатлари мумтоз механикага нисбатан квант механикаси системасининг сифат жиҳатидан тамоман янги хусусиятини ифода этар экан: квантмеханик системасининг координатаси ва импульсининг бир вақтнинг ўзида аниқ ўлчанмаслиги сабаб бу системанинг бир вақтнинг ўзида координата ва импульсга эга бўлмаслигида ҳисобланади. Бу эса квантмеханик системалар ҳаракатида траектория тушунчасидан воз кечишга олиб келади. Водород атомида электрон ҳаракатини олиб кўрайлик. Агар биз икки хил вақтда қандайдир йўл билан электроннинг орбитадаги ҳолатини қайд қила олсак эди, биз электроннинг траектория бўйлаб ҳаракат қилишини тан олган бўлар эдик. Гейзенбергнинг микроскоп билан кўрилган «тажрибасид» кўрдикки, электроннинг орбита бўйлаб ҳаракатини кузатиш учун электронга ёруғлик йўналтириб, ундан сочилган ёруғликни ўрганиш керак бўлар эди. Электрон ҳолатини аниқроқ ўлчаш мақсадида биз унга иложи бориша қисқа тўлқинли ёруғликни йўналтирган бўлар эдик, чунки координата ўлчашдаги хато $\Delta x \approx \lambda$ бўлар эди. Лекин бу пайтда электронга берилган импульсдаги аниқмаслик фотон ҳаракат миқдори катталиги тартибида бўлади, яъни $\Delta p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$.

Демак, биз яна $\Delta p \cdot \Delta x \approx h$ муносабатга эга бўламиз. Агар биз ёруғлик тўлқин узунлигини атом ўлчами тартибида, яъни $\lambda \approx 10^{-10} \text{ см}$ деб олсак, ана шу аниқликда атомда электрон координатасини ўлчаймиз. Лекин бундай тўлқин узунликдаги ёруғлик кванти $E = \frac{hc}{\lambda} = 10^{-8} \text{ эрг}$ энергияга эга бўлади, қайсики у водород атомининг ионлашиши энергияси ($E_n \approx 2 \cdot 10^{-11} \text{ эрг}$) дан жуда катта бўлади. Демак, бундай квантнинг атом билан тўқнашиши биланок ундаги

электрон атомдан ажралиб чиқиб кетган бўлади ва иккинчи марта «кузатиш» имкониятидан маҳрум бўламиз. Шундай қилиб, биз квант механикасида ҳаракатнинг траектория бўйича содир бўла олмаслигини кўрамиз. Кўрилган мисолда координата ва импульснинг бир вақтнинг ўзида аниқлана олмаслиги биринчи ўлчашдаёқ электроннинг атомни ташлаб чиқиб кетишида эмас, булки унинг бир вақтнинг ўзида координата ва импульсга эга бўлмаслигидадир. Агарда биз квантмеханик система учун импульс ва координата каби характеристика ёзмоқчи бўлсак, биз бунга Гейзенберг муносабатида кўрсатилган аниқмасликдаги характеристикаларни ёза оламиз, холос. Шунинг учун $\Delta p \cdot \Delta x \approx h$ муносабати мумтоз ҳаракат қонунларни ишлатиб бўлмайдиган соҳада содир бўлувчи ҳодисаларга мумтоз тушунчаларни қўллаш чегарасини кўрсатади. Демак, бу муносабат квантмеханик ҳаракатларга траектория тушунчасини қўллаш мумкин эмаслигини кўрсатувчи маълум бир физик принцип бўлиб, квантмеханик ҳодисаларга мумтоз тушунчаларни қўллаш чегарасини кўрсатиб беради. Ана шу маънода бу принцип Гейзенбергнинг аниқмаслик принципи дейилади.

Шундай қилиб, ёруғликка хос корпускуляр –тўлқин дуализм микро зарра учун хос хусусият экан. Микро зарранинг бу хоссаси еттига кўр кишиларнинг фил билан учрашуви тўғрисидаги латифани эслатади. Айтадиларки, кўр кишилар олдида филни келтириб, улардан бирига унинг хартумини ушлаттириб, ундан сўраганда филнинг хартумини арқон, иккинчиси эса унинг оёғини ушлаб, уни палма дарахти деган ва ҳ.з.экан. Ваҳоланки фил на арқон ва на палма дарахтидир. Худди шундай микродунё қонунларига бўйсунувчи микрозарралар на корпускуляр ва на тўлқин ҳисобланади. Микрозарра учун ҳеч қандай кўргазмали образ мавжуд эмас. Зарралар микродунёнинг махсус қонунларига бўйсинувчи физикавий объектдир. Ҳоҳ у корпускуляр бўлсин ҳоҳ у тўлқин бўлсин. Унинг тўғрисидаги барча маълумотлар унинг $\psi(\vec{r}, t)$ (пси-функция) тўлқин функциясида мужассамлашгандир.

Тўлқин функциясининг эҳтимолият табиати.

Биз ψ тўлқин функциясининг эҳтимолият тўлқини эканлигига иқроор бўлиш учун электронлар оқимининг иккита тирқишдан ўтиб тиниқмас экранда тасвирланиши мисолини қараб чиқайлик.

5-расм

Агар биз электронларни тирқишдан биттадан экран томон йўналтирсак, экранда дифракция манзарасига ўхшаш оқ-қора йўлаклар тўпламини кузатмаймиз. Тирқишдан ўтаётган ҳар бир электрон экран (фотопластика)да кичик нуқтани ҳосил қилади. Узоқ вақт битталаб ўтказилган электронлар фотопластинкада тартибсиз жойлашган мутлақо дифракцион манзарасига ўхшаш бўлмаган, нуқталар тўпламини ҳосил қилади (6-расм,а). Агар мингга яқин электронлар тирқишдан ўтса, ҳосил бўлувчи нуқталар дифракцион манзарада максимумлар жойлашадиган жойларда қуюқлашганлигини, минимумларда эса сийраклашганлигини гувоҳи бўламиз (6-расм ,б).



(6-расм)

Жуда кўп сондаги электронлар тирқишдан ўтказилганда эса аниқ қора-оқ йўлаклар-дифракцион манзара юзага келганлигини кўрамиз¹ (6-расм,в).

Берилган бу тажрибада электронларни битталаб ўтказганлигини назарга тутсак, кузатиладиган манзараларни ҳар бир электроннинг бирданига иккита тирқиш орқали ўтиши натижаси деб тушунтирса бўлади. Йўқса, биз бутунлай бошқача дифракцион манзара гувоҳи бўлган бўлур эдик - ҳар бир тирқишдан

¹ Бундай тажриба биринчи мартаба 1947 йилда Россия физиклари Л.Биберман, Н.Сушкин, В.Фабрикантлар томонидан ўтказилган.

ҳосил бўлган дифракция манзараларининг кўшилишидан ҳосил бўлган манзарага эга бўлар эдик. Бошқача тушунтириш ҳам бу ерда ўринли бўлар, балки. Масалан, икки тирқиш орқали электрон ўтганда электроннинг бўлакларга бўлиниб кетиши. У ҳолда

$$\rho(\vec{r}, t) = |\psi(\vec{r}, t)|^2$$

функция ҳар бир электрон массаси, даражанинг фазода тақсимланишини ифода этган бўлар эди. Шундай бўлиши мумкинми?

Қилинган мулоҳазаларимизни таҳлил қилиш мақсадида ўтказилган тажрибада дифракция манзараси қайд қиладиган фотопластинкалар жойида ўлчами L_1 бўлган бир неча кичик счетчикларни ўрнатиб чиқайлик. Тирқиш орқали кўп сондаги N та (масалан 1000 та ёки 10000 та) электронларни битталаб ўтказайлик, яъни дифракция бўйича N та ўзаро боғлиқ бўлмаган тажрибаларни амалга оширайлик. Вақти - вақти билан счетчикнинг ишлаганини кузатиш мумкин, бўлади. Бу пайтда албатта, счетчикка электрон тушган бўлади, электрон тушса ҳам бутун электрон тушади., ҳеч вақтда счетчик электрон бир қисмини қайд қилмайди-ку! Демак, $\rho(\vec{r}, t) = |\psi(\vec{r}, t)|^2$ формула электрон «модда»сининг фазода тақсимланишини ифода этмаслигини ифодалайди. Электронлар ҳолати билан боғлиқ, бўлган $\psi(\vec{r}, t)$ тўлқин функция эҳтимолият маносига эга бўлади. Бу масалани батафсилроқ муҳокама этишга қайтайлик. Фараз қилайликки, ҳар бир секундда ўртача биттадан электрон тирқиш томонга йўналтирайлик ва фазонинг бирор нуқтасида жойлашган счетчик вақтнинг 16,2, 111,0 ва 173,5 ва ҳ.з. секундларида электронларнинг тушганини қайд қилган бўлсин. Айтайлик 10 000 электрон ўтганида счетчик $\Delta N=141$ марта электронни қайд қилсин. Тажрибани яна қайтарайлик яна 10 000 электронни тирқиш томон йўналтирайлик ва счетчикни фазонинг ўша «нуқтаси»га жойлаштирайлик. Бу ҳолда счетчик вақтнинг 78.7, 101.3, 193.1 ва ҳ.з. секундларида электронларни қайд қилган бўлсин. Бундан кўрамизки, электроннинг счетчикка тушишлари тасодифан бўлиб, счетчикнинг ишлаш моменти тасодифий катталиқ ҳисобланади. Демак, электрон ҳуққини эҳтимолият қонунлари бошқаради.

Лекин бу тасодида аниқ қонуниятлар мавжудлигини кўрамиз. Булардан энг муҳими шундаки, электрон устида ўтказилган N та (масалан, 10000 та) дифракцион тажрибалар ҳар бир сериясида счетчикка электронлар тушган моментлар саноғининг тўлиқ сони ΔN деярли доимий бўлади. Бу ерда катта сонлар қонуни деб аталмиш қонунининг намоён бўлишини кўрамиз. Масалан, тажрибанинг биринчи сериясида $\Delta N=141$, иккинчи сериясида $\Delta N=138$, учинчисида $\Delta N=139$, тўртинчисида $\Delta N=143$, ва ҳ.з. бўлсин. Саноқларнинг ўртача арифметик қиймати, айтайлик, $\Delta N=140$ бўлсин. Бу дегани шуки, счетчикнинг ΔV ҳажмига электроннинг тасодифан тушиш эҳтимоли

$$\Delta w = \frac{\Delta N}{N} = \frac{140}{10000} = 0,014$$

бўлади. Бу эҳтимолиятнинг аниқ сонли характеристика тариқасида мавжуд бўлишлигидан электронлар ва бошқа микрозарралар ҳулқини эҳтимолли, статистик қонуниятлар бошқаради деган хулоса келиб чиқади.

Немис олими Макс Борн томонидан 1927 йилда тўлқин функциясининг статистик маънога эга эканлиги кўрсатилди, зарранинг фазонинг ҳажмида топилиш эҳтимолияти бу тўлқин функция $\psi(\vec{r}, t)$ нинг модулининг квадрати билан аниқланишини кўрсатди*:

$$\Delta W = |\psi(\vec{r}, t)|^2 \Delta V$$

Шрединер тенгламаси.

Шундай қилиб, берилган электроннинг фазонинг маълум нуқтасига тушуви тасодифий ҳол ҳисобланади. Аммо бундай тушувнинг эҳтимолияти ва уни ифодаловчи тўлқин функция аниқ катталиклардан иборат бўлади ва улар классик механика қонун ва тенгламаларидан ишончлилиги кам бўлган қонун ва тенгламаларга бўйсинишади.

* Умумий ҳолда $\psi(\vec{r}, t)$ комплекс функция ҳисобланади. Эҳтимолият эса ҳақиқий сон орқали ифодолангани учун $|\psi(\vec{r}, t)|^2$ олинади.

Ана шундай тенгламалардан бири 1926 йилда австралиялик физик олим Эрвин Шредингер томонидан берилди ва у $\psi(\vec{r}, t)$ функциянинг вақт бўйича ўзгаришини ифода этади:

$$i\hbar \frac{\partial \psi(\vec{r}, t)}{\partial t} = \hat{H} \psi(\vec{r}, t) \quad (1)$$

Бу тенглама тезлиги v ёруғлик тезлиги c дан жуда кичик бўлган, яъни $v \ll c$ микрозарралар учун квантмеханик тенглама ҳисобланади ва ундаги $\hat{H}$

$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + U$ Гамильтон оператори дейилади, $\hat{p}$ - импульс оператори;

$\left(p = -i\hbar \nabla, \nabla = \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \right)$, U -зарра ҳаракат қилаётган потенциал майдон – энергияси ҳисобланади.

Дарвоқе, квант механикасида барча физик катталиклар (координата, энергия, импульс, импульс моменти ва ҳ.к.) чизиқли ва ўзига қўшма операторларга алмаштириб ёзилади. Масалан, энергия $E \rightarrow \hat{E} = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$, импульс $P \rightarrow \hat{P} = -i\hbar \nabla$, импульс моменти $M \rightarrow \hat{M} = [\vec{r} \times \hat{P}] = -i\hbar [\vec{r} \times \nabla]$.

Бу ерда оператор катталиклар катталик устида " $\wedge$ " белгиси қўйиш билин белгиланади. Агар ҳаракат мобайнида зарра энергияси ўзгармаса, у ҳолда зарранинг ҳолати стационар ҳолат дейилади ва бу ҳолат иккинчи тартибли дифференциал тенглама билан тавсифланади:

$$\frac{d^2 \psi(x)}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} [E - U(x)] \psi(x) = 0 \quad (2)$$

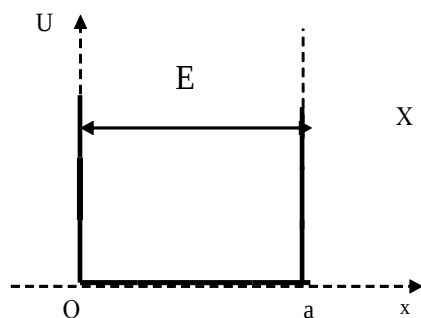
Бу тенглама ҳам стационар ҳолат учун Шредингер тенгламаси дейилади.

Умумий ҳолда бу тенгламани ечиш, яъни $\psi(x)$ функцияни топиш математик жиҳатдан анча қийин ҳисобланади. Лекин айрим содда масалалар учун (2) тенгламани аниқ ечими мавжуд бўлади, мурракаброқ масалалар учун эса бу тенглама тақрибий усуллар ёрдамида ечим топади.

Квант механикаси анча мурраккаб фан бўлганидан ҳамда ушбу рисола кенг китобхонларга мўлжалланганлигини назарга олиб, ҳозир биз (2) тенгламани содда бир масала учун ечиб кўрсатамиз. Олдиндан айтишимиз мумкинки, қарамоқчи бўлган шу масаладаёқ зарра энергиясининг

квантладини кўрамиз. Эътиборингизни шунга қаратамизки, биз бу масалани ечишда водород атоми спектрларини тушунтиришда Бор томонидан киритилган бирон постулатдан фойдаланамиз.

Биз қарамоқчи бўлган масала микрозарранинг потенциал кутида бўлиши ва бу зарра энергияси қийматларини топишдан иборат.



7 - расм

Потинцал кути деб фазода потенциал энергиянинг

$$U(x) = \begin{cases} \infty, & (x \leq 0, x \geq a), \\ 0, & (0 < x < a), \end{cases}$$

кўринишда берилишига айтамыз. Бу тақсимот 7-расмда кўрсатилган. Бу ерда a -потенциал кутининг кенглиги. Энергияси E бўлган зарра потенциал

кутида жойлашган. Кутининг ($x=0$, $x=a$) деворларида $U(x)=\infty$ бўлгани учун зарра ҳаракат давомида бу нуқталарда бўла олмайди ва чап томонга ҳаракат қилиб $x=0$ бўлган девордан қайтади. Энди биз берилган ҳол учун (2) тенгламани ёзамиз.

$$\ddot{\psi}(x) + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi(x) \quad (3)$$

Биз $0 < x < a$ ораликда $U(x)=0$ эканлигини ҳисобга олиб, $\ddot{\psi}(x) \equiv \frac{d^2\psi(x)}{dx^2}$ деб

белгиладик. Қулайлик учун $k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$ белгилаш киритамиз ва (3)

тенгламамиз:

$$\ddot{\psi}(x) + k^2 \psi(x) = 0 \quad (4)$$

кўринишга келади. (4) тенглама иккинчи тартибли, бир жинсли дифференциал тенглама ва унинг ечими

$$\psi(x) = A \sin kx \quad (5)$$

функция бўлиши мумкин. Ҳақиқатдан,

$$\ddot{\psi}(x) = -k^2 A \sin kx = -k^2 \psi(x)$$

ва (4) тенглама қаноатланади. Бу ерда A –бирор коэффициент, одатда уни нормаллик коэффициенти деб атайдилар.

Квант механикасида ҳар қандай чизиқли дифференциал тенглама ечимига стандарт шартлар деб аталувчи шартлар юкланади. Бу шартлар қуйидагилардан иборат. Тенглама ечими 1) узлуксиз; 2) бир қийматли ;3) чекли бўлиши зарур бўлади. (5) ечим бу шартларнинг барчасини қаноатлантиради.

Юқорида қайд қилганимиздек, $x=0$ ва $x=a$ нуқталарда зарра бўла олмайди, демак зарра ҳолатини ифодаловчи $\psi(x)$ функция ҳам бу нуқталарда нолга тенг бўлади, яъни

$$\psi(x)/_{x=0} = 0, \quad \psi(x)/_{x=a} = A \sin ka = 0 \quad (6)$$

Бу ерда коэффициент $A \neq 0$, демак $\sin ka = 0$. Лекин $k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}} \neq 0, a \neq 0$

бўлгани учун

$$ka = n\pi \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (7)$$

эканлигини топамиз. Демак, (7) да

$$k_n = \frac{\pi}{a} n \quad (8)$$

Яъни n -нинг дискрет қийматлари бўйича Квантланган қийматларга эга бўлар экан. Осонлик билан (8) ўрнида зарра энергияси учун

$$E_n = \frac{\pi^2}{2ma^2} n^2 \quad (9)$$

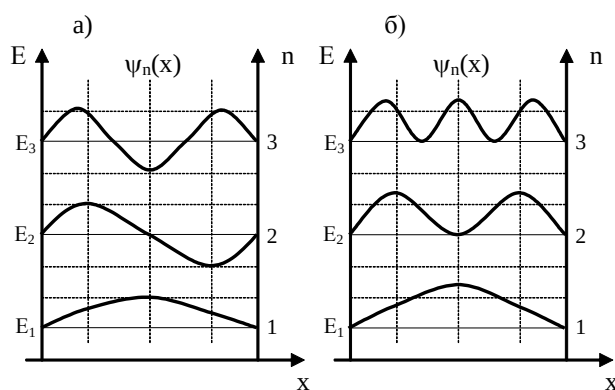
ифодани оламиз. Демак, зарра энергияси қутида

$$n=1, E_1 = \frac{\pi^2}{2ma^2},$$

$$n=2, E_2 = \frac{\pi^2}{2ma^2} \cdot 2^2 = 4E_1$$

$$n=3, E_3 = 9E_1$$

ва ҳ.к. квантланган қийматларни қабул қилар экан.



8-расм.

Энергиянинг бу қийматларига тўғри келувчи тўлқин функциялар қуйидаги кўринишда бўлади:

$$\psi_{E_1}(x) = A \sin \frac{\pi}{a} x$$

$$\psi_{E_2}(x) = A \sin \frac{2\pi}{a} x,$$

$$\psi_{E_3}(x) = A \sin \frac{3\pi}{a} x$$

Бу функциялар тасвири 8-расмда берилган. Қаралган масаладан муҳим хулоса қиламиз: зарра ҳаракати фазода чекланган бўлса, яъни у боғланган ҳолда бўлиб чексизликка кета олмаса, унинг энергетик спектри дискрет - квантланган бўлади.

Зарранинг потенциал қутидаги ҳолатини умумлаштириб айтиш мумкинки, атом ва молекулалар тартибига кирувчи ва улар ичида боғланган электронлар дискрет энергетик спектрга эга бўлади. Агар атом ва молекуладан электрон учиб чиқса, унинг спектри узлуксиз бўлади. Айтилган хулосаларни квант механикаси доирасида ечими мавжуд бўлган бир қанча масалаларда кўрсатиш мумкин. Лекин биз олдимизга бундай масалани қўйган эмасмиз, чунки квант механикаси доирасида қараладиган масалалар математик жиҳатдан шунчалик мураккабки, уларни кенг китобхонлар оммасига содда қилиб тушунтириш имконсиз масаладир.

Хулоса

Шундай қилиб биз Планк доимийси h билан бевосита боғлиқ бўлган XIX аср охири ва XX бошларида амалга оширилган буюк кашфиётлар ва улар орқали микродунё оламига озгина сафар қилдик. Кўрдикки бу кашфиёт ва назариянинг асосий пойдевори бўлиб, элементар таъсирни ифода этувчи h доимийлик ҳисобланар экан. Агар бу доимийлик нолга интилса ($h \rightarrow 0$) биз караган барча квант эффектлар ўз моҳиятини йўқотган бўлар эди ҳамда квант механикаси ўз ўрнини классик физикага бўшатиб берган бўлар эди. XX асрда физика ва техника соҳасида эришилган, амалга оширилган буюк муваффақиятларга эга бўлмаган бўлар эдик. Биргина лазерлар физикаси соҳасида эришилган муваффақиятларни ёдга олишнинг ўзи кифоя қилган бўлур эди.

Азиз китобхон! Биз ушбу рисола билан сизни микродунё оламига озгина сафар қилишингизга кўмаклашдик. Лекин бундай сафар республикамизда физика фани тараққиётини оммалаштириш бўйича илк қадамлардан бири ҳисобланади. Аниқ фанлар ва уларнинг ютуқларини оммалаштириш анча мурракаб иш бўлганидан айрим хато ва камчиликларга ҳам йўл қўйилган бўлиши мумкин. Шу боисдан китобхонлар, мутахассислар, фикрлари биз учун қимматли ҳисобланади.

Мундарижа

1. Нурланиш квант назариясининг юзага келиши ва у билан боғлиқ муаммолар.....
2. Фотоэлектрик самара
3. Мумтоз физика нима учун атомнинг турғунлигини тушунтира олмайди
4. Спектрлар ва спектрал чизиқлар.....
5. Зарраларнинг тўлқин хоссалари. Де-Бройль гипотезаси.....
6. Янги фан – квант механикасининг юзага келиши.....
7. Гейзенбергнинг аниқмаслик тамойили.....
8. Тўлқин функциясининг эҳтимолият табиати.....
9. Шредингер тенгламаси

Хулоса