9-ДӘРІС

Асқарұлы Қыдыр
PhD., қауымдастырылған профессор

Жарықтың корпускулалы-толқындық екіжақтылығы. Де-Бройль болжамы. Электрондардың дифракциясы (Дэвиссон-Джермер тәжірибесі). Микробөлшектердің толқындық қасиеттері және Гейзенбергтің анықталмағандық қатынасы. Толқындық функция және оның статистикалық мағынасы.

Жарықтың бір мезгілде үздіксіз шексіз таралатын толқындық және бөлшектік (фотондар) қасиетке ие болатындығын айтқан болатынбыз, яғни жарықтың дискреттік (үзік-үзік құрылымының) қасиетінің толқындық қасиетке қарама-қарсы екендігін айтқан болатынбыз. Бұл жарық толқынының екіжақтылығын, яғни корпускулалы – толқындық қасиетінің бар екендігі жөнінде әңгіме жасауға болады. Жарықтың мұндай қарама-қарсы қасиетінің пайда болуы белгілі бір заңдылыққа бағынады, яғни толқын ұзындығы қысқарған сайын (немесе жиілігі көбейген сайын) жарықтың кванттық қасиетінің бар екендігі айқындала түседі. Осыған байланысты корпускулалы – толқындық туралы екіжақты тек жарық толқындары үшін ғана емес, кез-келген толқындық процесс үшін де айту керек. Егер, фотонды толқындық қасиеті бар бөлшек деп қарау керек болса, онда бұл есептегі микроскопиялық болатын бөлшектің толқындық қасиетін жоққа шығарудың себебі жоқ болады.

1924 жылы Француз физигі Луи де-Бройль корпускулалы-толқындық табиғаты бар сипаттамаларды тек электромагниттік толқындар үшін ғана емес, кез-келген дененің қозғалыстағы бөлшектерінің барлығына қолдану керек деген қорытындыға келді. Фотонның импульсі үшін жазылған $p_ф = h/\lambda$ өрнекті де-Бройль кез-келген толқындық процестерге қолдануға болатындығын дәлелдеді, егер қозғалыстағы дене бөлшегінің импульсі $p = m\upsilon$ болса, онда:

$$\lambda = \frac{h}{p}. \tag{10.1}$$

Бұл (10.1) өрнегі *де-Бройль формуласы* деп аталады және ол қазіргі заманымыздың физикасының өте қажетті формуласы болып саналады. Массасы m, қозғалу жылдамдығы $\vartheta << c$ бөлшектер үшін:

$$\lambda = \frac{h}{m\upsilon}. \tag{10.2}$$

Егер, бөлшектің кинетикалық энергиясы Е болса, онда энергиясын және импульсын еске алып мынадай формула жазуға болады

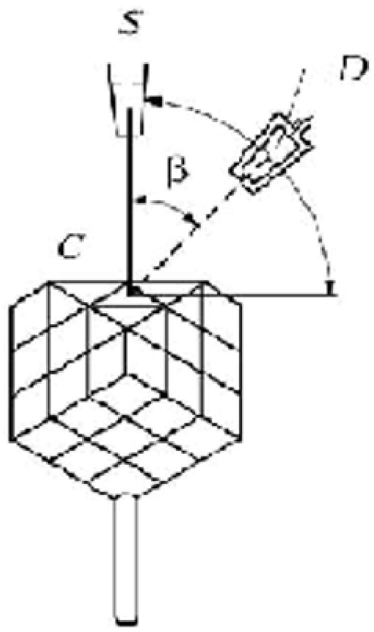
$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mE}} . \qquad (10.3)$$

Айта кету керек, де-Бройль толқыны электрмагниттік емес. Олардың табиғаты ерекше, себебі классикалық физикада оларды салыстыратын теңеу жоқ. Де Бройль толқыны барлық қозғалыстағы бөлшектерді сипаттайтын әмбебап болып саналады. Мысалы, массасы 0,01 кг, жылдамдығы 1000 м/с оқ үшін де-Бройль толқынының ұзындығы мынадай болады:

$$\lambda = \frac{h}{m\upsilon} = \frac{6{,}62 \cdot 10^{-34}}{10^{-2} \cdot 10^{3}} \text{ (м)} = 0{,}662 \cdot 10^{-34} \text{м} .$$

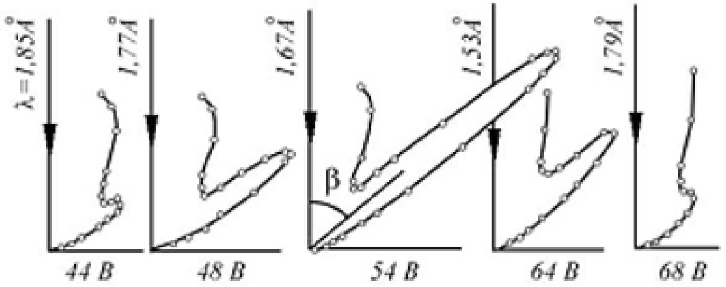
Дифракциялық тәжірибенің нәтижесі бойынша, ядроның өлшемі 10^{-15} м - дей болса, $\lambda = 10^{-34}$ м толқын ұзындығын көру мүмкін емес екендігі белгілі. Ал микроскопиялық денелерге өтетін болсақ, мәселе басқаша. Мысалы, жылдамдығы 10^6 м/с және массасы $m_э=9{,}1 \cdot 10^{-31}$кг электрон үшін де-Бройль толқын ұзындығы $\lambda \approx 10^{-10}$м шамасында болады.

Де-Бройль болжамы 1927ж никель монокристалынан электрондардың шашырауын бақылаған К. Дэвиссон мен Л. Джермердің тәжірибелерінде (10.1-сурет) расталды.



10.1-сурет.Тәжірибе сұлбасы

Электрондық зеңбірек электронды белгілі бір жылдамдықпен шығарып, никель монокристалына тиіп және одан электрондар шоғы шашырайды. Шашыраған электрондарды қабылдаушы ретінде Фарадей цилиндрі қолданылды, Фарадей цилиндріне түскен электрондар саны цилиндрдің электр тізбегіндегі ток күшіне пропорционал болған. Классикалық физика тұрғысынан электрондар мүмкін болатын бұрыштармен шашырауы керек. Бірақ та электрондардың $\theta = 65^0$ -тан кіші бұрыштармен шашырауын бақылағанда, электр тізбегіндегі шашыраған электрондардың максимум саны (ток күшінің максимумы), энергиясы $E = 54\, эB$ электронға (10.2-сурет) тура келді, ол $\lambda = 0{,}167$ нм де-Бройль толқын ұзындығына сәйкес келеді. Электрондардың шашырауы.



10.2-сурет. θ=65⁰ бұрышпен шашыраған электрондар саны

Брэгга-Вульф шарты орындалған кездегі рентген сәулелерінің шашырауына ұқсас:

$$2d \cdot \sin\theta = n\lambda . \qquad (10.4)$$

Сонымен, Дэвиссон мен Джермер тәжірибелері де-Бройльдың электрондарының толқындық қасиеті бар гипотезасын дәлелдеді. Кейінірек электрондардың толқындық қасиеті басқа да тәуелсіз тәжірибелермен дәлелденді. Де Бройль толқындарының кейбір қасиеттерін қарастырайық. Де Бройль толқынының фазалық жылдамдығын есептейік. Кез- келген толқынның фазалық жылдамдығы мынаған тең:

$$\upsilon_{фаз} = \frac{\omega}{k} , \qquad (10.5)$$

мұндағы $\vec{k}$ – толқындық вектор, оның модулі $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ -ға тең. Түрлендіруден кейін

$$\upsilon_{фаз} = \frac{\hbar\omega}{\hbar k} = \frac{E}{P} = \frac{mc^2}{m\upsilon} = \frac{c^2}{\upsilon} , \qquad (10.6)$$

$c > \upsilon$ болғандықтан, де-Бройль толқынының фазалық жылдамдығы вакуумдағы жарық жылдамдығынан артық болуы мүмкін. Де-Бройль толқынының топтық жылдамдығын мына формула бойынша есептейміз

$$u = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d(\hbar\omega)}{d(\hbar k)} = \frac{dE}{dP} . \qquad (10.7)$$

Еркін бөлшектер үшін $E = \frac{p^2}{2m}$, олай болса

$$u = \frac{d}{dp}\left(\frac{p^2}{2m}\right) = \frac{2p}{2m} = \frac{m\upsilon}{m} = \upsilon. \tag{10.8}$$

Соңғы өрнектен, де-Бройль толқынының топтық жылдамдығы бөлшектің өзінің жылдамдығына тең. Бұл де Бройль толқындары ерекше табиғатқа ие және оларды кеңістікте уақыт бойынша жайылатын толқындық пакет ретінде қарастыруға болмайтынына қажетті дәлелдеме болды. Топтық жылдамдық үшін өрнекті түрлендірейік

$$u = \frac{d\omega}{dk} = \frac{dE}{dp} = \frac{d(h\nu)}{d(m\upsilon)} = \frac{h}{m}\cdot\frac{d\nu}{d\upsilon}. \tag{10.9}$$

Де-Бройль толқынының топтық жылдамдығы бөлшектің өзінің жылдамдығына тең екенін ескерсек, онда:

$$\frac{h}{m}\frac{d\nu}{d\upsilon} = \upsilon \quad \Rightarrow \quad \upsilon d\upsilon = \frac{h}{m}d\nu. \tag{10.10}$$

Соңғы өрнекті интегралдап, мынаны аламыз:

$$\frac{\upsilon^2}{2} = \frac{h\nu}{m} \quad \Rightarrow \quad E = \frac{m\upsilon^2}{2} = h\nu. \tag{10.11}$$

Соңғы теңдеу де-Бройль толқынына сәйкес келетін жиілік пен еркін бөлшектің энергиясының байланысын өрнектейді. Кристалдардағы электрондардың шашырауы бойынша жүргізілген тәжірбиелерде, жоғарыда көрсетілгендей басқа барлық бағыттарға қарағанда жеке бағыттарды электрондардың үлкен санының шашырайтындығы байқалады. Толқындық көзқарасынан қарағанда, кейбір бағыттарда электрондардың максимум санының болуы, бұл бағыттарда де-Бройль толқынының үлкен интенсивтігі бар екенін білдіреді. Толқын интенсивтігі тоқын амплитудасының квадратына Ψ^2 пропорционал болатындығын есепке ала отырып, де-Бройль толқынына өздігінше ықтималды талқылама беруге болады. Кеңістіктің берілген dV көлеміндегі де-Бройль толқынының амплитуда модулының квадраты $|\Psi|^2$, бөлшектің осы dV көлемде бар болу (немесе табылу) ықтималдығын білдіреді.

Берілген уақыт мезетінде тұрған бөлшектің ықтималдылығы орналасуын сипаттау үшін $\Psi(x,y,z,t)$ деп аталатын толқындық функция, кеңістіктің кейбір аумақтарына координат пен уақыттың функциясы енгізіледі. $\Psi(x,y,z,t)$ толқындық функциясының жеке өз бетінше физикалық мәні болмайды, тек толқындық функция модулінің квадратының мәні болады. Оны келесі түрде анықтайық: dV көлем элементінде тұрған бөлшектің ықтималдығы толқындық функция модулінің квадратына $|\Psi|^2$ және dV көлемінің элементіне пропорционал болады, яғни

$$d\omega = |\Psi|^2 \cdot dV = |\Psi|^2 \cdot dxdydz\,. \qquad (10.12)$$

Ықтималдық тығыздығы

$$\rho_\omega = \frac{d\omega}{dV} = |\Psi|^2\,. \qquad (10.13)$$

Бұл өрнек кеңістіктің берілген dV көлемде бөлшектің бар болу ықтималдылығын анықтайды. Сондықтан толқындық функция модулінің квадраты, мұндағы $\psi^* - \Psi$ толқындық функцияның комплексті түйіндес функциясы. Ол кеңістіктің берілген нүктесіндегі бөлшектің табылу ықтималдығын көрсетеді. Басқаша айтқанда $|\Psi|^2$ шамасы де-Бройль толқынының интенсивтігін анықтайды.

Анықтама бойынша толқындық функция келесі шартты қанағаттандыруы керек

$$\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}|\Psi|^2\,dxdydz = 1, \qquad (10.14)$$

мұндағы үштік интеграл $-\infty$ тен $+\infty$ ке дейінгі барлық кеңістік бойынша есептеледі. (10.14) өрнек бөлшектің шексіз кеңістіктегі қандай да бір элементар көлемде dV табылатындығын көрсетеді және оның ықтималдығы бірге тең шама болуы керек. (10.14) өрнегін толқындық функцияның *нормалау шарты* немесе *ықтималдықты нормалау шарты* деп атайды. Бөлшектер қасиеттерінің корпускулалы-толқындық екіжақтылығы және $\Psi(x, y, z, t)$ толқындық функцияның ықтималдылық мәні кеңістіктегі бөлшектің күйін анықтау микродүниедегі классикалық физика заңдарының қолданымдылық шекарасы туралы мәселені талдауға бізді жетелейді. Оптика бойынша оқылатын дәрістерде монохромат толқындар алу мүмкіндігін қарастыра отырып, электромагнитті толқындардың атомдармен сәулелену сипаттамасын талқыладық.

Атомдардың сәулелену импульсін әртүрлі амплитудалары да, жиіліктері де және фазалары да әртүрлі гармониялық тербелістердің жиынтығы түрінде деп көрсетуге болады. Тәжірибеден белгілі болғандай импульста құралатын $\Delta\omega$ жиілік интервалының ені, атомның импульстік сәулелену ұзақтығына кері пропорционал болады, яғни $\Delta\omega \geq \frac{1}{\tau}$. (10.15)

Импульстік сәулелену ұзақтығының τ импульстік сызықтық мөлшерімен Δx байланысы $\Delta x = c \cdot \tau$ қатысы арқылы беріледі, бұдан $\tau = \frac{\Delta x}{c}$. Сонымен бірге

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

ескеріп (10.15)-ті түрлендіреміз

$$\frac{\Delta k \cdot c \cdot \Delta x}{c} \geq 1. \qquad (10.16)$$

$p_x = \hbar k$-ты пайдаланып Δk-ны Δp_x-ға ауыстырсақ, $\Delta k = \frac{\Delta p_x}{\hbar}$; Соңында алатынымыз:

$$\begin{cases} \Delta p_x \cdot \Delta x \geq \hbar, \\ \Delta p_y \cdot \Delta y \geq \hbar, \\ \Delta p_z \cdot \Delta z \geq \hbar. \end{cases} \qquad (10.17)$$

(10.17) қатынасы Гейзенбергтің анықталмағандық қатынастары деп аталады. Гейзенбергтің анықталмағандық қатыстары кванттық механиканың құрылуында шешуші рөл атқарады.

Гейзенбергтің анықталмағандық қатыстарының мәнін талдайық. Толқындық функция модулінің квадраты $|\Psi|^2 = 0$ Δx -тан басқа барлық жерде орындалатын болсын. Егер импульс анықтамасы барысында анықталмағандық нөлге тең болса, $\Delta p_x = 0$, яғни берілген жылдамдықтағы электрон қозғалысы дәл белгілі, онда (10.17)-тен $\Delta x = \infty$ шығады. Бұл кезде $|\Psi|^2 = const$ және ықтималдығы бөлшек кеңістіктің кез-келген нүктесінде бола алады. Және керісінше, егер кеңістіктің $\Delta x = 0$ белгілі нүктесінде электрон тұрса, онда $\Delta p_x = \infty$, яғни оның жылдамдығы және импульсі 0-ден ∞-ке дейінгі кез келген мәндерді қабылдауы мүмкін.

Бөлшек массасының артуымен бөлшек күйін анықтаудағы анықталмағандық және оның импульсі артады және макробөлшектердің қозғалуы кезінде бұл анықталмағандық тіптен есепке алынбауы мүмкін. Гейзенбергтің (10.17) анықталмағандық қатынастарынан

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar \, . \qquad (10.18)$$

шығады. Гейзенбергтің анықталмағандық қатынастары атомдағы электрон қозғалысын жаңаша қарастырады. Ол бойынша белгілі траектория бойынша қозғалатын атомдағы электрон қозғалысының дәл жылдамдығы туралы айтуға болмайды. Атомдағы электрон ядроны қоршайтын шар қабатында кейбір ықтималдықпен тұруы мүмкін, бұл кезде электрон энергиясын анықтаудағы қателік ΔE шамасына тең болады. Сонымен, микробөлшектердің қозғалысын сипаттау кезінде траектория түсінігі өзінің мәнін жоғалтады, өйткені кеңістіктегі орны белгілі ықималдықпен анықталған микробөлшектің импульсі немесе жылдамдығы тек қандай да бір қателікпен анықталуы мүмкін.

Кіші өлшемді жүйелер физикасы – нанотехнологияның іргелі негізі.

Кез-келген дененің көлемі үш өлшемді кеңістікте анықталады. Шала өткізгіштердегі электронның толқын ұзындығы шамамен 100 нм-ге тең. Сондықтан осындай масштабтарда электронның толқындық табиғаты (қасиеті) байқалады, ал бұл жағдайда электронның заряд тасымалдаушылар қозғалысын кванттық механика заңдылықтары арқылы анықтауымыз керек. Заттар ішіндегі кеңістік масштабы 1:100 нм болғандықтан, электр зарядын тасымалдаушылардың қозғалысы шектеулі болады. Көрсетілген аралықта (диапазонда) 1:100 нм бір немесе бірнеше нысандар өлшемдерін анықтау үшін кванттық-механикалық процесстер мен құбылыстар қарастырылады және олардың макроқұрылымдары мен жүйелерден ерекше айырмашылығы бар, олар өлшемдері өте кіші наноқұрылымдар класын құрайды. Соңғы 10-15 жылдар ішінде наноқұрылымдардағы физикалық құбылыстарды зерттейтін **кіші өлшемдер жүйесі физикасы** деп аталатын жаңа бағыт пайда болды. Кіші өлшемді жүйелер физикасы кванттық жіптер (нить) және кванттық нүктелер қасиеттерін зерттейді.

Егер заттағы электронның қозғалысы тек бір бағытпен шектелсе, мұндай нысан кванттық шұңқыр деп аталады, ал электр зарядын тасымалдаушы бөлшектер екі өлшемді деп есептеледі. Заряд қозғалысы екі бағытпен шектелсе, онда бірөлшемді кванттық жіп пайда болады, ал заряд қозғалысы үш бағытта шектелсе, өлшемсіз (ұзындық бойынша) кванттық нүкте құралады. Наноқұрылым нысандарына тиісті барлық табиғи және жасанды жүйелер осы аталған кванттық шұңқыр, жіп немесе нүктеге байланысты болады. Сондықтан кіші өлшемді жүйелер физикасы нанотехнология деп аталатын процесстер мен құбылыстардың іргелі негізін құрайды. Ресейде нанотехнология бағытында мамандар дайындауға ерекше көңіл бөлінгенін атап өтуіміз керек. Бұл бағыттағы ғылыми кеңесті кіші өлшемді жүйелер физикасына зор үлес қосқан Нобель сыйлығының иегері академик Ж.И. Алферов басқарады.

Сонымен, «нанотехнология» атом, молекула өлшемдерінде болатын материалдарды жасау және пайдалану, нанометрлік масштабтағы құрылымдар мен жүйелерді зерттейді. Нанотехнология осындай нысандармен жұмыс істеу қабілетін, олардан (атомдардан) күрделі молекулалық заттарды жасау жолдарын қарастырады. Атом-молекулалық элементтерді пайдалану арқылы жасанды түрде өте майда жаңа құрылымдарды жасау көзделеді. Бұл құрылымдар жаңа физикалық, химиялық және биологиялық қасиетттерге ие болып, жаңа құбылыстарды зерттеуге мүмкіншілік туады. Осыған байланысты бірқатар елдерде наноғылым, нанотехнология түсініктері (терминдері) пайда болды (наноғылым өте кіші масштабтардағы наноматериалға байланысты құбылыстар мен қасиеттерді терең түрде зерттейді, нанотехнология жаңа құрылымдарды жасаумен, ал наноинженерлік оларды тиімді пайдалану жолдарымен айналысады).

Бақылау сұрақтары:

1. Жарық қасиеттерінің корпускулярлы-толқындық екіжақтылығы неден құралады?
2. Анықталмағандық қатыстарын пайдаланып, белгілі фотон импульсі бойынша оның локализация аймағын анықтауға бола ма?
3. Толқындық функцияның статистикалық мәні неде?
4. Кіші өлшемді жүйелер туралы түсінік.
5. Кванттық шұңқыр.
6. Кванттық жіп.
7. Кванттық нүкте.

Назарларыңызға рахмет!