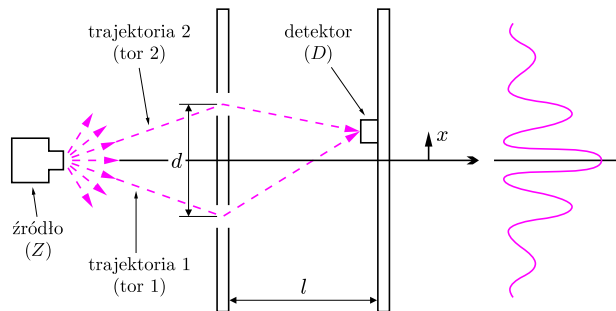


# Zjawisko Aharonova–Bohma

Paweł Tomasz PEŹCZKOWSKI\*

Jednym z bardziej spektakularnych przykładów pokazujących różnicę między mechaniką klasyczną i mechaniką kwantową jest zjawisko Aharonova–Bohma. Zjawisko to, które za chwilę przedstawimy dokładniej, zostało przewidziane już w 1949 roku przez Ehrenberga i Sidaya, a potem niezależnie przez Y. Aharonova i D. Bohma w 1959 roku. Przeanalizujemy je szczegółowo na przykładzie projektu doświadczenia przedstawionego w pracy [1]. Polega ono na badaniu interferencji elektronów w obecności pola magnetycznego.



Rys. 1. Doświadczenie interferencyjne z elektronami bez pola magnetycznego ( $\mathbf{B} = 0$ ).

W doświadczeniu przedstawionym na rysunku 1 elektrony wychodzące ze źródła  $Z$  przepuszcza się przez dwie szczeliny, które są umieszczone w odległości  $d$  od siebie. Fale de Broglie'a tych elektronów, przechodząc przez szczeliny, uginają się, interferując ze sobą. Za przesłoną znajduje się ekran z ruchomym detektorem  $D$  zliczającym elektrony docierające doń w jednostce czasu. Badając liczbę elektronów rejestrowanych przez detektor, możemy wyznaczyć rozkład gęstości prawdopodobieństwa dotarcia elektronów do poszczególnych obszarów ekranu. Rozkład ten jest wynikiem interferencji dwóch fal prawdopodobieństwa, pochodzących z przejścia przez oba otwory w przesłonie. Wynik interferencji (wzmocnienie lub osłabienie sygnału) zależy od różnicy faz fal

$$\Delta\varphi = \frac{x}{l} \cdot \frac{d}{\lambda}.$$

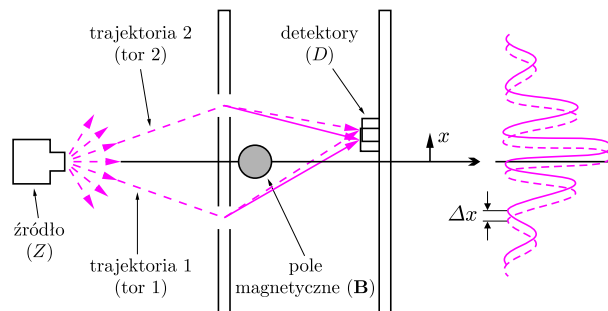
Jeżeli  $x = 0$ , to fale mają zgodne fazy (wtedy  $\Delta\varphi = 0$ ) i prawdopodobieństwo znalezienia się elektronu w tym obszarze osiąga maksimum. Gdy  $\Delta\varphi = \pi$ , to fale mają przeciwne fazy, co odpowiada minimum prawdopodobieństwa znalezienia się elektronu w danym obszarze. W rezultacie otrzymujemy rozkład w postaci prążków interferencyjnych.

Rozważmy teraz wpływ pola magnetycznego na ten układ doświadczalny. W opisie klasycznym ruch elektronu w polu magnetycznym można opisać równaniem

$$m\ddot{\mathbf{r}} = q(\dot{\mathbf{r}} \times \mathbf{B}),$$

gdzie  $m$ ,  $q$ ,  $\dot{\mathbf{r}}$ ,  $\ddot{\mathbf{r}}$  jest odpowiednio masą, ładunkiem, prędkością i przyspieszeniem elektronu,  $\mathbf{B}$  zaś indukcją pola magnetycznego. W tym opisie pole magnetyczne

wpływa na ruch elektronu, gdy jego tor przechodzi przez obszar o niezerowej indukcji magnetycznej ( $\mathbf{B} \neq 0$ ). Załóżmy jednak, że pole magnetyczne  $\mathbf{B}$  nie występuje wzdłuż klasycznych trajektorii elektronów 1 i 2. Można to osiągnąć, umieszczając za przesłoną w ten sposób, aby znajdował się pomiędzy obydwoma otworami.



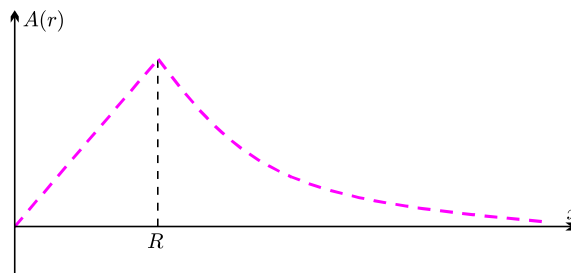
Rys. 2. Doświadczenie interferencyjne z elektronami z polem magnetycznym (solenoid).

Potencjał wektorowy, oznaczany  $\mathbf{A}$ , to pomocnicza wielkość fizyczna, którą możemy wprowadzić zamiast indukcji magnetycznej do opisu pola magnetycznego. W przeciwieństwie do indukcji nie jest wyznaczona jednoznacznie, gdyż dla danej konfiguracji pola magnetycznego istnieje nieskończenie wiele różnych pól potencjału jej odpowiadających. Z tego powodu nie jest to wielkość bezpośrednio mierzalna.

W celu dalszych rozważań wprowadźmy potencjał wektorowy  $\mathbf{A}$  odpowiadający nieskończenie długiemu solenoidowi z rysunku 2:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \begin{cases} \frac{\mathbf{B} \times \mathbf{r}}{2} & \text{dla } \rho \leq R, \\ \frac{R^2 \cdot \mathbf{B} \times \mathbf{r}}{2\rho^2} & \text{dla } \rho > R, \end{cases}$$

gdzie  $R$  jest promieniem cewki,  $\rho$  zaś odległością punktu od jej osi.



Rys. 3. Pole wektorowe  $\mathbf{A}(\mathbf{r})$  dla nieskończenie długiego solenoidu.

Z rysunku 3 widać, że potencjał wektorowy nie znika na zewnątrz solenoidu, mimo że pole magnetyczne  $\mathbf{B}$  jest w tym obszarze równe zero. Fakt ten odgrywa istotną rolę w dalszych rozważaniach.

W ramach mechaniki kwantowej ruch elektronu w polu magnetycznym opisywany jest równaniem Schrödingera zawierającym potencjał wektorowy  $\mathbf{A}$ , a nie bezpośrednio wektor indukcji magnetycznej. Z rozwiązania tego równania wynika, że po umieszczeniu solenoidu w układzie doświadczalnym, tak jak to pokazano na rysunku 2, wystąpi przesunięcie prążków

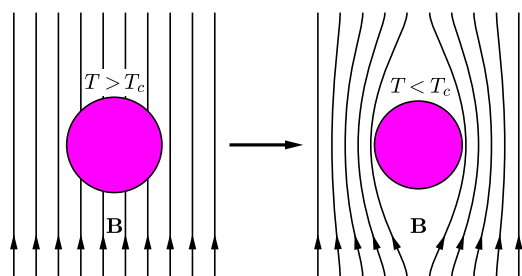
\*Instytut Fizyki Doświadczalnej, Uniwersytet Warszawski

interferencyjnych na ekranie o  $\frac{q}{\hbar} \frac{1}{d} \lambda \phi_{\mathbf{B}}$ , gdzie  $\phi_{\mathbf{B}}$  oznacza strumień pola magnetycznego  $\mathbf{B}$  przez obszar między drogami 1 i 2. Wielkość ta nie jest równa zero, nawet gdy obie drogi przebiegają w miejscu, gdzie samo  $\mathbf{B} = 0$ . Wystarczy bowiem, że pole magnetyczne obecne jest gdziekolwiek pomiędzy drogami, np. tylko wewnątrz solenoidu, aby jego strumień nie zniknął. Opisywane przesunięcie prążków było obserwowane przez kilka niezależnych zespołów badawczych, np. R. G. Chambers (1960), H. Boersch i in. (1960), A. Tonomura i in. (1982).

Z punktu widzenia fizyki klasycznej zjawisko Aharonova–Bohma daje wynik zaskakujący, gdyż widoczny jest w nim wpływ pola magnetycznego na ruch elektronów w sytuacji, gdy występuje ono jedynie w obszarze, do którego elektrony nie docierają! Z tego powodu możliwość pojawienia się podobnego efektu została zakwestionowana przez niektórych fizyków: Bocchieri, Loinger (1978) i Roy, Singh (1983) zanegowali istnienie zjawiska Aharonova–Bohma, przypisując obserwowane przesunięcie prążków interferencyjnych przenikaniu pola magnetycznego  $\mathbf{B}$  na zewnątrz solenoidu.

Całkowity kres zarzutom związanym z przenikaniem pola magnetycznego położyło doświadczenie przeprowadzone przez A. Tonomurę i in. w 1986 roku. Magnes w kształcie torusa zbudowany ze stopu 80% Ni i 20% Fe (taki stop nazywa się permalloyem) został całkowicie pokryty materiałem nadprzewodzącym (w tym przypadku niobem, Nb). Grubość osłony niobowej była większa niż głębokość, na jaką pole magnetyczne wnika do nadprzewodnika (dla niobu:  $\lambda_{\text{Nb}} \sim 10^{-7}$  m).

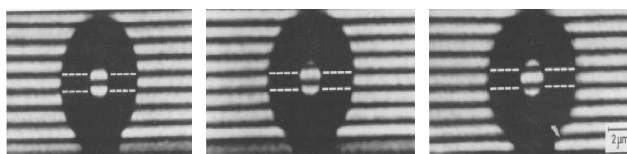
Gdy próbka nadprzewodnika, umieszczona w polu magnetycznym w temperaturze zbyt wysokiej na nadprzewodnictwo, zostanie schłodzona do temperatury niższej niż temperatura krytyczna (czyli temperatura przejścia do stanu nadprzewodzącego), to pole magnetyczne przenikające próbkę zostanie z niej wypchnięte (rys. 4). Ściślej mówiąc, pole wnika do wnętrza nadprzewodnika tylko na niewielką głębokość, zwaną londonowską głębokością wnikania. Zjawisko to nosi nazwę efektu Meissnera–Ochsenfelda.



Rys. 4. Zjawisko Meissnera–Ochsenfelda. Wypychanie pola magnetycznego z wnętrza nadprzewodnika.

Niob ekranował więc pole magnetyczne od solenoidu, nie pozwalając mu przeniknąć do obszaru na zewnątrz. Przeprowadzono też badanie zależności przesunięcia obrazu interferencyjnego od temperatury. Jeżeli temperatura była niższa od temperatury krytycznej nadprzewodnika (9,2 K dla niobu), to strumień magnetyczny nie przenikał na zewnątrz nadprzewodnika.

Zauważono, że układ prążków interferencyjnych gwałtownie zmienił się w momencie przekroczenia tej temperatury (rys. 5).



Rys. 5. Obraz interferencyjny uwidaczniający przesunięcie funkcji falowej dla toroidalnego ferromagnetyka odpowiednio w temperaturze:  $T = 4,5$  K,  $T = 15$  K,  $T = 300$  K.

Analogiczne doświadczenie wykonano również z wykorzystaniem interferencji elektronów w nadprzewodniku. Interferencję taką można obserwować przy użyciu tzw. *złącza Josephsona*. Złącze Josephsona to zestaw dwóch nadprzewodników oddzielonych cienką warstwą izolatora. W części nadprzewodzącej prąd przepływa bez oporu, czyli bez strat energii. Jeżeli warstwa izolująca jest dostatecznie cienka, to nośnik prądu elektrycznego, czyli para elektronów, może przeniknąć przez nią dzięki zjawisku tunelowania i w układzie popłynie prąd nadprzewodzący. Ponadto, gdy prąd płynie przez dwa złącza dwiema różnymi drogami, różnica faz powstała w wyniku przepływu prądu powoduje interferencję pomiędzy złączami. Jeśli w układzie zostanie umieszczony solenoid, przesunięcie prążków interferencyjnych będzie zależało od wielkości strumienia magnetycznego wewnątrz solenoidu. Podobnie jak poprzednio, pole nie jest obecne wewnątrz nadprzewodników, gdzie tym razem odbywa się ruch elektronów.

Zjawisko Aharonova–Bohma uwidacznia nielokalny charakter zjawisk opisywanych przez mechanikę kwantową. Według jej zasad pole magnetyczne może wpływać na elektrony, nawet gdy nie „dotyka” ich bezpośrednio, czyli występuje tylko w miejscach odległych od trajektorii ich ruchu.

#### Literatura:

- [1] Y. Aharonov, D. Bohm, *Significance of Electromagnetic Potentials in the Quantum Theory*, Phys. Rev. 115, 485, 1959.
- [2] R.G. Chambers, *Shift of an Electron Interference Pattern by Enclosed Magnetic Flux*, Phys. Rev. Lett. 5, 3, 1960.
- [3] H. Boersch, H. Hamisch, D. Wohlleben, K. Grohman, *Antiparallele Weissche Bereiche als Biprisma für Elektroneninterferenzen*, Z. Phys. 159, 397, 1960.
- [4] M. Peshin, A. Tonomura, *The Aharonov–Bohm Effect*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1989.
- [5] A. Tonomura i inni, *Evidence for Aharonov–Bohm effect with magnetic field completely shielded from electron*, Phys. Rev. Lett. 56, 792, 1986.
- [6] W. Meissner, R. Ochsenfeld, *Ein neuer Effect bei Eintritt der Supraleitfähigkeit*, Naturwiss. 21, 787, 1933.
- [7] R.C. Jaklevic, J.J. Lambe, A.H. Silver, J.E. Mercereau, *Quantum Interference from a Static Vector Potential in a Field-Free Region*, Phys. Rev. Lett. 12, 274, 1964.