

Wykład I

Podstawy fizyki kwantowej

Prolog

Przy końcu XIX wieku fizyka, którą dzisiaj określamy jako *klasyczną*, zdawała się być nauką ostateczną w tym sensie, że wszystkie jej podstawowe prawa były już ustanowione, a efektem dalszego rozwoju miało być jedynie dopracowanie szczegółów. Wśród wielkiego bogactwa zjawisk poprawnie opisywanych, było jednak kilka – wspomnę o nich w dalszej części wykładu, z którymi fizyka klasyczna nie dawała sobie rady, choć nikt nie przypuszczał, że trudności owe doprowadzą do prawdziwej rewolucji i ukształtowania się zupełnie nowej nauki – fizyki kwantowej. Narodziła się ona w 1900 roku, gdy Max Planck wprowadził nową uniwersalną stałą fizyczną oznaczaną literą h , mającą wymiar działania, której wartość wedle późniejszych dokładnych pomiarów wynosi $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Js.

Sens stałej Plancka omówimy wkrótce, zaczniemy natomiast od wyjaśnienia, że słowo „kwant”, pochodzące od łacińskiego *quantum* – „ile”, oznacza porcję danej wielkości np. energii, pędu, momentu pędu. Nazwa więc „fizyka kwantowa”, kładzie nacisk na fakt, że rozliczne wielkości fizyczne mogą nieraz występować tylko porcjami, że są „skwantowane”, to znaczy, że możliwe wartości tych wielkości fizycznych nie odpowiadają ciągłemu zbiorowi liczb, jak liczby rzeczywiste, lecz dyskretnemu, jak liczby całkowite¹. Wydaje się jednak, że skwantowanie wielkości fizycznych nie jest najistotniejszą cechą świata kwantowego. Fundamentalną natomiast odgrywa rolę *dualizm korpuskularno-falowy*, od którego omówienia rozpoczniemy wykład podstaw fizyki kwantowej.

Dualizm korpuskularno-falowy

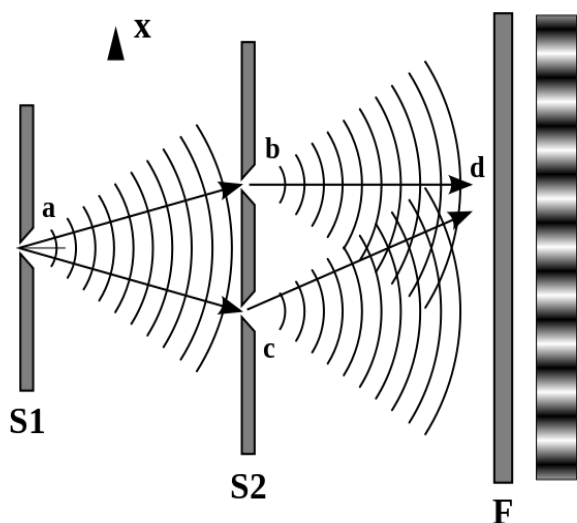
Idea dualizmu korpuskularno-falowego zakłada, że fale znane z fizyki klasycznej mogą wykazywać własności cząstek, zaś klasyczne cząstki przejawiają charakterystyczne cechy fal. Historycznie, rzecz się miała tak, że najpierw Albert Einstein w 1905 roku zasugerował, że fala elektromagnetyczna jest zbiorem cząstek, które później zyskały miano fotonów. Natomiast w 1924 roku Louis de Broglie sformułował hipotezę, że ruchowi cząstki towarzyszy fala określana zwykle jako fala materii. Zaczniemy od omówienia tej właśnie koncepcji.

¹ Bodaj najprostszym przykładem wielkości skwantowanej jest ładunek elektryczny – we wszelkich znanych układach fizycznych jego wartość jest równa wielokrotności ładunku elektronu.

Fale klasyczne

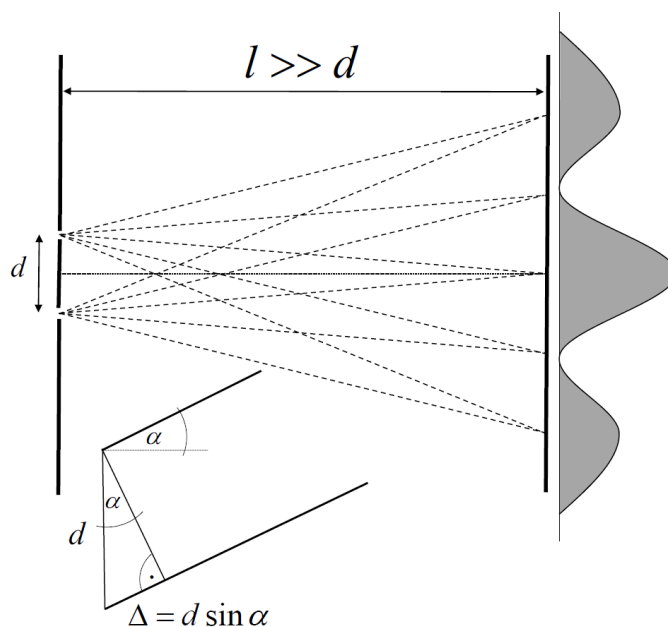
Nim zajmiemy się kwantowymi falami materii przypomnijmy sobie kilka podstawowych faktów dotyczących fal klasycznych.

Rozprzestrzenianie się fal jest istotnie odmienne od ruchu cząstek. Występuje bowiem dyfrakcja (uginanie się) i interferencja (nakładanie się) fal. Świetnie te zjawiska ilustruje słynne doświadczenie Thomasa Younga (1773-1829) z początku XIX wieku, dzięki któremu wykazano, że światło ma właśnie naturę falową. Ideę eksperymentu ilustruje pierwszy rysunek.



Zgodnie z zasadą Huygensa, szczeliny, gdy fala do nich dotrze, stają się dwoma źródłami fal. Dalej fale od nich pochodzące nakładają się, więc na ekranie pojawiają się maksima i minima interferencyjne. Nałożenie się fal o zgodnej fazie powoduje wzmocnienie fali, zaś w przypadku przeciwnych faz fale wzajemnie się wygaszają – obserwujemy minimum.

Jeśli odległość od szczelin do ekranu jest dużo większa niż ta między szczelinami, łatwo wyznaczyć zaznaczony na rysunku obok kąt α , przy którym występują maksima i minima. Pierwsze minimum mamy, gdy różnica dróg równa jest połowce długości fali światła tzn. kiedy $\Delta = d \sin \alpha = \lambda/2$. Gdy $\Delta = d \sin \alpha = \lambda$ pojawia się maksimum, a kiedy $\Delta = d \sin \alpha = 3\lambda/2$ znów mamy minimum itd.



Wykład I cd.

Podstawy fizyki kwantowej

Kąt oddzielający maksima od sąsiadujących minimów jest znaczący wtedy, gdy długość fali jest porównywalna z odległością między szczelinami. Jeśli przyjąć, że długość (widzialnej) fali świetlnej λ wynosi 500 nm, to kąt α pomiędzy pierwszym maksimum i minimum równy jest zaledwie $0,1^\circ$, gdy odległość między szczelinami wynosi $d \approx 0,14$ mm (odpowiednie obliczenia są przedmiotem zadania do zrobienia na ćwiczeniach). Małość tej wielkości wyjaśnia, dlaczego tak trudno było stwierdzić falową naturę światła, że udało się tego dokonać dopiero na początku XIX wieku.

Można ogólnie powiedzieć, że własności falowe stają się widoczne, gdy rozważamy dane zjawisko na odległościach porównywalnych z długością fali. Gdy owe odległości są dużo większe od długości fali, interferencja i dyfrakcja stają się niewidoczne. W optyce odpowiada to reżimowi optyki geometrycznej z promieniami światła, których bieg przypomina ruch cząstek. Z tego powodu korpuskularna teoria światła, za którą opowiadał się, w szczególności, Izaak Newton, przetrwała aż do początku XIX wieku.

Przypomniawszy sobie znane fakty dotyczące klasycznych fal możemy się zająć kwantowymi falami materii.

Fale materii

Zgodnie z hipotezą Louis de Broglie'a z cząstką o pędzie p stowarzyszona jest fala materii o długości $\lambda = h/p$. Jeśli weźmiemy cząstkę o masie 1 g poruszającą się z prędkością 10 m/s, to pamiętając, że stała Plancka wynosi $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Js, długość fali znajdujemy jako $\lambda = 6,63 \cdot 10^{-32}$ m. Jest to odległość tak mała – dla porównania rozmiary atomów są rzędu 10^{-10} m – że fala takiej cząstki jest zupełnie nieuchwytna. Tak dochodzimy do pierwszej ważnej konkluzji: fale materii praktycznie nie występują w przypadku obiektów makroskopowych poruszających się z makroskopowo znaczącymi prędkościami. To tłumaczy sukcesy fizyki klasycznej.

Sytuacja ulega zasadniczej zmianie, gdy zajmiemy się obiektami mikroskopowymi. Dla przykładu rozpatrzmy elektron o energii $E = 100$ eV. Długość fali znajdujemy ze wzoru

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2mE}}.$$

Ponieważ masa elektronu równa jest $m = 0,51$ MeV $= 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg, zaś 1 eV $= 1,6 \cdot 10^{-19}$ J, otrzymujemy $\lambda = 1,2 \cdot 10^{-10}$ m, co odpowiada rozmiarom atomu. A zatem ruch elektronu poruszającego się na odległościach atomowych wykazuje kwantowe własności falowe. Cóż to oznacza?

Eksperyment dwuszczelinowy

Rozważmy eksperyment Younga z tym, że zamiast światła na ściankę z dwoma szczelinami pada wiązka elektronów, przy czym długość fali materii towarzysząca elektronom jest porównywalna z odległością między szczelinami. Możliwą realizacją takiego doświadczenia jest słynny eksperyment Davissona-Germera, do którego jeszcze wrócimy. Podkreślmy jednak już teraz, że eksperyment dwuszczelinowy został wykonany na wiele różnych sposobów, więc wszystkie fakty przytoczone poniżej są potwierdzone doświadczalnie.

Na ekranie, tak jak i w przypadku oryginalnego doświadczenia Younga, występują maksima i minima interferencyjne. Fakt ten, choć ciekawy, nie jest jednak aż tak niezwykły. Prawdziwie zdumiewający natomiast jest wniosek, do którego dochodzimy, uświadamiając sobie, co jest przyczyną pojawienia się owych maksimów i minimów – jest nią nakładanie się fal pochodzących z dwóch szczelin. A zatem, elektron przechodzi jednocześnie przez obie szczeliny!

Wniosek ten próbowano unieważnić odwołując się do statystycznej interpretacji, przyjmującej, że każdy elektron przechodzi przez jedną tylko szczelinę, zaś obraz interferencyjny jest skutkiem nakładania się fal towarzyszących różnym elektronom. Doświadczalnie wykazano jednak fałszywość interpretacji statystycznej. Eksperyment dwuszczelinowy wykonano bowiem z wiązką tak niskiej intensywności, że w drodze od źródła do ekranu znajdował się nie więcej niż jeden elektron. Gdyby więc interpretacja statystyczna była poprawna, obraz interferencyjny nie powinien występować w takim przypadku, a jednak występował. Elektron więc interferuje sam ze sobą, czyli musi przechodzić jednocześnie przez obie szczeliny.

Opisana sytuacja ma fundamentalne znaczenie dla całej mechaniki kwantowej. W mechanice klasycznej cząstka porusza się po określonej trajektorii, którą znajdujemy rozwiązując równanie ruchu przy zadanym warunku początkowym, przy czym trajektoria ta wyznaczana jest jednoznacznie. Klasyczny elektron w eksperymencie dwuszczelinowym może przechodzić przez jedną albo drugą szczelinę zależnie od wybranego warunku początkowego. Nie ma natomiast żadnego sensu fizycznego ruch, który byłby złożeniem tych dwóch różnych przypadków.

Wykład I cd.

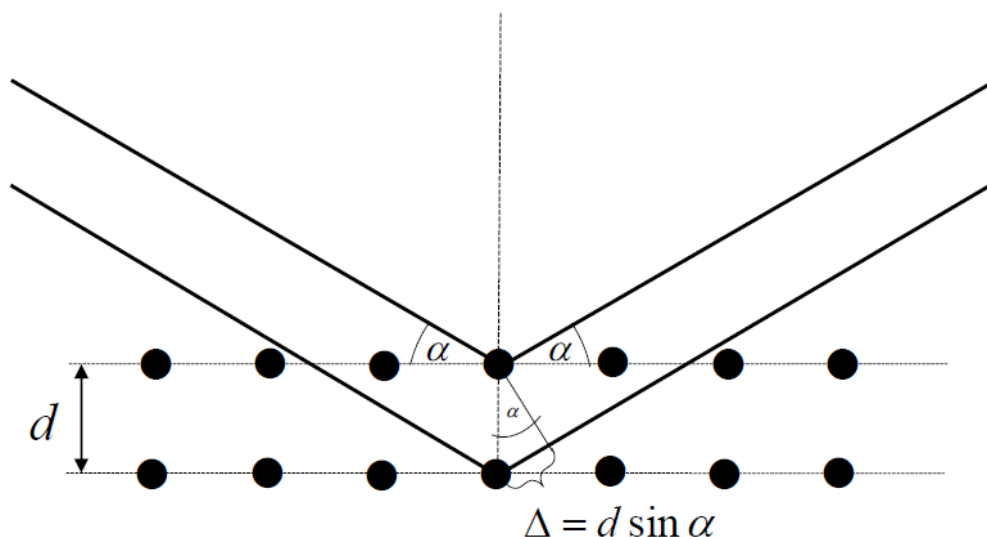
Podstawy fizyki kwantowej

W mechanice kwantowej natomiast mamy do czynienia z zasadą superpozycji stanów kwantowych: jeśli elektron w drodze od źródła do ekranu może przejść przez jedną lub drugą szczelinę, to możliwy jest również ruch będący ich złożeniem. Zasada superpozycji czyni właśnie mechanikę kwantową tak różną od klasycznej. Wartość zaś stałej Plancka decyduje na jakich odległościach ujawniają się efekty kwantowe – im mniejsza wartość h tym przy mniejszych odległościach zaczyna się świat kwantów. Z tego powodu $h \rightarrow 0$ określa się jako granicę klasyczną.

Eksperymenty Bragga i Davissona-Germera

Nim omówimy słynne doświadczenie Davissona-Germera opiszemy klasyczną nieco wersję tego doświadczenia, czyli eksperyment polegający na rozpraszaniu promieni rentgena na kryształach zwany też eksperymentem Bragga.

Promienie X padając pod pewnym kątem do powierzchni monokryształu, oznaczonym jako α na poniższym rysunku, ulegają odbiciu zarówno od powierzchni jak i od kolejnych warstw atomów kryształu. Różnica dróg promieni odbitych od różnych powierzchni zależy od kąta α . Gdy zmieniamy ten kąt trafiamy na kolejne maksima i minima interferencyjne.



Wykład I cd.

Podstawy fizyki kwantowej

Kąt α , przy którym występuje pierwsze minimum, znajdujemy z warunku Bragga w postaci

$$2\Delta = 2d \sin \alpha = \lambda / 2 ,$$

który daje

$$\sin \alpha = \frac{\lambda}{4d} .$$

Przyjmując, że długość fali promieni rentgena λ wynosi 0,1 nm, a odległość między warstwami atomów wynosi $d = 10^{-10}$ m, czyli jest rzędu rozmiaru atomu, $\alpha \approx 14^\circ$.

W eksperymencie Davissona-Germera z 1927 roku badano odbicie wiązki elektronów od powierzchni niklu. Przypadkowo jednak na powierzchni metalu powstała struktura monokrystaliczna, co sprawiło, że zaobserwowano maksima i minima interferencyjne zgodne z warunkiem Bragga.