1.3 Корпускулярно – хвильовий дуалізм

План

1. Моделі класичної фізики для опису фізичних явищ.

2. Корпускулярно – хвильова природа випромінювання. Гіпотеза Луї де Бройля.

3. Рівняння Ервіна Шредінгера.

4. Принцип невизначеностей Вернера Гейзенберга.

1. У класичній фізиці для опису фізичних явищ використовуються дві моделі:

1) частинка у вигляді точки, що рухається;

2) хвиля, що описує поширення коливань у безперервному середовищі.

Однак жодна із класичних моделей не дає адекватного опису поведінки електрона. Квантова механіка показала двоїсту природу (дуалізм) речовини й випромінювання: об’єкти спостереження, які в класичній фізиці розглядалися як хвилі, виявили поведінку, яка характерна для частинок, і, навпаки, об’єкти які прийнято було розглядати як частинки, виявили поведінку, характерну для хвиль.

2. Корпускулярно – хвильова природа випромінювання. Оптика й електромагнетизм у класичному підході розвивалися як незалежні розділи фізики. До кінця XIX століття завдяки роботам Максвелла сформувалося уявлення про те, що світло й інші види випромінювання являють собою електромагнітні хвилі. Хвильові рівняння Максвелла стали фундаментом хвильової теорії електромагнітних взаємодій. На їх основі виявився можливим кількісний опис таких оптичних явищ, як дисперсія та заломлення світла. Виходячи із хвильової теорії, можна було пояснити багато дослідів із взаємодії електромагнітного випромінювання з речовиною, наприклад так зване резонансне випромінювання й поглинання атомами та молекулами.

Пояснення Ейнштейном фотоефекту виявилося одним з підтверджень корпускулярної природи електромагнітного випромінювання. Відповідно до цієї картини електромагнітне випромінювання із частотою ν являє собою потік особливих частинок – фотонів (квантів світла) з енергією

E = mc2 (3.1)

та імпульсом

p = h/λ. (3.2)

У 1922 році А. Комптон, досліджуючи розсіювання рентгенівських променів на електронах (ефект Комптона) і зробивши відповідні обчислення, довів, що кванти електромагнітного випромінювання поводяться як корпускули, що мають енергію та імпульс відповідно до вищенаведених формул. Тим самим була доведена реальність фотонів.

Рівняння для імпульсу фотона легко одержати, якщо порівняти два вирази для енергії: формула Планка і формула Ейнштейна:

hν = mc2. (3.3)

Імпульс фотона дорівнює добутку його маси m та швидкості світла с

p = mc (3.4)

Тоді з виразу (3.4) виходить, що

(3.5)



з урахуванням (3.3) і рівняння імпульс фотона дорівнює

(3.6)



Гіпотеза Луї де Бройля.

У 1924 році Луї де Бройль у своїй дисертаційній роботі розвинув гіпотезу, відповідно до якої електрони, які прийнято було розглядати як класичні частинки, мають властивості хвилі матерії (хвилі де Бройля). Відповідно до співвідношення де Бройля довжина хвилі λ електрона пов’язана з величиною його імпульсу р точно такою ж формулою, як довжина хвилі світла з імпульсом фотона

(3.7)



з виразу (3.7) виходить, що чим більший імпульс, тим менша довжина хвилі.

Довжина хвилі електронів з енергією від декількох десятків до декількох сотен тисяч електронвольт (їх одержують у спеціальних експериментальних приладах), яка обчислена на основі співвідношення де Бройля, дорівнює

λ = = 10- 10 – 10-11 м



Електрони з такою довжиною хвилі приводять до дифракційних картин, які схожі на дифракцію рентгенівських променів з довжиною хвилі того ж порядку.

Відомо, що дифракція – властивість хвильового процесу, тому в даному разі можна говорити про хвильові властивості електронів.

Уперше хвильові властивості електронів спостерігали в 1927 році американські фізики Дж. Девіссон та А. Джермер у дослідах із розсіюванням електронів на поверхні монокристалу ніколу, а потім їх спостерігав Г. Томсон (Томсон – молодший) при проходженні пучка електронів через тонку золоту фольгу.

Як відомо, дифракція відбувається за умови, що довжина хвилі того ж порядку, що й відстань між лініями в дифракційній гратці. Виготовити дифракційну гратку з відстанями порядку 10-10 – 10-11 м неможливо, однак атоми у вузлах кристалічної гратки розташовуються на відстанях саме такого порядку. Тому в дослідах Дж. Девіссона і А. Джермера пучок електронів у результаті дифракції на монокристалі давав картини, аналогічні тим, які спостерігаються у випадку дифракції рентгенівських променів.

Хвильові та корпускулярні властивості є відповідальними одне до одного. Яку властивість виявить електрон, залежить від експерименту, але в жодному з експериментів не можна виявити одночасно і хвильові і корпускулярні властивості. Експеримент, у якому спостерігаються хвильові властивості електронів, автоматично виключає точний вимір будь-якої корпускулярної властивості.

3. Рівняння Шредінгера. У 1926 році Ервін Шредінгер одержав своє знамените рівняння для хвильової функції і застосував його до атома водню.

Замість хвильової функції тривалий час залишався не зрозумілим, але її рівняння розв’язували, обчислювали енергію і знаходили функції.

За ідеєю Шредінгера спочатку записують хвильове рівняння, що описує поширення хвилі. Вважаємо, що хвиля поширюється в одному напрямку х, тоді хвильове рівняння матиме вигляд:

, (3.8)



де 𝝍 – хвильова функція, тобто функція, що описує поширення хвилі, а

𝝊 – швидкість її поширення.

Саму хвильову функцію, як функцію координат і часу 𝝍 = 𝝍 (х, t) можна представити у вигляді:

𝝍 (х, t) = 𝝍 (х) ⋅ , (3.9)



де 𝝂 – частота випромінювання;

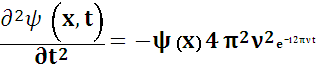
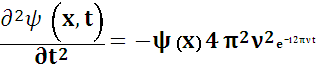
і – символ уявної одиниці, щоб розв’язати рівняння (3.8) необхідно двічі продиференціювати функцію (3.9) за координатою х, а потім за часом t. При цьому отримуємо:

, (3.10)



Далі диференціюючи функцію (3.9) двічі за часом t, знаходимо:

(3.11)



Підставляючи відповідні похідні (3.10) і (3.11) у рівняння (3.8) одержимо:

(3.12)



Оскільки частота пов’язана з довжиною хвилі простим співвідношенням:

(3.13)



рівняння (3.12) легко набуває вигляду:

(3.14)



Відповідно до гіпотези де Бройля для довжини хвилі електрона 𝝀 можна використати співвідношення , тоді хвильове рівняння для частинки має вигляд:



(3.15)



З іншого боку повна енергія Е частинки з масою m та імпульсом p, що рухається в потенційному полі U(x), дорівнює сумі кінетичної і потенційної енергії:

(3.16)

з виразу (3.16) знаходимо імпульс частинки

р = (3.17)



Підставляючи вираз (3.17) у рівняння (3.15) одержуємо ще одну форму хвильового рівняння:

(3.18)



У квантовій механіці часто використовують сталу  (читають аш перекреслене, яку також називають сталою Планка:

 = 1,05457168(18) ⋅ 10-34 Дж ⋅ с

використовуючи сталу , рівняння Шредінгера можна записати у вигляді:

(3.19)



Хвильове рівняння для частинки (3.19) являє собою так зване одномірне стаціонарне рівняння Шредінгера.

Щоб перейти від нього до рівняння, що описує рух частинки в просторі трьох вимірів, хвильову функцію розглядають як функцію трьох координат:

𝝍 = 𝝍 (x, y, z)

у цьому випадку обчисливши відповідні похідні трьохмірне рівняння Шредінгера має вид:

(3.20)

4. Принцип невизначеностей Вернера Гейзенберга. Звичайний фізичний експеримент містить у собі три складові:

1) об’єкт виміру;

2) вимірювальний прилад;

3) дослідник – спостерігач.

У класичній фізиці припускають, що між об’єктом виміру і приладом, а також між приладом і спостерігачем взаємодії малі, тому їх можна не брати до уваги, але в класичній фізиці об’єкт виміру – це мікрооб’єкт, а у квантовій фізиці вимірюють характеристики мікрооб’єкта. У цьому випадку не можна зневажати взаємодіями між об’єктом виміру та приладом, більш того, їх необхідно врахувати в теорії.

Принцип невизначеностей Гейзенберга стверджує, що для адекватного пояснення поведінки електронів необхідно припустити існування принципових обмежень на вимірювальні можливості спостерігача. Це означає, що існують пари фізичних величин, що спостережуть, які не можна одночасно виміряти. Так не можна одночасно виміряти координату частинки і відповідну їй компоненту імпульсу, будь-які дві компоненти моменту імпульсу, а також енергію і час.

Співвідношення невизначеностей

Найбільш відомий приклад величин, що спостерігаються, які одночасно невиміряні, це координати і імпульси:

• х і рх

• у і ру

• z і pz

Вони зв’язані між собою так званим співвідношенням невизначеностей.

Наприклад, проводиться експеримент, у якому вимірюється координата х частинки. Нехай N(x)– число, яке показує скільки раз в експерименті отримано значення х. На рис. 3.1 відображена залежність N(x) від х.

N(x)

x

Δx

Рис. 3.1 – Невизначеність координати

Як показано на рис. 3.1, Δx – це інтервал, у якому знаходиться значення координати х. Цей інтервал називають невизначеністю координати х. Аналогічно визначається Δрх – невизначеність х – компоненти імпульсу. Значення невизначеностей Δx і Δрх – дають уявлення про точність вимірювання відповідних координати та імпульсу.

Гейзенберг показав, що невизначеності Δx і Δрх, а також Δу і Δру, Δz і Δpz зв’язані наступними співвідношеннями:

Δx Δрх ≥ /2

Δу Δру ≥ /2 (3.21)

Δz Δpz ≥ /2

Із співвідношення невизначеностей (3.21) випливає важливий висновок: якщо ми точно вимірюємо, наприклад, координату х, її невизначеність наближується до нуля, Δх → 0. У такому випадку кажуть про високу точність вимірювання. Однак при цьому невизначеність х – компонента імпульсу рх наближується до невизначеності, Δрх → ∞, тобто імпульс стає величиною, яку визначити неможливо. Навпаки, якщо ми точно вимірюємо х – компоненту імпульсу, то невизначеність координати х наближається до безкінечності.

Це означає, що неможна визначити одночасно координату і відповідний їй імпульс.

Співвідношення невизначеностей проявляється дифракцією частинок:

х Густина вірогідності

центральний

Δх р максимум

φ Δрх

р у

Нехай потік частинок рухається вздовж осі у з імпульсом р. До проходження частинки через щілину складова її імпульсу рх = 0, так що Δрх=0, а координата х є абсолютно невизначеною. У момент проходження частинки через щілину невизначеність координати х частинки стає рівною ширині щілини Δх. Внаслідок дифракції частинки будуть рухатися у межах кута 2φ, де φ – кут, відповідний першому дифракційному мінімуму. Т. ч. невизначеність вздовж осі х Δрх = рsinφ = · sinφ, з іншого боку Δх sinφ = λ – умова першого дифракційного мінімуму. Отже Δх · Δрх = h, оскільки частина частинок потрапляє за межі першого дифракційного мінімуму, то отримуємо вираз Δх · Δрх ≥ h, тобто співвідношення невизначеностей.



Співвідношення невизначеностей – квантове обмеження застосовуємості класичної механіки до мікрооб’єктів.

Для мікрочастинки не існує станів, у яких її координати і відповідні їм проекції імпульсу мали би одночасно точні значення.

Для невизначеності енергії ΔЕ деякого стану системи та проміжку часу Δt, протягом якого цей стан існує, також виконується співвідношення невизначеностей:

ΔЕ · Δt ≥ h

Отже, система, яка має середній час життя Δt, не може бути охарактеризована визначеним значенням енергії, розкид енергії ΔЕ = h/Δt зростає зі зменшенням часу життя системи і частота випроміненого фотону також повинна мати невизначеність Δν = ΔЕ/h, тобто спектральні лінії повинні мати кінцеву ширину δν = ν ± ΔЕ/h.