Niezwykłe cechy informacji kwantowej*

Michał Horodecki

Instytut Fizyki Teoretycznej i Astrofizyki, Uniwersytet Gdański

1. Wstęp

Koncepcja informacji kwantowej zrodziła się na pograniczu dwóch dziedzin: mechaniki kwantowej i nauk o informacji. Obie te dziedziny powstały w latach międzywojennych i rozwijały się mniej lub bardziej niezależnie [1]. Dopiero pod koniec XX w., za przyczyną odkryć kryptografii kwantowej [2], komputera kwantowego [3] czy teleportacji kwantowej [4], wyodrębniono pojęcie informacji kwantowej. Powstała nowa, burzliwie rozwijająca się dziedzina – kwantowa teoria informacji [5]. Znaczącym czynnikiem wpływającym na jej rozwój był duży postęp metod doświadczalnych, umożliwiający sterowanie dynamiką pojedynczych układów kwantowych.

Jednostką informacji kwantowej jest qubit – bit kwantowy [6], czyli dwupoziomowy kwantowy układ fizyczny lub stan takiego układu. W praktyce mamy do czynienia z układem wielopoziomowym (np. atomem), w którym wyodrębniamy dwa poziomy. W przeciwieństwie do klasycznego bitu, który może przyjmować tylko dwie wartości: 0 lub 1, qubit, oprócz analogicznych stanów $|0\rangle$ i $|1\rangle$ odpowiadających obsadzeniu pierwszego i drugiego poziomu, dopuszcza ich dowolną superpozycję $a|0\rangle + b|1\rangle$, gdzie $|a|^2 + |b|^2 = 1$. W jakim stanie może się znajdować układ złożony? Najprostszy taki układ to dwa qubity. Podobnie jak poprzednio, oprócz stanów $|00\rangle$, $|01\rangle$, $|10\rangle$, $|11\rangle$ mających odpowiedniki klasyczne, możliwa jest np. następująca superpozycja: $a|00\rangle + b|11\rangle$. Zauważmy, że choć układ dwóch qubitów w tym ostatnim przypadku jako całość znajduje się w dobrze określonym stanie, nie można tego powiedzieć o żadnym z qubitów z osobna. Ich stany nie są w pełni określone (mówimy wtedy o stanach m i e s z a n y c h). Zdumiewał się tym już sam Schrödinger. Stan $a|00\rangle + b|11\rangle$ o tych dziwnych własnościach nazywa się s p l ą t a n y m. To właśnie stany splątane stanowią serce kwantowego komputera oraz umożliwiają teleportację i wiele innych zaskakujących efektów.

2. Cechy informacji kwantowej

Informację kwantową można przetwarzać stosując dwie podstawowe operacje: transformację unitarną oraz pomiar. Przykładem zastosowania

*Wykład laureata konkursu im. Grzegorza Białkowskiego na najwybitniejszą pracę doktorską z dziedziny fizyki i astronomii, organizowanego przez Fundację na rzecz Nauki Polskiej oraz Towarzystwo Popierania i Krzewienia Nauk, za rok 2000 (patrz Kronika w zesz. 1/2001 *PF*, s. 50 – Red.).

transformacji unitarnej jest odpowiednie oświetlenie laserem jonów w pułapce, reprezentujących qubity. Podstawową cechą transformacji unitarnej jest jej liniowość – transformacja unitarna działa z osobna na każdy człon superpozycji:

$$U(a|\psi\rangle + b|\varphi\rangle) = aU|\psi\rangle + bU|\varphi\rangle.$$

O ile wynik transformacji unitarnej jest w pełni kwantowy, to operacja pomiaru ma dwa rezultaty – klasyczny, jakim jest wynik pomiaru, oraz kwantowy – przekształcony stan układu poddanego pomiarowi. Ponadto pomiar, w przeciwieństwie do transformacji unitarnej, nie jest operacją deterministyczną: znając stan początkowy, możemy jedynie z pewnym prawdopodobieństwem powiedzieć, jaki będzie stan końcowy układu oraz wynik pomiaru. Pomiar kwantowy różni się od klasycznego tym, że jest aktywny: może nie tylko dostarczać pewnej informacji o układzie, ale często także modyfikuje jego stan. Paradoksalnie, w przetwarzaniu informacji kwantowej używa się niekiedy pomiaru jedynie po to, aby odpowiednio przekształcać stan, nie otrzymując o nim żadnej informacji! Zapytajmy jednak, jakie są możliwości pomiaru kwantowego w zakresie pozyskiwania informacji o układzie. Przypuśćmy, że układ kwantowy został przygotowany w jednym z dwóch stanów: φ lub ψ. Czy istnieje pomiar, pozwalający rozstrzygnąć, w którym z nich znajduje się układ? Odpowiedź brzmi: z reguły nie. Pewność rozstrzygnięcia można mieć jedynie wówczas, gdy rozważane stany są do siebie o r t o g o n a l n e. Stany układów opisywanych klasycznie są ortogonalne, zatem o nieznanym układzie klasycznym można się dowiedzieć w zasadzie wszystkiego; o pojedynczym układzie kwantowym na ogół dowiemy się niewiele.

Z powyższą cechą stanów kwantowych wiąże się jedno z podstawowych ograniczeń przetwarzania informacji kwantowej: zakaz klonowania (czyli kopiowania) informacji kwantowej [7–9]. Jak wiemy, informację klasyczną można kopiować; przykładem jest użycie kserografu. Przypuśćmy, że istnieje kwantowy kserograf. Odpowiednikiem kartki z tekstem będzie stan kwantowy ψ, zaś rolę pustej kartki przejmie drugi układ w dowolnie ustalonym, standardowym stanie $|0\rangle$. Po skopiowaniu na pustej kartce pojawia się tekst, zatem oczekiwany stan końcowy to $|\psi\rangle|\psi\rangle$ dla dowolnego stanu początkowego ψ. Ponieważ wynik operacji ma być czysto kwantowy, transformacja kopiowania kwantowego musi być unitarna. Powinna ona dobrze kopiować stany $|0\rangle$ oraz $|1\rangle$, mamy zatem: $|0\rangle|0\rangle \to |0\rangle|0\rangle$ oraz $|1\rangle|0\rangle \to |1\rangle|1\rangle$. Jednak stan układu może być w superpozycji $a|0\rangle + b|1\rangle$. Wówczas stan początkowy jest superpozycją dwóch członów: $a|0\rangle|0\rangle + b|1\rangle|0\rangle$. Zauważmy, że jest to stan splątany. Transformacja unitarna jako liniowa działa na każdy człon z osobna, dając zupełnie inny wynik: $a|0\rangle|0\rangle + b|1\rangle|1\rangle$. Zauważmy, że jest to stan splątany. Tymczasem spodziewany proces kopiowania powinien być zupełnie inny: $(a|0\rangle + b|1\rangle)|0\rangle \to (a|0\rangle + b|1\rangle)(a|0\rangle + b|1\rangle)$. W powyższym rozumowaniu pominęliśmy fakt, że w procesie kopiowania zmienia się nie tylko stan kartki, ale również kserografu (np. ubywa proszku), a także całego świata (kserograf czerpie prąd itp.). Jednak w pełni ogólny dowód zakazu klonowania jest niewiele trudniejszy. Klonowanie możliwe jest tylko wtedy, gdy układ znajduje się w jednym ze stanów ze znanego zbioru stanów ortogonalnych (można się wtedy za pomocą pomiaru dowiedzieć, jaki jest stan układu, i przygotować dowolną liczbę jego kopii). Jeśli stany nie są ortogonalne, próby klonowania splączą „kartkę z tekstem" z „kartką pustą". Zakaz klonowania jest fundamentalnym prawem kwantowej teorii informacji – ma bardzo szerokie implikacje. W szczególności oznacza on, że informacji kwantowej nie można wzmacniać. Wynika stąd jeden z najtrudniejszych problemów tej dziedziny: ochrona informacji kwantowej przed dekoherencją.

3. Gęste kodowanie

Przedstawmy teraz bardziej optymistyczne efekty: dualną parę gęste kodowanie – teleportacja [5,10]. Często ilustruje się je przy pomocy Alicji i Boba – pary eksperymentatorów, która na dobre zadomowiła się w kwantowej teorii informacji. Są oni zwykle od siebie oddaleni, mają swoje laboratoria, mogą się komunikować, przesyłać sobie cząstki (układy kwantowe). Przypuśćmy, że Alicja chce przesłać Bobowi jedną z czterech wiadomości. Aby wykonać to zadanie wyłącznie za pomocą komunikacji klasycznej, musiałaby przesłać dwa bity (kodując pierwszą wiadomość jako 00, drugą jako 01 itd.). Możliwość przesyłania qubitów sytuacji nie zmieni. Mogłoby się zdawać, że wszystkie 4 wiadomości można zakodować za pomocą jednego qubitu, skoro mamy do dyspozycji więcej stanów niż tylko $|0\rangle$ oraz $|1\rangle$. Niestety, wszelkie inne stany nie będą do nich ortogonalne. Nie istnieje więc pomiar, za pomocą którego Bob mógłby rozstrzygnąć, jaki stan wysłała Alicja, a zatem odgadnąć wiadomość. Z tzw. twierdzenia Holevy wiadomo, że za pomocą jednego qubitu można przesłać najwyżej jeden bit klasycznej informacji. W naszej sytuacji potrzebne będą zatem 2 qubity.

Przypuśćmy teraz, że Alicja i Bob mają po jednej cząstce z pary, która jest w splątanym stanie $1/\sqrt{2}(|0\rangle|0\rangle + |1\rangle|1\rangle)$ (w tym przypadku wzięliśmy $a = b = 1/\sqrt{2}$; stan jest wówczas maksymalnie splątany, a stan każdej z cząstek z osobna jest zupełnie nieokreślony, czyli maksymalnie zmieszany). Okazuje się, że wówczas wystarczy przesłać tylko j e d e n qubit, aby przetransmitować jedną z 4 wiadomości do Boba. W tym celu Alicja koduje wiadomości w 4 różne transformacje unitarne U_i: wybrawszy np. wiadomość nr 3, stosuje do swojej cząstki transformację U_3. Okazuje się, że transformacje można tak wybrać, iż początkowy łączny stan pary cząstek zostaje przeprowadzony w jeden z czterech stanów ortogonalnych. Jeśli teraz Alicja prześle swoją cząstkę do Boba, ten będzie mógł rozstrzygnąć, w którym z 4 stanów jest para. Dowie się zatem, jaką transformację zastosowała Alicja, a stąd – którą wiadomość chciała przekazać. Bilans zasobów dla powyższego protokołu zwanego gęstym kodowaniem [10] wygląda następująco:

$$1 \text{ ebit} + 1 \text{ qubit} \geqslant 2 \text{ c-bity},$$

gdzie qubit oznacza przesłanie 1 bitu kwantowego, c-bit – przesłanie bitu klasycznego, zaś ebit (od ang. entanglement – splątanie) – parę qubitów w maksymalnie splątanym stanie, rozdzieloną między nadawcę i odbiorcę. Przypomnijmy, że aby przesłać 2 bity bez dodatkowych zasobów, potrzebne są dwa qubity. W powyższym protokole przesłanie jednego z qubitów zostało zastąpione zasobem (1 ebit), który nie ma pozornie nic wspólnego z przesyłaniem informacji. Para splątanych qubitów mogła być rozesłana do Alicji i Boba, gdy Alicja jeszcze nawet nie myślała o wysyłaniu wiadomości! Ponadto zasób ten jest nieskierowany, w przeciwieństwie do zasobów typu transmisja bitu czy qubitu, które odbywają się w danym kierunku, np. od Alicji do Boba. Możemy zatem myśleć o splątanej parze jako p o t e n c j a l n e j komunikacji w dowolną stronę.

4. Teleportacja kwantowa

Efektem dualnym do gęstego kodowania jest odkryta w rok później t e l e p o r t a c j a kwantowa [5]. Jest to protokół zbudowany z tych samych cegiełek co gęste kodowanie: splątana para, przesłanie qubitu, przesłanie dwóch bitów, operacje unitarne U_i, pomiar. Tym razem Alicja chce przesłać do Boba qubit w nieznanym stanie φ. Przypuśćmy, że z jakiejś przyczyny nie może go przesłać do Boba fizycznie, ma jednak do dyspozycji możliwość przesłania 2 klasycznych bitów. Te ostatnie niestety niewiele pomogą: informacji kwantowej nie można przesyłać za pomocą klasycznych bitów. Przeczyłoby to zakazowi klonowania: owe bity musiałyby zawierać pełny przepis pozwalający wytworzyć stan przesyłanego qubitu. Można by zatem przygotować wiele qubitów w tym stanie, a więc sklonować go. Okazuje się jednak, że jeżeli Alicja i Bob mają dodatkowo do dyspozycji splątaną parę, transmisja qubitu jest możliwa! W tym celu Alicja wykonuje pomiar na swoich dwóch cząstkach (tej z pary oraz tej w stanie φ). Jest to pomiar identyczny do tego, który Bob wykonywał w gęstym kodowaniu, daje on więc jeden z 4 możliwych wyników. Za pomocą 2 bitów Alicja może poinformować Boba o tym, który z wyników otrzymała. Bob, w zależności od wyniku, zastosuje jedną z transformacji U_i i w tym momencie jego cząstka znajdzie się w stanie φ. Dokonajmy bilansu:

$$1 \text{ ebit} + 2 \text{ c-bity} \geqslant 1 \text{ qubit}.$$

Można zapytać: kiedy dokonuje się transmisja qubitu? Czy dopiero wtedy, gdy Bob otrzyma klasyczne bity od Alicji? Otóż bity te są kompletnie losowe – same w sobie nie niosą ż a d n e j informacji. Zatem do Boba musiała dotrzeć jeszcze jakaś inna informacja. Skoro oprócz bitów nic nie było przesyłane, transmisja ta musiała się dokonać n a t y c h m i a s t, poza czasem i przestrzenią – w momencie pomiaru przeprowadzanego przez Alicję.

W tym miejscu należy podkreślić, że ów natychmiastowy przekaz nie może być wykorzystany do natychmiastowej komunikacji klasycznych sygnałów. Nietrudno dowieść, że w ortodoksyjnej mechanice kwantowej jakakolwiek operacja na jednym podukładzie sama w sobie nie powoduje obserwowalnych zmian na drugim podukładzie, niezależnie od stanu, w jakim znajduje się cały układ. Dość zaskakujące jest to „pokojowe współżycie" nierelatywistycznej mechaniki kwantowej ze szczególną teorią względności. Niemniej jednak próby wykorzystania splątanej pary do natychmiastowej komunikacji, choć z góry skazane na niepowodzenie, wciąż są podejmowane. Jest to swoiste perpetuum mobile ery informatycznej [11].

Warto zauważyć, że proces teleportacji nie łamie zakazu klonowania: stan φ pojawia się u Boba, lecz zostaje wymazany z cząstki Alicji. Niekonwencjonalna jest rola pomiaru Alicji w teleportacji; nie służy on pozyskaniu informacji o stanie φ. Rzeczywiście, wyniki tego pomiaru są absolutnie losowe i nie dają żadnej informacji o tym stanie. Pomiar jest tutaj częścią operacji kwantowej, mającej przetransportować stan.

5. Nielokalność bez splątania

Przedstawmy teraz ciekawy efekt, wiążący się z pomiarem użytym do pozyskiwania informacji [12]. Jak wspomniano, pomiar pojedynczego układu przygotowanego w nieznanym stanie φ daje bardzo mało informacji o parametrach tego stanu. Jeżeli mamy do dyspozycji wiele układów przygotowanych w tym samym stanie, możemy pomierzyć wszystkie możliwe statystyki i odczytać stan. Przypuśćmy jednak, że przygotowano dwie cząstki, obie w stanie φ. Choć wciąż jest to bardzo niewiele, możemy teraz pozyskać trochę więcej informacji. Rozważmy dwie sytuacje: a) cząstki są rozdzielone w dwóch odległych laboratoriach, Alicja i Bob wykonują swoje pomiary, a następnie komunikują sobie wyniki; b) obie cząstki są w jednym laboratorium. Okazuje się, że w drugim przypadku można otrzymać więcej informacji niż w pierwszym. Zastanawiano się, co można poprawić w sytuacji rozdzielonych laboratoriów. Otóż być może Alicja i Bob otrzymaliby więcej informacji o stanie φ, gdyby lepiej wykorzystali możliwość klasycznej komunikacji między sobą. W pracy [13] wzięto pod uwagę powyższe obiekcje, otrzymując najsilniejszą wersję omawianego efektu. W wersji tej występuje trzecia osoba, Czesław. Chciałby on przesłać do Alicji i Boba jedną z dziewięciu wiadomości k. Przygotowuje w tym celu dwie trójpoziomowe cząstki w jednym z 9 następujących stanów ψ_k:

$$
\begin{aligned}
\psi_1 &= |1\rangle|1\rangle,\\
\psi_2 &= (1/\sqrt{2})\,|0\rangle(|0\rangle + |1\rangle),\\
\psi_3 &= (1/\sqrt{2})\,|0\rangle(|0\rangle - |1\rangle),\\
\psi_4 &= (1/\sqrt{2})\,|2\rangle(|1\rangle + |2\rangle),\\
\psi_5 &= (1/\sqrt{2})\,|2\rangle(|1\rangle - |2\rangle),\\
\psi_6 &= (1/\sqrt{2})\,(|1\rangle - |2\rangle)|0\rangle,\\
\psi_7 &= (1/\sqrt{2})\,(|1\rangle + |2\rangle)|0\rangle,\\
\psi_8 &= (1/\sqrt{2})\,(|0\rangle + |1\rangle)|2\rangle,\\
\psi_9 &= (1/\sqrt{2})\,(|0\rangle - |1\rangle)|2\rangle.
\end{aligned}
$$

Zauważmy, że: 1) żaden z tych stanów nie jest splątany, 2) stany te są ortogonalne. Czesław przesyła jedną cząstkę do Alicji, drugą do Boba. Z własności (2) wynika, że gdyby Alicja i Bob byli w jednym laboratorium, mogliby rozstrzygnąć, w jakim stanie są cząstki, a zatem – jaką wiadomość chciał przesłać im Czesław. Skoro są od siebie oddaleni, to załóżmy, że mogą wykonywać dowolne operacje w swoich laboratoriach (tzw. operacje lokalne) i komunikować się klasycznie bez ograniczeń (klasę operacji, które mogą być w ten sposób wykonane, określa się skrótem LOKK). Otóż pokazano, że za pomocą operacji LOKK nie można z całą pewnością rozstrzygnąć, który z 9 stanów został przygotowany przez Czesława. Powyższy efekt ma dość paradoksalną interpretację. Mianowicie, zadajmy sobie pytanie, gdzie znajduje się brakująca część informacji ΔI, dostępna jedynie wówczas, gdy cząstki są razem. Nie ma jej na żadnej z cząstek z osobna, jest zatem zdelokalizowana – nie istnieje w żadnym miejscu w przestrzeni. Gdyby cząstki były splątane, nielokalność ta, choć niewytłumaczalna w ramach myślenia klasycznego, miałaby swoje źródło w kwantowych korelacjach. Tym razem nawet takie wytłumaczenie jest niemożliwe: cząstki przygotowywane przez Czesława nie są splątane. Z tego względu efekt nosi nazwę nielokalności bez splątania (por. [14]).

6. Dekoherencja i destylacja splątania

W powyższych przykładach stosowano idealistyczne założenie, iż w ramach zadanych ograniczeń można w pełni sterować dynamiką danych układów kwantowych, tj. wykonywać wszelkie możliwe operacje. Niestety, każdy układ kwantowy oddziałuje ze środowiskiem, którym jest np. nieodpompowany gaz, drgania sieci w ciele stałym czy nieusuwalne promieniowanie reliktowe.

Układ plącze się więc z otoczeniem (tj. układ złożony „układ + otoczenie" przechodzi w stan splątany), w wyniku czego jego stan przestaje być w pełni określony. Jak wspomniano, stany takie nazywamy mieszanymi, w przeciwieństwie do czystych – w pełni określonych. Powyższy proces, zwany dekoherencją [15,16], utrudnia lub uniemożliwia zrealizowanie powyższych efektów. Dekoherencja (czyli niekontrolowane splątanie) może w szczególności zniszczyć lub poważnie osłabić splątanie kontrolowane, potrzebne np. w komputerze kwantowym.

Z reguły więc splątane pary, którymi dysponują Alicja i Bob, będą w stanach mieszanych. Czy można uzyskać czyste splątanie w postaci $1/\sqrt{2}(|0\rangle|0\rangle + |1\rangle|1\rangle)$? W naszym paradygmacie Alicja i Bob są oddaleni, naturalnym narzędziem będzie więc klasa operacji LOKK (przesyłanie informacji kwantowej z racji odległości narażone jest na dekoherencję, zaś informację klasyczną można przesyłać w zasadzie bez zaburzeń). Jeżeli dekoherencja zniszczyła całkowicie splątanie, pary są w stanach, które nazywamy separowalnymi, i operacje LOKK nie mogą przywrócić splątania w żadnej postaci. Może się jednak zdarzyć, że nieco splątania pozostało. Dla pewnych stanów pokazano, że za pomocą operacji LOKK Alicja i Bob mogą wytworzyć z wielu par zaszumionych mniejszą liczbę stanów maksymalnie splątanych [17]. Proces ten nosi nazwę destylacji splątania. Naturalne jest pytanie, z których stanów można wydestylować splątanie. Narzuca się odpowiedź: ze wszystkich tych, które mają choć trochę splątania. Rzeczywiście, dla par dwuqubitowych pokazano, że tak jest – z dowolnie małego splątania można wydestylować czyste, maksymalne splątanie, przydatne do wszelkich procesów w kwantowej teorii informacji [18]. Okazało się jednak, że dla cząstek o trzech poziomach (qutritów) nie zawsze jest to możliwe: istnieje dość tajemniczy rodzaj splątania zwany splątaniem związanym [19]. Splątanie jest w nim nieodwracalnie uwięzione. Przypuśćmy na moment, że dekoherencji nie ma i chcemy wytworzyć takie stany mieszane rozmyślnie ze stanów czystych za pomocą operacji LOKK. Ponieważ stany te zawierają splątanie, a operacje LOKK nie mogą go zwiększyć, konieczne jest początkowe splątanie czyste. Owo czyste splątanie jest nieodwracalnie tracone: gdy stany zostaną już wytworzone, nie będzie można z nich wydestylować ani jednej maksymalnie splątanej pary cząstek.

Splątanie związane jest niezwykle słabe i nie nadaje się do niemal żadnych zadań typowych dla kwantowej teorii informacji. Ponieważ jednak z doświadczenia wiemy, że nawet tak słabe splątanie jest niemożliwe w klasycznej teorii, powinno w jakiś sposób przejawiać swą kwantowość. Ostatnie badania w tym zakresie, zainicjowane w Gdańsku [20], a realizowane w Innsbrucku [21] i laboratoriach IBM oraz Lucent [22,23], doprowadziły do tzw. efektu superaktywacji splątania związanego. Alicja i Bob mają do dyspozycji dwie grupy splątanych par. Pary z obu grup mają związane splątanie, lecz są w innych stanach. Operując na tych grupach osobno, Alicja i Bob oczywiście nie mogą wydestylować nawet jednej maksymalnie splątanej. Pokazano jednak, że mając do dyspozycji obie grupy na raz, można wykonać destylację: dwa różne typy splątania związanego niejako reagują ze sobą, tworząc splątanie swobodne, które może być uwolnione [23]. Powyższy efekt wykorzystuje ściśle kwantową własność nieaddytywności, wykorzystaną już w efekcie nielokalności bez splątania: operacje kolektywne są niekiedy bardziej wydajne od operacji wykonywanych oddzielnie na podukładach.

7. Zakończenie

Opisane efekty pokazują, że świat informacji kwantowej rządzi się prawami niezgodnymi z klasyczną intuicją. Co więcej, zjawiska te otwierają zupełnie nowy horyzont nawet w tak pozornie dobrze zbadanym świecie mechaniki kwantowej. Kwantowa teoria informacji wymaga myślenia raczej w kategoriach pojedynczych układów niż ansamblów. Konieczność nowego sposobu myślenia stanowi niezwykle trudną barierę: dotychczasowe podejście do mechaniki kwantowej było, jak się zdaje, uformowane przez interpretację kopenhaską, preferującą epistemologiczny punkt widzenia, a zarazem przez horyzont możliwych technicznie do wykonania doświadczeń, do niedawna stosunkowo wąski. Kwantowa teoria informacji promuje ontologiczne podejście do funkcji falowej [24] – traktowanie stanu jako byt, a nie tylko narzędzie, jest tu dość naturalne i jak dotąd niezwykle owocne. Z drugiej strony ogromny postęp w dziedzinie metod doświadczalnych pozwala obecnie na kontrolę dynamiki pojedynczych układów kwantowych. Postęp eksperymentalny i rozwój kwantowej teorii informacji w pewnym sensie nawzajem się warunkują: ta ostatnia wymaga niezwykle subtelnych doświadczeń, zaś rozwój „technologii kwantowej" domaga się nowych narzędzi teoretycznych, w tym spójnej interpretacji. Jednym z ważnych atutów kwantowej teorii informacji (oprócz takich potencjalnych zastosowań, jak kryptografia kwantowa czy kwantowy komputer) jest właśnie dostarczenie nowej interpretacji mechaniki kwantowej [24,25], odpowiadającej współczesnym możliwościom doświadczalnym, a także dobrze korespondującej z dominującą dziś rolą informacji w naszym „klasycznym" świecie.

Literatura

[1] R.S. Ingarden, *Rep. Math. Phys.* **10**, 43 (1975).

[2] C.H. Bennett, G. Brassard, w: *Proceedings of IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing, Bangalore, India* (IEEE, New York 1984), s. 175; A. Ekert, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 661 (1991).

[3] D. Deutsch, *Proc. R. Soc. London A* **425**, 73 (1989); P. Shor, w: *Proc. 35th Annual Symp. on Foundations of Computer Science* (IEEE Computer Science Press, Santa Fe, NM 1994).

[4] C. Bennett, G. Brassard, C. Crepeau, R. Jozsa, A. Peres, W.K. Wootters, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1895 (1993).

[5] G. Alber, T. Beth, M. Horodecki, P. Horodecki, R. Horodecki, M. Rotteler, H. Weinfurter, R. Werner, A. Zeilinger, *Quantum Information: an Introduction to Basic Theoretical Concepts and Experiments*, Springer Tracts in Modern Physics, t. 173.

[6] B. Schumacher, *Phys. Rev. A* **51**, 2738 (1995).

[7] D. Dieks, *Phys. Lett. A* **92**, 271 (1982).

[8] W.K. Wootters, W.H. Żurek, *Nature* **299**, 802 (1982).

[9] E. Wigner, *Symmetries and reflections* (Indiana Univ. Press, Bloomington, Indiana 1967).

[10] C.H. Bennett, S.J. Wiesner, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2881 (1992).

[11] Sformułowanie prof. Marka Żukowskiego.

[12] A. Peres, W.K. Wootters, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1119 (1991); S. Popescu, S. Massar, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1259 (1995).

[13] C.H. Bennett, D. DiVincenzo, Ch. Fuchs, T. Mor, E. Rains, P. Shor, J. Smolin, W.K. Wootters, *Phys. Rev. A* **59**, 1070 (1999).

[14] R. Horodecki, M. Horodecki, P. Horodecki, *Phys. Rev. A* **60**, 4144 (1999).

[15] E.B. Davies, *Ann. Inst. H. Poincaré A* **28**, 91 (1978).

[16] W.H. Żurek, *Phys. Rev. D* **24**, 1516 (1981).

[17] C.H. Bennett, G. Brassard, S. Popescu, B. Schumacher, J. Smolin, W.K. Wootters, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 722 (1996).

[18] M. Horodecki, P. Horodecki, R. Horodecki, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 574 (1997).

[19] M. Horodecki, P. Horodecki, R. Horodecki, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 5239 (1998).

[20] P. Horodecki, M. Horodecki, R. Horodecki, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1046 (1999).

[21] W. Dür, J.I. Cirac, *Phys. Rev. A* **62**, 022302 (2000).

[22] P.W. Shor, J.A. Smolin, A.V. Thaplyial, quant-ph/0005117.

[23] P.W. Shor, J.A. Smolin, B.M. Terhal, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2681 (2001).

[24] R. Horodecki, M. Horodecki, P. Horodecki, *Phys. Rev. A* **63**, 022310 (2001).

[25] R. Horodecki, w: *Proc. Int. Conf. on Problems in Quantum Physics* (World Scientific, Singapore 1990); *Ann. Phys. (Leipzig)* **48**, 479 (1991).