

TIM MAUDLIN

METAFIZYCZNE IMPLIKACJE
FIZYKI KWANTOWEJ*

Metafizyka jest teorią bytu, czyli najogólniejszym opisem tego, co istnieje. Musi więc czerpać z nauk empirycznych, gdyż możemy odkrywać naturę rzeczywistości materialnej jedynie poprzez doświadczenie. Najogólniejszego i najbardziej podstawowego opisu rzeczywistości materialnej dostarcza fizyka, w związku z tym jest ona dyscypliną naukową najbardziej zbliżoną do metafizyki jako filozoficznego dociekania (o ile nie jest jej przedłużeniem).

Współczesna fizyka jest szczególnie obfitym źródłem zadziwiających stwierdzeń na temat rzeczywistości. Na przykład żadne poważne badanie natury przestrzeni i czasu nie może pozwolić sobie na pominięcie teorii względności, której opis struktury czasoprzestrzeni byłby nie do uzyskania drogą samej tylko filozoficznej spekulacji. Tak jak rzeczywistość bywa bardziej zaskakująca niż fikcja, tak teoria fizyczna stanowi większe wyzwanie pojęciowe niż aprioryczna spekulacja.

Nie znaczy to, że jako filozofowie powinniśmy wymienić swoje narzędzia na narzędzia fizyków. Fizyka dostarcza teorii, które zwykle składają się z matematycznego formalizmu i pewnych procedur zastosowania tego formalizmu do konkretnych, jednostkowych sytuacji. Ale zarówno formalizm, jak i procedury mogą dopuszczać różne ontologiczne *interpretacje*. Nie musi być jasne, na przykład, które części wzorów odpowiadają prawdziwym wielkościom

Prof. TIM MAUDLIN — profesor filozofii na New York University; adres do korespondencji: Department of Philosophy, 5 Washington Place, New York, NY 10003; e-mail: twm3@nyu.edu; ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-8394-7264>.

*Przekład na podstawie: Tim MAUDLIN, „Distilling Metaphysics from Quantum Physics”, w: *The Oxford Handbook of Metaphysics*, red. Michael J. Loux i Dean W. Zimmerman (Oxford: Oxford University Press, 2005), 461–487.

fizycznym, a które są wynikiem arbitralnego wyboru jednostek lub przyrządów pomiarowych. Nie musi być oczywiste, które modele matematyczne reprezentują faktyczne fizyczne możliwości, a które nie. Nie musi być jasne nawet to, które pary modeli matematycznych reprezentują te same fizyczne sytuacje. Na wszystkie te problemy natrafia nawet filozof, który próbuje, na przykład, przyjąć teorię względności tak, jak się ona jawi „na pierwszy rzut oka”.

Problemy te zwiększają się wykładniczo, gdy próbujemy zrozumieć ontologiczne implikacje teorii kwantowej. Zastajemy tam formalizm matematyczny i zestaw praktycznych reguł jego stosowania, ale żadnej zgodności opinii co do jego interpretacji. Co więcej, nie ma prawie żadnego punktu, w którym te alternatywne dostępne interpretacje się zgadzają albo który może być bezpośrednio wynioskowany z nawet najbardziej zaskakujących eksperymentalnych zjawisk.

Jeśli ontologiczne następstwa teorii kwantowej zależą w tak dużym stopniu od interpretacji formalizmu (albo, w pewnych szczegółach, od tego, jaki on właściwie jest), to odpowiednim podejściem do naszego tematu byłoby szczegółowe przedstawienie poszczególnych interpretacji. Niestety jest to niemożliwe ze względu na ograniczenie miejsca. Piękne omówienie interpretacji znajduje się w *Quantum Mechanics and Experience* Davida Alberta (ALBERT 1992). Każdy filozof na poważnie zainteresowany tą tematyką powinien dokładnie przestudiować tę książkę. Tak więc zamiast należytego omówienia, zaprezentuję tu tylko pobieżny szkic interpretacji wraz z bieżącym podsumowaniem, co poszczególne z nich implikują na temat różnych metafizycznych twierdzeń głoszonych o teorii kwantowej.

Aby teoria w ogóle była wersją albo interpretacją mechaniki kwantowej, musi wykorzystywać *wektor stanu* albo *funkcję falową*. Jeśli wychodzi się od teorii klasycznej, istnieją pewne ogólne zasady, jak otrzymać odpowiadającą jej teorię kwantową, zgodnie z którymi z różnych rodzajów klasycznych układów otrzymuje się różne rodzaje stanów kwantowych. Ogólnie mówiąc, klasyczny układ danego rodzaju może w dowolnym momencie znajdować się w jednej z wielu możliwych *konfiguracji*: konfiguracja układu cząstek jest charakteryzowana przez podanie położenia każdej cząstki; konfiguracja klasycznego pola jest charakteryzowana przez podanie wartości tego pola w każdym punkcie przestrzeni. Jeśli pomyślimy o każdej oddzielnej konfiguracji jak o punkcie w abstrakcyjnej przestrzeni, to zbiór wszystkich możliwych konfiguracji tworzy *przestrzeń konfiguracyjną* układu¹. Poje-

¹ Istnieją pewne rozbieżności zdań dotyczące tego, co powinno się liczyć jako oddzielny stan układu (np. jeśli wszystkie cząstki w układzie zostaną przemieszczone o pewną stałą wartość, czy jest to nowa konfiguracja?), ale pominę tutaj tego typu problemy.

dynczy punkt w przestrzeni konfiguracyjnej charakteryzuje w pełni stan układu klasycznego w danej chwili, a trajektoria w przestrzeni konfiguracyjnej (sparametryzowana czasem) reprezentuje pełną fizyczną historię układu². Funkcja falowa układu jest zwykle funkcją zespoloną w *przestrzeni konfiguracyjnej*, tzn. funkcją, która przypisuje każdej możliwej konfiguracji liczbę zespoloną.

Jeśli układ składa się z pojedynczej klasycznej cząstki, to konfiguracja układu jest po prostu określeniem, gdzie się ona znajduje, więc przestrzeń konfiguracyjna układu i przestrzeń fizyczna są izomorficzne (zbiór wszystkich możliwych stanów tego układu dany jest przez zbiór wszystkich położeń w przestrzeni, czyli po prostu przestrzeń fizyczną). *W tym przypadku* jest bardzo łatwo zacząć wyobrażać sobie funkcję falową cząstki jako rodzaj klasycznego, rozmytego w przestrzeni pola, szczególnie gdy myślimy, na przykład, o osławionym eksperymencie dwuszczelinowym. Ale w ogólności przyrównywanie funkcji falowych do klasycznych pól może być bardzo zwodnicze. Jeśli układ składa się z dwóch cząstek, to każdy punkt w przestrzeni konfiguracyjnej określa położenie *obu* cząstek. Nie da się w tym przypadku sensownie zapytać, jaka jest wartość funkcji falowej *tutaj* (wskazując jakiś punkt w fizycznej przestrzeni); trzeba raczej zapytać, jaka jest wartość funkcji falowej dla konfiguracji, w której jedna cząstka jest tutaj, a druga w jakimś innym, konkretnym miejscu. Ta cecha funkcji falowej będzie miała ogromne znaczenie, gdy przejdziemy do zjawiska *splątania kwantowego*, ale większość zagadnień, które podejmę, można omówić na przykładzie układu jednocząstkowego i tam, gdzie to tylko możliwe, będę używał tego prostego przykładu.

Choć istnieją przyzwoite ogólne zasady kwantyzacji wielu klasycznych teorii, powinniśmy pamiętać o dwóch zastrzeżeniach. Po pierwsze, nie każdej klasycznej teorii odpowiada jej kwantowa wersja. Najważniejszym przykładem jest tu ogólna teoria względności. Po drugie, nie każda kwantowa teoria musi być skwantowaną wersją jakiejś klasycznej teorii: w szczególności twierdzi się, że teoria strun jest teorią czysto kwantową, której nie da się uzyskać przez kwantyzację żadnego klasycznego układu.

Nawiasem mówiąc, kwantowanie teorii w tym sensie oznacza określanie zbioru stanów kwantowych i przyporządkowywanie pewnych matematycznych operatorów klasycznym wielkościom fizycznym; nie musi koniecznie

² Stan układu klasycznego jest charakterystyką układu w *danej chwili*, tak więc nie określa, na przykład, prędkości cząstek, a jedynie ich położenia. Prędkości mogą oczywiście być wyliczone, jeśli dane są sparametryzowane czasem trajektorie w przestrzeni konfiguracyjnej.

oznaczać zmiany klasycznie ciągłych wielkości na dyskretne. Prawdą jest, że pewne skwantowane systemy (np. prosty oscylator harmoniczny) mają jedynie dyskretny zbiór dozwolonych wartości pewnych wielkości fizycznych (np. energii), które w klasycznej fizyce mogą przyjmować kontinuum wartości. Ale położenie swobodnej kwantowomechanicznej cząstki nie jest w tym sensie „skwantowane”: może ono przyjmować dowolne z kontinuum wartości.

Wszystkie „interpretacje” teorii kwantowej wykorzystują więc wektor stanu lub funkcję falową. Wszystkie również zgadzają się co do części dynamiki funkcji falowej: że, przynajmniej zazwyczaj, zmienia się ona zgodnie z pewnym rodzajem deterministycznego liniowego równania ruchu. W teorii kwantowej cząstek nierelatywistycznych wykorzystywane jest równanie *Schrödingera*³. Znowu, jeśli rozważana jest tylko pojedyncza cząstka, funkcję falową można wyobrazić sobie jako pole w fizycznej przestrzeni, gdzie równanie Schrödingera określa, jak zmienia się ono w czasie. Daje to podstawy dla zwyczajowego (i wprowadzającego w błąd) wyobrażenia elektronu „rozmytego w przestrzeni”, przechodzącego przez obie szczeliny w eksperymencie dwuszczelinowym i następnie (w jakiś sposób) powodującego powstanie prążków interferencyjnych na ekranie. Nie jest jednak tak, że cokolwiek jest rozmyte w przestrzeni; raczej funkcja falowa „rozchodzi się” w przestrzeni konfiguracyjnej zgodnie z równaniem Schrödingera. Wszystkie interpretacje są jednak zgodne, że stan funkcji falowej zależy od tego, czy każda ze szczelin jest otwarta czy zamknięta, i że ta zależność od obu szczelin odgrywa decydującą rolę w powstawaniu interferencji. Na tym jednak zgodność między interpretacjami się kończy.

Trudność związana z postulowaniem *jedynie* funkcji falowej rządzonej równaniem Schrödingera została wskazana dawno temu przez samego Schrödingera w jego osławionym przykładzie z kotem. Wariant tego problemu można pokazać na przykładzie ze spolaryzowanym światłem. Załóżmy, że mamy filtr polaryzacyjny zorientowany pionowo i umieszczony za nim detektor. Jeśli wyślemy w jego kierunku pionowo spolaryzowany foton, ten przez niego przejdzie i aktywuje detektor. Jeśli wyślemy foton spolaryzowany poziomo, nie przejdzie i nie aktywuje detektora. Te proste fizyczne zjawiska znajdują odzwierciedlenie w zachowaniu funkcji falowej: wychodząc od wektora stanu pionowo spolaryzowanego fotonu i detektora w stanie gotowości, ewolucja funkcji falowej zgodna z równaniem Schrödingera prowadzi do wektora stanu końcowego, w którym jedyna niezerowa część

³ W zagadnieniach relatywistycznych wykorzystuje się inne równanie, równanie Diraca, istnieją również różne inne równania w różnych teoriach pól.

funkcji falowej odpowiada konfiguracji, w której detektor został aktywowany. Podobnie funkcja falowa poziomo spolaryzowanego fotonu i detektora ewoluuje w czasie w taki sposób, że jedyna niezerowa jej część odpowiada nieaktywowaniu detektora. Co jednak z przypadkiem, gdy wyślemy *ukośnie* spolaryzowany foton, co też da się z łatwością uczynić?

Wektor stanu ukośnie spolaryzowanego fotonu jest, jako obiekt matematyczny, sumą wektorową stanów o polaryzacji pionowej i poziomej. Ze względu na *liniowość* równania Schrödingera stan końcowy funkcji falowej po interakcji fotonu z ekranem i detektorem będzie sumą wektorową stanu, w którym detektor został aktywowany, i stanu, w którym nie został. W tym przypadku funkcja falowa ma niezerowe wartości zarówno w przypadku aktywowania detektora, jak i przypadku nie aktywowania go, i wartości te mogą być różne. Jak powiedzieliśmy, stan końcowy jest superpozycją stanów, w którym detektor został aktywowany, i w którym nie został. Głównym zadaniem interpretacji teorii kwantowej jest odpowiedź na pytanie, jak ten stan rozumieć.

W praktyce fizycy odkryli dawno temu, jak wykorzystać to do przewidywania zachowania układu. Jako że, jak się wydaje, prawdziwy detektor w każdym przebiegu eksperymentu albo zostaje aktywowany albo nie, otrzymana funkcja falowa powinna być wykorzystana do przypisania tym dwóm wynikom *prawdopodobieństwa*. Robi się to w prosty i niekontrowersyjny sposób: za pomocą *zasady Borna*. Zasadniczo przyjmuje się, że kwadrat modułu liczby zespolonej, którą funkcja falowa przypisała każdemu stanowi, jest prawdopodobieństwem, że otrzyma się w wyniku eksperymentu dany stan. Każda interpretacja teorii kwantowej musi przyjąć zasadę Borna, a przynajmniej uznać, że dostarcza ona bardzo dobrego przybliżenia prawdopodobieństw każdego z możliwych wyników. Jednakże *praktyczna* użyteczność zasady Borna dla przewidywań nie pomaga w rozwiązaniu napotkanego przez nas problemu ontologicznego.

Problem jest następujący. Niezależnie od zasady Borna końcowy wektor stanu otrzymany z ewolucji Schrödingera ani nie reprezentuje po prostu detektora, który został aktywowany, ani detektora, który nie został aktywowany. Ale, jak się wydaje, faktycznie istniejący fizyczny detektor pod koniec eksperymentu albo zostanie aktywowany, albo nie. A zatem, jak celnie wyraził to John Stewart Bell, „albo funkcja falowa dana przez równanie Schrödingera jest niewystarczająca [do pełnego opisu rzeczywistości — przyp. tłum.], albo niepoprawna” (BELL 1987, 201).

Pogląd, że funkcja falowa jest niewystarczająca, jest twierdzeniem, że wektor stanu układu nie dostarcza jego *zupełnego fizycznego opisu*. Funkcja falowa może ująć pewne ważne aspekty obiektu fizycznego, ale pomija coś co najmniej równie ważnego: to, co fizycznie odróżnia detektor, który został aktywowany, od tego, który nie został aktywowany. Einstein, Podolsky i Rosen zadali pytanie: „Czy opis kwantowomechaniczny rzeczywistości fizycznej można uznać za zupełny?” w artykule pod takim właśnie tytułem i stwierdzili, że nie (EINSTEIN, PODOLSKY i ROSEN 1935, 117–123). Einstein, Podolsky i Rosen nie wskazali jasno, na czym ta niezupełność kwantowo-mechanicznego opisu polega, co jest potrzebne, by go uzupełnić, ani jak rozumieć funkcję falową, ale jasne jest, jakie wyzwanie czeka fizyka, który zaprzecza zupełności wektora stanu. Jeśli funkcja falowa jest *niewystarczająca do zupełnego opisu*, to musimy wiedzieć, co *będzie wystarczające* i jaka jest *dynamika* tych dodatkowych elementów, a także jakie jest miejsce funkcji falowej w tym opisie. Teorie tego typu są zwykle zwane *teoriami zmiennych ukrytych*, gdzie „ukryte” zmienne reprezentują to wszystko, czego wektor stanu nie uwzględnia. Termin „zmienne ukryte” jest wyjątkowo źle dobrany, gdyż te dodatkowe zmienne mają za zadanie reprezentować fizyczną różnicę, jakakolwiek by ona nie była, między detektorem, który został aktywowany, a tym, który nie został, i ta różnica, daleka teraz od bycia ukrytą, jest w tym paradygmacie uwidoczniła. W każdym razie interpretacje ze zmiennymi ukrytymi mogą uznawać funkcję falową daną przez równanie Schrödingera za prawidłową, lecz niezupełną⁴.

Dwa pytania, które stoją przed teorią zmiennych ukrytych, brzmią więc: „Co istnieje oprócz funkcji falowej?” oraz „Jaka dynamika rządzi tą dodatkową ontologią?”. Istnieje obecnie kilka różnych teorii tego typu, z których najślawniejsza została zaproponowana przez Louisa de Broglie’a i później rozwinięta przez Davida Bohma. Filozofowie intensywnie badali ogólne algorytmy konstrukcji teorii zmiennych ukrytych, często pod nazwą „modalnych” interpretacji (VAN FRAASSEN 1991; BUB 1997; DICKSON 1998; VERMAAS 1999). Termin „modalny” pochodzi z pracy Basa van Fraassena, który czerpał inspirację z analogii z logiką modalną, ale filozoficzne znaczenie modalności tak naprawdę nie odgrywa dużej roli w tych teoriach. (Dowolny niezupełny fizyczny opis układu może być uznawany za „modalny”, o ile jest

⁴Teoria ze „zmiennymi ukrytymi” oczywiście *mogłaby* utrzymywać, że funkcja falowa dana przez równanie Schrödingera nie jest ani prawidłowa ani zupełna: można by wnieść poprawki do liniowej ewolucji i dodać więcej zmiennych. W praktyce jednak nie rozwijano tej linii badań, gdyż wystarcza samo dodanie „ukrytych” zmiennych (wraz z właściwą dla nich dynamiką).

spójny z kilkoma różnymi uzupełnieniami, w najlepszym wypadku może więc narzucać ograniczenia na to, jaki układ mógłby być, ale nie stwierdza, jaki on faktycznie jest.)

W wersji Bohma *mechaniki* kwantowej dodatkowymi zmiennymi są położenia cząstek: w jego teorii cząstki zawsze mają dokładne położenia i tworzą odrębne jednostkowe konfiguracje, nawet gdy funkcja falowa jest rozmyta w całej przestrzeni konfiguracyjnej. Funkcja falowa zawsze ewoluuje zgodnie z równaniem Schrödingera. Kluczem do teorii jest więc nowe równanie, równanie fali pilotującej, które określa, w jaki sposób położenia cząstek zmieniają się w czasie. Równanie fali pilotującej wykorzystuje funkcję falową: to, w jaki sposób ewoluuje dana konfiguracja jest określone po prostu przez postać funkcji falowej⁵.

Teorie zmiennych ukrytych odpowiadają jednej z dwóch możliwości w dylemacie Bella, mianowicie tej, że funkcja falowa nie jest wystarczająca. Drugiej z nich odpowiadają teorie *kolapsu*. Jeśli funkcja falowa jest zupełną reprezentacją fizycznego świata, to, jak się wydaje, musi ewoluować w taki sposób, by na końcu reprezentowała albo żywego, albo martwego kota, lub też detektor, który został aktywowany, albo detektor, który nie został aktywowany. Ewolucja Schrödingera, jak widzieliśmy, nie dostarcza takiego rezultatu, teorie kolapsu muszą więc postulować, że przynajmniej czasami (jeśli nie zawsze) funkcja falowa nie ewoluuje zgodnie z równaniem Schrödingera. Oczywiście doskonale precyzyjne przewidywania teorii kwantowej zostały uzyskane przy pomocy tego (albo innego odpowiedniego liniowego) równania, nie należy więc wylewać dziecka z kąpielą. Zadaniem dla teorii kolapsu jest podanie nowej dynamiki, która co najmniej dobrze naśladuje ewolucję Schrödingera dla takiego typu małych układów, do których można zastosować i rozwiązać kwantowy formalizm. Jako że twórcy kwantowej ortodoksji, Bohr i Heisenberg, ewidentnie chcieli odrzucić niezupełność wektora stanu, zmuszeni byli do przyjęcia tego typu teorii (przynajmniej domyślnie).

Najprościej można to uczynić, czego przykładem jest klasyczne stanowisko von Neumanna (VON NEUMANN 1955), postulując przez większość czasu czystą ewolucję Schrödingera przerywaną od czasu do czasu momentami ewolucji nieschrödingerowskiej („kolapsem funkcji falowej”). Pytanie, które stoi przed taką teorią, brzmi *gdzie* i *kiedy* te kolapsy występują. Pierwsza odpowiedź ortodoksji jest następująca: (1) kolaps występuje

⁵Teoria Bohma jest dokładnie dyskutowana w licznych źródłach. Wiele zagadnień jest omówionych w BOHM i HILEY 1993. Ważne podstawowe zagadnienia dotyczące roli prawdopodobieństwa w teorii zostały przeanalizowane w DÜRR, GOLDSTEIN i ZANGHÍ 1992, 843–907.

podczas wykonywania pomiaru i (2) wektor stanu ulega kolapsowi w sposób losowy, ale z odpowiednimi prawdopodobieństwami (podanymi przez zasadę Borna) do stanu, w którym mierzona wielkość posiada zdefiniowaną wartość (czyli tak zwanego *stanu własnego* danej wielkości). Jednak ta odpowiedź jest prowizoryczna i wymaga dokładniejszego wyjaśnienia, na czym polega pomiar i co właściwie determinuje, która wielkość jest mierzona. To właśnie tutaj, pod hasłem „wpływ obserwatora”, poczyniono jedne z najniezwyklejszych uwag na temat implikacji teorii kwantowej. Powinniśmy jednak natychmiast dodać, że z samej struktury problemu fizycznego nie wynika, żeby teoria kolapsu musiała choćby wspominać o pomiarach lub obserwatorach. W najbardziej rygorystycznie sformułowanych teoriach kolapsu, autorstwa Ghirardiego, Riminiego i Webera (GHIRARDI, RIMINI, WEBER 1986, 470–491) oraz Pearle’a (PEARLE 1990, 193–214), odpowiedź na pytanie *kiedy* brzmi: „losowo, z ustalonym prawdopodobieństwem na jednostkę czasu”, a na pytanie *jak* mniej więcej: „do stanu, w którym przynajmniej jedna cząstka ma zdecydowanie wyraźniej zlokalizowane położenie”⁶. Omówię dokładniej inne możliwe odpowiedzi na pytania „kiedy?” i „jak?”, gdy będę się przyglądał szczegółowym zagadnieniom.

Ten krótki przegląd interpretacji kwantowego formalizmu nie byłby pełny bez wzmianki o osławionej trzeciej drodze, która mogłaby być rozwiązaniem dylematu Bella. Polega ona na odrzuceniu zarówno kolapsu w dynamice funkcji falowej, jak i twierdzenia, że jest ona niekompletna: funkcja falowa dana przez czystą ewolucję Schrödingera jest zarówno wystarczająca do opisu, jak i poprawna. Jak więc rozumieć funkcję falową kota Schrödingera, która na równi stwierdza, że kot jest żywy, jak i martwy, albo funkcję falową naszego detektora, rozdzieloną pomiędzy część przestrzeni konfiguracyjnej, w której detektor został aktywowany, i część, w której niczego nie wykrył? Pomysł polega na tym, że taka funkcja falowa reprezentuje zajście *obu* wyników: kot zarówno przeżył i umarł; detektor zarówno został aktywowany i nie został. Dlaczego więc wydaje się nam, że kot po prostu żyje, a detektor niczego nie wykrył? Cóż, jest tak dlatego, że świat w jakiś sposób uległ rozdzieleniu na dwie niewchodzące w interakcje części i w każdej z nich został zrealizowany inny wynik, a my jesteśmy świadomi (ze względu na brak interakcji) jedynie jednej części, „świata”, który teraz zamieszkujemy.

⁶ W teoriach ciągłej lokalizacji, *kiedy* dla kolapsu przechodzi w *cały czas*, poprzez stochastyczny proces, który dla małych układów jest przybliżeniem ewolucji Schrödingera dla skal czasowych w normalnych warunkach laboratoryjnych.

Jest to tak zwana „wieloświatowa” interpretacja teorii kwantowej. Jest ona często łączona z nazwiskiem Hugh Everetta III, mimo że sam Everett nigdy nie użył tego terminu i, jak sądzę, nigdy nie podzielał tego poglądu. Everett nazywał swoją interpretację interpretacją „stanów względnych” i przywiązywał szczególną wagę do pewnego dobrze zdefiniowanego matematycznego obiektu, mianowicie stanu jednej części splątanego systemu „względem” jakiegoś *arbitralnie zdefiniowanego* stanu innej części tego systemu (EVERETT III 1957, 454–462). Stan względny nie odgrywa centralnej roli w teorii wieloświatowej. W gruncie rzeczy pewne główne punkty interpretacji Everetta są dosyć niejasne, nie będziemy więc jej uwzględniać. Ale interpretacja wieloświatowa wymaga pewnej uwagi.

Nie uważam, aby interpretacja wieloświatowa, tak jak została zarysowana, mogła być uważana za poszukiwaną przez nas interpretację kwantowego formalizmu i jego ogólnych praktycznych zasad zastosowania. Ten aparat matematyczny posiada bowiem, i jest to jego główna cecha, metody przypisywania zdarzeniom *prawdopodobieństw*, i to z dokładnością tak wielką, że nie możemy tego zlekceważyć. Tak więc każda spójna interpretacja, która usprawiedliwia nasz sposób korzystania z tej teorii, musi utrzymywać, że istnieje coś, czego te probabilistyczne przewidywania *dotyczą*, i że ma to w eksperymentach rzeczywiste *częstotliwości*, które dobrze przybliżają prawdopodobieństwa wyprowadzone z teorii. W interpretacjach ze zmiennymi ukrytymi prawdopodobieństwa ostatecznie dotyczą faktycznych wartości „ukrytych” (tzn. uwidocznionych!) zmiennych, które wykazują pewną określoną dystrybucję w serii eksperymentów. W przypadku teorii kolapsu prawdopodobieństwa oznaczają, że nastąpi kolaps funkcji falowej raczej do tej, a nie innej postaci, ponownie więc istnieje tu coś związanego z częstotliwościami, z którymi występują różne rodzaje kolapsu. Ale w przypadku interpretacji wieloświatowej trudno dostrzec, *czego* by te prawdopodobieństwa miały dotyczyć.

Nie opisują one przyjmowania określonych wartości „ukrytych” zmiennych, bo te tam nie występują. Nie przewidują ewolucji funkcji falowej raczej do jednej, a nie drugiej postaci, jako że zawsze ewoluuje ona w jeden sposób: zgodnie z równaniem Schrödingera. Według tej teorii tym, co ma miejsce podczas pomiaru, jest rozszczepienie świata. Ale co by miało oznaczać przypisanie, powiedzmy, jednemu wynikowi prawdopodobieństwa większego o 20% od drugiego, skoro oba muszą się urzeczywistnić i w obu z nich na równi pojawią się następcy eksperymentatora. Prawdopodobieństwa są obliczane na podstawie amplitudy funkcji falowej, *ale nie odgrywa ona żad-*

nej metafizycznej roli w tej teorii. Gdy świat ulega rozszczepieniu (zakładając, że to pojęcie ma dla nas jakikolwiek sens), rozszczepia się po prostu dlatego, że funkcja falowa jest rozmyta w określonych rejonach przestrzeni konfiguracyjnej, niezależnie od tego *jak dużo* jest jej rozmieszczone w poszczególnych miejscach.

Wydaje się, że niektórzy zrównują pogląd „wieloświatowy” z teorią bez kolapsu, tzn. twierdzą, że istnieje wiele światów po prostu dlatego, że funkcja falowa jest rozmyta. W tym sensie wszystkie teorie ze zmiennymi ukrytymi byłyby teoriami wieloświatowymi. Ale takie użycie języka raczej sprawę zaciemnia niż rozjaśnia, ponieważ przy zmiennych ukrytych istnieje tylko jedna, unikatowa dystrybucja ich wartości, która koresponduje z widzianym przez nas światem. Nawet jeśli mają na nie wpływ „interferujące” części niezredukowanej funkcji falowej, mamy do czynienia tylko z jednym widzialnym światem: światem zmiennych ukrytych. Te teorie mają fizycznie dualistyczną ontologię: świat fizyczny zawiera zarówno funkcję falową, jak i dodatkowe zmienne, ale z tych dwóch składowych to *funkcja falowa* jest ukryta, jej kształt i sama obecność znane są tylko przez jej wpływ na dodatkowe zmienne. Zostawimy więc ideę wielu światów na poboczu naszych rozważań jako niewystarczająco jasną, by stanowić interpretację kwantowego formalizmu⁷.

Zajmiemy się teraz kilkoma zagadnieniami ontologicznymi i sprawdzimy, jak się prezentują na tle różnych interpretacji, które ogólnie przedstawiłem.

1. ZAGADNIENIE PIERWSZE: DETERMINIZM

Z historycznego punktu widzenia najczęściej wspominaną metafizyczną innowacją teorii kwantowej w porównaniu z fizyką klasyczną jest odrzucenie determinizmu na rzecz przypadku. Zjawiska takie jak rozpad radioaktywnego atomu są zwykle uważane za w sposób fundamentalny losowe: nie ma absolutnie żadnego powodu, dla którego rozpad następuje w tym, a nie innym momencie. Fizycznie identyczne pod każdym względem atomy mogą się zachowywać w różny sposób. Einstein opierał się na idei, że Bóg gra w kości, a jego obstawanie przy determinizmie jest uznawane za oznakę zachowawczej niezdolności do zaakceptowania teorii kwantowej.

⁷ Nieco bogatszą w szczegóły dyskusję nad głównymi interpretacyjnymi wyzwaniem stojącymi przed teorią kwantową można znaleźć w MAUDLIN 1995, 7–15. Uwagi na temat relacji między kwantowym formalizmem a światem widzialnym są rozwinięte w MAUDLIN 1997, 2–23.

Nie jest to jednak tak proste. Czy praktyczny kwantowy formalizm albo empiryczne rezultaty dowolnego eksperymentu zmuszają nas do odrzucenia determinizmu? Nie. Praktyczny formalizm wymaga interpretacji i pewne z tych interpretacji postulują deterministyczne prawa, podczas gdy inne stosują fundamentalnie stochastyczną dynamikę. Co więcej, nie da się powiedzieć nic ogólniejszego.

Równanie Schrödingera samo w sobie jest deterministyczne. Każda interpretacja, w której nie występuje na fundamentalnym poziomie kolaps funkcji falowej, musi znaleźć swój indeterminizm gdzie indziej (jeśli w ogóle ma go znaleźć). Jak widzieliśmy, teorie, które pomijają kolaps, już na samym początku mają problem:: potrzebują dodatkowych fizycznych rzeczy (poza funkcją falową), by w ogóle mogły modelować świat, który znamy. Pytanie o determinizm tych teorii staje się pytaniem o dynamikę tych dodatkowych rzeczy, tych „ukrytych” zmiennych.

Możliwość dostarczenia dodatkowych zmiennych z deterministyczną dynamiką została urzeczywistniona w mechanice de Broglie-Bohma. Równanie fali pilotującej w tej teorii jest deterministyczne: znając początkowy stan funkcji falowej wszechświata i początkową konfigurację cząstek (w tym przypadku — ich położenia), prawa teorii dopuszczają tylko jedną możliwą historię wszechświata. A skoro jej przewidywania pokrywają się ze standardowymi przewidywaniami, na przykład związanymi z eksperymentem dwuszczelinowym, tunelowaniem elektronów i rozpadem radioaktywnym, to tego rodzaju zjawiska nie mogą stanowić dla nas wskazówki, że światem rządzi przypadek.

Często uważa się, że w teorii Bohma, i ogólnie w teoriach zmiennych „ukrytych”, chodzi *tylko o to*, by przywrócić determinizm (faktycznie, często uważa się za cel wprowadzenia dodatkowych zmiennych dostarczenie ukrytej przyczyny, dla której wynik eksperymentu byłby taki, a nie inny), ale nie jest to prawda z kilku powodów. Po pierwsze, głównym problemem do rozwiązania w tych teoriach nie jest dostarczenie *wyjaśnienia*, dlaczego jeden rezultat został wybrany zamiast drugiego, lecz raczej uzyskanie teoretycznych zasobów do opisanie eksperymentu jako *posiadającego* ten określony rezultat, a nie inny. Problem ten rozwiązuje się przede wszystkim przez przyjęcie czegoś więcej niż tylko funkcji falowej w fizycznej ontologii, niezależnie od dynamiki. *Większość* teorii zmiennych ukrytych, włączając w to tak zwane modalne interpretacje, postuluje *stochastyczną* dynamikę dodatkowych zmiennych. Bell, który był jednym z pierwszych wielkich obrońców teorii Bohma, uważał stochastyczną dynamikę za bardziej odpowiednią dla swojej wersji teorii pola Bohma (BELL 1987, rozdz. 19), a sam

Bohm miał w zwyczaju spekulować na temat indeterministycznego „subkwantowego” świata. Celem stanowiska Bohma nigdy nie był determinizm *per se*; była nim jasność i precyzja teorii.

A co z teoriami kolapsu? W większości z nich nieschrödingerowska ewolucja funkcji falowej uważana jest za fundamentalnie indeterministyczną. Kolapsy w oryginalnej teorii spontanicznego kolapsu Ghirardiego, Riminiego i Webera (GHIRARDI, RIMINI, WEBER 1986) były dyskretnymi, nieprzewidywalnymi zdarzeniami, które następowały z pewnym ustalonym prawdopodobieństwem na cząstkę w jednostce czasu. Ale znowu, kwestia determinizmu jest tylko drugoplanowa wobec motywów całego przedsięwzięcia. Przechodząc od dyskretnych kolapsów do, na przykład, modelu „ciągłej spontanicznej redukcji” Philipa Pearle’a, nagłe kolapsy zastąpione zostały sprzężeniem z tłem „białego szumu”, który determinuje, w jaki sposób kolaps zajdzie (PEARLE 1990). A co jest przyczyną białego szumu? Teoria ta nie udziela odpowiedzi na to pytanie (i, dla obecnych potrzeb, nie musi). Może być generowany zarówno deterministycznie, jak i stochastycznie. Nie możemy więc powiedzieć, że teoria kwantowa narzuca nam indeterminizm. Co więcej, cała sprawa wygląda raczej tak, jakby wygrany miał brać wszystko, niż jak fundamentalny punkt sporu: jeśli jakieś racje przeważą szalę na korzyść którejś interpretacji, to pytanie o determinizm zostanie rozstrzygnięte w jej duchu, i wydaje się bardzo nieprawdopodobne, aby determinizm sam w sobie miał być taką przeważającą szalę racją. Nikt nie komplikowałby niepotrzebnie interpretacji tylko po to, by utrzymać lub usunąć deterministyczną dynamikę⁸.

2. ZAGADNIENIE DRUGIE: OKREŚLONOŚĆ

Z pytaniem o determinizm jest blisko powiązane inne zagadnienie, znane pod nazwą „dookreślenia własności”. Najlepszą jego ilustracją będzie problem powstały na gruncie interpretacji. Załóżmy, że odrzucimy teorię zmiennych ukrytych — czyli przyjmujemy, że funkcja falowa jest zupełna —

⁸Jak na ironię, większość fizyków jest równie skłonna przypisywać teorii kwantowej determinizm, jak i indeterminizm. Tak zwany „paradoks utraty informacji”, wykorzystywany w kosmologii kwantowej, opiera się na twierdzeniu, że teoria kwantowa nie pozwala na utratę informacji na temat fizycznego stanu układu, nawet jeśli układ ten znajdzie się wewnątrz czarnej dziury. Ale przecież jeśli istnieje jakiś fundamentalny, indeterministyczny kolaps funkcji falowej, to informacja jest tracona przez cały czas, za każdym razem, gdy nastąpi kolaps..

i dla prostoty będziemy rozważać tylko jedną cząstkę, więc jej funkcję falową można, nie tracąc zbyt wiele na precyzji, wyobrazić sobie jako pole w przestrzeni. Dalej założmy, że funkcja falowa jest rozmyta, tak jak ma to zwykle miejsce, i że ma niezerowe wartości na dużym obszarze. Co możemy w tej sytuacji powiedzieć na temat *położenia* cząstki?

Praktyczny aparat matematyczny (tzn. zasada Borna) pozwala nam w takich okolicznościach dokonywać przewidywań, jeśli akurat *szukamy* cząstki za pomocą, na przykład, ekranu fluorescencyjnego. Możemy jedynie obliczyć prawdopodobieństwo, że „znajdziemy” cząstkę w danym miejscu (tzn. prawdopodobieństwo, że na ekranie pojawi się błysk w określonym miejscu), i będzie ono równe kwadratowi amplitudy funkcji falowej w tym miejscu. Ale co z cząstką na chwilę przed uderzeniem w ekran? Czy miała wtedy jakieś określone położenie?

Jeśli funkcja falowa jest zupełna, to oczywiście nie możemy poprawnie powiedzieć, że bezpośrednio przed rozbłyśnięciem na ekranie cząstka znajdowała się w pobliżu miejsca na ekranie, w które później uderzyła, a nie gdziekolwiek indziej. Skoro funkcja falowa była rozmyta na dużym obszarze, a wszystkie fakty fizyczne są przez nią określone, jedyne, co można powiedzieć o cząstce, to to, że jest rozmyta. W tego typu interpretacji jest więc mylące mówienie o „odnalezieniu” cząstki w określonym miejscu, tak jakby była tam cały czas, a jej prawdziwe położenie zostało *ujawnione* przez ekran. Obserwacja niczego tu nie ujawnia; jest ona raczej interakcją, w której *powstaje* z funkcji mniej zlokalizowanej — bardziej zlokalizowana. A przed obserwacją można powiedzieć tylko, że cząstka nie posiada żadnego określonego położenia.

Porażka tak rozumianej określoności nie jest tym samym, co porażka determinizmu. Atomy Empedoklesa, które czasami losowo odchyłały swoje trajektorie, nie są deterministyczne, ale w każdej chwili posiadają całkowicie określone własności. (Ich skłonności do pewnych zachowań nie są z kolei precyzyjnie określone, gdyż nie da się przewidzieć ich przyszłego zachowania, winę za to zrzuca się jednak na dynamikę.) W cząstkach kwantowych dziwne jest to, że *czasami* ich położenia są określone (na przykład po przeprowadzeniu pomiaru za pomocą ekranu), a czasami nie.

Ale jeśli już przyzwyczaimy się do ontologii tej interpretacji, ta cecha przestanie się wydawać tajemnicza. Jeśli funkcja falowa cząstki jest zupełna, to jedyny sposób, by cząstka miała konkretne położenie, to lokalizacja funkcji, tzn. przyjęcie niezerowych wartości na relatywnie małym obszarze. Może się to zdarzyć, ale nawet wtedy, zgodnie z ewolucją Schrödingera, nie potrwa długo. A gdy funkcja ulegnie już rozmyciu, to jedynym, co będzie

można powiedzieć o cząstce, będzie to, że znajduje się ona w stanie, w którym ma możliwość, by z różnym prawdopodobieństwem wywołać błyski na różnych miejscach ekranu.

Z drugiej strony przyjęcie innej interpretacji zupełnie zmieni te wnioski. Na przykład cząsteczki Bohma zawsze posiadają dokładnie określone położenia, niezależnie od postaci funkcji falowej. W mechanice Bohma błyski na ekranie są wywoływane przez cząstki, które bezpośrednio przed rozbłyskiem znajdują się w jego pobliżu. Różne „modalne” interpretacje różnią się zarówno w określeniu, które własności są określone w danej chwili, jak i co wpływa na ich dookreślenie. W niektórych interpretacjach⁹ określoność pewnych własności zmienia się w czasie, zależnie od funkcji falowej; w innych jest stała. Jeśli interpretacja jest jasna i spójna, narzuci fundamentalną ontologię rządzoną jakimiś równaniami dynamiki. W takim przypadku jest dosyć łatwo przeanalizować wybraną eksperymentalną procedurę w kategoriach tej ontologii by sprawdzić, czy wynik eksperymentu w rzetelny sposób wskazuje na zachodzenie jakiegoś uprzedniego stanu rzeczy. Podsumowując, nie można zasadnie pytać, czy dana własność systemu jest według teorii kwantowej określona; trzeba raczej rozważać opis danej sytuacji eksperymentalnej według konkretnej interpretacji. Nie ma jednak powodu oczekiwać, by układy kwantowe zawsze znajdowały się w stanach, w których wartości klasycznych wielkości, takich jak położenie, pęd czy energia, będą określone.

3. ZAGADNIENIE TRZECIE: ROLA OBSERWATORA

Być może najbardziej metafizycznie intrygującym pomysłem związanym z mechaniką kwantową jest ponowne wprowadzenie w jakiś sposób obserwatora i nieredukowalnej subiektywności do fizyki na najbardziej fundamentalnym poziomie. Podczas gdy mechanika klasyczna aspirowała do „boskiego punktu widzenia”, czysto obiektywnego i „mechanistycznego” opisu świata, to czasem mówi się, że po mechanice kwantowej taki pogląd stał się przestarzały. W najradykalniejszej formie głosi się, że fizyczny świat mógł w ogóle zaistnieć jedynie dzięki „partycypacji” świadomego obserwatora, choć zostawia się nas z dość frapującym pytaniem, jak tenże obserwator

⁹ Mam na myśli interpretacje wykorzystujące twierdzenie o rozkładzie biegunowym operatora do wyboru preferowanej bazy, tak jak w KOCHEN 1985, 151–170.

powstał¹⁰. Być może nie jest zaskakujące, że problem ten nie wygląda tak dramatycznie, gdy spogląda się na niego przez pryzmat naszych precyzyjnych interpretacji.

Jedną z dróg, którą obserwator może się przedostać do naszej opowieści, jest tak zwany „problem pomiaru”. Mówi się, że do wykonania pomiaru wymagany jest układ mierzony i mierzący i że układ mierzący musi być pewnego rodzaju obserwatorem, bez obserwatorów więc nie mogłoby być pomiarów, a więc i problemu pomiaru. I odwrotnie, skoro istnieje problem pomiaru, musi tak być z powodu obecności obserwatora.

Jest prawdą, że niektóre z podstawowych problemów interpretacyjnych teorii kwantowej są często ilustrowane za pomocą operacji pomiaru. Rozważaliśmy powyżej, co się stanie, gdy ukośnie spolaryzowany foton zostanie wystrzelony w kierunku pionowo zorientowanego polaryzatora z umieszczonym za nim fotodetektorem. Widzieliśmy, że jeśli funkcja falowa nie ulega kolapsowi, to otrzymany wektor stanu będzie superpozycją stanu, w którym detektor został aktywowany, i stanu, w którym nie został, i pytaliśmy, jak to właściwie rozumieć. Skoro laboratoryjne działanie, które właśnie opisaliśmy, jest tym, co normalnie byłoby nazwane pomiarem pionowej polaryzacji fotonu, to można opisać problem interpretacji superpozycji jako problem zrozumienia interakcji zachodzącej podczas pomiaru, a stąd problem pomiaru.

Musimy jednak natychmiast zauważyć kilka rzeczy. Po pierwsze, problematyczne superpozycje nie ograniczają się do rezultatów „pomiarów”. Eksperyment z kotem Schrödingera kończy się problematyczną superpozycją, gdy funkcja falowa nie ulega redukcji, ale sam kot, w żadnym dosłownym znaczeniu, niczego nie mierzy. Jak to powiedział Philip Pearle, teoria kwantowa nie tyle ma problem z pomiarem, co z realnością: musimy wymyślić, jak kwantowy formalizm reprezentuje jakiegokolwiek zdarzenie jako mające miejsce w świecie, a nie tylko interakcje występujące przy pomiarze. Po drugie, aby pojawił się problem, nie jest wcale potrzebny *świadomy* obserwator. Układ polaryzator-fotodetektor nie jest świadomy, a mimo to można uznać, że stanowi przyrząd pomiarowy. Po trzecie i najważniejsze, skoro interpretacje takie, jak Bohma czy teoria kolapsu Ghirardiego, Riminiego i Webera, są w stanie opisać zachowanie fotodetektorów i kotów (zgodnie

¹⁰ Być może najbardziej uderzającym przedstawieniem tego poglądu nie jest żadna teoria, ale rysunek, który pojawia się w WHEELER 1981, 182–213. Rysunek ten ma na celu pokazać wszechświat jako „samowzbudzający obwód”, w którym powstałi długo po wielkim wybuchu obserwatorzy nadają „namacalną rzeczywistość” własnej odległej przeszłości za pomocą obserwacji.

z tym, jak sądzimy, że się zwykle zachowują) bez choćby wspomnienia o świadomości, to wcale nie potrzeba wprowadzać świadomych obserwatorów, by zrozumieć matematyczny formalizm.

Z punktu widzenia Bohma oraz Ghirardiego *et al.* interakcje podczas „pomiaru” są po prostu zwykłymi interakcjami fizycznymi, rządzoneymi przez takie same podstawowe prawa dynamiki jak wszystko inne. Jeśli układ ma określoną fizyczną budowę, może się okazać dobrym wskaźnikiem czegoś innego. Pomiar, jako zdarzenie fizyczne, wymaga istnienia układu (urządzenia pomiarowego) zbudowanego tak, że po interakcji z docelowym układem (układem mierzonym), jego stan zostaje *skorelowany* ze stanem układu docelowego. Korelacja ta oznacza, że po zajściu interakcji stan układu mierzącego zawiera informację na temat układu mierzonego. Na żadnym etapie nie wymaga to świadomości.

Jak więc w ogóle wciągnięto do dyskusji świadomość i *ludzkiego* obserwatora?¹¹ Jedynym wiarygodnym wyjaśnieniem jest to, że można odwołać się do świadomości w akcie desperacji. Załóżmy, że chcemy uzyskać teorię kolapsu i zaczynamy rozważać, pod jakimi warunkami kolaps występuje. *Nie może* być tak, że redukcja funkcji falowej następuje w wyniku dowolnej interakcji: to, że funkcja falowa elektronu nie ulega kolapsowi przy każdej interakcji z innym elektronem może zostać zweryfikowane przez eksperyment, jako że pewne obserwowalne efekty interferencyjne zależą od oddziaływania obu części niezredukowanej funkcji falowej. Można więc poszukiwać pewnego specjalnego rodzaju interakcji, które miałyby powodować kolaps. W szczególności można naturalnie dojść do wniosku, że żadna interakcja, którą da się rozumieć jako podążanie przez elektrony, protony i neutrony za zwykłymi prawami fizycznymi, *nie* jest wyjątkowa, skoro podstawowa fizyka takich oddziaływań, jak to właśnie widzieliśmy, nie wymaga występowania kolapsów.

W tym momencie pojawia się następująca linia rozumowania. Rozważmy, powiedzmy, elektron, który przechodzi przez przyrząd Sterna-Gerlacha, tzn. przyrząd, który „mierzy” spin. W szczególności rozważmy elektron, który nie jest w stanie własnym składowej x spinu i przechodzi przez urządzenie mierzące właśnie tę składową, tak że cząstki ze spinem do góry

¹¹ Nawet jeśli świadomość może w jakiś sposób wejść do gry, kto powiedział, że musi to być ludzka świadomość? Podobno Einstein wyraził swój sceptycyzm wobec domniemych efektów świadomej obserwacji, mówiąc, że nie jest w stanie uwierzyć, że mysz mogłaby wywołać drażniące zmiany we wszechświecie po prostu na niego patrząc (ta anegdota jest przywołana przez Everetta w jego rozprawie. DEWITT i GRAHAM (red.) 1973, 116.

opuszczają urządzenie w jego górnej części, a ze spinem w dół przez dolną. Skoro nasz elektron nie jest w stanie własnym, funkcja falowa cząstki po interakcji będzie superpozycją stanu, w którym elektron opuszcza urządzenie przez jego górną część, i stanu, w którym opuszcza je przez część dolną. I możemy *eksperymentalnie potwierdzić*, że w momencie gdy cząstka opuszcza urządzenie, funkcja falowa *nie* została zredukowana do jednej albo drugiej określonej pozycji, poprzez rekombinację obu wiązek i wyszukanie efektów interferencyjnych (ALBERT 1992, rozdz. 1). Tak więc oddziaływanie z urządzeniem Sterna-Gerlacha nie prowadzi do kolapsu funkcji falowej.

Jeśli nie zrekombinujemy wiązek, to funkcja falowa elektronu jest superpozycją stanów z różnymi położeniami. Teraz załóżmy, że zdecydowaliśmy się znaleźć elektron za pomocą, powiedzmy, ekranu fluorescencyjnego. Podstawowa fizyka interakcji elektronu z ekranem, czyli powstania rozbłysku, jest dobrze znana. Nie ma w niej niczego wyjątkowo egzotycznego, niczego fundamentalnie różnego od, na przykład, oddziaływania pojedynczego elektronu z drugim elektronem. Więc skoro zwyczajne oddziaływanie z elektronem nie powoduje redukcji funkcji falowej, trudno zrozumieć, dlaczego oddziaływanie z ekranem miałyby ją spowodować. Ekran powinien po interakcji wejść w superpozycję: stanu, w którym elektrony zostały wzbudzone w jednym miejscu, i stanu, w którym zostały wzbudzone w drugim. I gdy elektrony powracają do swoich stanów podstawowych, powinniśmy mieć światło w superpozycji rozbłysnięcia w jednym miejscu i w drugim. Gdy śledzimy drogę światła, rozumiemy, w jaki sposób oddziałuje ono z okiem i z fotoreceptorami na siatkówce, i żadna z tych rzeczy nie wymaga fundamentalnie nowej fizyki. Siatkówka więc kogoś oglądającego ekran powinna wejść w superpozycję stanu, w którym jeden zestaw pręcików zostaje aktywowany, i stanu, w którym drugi zestaw pręcików zostaje aktywowany.

Dalej nie możemy uczciwie powiedzieć, że mamy jasny obraz tego, jak to wszystko funkcjonuje. Ale myślimy, że przejście sygnału neuronalnego wzdłuż nerwu wzrokowego jest kwestią prostej chemii, tak jak pobudzenie jednego zespołu neuronów powoduje pobudzenie drugiego. Uważamy, że całą tę aktywność mózgu można bardziej lub mniej dokładnie zrozumieć w kategoriach chemicznych, a chemię można lepiej lub gorzej zrozumieć w kategoriach fizyki, i mimo że staje się to bardzo skomplikowane, nie wymaga żadnej fundamentalnie nowej fizyki, a więc niczego, co by mogło dokonać czegoś tak dramatycznego, jak wywołanie kolapsu funkcji falowej.

Jeśli trzymamy się tej linii rozumowania, to kolaps może być spowodowany jedynie czymś zupełnie nowym, czymś, czego nie potrafimy, nawet

mniej więcej, zrozumieć w kategoriach praw fizyki i chemii. I oczywiście *istnieje* coś tajemniczego, co pasuje do tej definicji: ogólna relacja między fizycznym stanem mózgu i świadomym doświadczeniem. Już na długo przed teorią kwantową problem umysł–ciało uważano za lukę eksplanacyjną. Jeśli więc szukamy czegoś, co powodowałoby kolaps funkcji falowej, z przekonaniem, że musi to być zupełnie nowy rodzaj oddziaływania, i jeśli już stwierdziliśmy, że interakcja między ciałem i umysłem jest fundamentalnie różna od interakcji między ciałem a ciałem, to jest czymś naturalnym umieszczanie tajemniczego kolapsu właśnie tutaj. Jeśli mamy coś, czego nie rozumiemy, wydaje się ekonomicznym łączenie tego z czymś innym, czego nie rozumiemy. Nie jest tak, że jakiś aspekt kolapsu funkcji falowej mógłby w oczywisty sposób wyjaśnić świadomość, ani że jakiś aspekt świadomości mógłby w oczywisty sposób wyjaśnić kolaps, ale raczej tak, że luka eksplanacyjna między ciałem i umysłem jest na tyle szeroka, by bez najmniejszego problemu pochłonąć problem kolapsu.

Jeżeli właśnie to popchnęło teoretyków do wiązania mechaniki kwantowej ze świadomością, to należy dodać dwie uwagi. Po pierwsze, cała ta linia argumentacji opiera się na nieuzasadnionym założeniu. Jest to założenie, że musi istnieć jakiś specjalny rodzaj okoliczności lub interakcji („pomiar” lub „obserwacja”), który „wywołuje” redukcję funkcji falowej. Jak jednak pokazuje przykład teorii Ghirardiego, Riminiego i Webera, żaden taki wywoławca nie jest potrzebny: w teorii tej kolapsy występują losowo, z ustalonym prawdopodobieństwem i nie są szczególnie powiązane z żadnym rodzajem oddziaływań. Po drugie, nawet gdyby domagać się jakichś konkretnych okoliczności dla kolapsu, to nic w *fizyce* nie wskazuje, że kluczem będzie świadomość lub umysł. Wszystko, co wiemy z eksperymentów, to to, że pewne rodzaje oddziaływań nie powodują redukcji funkcji falowej, ale różnice między tymi oddziaływaniami a typowymi „pomiarami” są bardzo liczne. Roger Penrose, na przykład, rozważał możliwość, że kolapsy są powiązane nie ze świadomością, lecz z *gravitacją*: występują wtedy, gdy stany w superpozycji różnią się między sobą w wystarczająco dużym stopniu pod względem swojej struktury grawitacyjnej (PENROSE 2001). W pewnym sensie odnosi nas to do następnej luki eksplanacyjnej: tak jak nie posiadamy dobrej teorii relacji między umysłem a ciałem, tak też nie posiadamy dobrej teorii kwantowej grawitacji. Chodzi o to, że nawet jeśli zgodzimy się, iż ważną rolę w kolapsie funkcji falowej odgrywają jakieś specjalne okoliczności, to absolutnie żaden aspekt *zjawisk* nie wskazuje na świadomość zamiast, powiedzmy, grawitację. O ile więc nie ma się od początku skłonności do

wstawiania obserwatora w centrum własnej teorii, w fizyce kwantowej nie ma niczego, co by sugerowało taki ruch.

Nie tylko teorie z kolapsem odwołują się do świadomości. Teorie bez kolapsu, jak widzieliśmy, muszą odwoływać się do jakiejś ontologii poza funkcją falową, by rozwiązać problem pomiaru. Znakiem rozpoznawczym tych „dodatkowych zmiennych” jest posiadanie określonych własności nawet wtedy, gdy wektor stanu nie jest stanem własnym odpowiedniego operatora. W takich teoriach prawdopodobieństwa zdają się być szansami na to, że w danym stanie kwantowym dodatkowe zmienne przyjmą pewne określone wartości. W mechanice Bohma i jego teorii pola, a także w różnych „modalnych” interpretacjach, te dodatkowe zmienne są czysto fizyczne: nie są nierozzerwalnie powiązane ze świadomością. Ale w teorii wieloumysłowej (ang. *Many-Minds Theory*) Davida Alberta i Barry’ego Loewera (ALBERT i LOEWER 1988, 195–213) dodatkowymi zmiennymi, które ponadto zawsze mają określone wartości, są stany świadomości. Zupełnie jak zmienne w interpretacjach modalnych¹² i w Bellowskiej wersji teorii pola Bohma, stany świadomości ewoluują indeterministycznie, co pozwala w prosty sposób zrozumieć w tej teorii prawdopodobieństwa.

To, że można łatwo zrozumieć prawdopodobieństwa w teorii wieloumysłowej, może się wydawać zaskakujące, biorąc pod uwagę argument, który pojawił się wyżej, że nie da się zinterpretować prawdopodobieństwa w podejściu wieloświatowym i dlatego jest ono nie do zaakceptowania. Warto zauważyć, że *źródło* wielości jest w każdym z tych przypadków zupełnie inne. Wielość „światów” jest generowana przez rozszczepienie pojedynczego rodzicielskiego świata, tak że nie można znaleźć żadnego znaczenia przypisywaniu różnych prawdopodobieństw poszczególnym światom potomnym, z których każdy musi powstać. W teorii wielu umysłów umysły nigdy nie ulegają rozszczepieniu: każdy umysł posiada jedną, określoną historię, taką, że możemy przypisać dokładne częstości pozornym wynikom eksperymentów (postrzeganym przez umysł). W rzeczy samej, jeśli chodzi o interpretację prawdopodobieństw, wielość umysłów nie gra żadnej roli: stochastyczna dynamika rządzi każdym umysłem z osobna i tak zwana teoria jednomysłowa (ang. *Single-Mind Theory*) do tego wystarcza (ALBERT i LOEWER 1988, 205). Powód, dla którego z każdym ciałem związanych jest wiele umysłów zamiast po prostu jednego, łączy się z chęcią utrzymania czegoś podobnego do superwencji sfery mentalnej względem fizycznej

¹²Ta uwaga nie stosuje się do interpretacji van Fraassena (VAN FRAASSEN 1991), w której dynamika dodatkowych zmiennych („stanów wartości”) nie jest jawna.

(mimo że świadomy stan żadnego konkretnego umysłu nie superweniuje na stanie fizycznym powiązanego z nim ciała — i dobrze że nie, na wypadek gdyby funkcja falowa znowu stała się zupełna!) oraz zapewnienia, że nie przyjmie się błędnego przekonaniu o istnieniu innych umysłów z konkretną zawartością, gdy takowych nie ma. Żadne z tych dążeń nie ma źródła w fizyce *per se*, i stąd wielość umysłów nie gra żadnej roli w interpretacji czysto fizycznych aspektów teorii.

Możemy więc powiedzieć o teorii wieloumysłowej, tak jak powiedzieliśmy o teoriach, w których kolaps funkcji falowej był wywoływany przez świadomość, że nie ma żadnych *fizycznych* względów, które by świadczyły na korzyść odwołania się tutaj do świadomości. Przekonanie, że świadomość powinna odgrywać centralną rolę w interpretacji teorii kwantowej, musi ostatecznie opierać się na poglądach na świadomość, które są do fizyki raczej importowane niż z niej wywodzone.

4. ZAGADNIENIE CZWARTE: NIEOZNACZONOŚĆ I KOMPLEMENTARNOŚĆ

W świetle wyników uzyskanych w sprawie trzech pierwszych zagadnień z tym możemy poradzić sobie bardzo szybko. Wszystkie interpretacje uznają funkcję falową i zasadę Borna za dobre narzędzia do dokonywania przewidywań na temat układów. Przewidywania te mają zwykle charakter probabilistyczny, ale dla każdej obserwowalnej wielkości, takiej jak położenie czy pęd, istnieją specjalne stany (stany własne obserwabli), które pozwalają przewidzieć wynik obserwacji z całą pewnością. To, że stany własne, na przykład położenia cząstki względem określonej osi, nie są stanami własnymi składowej pędu względem tej samej osi i *vice versa*, jest prostym matematycznym faktem. Nie istnieją więc żadne wektory stanu, które pozwalają na przewidzenie w sposób pewny wyniku pomiaru zarówno położenia jak i pędu. Co więcej, istnieje relacja liczbowa pomiędzy związanymi z pomiarami niepewnościami: im większa jest pewność co do wyniku jednego pomiaru, tym mniejsza będzie pewność co do wyniku drugiego. To właśnie głosi zasada nieoznaczoności Heisenberga, a odpowiednie pary obserwabli nazywane są komplementarnymi.

Naturalnie powstaje pytanie, czy zasada nieoznaczoności pokazuje granicę naszej *wiedzy*, czy też bardziej podstawowe ograniczenie *samego świata*. Dla uproszczenia przyjmijmy, że posiadanie przez układ określonego

położenia albo pędu nie oznacza nic więcej ponad dyspozycję do uzyskania określonego wyniku pomiaru w odpowiedniej sytuacji eksperymentalnej (przy pomiarze położenia lub pędu). Pytanie brzmi więc: czy jest możliwe, aby cząstka miała dyspozycję do tego, by pomiar zarówno położenia, jak i pędu dał dokładny wynik, czyli żeby obie wielkości miały dookreślone wartości, tyle że nie można poznać obu tych dyspozycji naraz, czy też jest raczej tak, że żadna cząstka nie może posiadać ich obu w tym samym czasie?

Nie jest zaskakujące, że odpowiedź na to pytanie zależy od tego, jaką się przyjmie interpretację. Jeśli funkcja falowa jest zupełna, to stosuje się tutaj bardziej podstawowy warunek ontologiczny: żadna cząstka nie może mieć obu dyspozycji na raz. Jest to konsekwencja stochastycznej dynamiki układu, czyli tego, że o ile układ nie znajduje się w odpowiednim stanie własnym, to nie ma żadnego czynnika, który by determinował wynik pomiaru. W takim przypadku niepewność, o której mowa, to niepewność co do wyników, które uzyska się w pomiarze, a nie co do obecnego stanu układu: znając funkcję falową, wiemy wszystko, co można wiedzieć o danym układzie, i nic nie jest przed nami *ukryte*. Zasada nieoznaczoności jest wtedy ograniczeniem naszej wiedzy o obecnym stanie układu tylko w wypaczonym sensie: ograniczenie dotyczy samych faktów, a nie naszej wiedzy o faktach.

Z drugiej strony w deterministycznej interpretacji, takiej jak Bohma, zasada nieoznaczoności musi mieć charakter raczej epistemiczny niż ontologiczny. Skoro interpretacja jest deterministyczna, to wynik dowolnego precyzyjnie określonego eksperymentu musi być określony przez stan początkowy układu i aparatury tak, że jeśli wiadomo wystarczająco dużo na temat układu i aparatury, to można przewidzieć z pewnością, jaki będzie wynik konkretnego pomiaru położenia, pędu, czy czegokolwiek innego¹³. I odwrotnie, jeśli nie potrafimy przewidzieć dokładnie wyników dowolnego eksperymentu (tak jak wskazuje na to zasada Borna), to musi znaczyć, że nie posiadamy wiedzy na temat pewnych istotnych faktów dotyczących badanego układu.

W naturalny sposób powstaje teraz pytanie, dlaczego musimy podlegać tego typu ograniczeniom wiedzy, dlaczego nie moglibyśmy znaleźć istotnych faktów, które pozwoliłyby nam dokonywać przewidywań bardziej precyzyjnych, niż na to pozwala zasada Borna. Zaskakująco satysfakcjonująca odpowiedź brzmi: jako że sami jesteśmy obiektami fizycznymi, nasza

¹³ Należy zachować tu odrobinę ostrożności. Wynik dowolnego, dokładnie opisanego eksperymentu mógłby zostać przewidziany; ale to by nie oznaczało, że można by przypisać wartość każdemu matematycznie zdefiniowanemu „operatorowi”: w teorii Bohma różniące się fizycznie układy eksperymentalne, które można by powiązać z tymi samymi matematycznymi operatorami, mogłyby dać różniące się wyniki. Por. ALBERT 1992, 153.

zdolność gromadzenia informacji o świecie jest ograniczona prawami fizyki. Te same deterministyczne zasady dynamiki, które sprawiają, że istnieje jakiś fakt na temat tego, w jaki sposób pewna konkretna cząstka by się zachowała podczas któregoś możliwego eksperymentu, wykluczają nasze dotarcie do tego faktu na drodze interakcji z układem. Aby udowodnić, że tak jest, należy dokładnie zastanowić się nad tym, w jaki sposób jeden układ fizyczny może gromadzić informacje o drugim, tzn. w jaki sposób stan jednego z nich może zostać skorelowany ze stanem drugiego na drodze fizycznej interakcji (zob. DÜRR, GOLDSTEIN i ZHANGI 1992). Ale to właśnie dzięki potraktowaniu na poważnie obserwatorów jako *fizycznych obiektów podlegających prawom fizyki* (a nie jako coś spoza albo innego od „czysto mechanicznych” układów fizycznych) teoria Bohma może wyjaśnić relacje nieoznaczoności.

5. ZAGADNIENIE PIĄTE: LOGIKA KWANTOWA

Być może najbardziej intrygującym twierdzeniem na temat fizyki kwantowej jest to, że dostarcza empirycznych podstaw, by zrewidować *logikę*. Ogólny pomysł, że logika mogłaby stać się kwestią empiryczną, pojawiła się u Quine’a w *Dwóch dogmatach empiryzmu* (QUINE 1951, 74–75), a bardziej konkretna propozycja zinterpretowania działań supremum i infimum w kracie sądów fizyki kwantowej jako „prawdziwego” znaczenia spójników logicznych „i” oraz „lub” pojawia się w literaturze fizycznej u Birkhoffa i von Neumanna (BIRKHOFF i VON NEUMANN 1936, 823), a w literaturze filozoficznej była rozważana, między innymi, przez Putnama (PUTNAM 1969, 199–215). Propozycja ta polega dokładniej na powiązaniu sądów fizyki kwantowej z podprzestrzeniami przestrzeni Hilberta i rozumieniu „koniunkcji” dwóch zdań jako iloczynu dwóch przestrzeni, a „alternatywy” dwóch zdań jako sumy dwóch przestrzeni. Stan fizyczny świata jest reprezentowany przez wektor w przestrzeni Hilberta, a jakiś sąd jest prawdziwy wtedy, gdy wektor leży w podprzestrzeni powiązanej z tym sądem. Stąd natychmiast wynika, że skoro wektor może należeć do sumy dwóch podprzestrzeni, nie znajdując się w żadnej z nich, to „alternatywa” może być prawdziwa nawet wtedy, gdy żaden z jej „członów” nie jest prawdziwy.

Jeszcze bardziej uderzający jest brak rozdzielności kraty sądów fizyki kwantowej. Weźmy trzy nierównoległe wektory **A**, **B** i **C**, takie że **C** leży w podprzestrzeni rozpiętej przez wektory **A** i **B**. Niech „ \vee ” oznacza sumę dwóch podprzestrzeni, a „ \wedge ” niech oznacza iloczyn. Wtedy $(\mathbf{A} \vee \mathbf{B}) \wedge \mathbf{C} =$

C , podczas gdy $(A \wedge C) \vee (B \wedge C) = \mathbf{0} \vee \mathbf{0} = \mathbf{0}$. Jeśli więc stan układu reprezentuje wektor C , to $(A \vee B) \wedge C$ jest prawdziwe, a $(A \wedge C) \vee (B \wedge C)$ jest fałszywe — i, co więcej, z konieczności fałszywe. Rozdzielność iloczynu względem sumy nie zachodzi. Jeśli zinterpretujemy iloczyn i sumę jako spójniki logiczne „i” oraz „lub”, to w tej „logice” prawo de Morgana zawodzi. Znaleźliśmy się więc poza domeną logiki klasycznej.

Tę prostą ideę można przedstawić w bardziej intuicyjny sposób, rozważając standardowy eksperyment dwuszczelinowy. Wydaje się jasne, że każda cząstka, która dociera do ekranu, musiała przejść przez jedną z dwóch szczelin. Gdyby przeszła przez górną szczelinę, to pojawiłaby się w dowolnym miejscu na ekranie (strumień cząstek, który przejdzie tylko przez górną szczelinę, nie utworzy prążków interferencyjnych), a gdyby przeszła przez dolną szczelinę, to również pojawiłaby się w dowolnym miejscu na ekranie (z analogicznego powodu), ale jednak są takie miejsca na ekranie (ciemne prążki), w których cząstki nigdy się nie pojawią. Nie jest więc prawdą, że cząstka przeszła przez górną szczelinę ani że przeszła przez dolną szczelinę, mimo że jest prawdą, że przeszła przez górną lub przez dolną szczelinę. Tak więc alternatywa może być prawdziwa, mimo że żaden z jej członów nie jest prawdziwy, mamy więc dowód, że logika klasyczna upada.

Jeśli zdanie jest prawdziwe tylko wtedy, gdy wektor stanu jest stanem własnym odpowiedniego operatora, to możemy interpretować nasz wynik następująco: funkcja falowa cząstki nie jest stanem własnym zlokalizowania w górnej szczelinie (skoro nie przechodzi w całości przez górną szczelinę) ani stanem własnym zlokalizowania w dolnej szczelinie (z analogicznego powodu), lecz jest stanem własnym zlokalizowania w sumie¹⁴ obu szczelin. W tym sensie cząstka przechodzi przez „górną lub dolną szczelinę” bez przechodzenia przez górną szczelinę lub przez dolną szczelinę. Tak więc znowu widzimy, że logika klasyczna upada.

Albo raczej staje się teraz jasne, że logika klasyczna *nie* upada. Możemy pomyśleć, że upada, tylko wtedy, gdy popełnimy ewidentny błąd, polegający na uznaniu zdania, że cząstka przeszła przez *sumę* dwóch miejsc, za identyczne z alternatywą zdań, że przeszła przez pierwsze lub że przeszła przez drugie. Ale one nie są równoważne. Może być prawdą, że Góry Skaliste znajdują się w całości na sumie terenów Stanów Zjednoczonych i Kanady, ale nie jest to równoważne alternatywie zdań, że znajdują się w całości

¹⁴ Chodzi o sumę (ang. *union*) w sensie sumy podprzestrzeni, która dopuszcza, by do sumy dwóch podprzestrzeni należały wektory nienależące do żadnej z nich z osobna, a nie o sumę w sensie algebraicznym (przyj. tłum.).

w Stanach Zjednoczonych lub znajdują się w całości w Kanadzie. Fakty na temat sum nie są tylko alternatywami odpowiednich faktów dotyczących części, z których się składają.

W pewnych przypadkach oczywiście fakty dotyczące sum korespondują z alternatywami faktów na temat ich części. Jeśli *obiekt punktowy* znajduje się na sumie terenów Stanów Zjednoczonych i Kanady, to ten obiekt znajduje się albo w Stanach Zjednoczonych, albo w Kanadzie. Gdyby elektryony więc były cząstkami punktowymi o zawsze określonym położeniu, to przechodziłyby przez sumę szczelin przechodząc przez jedną albo przez drugą. Ale, jak widzieliśmy, jeśli opis przy pomocy funkcji falowej jest zupełny, to elektron nie posiada określonego położenia, nie możemy więc wyciągnąć takiego wniosku.

Podobnie prosta jest konkluzja, którą należy wyciągnąć z braku rozdzielności kraty zdań fizyki kwantowej: infimum i supremum dwóch zdań w kracie nie są ich koniunkcją i alternatywą. Mogą zdarzyć się sytuacje, w których infimum ma taką samą wartość logiczną jak koniunkcja, a supremum jak alternatywa, i rzeczywiście może to być typowa sytuacja, gdy nie występują kwantowe efekty, ale te same przykłady, które mają nas przekonać, że klasyczna logika zawodzi, tak naprawdę pokazują tylko tyle, że kwantowa „logika” nie jest *logiką*, tzn. nie oddaje własności koniunkcji i alternatywy. Eksperyment dwuszczelinowy nie bardziej podważa logikę klasyczną niż Góry Skaliste.

A co z teoriami, zgodnie z którymi funkcja falowa nie jest zupełna? Co na przykład z teorią Bohma, w której elektron *jest* obiektem punktowym i *zawsze* posiada określone położenie? W tej teorii jest prawdą, że każdy elektron przechodzi przez sumę obu szczelin, ale jest również prawdą, że przechodzi albo przez jedną, albo przez drugą z nich. Rzeczywiście, zgodnie z teorią Bohma można odróżnić, przez którą szczelinę przeszła cząstka, mimo że w wyniku eksperymentu otrzymujemy na ekranie prążki interferencyjne: wszystkie cząstki w górnej części ekranu przeszły przez górną szczelinę, a wszystkie cząstki w dolnej części przeszły przez dolną szczelinę¹⁵.

Ale skoro każda cząstka przechodzi przez jedną konkretną szczelinę, to skąd biorą się prążki interferencyjne? Przecież gdy zamkniemy jedną z nich, to prążki znikną, więc *coś* musi reagować na fakt otwarcia obu szczelin. Jeśli cząstka przechodzi tylko przez jedną, to skąd może „wiedzieć”, że druga też jest otwarta?

¹⁵ Istnieją diagramy pokazujące trajektorie Bohmowskich cząstek w takim eksperymencie; zob. np. BOHM i HILEY 1993, 33.

Odpowiedź oczywiście brzmi: postać *funkcji falowej* jest w obu sytuacjach inna. Funkcja falowa oddziałuje z obiema szczelinami, nawet jeśli sama cząstka przechodzi tylko przez jedną z nich. Wymaga to myślenia o funkcji falowej jako czymś innym niż sama cząstka, ale nie wymaga zmian w logice.

6. ZAGADNIENIE SZÓSTE: SPLĄTANIE KWANTOWE I NIELOKALNOŚĆ

Metafizyczne wnioski, które dotąd przedstawiłem, mogą się wydawać rozczarowująco skromne. Są trzy główne punkty, w których ontologia interpretacji teorii kwantowej może odbiegać od klasycznej fizyki. Pierwszy to zaakceptowanie probabilistycznej dynamiki na najbardziej podstawowym poziomie. To wprowadza do teorii obiektywne prawdopodobieństwo i wymaga, by poważnie potraktować dyspozycje. Konsekwencje tego są dosyć jasne, choć w ciekawy sposób ograniczone przez matematyczną strukturę teorii, jak to pokazuje zasada nieoznaczoności. Widzieliśmy też, że ten indeterminizm nie jest narzucony na teorię bezpośrednio przez wyniki empiryczne, gdyż deterministyczne interpretacje, takie jak Bohma, mogą poradzić sobie z typowymi zjawiskami kwantowymi. Drugi punkt ontologicznej innowacji można wprowadzić, gdy powiąże się kolaps funkcji falowej albo naturę dodatkowych zmiennych z , na przykład, świadomością. Ale to posunięcie jest całkowicie spekulatywne i nie ma żadnych podstaw w eksperymentach. Trzecie źródło ontologicznej innowacji leży w tym, że funkcja falowa układu jest przestrzenią wektorową zdefiniowaną w przestrzeni konfiguracyjnej, a nie w przestrzeni fizycznej. Zajmę się teraz omówieniem, co z tego faktu wynika.

Nietypowe własności funkcji falowej najłatwiej zilustrować na przykładzie pewnego specjalnego układu dwóch cząstek o spinie $\frac{1}{2}$ (połówkowym, na przykład elektronów), tak zwanego *singletu*. Spin cząstki o spinie połówkowym można zmierzyć posługując się niejednorodnym polem magnetycznym zorientowanym w określonym kierunku (urządzeniem Stern-Gerlacha): gdy cząstka przejdzie przez pole, tor jej ruchu odchyli się albo w jedną stronę (w „górze”), albo w drugą (w „dół”). Jeśli zorientujemy pole w kierunku osi x , zmierzmy spin względem osi x , jeśli w kierunku osi y , zmierzmy spin względem osi y , i tak dalej. Pojedyncza cząstka może być w stanie własnym spinu w dowolnym kierunku, tzn. może znajdować się

w stanie, w którym będzie miała dyspozycję do tego, by z całą pewnością pole odchyliło jej tor w określony sposób. Więc wśród kwantowych stanów spinu, w których może znaleźć się cząstka, mamy stan, w którym podczas mierzenia spinu względem osi x cząstka z pewnością odchyli się w górę, co oznaczymy przez „ $|x\uparrow\rangle$ ”. Mamy też stan $|x\downarrow\rangle$, w którym pomiar spinu względem osi x da z pewnością wynik odchylenia toru do dołu. Może też być w stanie $|z\uparrow\rangle$, w którym z pewnością zostanie odchyleny do góry, gdy mierzony będzie spin względem osi z , i tak dalej. Okazuje się, że jest matematycznym faktem (w zwykłej reprezentacji), że $|z\uparrow\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} |x\uparrow\rangle +$

$\frac{1}{\sqrt{2}} |x\downarrow\rangle$, więc stan z określonym spinem względem osi z nie może mieć

określonego spinu względem osi x . W rzeczy samej, jeśli spin względem osi z może być przewidziany z całą pewnością, to wynik pomiaru spinu względem osi x będzie zupełnie losowy. Jest to przykład relacji nieoznaczoności.

Jeśli mamy parę cząstek, to wśród dostępnych wektorów stanu będą takie, w których pierwsza i druga cząstka będą miały określone spiny takie jak w przypadku pojedynczych cząstek, na przykład $|z\uparrow\rangle_1 |z\uparrow\rangle_2$, $|z\uparrow\rangle_1 |z\downarrow\rangle_2$, $|z\uparrow\rangle_1 |x\uparrow\rangle_2$ (notacja jest oczywista). Nie jest to żadna niespodzianka. Ale skoro przestrzeń stanów jest przestrzenią wektorową, możemy tworzyć *superpozycje* stanów poprzedzając je odpowiednim (zespółonym) współczynnikiem i dodając je do siebie. Stan, który będzie nas interesował, stan singletowy, jest superpozycją stanów $|x\uparrow\rangle_1 |x\downarrow\rangle_2$ i $|x\downarrow\rangle_1 |x\uparrow\rangle_2$, a mianowicie:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} |x\uparrow\rangle_1 |x\downarrow\rangle_2 - \frac{1}{\sqrt{2}} |x\downarrow\rangle_1 |x\uparrow\rangle_2.$$

Czym się on charakteryzuje?

Ten stan singletowy jest superpozycją dwóch stanów, gdzie w każdym z nich cząstki posiadają przeciwne spiny względem osi x : w pierwszym cząstka 1 ma spin w górę, a cząstka 2 ma spin w dół, a w drugim jest odwrotnie. Nie jest więc zaskoczeniem, że formalizm kwantowy dokonuje tutaj przewidywania z całą pewnością: jeśli w obu cząstkach zostanie zmierzony spin względem osi x , jedna z cząstek będzie miała spin w górę, a druga w dół. Nie jest też zaskoczeniem, że formalizm nie pozwala przewidzieć z pewnością, która z cząstek będzie miała spin w górę, a która w dół. Formalizm (zasada Borna) przypisuje 50% prawdopodobieństwo każdej z cząstek z pary na uzyskanie spinu w górę przy pomiarze. Żaden z tych faktów sam z siebie nie jest zaskakujący, ale wzięte razem stają się dosyć zagadkowe.

Załóżmy, że funkcja falowa jest zupełnym opisem tej pary cząstek. Wtedy cząstki z pary mogą mieć przeciwne składowe spinu względem osi x (tzn. mogą mieć dyspozycje do tego, by z całą pewnością dać przeciwne wyniki pomiaru spinu względem osi x), nawet jeśli żadna z cząstek nie posiada określonego spinu (czyli zupełnie pewnej dyspozycji do tego, by zareagować w taki, a nie inny sposób przy tym pomiarze). Nie brzmi to zbyt spójnie, gdy powiemy, że żadna z cząstek nie posiada składowej x spinu, ale mimo to ich (nieistniejące?) spiny są skorelowane, ale stanie się to jaśniejsze, gdy podamy sformułowanie w kategoriach dyspozycji do zareagowania na różne pomiary.

Jest matematycznym faktem, że singletowy stan

$$\frac{1}{\sqrt{2}} |x\uparrow\rangle_1 |x\downarrow\rangle_2 - \frac{1}{\sqrt{2}} |x\downarrow\rangle_1 |x\uparrow\rangle_2.$$

może zostać równie dobrze zapisany przy pomocy składowych z spinu jako

$$\frac{1}{\sqrt{2}} |z\uparrow\rangle_1 |z\downarrow\rangle_2 - \frac{1}{\sqrt{2}} |z\downarrow\rangle_1 |z\uparrow\rangle_2.$$

To więc, co zostało powiedziane w przypadku składowej x spinu, obowiązuje *mutatis mutandis* również dla składowej z : każda cząstka ma 50% szans odchylenia w górę lub w dół podczas pomiaru składowej z spinu, ale jeśli pomiar zostanie przeprowadzony na obu, to wyniki będą musiały być przeciwne.

Taki *splątany* układ dwóch cząstek ma kilka ciekawych własności. Z perspektywy fundamentalnej metafizyki, najważniejszą cechą jest to, że układ wydaje się przejawiać pewną nieredukowalną formę *holizmu*. Ponieważ jeśli rozważamy, przykładowo, samą cząstkę 1, i charakteryzujemy jej dyspozycję do reakcji na pomiary spinu, to możemy powiedzieć, że ma 50% szans na odchylenie toru w dół lub w górę przy pomiarze składowej x spinu, składowej z spinu, i w zasadzie dowolnej składowej spinu. To samo obowiązuje dla cząstki 2. Ale znajomość tego wszystkiego, co można wiedzieć o każdej z cząstek z osobna, nie wystarcza nam, by uzyskać wszystko, co można wiedzieć na temat zachowania pary cząstek. Jest bowiem jej własnością, że cząstki z pary mają dyspozycje do tego, by dać w wyniku pomiaru tej samej składowej przeciwne spiny, ale nie da się tego wywnioskować z własności pojedynczych cząstek. Z matematycznego punktu widzenia kwantowy formalizm przypisałby cząstkom konkretne *stany mieszane*, ale wiedza o tym, że każda z cząstek jest w stanie mieszanym nie wystarcza do wysnucia wniosku, że ta para jest w stanie singletowym.

To, że wektor stanu całego układu nie da się wyprowadzić z wektorów stanu jego części, w najbardziej uderzający sposób ilustruje tak zwany $m = 0$ stan trypletowy:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} |x\uparrow\rangle_1 |x\uparrow\rangle_2 - \frac{1}{\sqrt{2}} |x\downarrow\rangle_1 |x\downarrow\rangle_2.$$

Jeśli dokona się pomiaru składowej x spinu dowolnej cząstki w tym stanie, znowu formalizm przypisze 50% szans każdemu możliwemu wynikowi, podobnie dla składowej z spinu i dla spinu w każdym dowolnym kierunku. To znaczy stan mieszany przypisany każdej pojedynczej cząstce w stanie trypletowym $m = 0$ jest *identyczny* z tym w stanie singletowym. A jednak singlet różni się od trypletu z $m = 0$. Jednak różnica może zostać uwidoczniiona jedynie przez *globalny pomiar* wykonany na *obu* cząstkach, a nie przez żaden możliwy *lokalny* pomiar na pojedynczej cząstce. Ponieważ jeśli zmierzmy składowe x spinu obu cząstek w stanie trypletowym z $m = 0$, to z pewnością otrzymamy *takie same* wyniki, a nie przeciwne, choć oczywiście w połowie przypadków będzie to wynik w górę, a w połowie w dół. Tak więc indywidualne cząstki w stanie trypletowym $m = 0$ są nie do odróżnienia od swoich odpowiedników w stanie singletowym: na tyle, na ile indywidualne cząstki w ogóle posiadają stany, są one identyczne. Ale całe układy, do których należą, są mimo to fizycznie rozróżnialnymi stanami, co może potwierdzić pojedynczy globalny pomiar. Wektor stanu całości nie wynika więc z wektorów stanów swoich części, przejawiając w ten sposób pewien holizm¹⁶.

Oto kolejna niezwykła własność układów splątanych. Powiedzieliśmy, że w stanie singletowym każda z cząstek ma 50% szans na odchylenie toru, na przykład, w górę przy pomiarze składowej x spinu. Ale założmy, że mierzymy składową x spinu cząstki 1 i okazuje się, że faktycznie tor odchylił się w górę. Skoro jesteśmy pewni, że pomiar składowej x spinu na *obu* cząstkach z pewnością da nam przeciwne wyniki, to znając wynik pomiaru na cząstce 1, możemy być pewni, że jeśli wykonamy ten sam pomiar na cząstce 2, otrzymamy wynik w dół. To znaczy po wykonaniu pomiaru na cząstce 1, fizyczna dyspozycja cząstki 2 uległa zmianie. Rzeczywiście, pomiar przeprowadzony na cząstce 1 zmieni, na drodze kolapsu funkcji falowej, *wektor stanu* przypisany cząstce 2. Co więcej, będzie tak niezależnie od tego, jak daleko od siebie znajdują się obie cząstki: pomiar zredukuje funkcję falową, a redukcja zmieni wektor stanu przypisany drugiej cząstce. To właśnie Einstein nazwał kiedyś *upiornym działaniem na odległość*.

Cała nasza dyskusja przebiegała dotąd przy założeniu, że funkcja falowa jest pełnym opisem fizycznym pary cząstek. Widzieliśmy już, że każda taka teoria musi przyjmować kolaps funkcji falowej, by rozwiązać problem

¹⁶Dokładniejsze omówienie tego zagadnienia znajduje się w MAUDLIN 1998, 46–60.

pomiaru. Teraz widzimy, że skoro funkcja falowa jest zdefiniowana w przestrzeni konfiguracyjnej układu, a każdy punkt w tej przestrzeni zawiera informację o stanach wszystkich części układu, to kolaps funkcji falowej może zmienić wektory stanu wszystkich części, niezależnie od tego, gdzie się znajdują. Jeśli więc kolaps może nastąpić w wyniku interakcji z pojedynczymi częściami układu, to może ona mieć globalny wpływ na wszystkie części układu, nawet te, które wydają się odległe i oddzielone.

W tym miejscu czytelnik powinien czuć, że pewne bardzo mocne i dziwne metafizyczne konkluzje wyciąga się z empirycznych rezultatów, które nie wydawały się szczególnie niezwykle. W końcu powiedzieliśmy tylko, że jeśli przygotujemy trochę par cząstek w stanie singletowym, a potem zmierzmy ich spin względem osi x , z lub dowolnej innej, uzyskamy następujące dwie informacje:

1. Przy wystarczająco wielu pomiarach spinu względem dowolnej osi, uzyskamy wynik „w górę” w połowie przypadków i „w dół” w połowie przypadków.

2. Zawsze, gdy zmierzmy spin względem tej samej osi obu cząstek z pary, wyniki będą odwrotne.

Mogłoby się wydawać, że tego typu empiryczny rezultat można łatwo osiągnąć bez wprowadzania żadnych metafizycznych innowacji. Załóżmy, na przykład, że podczas fizycznej operacji „przygotowania par cząstek w stanie singletowym” tworzymy tak naprawdę dwa typy par: czasami cząstka 1 ma składową x spinu w górę, a cząstka 2 w dół (tzn. każda cząstka ma zawsze jeden pewny sposób reakcji na pomiar składowej x spinu), a czasami cząstka 1 ma składową x spinu w dół, a cząstka 2 w górę¹⁷. Gdyby się zdarzyło, że wytworzymy pierwszy typ w mniej więcej połowie przypadków i drugi również mniej więcej w połowie, to empiryczne wyniki badań byłyby dokładnie takie jak opisaliśmy wcześniej, bez wprowadzania podejrzanych metafizycznych zagrań. Każda indywidualna cząstka posiada pewną konkretną dyspozycję przez cały czas i nie ma żadnego „upiornego działania na odległość”. W tym ujęciu „kolaps funkcji falowej” jest czysto epistemicznym, a nie ontycznym zagadnieniem: gdy dokonujemy pomiaru na pierwszej cząstce, po prostu się *dowiadujemy*, czy wytworzyliśmy parę pierwszego czy drugiego typu. Nasza *wiedza* na temat odległej cząstki się zmienia przy lokalnym pomiarze, ale sama cząstka pozostaje fizycznie niezmienną.

¹⁷ Opisują te dyspozycje słownie, a nie za pomocą wektorów stanu, ponieważ nie podejrzewamy, by prawdziwy stan fizyczny cząstki mógł być ujęty przez jakikolwiek wektor stanu. Nie chcemy na przykład zakładać, że prawdziwe stany podlegają relacjom nieoznaczoności.

To wyjaśnienie jest tak proste i prozaiczne, że w pierwszej chwili obstawanie przy pomysłach, iż funkcja falowa jest zupełna, wydaje się wręcz nieprzyzwoite. W końcu wystarczy przyjąć, że wektor stanu pary cząstek nie jest zupełnym fizycznym opisem: teoria kwantowa przypisuje te same stany parom cząstek, które się fizycznie od siebie różnią, tzn. parom, gdzie cząstka 1 ma dyspozycję do ujawnienia składowej x spinu w górę, a cząstka 2 w dół, i parom, gdzie jest odwrotnie. Sam Einstein oczywiście sądził, że upiorne działanie na odległość jest z punktu widzenia fizyki nie do zaakceptowania, więc wszystko, co powiedziano o kolapsie funkcji falowej pokazuje tylko, że funkcja falowa nie może być zupełna. Jak wspomniałem wyżej, słynny artykuł Einsteina, Podolsky'ego i Rosena zatytułowany jest „Czy opis kwantowomechaniczny rzeczywistości fizycznej można uznać za zupełny?“, a ich odpowiedź brzmi, po prostu — nie. Z punktu widzenia Einsteina upieranie się przy zupełności wektora stanu jest nieprzyzwoitością, nieusprawiedliwioną w świetle towarzyszącego jej nieuniknionego oddziaływania na odległość i istnienia innych, zachowujących lokalność wyjaśnień. I tak sprawa wyglądała przez trzydzieści lat.

Przełom w tej dyskusji nastąpił, gdy John Stewart Bell udowodnił swoje słynne twierdzenie. Choć Einstein miał rację co do tych konkretnych typów globalnych pomiarów, które rozważał — takich jak omówione powyżej, dopuszczające proste lokalne wyjaśnienia — Bell zauważył, że istnieją inne typy globalnych pomiarów. Można na przykład mierzyć składową x spinu jednej cząstki i składową z spinu drugiej, albo ogólniej — arbitralnie wybrane składowe spinu. Bell pokazał, że jeśli weźmiemy pod uwagę wszystkie tego rodzaju pomiary, to *żadna lokalna teoria nie może powtórzyć przewidywań mechaniki kwantowej*. Czyli nawet jeśli zaprzeczy się zupełności funkcji falowej, to nie da się pozbyć upiornego działania na odległość i odzyskać kwantowych przewidywań¹⁸.

W teorii Bohma funkcja falowa nie jest zupełna i cząstki zawsze mają dookreślone położenia, ale mimo to pomiar przeprowadzony na jednej z cząstek może wywrzeć wpływ na pozostałe splątane z nią cząstki, niezależnie od tego, jak daleko się one znajdują. Pośrednikiem tego wpływu jest funkcja falowa, która, jak widzieliśmy, jest nieusuwalnie holistyczna. Trzeba zawsze pamiętać, że nawet jeśli w teorii Bohma funkcja falowa nie jest zupełna, to mimo to reprezentuje poważny, nieredukowalny aspekt rzeczy-

¹⁸ W literaturze istnieje wiele dokładnych nietechnicznych prezentacji twierdzenia Bella, np. D'ESPAGNAT 1979, 158–170; MERMIN 1981, 397–408; HERBERT 1985, rozdz. 12; MAUDLIN 1994, rozdz. 2.

wistości. I choć sama w sobie nie ulega kolapsowi, to jej dynamiczna rola odpowiada za działanie na odległość.

Tak więc najgłębsze metafizyczne innowacje teorii kwantowej nie tkwią w indeterminizmie, komplementarności, relacjach nieoznaczoności, roli obserwacji czy poprawkach w logice. Polegają one na holistycznej naturze funkcji falowej i tym, że wektora stanu splątanego układu nie można uzyskać ze stanów kwantowych jego części. Co więcej, holizm funkcji falowej w połączeniu z rządzącą nią dynamiką (jeśli akceptuje się kolaps) lub z dynamiką przez nią rządzoną (w przypadku teorii ze zmiennymi ukrytymi) wskazują na istnienie oddziaływania na odległość. To oddziaływanie nie jest jedynie teoretycznym postulatem: posiada bezpośrednie empiryczne konsekwencje, mianowicie naruszenie nierówności Bella, których nie da się przewidzieć bez niego.

Można się zastanawiać (jak by to czynił Einstein), czy to oddziaływanie na odległość może zostać pogodzone z Teorią Względności, skoro zachodzi ono z prędkością większą od prędkości światła. Jest to ciekawe zagadnienie i dobry temat na książkę (zob. MAUDLIN 1994).

Przełożyła Elżbieta Drozdowska

BIBLIOGRAFIA

- ALBERT, David Z. 1992. *Quantum Mechanics and Experience*. Cambridge: Harvard University Press, .
- ALBERT, David, i Barry LOEWER. 1988. „Interpreting the Many-Worlds Interpretation”. *Synthese* 77 : 195–213.
- BELL, John Stewart. 1987. *Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics*. Cambridge: Cambridge University Press.
- BELL, John Stewart. 1990. „Against Measurement”. W: *Sixty-Two Years of Uncertainty*, red. Arthur I. Miller, 17–31. New York: Springer.
- BIRKHOFF, Garrett, i John VON NEUMANN. 1936. „The Logic of Quantum Mechanics”. *Annalen der Mathematik* 37: 823–843.
- BOHM, David, i Basil J. HILEY. 1993. *The Undivided Universe: An Ontological Interpretation of Quantum Theory*. London: Routledge.
- BUB, Jeffrey. *Interpreting the Quantum World*. 1997. Cambridge: Cambridge University Press.
- CUSHING, James T., i Ernan McMULLIN (red.). 1989. *Philosophical Consequences of Quantum Theory*. Notre Dame: University of Notre Dame Press.
- D’ESPAGNAT, Bernard. 1979. „Quantum Theory and Reality”. *Scientific American* 241: 158–170.

- DEWITT, Bryce SELIGMAN, i Neill GRAHAM (red.). 1973. *The Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics*, Princeton: Princeton University Press.
- DICKSON, W. Michael. 1998. *Quantum Chance and Non-Locality*. Cambridge: Cambridge University Press.
- DÜRR, Detlef, Sheldon GOLDSTEIN i Nino ZANGHÌ. 1992. „Quantum Equilibrium and the Origin of Absolute Uncertainty”. *Journal of Statistical Physics* 67: 843-907.
- EINSTEIN, Albert, Borys PODOLSKY i Nathan ROSEN. 1935. „Can Quantum-Mechanical Description of Reality be Considered Complete?”. *Physical Review* 47: 777-780. Tłumaczenie polskie: EINSTEIN, Albert, Borys PODOLSKY i Nathan ROSEN. 1999. „Czy kwantowomechaniczny opis rzeczywistości fizycznej można uznać za zupełny?”. Tłum. Kazimierz Napiórkowski. W: Albert EINSTEIN. *Pisma filozoficzne*, red. Stanisław Butryn, 117-123. Warszawa: IFiS PAN.
- EVERETT III, Hugh. 1957. „Relative State Formulation of Quantum Mechanics”. *Review of Modern Physics* 29: 454-462.
- GHIRARDI, Giancarlo, Alberto RIMINI i Tullio WEBER. 1968. „Unified Dynamics for Microscopic and Macroscopic Physics”. *Physical Review D* 34: 470-491.
- HEALEY, Richard. 1991. *The Philosophy of Quantum Mechanics: An Interactive Interpretation*. Cambridge: Cambridge University Press.
- HERBERT, Nick. 1985. *Quantum Reality: Beyond the New Physics*. New York: Anchor.
- HUGHES, R. I. G. 1989. *The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics*. Cambridge: Harvard University Press.
- KOCHEN, Simon. 1985. „A New Interpretation of Quantum Mechanics”. W: *Symposium on the Foundations of Modern Physics*, red. Pekka Lahti i Peter Mittelstaedt, 151-170. Singapore: World Scientific Publishing Co.
- LOCKWOOD, Michael. 1989. *Mind, Brain and the Quantum: The Compound 'I'*. Oxford: Blackwell Publishing.
- MAUDLIN, Tim. 1994. *Quantum Non-Locality and Relativity: Metaphysical Intimations of Modern Physics*. Oxford: Blackwell Publishing.
- MAUDLIN, Tim. 1995. „Three Measurement Problems”. *Topoi* 14: 7-15.
- MAUDLIN, Tim. 1997. „Descrying the World in the Wavefunction”. *The Monist* 80: 2-23.
- MAUDLIN, Tim. 1988. „Part and Whole in Quantum Mechanics”. W: *Interpreting Bodies*, red. Elena Castellani, 46-60. Princeton: Princeton University Press.
- MERMIN, N. David. 1981. „Quantum Mysteries for Everyone”. *Journal of Philosophy* 78: 397-408.
- MILLER, Arthur I (red.). 1990. *Sixty-Two Years of Uncertainty*, New York: Springer.
- PENROSE, Roger. 1994. *Shadows of the Mind*. Oxford: Oxford University Press. Tłumaczenie polskie: Roger PENROSE. 2001. *Cienie umysłu*. Tłum. Piotr Amsterdamski. Poznań: Zysk i S-ka.
- PEARLE, Philip. 1990. „Toward a Relativistic Theory of Statevector Reduction”. W: *Sixty-Two Years of Uncertainty*, red. Arthur I. Miller, 193-214. New York: Springer.
- PUTNAM, Hilary. 1969. „Is Logic Empirical?”. *Boston Studies in the Philosophy of Science* 5: 199-215.
- QUINE, Willard Van Orman. 1951. „Two Dogmas of Empiricism”. *Philosophical Review* 60: 20-43. Tłumaczenie polskie: QUINE, Willard Van Orman. 2000. „Dwa dogmaty empiryzmu”. W: Willard Van Orman QUINE. *Z punktu widzenia logiki: dziewięć esejów logiczno-filozoficznych*. Tłum. Barbara Stanosz. Warszawa: Fundacja Aletheia.
- REDHEAD, Michael. 1987. *Incompleteness, Nonlocality, and Realism*. Oxford: Clarendon Press.
- VAN FRAASSEN, Bas C. 1991. *Quantum Mechanics: An Empiricist View*. Oxford: Clarendon Press.

- VERMAAS, Pieter E. 1999. *A Philosopher's Understanding of Quantum Mechanics: Possibilities and Impossibilities of a Modal Interpretation*. Cambridge: Cambridge University Press.
- VON NEUMANN, John. 1955. *Mathematical Foundations of Quantum Mechanics*. Princeton: Princeton University Press.
- WHEELER, John Archibald. 1981. „Law without Law”. W: *Quantum Theory and Measurement*, red. John Archibald Wheeler i Wojciech Hubert Zurek, 182–213. Princeton: Princeton University Press.
- WHEELER, John Archibald, i Wojciech Hubert ZUREK (red.). 1981. *Quantum Theory and Measurement*. Princeton: Princeton University Press, 1981.

METAFIZYCZNE IMPLIKACJE FIZYKI KWANTOWEJ

Streszczenie

Przełożony tu na język polski tekst „Distilling Metaphysics from Quantum Physics” Tima Maudlina stanowi rozdział z *The Oxford Handbook of Metaphysics*. Autor omawia w nim sześć ważnych zagadnień metafizycznych, na które fizyka kwantowa rzuca nowe światło. Każde z nich naświetla z punktu widzenia trzech podstawowych interpretacji mechaniki kwantowej: teorii kolapsu funkcji falowej (von Neumanna lub GRW), teorii zmiennych ukrytych (Bohm) i interpretacji wieloświatowej (Everett). Omówione zagadnienia to determinizm, dookreśloność wartości wielkości fizycznych, rola obserwatora, nieoznaczoność i komplementarność, logika kwantowa, a także splątanie kwantowe i nielokalność.

Słowa kluczowe: filozofia fizyki; filozofia mechaniki kwantowej; determinizm; komplementarność; nielokalność.

DISTILLING METAPHYSICS FROM QUANTUM PHYSICS

Summary

Translated here into Polish is Tim Maudlin's "Distilling Metaphysics from Quantum Physics," which is a chapter of *The Oxford Handbook of Metaphysics*. The author discusses six important metaphysical issues on which quantum physics sheds new light. He shows how differently each of the three main interpretations of quantum theory (von Neumann's and GRW collapse theory, Bohm's hidden variable theory, and Everett's many-worlds theory) views each of them. The issues discussed are determinism, determinateness, the role of the observer, uncertainty and complementarity, quantum logic, and entanglement and non-locality.

Keywords: philosophy of physics; philosophy of quantum mechanics; determinism; complementarity, nonlocality.

Information about the Author: Prof. TIM MAUDLIN — Professor of Philosophy at the New York University; correspondence address: Department of Philosophy, 5 Washington Place, New York, NY 10003; e-mail: twm3@nyu.edu; ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-8394-7264>.

Information about the Translator: ELŻBIETA DROZDOWSKA, MA — The John Paul II Catholic University of Lublin, Faculty of Philosophy; correspondence address: Al. Raclawickie 14, 20-950 Lublin; ejdrozdowska@gmail.com; ORCID: <https://orcid.org/0000-0003-4710-1266>.