

Publikacja w: Monika Iwaniuk, Konrad Skrzątek (red.), *Naukowe rozważania o problemach z zakresu filozofii, kultury i historii*, Wyd. Naukowe TYGIEL, Lublin 2021.

Jan Czerniawski<sup>1</sup>

## **Sekta holistów, czyli o wyznawcach twierdzenia Bella**

### **1. Wstęp**

Truizmem jest stwierdzenie, że gatunek ludzki wyewoluował w warunkach, w których istotne dla jego przeżycia były zjawiska zawarte w ramach określonej skali przestrzenno-czasowej. Zjawiska w tej skali, obejmującej ciało makroskopowe o wymiarach ograniczonych rozdzielczością i zasięgiem ludzkich zmysłów, poruszające się z prędkościami znikomymi w porównaniu z prędkości światła, miały więc decydujący wpływ na ukształtowanie jego różnych sprawności, jak również jego aparatu poznawczego. Tymczasem, rozwijając poznanie naukowe, weszliśmy na obszary znacznie wykraczające poza tę skalę, zarówno powyżej, jak i poniżej jej zakresu. To, jak daleko udało się tam sięgnąć, jest zaiste zdumiewające. Można było bowiem obawiać się, że w pewnym momencie dotrzemy do granic możliwości naszego aparatu poznawczego.

Jako potwierdzenie takich obaw można było potraktować kryzys, jaki w fizyce pojawił się na początku XX wieku. Niektóre zjawiska uparcie opierały się wtłoczeniu ich w ramy zakreślone przez zdobytą dotychczas wiedzę. W końcu znaleziono dla nich nowe ramy w postaci teorii tzw. fizyki współczesnej, tj. teorii względności i teorii kwantów. Nie za darmo jednak: teorie te jawiły się jako sprzeczne z mocno zakorzenionymi intuicjami, w zgodzie z którymi rozwijała się dotychczasowa fizyka.

Wrażenie to udało się znacznie osłabić, a w końcu wręcz wyeliminować, w odniesieniu do teorii względności. Pierwotnie wychodziła ona od dwóch postulatów, mianowicie zasady względności i postulatu stałości prędkości światła, niezależnie od ruchu czy spoczynku źródła, które, jak zauważył sam Einstein, sprawiały wrażenie wzajemnie sprzecznych<sup>2</sup>. Na tym etapie autor teorii uskarżał się na brak „kompletnego obrazu świata odpowiadającego

---

<sup>1</sup> Instytut Filozofii UJ.

<sup>2</sup> Einstein A., *Zur Elektrodynamik bewegter Körper*, *Annalen der Physik*, 17 (1905), s. 891-892.

zasadzie względności”<sup>3</sup>. Taki obraz został w końcu wypracowany, jednak kosztem rezygnacji z fundamentalnych intuicji na temat czasu, który został zdegradowany do roli jednego z wymiarów czterowymiarowego świata, w którym zmiana jest iluzją. Na szczęście okazało się, że możliwe jest zrozumienie teorii względności również w zgodzie z tymi intuicjami, w ramach alternatywnej w stosunku do jej geometrycznej interpretacji przedstawionej przez Minkowskiego<sup>4</sup>, interpretacji dynamicznej sformułowanej przez H.A. Lorentza<sup>5</sup>.

Niestety, taka alternatywna interpretacja, jak dotąd, nie udała się w przypadku teorii kwantów. Pół biedy, że teoria ta wydawała się zrywać ze „sztywnym” determinizmem fizyki klasycznej, co można byłoby potraktować jako stan przejściowy, przed {118} pojawieniem się jakiejś przyszłej teorii bardziej fundamentalnej. Gorzej, że nadzieja na znalezienie takiej teorii może wydawać się płonna w związku z twierdzeniem Bella.

„Miękki”, probabilistyczny determinizm mechaniki kwantowej można byłoby próbować złożyć na karb jej niekompletności, której przyszła teoria miałyby zaradzić, wprowadzając jakieś *zmiennie ukryte*. W świetle twierdzenia Bella<sup>6</sup> jednak żadna taka teoria nie byłaby w stanie odtworzyć wszystkich przewidywań mechaniki kwantowej. W szczególności bowiem, nie byłaby ona zdolna odtworzyć przewidywań wyników eksperymentów stanowiących realizację eksperymentu pomyślanego EPRB, tj. przedstawionej przez D. Bohma<sup>7</sup> wersji eksperymentu Einsteina-Podolsky’ego-Rosena (EPR)<sup>8</sup>.

Oczywiście mogło okazać się, że w tym zakresie mechanika kwantowa jest nieadekwatna. Pewne odmiany takich eksperymentów jednak zrealizowano praktycznie<sup>9</sup> i zadowalająco potwierdziły one jej przewidywania. Uznano w związku z tym, że teoria ze zmiennymi ukrytymi jest niemożliwa i należy się pogodzić z zasadniczą nieintuicyjnością rzeczywistości opisywanej przez mechanikę kwantową.

---

<sup>3</sup> Tenże, *Die vom Relativitätsprinzip geforderte Trägheit der Energie*, *Annalen der Physik*, 23 (1907), s. 371-372.

<sup>4</sup> Minkowski H., *Raum und Zeit*, *Physikalische Zeitschrift*, 20 (1909), s. 104-111.

<sup>5</sup> Lorentz H.A., *Alte und neue Fragen der Physik*, 11 (1910), s. 1236; por. Bell J.S., *How to teach special relativity*, [w:] tenże, *Speakable and Unsayable in Quantum Mechanics*, Cambridge Univ. Press, Cambridge 1987, s. 68-72.

<sup>6</sup> Bell J.S., *On the Einstein-Podolsky-Rosen paradox*, *Physics* 1 (1964), 195.

<sup>7</sup> Bohm D., *Quantum Theory*, New York, Prentice-Hall, New York 1951, s. 614-615.

<sup>8</sup> Einstein A., Podolsky B., Rosen N., *Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?*, *Physical Review* 47 (1935), s. 777-778.

<sup>9</sup> Np.: Aspect A., Grangier P., Roger G., *Experimental realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment: a new violation of Bell’s inequalities*, *Physical Review Letters* 49 (1979), s. 91-94.

Gdyby jednak udało się podważyć twierdzenie Bella, znajdując dla niego kontrmodel, to taki wniosek okazałby się przedwczesny. Być może zaś był on w zasięgu ręki, lecz dotąd nie znaleziono go w znacznej mierze dlatego, że z jakiegoś powodu pozamerytorycznego zabrakło do tego wystarczającej motywacji. Takim powodem mogłaby być atrakcyjność jakiejś światopoglądowej konsekwencji twierdzenia. Nie byłby to jedyny taki przypadek w historii nauki. Spróbujmy zbadać przypuszczenie, że taką rolę odegrało tu sprzyjanie specyficznemu rozumianiu holistycznej wizji rzeczywistości.

## **2. Mechanika kwantowa a realizm i lokalność**

Nie ma powszechnej zgody co do tego, w czym wspomniana nieintuicyjność rzeczywistości kwantowej się wyraża. Można jednak wymienić dwie dominujące opinie. Według jednej z nich zakwestionowany musi zostać realizm<sup>10</sup> w odniesieniu do mierzalnych wielkości, tj. założenie, że wynik pomiaru jest zawsze określony przez jakąś preegzystującą w stosunku do niego cechę obiektu, na którym zostaje przeprowadzony. Według drugiej zaś odrzucić należy lokalność<sup>11</sup>, tj. niemożliwość natychmiastowego wpływu wyniku pomiaru w jednym miejscu na wynik pomiaru w innym, oddalonym miejscu.

Warto zauważyć, że pytanie o rozumiany jak wyżej realizm pozostaje w związku z pytaniem o determinizm. W świecie, w którym obowiązuje „sztywny” determinizm, nie do pomyślenia jest, by ta sama przyczyna mogła powodować wzajemnie wykluczające się skutki. Różnicy w skutkach musi odpowiadać jakaś różnica w przyczynie. Jeśli więc możliwa jest różnica w skutkach przy tej samej przyczynie, to nie może obowiązywać determinizm „sztywny”, lecz jakiś determinizm „miękki”.

{119}

Taki „miękki” determinizm mechaniki kwantowej nazywany bywa jej indeterminizmem. Chociaż to określenie jest nieco mylące, bo przecież nie chodzi tu o zupełne niezdecydowanie, warto się na nie zdecydować, determinizm „sztywny” nazywając po prostu determinizmem. Specyfika tak rozumianego determinizmu wyraża się w tym, że zajście przyczyny jest warunkiem wystarczającym zajścia skutku. Indeterminizm można zaś wtedy rozumieć jako po prostu brak tak rozumianego determinizmu. Po tym sprecyzowaniu okazuje się, że przypisywane mechanice kwantowej

---

<sup>10</sup> Np.: van Fraassen B.C., *The Charybdis of realism: Epistemological implications of Bell's inequality*, Synthese 52 (1982), s. 25-28.

<sup>11</sup> Np.: Maudlin T., *Quantum Non-Locality & Relativity*, wyd. 3, Wiley-Blackwell 2011, s. 90.

naruszenie realizmu sprowadza się do specyficznego dla niej indeterminizmu.

Z kolei lokalność można rozumieć bądź w słabym sensie, polegającym na braku związków przyczynowych między zdarzeniami przedzielonymi interwałem przestrzennopodobnym, bądź w silnym, polegającym na niemożliwości jakiegokolwiek zależności któregoś z nich od drugiego, niekoniecznie mającej charakter związku przyczynowego. Odpowiednio, nielokalnością w silnym sensie byłoby naruszenie lokalności w sensie słabym, a nielokalnością w sensie słabym – naruszenie lokalności w sensie silnym. Jeśli zgodzić się, że w realnym świecie obowiązuje zarówno teoria kwantów, jak i teoria względności, to przypisywanie tej pierwszej nielokalności w silnym sensie nie wchodzi w grę. Przekonamy się jednak, że jeśli obowiązują wszystkie założenia twierdzenia Bella, to musi ona być nielokalna – wobec tego zaś, co powiedziano powyżej, oczywiście w sensie słabym.

### 3. Twierdzenie Bella a lokalność

W eksperymencie EPRB bada się korelacje wyników pomiarów przedzielonych interwałem przestrzennopodobnym, wykonanych na cząstkach z pary wygenerowanej lokalnie, które następnie oddaliły się od siebie. Jeśli założyć, że obowiązuje lokalność w słabym sensie, to między tymi pomiarami nie może zachodzić związek przyczynowy. W świetle sformułowanej przez H. Reichenbacha<sup>12</sup> zasady wspólnej przyczyny zdarzenia, między którymi nie zachodzi związek przyczynowy, muszą być wzajemnie statystycznie niezależne, chyba, że mają wspólną przyczynę. Tak sformułowana, zasada ta jest niewątpliwie jak najbardziej intuicyjna. Reichenbach jednak przyjął też założenie na temat skutków wspólnej przyczyny, które już nie tylko nie jest intuicyjne, lecz jest wręcz paradoksalne. Założył mianowicie, że również one są wzajemnie statystycznie niezależne pod warunkiem, iż zaszła wspólna przyczyna.

Skąd wzięło się takie założenie? Łatwo zauważyć, że w modelu deterministycznym zajście przyczyny jest warunkiem wystarczającym skutku, co oznacza, że prawdopodobieństwo skutku pod warunkiem zajścia przyczyny jest równe jedności. Dotyczy to każdego z osobna spośród jej skutków, ale też ich wszystkich łącznie. Jeśli więc dwa zdarzenia  $A$  i  $B$  mają wspólną przyczynę  $C$ , to ich łączne prawdopodobieństwo pod warunkiem zajścia tej przyczyny jest równe iloczynowi prawdopodobieństw ich obu pod warunkiem jej zajścia – a to właśnie oznacza ich wzajemną statystyczną niezależność pod tym warunkiem:

---

<sup>12</sup> Reichenbach, H., *The Direction of Time*, University of California Press, Berkeley 1956, s. 158-159.

$$(SO) \quad P(A,B|C) = P(A|C) P(B|C) .$$

Ta warunkowa statystyczna niezależność nazywana bywa ekranowaniem (*screening off*)<sup>13</sup>: wspólna przyczyna „ekranuje” swoje skutki od siebie. Jak zauważono {120} wyżej, jest tak w modelu deterministycznym. Czy jednak efekt ekranowania występuje również w modelu indeterministycznym? W modelu takim powyższa równość nie byłaby bynajmniej trywialna i wymagałaby jakiegoś uzasadnienia, gdyż występujące w niej prawdopodobieństwa warunkowe w ogólności mogą różnić się od jedności.

Pojęcie ekranowania okaże się doniosłe w kontekście uzasadnienia twierdzenia Bella. Sprowadza się ono w przeważającej części do wyprowadzenia nierówności zwanych nierównościami Bella<sup>14</sup>, jakie spełniać muszą funkcje korelacji dotyczące wyników pomiarów w eksperymentach typu EPRB wyliczone w jakimkolwiek modelu spełniającym warunek lokalności, a następnie wskazania warunków pomiarów, w których mechanika kwantowa pozwala przewidzieć ich łamanie. Przyjrzyjmy się kluczowym założeniom takiego wyprowadzenia w przypadku nierówności CHSH<sup>15</sup>, którą udało się poddać testowi empirycznemu.

W oryginalnym sformułowaniu eksperyment EPRB polega na wygenerowaniu pary cząstek o spinach połówkowych i całkowitym spinie zerowym, które następnie oddalają się do odległych od siebie przyrządów i na każdej z nich zostaje dokonany pomiar rzutu spinu na wybrany kierunek. W praktyce zamiast pary takich cząstek stosuje się parę fotonów, a pomiar dotyczy ich polaryzacji, jednak wyprowadzenie przewidywań jest w znacznej mierze analogiczne do wyprowadzenia przewidywań w przypadku pomiaru rzutów spinów cząstek o spinach połówkowych, który jest bardziej poglądowy, więc w zastępstwie zwykle mówi się o nim.

Dla wyprowadzenia nierówności CHSH kluczowe jest założenie zwane lokalnością Bella (*Bell's locality condition*)<sup>16</sup>, gdyż J. Bell uważał je za bezpośrednią konsekwencję lokalności. Można je sformułować w postaci równania:

$$(BL) \quad P(A,B|a,b,\lambda) = P(A|a,\lambda) P(B|b,\lambda) ,$$

gdzie  $A, B$  to wyniki pomiarów, odpowiednio, na pierwszej i drugiej cząstce, przy czym  $a, b$  to parametry określające ustawienie odpowiednich

---

<sup>13</sup> Wroński L., *Reichenbach's Paradise*, De Gruyter, Warsaw/Berlin 2014, s. 4.

<sup>14</sup> Faktycznie autorstwa samego Bella jest tylko jedna z nich: Bell J.S., *On the Einstein-Podolsky-Rosen...*, s. 198.

<sup>15</sup> Clauser J.F., Horne M.A., Shimony A., Holt R.A., *Proposed experiment to test local hidden-variable theories*, *Physical Review Letters* 23 (1969), s. 881.

<sup>16</sup> Shimony A., *Search for a Naturalistic World View*, t. 2, Cambridge Univ. Press, Cambridge 1993, s. 92.

przrządów, zaś  $\lambda$  oznacza zbiór wielkości w sposób kompletny określający stan pary cząstek EPRB w momencie jej wygenerowania, ewentualnie zawierający jakieś zmienne ukryte. Łatwo zauważyć, że założenie to wyraża statystyczną niezależność wyniku pomiaru na każdej z cząstek od ustawienia przyrządu do pomiaru na drugiej i od wyniku tego pomiaru.

Założenie BL jest nietrywialnie, gdyż z samej definicji prawdopodobieństwa warunkowego wynika jedynie<sup>17</sup>:

$$P(A,B|a,b,\lambda) = P(A|B,a,b,\lambda) P(B|a,b,\lambda)$$

$$\text{i } P(A,B|a,b,\lambda) = P(B|A,a,b,\lambda) P(A|a,b,\lambda) .$$

Aby z któregoś z tych równań odzyskać BL, trzeba założyć:

$$\{121\}$$

$$(OI) \quad P(A,B|a,b,\lambda) = P(A|a,b,\lambda) P(B|a,b,\lambda)$$

oraz:

$$(PI) \quad P(A|a,b,\lambda) = P(A|a,\lambda) \quad \text{i} \quad P(B|a,b,\lambda) = P(B|b,\lambda) .$$

Pierwsze z tych założeń oznacza statystyczną niezależność wyniku pomiaru na każdej cząstce od wyniku pomiaru na drugiej (*outcome independence*), natomiast drugie – statystyczną niezależność tego wyniku od parametru określającego ustawienie przyrządu do pomiaru na drugiej (*parameter independence*)<sup>18</sup>. Można wykazać, że lokalność Bella jest równoważna koniunkcji tych dwóch założeń<sup>19</sup>.

Założenie lokalności w słabym sensie oznacza, że między wynikiem pomiaru na jednej cząstce a ustawieniem przyrządu do pomiaru na drugiej nie może być związku przyczynowego. Ewentualne odstępstwo od PI musiałoby więc wynikać z jakiejś ich wspólnej przyczyny. Z określenia warunków eksperymentu jednak nie wynika, by ją miały. Warunek PI więc jest bezpośrednią konsekwencją lokalności w sensie słabym.

Inaczej jednak rzecz się ma z niezależnością wyniku pomiaru na jednej z cząstek od wyniku pomiaru na drugiej. Oba wyniki zależą przecież od stanu pary w momencie jej wygenerowania. Ten stan jest więc, przy danym ustawieniu przyrządów, wspólną przyczyną dla ich obu. Oznacza to, że założenie lokalności, nawet w silnym sensie, nie wystarcza do uzasadnienia OI.

W sukurs przychodzi wspomniane wyżej założenie SO teorii wspólnej przyczyny Reichenbacha. Łatwo zauważyć, że jeśli za  $C$  podstawić do niego  $\{a,b,\lambda\}$ , to otrzymamy właśnie OI. Wprawdzie intuicyjnie za

<sup>17</sup> Por. Bell J.S., *La nouvelle cuisine*, w: tenże, *Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics*, wyd. 2, Cambridge Univ. Press, Cambridge 2004, s. 243.

<sup>18</sup> Shimony A., dz. cyt., s. 92.

<sup>19</sup> Jarrett J.P., *On the physical significance of the locality conditions in the Bell arguments*, *Noûs* 18 (1984), s. 569.

wspólną przyczynę obu wyników należałoby stan pary w momencie jej wygenerowania, ale on sam nie wystarcza do ich określenia, lecz konieczne jest określenie warunków pomiaru, co usprawiedliwia dołączenie do określenia wspólnej przyczyny parametrów określających ustawienie przyrządów, bez czego byłaby określona w sposób niekompletny.

Spełnienie PI i OI, a tym samym BL, oznaczałoby, że przewidywania modelu muszą spełniać nierówność CHSH. Wiadomo zaś, że w określonych, szczególnych warunkach przewidywania teorii kwantów łamią je. Model odtwarzający jej przewidywania musiałby więc nie spełniać co najmniej jednego z warunków PI, OI. Jeśli miałby być zgodny z nakładanym przez teorię względności warunkiem lokalności w sensie słabym, to niespełnianie PI nie wchodzi w grę. Gdyby zaś ponadto wspólna przyczyna musiała spełniać SO, to jedynym sposobem niespełniania OI mogłoby być jedynie naruszenie lokalności, przy czym, wobec założenia lokalności w sensie słabym, naruszona musiałaby być lokalność w sensie silnym. Innymi słowy, zgodny z teorią względności model odtwarzający wszystkie przewidywania teorii kwantów musiałby być nielokalny w sensie słabym.

#### **4. Doskonała korelacja**

Pamiętamy jednak, że obowiązywanie warunku SO jest niekontrowersyjne jedynie w modelu deterministycznym. To samo więc dotyczy warunku OI. Mogłoby wobec tego nasuwać się poszukiwanie jako kontrmodelu dla twierdzenia Bella jakiegoś modelu indeterministycznego.

{122}

Niestety, do wystąpienia w takiej roli nie wystarczy, by model łamał nierówność Bella, nawet gdyby to robił w taki sam sposób jak model kwantowy. Musiałby on ponadto odtworzyć inne przewidywanie mechaniki kwantowej, jakim jest doskonała korelacja (*perfect correlation*)<sup>20</sup>. W przypadku pomiarów rzutu spinu polega ona na tym, że jeśli na obu cząstkach jest mierzony rzut spinu na ten sam kierunek, to niemożliwe jest, by wyniki pomiaru były zgodne, tj.:

$$(PC) \quad P(A, A|a, a, \lambda) = 0.$$

Innymi słowy, przeciwne wyniki pomiarów są ściśle, czy też doskonale, skorelowane.

Problem w tym, że przy założeniu lokalności taki wynik jest nieosiągalny dla modelu indeterministycznego. W modelu takim, jeśli cząstki pary są w stanach wyróżniających inny kierunek niż ten, na który rzut spinu jest mierzony, to przy danym wyniku pomiaru rzutu spinu jednej

---

<sup>20</sup> Van Fraassen, dz. cyt., s. 30.

z cząstek na jakiś kierunek, oba wyniki pomiaru rzutu spinu drugiej na ten sam kierunek są możliwe. Oznacza to, że prawdopodobieństwo wyników zgodnych jest zawsze niezerowe. Aby więc model był w stanie odtworzyć doskonałą korelację, musi być deterministyczny. Wtedy jednak spełnienie przezeń warunku OI, a tym samym nierówności Bella, wydaje się nieuniknione. Nie widać wobec tego sposobu uniknięcia zarówno Scylli niespełnienia PC, jak i Charybdy spełnienia nierówności Bella<sup>21</sup>. Bez tego zaś wymknięcie się z pułapki twierdzenia Bella nie jest możliwe.

## 5. Indeterminizm bez indeterminizmu

Przyjmijmy się istocie problemu. Kontrmodelem dla twierdzenia Bella musiałby być taki lokalny model eksperymentu EPRB, który z jednej strony odtwarzałby doskonałą korelację, z drugiej zaś łamałby nierówność CHSH. Aby spełniał ten pierwszy warunek, nie może on być indeterministyczny. Aby zaś spełniał drugi, indeterministyczny być musi. Czy da się pogodzić te sprzeczne wymagania?

Oczywiście trudno spodziewać się znalezienia modelu, który zarazem byłby i nie byłby indeterministyczny w tym samym sensie. Być może jednak dałoby się znaleźć model, który byłby w jakimś sensie deterministyczny, a w innym nie? Doskonałą korelację może zapewnić tylko taki lokalny model, który na podstawowym poziomie opisu jest deterministyczny. Indeterminizm powinien więc pojawić się na jakimś wtórnym poziomie opisu.

Źródłem indeterminizmu musiałby być jakiś niekontrolowany czynnik losowy. Nie mógłby to jednak być żaden lokalny czynnik zakłócający pomiar dla każdej cząstki z osobna, bo musiałby prowadzić do naruszenia doskonałej korelacji. Aby mogła ona być zachowana, powinien on na wyniki pomiarów na obu cząstkach wpływać jednakowo. Przy założeniu lokalności co najmniej w słabym sensie, taki czynnik musiałby działać już na etapie generacji pary, bo gdyby miał działać później, to faktycznie byłyby to dwa niezależne czynniki wpływające na wyniki poszczególnych pomiarów, więc mogłyby na nie wpłynąć w sposób naruszający doskonałą korelację.

Jeśli pomiarowi podlegałyby rzut spinu cząstek o spinie połówkowym, przy całkowitym spinie zerowym pary, to owym czynnikiem losowym mógłby być wybór kierunku, dla którego cząstki są pierwotnie w stanach własnych rzutu spinu, odpowiadających przeciwnym wartościom własnym. Określałyby on stany, w których są cząstki przed pomia- {123} rem. Przy danym ustawieniu przyrządu, określonym przez kierunek, na który rzut

---

<sup>21</sup> Por. tamże, s. 25.

spinu miałyby być za jego pomocą mierzone, stan ten powinien jednoznacznie określić wynik pomiaru, gdyż każda niejednoznaczność, która z uwagi na lokalność musiałaby być niezależna dla każdej z cząstek, mogłaby skutkować zniszczeniem doskonałej korelacji. Wynik powinien więc być funkcją relacji między kierunkiem, dla którego cząstka jest w stanie własnym rzutu spinu przed pomiarem, a kierunkiem, na który rzut spinu jest mierzony.

Jak widać, jedynym czynnikiem losowym byłby wybór w procesie generacji każdej kolejnej pary kierunku, dla którego obie cząstki są pierwotnie w stanie własnym rzutu spinu. Faktycznie więc rozważany model byłby zespołem statystycznym modeli różniących się co do tego kierunku, z których każdy jest jak najbardziej deterministyczny. Niewątpliwie byłby on w stanie odtworzyć doskonale korelacje, bo przy tym samym kierunku pomiaru rzutu spinu, bez względu na pierwotny kierunek określający stan cząstek przed pomiarem, wynik pomiaru na jednej cząstce byłby zawsze przeciwny do wyniku pomiaru na drugiej. Czy jednak jego deterministyczny charakter nie oznaczałby, że musiałby on spełniać warunek ekranowania, a tym samym jego przewidywania musiałby spełniać nierówności Bella?

Niewątpliwie byłyby tak, gdyby nie mógł być on zarazem w jakimś innym sensie indeterministyczny. Taką możliwość otwiera wprowadzone przez K.R. Poppera rozróżnienie determinizmu „prima facie”, który można też określić jako metafizyczny, od determinizmu „naukowego”<sup>22</sup>, czy też fizycznego. Rzecz w tym, że warunki pomiaru, określone tu przez kierunek, na jaki mierzony jest rzut spinu, same w sobie są wprawdzie określone z nieskończoną dokładnością, ale w realnym eksperymencie można je określić tylko na podstawie pomiarów obarczonych błędem, a zatem z dokładnością skończoną. Gdyby więc wynik pomiaru w istotny sposób zależał od dostatecznie małej różnicy warunków, to w realnym eksperymencie wynik nie byłby określony jednoznacznie, lecz określone byłyby jedynie efektywne prawdopodobieństwa uzyskania alternatywnych wyników. Innymi słowy, taki deterministyczny model byłby praktycznie indeterministyczny.

## **6. Chaos a pomiar kwantowy**

Model w powyższym sensie praktycznie indeterministyczny byłby deterministyczny w sensie determinizmu metafizycznego, natomiast nie byłby w sensie determinizmu fizycznego. Realizacji takiej możliwości

---

<sup>22</sup> Popper K.R., *Indeterminism in quantum physics and in classical physics, Part I*. The British Journal for the Philosophy of Science 1 (1950), s. 120-123.

można doszukiwać się w zjawiskach deterministycznego chaosu<sup>23</sup>. Ich specyfika wyraża się w rodzaju zależności ewolucji układu od warunków początkowych. Podczas gdy ewolucja układu w stanie stabilnym tylko nieznacznie zależy od małej zmiany warunków początkowych, w układzie zachowującym się chaotycznie ich dowolnie mała zmiana może powodować drastyczną zmianę przebiegu jego ewolucji.

Gdzie jednak chaos mógłby odgrywać rolę w deterministycznym modelu eksperymentu kwantowego, obejmującego pomiary o dyskretnym spektrum wyników? Naturalne wydaje się usytuowanie go tam, gdzie zaznacza się indeterminizm kwantowy, tj. w procesie pomiaru. Pomiar taki można konceptualnie rozłożyć na dwa etapy: redukcję stanu układu kwantowego i pomiar właściwy. Na pierwszym z nich układ przechodzi {124} ze swojego stanu wyjściowego do jednego ze stanów własnych mierzonej wielkości, na drugim zaś w pomiarze dochodzi do odczytu wyniku, którym jest odpowiadająca temu stanowi wartość własna. Specyfika pomiaru kwantowego wyraża się w obecności tego pierwszego etapu, którego nie przewiduje się w pomiarze klasycznym. Nie pojawia się on zresztą, a ściślej: trywializuje się, również w pomiarze kwantowym, jeśli układ od początku jest w stanie własnym.

Oczywiście ten drugi etap jest jak najbardziej deterministyczny, więc indeterminizm zaznacza się wyłącznie na etapie redukcji stanu. W istocie to określenie jest nieco mylące, gdyż sugeruje otrzymanie z kompletnego stanu jakiejś jego części, podczas gdy faktycznie otrzymuje się stan równie dobry jak stan wyjściowy, tylko inny. Bardziej trafne byłoby więc określić go jako reorientację<sup>24</sup>. W przypadku pomiaru rzutu spinu połówkowego taką reorientację można rozumieć dość dosłownie, bo chodziłoby o przejście cząstki z pierwotnego stanu własnego rzutu spinu na pewien kierunek do stanu własnego rzutu spinu na kierunek, na który dokonywany jest pomiar, co można zinterpretować jako obrót. W ogólnym przypadku zaś chodziłoby o reorientację w przestrzeni Hilberta<sup>25</sup>, tj. przejście od stanu reprezentowanego w niej przez jeden wektor do stanu reprezentowanego przez inny, inaczej zorientowany.

Uważa się, że redukcja stanu dokonuje się w wyniku oddziaływania obiektu kwantowego, na którym pomiar jest dokonywany, z makroskopowym przyrządem pomiarowym. Zazwyczaj zakłada się też, że wyjściowy stan obiektu nie określa wyniku redukcji jednoznacznie, lecz

---

<sup>23</sup> Heller M., *Filozofia przyrody*, Znak, Kraków 2004, s. 176-177.

<sup>24</sup> Czerniawski J., *Fizyka a magia: W sprawie oddziaływań na odległość*, *Studia Metodologiczne*, 33 (2014), s. 117.

<sup>25</sup> Czerniawski J., *O pewnym założeniu twierdzenia Bella*, *Studia Philosophiae Christianae*, 52 (2016), nr 4, s. 49.

zostaje on dookreślony przez niekontrolowany wpływ ze strony przyrządu, w związku z czym nie sposób go jednoznacznie przewidzieć. Tego samego jednak można byłoby się spodziewać, jeśli redukcja byłaby procesem chaotycznym, zaś wyjściowy stan nie byłby określony nieskończenie dokładnie. W przypadku pomiaru rzutu spinu cząstki, ten brak nieskończonej dokładności dotyczyłby określenia relacji między kierunkiem wyróżnianym przez jej stan wyjściowy a kierunkiem, na który dokonywany byłby pomiar.

W przypadku pomiaru na pojedynczej cząstce różnica między tymi dwiema możliwościami nie jest istotna. Sytuacja jednak zmienia się diametralnie w przypadku pomiarów na cząstkach z pary EPRB. Można wtedy założyć, że stan każdej z cząstek, jednoznacznie wyznaczający wynik pomiaru rzutu jej spinu na dowolny kierunek, jest niejako „odbiciem względem punktu” stanu drugiej, co oznacza, że bez względu na kierunek wyróżniony przez wyjściowy stan obu cząstek, wynik pomiaru na dany kierunek na jednej z nich musi być przeciwny do wyniku pomiaru na drugiej na ten sam kierunek.

Oznacza to, że gdyby założyć, iż kwantowemu opisowi stanu pary EPRB odpowiada zespół statystyczny jej stanów wyróżniających różne kierunki, to model taki odtwarzałby doskonałe korelacje przewidywane przez teorię kwantów. Z drugiej strony zaś, z uwagi na swój indeterminizm w sensie braku determinizmu fizycznego, nie musiałby spełniać warunku pozwalającego wyprowadzić nierówność CHSH, a tym samym jego przewidywania nie musiałby jej spełniać. W konsekwencji zaś, mógłby stanowić kontrmodel dla twierdzenia Bella.

{125}

## **7. Twierdzenie Bella a holizm**

Oczywiście powyżej nie przedstawiono kontrmodelu dla twierdzenia Bella, lecz tylko jego ogólną ideę, której miałyby być konkretyzacją. Skonstruowanie go wymagałoby poważnej pracy konceptualnej. Sama idea jednak jest tak prosta, że sama się nasuwa, a przy odpowiednim przygotowaniu, do którego autor niniejszego artykułu nie pretenduje, powinno nie przedstawiać większej trudności bądź jej zrealizowanie w postaci konkretnego modelu, bądź wykazanie, że jest to niemożliwe. Tymczasem nic nie wskazuje na to, by jakieś badania w tym kierunku podejmowano, gdyż w całej znanej autorowi literaturze dotyczącej twierdzenia Bella wątek ewentualnego udziału chaosu w modelu pomiaru kwantowego w ogóle się nie pojawia.

Oczywiście mogło po prostu, mimo wszystko, być tak, że nikt wcześniej na tę ideę nie wpadł. Od czasu jednak, gdy parę lat temu w zarysie pojawiła się ona w publikacjach naukowych<sup>26</sup>, nie tylko nie wzbudziła zainteresowania specjalistów, ale próby zainteresowania nią ich spotkały się z oporem. Nie doczekała się z ich strony nawet żadnej przekonywającej krytyki przedstawionej idei, a ta, z którą się spotkała, zazwyczaj była powierzchowna i przebijała przez nią intencja zbycia natręta. Można więc odnieść wrażenie, że brak im silnej motywacji do poszukiwania sposobu podważenia twierdzenia Bella, gdyż z jakiegoś powodu bardzo im ono odpowiada.

O jaki powód może chodzić? Gdyby obowiązywać miały wszystkie założenia twierdzenia Bella, każdy model odtwarzający wszystkie przewidywania teorii kwantów musiałby być nielokalny, przy czym, jeśli uwzględnić ograniczenie nakładane na związki przyczynowe przez teorię względności, musiałby on być nielokalny w sensie słabym. Oznaczałoby to, że nielokalność w tym sensie przypisuje opisywanej przez siebie rzeczywistości sama teoria kwantów.

Oczywiście nie chodziłoby o związki przyczynowe między wynikami pomiarów przedzielonych interwałem przestrzennopodobnym. Mogłoby jednak chodzić o jakiś nielokalny związek między częściami układu kwantowego, wyrażający się w bezpośrednim powiązaniu ich stanów niezależnym od dzielącej je odległości. Taki charakter zaś ma rozumiane dosłownie splątanie kwantowe.

Zgodnie z określeniem pochodzącym od E. Schrödingera, splątanie kwantowe polega na tym, że układ kwantowy w stanie splątanym jest jako całość lepiej określony niż jego części. W szczególności np. całkowity rzut spinu na dowolny kierunek pary cząstek EPRB, które są właśnie w stanie splątanym, jest określony jednoznacznie, podczas gdy rzut spinu każdej z nich z osobna może z równym prawdopodobieństwem przyjmować jedną z dwóch alternatywnych wartości. Co więcej, wynik jego pomiaru na jednej z nich na dany kierunek natychmiastowo wpływa na rozkład prawdopodobieństwa alternatywnych wyników pomiaru rzutu spinu drugiej na dowolny kierunek, jak gdyby każda z cząstek „czuła na odległość”, co się przydarzyło drugiej.

Łatwo zauważyć, że dosłownie rozumiane sformułowanie Schrödingera wyraża swoicie rozumiany holizm. Oczywiście przypadek cząstek EPRB jest specyficzny, bo splątany stan wynika z faktu, iż para z założenia została wygenerowana razem lokalnie, gdy ich powiązanie nie naruszało lokalności nawet w słabym sensie. Zjawisko splątania kwantowego bynajmniej nie ogranicza się jednak do tego szczególnego przypadku,

---

<sup>26</sup> Czerniawski J., *Fizyka a magia...*, dz. cyt.; tenże, *O pewnym założeniu...*, dz. cyt.

{126} lecz jest o wiele szersze. Co więcej, jeśli Wszechświat powstał w wyniku Wielkiego Wybuchu, to można założyć, że na początku jego ewolucji wszystkie jego części były dostatecznie blisko, by splątanie objęło je wszystkie. Oznaczałoby to, że podstawową rzeczywistość stanowi Wszechświat jako całość, której części są w stosunku do niej wtórne i jedynie względnie wyróżnione.

Taki holistyczny obraz rzeczywistości, w którym wszystko ze wszystkim jest w nierozzerwalnym związku, a odseparowanie przestrzenne jest w znacznej mierze iluzoryczne, może być dla kogoś bardzo atrakcyjne światopoglądowo i budzić metafizyczny dreszcz. Psychologicznie zrozumiałe jest zaś sprzyjanie koncepcjom wspierającym wyobrażenia światopoglądowo atrakcyjne i niechęć do pomysłów je podważających. Można zastanawiać się, czy tego rodzaju skłonności nie stanowią ważnego czynnika hamującego poszukiwanie kontrmodelu dla twierdzenia Bella.

Oczywiście może być też tak, że jego konstrukcja jest z jakiegoś zasadniczego względu niemożliwa. Nic jednak nie wskazuje na to, by próbowano go szukać w kierunku wskazanym wyżej. Jeśli ta droga jest zamknięta, powinno być możliwe konkluzywne wykazanie, że tak jest. Dopóki zaś tego nie wykazano, można uważać, że uzasadnienie twierdzenia Bella zawiera lukę. Samej niechęci specjalistów do podjęcia się jej wypełnienia nie wystarczy, by można było uważać, że jej nie ma.

## **Literatura**

Aspect A., Grangier P., Roger G., *Experimental realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment: a new violation of Bell's inequalities*, Physical Review Letters 49 1979, s. 91-94.

Bell J.S., *On the Einstein-Podolsky-Rosen paradox*, Physics 1, 1964, s. 195–200.

Bell J.S., *How to teach special relativity*, [w:] tenże, *Speakable and Unsayable in Quantum Mechanics*, Cambridge Univ. Press, Cambridge 1987, s. 67-80.

Bell J.S., *La nouvelle cuisine*, w: tenże, *Speakable and Unsayable in Quantum Mechanics*, wyd. 2, Cambridge Univ. Press, Cambridge 2004.

Bohm D., *Quantum Theory*, New York, Prentice-Hall, New York 1951.

Clauser J.F., Horne M.A., Shimony A., Holt R.A., *Proposed experiment to test local hidden-variable theories*, Physical Review Letters 23, 1969, s. 880–884.

Czerniawski J., *Fizyka a magia: W sprawie oddziaływań na odległość*, Studia Metodologiczne, 33, 2014, s. 97–120.

- Czerniawski J., *O pewnym założeniu twierdzenia Bella*, *Studia Philosophiae Christianae* 52, 2016, s. 97-120.
- Einstein A., *Zur Elektrodynamik bewegter Körper*, *Annalen der Physik* 17, 1905, s. 891-921.
- Einstein A., *Die vom Relativitätsprinzip geforderte Trägheit der Energie*, *Annalen der Physik* 23, 1907, s. 371-384.
- Einstein A., Podolsky B., Rosen N., *Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?*, *Physical Review* 47, 1935, s. 777-780.
- Heller M., *Filozofia przyrody*, Znak, Kraków 2004.
- { 127 }
- Jarrett J.P., *On the physical significance of the locality conditions in the Bell arguments*, *Noûs* 18, 1984, s. 569–589.
- Lorentz H.A., *Alte und neue Fragen der Physik* 11, 1910, s. 1234-1257.
- Maudlin T., *Quantum Non-Locality & Relativity*, wyd. 3, Wiley-Blackwell 2011.
- Popper K.R., *Indeterminism in quantum physics and in classical physics, Part I*. *The British Journal for the Philosophy of Science* 1, 1950, s. 117-133.
- Reichenbach, H., *The Direction of Time*, University of California Press, Berkeley 1956.
- Shimony A., *Search for a Naturalistic World View*, t. 2, Cambridge Univ. Press, Cambridge 1993.
- van Fraassen B.C., *The Charybdis of realism: Epistemological implications of Bell's inequality*, *Synthese* 52, 1982, s. 25-38.
- Wroński L., *Reichenbach's Paradise*, De Gruyter, Warsaw/Berlin 2014.