Mój wybór jest mój

*Adam BEDNORZ**

* Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski

W ludzkiej świadomości zakorzenione jest poczucie wolnej woli czy swobodnego wyboru. Przeciwieństwem wolnego wyboru jest determinizm – przyjęcie, że wszystko ma jednoznaczną przyczynę i tylko łudzimy się, że mamy możliwość wyboru. Problem, czy świat jest całkowicie deterministyczny, czy mamy jednak wolną wolę, rozważali między innymi Arystoteles, Augustyn z Hippony, Tomasz z Akwinu oraz Gottfried Leibniz. Wolność wyboru to nie tylko kwestia religii – wolność czynienia dobra lub zła, ale także prawa karnego – przestępstwa umyślnego, lub też interfejsów rozmaitych urządzeń – muszą być one w gotowości wykonania dowolnego polecenia spośród możliwych.

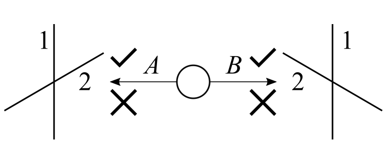
Tymczasem szkolna fizyka o wolnej woli nie wspomina. Poznaje się tylko deterministyczną część fizyki, głównie klasyczną, gdzie stan zmienia się jednoznacznie przy określonych warunkach początkowych. Są też zjawiska losowe, ale wybór losowy nie musi być wyborem swobodnym, może np. wynikać z wartości ukrytego parametru, który nie jest swobodny. Co prawda możemy przyjąć swobodę wyboru warunków początkowych, a nawet swobodę interwencji w trakcie jakiegoś fizycznego procesu, ale w opisie klasycznym to tylko zmienia ciąg dalszy, jak przestawienie zwrotnicy na torach.

Problemu wolnej woli nie da się jednak zignorować w mechanice kwantowej. Swobodne interwencje w odległych miejscach komplikują realistyczną interpretację pomiarów kwantowych jako ujawnianie ukrytych parametrów lokalnych. Zauważyli to Albert Einstein wraz Borysem Podolskim i Nathanem Rosenem w 1935 roku [1], ale nie potrafili przełożyć swoich spostrzeżeń na doświadczenie.

W 1964 roku irlandzki fizyk John Stewart Bell zaproponował eksperyment, który miałby sprawdzić wpływ swobodnego wyboru na pomiary w sytuacji dwóch oddalonych obserwatorów A i B [2]. Obserwator mierzy obiekt, który jest w stanie ψ, odpowiadającym pewnemu kierunkowi (kątowi) na płaszczyźnie. Pomiar polega na sprawdzeniu zgodności z innym stanem ϕ, a wynik pomiaru jest losowy, przy czym zgodność występuje z prawdopodobieństwem $\cos^2(\psi - \phi)$. I tu właśnie pojawia się możliwość wolnego wyboru. To my, a raczej sterowana przez nas aparatura pomiarowa, ustalamy ϕ, dla którego mamy dwie możliwe odpowiedzi, zgodność lub jej brak. Brak zgodności jest równoważny zgodności ze stanem prostopadłym, tj. $\phi \pm 90°$.

O superpozycji i pomiarach kwantowych pisali Ewa Borsuk i Paweł Błasiak w poprzednim numerze *Delty*. O splątaniu kwantowym można przeczytać między innymi w tekście Jana Chwedeńczuka, Δ^{10}_{17}.

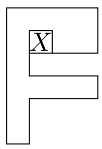
Każdy obserwator mierzy swój obiekt, czyli możliwe stany to para kątów $\alpha\beta$, gdzie najpierw piszemy stan A, a potem B. Ciekawszy jednak będzie stan splątany $0°90° - 90°0°$, który jest superpozycją stanów $0°90°$ oraz $90°0°$, dzięki czemu ma następującą ważną własność. Gdybyśmy tylko mogli sprawdzać, czy obiekt jest w stanie $0°$, czy $90°$, nie byłoby zaskoczenia – odczytalibyśmy zgodność z $0°$ w A i $90°$ w B lub na odwrót, z takim samym prawdopodobieństwem równym $1/2$. To tak jak z losowaniem butów w ramach jednej pary. Jeśli pierwszy okaże się prawy, to drugi musi być lewy, i odwrotnie. Bell lubił przykład swojego znajomego, Reinholda Bertlmanna, który zawsze nosi (do dzisiaj!) dwie różne skarpetki.



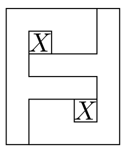
Eksperyment Bella. Obserwatorzy wybierają stan 1 lub 2, z którym sprawdzają zgodność przesłanego im obiektu

Niestety problemy pojawiają się przy dowolnych pomiarach. Obserwator A może zmierzyć zgodność swojego obiektu z dowolnie wybranym stanem α, a obserwator B – z dowolnym stanem β. Dla stanu splątanego prawdopodobieństwo jednoczesnej zgodności dla obu obserwatorów wynosi $\sin^2(\alpha - \beta)/2$. Obserwatorzy mogą sobie wybierać α i β. Dla uproszczenia przyjmiemy dalej, że każdy ma tylko dwie możliwości: $\alpha_1 = 0°$ lub $\alpha_2 = 60°$ oraz $\alpha_1 = 0°$ lub $\alpha_2 = -60°$ (patrz rysunek). Bell postawił pytanie: **Czy oddalone obiekty mogą ujawniać ukryte parametry – wyniki swobodnie wybranych pomiarów, z prawdopodobieństwem przewidzianym kwantowo, bez komunikacji między sobą, czyli lokalnie?**

Rozwiązanie zadania M 1663.
Dla każdej figury $\mathcal{F}$ zaznaczmy pole X, tak jak przedstawiono na rysunku.



Oczywiście w przypadku dowolnego rozmieszczenia rozłącznych figur $\mathcal{F}$ na płaszczyźnie pola X nie mogą być pokryte żadną inną figurą $\mathcal{F}$. Ponadto różne figury mają różne pola X. Dlatego możemy założyć, że pole X należy do naszej figury $\mathcal{F}$.



Rozpatrzmy teraz prostokąt 5×6 i jego podział przedstawiony na rysunku. Kwadrat 300×300 można oczywiście pociąć na 3000 prostokątów o wymiarach 5×6, czyli na 6000 figur $\mathcal{F}$. Jest to tym samym maksymalna możliwa liczba, ponieważ pokryliśmy wszystkie pola figurami $\mathcal{F}$.

Przypuśćmy, że odpowiedź na pytanie Bella jest twierdząca, czyli obiekty są w stanie ujawniać ukryte wyniki pomiarów dla każdego możliwego wyboru w miejscu obserwacji. Wtedy wynik dla obserwatora A może zależeć tylko od jego wyboru, ale już nie wyboru B, i na odwrót. To znaczy, że istnieje łączne prawdopodobieństwo $p(A_1, A_2; B_1, B_2)$ dla zdarzenia zgodności $(A_i, B_i = i)$ lub nie $(A_i, B_i = \bar{i})$ ze stanami kolejno α_1, α_2, β_1, β_2 (16 możliwości). Nie możemy jednak jednocześnie zmierzyć zgodności z α_1 i α_2 (bo przed pomiarem wybieramy α_1 albo α_2, a następnie sprawdzamy zgodność z tym wybranym stanem). Powtarzając wielokrotnie ten sam eksperyment, możemy natomiast wyznaczyć prawdopodobieństwo dla określonych wyborów różnych obserwatorów, np. α_1 i β_1, czyli $p(1;1) \equiv p(1,*;1,*)$, gdzie $*$ oznacza, że nie wiemy, jaki jest wynik, i prawdopodobieństwo jest sumą wszystkich 4 możliwości dla α_2 i β_2. Podobnie możemy zmierzyć $p(\bar{1};1)$, $p(2;1)$ itd. Nie możemy z tego odtworzyć pełnego prawdopodobieństwa $p(A_1, A_2; B_1, B_2)$, ale wiemy, że musi być nieujemne. Dlatego musi być spełniona nierówność sformułowana przez Johna Clausera i Michaela Horne'a [3]

$$(\star) \qquad p(1;1) + p(\bar{1};2) + p(2;\bar{1}) \geqslant p(2;2).$$

Wynika ona z rozbicia

$$p(2;2) = p(1,2;1,2) + p(\bar{1},2;1,2) + p(*,2;\bar{1},2),$$

bo składniki po prawej stronie są nie większe, kolejno, niż $p(1;1)$, $p(\bar{1};2)$ i $p(2;\bar{1})$. Tymczasem wstawiając do naszej nierówności $(\star)$ prawdopodobieństwa przewidywane kwantowo, zgodnie ze wzorem $\sin^2(\alpha-\beta)/2$, czyli

$$p(1;1) = 0,\ p(\bar{1};2) = p(2;\bar{1}) = 1/8,\ p(2;2) = 3/8,$$

dostaniemy $1/4 \geqslant 3/8$, a więc sprzeczność w naszym modelu parametrów ukrytych. Mechanika kwantowa przewiduje więc, że odpowiedź na pytanie postawione przez Bella jest negatywna. Kwantowe wyniki dałoby się nadal wyjaśnić ukrytymi parametrami, ale nielokalnymi, czyli dopuszczającymi zależność wartości parametru od wyboru dokonanego przez drugiego obserwatora, np. $A_{1;1}$ i $A_{1;2}$.

Niestety okazuje się, że eksperyment zaproponowany przez Bella nie jest łatwy do przeprowadzenia w laboratorium. Dopiero w 2015 roku udało się pokazać doświadczalnie, że nierówność $(\star)$ jest łamana dla stanów splątanych [4]. Popularne wśród fizyków określenie „łamanie nierówności Bella" oznacza, że mierzone w doświadczeniu prawdopodobieństwa nie spełniają nierówności typu $(\star)$ (pozostają natomiast zgodne z przewidywaniami mechaniki kwantowej). Oznacza to, że parametry ukryte (jeżeli to one odpowiadają za wyniki pomiarów) muszą upiornie oddziaływać na odległość, szybciej od światła, albo wybór nie był swobodny – we wspomnianych doświadczeniach dokonywała go maszyna. Aby rozwiać wątpliwości, do przeprowadzenia eksperymentu potrzebni są żywi ludzie, którzy będą szybko dokonywać wyborów. Tak zrobiono w 2016 roku, zbierając wybory poprzez naciskanie 0 lub 1 na klawiaturze przez tysiące ochotników [5]. Nierówność w dalszym ciągu była łamana, ale wątpliwość, czy wybory były dostatecznie szybko przekazywane do obserwatorów, pozostała. Aby ostatecznie wyeliminować tę ostatnią wątpliwość, należałoby jeszcze przeprowadzić test pomiędzy dostatecznie oddalonymi laboratoriami (np. na Ziemi i Księżycu), aby zapewnić sekundę na ludzki wybór i odczytanie wyniku [6].

Szczególna teoria względności przewiduje istnienie maksymalnej prędkości rozchodzenia się sygnałów, równej prędkości światła w próżni. Jeżeli mamy dwa zdarzenia, które w jakimś układzie odniesienia zachodzą jednocześnie w pewnej odległości od siebie, to mówimy, że są one *rozdzielone przestrzennie*. Dla pary takich zdarzeń nie jest możliwe przesłanie sygnału z jednego z tych zdarzeń do drugiego z prędkością nie większą od prędkości światła. Łamanie nierówności Bella oznacza, że istnieją korelacje pomiędzy wynikami pomiarów wykonywanych tak, żeby były rozdzielone przestrzennie. To właśnie zjawisko zostało przez Einsteina nazwane „upiornym oddziaływaniem na odległość". Okazuje się jednak, że ponieważ wynik lokalnego pomiaru jest całkowicie losowy, to nie da się stanów splątanych użyć do przesyłania informacji z nadświetlną prędkością. Korelacje ujawniają się dopiero, gdy porównamy wyniki obu przestrzennie rozdzielonych pomiarów.

Obserwacja Bella jest obecnie pokazywana na wszelkie sposoby, także dla większej liczby obserwatorów i pomiarów. John Conway, który sam stworzył deterministyczną Grę Życia – pozbawioną swobodnego wyboru, a jednak bardzo wrażliwą na warunki początkowe – zafascynował się sprawą wolnego wyboru i kwantowych pomiarów. Sam się zwierzył, że nie jest religijny i wolny wybór traktuje jako uniwersalny dogmat. Wraz z Simonem Kochenem sformułował twierdzenie o wolnej woli, opierając się na nieco bardziej skomplikowanym układzie niż zaproponowany przez Bella. Teza twierdzenia [7] stanowi, że swobodny wybór jest sprzeczny z innymi ważnymi założeniami, przede wszystkim przewidywaniami kwantowymi i ograniczoną prędkością ukrytych parametrów. Czeka nas więc trudny wybór (nomen omen), który dogmat poświęcić.

Literatura

[1] A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen, Phys. Rev. **47**, 777 (1935).
[2] J.S. Bell, Physics **1**, 195 (1964).
[3] J. F. Clauser, M. A. Horne, Phys. Rev. D 10, 526 (1974).
[4] M. Giustina *et al.*, Phys. Rev. Lett. **115**, 250401 (2015); L.K. Shalm *et al.*, Phys. Rev. Lett. **115**, 250402 (2015)
[5] The Big Bell Test Collaboration, Nature 557, 212(2018)
[6] H. Wiseman, Nature **510**, 467 (2014).
[7] J. Conway, S. Kochen, Foundations of Physics. **36**, 1441 (2006)