

**Daniel Greenberger**

*Department of Physics, City College  
City University of New York  
New York, USA*

**Anton Zeilinger**

*Institut für Experimentalphysik  
Universität Innsbruck  
Innsbruck, Austria*

## **Teoria kwantowa: wciąż zwariowana po tylu latach\* \*\***

**Quantum theory: still crazy after all these years**

*Abstract:* The interpretation of quantum mechanics was once limited to the analysis of famous thought experiments. Now many of these are possible in the lab, but the subject remains as mysterious as ever.

Teoria kwantowa, nowoczesna teoria układów atomowych, jest chyba najdokładniejszą i najbardziej udaną teorią, jaką kiedykolwiek stworzyła nauka. Opisuje ona strukturę pojedynczych atomów, sposób w jaki łączą się one tworząc cząsteczki oraz zachowanie wszelkiego rodzaju cieczy i ciał stałych (w tym przewodników, izolatorów, półprzewodników i nadprzewodników). Teoria kwantowa jest też szeroko stosowana w skali mniejszej niż atomowa. Przewiduje ona np.

---

\* Artykuł ten jest oparty na wynikach spotkania nt. Podstawowych Problemów Teorii Kwantowej, które odbyło się na Uniwersytecie stanu Maryland w Baltimore w dniach 18–22 czerwca 1994 r. dla uczczenia prof. Johna Archibalda Wheelera. Spotkanie to było wspierane przez Nowojorską Akademię Nauk, która wydała materiały konferencyjne [1].

\*\* Artykuł, opublikowany w *Physics World* 8, nr 9, 33 (1995), został przetłumaczony za zgodą Autorów i Wydawcy [Translated with permission. Copyright ©1995 by IOP Publishing Ltd.] (przyp. Red.).

Prosty sposób uświadomienia sobie dylematu Einsteina polega na badaniu „spinu”, czyli wewnętrznego momentu pędu cząstki elementarnej, takiej jak elektron. Spin cząstki elementarnej jest z grubsza analogiczny do momentu pędu wirującej Ziemi. Można jednak łatwo wyobrazić sobie Ziemię wirującą z dowolną prędkością wokół dowolnej osi, natomiast spin elektronu jest bardziej ograniczony. Jeśli chcemy zmierzyć spin elektronu, musimy wybrać jakąś os, którą ustala się wprost, wadząc pole magnetyczne skierowane w jakąś stronę i stawia się pytanie: jaka jest składowa spinu w tym kierunku? Okazuje się, że elektron wiruje zawsze wokół tak wybranej osi albo w kierunku ruchu wskazówek zegara, albo w kierunku przeciwnym, lecz zawsze z takim samym momentem pędu. Mówimy, że elektron ma spin  $1/2$  (w fundamentalnych jednostkach momentu pędu), i że wynik naszego pomiaru to albo  $+1/2$  (spin do góry), albo  $-1/2$  (spin w dół).

A jeśli elektron wiruje swobodnie w przestrzeni, to czy możemy powiedzieć, że wiruje on wokół jakiejś określonej osi obrotu? Możemy zmierzyć jego spin

### Spin do góry, spin w dół

Dokładnie strukturę i rozpad jąder atomowych, a kwantowa teoria pola może być stosowana do opisu egzotycznych cząstek elementarnych, takich jak kwarki. Efekty kwantowe grają też ważną rolę w strukturze dużych obiektów, takich jak gwiazdy. A jednak, pomimo tych sukcesów, interpretacja teorii kwantowej jest przedmiotem nie kończącej się debaty od chwili jej powstania.

We wczesnych latach debata ta miała głównie symboliczny charakter. Wielcy, tacy jak Einstein i Bohr spierali się o to, jak wytuńczyć pewne doświadczenia myślowe (gedanken experiments), przy czym każdy z nich używał zupełnie innych wersji i pojęć, takich jak przyczynowość. Większość młodszych fizyków trzymała się z dala od tych dyskusji, częściowo by uniknąć „zakrakania” przez gigantów, lecz głównie dlatego, że dyskusje te były w dużej mierze filozoficzne bez doświadczalnych konsekwencji. Nie było niezgodności w przewidywaniach prawdopodobnych wyników tych myślowych doświadczeń, a tylko przy ich interpretacji.

Na przykład, specyficzna rola prawdopodobieństwa w teorii kwantowej polega na tym, że pojedyncze zdarzenia atomowe nie mogą, nawet w zasadzie, być opisane przyczynowo, a mogą być tylko przewidywane statystycznie. Poprzeźnio prawdopodobieństwo stosowane było jedynie do opisu naszej niewiedzy o tym, co dzieje się na głębszym poziomie. Teraz wygląda na to, że nie ma głębszego poziomu – natura sama określa, które zdarzenia mogą zaistnieć i jakie jest tego prawdopodobieństwo. Einstein wyraził zaniepokojenie z tego powodu swym słynnym powiedzeniem „Bóg nie gra w kość”. Ale najbardziej martwił go brak przyczynowości, a nie statystyczny charakter teorii kwantowej.

wokół każdej wybranej osi, co zawsze powie nam, że wiruje on teraz wokół tej osi, lecz co możemy powiedzieć o zachowaniu elektronu przed dokonaniem pomiaru? Einstein utrzymywał, że musiał on wirować wokół jakiejś osi, natomiast Bohr dowodził, że określone są jedynie prawdopodobieństwa tego, że elektron ma spin skierowany do góry lub w dół wzdłuż jakiejkolwiek osi. Zgodnie z „interpretacją kopenhaską” Bohra elektron nie posiada określonej składowej spinu, dopóki nie dokona się pomiaru. Wtedy, na tamtym etapie, wydawało się, że nie ma sposobu, by wybrać którąś z tych konkurujących ze sobą idei, zresztą nie wydawało się to konieczne.

Jednakże w swym słynnym artykule z 1935 r. Einstein, Boris Podolski i Nathan Rosen (EPR) wskazali bezpośrednio na piętę achillesową teorii kwantowej. Podamy wersję Davida Bohma „paradoksu EPR”: cząstka bezspinowa, w spoczynku, rozpada się na dwie identyczne cząstki (oznaczone 1 i 2), każdą ze spinem  $1/2$ . Ponieważ pęd zachowuje się, cząstki rozbiegają się w przeciwnych kierunkach. A ponieważ spin też się zachowuje, ich spiny muszą w sumie dawać zero. Dlatego też, jeśli pomiar wskazuje, że spin cząstki 1 jest „do góry” wzdłuż jakiegoś określonego kierunku, to spin cząstki 2 musi być „w dół” wzdłuż tego samego kierunku. Fakt ten został użyty przez Einsteina, Podolskiego i Rosena do określenia tego, co nazwali oni „elementem rzeczywistości” w układzie, tj. własności, która odnosi się tylko do układu, a nie jest skutkiem procesu pomiaru. W teorii kwantowej bardzo trudno jest znaleźć takie elementy rzeczywistości, gdyż pomiary kwantowe mają tendencję do silnego zaburzania układu, który mierzą. Nie mamy tu, znanej z klasycznej teorii, możliwości „delikatnego” obserwowania układu bez zaburzania go w znaczący sposób.

Einstein, Podolski i Rosen doszli do wniosku, że jest sposób obejścia tego kwantowego ograniczenia: mierząc własność cząstki 1, powiedzmy jej spin, można określić spin cząstki 2 nawet jej nie dotykając. Jeśli cząstka 1 ma spin do góry względem jakiejś osi, cząstka 2 musi mieć spin w dół względem tej samej osi. Co więcej, musiał to być spin w dół od momentu rozpadu, gdyż od tego czasu nic na cząstkę nie oddziaływało. Ale, argumentują Einstein, Podolski i Rosen, teoria kwantowa nie pozwala na to i nie jest w stanie opisać spinu przed pomiarem. Wobec tego, wnioskują oni, musi to być niekompletna teoria.

Siłą tego wniosku jest jego niepodważalny zdrowy rozsądek. A jednak odpowiedź Bohra wydaje się równie nieodparta. Zwrócił on uwagę, że pomiary kwantowe są inne niż pomiary klasyczne – ich wyniki zależą od całego układu doświadczalnego, który w tym przypadku jest nielokalny. Skoro możemy zmierzyć spin cząstki 1 w dowolnym kierunku i skoro cząstka 2 zawsze będzie miała przeciwny spin w tym samym kierunku, to spin cząstki 2 jest wyznaczony przez doświadczenie przeprowadzone na cząstce 1. W jaki sposób cząstka 2 „wie” za-

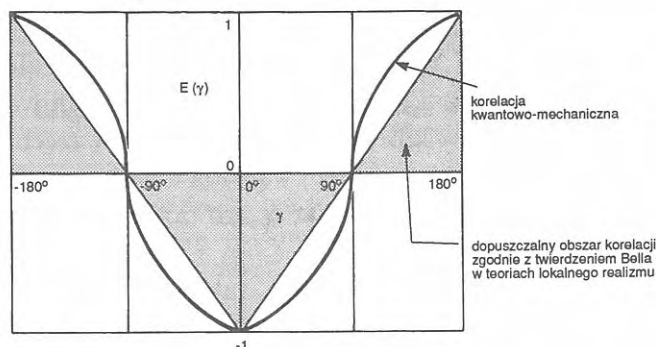
wczasu, w którym kierunku eksperymentator zamierza zmierzyć spin cząstki 1? Bohr twierdzi, że cząstka 2 nie mogła była uzyskać kierunku spinu zanim spin cząstki 1 nie został zmierzony. To, co istniało przed pomiarem, mówi on, to nie-lokalna korelacja między spinami, a wartość spinu nie została określona, dopóki nie został dokonany pomiar.

Mamy tu więc dwa równie przekonujące rozumowania przeprowadzone w 1935 r. bez, jak by się zdawało, sposobu rozstrzygnięcia między nimi. Niektórzy sławni fizycy przyłączyli się do Einsteina odrzucając uznanie teorii kwantowej za coś więcej niż metodę obliczeń, natomiast młoda generacja zaczęła wykazywać, jak dokładna i szeroko stosowana jest w istocie ta teoria. Co więcej, uznano za rzecz w złym guście kwestionowanie podstaw tego przedmiotu przez zadawanie pytań, na które nie można znaleźć odpowiedzi na drodze doświadczalnej.

## Nowy zwrot

Sytuacja zmieniła się dramatycznie w połowie lat 1960-tych, kiedy John Bell wykazał, że można rozstrzygnąć na drodze doświadczalnej między interpretacjami Einsteina i Bohra. Bell założył, podobnie jak Einstein, Podolski i Rosen, że dwie cząstki są emitowane z określonym kierunkiem spinu ustalonym lokalnie przy rozpadzie. Kierunki te jednak mogą być nieznanе, lub nawet niepoznawalne, dla eksperymentatora. Pokazał on dalej, że jeśli mierzymy spin cząstki 1 wzdłuż jednego kierunku, a spin cząstki 2 wzdłuż innego kierunku, to wyniki są skorelowane. Na przykład, jeśli mierzymy spiny obu cząstek względem tego samego kierunku, cząstka 2 będzie miała zawsze spin w dół, gdy spin cząstki 1 jest do góry. Są one wtedy doskonale skorelowane (lub raczej antyskorelowane). Gdy jednak spiny są mierzone wzdłuż różnych kierunków, korelacja maleje. Innymi słowy, jeśli spin cząstki 1 jest do góry, to spin cząstki 2 będzie czasami do góry, a czasami w dół. Teoria kwantowa przewiduje, że korelacja wynosi  $E(\gamma) = -\cos \gamma$ , gdzie  $\gamma$  jest kątem między dwoma spinami. (Gdy pomiar powtarzany jest wiele razy przy tym samym kącie, korelacja jest to względna liczba pomiarów, w których spiny obu cząstek zgadzają się ze sobą minus względna liczba razy, kiedy się nie zgadzają. Zgadzają się, gdy oba dają wynik „spin do góry” (lub oba „spin w dół”) wzdłuż kierunku pomiaru.) Bell zastosował prawa prawdopodobieństwa w teorii, w której kierunki spinów są wyznaczone w momencie rozpadu przez pewne nieznanе parametry. Teorie takie znane są jako teorie „ukrytych parametrów” lub „lokalnego realizmu”. Obliczył on górną granicę dla korelacji, co stało się znane pod nazwą nierówności Bella.

Przy  $\gamma = 0^\circ$  ( $E = -1$ ) i  $\gamma = \pm 180^\circ$  ( $E = 1$ ) wyniki klasyczny i kwantowy muszą się pokrywać. Ale przy wszystkich innych kątach różnią się one, przy czym



Rys. 1. John Bell wykazał, że mechanika kwantowa i teorie lokalnego realizmu przewidują inne wartości dla korelacji  $E(\gamma)$  między kierunkami spinów w doświadczeniu EPR. Na przykład gdy kierunki mierzonych spinów różnią się o  $\gamma = 135^\circ$ , mechanika kwantowa przewiduje korelację 0.71, podczas gdy teorie lokalnego realizmu przewidują, że maksimum korelacji wynosi 0.5. Doświadczenia wykazały, że mechanika kwantowa jest poprawna.

teoria kwantowa daje wyższy stopień korelacji (patrz rys. 1 oraz [2]). Bell dał tym samym impuls do serii doświadczeń mających na celu rozstrzygnięcie między teorią kwantową a teoriami ukrytych parametrów lub lokalnego realizmu.

Żeby przeprowadzić takie doświadczenia, trzeba rozszerzyć pracę Bella, gdyż założył on doskonale detektory i różne inne idealizacje. Takie rozszerzenia wymagają własnych „rozsądnych” założeń, że na przykład rejestrowane cząstki stanowią reprezentacyjną próbkę wszystkich cząstek emitowanych. W przeciwnym razie możliwa jest zawsze konstrukcja jakiejś demonicznej teorii, która by przechytrzyła eksperymentatora. Obrońcy takich teorii na zapytanie, czy nie naciągają zbyt mocno rozsądku, skłonni są odpowiadać: „Co może być bardziej nierozsądne niż złamanie przyczynowości mające miejsce w teorii kwantowej?”

Pierwszy sprawdzian doświadczalny nierówności Bella został wykonany przez Johna Clausera i Stuarta Freedmana z Uniwersytetu Kalifornijskiego w Berkeley w 1972 r., a najsławniejsze doświadczenie przeprowadzili Alain Aspect, Jean Dalibard i Gérard Roger w Instytucie Optycznym w Paryżu w 1982 r. Te, i większość innych eksperymentów typu EPR, przeprowadzono nad polaryzacją fotonów, a nie cząstek o spinie  $1/2$ . Doświadczenie z 1982 r. było pierwszym, w którym pomiary dla dwóch cząstek były wykonywane tak daleko od siebie, że można wykluczyć możliwość informowania się cząstek nawzajem o wynikach pomiarów przez wysyłanie sygnałów biegnących z prędkością światła. Do chwili obecnej wykonano wiele doświadczeń i wszystkie, z wyjątkiem paru najwcześniejszych, w pełni potwierdzają wyniki mechaniki kwantowej.



Idealny eksperyment powinien obejmować wszystkie luki spowodowane „rozpadniętymi” założeniami przez rejestrację (prawie) wszystkich cząstek. Dla fotonów wymagana wydajność detekcji wynosi ponad 80% – cel osiągalny, lecz jeszcze nie osiągnięty w obecnej chwili. Edward Fry z tekساسkiego Uniwersytetu A&M<sup>1</sup> pracuje nad doswiadaczeniem, w którym używa się atomów rtęci. Mimo iż tylko nieliczne wytworzone cząstki będą spełniać warunki doswiadaczenia, prawie 100% tych cząstek może, teoretycznie, zostać zarejestrowanych. Ten eksperyment będzie ostatecznie rozstrzygający.

W obecnej sytuacji, przy braku takiej dokładności, można tylko stwierdzić, że teoria kwantowa jest dobrze potwierdzona doswiadczalnie. Poglądy Einsteina nie były nielogiczne ani nawet nieracjonalne – wprost przeciwnie. Właśnie ich racjonalność jest powodem, dlaczego doswiadczenia wykonuje się wciąż na nowo. Tylko tak się dzieje, że założenia Einsteina, Podolskiego i Rosena nie wydają się potwierdzać w przyrodzie. Pięta achillesowa teorii kwantowej nie okazała się jej słabym miejscem. Na pewnym bardzo fundamentalnym poziomie przyroda jest albo nieprzyczynowa albo nielokalna. Innymi słowy, zdarzenia mogą być skorelowane w taki sposób, którego nie można prześledzić wstecz w czasie i odnieść do jakiegoś przyczynowego powstania w określonym punkcie (jak np. w punkcie, w którym rozpadła się pierwotna cząstka). Druga możliwość, to że korelacje mogą być przeroszone między cząstkami z prędkościami przekraczającymi prędkość światła.

Jednak nawet jeśli sceptycyzm Einsteina wobec teorii kwantowej był nieuzasadniony, to szczególnie teoria względności nie została podważona. Intrygującą cechą kwantowych korelacji jest to, że nie mogą one ani w teorii ani w praktyce (jak dotąd) być użyte do przekazywania informacji szybciej niż z prędkością światła.

### Stany splecione

W teorii kwantowej własności cząstki w danym stanie określone są zespoloną funkcją falową  $\psi(x)$ . Prawdopodobieństwo znalezienia się cząstki w punkcie  $x$  dane jest przez  $|\psi(x)|^2$ . Funkcja falowa dwucząstkowego układu, w którym cząstki zachowują się niezależnie od siebie, jest po prostu iloczynem dwóch jednocząstkowych funkcji falowych. Jednakże jeśli cząstki są skorelowane w nielasyczny, nielokalny sposób, funkcja falowa nie jest prostym iloczynem dwóch jednocząstkowych funkcji falowych. Schrödinger nazwał takie stany „stanami splecionymi”.

<sup>1</sup> University of Agriculture and Mining (Universität Rohnico-Görnitz) jest nazwą historyczną (przyp. tłum.).

Jeśli na przykład  $\psi$  reprezentuje stan ze spinem do góry, a  $\varphi$  ze spinem w dół, wtedy funkcja falowa stanu EPR,  $\Psi(x_1, x_2)$ , jest proporcjonalna do  $(\psi(x_1)\varphi(x_2) - \varphi(x_1)\psi(x_2))$ . W tym stanie, jeśli cząstka 1 ma spin do góry, to cząstka 2 ma spin w dół i *vice versa*. (Znak minus jest ważny, lecz nie dla naszych celów.) To właśnie takie stany, których nie można sfaktoryzować, czyli przedstawić w postaci iloczynu, i które wykazują czysto kwantowe korelacje, są przyczyną wszystkich kłopotów teorii klasycznych. Rozwinięto wiele nowych metod tworzenia takich splecionych stanów.

Radykalne ulepszenie twierdzenia Bella dla stanów splecionych trzech i więcej cząstek zostało zaproponowane w 1989 r. przez nas oraz przez Michaela Horne'a z College'u Stonehill w stanie Massachusetts. Nosi ono nazwę twierdzenia Greenbergera-Horne'a-Zeilingera (GHZ) lub „twierdzenia Bella bez nierówności”. W tym przypadku rozważamy cząstkę o spinie  $1/2$  rozpadającą się na trzy cząstki o spinie  $1/2$ . Możemy zmierzyć spin cząstki 1 wzdłuż kierunku leżącego w płaszczyźnie prostopadłej do ruchu tej cząstki, określonego kątem  $\alpha$ , i podobnie dla cząstki 2 (kąt  $\beta$ ) i cząstki 3 (kąt  $\gamma$ ). Możemy stworzyć taką sytuację, by korelacja między nimi była dana funkcją  $E = -\cos(\alpha + \beta + \gamma)$ . I teraz, gdy  $\alpha + \beta + \gamma = 0^\circ$  lub  $180^\circ$ , cząstki są całkowicie skorelowane. Jeśli zmierzmy spiny dwóch z nich, to możemy z całą pewnością przewidzieć spin trzeciej, nawet jeśli znajduje się ona daleko. W tym przypadku mamy jednak pewną swobodę, której nie było w przypadku dwóch cząstek. Jeśli ustalimy jeden z kątów, na przykład  $\alpha$ , wtedy  $\beta$  może przyjmować jakąkolwiek wartość, byle tylko  $\alpha + \beta + \gamma = 0$ ; w przypadku dwu cząstek jeśli  $\alpha$  jest ustalony, to ustalony jest też  $\beta$ . Ta właśnie dodatkowa swoboda powoduje, że niemożliwa jest konstrukcja lokalnej teorii przyczynowej, która tłumaczyłaby równocześnie wszystkie możliwe przypadki.

Jak dotąd nikt nie skonstruował splecionego stanu trzech cząstek dla sprawdzenia, że stosuje się do niego teoria kwantowa, mimo iż wysunięto liczne propozycje. Skoro jednak teoria kwantowa dobrze stosuje się do trzech cząstek w wielu innych przypadkach, byłoby zadziwiające, gdyby w tym przypadku zawiodła.

### Już nie tylko myślowe

Mnożą się obecnie metody doświadczalne, które umożliwiają sprawdzenie interpretacji teorii kwantowej w laboratorium. Wiele z tych nowych metod korzysta z laserów. Lasery mogą np. być użyte do chłodzenia do ok. 0.1 K ciężkich jonów pułapkowanych w polach magnetycznych. Można już uwięzić w pułapce i ochłodzić pojedyncze atomy i jony. Pozwala to na bardzo dokładny pomiar częstości emitowanego przez nie promieniowania. (W gazie zderzenia z innymi cząstkami i własna energia kinetyczna „poszerzają” emitowaną linię.) Umożliwia to dokład-

niejsze sprawdzenie kwantowych obliczeń atomowych poziomów energetycznych i może też prowadzić do ulepszonych wzorców częstotliwości. Gdy uwiezionych jest kilka jonów, mają one tendencję do układania się w stabilne konfiguracje geometryczne (jony utrzymywane są w pewnych odległościach od siebie dzięki odpychaniu kulombowskiemu), co przypomina przejście fazowe.

Innym nowym uzdźwieniem do sprawdzania teorii kwantowej jest mikromaser – mikrofalowa wneka rezonansowa, przez którą przesyłany jest strumień atomów rydbergowskich (względnie trwałych atomów z elektrycznym wzbudzonym do wysoko polozonego, prawie kołowego stanu), po jednym atomie na raz. Można użyć laserów do przygotowania atomów w szczególным stanie zanim wejdą one do rezonatora i do ponownej zmiany ich stanu po opuszczeniu rezonatora, lecz jeszcze przed ich rejestracją. Jeśli częstotliwość wneki rezonansowej jest dostrojona do częstotliwości przejścia między dwoma takimi stanami rydbergowskimi, to w rezonatorze w czasie przelotu atomu mogą zostać zjapane pojedyncze fotony. Można spowodować, że następny atom zaabsorbuje ten foton, lub w inny sposób będzie oddziaływał z rezonatorem, tak że powstanie korelacja między tymi dwoma atomami. Może być możliwe wytworzenie stanu wielocząstkowego i sprawdzenie twierdzenia GHZ przez przesyłanie kolejnych atomów przez mikromaser.

Gdy pojedynczy atom przelatuje przez mikromaser, mamy do czynienia z układem stanów splecionych (atom jest nielokalnie sprzężony z fotonami w rezonatorze). Możemy więc badać atom aby stwierdzić, ile fotonów znajduje się w rezonatorze, i *vice versa*. Liczba fotonów w rezonatorze i ich faza związane są relacją nieoznaczoności. Jeśli w rezonatorze jest bardzo wiele fotonów, ich liczba staje się nieoznaczona i promieniowanie staje się klasyczne z dobre określoną fazą. Oznacza to, że atomy (które zostały przedtem przygotowane w stanie rezonansowym z częstotliwością wneki) zachowują swoją fazę w czasie przelotu przez rezonator, a to można zmierzyć w interferometrze.

Jednakże gdy w rezonatorze jest bardzo niewiele fotonów, a atomy są w rezonansie z wneką, wtedy można rejestrować emisję lub absorpcję fotonu, ale kosztem utraty informacji o fazie atomu. Takie metody, które ostatnio zostały rozszerzone na optyczne długości fal, pozwalają nam na dokonywanie bardzo wyrafinowanych doświadczeń (por. np. [3]).

Fara mikromaserów może być użyta do ilustracji innej fundamentalnej zasady teorii kwantowej – dualizmu falowo-cząstkowego. Ciąsi ona, że nie można spowodować, żeby cząstka interferowała ze sobą (tzn. objawiła swą falowość naturę) i wciąż móc powiedzieć, którą drogę obrała w interferometrze (zachowanie cząstkowe). Jeśli mamy obok siebie dwie podobne wneki rezonansowe, możemy rozszczepić wiązkę w ten sposób, by atom mógł przejść przez którąkolwiek z wnek,



a wiązki łączyły się ponownie przed detektorem. Jeśli we wnękach jest dużo fotonów, można mieć dobrą informację o fazie atomów po opuszczeniu wnęki i tworzyć obrazy interferencyjne. Gdybyśmy jednak mogli stwierdzić, że foton został zaabsorbowany lub wyemitowany w jednej z wnęk, moglibyśmy użyć tego faktu do zdobycia informacji o drodze atomu (to jest wiedzieć, przez którą z wnęk przeleciał atom), a to wymazałoby obraz interferencyjny.

Inną użyteczną cechą tych doświadczeń jest to, że można za ich pomocą ujawnić czysto kwantowe efekty statystyczne. Klasyczne promieniowanie spełnia statystykę Poissona (statystykę przypadkowych fluktuacji). Kwantowe korelacje mogą jednak być użyte do wytworzenia w zbiorze fotonów statystyki subpoissonowskiej wykazując w ten sposób ich kwantową naturę. Własność ta jest bardzo ważna przy tworzeniu stanów, które nazywamy „stanami ściśniętymi”. W przypadku zwykłego pola promieniowania nie można znać dokładnie i amplitudy i fazy pola elektrycznego (lub jakichkolwiek dwu komplementarnych charakterystyk pola) z powodu relacji nieoznaczoności. Przypadkowe fluktuacje ograniczają je do pewnej minimalnej nieoznaczoności, a iloczyn takich dwu nieoznaczoności jest ograniczony z dołu przez zasadę nieoznaczoności. W stanie ściśniętym jedna z tych wielkości może być dokładnie znana na koszt dużych fluktuacji tej drugiej. Pomysł polega na użyciu dobrze znanej składowej do pomiaru jakiejś wielkości fizycznej, która w ten sposób byłaby określona dużo dokładniej niż w przypadku pomiaru przy użyciu przypadkowo fluktuującego pola.

Jednym z potencjalnych zastosowań stanów ściśniętych jest detekcja fal grawitacyjnych. W takim urządzeniu światło ściśnięte użyte byłoby do rejestrowania niezwykle drobnych drgań wywołanych przez fale grawitacyjne w dużym pręcie metalowym. Wciąż jednak konstrukcja takiego detektora przekracza możliwości współczesnej techniki, a użycie stanów ściśniętych jest nawet jeszcze bardziej problematyczne.

### Interferometria dużych ciał

Gdy Schrödinger podawał w wątpliwość teorię kwantową, użył on przykładu kota w pudle jako modelu urządzenia makroskopowego (kot Schrödingera). Pudło zawiera atom promieniotwórczy połączony z ampulką zawierającą truciznę. Gdy atom się rozpada, trucizna wydziela się i kot zdycha. Gdyby atom mógł być wprowadzony w spójną superpozycję swojego stanu początkowego „a” i stanu po rozpadzie „b”, moglibyśmy, w zasadzie, wytworzyć spleciony stan  $\Psi = (\text{atom w stanie „a”, trucizna nie wydzielona, kot żywy}) + (\text{atom w stanie „b”, trucizna wydzielona, kot martwy})$ . Gdybyśmy otworzyli pudło, kot stałby się albo całkowicie żywy, albo całkowicie martwy – funkcja falowa  $\Psi$  uległaby „redukcji” przez

pomiar. Lecz zanim utworzylibyśmy pudło, kot byłby w stanie splencionym, żywy + martwy.

Schrödinger myślał, że ten przykład jest wystarczająco głupi, by przekonać ludzi o tym, iż teoria kwantowa nie powinna być stosowana do obiektów makroskopowych. W rzeczywistości kot ma niewiarygodnie dużą liczbę stanów wewnętrznych i jest prawie niemożliwe utrzymać spójność między nimi tak, by mogły wykazywać interferencje. Przypuszczalnie jednak można stosować mechanikę kwantową do tego układu. Nie możemy tylko zaobserwować żadnych efektów interferencyjnych.

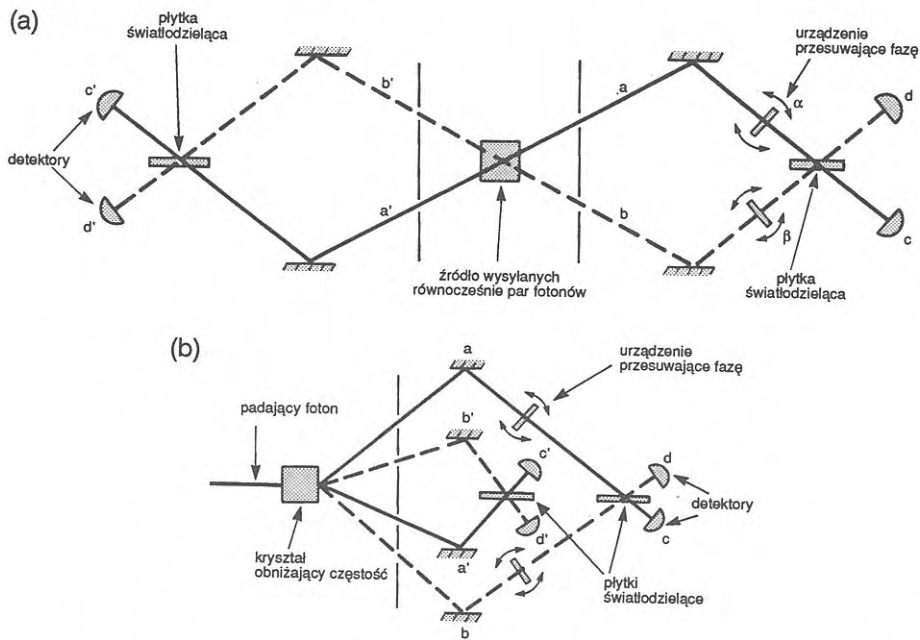
Grupa Dave'a Pritcharda z MIT uzyskała jednak ostatnio obraz interferencyjny w przypadku wiązeki cząsteczek sodu używając mikrosiatek dyfrakcyjnych [4]. Jeśli cząsteczki z ich skomplikowanymi wewnętrznyimi stanami posiadają własności falowe, które możemy oglądać, to jakie są graniczne wymiary ciała makroskopowego, które by nam to uniemożliwiały?

Cząsteczka nie jest kotem, ale też odbiega znacznie od elektronu. Jest to kinowzory problem w teorii kwantowej. Rzeczywiście, można przygotować cząsteczki w stanie, w którym długość fali de Broglie'a jest dużo mniejsza niż ich rozmiar. Oznacza to w efekcie rozszerzenie zakresu stosowności teorii kwantowej w kierunku

punktu zupełnie dużyich cząstek.

Inną metodą pozwalającą powołać do życia w laboratorium doświadczalnie myślowe jest parametryczne obniżanie częstotliwości – proces, w którym kryształ nieliniowy przetwarzający foton ultrafioletowy w dwa fotony czerwone (patrz [5]). Kryształ zapewnia zachowanie energii i pędu. W układzie współrzędnych, w którym dwa fotony mają równe co do wielkości i przeciwnie skierowane pędy, możemy tak umieścić przestony, by foton 1 mógł być w jednym ze stanów  $a$  lub  $b$ , a foton 2 –  $a'$  lub  $b'$ . Ponieważ nie wiemy, w jakim stanie fotony zostaną wytworzone, mamy stan splenciony,  $\Psi \propto [\psi_1(a)\psi_2(a') + \psi_1(b)\psi_2(b')]$ . Funkcja falowa wyraża fakt, że jeśli foton 1 jest, powiedzmy, w stanie  $a$ , to foton 2 będzie w stanie  $a'$  i podobnie dla  $b$  i  $b'$  (rys. 2). Fotony w stanach  $a$  i  $b$  przechodzą przez urządzenia przesuwające fazy  $\alpha$  i  $\beta$ , interferują w płycie światłowodowej i zostają zarejestrowane w punktach  $c$  i  $d$ ; fotony w stanach  $a'$  i  $b'$  interferują w innej płycie światłowodowej i są rejestrowane w punktach  $c'$  i  $d'$ .

Mozna by się spodziewać, że będziemy mogli otrzymać obraz interferencyjny w  $c$  lub  $d$  odkładając po prostu liczbę fotonów zarejestrowanych w ustalonym czasie jako funkcję przesunięcia fazy (zmienianej przez obrót szklanej płytki, który zmieniałby drogę optyczną) w jednej z wiązek. A jednak nie możemy – dla drog  $a$  i  $b$  nie obserwuje się interferencji. To znaczy, że nie ma w tym układzie interferencji jednocząstkowej. (Ten brak interferencji jednocząstkowej uniemożliwia też komunikowanie się z pewnością większą niż predkosc światła.) Dzieje się tak dla-



Rys. 2. Sprawdzanie teorii kwantowej przy użyciu fotonów. (a) Foton 1 emitowany jest ukośnie w prawo, a foton 2 emitowany jest w lewo dokładnie w kierunku przeciwnym. Foton 1 ma dwie drogi do każdego z detektorów  $c$  i  $d$ . Niemożliwe jest jednak zarejestrowanie jednocząstkowej funkcji interferencyjnej (jako funkcji przesunięcia fazy wprowadzonego przez  $\alpha$  lub  $\beta$ ) ponieważ moglibyśmy umieścić detektory zaraz za przesłonami  $a'$  i  $b'$  i określić, którą drogą podążał foton 1 do detektora  $c$  lub  $d$ . Można natomiast wykryć interferencję dwucząstkową zliczając fotony w koincydencji w jednym detektorze po każdej ze stron (np.  $c$  i  $c'$ ).

(b) Schemat doświadczenia EPR z obniżaniem częstotliwości.

tego, że moglibyśmy umieścić liczniki na drogach  $a'$  i  $b'$  – gdyby foton 2 wzbudził licznik  $a'$ , wiedzielibyśmy, że foton 1 wybrał drogę  $a$ . Oznacza to, że prawa mechaniki kwantowej zabraniają interferencji między dwiema drogami, jeśli możemy ustalić, którą drogę wiązka wybrała. W rzeczywistości sama możliwość tego, że bylibyśmy w stanie ustalić, którą drogą leciał foton, uniemożliwia interferencję wiązek. Interferencję możemy otrzymać jedynie wtedy, gdy liczymy koincydencje między dwoma fotonami po jednym z każdej strony, gdy są obecne obie płytki światłodzielące. Na przykład, jeśli zliczamy jedynie fotony w  $c$ , które są zarejestrowane w koincydencji z fotonami, powiedzmy, w  $c'$ , to otrzymamy dwucząstkowy obraz interferencyjny. W tym układzie można wykonać szereg fundamentalnych doświadczeń [6].

### Przechodząc przez faze

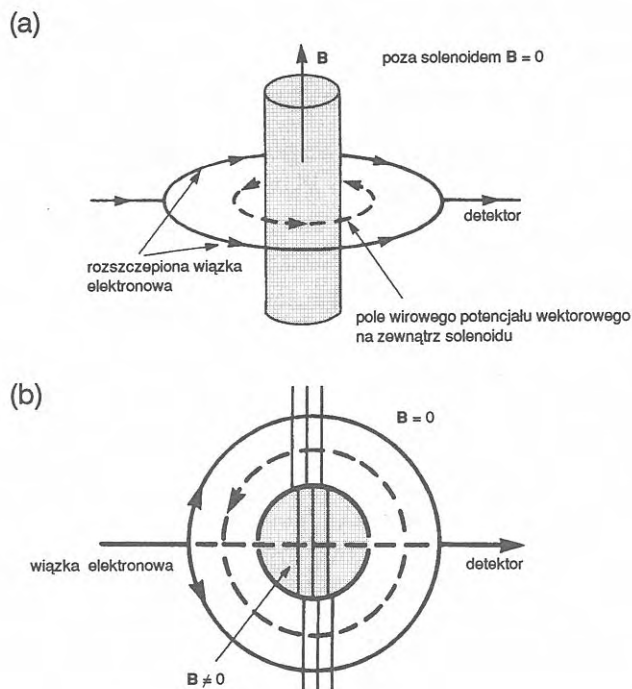
Poza nielokalnością widoczną w stanach splecionych, mechanika kwantowa wykazuje również nielokalność w stanach jednoczątkowych. Najważniejszym tego przejawem jest zjawisko Aharonova-Bohma, przewidziane w 1958 r. i wielokrotnie od tego czasu potwierdzone doświadczalnie (patrz [7]). W doświadczeniu takim można wytworzyć obraz interferencyjny między dwiema wiązkami nawet wtedy, gdy żadna z nich nie przechodzi przez pole sił.

Zarówno w teorii kwantowej jak i klasycznej, pola elektromagnetyczne tworzone są przez potencjały. Na przykład, pole magnetyczne  $B$  pochodzi od potencjału wektorowego  $A$ , i możliwe jest, że  $A$  nie znika w obszarze, w którym nie ma pola magnetycznego. W fizyce klasycznej potencjał jest elementem księgowości, bez fizycznego znaczenia. Czaszka, na którą nie działa żadna siła, nie odczuje w ogóle żadnego efektu. W teorii kwantowej jednakże potencjały zmieniają fazy funkcji falowej nawet wtedy, gdy same pola, a więc i siły, znikają.

Klasyczne doświadczenie Aharonova-Bohma polega na rozszczepieniu spójnej wiązki elektronów, przepuszczeniu tych części w dwóch kierunkach naokoło solenoidu a następnie połączeniu ich znów w jedną wiązkę. Pomimo, iż poza solenoidem nie ma pola magnetycznego, istnieje potencjał wirowy, który przyspiesza front faldy jednej wiązki elektronowej, a opóźnia drugiej (patrz rys. 3a). Gdy obie wiązki łączą się, pojawia się między nimi różnica faz, która zależy od strumienia magnetycznego przechodzącego przez zamkniętą krzywą utworzoną przez wiązki elektrony.

Potencjał śledzi fazy wiązki elektrony we wszystkich punktach przestrzeni, może więc łączyć wiązki, jeśli napotka ona rzeczywiste pole magnetyczne. Na rysunku rzeczywiste pole znajduje się wewnątrz solenoidu. Gdyby w solenoidzie wywiercić mały otwór, pole magnetyczne ugięłoby elektron przechodzący przez solenoid. Dlatego też faza po jednej stronie solenoidu musi wyprzedzać fazę po drugiej stronie – na wypadek, gdybyśmy zdecydowali się skierować naszą wiązkę przez solenoid.

Ale nawet jeśli zdecydujemy się tak ustawić doświadczenie, by omijać solenoid, geometria zdająca sprawę z tego, co dzieje się z wiązkami, musi znaleźć odbicie w potencjale (rys. 3b). Zdaje on sprawę z tego, że jeśli chcemy przeprowadzić w sposób ciągły jedną z wiązek z jednej strony solenoidu w drugą, musimy napotkać w środku to ugięcie. Trzeba uwzględnić towarzyszące temu przesunięcie fazy wzduż drogi tak, by potencjał zdawał sprawę z ciągłości wszytkiego, co może zdarzyć się w przestrzeni i wpływał odpowiednio na funkcję falową. Jest to prawdziwie nielokalne zjawisko.



Rys. 3. Widok z boku (a) i z góry (b) doświadczenia Aharonova-Bohma, w którym spójna wiązka elektronowa jest rozszczepiana na dwie składowe przebiegające naokoło solenoidu w przeciwne strony przed ponownym połączeniem. Po połączeniu wiązek występuje obraz interferencyjny jako funkcja pola magnetycznego w solenoidzie, mimo iż elektrony na żadnym etapie nie przeszły przez pole magnetyczne. Ten wysoce nielokalny i czysto kwantowy efekt spowodowany jest magnetycznym potencjałem wektorowym, który może nie znikać w obszarze, gdzie nie ma pola magnetycznego. Widok górny ukazuje wirowy potencjał wektorowy (linia przerywana). Powoduje to, że front falowy na prawo od solenoidu wyprzedza ten na lewo.

Istnieje też zjawisko elektryczne równoważne ze zjawiskiem Aharonova-Bohma. Polega ono na przepuszczaniu wiązki elektronów przez potencjał elektryczny, który jest jednorodny przestrzennie, lecz zmienny w czasie (np. kondensator ze zmiennym w czasie napięciem). Wytworzony jest potencjał, ale nie siła. Efekt występuje dla dowolnego potencjału zależnego od czasu. Zjawisko to zostało zaobserwowane w interferometrze neutronowym w wyniku współpracy między grupą Anthony'ego Kleina z Uniwersytetu w Melbourne i Samem Wernerem z Uniwersytetu stanu Missouri w Columbi. W urządzeniu tym wiązka neutronowa może być rozszczepiona na odległość kilku centymetrów i następnie spójnie połączona. Jednorodny potencjał wytworzony był przez oddziaływanie momentu



magnetycznego neutronu z polem magnetycznym w jednej z rozszczepionych wiązek. Powodowało to przesunięcie fazy między dwiema amplitudami, gdy wiązki łączyły się. Innymi słowy, mamy tu spójny układ mikroskopowy rozdzielony na makroskopowe odległości.

W interferometrycznym neutronowym zespole Melbourne-Missouri zaobserwowano też inne zjawisko analogiczne do zjawiska Aharonova-Bohma – zjawisko Aharonova-Cashera. W tym przypadku solenoid w środku układu zastąpił nieliniowym ładunkiem elektrycznym. Gdy rozszczepiona wiązka neutronowa miją go, neutron widzi indukowane pole magnetyczne, które z kolei powoduje bezsitowe oddziaływanie z jego momentem magnetycznym, wytwarzające mieralne przesunięcie fazy między wiązkami.

Wszystkie te zjawiska mają sens topologiczny i są przypadkami szczególnymi dużo ogólniejszego zjawiska fazy odkrytego przez Michała Berty'ego z Uniwersytetu w Bristolu w Wielkiej Brytanii. Jeśli cząstka poddana jest zewnętrznemu siłom, która zmienia się powoli, lecz w taki sposób, że powraca do swojej wyjściowej wartości, będzie ona powoli zmieniać swą orientację by nadążać za zewnętrznym polem. W końcu cząstka powróci do swojego początkowego stanu, ale pomnożonego przez czynnik fazy. Część tego czynnika fazy będzie po prostu sprawę z ewolucji czasowej cząstki. Występuje jednak dodatkowy przyczynnik o topologicznym charakterze, który dokumentuje geometrię zmieniającego się powoli zewnętrznego pola. Jest to faza Berty'ego, która była obserwowana w wielu różnych doświadczeniach. Wiele doświadczeń wykazało istnienie tego zjawiska [8], a interferometr jest wyjątkowo przydatny, gdyż wolno zmienne pole można wprowadzić tylko do jednego z ramion interferometru. Różnica faz między wiązkami będzie wtedy sumarycznym efektem tego pola. (To znaczy, że efekt ewolucji czasowej znosi się.)

### Poza interpretację kopenhaską

Toczy się też stale dyskusja dotycząca interpretacji funkcji falowej. Interpretacja kopenhaska jest mocno oparta na wynikach pomiarów laboratoryjnych, które powodują „redukcję” funkcji falowej. W ramach tej interpretacji nie można jednak opisać samego procesu pomiaru. Wiele ludzi chciało mieć samozgodną interpretację teorii kwantowej, która byłaby niezależna od pomiarów. Główną motywacją jest tu kosmologia, gdyż kosmologowie chcieliby rozważać „funkcję falową Wszechświata”, która nie mogłaby podlegać jakiemś zewnętrznemu urządzeniu pomiarowemu.

Alternatywnym podejściem jest zastąpienie równania Schrödingera, które jest liniowe, nieliniowym równaniem, które odwarzałoby wszystkie podstawowe zja-

wiska teorii kwantowej. Ta strategia, propagowana między innymi przez Giancarla Ghirardiego z Uniwersytetu w Trieście we Włoszech, usiłuje dokonać tego wszystkiego, co potrafi „redukcja” funkcji falowej. Inna interpretacja, pochodząca od nieżyjącego już Davida Bohma, zastępuje cały statystyczny aparat kwantowy aparatem deterministycznym. Jest ona jednakże wysoce nielokalna, właśnie tak, jak teoria kwantowa. Wydaje się to wskazywać na możliwość, że pojęcie prawdopodobieństwa odgrywa być może mniejszą rolę w teorii kwantowej, niż większości z nas się wydaje, natomiast nielokalność musi pozostać.

Byliśmy w stanie tylko powierzchownie przedstawić pewne nowe metody i idee dotyczące teorii kwantowej. (Materiały z ostatniego spotkania na temat podstawowych zagadnień teorii kwantowej zawierają przeszło 900 stron [1].) Płynnie jednak z tego nauka, że omawiany przedmiot przestał już być ograniczony do dyskusji starszych panów nad poglądami, które nie mają żadnych skutków doświadczalnych. Rozwinięto pewne zadziwiające nowe metody, a eksperymentatorzy interesują się fundamentalnymi problemami interpretacyjnymi teorii.

Równocześnie rozwijają się nowe idee teoretyczne, które uwolnią teorię z ograniczeń standardowej interpretacji. Nastąpiły podniecające czasy dla pracujących nad podstawami tego przedmiotu. W każdym razie jest jasne, że nigdy już nie powrócimy do klasycznego obrazu świata. Gdy teoria kwantowa ostatecznie się załamie, jak muszą nieuchronnie załamywać się wszystkie teorie, stanie się to dlatego – pomimo wszystkich niezwykłych zjawisk, które z powodzeniem opisuje – że nie będzie ona dostatecznie niezwykła by objąć wszystkie zjawiska natury. Sama natura jest bardziej tajemnicza nawet niż teoria kwantowa, i to z całą pewnością spowoduje ostateczny upadek tej teorii.

Tłumaczyła *Zofia Białynicka-Birula*

Instytut Fizyki PAN i Szkoła Nauk Ścisłych  
Warszawa

## Literatura

- [1] *Fundamental Problems in Quantum Theory*, red. D.M. Greenberger, A. Zeilinger (New York Academy of Sciences, New York 1995).
- [2] C. Jack, „Sherlock Holmes investigates the EPR paradox”, *Phys. World*, April 1995, s. 39.
- [3] G. Rempe, „Single atoms light up in microlaser”, *Phys. World*, April 1995, s. 31.
- [4] M.S. Chapman i in., „Optics and interferometry with Na<sub>2</sub> molecules”, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4783 (1995).
- [5] D.M. Greenberger, M.A. Horne, A. Zeilinger, „Multiparticle interferometry and the superposition principle”, *Phys. Today*, August 1993, s. 22.

- [6] J. Rarity, "Dreams of a quiet light", *Phys. World*, June 1994, s. 46.
- [7] A. Tonamura, "Electron holograph shows its resolve", *Phys. World*, March 1994, s. 39.
- [8] A. Shapere, F. Wilczek, *Geometric phases in physics* (World Scientific, Singapore 1989).