

FILOZOFIA I NAUKA
Studia filozoficzne i interdyscyplinarne
Tom 11, 2023

Jan Czerniawski

„CZARNOSKRZYNKOWY” MODEL EKSPERYMENTU EPR-B

doi: 10.37240/FiN.2023.11.1.8

STRESZCZENIE

Zgodnie z twierdzeniem Bella, żaden model lokalny i realistyczny nie odtworzy wszystkich przewidywań mechaniki kwantowej dla eksperymentu EPR-B. Każdy taki model musiałby przewidzieć zarazem doskonałą korelację i złamanie nierówności CHSH, lecz to wydaje się niemożliwe, gdyż aby dostarczyć pierwszego z tych przewidywań, musiałby być deterministyczny, podczas gdy to wydawałoby się uniemożliwić drugie. Przedstawiony zostanie model eksperymentu EPR-B, w którym spodziewane jest uniknięcie tej pozornej sprzeczności dzięki deterministycznie chaotycznemu mechanizmowi leżącemu u podstaw pomiarów. Model jest w fazie modelu „czarnoskrzynkowego”, gdyż nie został jeszcze sprecyzowany ten mechanizm, lecz jedynie odpowiadająca mu funkcja odpowiedzi.

Słowa kluczowe: mechanika kwantowa, twierdzenie Bella, eksperyment EPR-B.

WSTĘP

Zgodnie z twierdzeniem Bella, żadna lokalna i realistyczna teoria nie może odtworzyć wszystkich przewidywań mechaniki kwantowej, gdyż, w szczególności, żaden model w ramach takiej teorii nie będzie w stanie odtworzyć jej przewidywań dotyczących korelacji statystycznych wyników pomiarów w praktycznej realizacji eksperymentu pomyślanego, którego dotyczy paradoks EPR-B, czyli wersja Davida Bohma (Bohm, 1951, s. 583–624) paradoksu EPR (Einstein, Podolsky, Rosen, 1935) dotycząca pomiarów spinu pary cząstek o spinie połówkowym w stanie o całkowitym spinie zerowym. W modelu takim bowiem, jak się uważa, przewidywane korelacje muszą spełniać nierówności zbiorczo określone jako nierówności Bella, których łamanie w pewnych szczególnych przypadkach przewiduje mechanika kwantowa.

Wymowa łamania nierówności Bella przez mechanikę kwantową jest o tyle paradoksalna, że teoria uważana za z istoty indeterministyczną miałaby przewidywać korelacje silniejsze, a nie słabsze, niż jakkolwiek model klasyczny, nawet jeśli jest ściśle deterministyczny. Co gorsza, u podstaw tego nie może leżeć żadne oddziaływanie przyczynowe między zdarzeniami polegającymi na pomiarach spinu cząstek pary, gdyż z założenia są one przedzielone czasoprzestrzennym interwałem przestrzennopodobnym. Wyciągnięto więc wniosek, że za te silniejsze korelacje odpowiada dosłownie rozumiane splątanie kwantowe, wyrażające się w tym, że stan całego układu (tu: pary cząstek) określony jest lepiej niż stany jej części (tu: poszczególnych cząstek) (Schrödinger, 1935, s. 555), które wobec tego należy rozumieć jako realną, choć nieprzyczynową, nielokalną więź między częściami układu, swoiste „czucie na odległość” (*passion at a distance*) (Shimony, 1984, s. 227, również w: Shimony, 1993, 133). Celem niniejszego artykułu jest wykazanie, że wniosek ten był przedwczesny. Warto zaznaczyć, że nie jest nim kwestionowanie samego zjawiska splątania kwantowego, lecz jedynie jego dosłownego rozumienia.

ZASADA WSPÓLNEJ PRZYCZYNY A NIERÓWNOŚCI BELLA

Pierwsze eksperymenty EPR-B, które udało się praktycznie zrealizować i których wyniki jednoznacznie potwierdziły przewidywania kwantowo-mechaniczne, nie dotyczyły wprawdzie spinów, lecz polaryzacji fotonów (np. Aspect et al., 1982), jednak wykazywały z eksperymentem EPR-B wystarczającą analogię (Bohm, Aharonov, 1957, s. 1072–1073), by można było przenieść na nie rozumowanie prowadzące do nierówności Bella. Z drugiej strony zaś, wersja z pomiarami spinu jest bardziej pogładowa, co usprawiedliwia skupienie się na niej w ogólnych analizach jakościowych. Takie podejście zostało przyjęte w poniższych rozważaniach.

Analiza wyprowadzeń nierówności Bella, w tym zwłaszcza doniosłej ze względu na wspomniane eksperymenty nierówności CHSH (Clauser et al., 1969, s. 881; por. Bell, 1990, s. 244), pozwala zauważyć, że kluczowe jest w nich założenie faktoryzacji łącznego prawdopodobieństwa warunkowego wyników:

$$(1) \quad p_{a,b}(A,B|\lambda) = p_a^1(A|\lambda)p_b^2(B|\lambda)$$

(gdzie A, B – wyniki pomiarów na poszczególnych cząstkach pary spinu na kierunku wyznaczone, odpowiednio, przez parametry a, b , zaś λ to komplet parametrów określających stan pary), zwane lokalnością Bella (*Bell's locality*, **BL**), gdyż John Bell uważał je za konsekwencję lokalności modelu (por. np. Bell, 1990, s. 243). Występujące w nim prawdopodobieństwa warunko-

we w istocie stanowią funkcje przypisujące stanom pary prawdopodobieństwa wyników pomiarów przy danym ustawieniu przyrządów, więc w dalszych rozważaniach będą tu nazywane probabilistycznymi funkcjami odpowiedzi (por. Brunner et al., 2014, s. 424; Myrvold et al., 2019), w skrócie: funkcjami odpowiedzi. Warto zaznaczyć, że to skrócone określenie bywa też rozumiane inaczej (por. np. Fine, 1982, s. 291), jako odnoszące się do funkcji, których wartościami nie są prawdopodobieństwa, lecz wielkości jednoznacznie powiązane z wynikami pomiarów. Tak rozumiane jednak, ma ono zastosowanie ograniczone do modeli deterministycznych.

Jon P. Jarrett wykazał (Jarrett, 1984, s. 582), że lokalność Bella jest równoważna koniunkcji dwóch założeń, z których jedno przewiduje statystyczną niezależność wyniku każdego pomiaru na jednej z cząstek EPR-B od parametru określającego ustawienie przyrządu do pomiaru na drugiej (*parameter independence*, **PI**):

$$(2) \quad p_{a,b}^1(A|\lambda) = p_a^1(A|\lambda), \quad p_{a,b}^2(B|\lambda) = p_b^2(B|\lambda)$$

(por. Shimony, 1990, 35; również w: Shimony, 1993, 92; Myrvold et al., 2019), a drugie wzajemną statystyczną niezależność wyników pomiarów na obu cząstkach (*outcome independence*, **OI**):

$$(3a) \quad p_{a,b}(A|B, \lambda) = p_{a,b}^1(A|\lambda), \quad p_{a,b}(B|A, \lambda) = p_{a,b}^2(B|\lambda)$$

(por. Shimony, 1990, s. 35; również w: Shimony, 1993, s. 92), co można też wyrazić w postaci jednego równania:

$$(3b) \quad p_{a,b}(A, B|\lambda) = p_{a,b}^1(A|\lambda)p_{a,b}^2(B|\lambda)$$

(por. np. Wroński, 2014, s. 47; Myrvold et al., 2019).

O ile **PI** jest niekontrowersyjną konsekwencją lokalności rozumianej jako niemożliwość związków przyczynowych między zdarzeniami rozdzielonymi przestrzennopodobnym interwałem czasoprzestrzennym, to do uzasadnienia **OI** sama tak rozumiana lokalność nie wystarcza (Myrvold et al., 2019), bo pomiary mają wspólną przyczynę, jaką jest zdarzenie wytworzenia pary o całkowitym spinie zerowym. Konieczne jest odwołanie się do warunku wzajemnego „ekranowania” (*screening off*, **SO**) zdarzeń przez ich wspólną przyczynę, jako jednego z założeń teorii wspólnej przyczyny H. Reichenbacha (Reichenbach, 1956, s. 158–159), przewidującego ich wzajemną statystyczną niezależność pod warunkiem zajścia zdarzenia stanowiącego ich wspólną przyczynę, tj.:

$$(4a) \quad p(A|B, C) = p(A|C), \quad p(B|A, C) = p(B|C)$$

lub alternatywnie:

$$(4b) \quad p(A, B|C) = p(A|C)p(B|C),$$

gdzie C jest wspólną przyczyną A i B (zob. np. Wroński 2014, s. 4; por. Myrvold et al., 2019), którego uszczegółowieniem, przy odpowiednim podstawieniu, jest **OI**. Tym samym zaś odwołanie się do **SO** jest potrzebne również do uzasadnienia warunku **BL**, jako równoważnego koniunkcji **PI** i **OI**.

Z kolei jednak warunek **SO** jest dalece nietrywialny i nie jest twierdzeniem klasycznego rachunku prawdopodobieństwa, gdyż z definicji prawdopodobieństwa warunkowego wynika jedynie:

$$(5) \quad p(A, B|C) = p(A|B, C)p(B|C) \text{ i } p(A, B|C) = p(B|A, C)p(A|C)$$

On sam więc również wymaga uzasadnienia. Przy założeniu determinizmu, gdy skutki są koniecznymi konsekwencjami wspólnej przyczyny, warunek ten jest trywialnie spełniony, gdyż wszystkie występujące w nim prawdopodobieństwa warunkowe są wtedy równe jedności. Nieoczywiste jest jednak jego uogólnienie na przypadek, gdy determinizm w tym sensie nie jest założony.

Z drugiej strony, model, który byłby w stanie odtworzyć wszystkie przewidywania mechaniki kwantowej, oprócz łamania nierówności Bella powinien też odtworzyć tzw. doskonałą korelację (*perfect correlation*, **PC**) w sytuacji, gdy na obu cząstkach spin jest mierzony na ten sam kierunek (van Fraassen, 1982, s. 30). Ścisłej mówiąc, o doskonałej korelacji można mówić w przypadku eksperymentów z fotonami, natomiast w przypadku spinów jest to doskonała antykorelacja, tj. wykluczona jest równość wyników obu pomiarów (Maudlin, 2011, s. 12, 18). Aby jednak tak było, model o charakterze ściśle lokalnym musi być właśnie deterministyczny we wspomnianym wyżej sensie, bo inaczej prawdopodobieństwo równości wyników musiałoby być niezerowe (Maudlin, 2011, s. 15; por. Bohm, Aharonov, 1957, s. 1071). To zaś wydaje się oznaczać, że model zdolny do odtworzenia doskonałej korelacji musiałby spełniać nierówności Bella.

Czy jednak model nie może być zarazem w jakimś sensie deterministyczny i w jakimś innym indeterministyczny? Taką możliwość stwarza rozróżnienie Poppera między determinizmem „naukowym” a determinizmem „prima facie”, który można też nazwać „metafizycznym” (Popper, 1950, s. 120–123; por. Heller, 2004, s. 176–177). Ten drugi oznacza, że ewolucję układu jednoznacznie wyznaczają warunki początkowe określone z nieskończoną dokładnością, zaś pierwszy, że wyznaczają ją również warunki początkowe określone z dokładnością skończoną. Istnieją zaś procesy fizyczne deterministyczne w sensie determinizmu „metafizycznego” i indeterministyczne w sensie determinizmu „naukowego”, który trafniej jest określić jako determinizm fizyczny. Chodzi mianowicie o procesy deterministycznie chaotyczne.

Mechanika kwantowa przewiduje, że indeterministyczny charakter mają w określonych sytuacjach procesy pomiaru kwantowego. Nasuwa się więc

poszukiwanie jako kontrmodelu dla twierdzenia Bella modelu, w którym procesy te byłyby (deterministycznie) chaotyczne. Ten kierunek wydaje się o tyle obiecujący, że nie wygląda na to, by dotąd ktokolwiek próbował go zbadać i wykluczył taki kontrmodel. Oczywiście najlepiej byłoby dysponować modelem, w którym mechanizm chaotyczny obecny w tych procesach byłby w pełni skonkretyzowany. Na wstępnym etapie badań jednak można spróbować zbudować model „czarnoskrzynkowy”, bez precyzowania tego mechanizmu, lecz jedynie zakładając określone skutki jego działania wyrażające się w funkcji odpowiedzi, a jego sprecyzowanie pozostawiając do dalszych poszukiwań. Jest to zresztą powszechna praktyka w literaturze przedmiotu.

DWA POZIOMY OPISU A MODEL POMIARU SPINU POJEDYNCZEJ CZĄSTKI

Jak wiadomo, pomiar kwantowy z reguły zmienia stan podlegającego pomiarowi obiektu, poza przypadkiem, gdy obiekt jest w stanie własnym mierzonej wielkości. Warto w związku z tym odróżnić jego własności aktualne, które określają wartości własne wielkości, w których stanach własnych odpowiadających tym wartościom jest ten obiekt, od jego własności potencjalnych, które określają wartości mierzonych wielkości w pozostałych wypadkach. Określenie to jest o tyle uzasadnione, że własność w powyższym sensie potencjalna nie charakteryzuje obiektu w stanie, w którym jest on przed pomiarem, lecz w stanie, w który przejdzie w wyniku pomiaru.

W ramach mechaniki kwantowej własności potencjalne, w przeciwieństwie do aktualnych, nie przysługują obiektowi jednoznacznie, lecz wieloznacznie, a jednoznacznie określone są tylko prawdopodobieństwa odpowiadających im wyników pomiaru. Jeśli jednak nie założyć z góry, że opis kwantowy jest kompletny, to na ewentualnym poziomie opisu głębszym niż kwantowy to ograniczenie nie musi obowiązywać. Pożyteczne będzie odróżnienie między opisem fizycznym stanu obiektu i warunków eksperymentu, opartym na pomiarach ze skończoną dokładnością, a opisem nieskończenie dokładnym, który, nawiązując do określenia użytego w związku z chaosem deterministycznym przez Poppera, nazwiemy tu „metafizycznym” (cudzyśłów zaznacza tu pewien dystans w stosunku do rozumienia tego określenia, bliskiego duchowi pozytywizmu). Założmy, że ze względu na opis „metafizyczny” nie tylko własności aktualne, ale również własności potencjalne, przypisane są obiektowi jednoznacznie, jednak pomiar jest procesem deterministycznie chaotycznym. Oznacza to, że ze względu na opis fizyczny przypisane są mu jednoznacznie tylko własności aktualne, natomiast potencjalne jedynie wieloznacznie, z określonymi prawdopodobieństwami.

W szczególności, stan cząstki o spinie połówkowym wyróżnia pewien kierunek, dla którego wartość spinu możliwa do otrzymania jako wynik pomia-

ru jest jej własnością aktualną, natomiast każda z dwóch wartości, jakie można otrzymać jako wyniki możliwego pomiaru spinu na inny kierunek, jest jedynie własnością potencjalną. Zgodnie z przyjętym wyżej założeniem jednak, ze względu na opis „metafizyczny” są one przypisane jej jednoznacznie. Natomiast ze względu na opis fizyczny, w którym relacja między kierunkiem wyróżnionym przez stan cząstki, określającym jej polaryzację (Bell, 1964, s. 196), a kierunkiem, na który spin jest mierzony, jest określona ze skończoną dokładnością, własności potencjalne są przypisane jedynie z pewnymi prawdopodobieństwami.

Załóżmy, że prawdopodobieństwa te są równe odpowiednim prawdopodobieństwom przewidzianym przez mechanikę kwantową. „Czarnoskrzynkowy” charakter modelu wyraża się właśnie w tym, że możemy to jedynie założyć. Gdyby znany był konkretny chaotyczny mechanizm rządzący przebiegiem procesu pomiaru, można byłoby te prawdopodobieństwa wyprowadzić. Zanim jednak uda się uzyskać jego pełną konkretyzację, można spróbować osiągnąć konkretyzację ograniczoną, przyjmując jakieś założenia na temat funkcji odpowiedzi określonych na poziomie opisu, odpowiednio, fizycznego i „metafizycznego”.

Mechanika kwantowa zakłada, że prawdopodobieństwo każdego z dwóch możliwych wyników pomiaru spinu cząstki o spinie połówkowym zależy od relacji między kierunkiem odpowiadającym jej polaryzacji a kierunkiem, na który spin jest mierzony. Jeśli więc pierwszy z tych kierunków wyznacza wektor jednostkowy \hat{c} , a drugi wektor jednostkowy \hat{a} , to funkcja odpowiedzi na poziomie fizycznym będzie wyrażała zależność wyniku pomiaru od wspomnianej relacji i przyjmowała wartości z przedziału $\{0,1\}$. Załóżmy, że analogiczną zależność będzie też wyrażała funkcja odpowiedzi na poziomie „metafizycznym”, z tym, że wobec deterministycznego charakteru modelu ze względu na ten poziom opisu, będzie ona przyjmowała wartości z dwuelementowego zbioru $\{0,1\}$.

Stan kwantowy cząstki o spinie połówkowym ma symetrię obrotową względem wyróżnionego kierunku, co oznacza, że prawdopodobieństwo każdego z możliwych wyników pomiaru jej spinu zależy wyłącznie od kąta między \hat{c} i \hat{a} . Pozwala to określić na poziomie fizycznym funkcję odpowiedzi w postaci $p(A|\theta)$, gdzie θ jest owym kątem. Konkretnie (zob. np. Penrose, 2006, s. 530):

$$(6) \quad p(A|\theta) = \frac{1}{2}(1 + A \cos \theta).$$

Załóżmy dla uproszczenia, że symetria obrotowa dotyczy również poziomu „metafizycznego”, co oznacza, że można też określić $p^m(A|\theta)$.

Oznaczmy, odpowiednio, przez $p(+|\theta)$ i $p^m(+|\theta)$ wartości funkcji odpowiedzi na obu poziomach dla wyniku „spin do góry”, a $p(-|\theta)$ i $p^m(-|\theta)$ dla wyniku „spin w dół”. Kolejnym upraszczającym założeniem niech będzie, że

dziedzina funkcji, którą wobec tego jest przedział $\langle 0, \pi \rangle$, dzieli się na n równych przedziałów, przy czym w pierwszej części k -tego przedziału o szerokości x_k , $p^m(+|\theta) = 1$, a w pozostałej części $p^m(+|\theta) = 0$, zaś dla $p^m(-|\theta)$ odwrotnie (por. **Rys. 1**) i zachodzi:

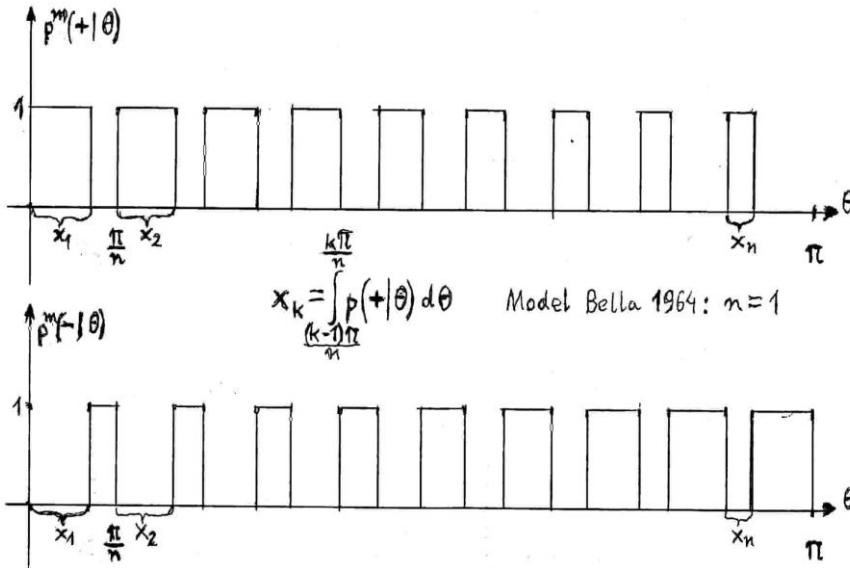
$$(7) \quad \int_{\frac{(k-1)\pi}{n}}^{\frac{k\pi}{n}} p^m(A|\theta) d\theta = \int_{\frac{(k-1)\pi}{n}}^{\frac{k\pi}{n}} p(A|\theta) d\theta,$$

co oznacza, że:

$$(8a) \quad x_k = \int_{\frac{(k-1)\pi}{n}}^{\frac{k\pi}{n}} p(+|\theta) d\theta,$$

ale też:

$$(8b) \quad x_k = \frac{\pi}{n} - \int_{\frac{(k-1)\pi}{n}}^{\frac{k\pi}{n}} p(-|\theta) d\theta.$$



Rys. 1: Funkcja odpowiedzi na poziomie „metafizycznym” dla pomiarów spinu pojedynczej cząstki

Skoro bowiem pomiar zawsze musi mieć jakiś wynik, a jedyne dwa możliwe wyniki wykluczają się wzajemnie, to odpowiednie wartości funkcji odpowiedzi spełniają warunek:

$$(9a) \quad p(+|\theta) + p(-|\theta) = 1.$$

W konsekwencji również:

$$(9b) \quad p^m(+|\theta) + p^m(-|\theta) = 1.$$

Ponieważ zaś mechanika kwantowa przewiduje, że $p(-|\theta) = p(+|\pi - \theta)$, musi też zachodzić analogiczny związek:

$$(10) \quad p^m(-|\theta) = p^m(+|\pi - \theta).$$

Ilustracją dla każdej z funkcji odpowiedzi $p^m(A|\theta)$ może być jednostkowa sfera z wyróżnionymi „biegunami”, podzielona „równoleżnikami” na segmenty, dla których funkcja naprzemiennie przyjmuje wartości 1 i 0, przy czym wartości odpowiadające alternatywnym wynikom pomiaru dopełniają się nawzajem, a kąt θ , w zależności od ich interpretacji, jest określony względem jednego lub drugiego z wektorów \hat{c} , \hat{a} . Jeśli mają one reprezentować stan cząstki o ustalonej polaryzacji, to oczywiście od \hat{c} , zaś wektor \hat{a} , reprezentujący kierunek, na który spin cząstki jest mierzony, jest zmienną o wartościach odpowiadających różnym możliwościom wyboru tego kierunku przez eksperymentatora. Jeśli jednak reprezentują one wyniki pomiarów spinu na ustalony kierunek, a polaryzacja cząstki nie jest z góry ustalona, to od \hat{a} , a polaryzacja traktowana jest jako zmienna losowa. Aby to zaznaczyć, oznaczmy ją w takim wypadku przez $\hat{\lambda}$, przy czym funkcje odpowiedzi przy takiej interpretacji $p_{\hat{a}}^m(A|\hat{\lambda})$ i $p_{\hat{a}}(A|\hat{\lambda})$, w związku z wcześniej przyjętymi założeniami, muszą spełniać warunki:

$$(11) \quad p_{\hat{a}}(+|\hat{\lambda}) + p_{\hat{a}}(-|\hat{\lambda}) = 1, \quad p_{\hat{a}}^m(+|\hat{\lambda}) + p_{\hat{a}}^m(-|\hat{\lambda}) = 1$$

oraz:

$$(12) \quad p_{\hat{a}}(-|\hat{\lambda}) = p_{\hat{a}}(+|\hat{\lambda}), \quad p_{\hat{a}}^m(-|\hat{\lambda}) = p_{\hat{a}}^m(+|\hat{\lambda}).$$

Dla $n = 1$ wspomnianymi segmentami będą odpowiednie półsfery. Łatwo zauważyć, że temu szczególnemu przypadkowi odpowiada funkcja odpowiedzi dla modelu Bella (Bell, 1964, 196). Wybierzmy jednak niejako przeciwny przypadek: gdy liczba ta jest wystarczająco duża, by przy osiągalnej dokładności pomiarów nie sposób było oddzielić od siebie co najmniej dwóch sąsiednich segmentów odpowiadających tej samej wartości funkcji. Tym samym zaś, jeśli kąt między wektorami \hat{a} i $\hat{\lambda}$ jest określony z taką dokładnością, to nie jest określone, która z dwóch możliwych wartości będzie wynikiem pomiaru spinu na kierunek \hat{a} , gdyż wynik ten będzie związany z jedną z wartości tego kąta nieodróżnialnych w ramach tej dokładności. Łatwo zauważyć, że wobec tego model imituje zachowanie chaotyczne: nieznaczący błąd w określeniu warunków pomiaru może skutkować diametralną zmianą przewidywanego wyniku. Dla obserwatora niezdolnego do pomiarów z nieskończoną dokładnością, do obliczeń przewidywań dotyczących wyników pomiaru spinu, funkcja odpowiedzi określona na poziomie „metafizycznym” będzie bezużyteczna, więc będzie on skazany na posługiwanie się uśrednioną funkcją odpowiedzi określonymi na poziomie fizycznym, o których założyliśmy, że jest taka, jak przewiduje mechanika kwantowa.

Opisany wyżej model, jak już o tym była mowa, nie jest deterministycznie chaotyczny, lecz jedynie imituje zachowanie chaotyczne, pozwalając na fizycznym poziomie odtworzyć funkcję odpowiedzi odpowiadającą przewidywaniom mechaniki kwantowej. Oczywiście alternatywą byłoby odtworzenie jej w jakimś modelu ze zmiennymi ukrytymi. Zasadnicza różnica polega jednak na tym, że w modelu chaotycznym – czy też, jak tu, imitującym chaos – w przypadku jednocząstkowym nie ma potrzeby wprowadzania żadnej dodatkowej zmiennej. Jediną zmienną wyznaczającą stan cząstki w opisie „metafizycznym” jest ten sam wektor $\vec{\lambda}$, który wyznacza również jej stan w opisie fizycznym.

MODEL POMIARÓW SPINU POJEDYNCZEJ PARY EPR-B

Modelem stanu pary cząstek niech będzie para określonych jak wyżej modeli stanu pojedynczej cząstki. W szczególności, modelem pary EPR-B niech będzie para modeli stanów jednocząstkowych, spełniających dodatkowo dwa warunki: po pierwsze, aktualnymi własnościami cząstek są przeciwne wartości spinu dla tego samego kierunku; po drugie, to samo dotyczy wartości ich spinów dla dowolnego innego kierunku, stanowiących ich własności potencjalne. Oznacza to, że stan każdej z cząstek pary, określony przez wyniki możliwych pomiarów jej spinu na różne kierunki, jest niejako odbiciem stanu drugiej względem punktu.

Określony wcześniej model stanu jednocząstkowego można zilustrować za pomocą sfery z wyróżnionymi „biegunami”, pokrytej naprzemiennie przebiegającymi wzdłuż „równoleżników” paskami w dwóch kolorach, reprezentujących możliwe wyniki pomiaru spinu. Przy tym paski jednego koloru są coraz szersze w miarę zbliżania się do jednego „bieguna”, zaś paski drugiego koloru w miarę zbliżania się do „bieguna” przeciwległego, jednak zawsze są na tyle wąskie, że nie sposób ich rozdzielić przy osiągalnej dokładności pomiarów. Model stanu pary EPR-B ilustrowałaby para takich sfer, z których każda byłaby dokładnym „negatywem” drugiej. Rozważmy jednak niezależne pomiary spinu poszczególnych cząstek pary na ten sam, dowolny kierunek wyznaczony przez wektor \vec{a} . Odpowiadają temu następujące związki między funkcjami odpowiedzi dla poszczególnych cząstek pary:

$$(13a) \quad p_{\vec{a}}^{2m}(\mp|\vec{\lambda}) = p_{\vec{a}}^{1m}(\pm|\vec{\lambda}) = p_{\vec{a}}^m(\pm|\vec{\lambda})$$

i analogicznie:

$$(13b) \quad p_{\vec{a}}^2(\mp|\vec{\lambda}) = p_{\vec{a}}^1(\pm|\vec{\lambda}) = p_{\vec{a}}(\pm|\vec{\lambda})$$

(zakłada się, że funkcja odpowiedzi dla pierwszej cząstki jest identyczna z rozważaną wcześniej funkcją dla stanu jednocząstkowego).

Skonstruowany jak wyżej stan pary EPR-B ma symetrię obrotową względem wyróżnionego kierunku ze względu na opis „metafizyczny”, więc tym bardziej ze względu na opis fizyczny, zatem faktycznie do jego kompletnego określenia ze względu na spin wystarczy wskazanie tego kierunku za pomocą wektora $\hat{\lambda}$. W modelu tym więc wektor ten może zastąpić zbiór parametrów λ , co oznacza sprowadzenie warunku **BL** do postaci:

$$(14a) \quad p_{\hat{a},\hat{b}}(A,B|\hat{\lambda}) = p_{\hat{a}}^1(A|\hat{\lambda})p_{\hat{b}}^2(B|\hat{\lambda}).$$

Do tej postaci będziemy odwoływać się w dalszych rozważaniach.

Na poziomie „metafizycznym” model jest deterministyczny i lokalny, więc spełnia warunek **BL**:

$$(14b) \quad p_{\hat{a},\hat{b}}^m(A,B|\hat{\lambda}) = p_{\hat{a}}^{1m}(A|\hat{\lambda})p_{\hat{b}}^{2m}(B|\hat{\lambda}).$$

W szczególności, uwzględniając (13a), dla $\hat{a} = \hat{b}$:

$$(15a) \quad p_{\hat{a},\hat{a}}^m(\pm, \pm|\hat{\lambda}) = p_{\hat{a}}^{1m}(\pm|\hat{\lambda})p_{\hat{a}}^{2m}(\pm|\hat{\lambda}) = p_{\hat{a}}^m(\pm|\hat{\lambda})p_{\hat{a}}^m(\mp|\hat{\lambda})$$

natomiast:

$$(15b) \quad p_{\hat{a},\hat{a}}^m(\pm, \mp|\hat{\lambda}) = p_{\hat{a}}^{1m}(\pm|\hat{\lambda})p_{\hat{a}}^{2m}(\mp|\hat{\lambda}) = p_{\hat{a}}^m(\pm|\hat{\lambda})p_{\hat{a}}^m(\pm|\hat{\lambda}) = p_{\hat{a}}^m(\pm|\hat{\lambda}),$$

czyli, wobec (11):

$$(16a) \quad p_{\hat{a},\hat{a}}^m(\pm, \pm|\hat{\lambda}) = p_{\hat{a}}^m(\pm|\hat{\lambda})(1 - p_{\hat{a}}^m(\pm|\hat{\lambda})) = 0,$$

ale też:

$$(16b) \quad p_{\hat{a},\hat{a}}^m(\pm, \mp|\hat{\lambda}) = p_{\hat{a}}^{1m}(\pm|\hat{\lambda}) = p_{\hat{a}}^{2m}(\mp|\hat{\lambda}) = p_{\hat{a}}^m(\pm|\hat{\lambda}).$$

Z uwagi na założone relacje między funkcjami odpowiedzi na poziomie „metafizycznym” i fizycznym, powyższe związki przenoszą się na poziom fizyczny, tj.:

$$(17) \quad p_{\hat{a},\hat{a}}(\pm, \pm|\hat{\lambda}) = 0 \quad \text{i} \quad p_{\hat{a},\hat{a}}(\pm, \mp|\hat{\lambda}) = p_{\hat{a}}^1(\pm|\hat{\lambda}) = p_{\hat{a}}^2(\mp|\hat{\lambda}) = p_{\hat{a}}(\pm|\hat{\lambda}).$$

Pierwsza z tych równości oznacza, że model również na poziomie fizycznym realizuje doskonałą antykorelację. Warto zauważyć, że ponadto, w konsekwencji przyjętego wyżej założenia (6) na temat stanu jednocząstkowego, zachodzi:

$$(18) \quad p_{\hat{a},\hat{a}}(\pm, \mp|\hat{\lambda}) = \frac{1}{2}(1 \pm \cos \theta),$$

gdzie θ jest kątem między wektorami \hat{a} i $\hat{\lambda}$ (por. Penrose, 2006, s. 531).

Ze związków (17) wydaje się wynikać, że fizyczna funkcja odpowiedzi nie spełnia **BL**. Jeśli bowiem wspomniane dwa wektory nie są równoległe, to wobec (13b):

$$(19) \quad 0 < p_a^1(\pm|\hat{\lambda}) < 1 \quad \text{i} \quad 0 < p_a^2(\pm|\hat{\lambda}) < 1,$$

więc:

$$(20) \quad p_a^1(\pm|\hat{\lambda})p_a^2(\pm|\hat{\lambda}) > 0 \quad \text{i} \quad p_a^1(\pm|\hat{\lambda})p_a^2(\mp|\hat{\lambda}) < p_a^1(\pm|\hat{\lambda}),$$

co oznacza, że:

$$(21) \quad p_{\hat{a},\hat{a}}(\pm, \pm|\hat{\lambda}) \neq p_a^1(\pm|\hat{\lambda})p_a^2(\pm|\hat{\lambda}) \quad \text{i} \quad p_{\hat{a},\hat{a}}(\pm, \mp|\hat{\lambda}) \neq p_a^1(\pm|\hat{\lambda})p_a^2(\mp|\hat{\lambda}),$$

a tym samym równość (14a) w ogólności nie jest spełniona. Jak się jednak przekonamy, taki wniosek byłby przedwczesny.

MODEL EKSPERYMENTU EPR-B

Rozważmy teraz sytuację, gdy nie jest znana nie tylko wartość spinu każdej z cząstek dla kierunku wyróżnionego przez stan pary, lecz również ten kierunek. Taka sytuacja ma miejsce w eksperymencie EPR-B, gdzie o cząstkach pary wiadomo jedynie, że ich spiny są połówkowe, a całkowity spin pary jest zerowy. Na poziomie opisu „metafizycznego” odpowiada temu zespół statystyczny modeli stanów pojedynczych par, różniących się co do kierunku wyróżnionego przez stan pary i wartości spinu wybranej cząstki pary dla tego kierunku. Łatwo zauważyć, że wobec tego przedstawiony model jest modelem z jedną zmienną ukrytą, którą jest wektor $\hat{\lambda}$, bądź z dwiema zmiennymi ukrytymi, którymi są zmienne kątowe określające kierunek wyróżniony przez stan tej pary, przy poprzednim ujęciu określony przez wektor $\hat{\lambda}$. Co więcej, w ścisłym sensie nie jest to zmienna ukryta, gdyż do pomyslenia jest wariant eksperymentu, w którym stan pary jest tak przygotowany, by wektor ten był z góry znany – podobnie jak w przypadku stanu pojedynczej cząstki, gdy tak jest. Zmienną ukrytą jest on jedynie wtedy, gdy o stanie pary przed pomiarami wiadomo tylko tyle, że jej całkowity spin jest zerowy.

Z konstrukcji modelu stanu pojedynczej pary wynika, że jeśli zmierzy spin każdej z cząstek dowolnej pary na ten sam kierunek, to wprawdzie wyniki mogą być różne, ale w każdym wypadku przeciwne. Oznacza to, że skonstruowany jak wyżej model odtwarza ważne przewidywanie modelu kwantowego stanu pary EPR-B jako stanu singletowego, jakim jest doskonała antykorelacja. Pod tym względem istotnie różni się on od wykazującego pewne powierzchowne podobieństwo do niego modelu Furry’ego (Bohm, Aharonov, 1957, s. 1071), skonstruowanego jako zespół statystyczny modeli produktowych.

Rozważmy sytuację, gdy znany jest nie tylko kierunek wyróżniany przez parę, ale też wynik pomiaru spinu jednej z cząstek (a tym samym każdej z nich) na ten kierunek, odpowiadający jej własności aktualnej. Ze względu na opis fizyczny stan takiej pary ma symetrię obrotową względem tego kierunku. Ponadto, wynik pomiaru spinu na wyróżniony kierunek na każdej z cząstek jest jednoznacznie określony przez jej stan. Mogłoby więc wydawać się, że ze względu na opis fizyczny będzie to model odpowiedniego stanu produktowego (zob. np. Penrose, 2006, s. 558). Jeśli jednak pomiar spinu obu cząstek zostanie dokonany na dowolny inny, byle ten sam kierunek, to wynik pomiaru na jednej z cząstek będzie również zawsze przeciwny do wyniku pomiaru na drugiej, co dla stanu produktowego nie zachodzi.

Czy jednak pozwoli on odtworzyć również łamanie nierówności Bella? Powyżej przedstawiony został argument na rzecz tezy, że model ten nie tylko nie musi, ale nawet nie może spełniać kluczowego ze względu na wyprowadzenie nierówności Bella warunku **BL**. Gdyby tak było, to aby twierdzić, że mimo to musi którąś z nich spełniać, należałoby ją wyprowadzić bez tego warunku, a następnie wykazać, że model spełnia wszystkie założenia tego nowego wyprowadzenia. Oczywiście to, że ewentualnie spełnia ją faktycznie, można byłoby też wykazać bezpośrednimi obliczeniami, podobnie zresztą, jak ewentualne ich złamanie. Niestety, obliczenie funkcji odpowiedzi na poziomie fizycznym w ogólności to wyzwanie znacznie poważniejsze niż w szczególnym przypadku, gdy pomiary spinu dokonywane są na ten sam kierunek.

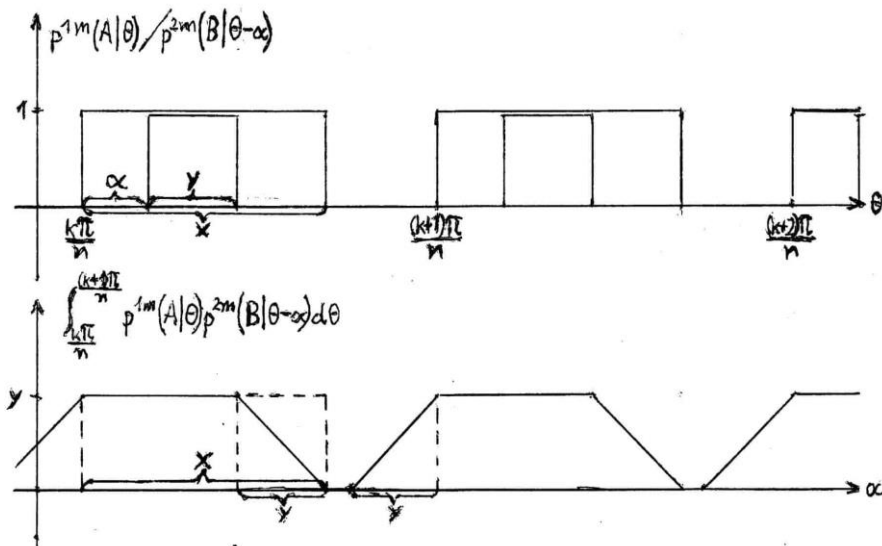
Co gorsza, wspomniany argument może budzić uzasadnione wątpliwości wobec faktu, że na fizycznym poziomie opisu ścisła identyczność kierunków, na które mierzone są spiny poszczególnych cząstek, nie ma sensu. Ma go jedynie ich identyczność określona przy osiągalnej dokładności pomiarów. Aby więc definitywnie rozstrzygnąć, czy model może spełnić warunek **BL**, trzeba rozważyć przypadek, gdy te kierunki są różne.

KONTRMODEL DLA TWIERDZENIA BELLA?

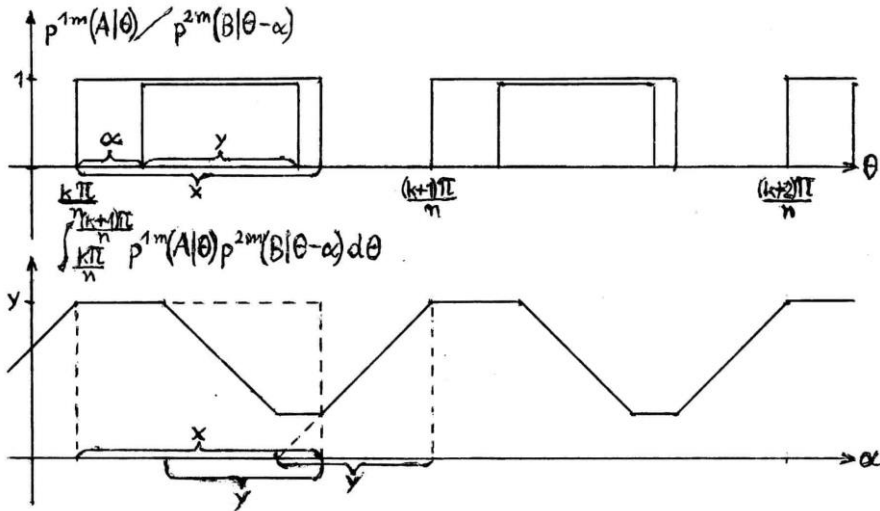
W szczególnym przypadku, gdy spiny obu cząstek są mierzone na ten sam kierunek, wartość „metafizycznej” funkcji odpowiedzi dla pary w rozważanym modelu zależy jedynie od kąta między tym kierunkiem a kierunkiem wyróżnionym przez stan pary. W ogólności jednak, gdy kierunki pomiaru są dwa, kierunek wyróżniony przez stan pary może nie leżeć w tej samej płaszczyźnie, co one. Aby więc wyliczyć wartość funkcji odpowiedzi na poziomie fizycznym dla zespołu statystycznego, trzeba dla każdego kierunku wykonać całą funkcję dwóch zmiennych kątowych po odpowiednim fragmencie sfery otaczającym punkt wyznaczony przez ten kierunek.

Spróbujmy ograniczyć się do rozpatrzenia szczególnego przypadku, gdy kierunki wyróżnione przez stany par w praktyce zawierają się w płaszczyźnie wyznaczonej przez kierunki, na które mierzone są spiny cząstek, tj. są od niej odchyłone w znikomym stopniu. Funkcje odpowiedzi są wtedy funkcjami jednej zmiennej kątowej. Gdyby można było założyć, że kąt między kierunkami pomiaru jest określony z nieskończoną dokładnością, na poziomie „metafizycznym” funkcja odpowiedzi dla pary przyjmowałaby wartość 1 dla wartości zmiennej kątowej, dla których obie funkcje odpowiedzi dla pojedynczych cząstek przyjmowałyby tę wartość, natomiast 0 w pozostałych przypadkach.

Jeśli jednak kąt ten określony jest ze skończoną dokładnością, konieczne wydaje się jeszcze jej uśrednienie po przedziale wartości zmiennej kątowej dostatecznie małym, by wartości z jego zakresu były nierozróżnialne przy osiągalnej dokładności pomiarów. Oznaczmy przez $p^{1m}(A|\theta)$ i $p^{2m}(B|\theta)$, odpowiednio, „metafizyczne” funkcje odpowiedzi dla poszczególnych cząstek przy danej wartości kąta między kierunkami, przez $p^1(A|\theta)$ i $p^2(B|\theta)$ odpowiednie funkcje fizyczne, zaś przez $p(A, B|\theta)$ fizyczną funkcję odpowiedzi dla pary. Niech ponadto przedział, po którym funkcje odpowiedzi są uśredniane, będzie na tyle mały, by zmienność funkcji fizycznych w jego zakresie była zaniedbywalna. Niedokładności określenia wspomnianego kąta odpowiada wtedy możliwe przesunięcie jednej z jednocząstkowych „metafizycznych” funkcji odpowiedzi o mały kąt α względem drugiej. Zilustrujmy to dwoma rysunkami odpowiadającymi różnym możliwym wartościom odpowiednich funkcji fizycznych dla danej wartości zmiennej kątowej:



(a)



(b)

Rys. 2: Wykresy funkcji odpowiedzi na poziomie „metafizycznym” dla pomiarów spinu poszczególnych cząstek pary EPR-B i wielkości pomocniczej przy obliczaniu fizycznej funkcji odpowiedzi dla pary w przypadkach, gdy suma funkcji fizycznych dla poszczególnych cząstek jest odpowiednio mniejsza (a) i większa (b) od jedności

Prosta konstrukcja geometryczna pozwala w każdym z wariantów rysunku zauważyć, że:

$$(22) \quad \int_{\frac{k\pi}{n}}^{\frac{(k+1)\pi}{n}} \int_{\frac{k\pi}{n}}^{\frac{(k+1)\pi}{n}} p^{1m}(A|\theta) p^{2m}(B|\theta) d\theta d\alpha = xy,$$

ale:

$$(23) \quad x = \frac{\pi}{n} p^1(A|\theta'), \quad y = \frac{\pi}{n} p^2(B|\theta'),$$

gdzie:

$$\theta' \approx \frac{k\pi}{n},$$

zaś:

$$(24) \quad p(A, B|\theta') = \left(1/\frac{\pi}{n}\right)^2 \int_{\frac{k\pi}{n}}^{\frac{(k+1)\pi}{n}} \int_{\frac{k\pi}{n}}^{\frac{(k+1)\pi}{n}} p^{1m}(A|\theta) p^{2m}(B|\theta) d\theta d\alpha,$$

więc:

$$(25) \quad p(A, B|\theta') = p^1(A|\theta') p^2(B|\theta').$$

Oznacza to, że w rozważanym szczególnym przypadku fizyczna funkcja odpowiedzi dla pary faktoryzuje się, czyli spełnia warunek **BL**. Co więcej,

w szczególności dotyczy to przypadku, gdy spiny obu cząstek mierzone są na ten sam kierunek, jeśli nie jest on dokładnie ten sam.

W ogólnym przypadku, gdy wektor \hat{a} wyznacza punkt na sferze na tyle odchylony od płaszczyzny wyznaczonej przez kierunki, na które mierzone są spiny cząstek pary, by drugiej współrzędnej kątowej nie można było pominąć, taka prosta konstrukcja nie jest możliwa, więc może okazać się, że w ogólności model nie spełnia warunku faktoryzowalności. To jednak należałoby dopiero udowodnić. Z drugiej strony, nie ma też dowodu, że ten warunek spełniać musi, a tym samym, że musi spełniać nierówności Bella. Co więcej, nadal więc można uważać, że jest on co najmniej potencjalnym kontrmodelem dla twierdzenia Bella.

OBJAŚNIENIA TERMINOLOGICZNE

Aby uniknąć ewentualnego nieporozumienia, warto wyjaśnić, jak wyprowadzenie jakiejś nierówności Bella ma się do dowodu twierdzenia Bella. Samo to wyprowadzenie nie jest jeszcze dowodem twierdzenia Bella, lecz jedynie pewnego wyniku matematycznego, wykorzystanego w nim jako lemat. Zgodnie z tym twierdzeniem, każdy model realistyczny i lokalny musi spełniać pewną nierówność Bella, która jest łamana przez model kwantowy. Na jego dowód więc składają się dwa etapy. Na pierwszym z nich wykazuje się, że każdy model tego rodzaju musi spełniać założenia wyprowadzenia odpowiedniej nierówności, na drugim zaś dowodzi się lematu, że matematyczną konsekwencją spełniania tych założeń jest spełnianie nierówności.

Innym potencjalnym źródłem nieporozumienia jest rozumienie twierdzenia Bella. Przy jego najszerszym rozumieniu stwierdza ono, że żadna teoria lokalna i realistyczna nie odtworzy wszystkich przewidywań mechaniki kwantowej. Aby uświadomić sobie jego naturę, warto je przeformułować do równoważnej postaci stwierdzenia, że istnieje przewidywanie mechaniki kwantowej, którego nie odtworzy żaden model lokalny i realistyczny. Można je jednak też rozumieć wężej, jako stwierdzenie, że istnieje przewidywanie mechaniki kwantowej dotyczące eksperymentu EPR-B, którego nie odtworzy żaden model lokalny i realistyczny.

Jeśli tak rozumiane twierdzenie Bella jest prawdziwe, to tym bardziej prawdziwe jest ono przy rozumieniu szerokim. Przy obu tych rozumieniach jednak okazuje się ono zdaniem egzystencjalnym, co oznacza, że nie jest ono falsyfikowalne, a tym samym nie może mieć kontrmodelu. Można je jednak też rozumieć jako stwierdzenie, że żaden model lokalny i realistyczny eksperymentu EPR-B nie odtworzy zarazem doskonałej korelacji i przewidzianego przez mechanikę kwantową łamania nierówności Bella. Jeśli tak rozumiane twierdzenie Bella jest prawdziwe, to prawdziwe jest twierdzenie Bella przy drugim, a w konsekwencji również przy pierwszym rozumieniu. Co ważniej-

sze jednak, jako ogólne zdanie przeczące jest ono falsyfikowalne, a zatem może mieć kontrmodel.

Model realistyczny i lokalny, który z jednej strony zapewniałby doskonałą korelację, z drugiej zaś nie spełniałby żadnej z nierówności Bella, byłby aktualnym kontrmodelem dla twierdzenia Bella, co oznaczałoby, że jest ono fałszywe. Model tego rodzaju jednak, o którym wiadomo byłoby tylko, że nie spełnia jednego z założeń wyprowadzenia, jest kontrmodelem co najmniej potencjalnym w tym sensie, iż nie można byłoby wykluczyć, że jest kontrmodelem aktualnym. Aby jednak twierdzenie Bella można było uznać za udowodnione, nie może istnieć nie tylko aktualny, ale nawet potencjalny kontrmodel dla niego. W przeciwnym razie nie byłoby ono twierdzeniem, lecz jedynie pewną (jeszcze?) niesfalsyfikowaną hipotezą. Należałoby więc albo wykazać niemożliwość takiego kontrmodelu, albo wykazać, że jakąś nierówność Bella musi spełniać.

Czy jednak określony wyżej model jest realistyczny i lokalny? Przypomnijmy, że za możliwość pogodzenia doskonałej korelacji z łamaniem nierówności Bella zawdzięcza on okoliczności, iż w pewnym sensie jest on deterministyczny, a w innym nie. Jest on mianowicie deterministyczny w sensie determinizmu „metafizycznego”, ale nie w sensie determinizmu fizycznego. Podobna dwuznaczność dotyczy też wspomnianych dwóch określeń.

Na pewno jest on realistyczny w tym sensie, że wynik pomiaru, przy danym ustawieniu przyrządów, jest w nim zawsze jednoznacznie wyznaczony przez stan cząstki przed pomiarem. Z drugiej strony jednak, nie jest on realistyczny w tym sensie, że jeśli cząstka nie jest w stanie własnym spinu na dany kierunek, to uzyskana w pomiarze wartość spinu dla tego kierunku nie charakteryzuje jej stanu przed pomiarem, lecz stan, w który przechodzi ona w wyniku pomiaru. Wartość ta więc nie preegzystuje względem pomiaru jako aktualna własność cząstki w stanie przed pomiarem, lecz taką własnością czyni ją dopiero pomiar, realizując jej dyspozycję do przejścia w ten nowy stan, która ze względu na opis fizyczny nie jest określona jednoznacznie. Wydaje się, że zazwyczaj realistyczny charakter modelu rozumie się w pierwszym, słabszym sensie (Mermin, 1980, s. 356). Warto zauważyć, że model kwantowy nie jest realistyczny nawet w tym sensie.

Z kolei niewątpliwie lokalny jest on w sensie lokalności relatywistycznej, gdyż nie zakłada się, że między pomiarami na poszczególnych cząstkach zachodzi związek przyczynowy. Jest on jednak lokalny również w silniejszym sensie, który można określić jako ścisłą lokalność, polegającym na braku jakiegokolwiek wpływu któregośkolwiek z tych pomiarów na drugi, niekoniecznie o charakterze związku przyczynowego, gdyż wynik pomiaru na danej cząstce z założenia zależy tu wyłącznie od stanu tej cząstki. Tymczasem model kwantowy nie jest w tym silniejszym sensie lokalny, gdyż w wyniku pomiaru na jednej z cząstek dochodzi do redukcji stanu całej pary, co ma wpływ na wynik pomiaru na drugiej.

PODSUMOWANIE I DYSKUSJA

Konstrukcja zaproponowanego tu modelu eksperymentu EPR-B rozpoczyna się od przyjęcia określonych założeń na temat modelu stanu pojedynczej cząstki o spinie połówkowym. Zakłada się, że na poziomie opisu określonego tu jako „metafizyczny” stan takiej cząstki jednoznacznie wyznacza wynik pomiaru spinu na dowolny kierunek, a nie tylko na kierunek, dla którego cząstka jest w odpowiednim stanie własnym, jak również, że na poziomie fizycznym prawdopodobieństwa wyników pomiaru spinu na poszczególne kierunki są takie same jak w odpowiednim stanie kwantowym. Z kolei model stanu pary EPR-B na poziomie „metafizycznym” konstruowany jest z modeli stanów pojedynczych cząstek, przy założeniu, że stan każdej z nich jest dokładnym odbiciem stanu drugiej względem punktu, co oznacza, że dla dowolnego kierunku stan każdej cząstki wyznacza wynik pomiaru spinu przeciwny do tego, który wyznacza stan drugiej.

W eksperymencie EPR-B jednak nieokreślony jest kierunek wyróżniony przez stan pary. Stanowi pary na poziomie fizycznym w tym eksperymencie odpowiada więc na poziomie „metafizycznym” zespół statystyczny stanów pary różniących się co do tego kierunku, z jednorodnym rozkładem prawdopodobieństwa, wynikającym z izotropii przestrzeni. Z założeń przyjętych na wcześniejszych etapach wynika, że model taki odtwarza doskonałą korelację. Z drugiej strony zaś, na poziomie fizycznym jest on indeterministyczny, więc nie gwarantuje spełnienia warunku **BL**, a tym samym również nierówności Bella. Co więcej, nie widać powodu, by nie można było zaryzykować założenia, że jest on równoważny stanowi singletowemu. Oznaczałoby to, że łamałby on nierówności Bella dokładnie tak samo, jak robi to model kwantowy.

Nawet jednak bez tego założenia pozwalałby on odtworzyć ważne przewidywanie mechaniki kwantowej, jakim jest doskonała korelacja. Z drugiej strony, nie zapewnia spełnienia nierówności Bella, więc co najmniej może je łamać, choć niekoniecznie dokładnie tak jak model kwantowy. Dopóki więc nie udowodniono, że spełnia **BL**, czy też, że je spełnia bez tego założenia, nie można uważać, że twierdzenie Bella zostało efektywnie udowodnione.

Kluczowe dla naszkicowanego wyżej modelu jest, że imituje deterministyczny chaos. W oczywisty sposób umożliwia on odtworzenie indeterminizmu kwantowego jako „indeterminizm bez indeterminizmu”, tj. indeterminizmu na poziomie obserwacji bez indeterminizmu na poziomie fundamentalnym. Być może też pozwala odtworzyć kwantową nielokalność jako „nielokalność bez nielokalności”, czyli w istocie jako efekt pozorny. Co najmniej zaś pozwala ją tak odtworzyć w szczególnym przypadku korelacji wyników pomiarów spinu na ten sam kierunek.

Trzeba przyznać, że perspektywę uogólnienia tego wyniku pod znakiem zapytania stawiają przedstawione wyżej rozważania związane z uwzględnie-

niem faktu, iż na fizycznym poziomie opisu doskonała zgodność kierunków, na które mierzone są spiny poszczególnych cząstek pary, nie ma sensu. Z drugiej strony, być może za to ograniczenie odpowiadają założenia upraszczające przyjęte przy jego konstrukcji. Jednym z nich jest założenie symetrii obrotowej określonego przez „metafizyczną” funkcję odpowiedzi stanu pojedynczej cząstki, a drugim założenie, że części kąta półpełnego zawierające pary sąsiadujących segmentów, dla których wynik pomiaru spinu uzyskuje przeciwne wartości, są jednakowej wielkości (por. Rys. 1).

Gdyby okazało się, że wynik uzyskany w szczególnym przypadku na podstawie Rys. 2 można uogólnić na przypadki, gdy kierunek wyróżniony przez stan pary nie zawiera się w płaszczyźnie wyznaczonej przez kierunki, na które mierzone są spiny poszczególnych cząstek, co oznaczałoby, że model jednak, wbrew przypuszczeniu, na fizycznym poziomie opisu spełnia **BL**, a tym samym również nierówności Bella, można byłoby uchylić drugie ze wspomnianych założeń, a gdyby to nie pomogło, można byłoby uchylić również pierwsze. Co więcej, nawet gdyby uchylenie ich obu nie pozwoliło uniknąć spełnienia **BL**, nie należy zapominać, że model jedynie imituje deterministyczny chaos. Sprawa ewentualnego odtworzenia łamania nierówności Bella przez rzeczywisty model chaotyczny pozostałaby więc otwarta.

Oczywiście taki model należałoby dopiero znaleźć. Jeśli jednak z góry, bez konkluzyjnego uzasadnienia, przesądzi się, że również on musi spełniać **BL**, to oczywiście trudno oczekiwać, że ktoś go znajdzie, gdyż wydaje się to wymagać nie tylko specjalistycznego przygotowania, lecz też znacznego nakładu pracy, do którego zabraknie motywacji. Być może takie przesądzenie pozwala oszczędzić teoretykom bezowocnego wysiłku. Na razie jednak nie wiadomo, czy musiałyby on być bezowocny.

BIBLIOGRAFIA

- Aspect, A., Grangier, P., Roger, G., *Experimental Realization of the Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment: A New Violation of Bell's Inequalities*, Physical Review Letters, 1982, 49.
- Bell, J. S., *On the Einstein Podolsky Rosen Paradox*, Physics 1, 1964; przedruk w: Bell 2004.
- _____, *La nouvelle cuisine*, w: Between Science and Technology, A. Sarlemijn, Kroes, P. (red.), Elsevier Science Publishers, Amsterdam 1990; przedruk w: Bell 2004.
- _____, *Speakable and Unsayable in Quantum Mechanics*, wyd. 2, Cambridge University Press, Cambridge 2004.
- Bohm, D., *Quantum Theory*, Prentice-Hall, New York 1951.
- Bohm, D., Aharonov, Y., *Discussion of Experimental Proof for the Paradox of Einstein, Rosen, and Podolsky*, Physical Review, 1957, 108.
- Brunner, N., Cavalcanti, D., Pironio, S., Scarani, V., Wehner, S., *Bell Nonlocality*, Reviews of Modern Physics, 2014, 86.
- Clauser, J. F., Horne, M. A., Shimony, A., Holt, R. A., *Proposed Experiment to Test Local Hidden-variable Theories*, Physical Review Letters, 1969, 23.
- Einstein, A., Podolsky, B., Rosen, N., *Can Quantum-mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?*, Physical Review, 1935, 47.

- Fine, A., *Hidden Variables, Joint Probabilities, and the Bell Inequalities*, Physical Review Letters, 1982, 48.
- Van Fraassen, B., *The Charybdis of Realism: Epistemological Implications of Bell's Inequality*, Synthese, 1982, 52.
- Heller, M., *Filozofia przyrody*, Znak, Kraków 2004.
- Jarrett, J. P., *On the Physical Significance of the Locality Conditions in the Bell Arguments*, Noûs, 1984, 18.
- Maudlin, T., *Quantum Non-Locality and Relativity*, Wiley-Blackwell, Malden, MA 2011.
- Mermin, N. D., *Quantum Mechanics vs Local Realism Near the Classical Limit: A Bell Inequality for Spin s*, Physical Review, 1980, D 22.
- Myrvold, W., Genovese, M., Shimony, A., *Bell's Theorem*, w: Stanford Encyclopedia of Philosophy, E.N. Zalta (red.), 2019; <https://plato.stanford.edu/archives/spr2019/entries/bell-theorem/>.
- Penrose, R., *Droga do rzeczywistości*, przeł. J. Przystawa, Prószyński i Ska, Warszawa 2006.
- Popper, K. R., *Indeterminism in Quantum Physics and in Classical Physics. Part I*, The British Journal for the Philosophy of Science, 1950, 1.
- Schrödinger, E., *Discussion of Probability Relations between Separated Systems*, Proceeding of the Cambridge Philosophical Society, 1935, 31.
- Shimony, A., *Controllable and Uncontrollable Non-locality*, w: Foundations of Quantum Mechanics in the Light of New Technology, S. Kamefuchi et al. (red.), Physical Society of Japan, Tokyo 1984; przedruk w: Sixty-two Years of Uncertainty, A. Miller (red.), Plenum Publishing Corp., New York 1990.
- _____, *An Exposition of Bell's Theorem*, w: Sixty-two Years of Uncertainty, A. Miller (red.), New York: Plenum Publishing Corp., New York 1990; przedruk w: Shimony 1993.
- _____, *Search for a Naturalistic World View*, t. 2, Cambridge University Press, Cambridge 1993.
- Wroński, L., *Reichenbach's Paradise*, De Gruyter Open Ltd, Warsaw–Berlin 2014.

ABSTRACT

According to Bell's theorem, no local realistic model can reproduce all predictions of quantum mechanics for the EPR-B experiment. Any such model would have to predict both the perfect correlation and breaking the CHSH inequality, but this seems impossible, since to provide the first prediction, the model would have to be deterministic, whereas this would seem to make the second one impossible. A model of the EPR-B experiment is presented, in which this apparent contradiction is expected to be avoided due to a deterministic chaotic mechanism underlying measurements. The model is in the phase of a “black box” model, since this mechanism is not yet specified, but only a corresponding probabilistic response function.

Keywords: Quantum mechanics, Bell's theorem, EPR-B experiment.

O AUTORZE — prof. UJ, Instytut Filozofii Uniwersytetu Jagiellońskiego.

Email: Jan Czerniawski <uczerni@cyf-kr.edu.pl>