

PONADŚWIETLNA TRANSMISJA INFORMACJI PRZY UŻYCIU ŁĄCZY KWANTOWYCH Z POJEDYNCZYM DETEKTOREM

SUPERLUMINAL TRANSMISSION OF INFORMATION AT USING QUANTUM LINKS WITH SINGLE DETECTOR

Zbigniew Andrzej Nowacki

*Institut Informatyki Stosowanej, Politechnika Łódzka (Institute of Applied Computer
Science, Technical University of Lodz) E-mail: nova@eranet.pl*

STRESZCZENIE. W artykule, usytuowanym na pograniczu fizyki i informatyki, autor opisuje podstawowe zasady działania nadajników i odbiorników kwantowych realizujących ponadświetlny transfer informacji. Omówione są interesujące własności techniczne takich urządzeń, nazwanych łączyami kwantowymi z pojedynczym detektorem, wynikające z udowodnionego na gruncie relatywistycznej argumentacji głównego rezultatu pracy. Przedstawiona jest propozycja eksperymentów z zakresu optyki kwantowej, przy pomocy których twierdzenie to może już teraz być testowane w laboratoriach fizyków. Wysunięte jest przypuszczenie, że w ciągu najbliższych kilkunastu lat łączy kwantowe z jednym detektorem znajdą praktyczne zastosowanie w szerokoobszarowych sieciach komputerowych, a później także w lokalnych systemach cyfrowych, lotach kosmicznych i astrobiologii.

ABSTRACT. The article, being on the borderline between physics and computer science, describes the fundamental principles of operation of quantum transmitters and receivers accomplishing superluminal information transfer. There are discussed interesting technical properties of such devices, called quantum links with single detector, following from the main result proved on the ground of a relativistic analysis. There is presented a proposal of experiments belonging to the scope of quantum optics, enabling one to verify the theorem in physical laboratories already now. One has advanced the supposition that within a dozen or so years quantum links with one detector will be practically applied in wide-area computer networks, and later also in local digital systems, space flights, and astrobiology.

1. Wprowadzenie

Przyczyną powstania tej pracy było kilka niezwykłych przypadków oraz praktyczne kłopoty autora z teletransmisją danych w firmie prowadzonej przezeń wiele lat temu. Pomimo upływu czasu problem pozostał, a nawet przybrał na sile: ściąganie plików w sieci Internet trwa coraz dłużej, ponieważ wzrost ilości przesyłanych informacji jest szybszy od rozwoju infrastruktury. Inną kwestią wymagającą rozwiązania jest stwierdzone ostatnio przez informatyków częściowe załamanie się prawa Moore'a. Podczas gdy prędkość samego procesu obliczeniowego może być nadal zwiększana, odpowiednio szybkie przesyłanie danych między różnymi częściami systemu cyfrowego zaczyna stwarzać trudności. Wydaje się zatem, że powinniśmy rozważyć wszystkie możliwości zwiększenia przepustowości łączy komputerowych, w tym także przyspieszenie transmisji pojedynczego bitu. W artykule zbadamy właśnie tę opcję, co automatycznie pociąga osadzenie go na pograniczu fizyki i informatyki.

W pracy [1] przedstawiliśmy teoretyczne podstawy (zasada hermetyzacji sygnałów \textcircled{S}) umożliwiające przesyłanie informacji z prędkościami większymi niż c bez powstawania sprzeczności. Tutaj zajmiemy się głównie zastosowaniami praktycznymi, aczkolwiek podamy także ścisły dowód implikującego je twierdzenia. Rozpoczynamy od opisu propozycji pewnego eksperymentu będącego zmienną w czasie odmianą statycznego doświadczenia [2] przeprowadzonego przez dwóch młodych fizyków na uniwersytecie w Innsbrucku w 1997 roku. W rozdziale 2 obliczamy, że gdyby Hessmo (oddelegowany z uniwersytetu w Uppsali) i Mair zainstalowali dwa zegary i migawkę w stosownych położeniach, mogliby zmierzyć prędkość przepływu informacji rzędu $10c$.

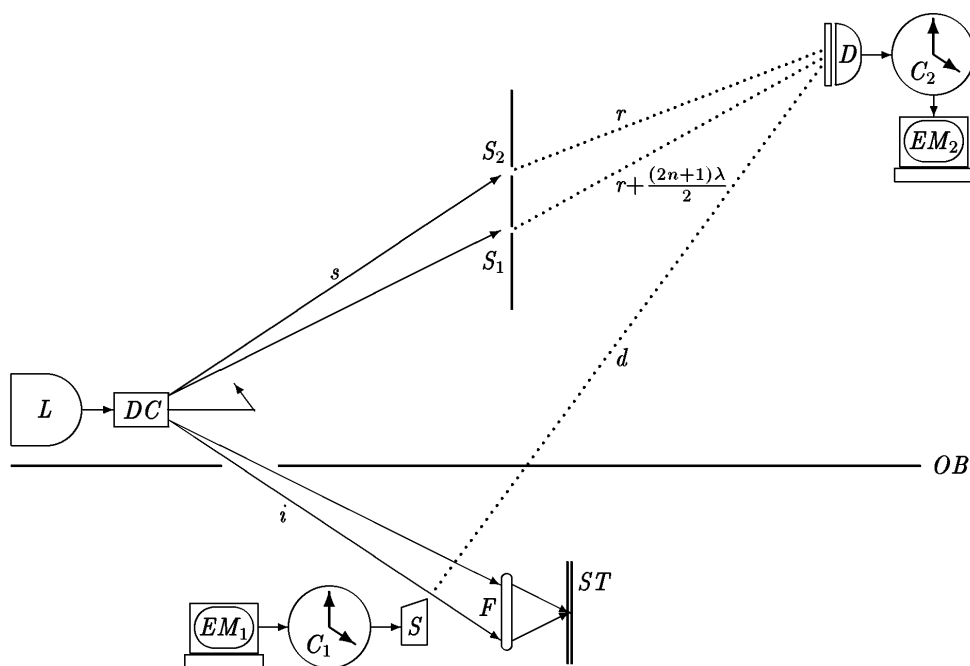
Główny wynik pracy jest przedstawiany w rozdziale 4. Wykorzystując \textcircled{S} badamy pewien wariant eksperymentu z rozdziału 2 pokazując, że powinno być możliwe użycie go do przesyłania informacji z ponadświatłymi prędkościami na dowolnie dużych odległościach. To jest kluczowe przewidywanie naszego podejścia. Jeśli będzie ono pozytywnie zweryfikowane, stanie się źródłem wielu owocnych zastosowań w informatyce.

Rozdział 5 zawiera omówienie własności technicznych – niekiedy wielce osobliwych – łączy kwantowych z jednym detektorem. Wyciągnięty jest wniosek, że najbardziej prawdopodobnym pierwszym obszarem ich zastosowań będą sieci typu WAN. Zaś w drugiej kolejności czekają rzecz jasna loty kosmiczne, które dzięki tej metodzie będą mogły być obsługiwane przez naziemne superkomputery pracujące w czasie rzeczywistym. (Jednak skoro już teraz wchodzi do seryjnej produkcji komputery wyposażone w kable światłowodowe, wykorzystanie łączy kwantowych w lokalnych systemach cyfrowych również nie powinno być bardzo trudne.) Wreszcie w rozdziale 6 zarysowujemy fascynujące perspektywy związane z użyciem tych urządzeń dla potrzeb astrobiologii.

2. Eksperyment dwóch doktorantów

Eksperyment zaproponowany w [1] jest dość trudny do wykonania, pozwala na osiągnięcie prędkości tylko nieznacznie większych od c i nie prowadzi do żadnych istotnych zastosowań praktycznych. Wad tych nie ma metoda ponadświatłowej transmisji informacji

odkryta (być może nieświadomie) przez Skandynawsko-Austriacką grupę [2]. Hessmo i Mair wykorzystali konfigurację przedstawioną na rysunku 1, aczkolwiek bez migawki, komputera EM_1 i zegarów, co skutecznie uniemożliwiło wykonanie pomiaru jakichkolwiek prędkości. Zobaczmy jednak, że pewne z nich musiały być większe od c , i że będzie można je zmierzyć.



Rys. 1. Nielokalność kwantowa z pojedynczym detektorem

Na rysunku 1 fotony o częstotliwości ω pompowane przez laser L oddziałują z nieliniowym ośrodkiem (kryształem) DC w procesie zwanym parametryczną konwersją w dół (ang. *parametric down conversion*) [3, 4]. Może to spowodować, że padająca cząstka rozdzieli się na dwa fotony, historycznie znane jako sygnalizacyjny i jałowy [5], których częstotliwości sumują się do ω . Zazwyczaj rozbiegają się one w różnych kierunkach i ich stan jest tzw. splątany stanem kwantowym. To implikuje interferencję czwartego rzędu (korelacje między położeniami dwóch cząstek) [6, 7], ale Hessmo i Mair prawdopodobnie jako pierwsi pokazali eksperymentalnie, że manipulowanie fotonami jałowymi wpływa również na interferencję drugiego rzędu (Younga) ich sygnalizacyjnych bliźniaków.

Wiadomo [8], że energia i pęd muszą być zachowane w procesie parametrycznej konwersji w dół. Zatem jeśli foton jałowy opuszcza DC pod znanym kątem, a splątanie bliźniaków jest doskonale, to kierunek propagacji fotonu sygnalizacyjnego może być określony z prawdopodobieństwem równym jedności. Innymi słowy, pomiar pozycji wykonany na czą-

stce jałowej wyznacza pozycję jej sygnalizacyjnego partnera. W rzeczywistości możemy mieć do czynienia ze splątaniem częściowym, tj. ograniczając rozważania do dwóch par ścieżek otrzymujemy [2] następujący stan

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|U\rangle_i (\cos\alpha |L\rangle_s + \sin\alpha |U\rangle_s) + |L\rangle_i (\cos\alpha |U\rangle_s + \sin\alpha |L\rangle_s)), \quad (1)$$

gdzie indeksy i oraz s odnoszą się odpowiednio do fotonów jałowych i sygnalizacyjnych, wektory stanu $|U\rangle$ i $|L\rangle$ – do ścieżek górnych i dolnych z rysunku 1, zaś α należące do przedziału $\langle 0, \pi/4 \rangle$ zależy od rozmiaru wiązki pompującej. Jeśli jest ona dostatecznie szeroka, to α znika, tj. splątanie jest maksymalne [9]. W tym przypadku wiemy na pewno, że np. foton sygnalizacyjny przejdzie przez S_1 , jeśli tylko jego jałowy bliźniak został wykryty na górnej ścieżce. Wtedy oczywiście nie powinno być żadnej interferencji za dwiema szczelinami. Ogólnie rzecz biorąc, wykrycie jałowej cząstki na górnym lub dolnym ramieniu urządzenia nie pozwala wnosić nam z pewnością, że jej bliźniak będzie na przeciwnym ramieniu. Zamiast tego znajdujemy, iż ma on amplitudę $\cos\alpha$ ($\sin\alpha$) dla przeciwnego (tego samego) odgałęzienia.

Rozróżnialność \mathcal{D} ścieżek w eksperymencie z dwiema szczelinami była zdefiniowana [10, 2] przy pomocy wzoru

$$\mathcal{D} = |p_1 - p_2|,$$

gdzie p_j jest prawdopodobieństwem przejścia przez S_j . Tutaj jest ona równa $1 - 2\cos^2\alpha$. Zatem \mathcal{D} znika jedynie dla $\alpha = \pi/4$, tj. kiedy bliźniaki w ogóle nie są splątane. Jednocześnie mamy [2]

$$\mathcal{D}^2 + \mathcal{V}^2 = 1,$$

gdzie \mathcal{V} oznacza widzialność. (Jest to zdefiniowana jeszcze przez Michelsona miara stopnia interferencji należąca do przedziału $\langle 0, 1 \rangle$; im większa jest widzialność, tym prążki interferencyjne są wyraźniejsze.) Wnosimy stąd, że jeśli fotony są częściowo splątane, zaś pomiar pozycji wykonany na cząstce jałowej wyznacza jej ścieżkę, to widzialność nie może być równa jedności.

Jednakże w celu otrzymania $\mathcal{V} = 1$ nie możemy po prostu zrezygnować z pomiaru pozycji. W pewnym wariantcie eksperymentu dwóch doktorantów fotony jałowe były ‘ignorowane’, co oznacza, że były absorbowane przez np. ścianę. Ale jest ona, z punktu widzenia natury, typem detektora; można by w zasadzie zmierzyć wysokość miejsca absorpcji. Stąd kluczowym posunięciem młodych naukowców było wykonanie pomiaru pędu na cząstce jałowej. To zgodnie z zasadą nieoznaczoności Heisenberga [11, 12] lub zasadą komplementarności Bohra [13] musi niszczyć całą wiedzę nt. jej pozycji, ponieważ obserwabla [14, 15] pędu i pozycji nie komutują (a nawet są one komplementarne [16]). Tym samym tracimy również możliwość wyznaczenia ścieżki sygnalizacyjnego bliźniaka, co powinno skutkować interferencją z pełną widzialnością za dwiema szczelinami. To zostało dokładnie potwierdzone w eksperymencie [2].

Kiedy migawka S z rysunku 1 jest przesunięta w dół, nie niepokojone przez nią fotony jałowe osiągają soczewkę F . W jej płaszczyźnie ogniskowej znajduje się detektor ST . Nor-

malnie ST mierzy pozycję, ale w tym przypadku F odwzorowuje różne pędy cząstek jałowych w różne punkty na płaszczyźnie. Stąd ST mierzy pęd. Ponieważ wyniki dla fotonów $|\mathcal{U}\rangle_i$ i $|\mathcal{L}\rangle_i$ mogą być identyczne (ich ścieżki mogą być równoległe), ten pomiar nie ujawnia ścieżek fotonów sygnalizacyjnych. To powoduje, że widzialność daleko za szczelinami S_1 i S_2 jest równa jedności. Zatem jeśli c/λ jest częstością cząstek sygnalizacyjnych, to detektor D z rysunku 1 nie ma prawa ich rejestrować.

Załóżmy teraz, że S przesuwa się w górę w taki sposób, że przynajmniej pewne dolne fotony jałowe przestają osiągać F . Migawka działa dokładnie tak jak ściana; jest ona typem detektora umożliwiającego, w zasadzie, wyznaczenie ścieżek fotonów jałowych. Stąd jeśli bliźnięta są co najmniej częściowo splątane, to widzialność zmniejsza się pozwalając D zarejestrować niektóre fotony sygnalizacyjne. Wyciągamy stąd wniosek, że, podobnie jak w [1], istnieje korelacja między wygenerowaniem sygnału przez EM_1 i wykryciem fotonu przez D . Prędkość informacji kwantowej jest dana przez (4) z [1], gdzie d jest odległością między S i D .

Na rysunku 1 i oznacza odległość z DC do S , podczas gdy $s - i + r$ – z DC do S_2 . W tym rozdziale przyjmujemy, że

$$i \leq s. \quad (2)$$

Jeśli cząstka jałowa jest absorbowana przez migawkę, to jej bliźniak, aby być zarejestrowanym przez D , musi przebyć dystans $s - i + r$. Położenia C_1 i C_2 nie muszą dokładnie pokrywać się z położeniami odpowiednio S i D , ale to uwzględniamy poprzez T_0 definiowane tutaj jako suma dwóch okresów czasu: od t_1 do początku zakłócania biegu cząstek jałowych przez S oraz od wykrycia fotonu przez D do t_2 . W ten sposób dostajemy

$$v_{\max} = \frac{d}{T_0 + \frac{s - i + r}{c^*}}, \quad (3)$$

gdzie c^* jest maksymalną liczbą rzeczywistą taką, że jeśli fotony przebywają dystans u , to w dużej liczbie eksperymentów przynajmniej jeden foton emitowany przez źródło będzie wykryty przed upływem czasu $u/c^* + T_0 + \varepsilon$. Rzecz jasna, c^* może być traktowane jako prędkość światła w laboratorium, a więc jest możliwe, że $c^* < c$. Zobaczymy za chwilę, że w tym doświadczeniu otrzymuje się $v_{\max} > c$ nawet wtedy, gdyby było ono wykonywane w wodzie, a prawdę mówiąc $c^* = c/20$ byłoby jeszcze wystarczające.

Łatwo widać, że d w (3) może być większe niż analogiczna odległość z [1]. Niemniej jednak, d nie może być dowolnie duże o ile odległości między szczelinami i detektorem są ustalone. Przyczyną tego faktu jest dyfrakcja powodująca, że ścieżki fotonów nie są dokładnie prostoliniowe. W rezultacie, jeśli obraz dyfrakcyjny pokrywa obie szczeliny S_j , to nawet optymalny pomiar pozycji cząstki jałowej nie ujawni, przez którą z nich przejdzie bliźniak sygnalizacyjny. To ogranicza nie tylko s (zweryfikowane pozytywnie do odległości mniej więcej jednego metra [2]), ale również d , skoro

$$d \leq 2s + r, \quad (4)$$

wynika z (2). Jak można przełamać tę barierę, pokażemy dopiero w rozdziale 4.

W eksperymencie doktorantów każda szczelina miała szerokość 80 μm , podczas gdy odległość między nimi wynosiła 250 μm . Stąd aby zapewnić spełnienie (3) z [1], można przyjąć, że np. $r = 5 \text{ cm}$. Natychmiast po utworzeniu bliźniaki mogą być wysłane, przy pomocy zwierciadeł, w przeciwnych kierunkach; to nie zniszczy ich splątania. W ten sposób dostajemy $d = 2,05 \text{ m}$ (por. (4)). Załóżmy, że $i = s$, a atmosfera jest tak gęsta, iż c^* jest równe $0,9c$. Połóżmy wreszcie $T_0 = 0,5 \text{ ns}$. Ten czas powinien wystarczyć, aby prąd elektryczny przepłynął z C_1 do S i D do C_2 o ile tylko urządzenia są oddalone o co najwyżej kilka centymetrów. Podstawiając te wielkości do (3), otrzymujemy v_{max} równe ok. 3m/ns . Widzimy, że przez proste dodanie migawki i zegarów do eksperymentu doktorantów można zmierzyć prędkości przepływu informacji rzędu $10c$.

Kończąc ten rozdział wyjaśnimy, dlaczego rysunek 1 został zatytułowany ‘Nielokalność kwantowa z pojedynczym detektorem’, chociaż występują na nim dwa detektory: D i ST . Zauważmy przede wszystkim, że w odróżnieniu od D wyniki rejestrowane przez ST nie muszą być przesyłane nigdzie dalej. Stąd ST może równie dobrze być błoną fotograficzną, ekranem, ścianą, czy też jakimkolwiek obiektem absorbującym światło. Innymi słowy, ST podobnie jak migawka S może być detektorem ‘w zasadzie’. Co więcej, ST może w ogóle nie być, ponieważ może on być zastąpiony przez ... dziurę. Istotnie, jeśli górne i dolne fotony jałowe zostaną przy pomocy dwóch soczewek skierowane do dostatecznie małego otworu w ścianie, to po jego przejściu nie będzie można przy pomocy żadnego eksperymentu stwierdzić, z której ścieżki dany foton pochodził. To znów wynika z zasady nieoznaczoności (choć może być również uzasadnione w sposób klasyczny [17]), bowiem w przeciwnym przypadku znalazłbyśmy pozycję fotonu (wysokość szczeliny z dokładnością do jej średnicy) oraz jego pęd. Można zatem powiedzieć, że w przypadku proponowanego tu eksperymentu zasada nieoznaczoności nie tylko nie stwarza żadnych trudności, ale wręcz pomaga.

3. Widzialność migawki

Rozważmy eksperyment z migawką S , urządzeniem interferencyjnym I oraz detektorem D . Będziemy mówić, że S jest *widzialna* (przez D), jeśli prawdopodobieństwo, że cząstka będąca wewnątrz I w chwili 0 zostanie zarejestrowana przez D zmienia się, kiedy S zatrzymuje (absorbuje, rozprasza, itd.) pewną cząstkę w chwili $-T_1 \leq 0$ takiej, iż

$$\frac{r}{c^*} + T_1 < \frac{d}{c}, \quad (5)$$

gdzie c^* jest prędkością przelotu z I do D , r jest odległością między I i D , a d – między S i D . Cząstki nie muszą być fotonami; (5) zapewnia, że będziemy tutaj mieć pewien ponadświetlny efekt, nawet jeśli c^* jest bardzo małe. Numeryczną wartość widzialności migawki definiujemy jako

$$\mathcal{W} = \frac{P_a - P_b}{P_a + P_b}$$

gdzie P_a i P_b są prawdopodobieństwami detekcji przy odpowiednio wysuniętej i cofniętej S . Widzialność jest *pełna*, jeśli $|\mathcal{W}| = 1$. Zauważmy, że, w odróżnieniu od widzialności prążków, \mathcal{W} może być ujemne, ale w obu eksperymentach omawianych tu oraz w [1] migawka była widzialna dodatnio, przy czym l było podwójną szczeliną. (Niemniej jednak jest możliwe, że l jest np. podzielnikiem wiązki, a w doświadczeniu biorą udział także inne urządzenia interferencyjne.) W doświadczeniu z parametryczną konwersją w dół T_1 może być niezerowe, bowiem równa się ono $(s - i)/c^*$, jeśli zachodzi (2). Z (5) wynika, że w przypadku ujemnej widzialności cząstka absorbowana przez S nie jest tą, której brakuje na D . Stąd migawka może być widzialna tylko wtedy, gdy rzeczywiście istnieje interferencja wewnątrz l .

Oznaczmy przez N_1 i N_2 średnią liczbę cząstek rejestrowanych przez D w okresie czasu T_2 , kiedy S widzialna przez D odpowiednio rozprasza maksymalną liczbę cząstek i nie rozprasza ich w ogóle. Komputer EM_2 analizuje wyniki on-line. Dopiero wtedy, gdy liczba detekcji w przedziale $\langle t, t + T_2 \rangle$ dla pewnego t staje się większa (mniejsza w razie gdy $N_1 < N_2$) niż

$$N_2 + l(N_1 - N_2), \quad (6)$$

gdzie l jest ustaloną liczbą z przedziału $(0,1)$, EM_2 uaktywnia alarm, tj. potwierdza otrzymanie sygnału w chwili $t_2 > t + T_2$, prawdopodobnie z powodu wygenerowania sygnału przez EM_1 w chwili $t_1 < t + T_2$. Np. w naszych eksperymentach można położyć $l = 0$ i wziąć jakiegokolwiek $T_2 > 0$, skoro $N_2 = 0$ oraz $N_1 > 0$. (Alternatywnie l może być liczbą z przedziału $(0,1)$ pod warunkiem, że liczba detekcji dających alarm jest większa (mniejsza) lub równa (6).) Zauważmy, że w tym przypadku mamy

$$v_{\max} = \frac{d}{T_0 + T_1 + T_2 + \frac{r}{c^*}}.$$

Parametry T_2 i l są dowolne, ale może od nich zależeć niezawodność. Ta metoda nie jest szczególnie ważna z czysto teoretycznego punktu widzenia, ale zastosowania praktyczne mogą wymagać wysokiej niezawodności. Podłączenie detektora do komputera pracującego on-line może zredukować częstość fałszywych alarmów obecnych przy stosowaniu procedury z rozdziału 9 w [1]. Ponadto wybór T_2 jest nieodzowny w przypadku, gdy migawka jest widzialna ujemnie.

4. Ponadświetlna długodystansowa transmisja informacji

W tym rozdziale przedstawimy główny rezultat pracy, tj. twierdzenie dotyczące aparatów realizujących ponadświetlną transmisję danych z wykorzystaniem parametrycznej konwersji w dół. Eksperyment proponowany w rozdziale 2 był właśnie tego typu, ale przyjęliśmy tam, że (2) jest spełnione. Niemniej jednak, urządzenia można z łatwością rozstawić w taki sposób, że

$$s < i. \quad (7)$$

Wobec tego powstaje intrygujące pytanie: Co stanie się wtedy? Jaka będzie maksymalna prędkość w tym przypadku?

W celu udzielenia odpowiedzi musimy przeprowadzić relatywistyczną analizę problemu. Zauważmy przede wszystkim, że nasze rozważania z rozdziału 2 pozostają poprawne dla urządzeń poruszających się, bez zegarów i komputerów, prostoliniowo i jednostajnie względem eksperymentatora, o ile tylko

$$t_i \leq t_s, \quad (8)$$

gdzie t_i i t_s są odpowiednio czasami – mierzonymi przez stacjonarne zegary – przelotów cząstki jałowej i sygnalizacyjnej do migawki i urządzenia interferencyjnego. Istotnie, pomiary pędu i pozycji w dalszym ciągu wykluczają się wzajemnie, a skoro L , S_j oraz D pozostają we względnym spoczynku, opisy interferencji Younga i dyfrakcji Fraunhofera są niezmiennicze. Stąd kiedy migawka nie absorbuje fotonu jałowego, detektor nie rejestruje jego sygnalizacyjnego krewniaka. Z drugiej strony, znając pozycję absorpcji tego pierwszego można wyznaczyć (podobnie jak dla nieruchomej aparatury) prawdopodobieństwo znalezienia tego drugiego w określonej pozycji. Ponieważ dzięki (8) może to być zrobione przed lub dokładnie wtedy, gdy cząstka sygnalizacyjna dociera do płaszczyzny szczelin, wnosiśmy, że (1) jest spełnione (z α znalezionym jak dla nieruchomego urządzenia).

W dalszym ciągu będziemy potrzebować pewnej definicji dotyczącej aparatów takich jak opisany w rozdziale 2, wewnątrz których wysokoenergetyczny foton jest konwertowany w dół. Urządzenie tego typu nazwiemy *Archimedesowym* (termin ten został wybrany w celu wzbogacenia języka i znaczy ‘regularny w pewnym sensie’), jeśli

$$l > c(t_i - t_s), \quad (9)$$

gdzie l jest odległością między mechanizmem interferencyjnym (w tym przypadku układem dwóch szczelin) i migawką. (9) jest, w odróżnieniu od (2) i (8), niezmiennicze względem przekształceń Lorentza. Konfiguracja z rysunku 1 pozostaje Archimedesowa nawet w przypadku (7) pod warunkiem, że prędkość fotonów jałowych jest dostatecznie bliska c .

Załóżmy, że wewnątrz nieruchomego (względem O) Archimedesowego aparatu potomstwo wysokoenergetycznej cząstki osiąga urządzenie interferencyjne i migawkę (lub miejsce, gdzie ona byłaby, gdyby była wysunięta) odpowiednio na (t,r) i (z,x) , a (8) nie zachodzi, tj.

$$t < z. \quad (10)$$

Ponieważ z racji (9) interwał między tymi zdarzeniami jest przestrzenny, istnieje O' poruszający się względem O taki, że

$$z' < t', \quad (11)$$

tj. z punktu widzenia O' (8) jest spełnione. Zauważmy, że skoro aparat jest nieruchomy, $z - t$ jest niezależne od z i t . Załóżmy dalej, że migawka pozostaje w tym samym stanie od w do $w + u + z - t$, gdzie $u > 0$. Oznaczmy przez \tilde{t} czas przelotu z urządzenia interferencyjnego do detektora na y . Niech rejestruje on dla O pewne zdarzenie kwantowe na s czyniąc zadość

$$w + \tilde{t} < s < w + u + \tilde{t}. \quad (12)$$

Kładąc $t = s - \tilde{t}$ dostajemy $w < t$, skąd wobec (10) $w < z$ oraz

$$w' < z'. \quad (13)$$

Podobnie mamy $t < w + u$, skąd dodając $z - t$ otrzymuje się

$$z' < (w + u + z - t)'. \quad (14)$$

Możemy przyjąć, że O przesyła pewien sygnał S_0 z (w, \mathbf{x}) do (s, \mathbf{y}) . (13) i (11) implikują

$$w' + \tilde{t}' < s', \quad (15)$$

tj. na podstawie \textcircled{S} wnosimy, że O' odbierze S_0 z dodatnim prawdopodobieństwem. Jeśli migawka nie zatrzymuje fotonów jałowych od w do $w + u + z - t$, to z (13), (14) i naszego poprzedniego rozumowania wynika, że O' nie rejestruje cząstek sygnalizacyjnych, skąd O także nie może tego robić. Odwrotnie, jeśli S absorbuje fotony w tym przedziale czasu, to O' wykryje, z dodatnim prawdopodobieństwem, jakiegoś bliźniaka w pewnym otoczeniu s' . Ponieważ można równie dobrze przyjąć, że O' przesyła sygnał z (w', \mathbf{x}') do (s', \mathbf{y}') , wykorzystując pierwszą nierówność (12) i postulat hermetyzacji sygnałów otrzymujemy, że prawdopodobieństwo zarejestrowania cząstki przez O jest też dodatnie. W ten sposób udowodniliśmy główny wynik pracy, tj.

4.1. TWIERDZENIE. *Mając dany stacjonarny Archimedesowy aparat do przesyłania sygnałów ponadświatlnych, prawdopodobieństwo zarejestrowania fotonu sygnalizacyjnego w przedziale czasu*

$$(w + \tilde{t}, w + u + \tilde{t}),$$

jest dodatnie (zerowe) pod warunkiem, że migawka rozprasza (odpowiednio przepuszcza) fotony jałowe w przedziale

$$(w, w + u + \max(t_i - t_s, 0)),$$

gdzie $u > 0$, zaś \tilde{t} jest sumą $\max(t_s - t_i, 0)$ oraz czasu przelotu z mechanizmu interferencyjnego do detektora. ■

W przypadku urządzenia z rysunku 1 spełniającego (7) otrzymujemy

$$v_{\max} \geq \frac{d}{T_0 + \frac{r}{c^*}}. \quad (16)$$

Jest rzeczą godną uwagi, że twierdzenie 4.1. zostało już częściowo potwierdzone eksperymentalnie. Mianowicie, Hessmo [2] raportował, że widzialność była niska, kiedy fotony jałowe były ignorowane, tj. ich pęd nie był mierzony. To oznacza, że coś innego, np. ściana, grało rolę migawki. Stąd Hessmo i Mair mieli s równe 0,23 m, a i – kilku metrom. Z drugiej strony, doświadczenia z migawką cofniętą na stałe mogą być opisane również na gruncie standardowej mechaniki kwantowej. Istotnie, możemy wykorzystać fakt, że (1) nie zależy od czasu wykonania pomiaru pędu.

Jak już wspomnieliśmy w rozdziale 2, w eksperymencie doktorantów splątanie fotonów słabło wraz z wzrostem odległości między kryształem i układem dwóch szczelin. Po-

mimo tego, w świetle twierdzenia 4.1. wykonanie długodystansowego transferu informacji z wykorzystaniem aparatu z rysunku 1 nie powinno być niemożliwe. Zaiste, proponujemy tutaj powiększać raczej i niż s ; to drugie może pozostawać takie, że obraz dyfrakcyjny fotonów sygnalizacyjnych nie pokrywa obu szczelin. Np. s może być zawsze równe 0,23 m.

Powstaje pytanie, czy r/c^* jest istotne w (16), skoro na pierwszy rzut oka wydaje się, że O będzie w stanie wykryć foton sygnalizacyjny, bez doprowadzenia do sprzeczności, w dowolnej chwili $t + \varepsilon$, jeśli tylko migawka rozprasza cząstki jałowe począwszy od chwili t . Jednak ε nie powinno być mniejsze od czasu Plancka, ponieważ w przeciwnym przypadku otrzymalibyśmy w praktyce nieskończoną prędkość sygnału. To implikuje, że w i w' z (12) i odpowiednio (15) muszą być powiększone o pewną wartość dodatnią, a tylko czas przelotu ma znaczenie fizyczne. Zatem kombinując (16) z (3) otrzymujemy wreszcie

$$v_{\max} = \frac{d}{T_0 + \frac{\max(s-i, 0) + r}{c^*}}, \quad (17)$$

lub, bardziej ogólnie,

$$v_{\max} = \frac{d}{T_0 + \max(t_s - t_i, 0) + \frac{r}{c^*}}. \quad (18)$$

Widzimy, że prędkość transferu (nawet zaniedbując T_0) musi być nadal skończona..

Z pewnością interesujące jest rozważenie kwestii, czy słowa ‘stacjonarny’ i ‘Archimedesowy’ w twierdzeniu 4.1. są istotne. Aparat z ruchomymi częściami może być badany przy pomocy postulatu hermetyzacji sygnałów (zob. następny rozdział). W drugim przypadku najlepsze jest sprawdzenie eksperymentalne: uzyskanie konfiguracji nie będącej Archimedesową nie powinno być trudne, ponieważ ścieżki optyczne mogą być dowolne. (Np. można dążyć do $l = 0$ kierując przy użyciu zwierciadła fotony jałowe w stronę układu podwójnych szczelin.) Zauważmy ponadto, że jeśli $i - s$ jest bardzo duże, a prędkość fotonów jałowych jest nawet tylko nieznacznie mniejsza niż c , to urządzenie z rysunku 1 może przestać być Archimedesowe. Na szczęście, istnieje ogólna metoda ‘archimedyzacji’: opóźnienie przybycia cząstek sygnalizacyjnych do mechanizmu interferencyjnego. To nie zmniejsza prędkości transmisji pod warunkiem, że t_i pozostaje nie mniejsze niż t_s . Jednakże oznacza to, iż swego rodzaju ‘rozgrzewanie’ pewnych aparatów ponadświetlnych może być konieczne.

5. Informatyka ponadświetlna

Twierdzenie 4.1. sugeruje, że można będzie przysyłać bity pozwalając migawce wykonywać dowolne ruchy. Rozpoznanie bitów przez komputer (być może mikroprocesor) analizujący liczbę detekcji w jednostkowym przedziale transmisji u , przy użyciu metody podobnej do opisanej w rozdziale 3, powinno być jak najbardziej wykonalne. Połączenie

utworzone tym sposobem będzie nazywane łączem lub kanałem kwantowym z pojedynczym lub jednym detektorem.

Niemniej jednak, istnieje pewna niepokojąca na pierwszy rzut oka niedogodność. Twierdzenie 4.1. mówi, że w najbardziej interesującym przypadku $t_s < t_i$ migawka winna pozostawać w tym samym stanie przez czas dłuższy niż u . Użycie $1 + (t_i - t_s)/u$ aparatów byłoby zazwyczaj nieekonomiczne, a poważne opóźnienie fotonów sygnalizacyjnych (nawet aż do $t_s = t_i$) mogłoby być niekorzystne lub trudne do osiągnięcia. Szczęśliwie, następujące heurystyczne rozumowanie pokazuje, że pojedyncze Archimedesowe urządzenie powinno być wystarczające bez żadnego dodatkowego opóźnienia. Załóżmy bowiem, że jego praca jest sterowana przez rozpad jądrowy: jeśli on się zdarzy, to aparat rozpocznie transmisję następnego bitu. Skoro przedział czasu między dwoma rozpadami może być dowolnie długi, a u z twierdzenia 4.1. może być dowolnie małe, prawdopodobieństwo wykrycia fotonu sygnalizacyjnego musi być zmienione tuż po $w + \tilde{t}$. To jest konsekwencja wniosku 11.1. z [1], jako że w przeciwnym przypadku pewien sygnał mógłby być wysłany do przeszłości. Zaś po następnym rozpadzie inny bit będzie przekazywany wg tych samych reguł.

Ponieważ bity transmitowane w praktyce również nie mogą być przewidziane (np. dowolnie długa sekwencja zer lub jedności nie jest wykluczona), można zrezygnować z rozpadów i ustalić czas u . Stąd migawka powinna po prostu albo rozpraszać albo przepuszczać cząstki jałowe w przedziałach czasu

$$(w, w + u)$$

korespondujących, przy założeniu (7), z

$$(w + \tilde{t}, w + \tilde{t} + u)$$

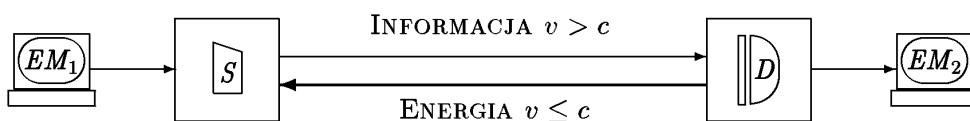
na detektorze.

W tym miejscu jesteśmy w stanie wyjaśnić, czym jest linia OB na rysunku 1. Reprezentuje ona jakąkolwiek przeszkodę, nawet ocean lub przestrzeń kosmiczną, skoro na podstawie twierdzenia 4.1. $i - s$ może być dowolnie duże. Teoria powinna być najpierw, rzecz jasna, gruntownie sprawdzona w laboratoriach fizyków, ale później będziemy mogli spróbować transferu informacji na większych dystansach. Istnieje tylko jedna trudność: Jak przesłać cząstki jałowe wtedy, gdy OB jest np. oceanem? W tym przypadku, jednakże, odpowiedź jest oczywista; musimy wykorzystać światłowody. Rzeczywiście, działają one jak lustro, więc fotony jałowe pozostaną nierozróżnialne, jeśli będą skierowane do ST po opuszczeniu kabli. Z drugiej strony, przed wysłaniem w kosmos cząstki z górnej i dolnej ścieżki mogą być wzmocnione w dwóch laserach. W obu przypadkach natura przyjmie, że rejestrujemy fotony jałowe, jeśli te z co najmniej jednego kabla światłowodowego lub lasera są rozpraszane.

Wykorzystanie wiązki laserowej dla celów naszej łączności może wydawać się czystą fantazją, ale przypomnijmy, że w czasie niedawnej misji SMART-1 [18] kamera AMIE zainstalowana na pokładzie sondy zarejestrowała sygnał laserowy wysłany z Ziemi. Jeśli to się powiodło, to również proponowane przez nas urządzenia powinny – z prędkościami przekraczającymi c – pracować. Zaś powiększenie odległości transmisji (SMART-1 znajdowała się w okolicach Księżyca) jest problemem wyłącznie technicznym.

Wyobraźmy sobie, że OB jest dość szeroka, tj. $s \ll d$. Wtedy z łatwością można wyróżnić dwie części naszego aparatu: nadajnik usytuowany poniżej OB na rysunku 1 oraz odbiornik – powyżej. Oba te urządzenia będą mogły być bardzo małe w porównaniu z d . Dla przykładu, r może być mierzone w dziesiątych częściach milimetra, s – w centymetrach, podczas gdy i i d – w setkach kilometrów. Ponadto, T_0 może być traktowane jako czas potrzebny do przebycia dystansu kilku dziesiątych części milimetra z prędkością bliską c . Stąd na podstawie (16) dostajemy prędkość maksymalną rzędu $10^9 c$, możliwą do osiągnięcia w Internecie.

Najbardziej niezwykłą cechą kanałów kwantowych z jednym detektorem jest niewątpliwie to, że energia będzie w nich również przesyłana (w aparacie z rysunku 1 pod postacią fotonów jałowych), ale z prędkością podświetlną i w kierunku dokładnie przeciwnym do kierunku transmisji ponadświetlnej informacji (zob. rysunek 2). Bowiem aby informacja była przekazana, musi w momencie transferu istnieć potencjalna możliwość przeniesienia energii. Natychmiast po przesłaniu informacji poruszający się w drugą stronę nośnik przestaje mieć jakiegokolwiek znaczenie. Dodajmy, że skoro ta energia jest oczywiście dodatnia, łącza tego typu będą działać w całkowitej sprzeczności z zasadą reinterpretacji [19-22]. To jednak nie powinno być żadną niespodzianką, albowiem pokazaliśmy w [1], że zasada reinterpretacji ma swoje własne poważne trudności.



Rys. 2. Łącze kwantowe z pojedynczym detektorem

Inną osobliwą własnością jest fakt, że można będzie zwiększać prędkość pracy łącza poprzez samą wymianę odbiorników i nadajników kwantowych, podczas gdy kable światłowodowe lub lasery będą mogły pozostawać niezmiennione. To jest bardzo ważne, jako że w cywilizacji takiej jak nasza ilość informacji wymaganych do przesłania, tworzonych praktycznie na życzenie, rośnie znacznie szybciej niż stan infrastruktury. W tym punkcie kanał kwantowy z jednym detektorem może uwzględnić oczekiwania użytkowników, ponieważ jego przepustowość może być powiększana zachowując ten sam konwencjonalny składnik.

Istnieje również inna klasa poważnych problemów. Obecnie informatycy stwierdzają, że znane prawo sformułowane przez jednego z założycieli firmy Intel (głoszące, że moc obliczeniowa układów scalonych, a stąd także komputerów, podwaja się co półtora roku wraz ze spadkiem ich cen) przestaje działać. Powodem jest pojawienie się trudności w uzyskaniu dostatecznie szybkiej transmisji danych między różnymi częściami systemu cyfrowego. Próbuje się zastępować zwykłe kable przez światłowodowe, ale przecież są one użytkowane w sposób klasyczny, więc prędkość transferu ciągle nie może przekroczyć c . Wyczuwa się oczekiwanie na jakiś technologiczny przełom. W związku z tym zauważmy, że dzięki naszym urządzeniom rzeczywisty dystans d staje się bez znaczenia; jakakolwiek transmisja musi pokonać jedynie lokalną odległość r (T_0 jest niezmiennione). Zatem wszystkie części systemu cyfrowego wydają się być w tym samym miejscu. I wtedy ten sam światłowod może przesyłać bity (w drugą stronę) z prędkością np. $100c$.

Im większa jest odległość d , tym większą prędkość (przy tym samym nadajniku i odbiorniku) można osiągnąć. Zatem maksymalne zyski przy minimalnych kosztach będą prawdopodobnie otrzymane w Internecie. Wydaje się więc, że pierwsze łącza kwantowe – być może w ciągu najbliższych kilkunastu lat – zostaną uruchomione w ramach sieci WAN, a dopiero później w innych dziedzinach. Skoro v_{\max} w (16) – (18) zależy od T_0 i r , parametry te powinny być możliwie małe. Tabela 3 podaje największe osiągalne prędkości w kilku typowych obszarach przy założeniu, że r i cT_0 są niemniejsze niż 0.1mm. Jeśli do konstrukcji kwantowych nadajników i odbiorników zostanie użyta nanotechnologia, wyniki mogą być jeszcze lepsze.

Tabela 3

Maksymalna prędkość transmisji

<i>Transmisja w obrębie</i>	<i>Rząd maksymalnej prędkości</i>
telefon komórkowy	$10^2 c$
PC	$10^3 c$
superkomputer	$10^4 c$
Internet	$10^{11} c$
Ziemia-Księżyc	$10^{12} c$
Ziemia-Mars	$10^{15} c$
Układ Słoneczny	$10^{17} c$
Droga Mleczna	$10^{24} c$
Wszechświat	$10^{30} c$

Sto lat temu Einstein myślał głównie o energii i nie borykał się z tymi kłopotami dotyczącymi informacji. Mógł on przeto przyjąć z beztrząsą i łatwością, że sygnały ponadświatłowe nie istnieją. Wydaje się natomiast, że w dwudziestym pierwszym wieku nie możemy zrobić tego samego. Można sobie nawet wyobrazić, że łącza kwantowe z pojedynczym detektorem będą jedyną szansą naszej cywilizacji.

Warto zauważyć, że energia przesyłana w naszych urządzeniach nie musi mieć postaci światła. W istocie można by zastąpić fotony jałowe przez całkiem inne cząstki pod warunkiem, że będzie to zrobione bez rozpraszania. Przykładem takiego zjawiska jest tzw. kreacja tj. rozpad fotonu na parę cząstek masowych, zazwyczaj elektron i pozytron. W tym procesie pęd również musi być zachowywany, a więc pozytrony, grające tutaj rolę fotonów sygnalizacyjnych, można od razu kierować do mechanizmu równoważnemu z układem dwóch szczelin. Ich zachowanie będzie różne w zależności od tego, czy na bliźniaczych elektrodach wykonano pomiar (oczywiście tylko w zasadzie) pędu czy pozycji. Sądzymy jednak, że tego typu rozwiązanie nie będzie zastosowane w pierwszej kolejności ze względu na trudności techniczne.

Bardzo kuszące jest oczywiście wykorzystanie łączy kwantowych podczas lotów kosmicznych. Zauważmy, że sygnał radiowy wysłany ze statku zdążającego do Marsa zostanie odebrany na Ziemi najwcześniej po kilkudziesięciu sekundach, a więc wtedy, gdy wyprawa może już nie istnieć. Natomiast stosując opisywane tu metody superkomputer na Ziemi będzie w stanie sterować lotem w czasie rzeczywistym. Faktycznie, porównując d i r widzimy, że minuty będą tu zastąpione przez ułamki nanosekund.

W przypadku kosmicznych zastosowań trudno byłoby zakładać, że względna prędkość odbiornika i nadajnika znika. Przyjmijmy zatem, że detektor (razem z innymi urządzeniami powyżej linii OB) porusza się z prędkością \mathbf{V} względem migawki. Z twierdzenia 4.1. wynika, że gdyby urządzenia były we względnym spoczynku, sygnał mógłby być odebrany. Stąd pytamy tutaj, czy wiadomość wysłana w układzie O (migawki) może być otrzymana przez O' poruszającego się z tą prędkością względną. Problem ten był już rozwiązany w rozdziale 11 pracy [1]. Na podstawie (16) z [1] oraz przekształceń Lorentza dostajemy, że jeśli nadajnik wysłał sygnał na (s, \mathbf{x}) , zaś ma on być odebrany na (t', \mathbf{r}') , to

$$\mathbf{V} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{x}) < c^2 (t - s) \quad (19)$$

musi być spełnione. Odwrotnie, \textcircled{S} implikuje, że jeśli (19) zachodzi dla wszystkich zdarzeń nadajnika i odbiornika w pewnym przedziale czasu, to przepustowość kanału (zdefiniowana tak jak w teorii informacji [23], zob. rozdział 10 w [1]) jest dodatnia. To zapewnia, iż podczas wypraw w obrębie układu słonecznego najniższa osiągalna prędkość będzie jeszcze (nawet bez użycia nanotechnologii) rzędu $10^3 c$.

6. Łączność międzygalaktyczna

Nasza metoda przesyłania informacji wymaga specyficznego nadajnika i odbiornika. W trakcie wyprawy na Marsa prędkość $10^{15}c$ może być osiągnięta, ale w tabeli 3 znajduje się również wartość z podwójnym wykładnikiem. Transmisja danych z prędkością $10^{17}c$ będzie mogła być zrealizowana stosunkowo łatwo przy użyciu bezzałogowych sond kosmicznych. Jednak w przypadku większych prędkości sygnału pewien rodzaj urządzeń z rysunku 1 powinien być umieszczony daleko poza Układem Słonecznym. Stąd powstaje pytanie, czy przesłania informacji z takimi prędkościami będą wykonalne za naszego życia.

W celu udzielenia odpowiedzi rozważmy najpierw inną kwestię. Od wieków ludzie zastanawiali się, czy oni są sami we wszechświecie, czy też mogą istnieć inne światy zaludnione przez stworzenia bardziej lub mniej podobne do nich. Współczesne naukowe badania inteligencji pozaziemskiej rozpoczęły się w drugiej połowie dwudziestego wieku, kiedy to fizyk Drake podjął pierwsze pionierskie próby (równanie 'Green Bank', projekt 'Ozma') w tym zakresie. Gałąź biologii zajmująca się poszukiwaniem życia pozaziemskiego, zwłaszcza inteligentnego, została nazwana astrobiologią. Począwszy od wczesnych lat sześćdziesiątych astronomowie wypatrują sygnałów, głównie radiowych, od przypuszczalnych wysoko rozwiniętych cywilizacji technicznych. Najbardziej rozległy, niedawno zakończony projekt SETI (Search for ExtraTerrestrial Intelligence) skupiał się na analizie sygnałów elektromagnetycznych nadchodzących z kosmosu [24]. Jednak żadne dowody lub nawet wskazówki na istnienie inteligentnego życia pozaziemskiego nie zostały znalezione. Czy to oznacza, że nasza cywilizacja jest rzeczywiście samotna we wszechświecie?

Sądźmy, że to nie jest ten przypadek. Zauważmy przede wszystkim, iż astronomowie przy pomocy swoich urządzeń nie obserwują aktualnego kosmosu, ale widzą taki, jaki on był kilka lub kilkanaście miliardów lat temu. Zaś doświadczenie (nasze istnienie) zdaje się wskazywać, że prawdopodobieństwo powstania inteligentnego życia w przeciętnej galaktyce jest niezerowe. Niemniej jednak, prawdopodobieństwo to może być skrajnie małe. Przyczyną mógłby być np. fakt, że postać inteligentnego życia w naszym wszechświecie jest unikatowa (zakodowana w Wielkim Wybuchu), tj. oni są podobni do nas.

Załóżmy, że tylko jedna na dziesięć milionów galaktyk zawiera jakąś wysokorozwiniętą cywilizację. Biorąc pod uwagę szacunkową liczbę galaktyk otrzymujemy, że wszechświat może być zamieszkały przez nawet więcej niż 100 (tj. w przybliżeniu tyle, ile jest państw zrzeszonych w ONZ) cywilizacji technicznych. Ale tak małe prawdopodobieństwo powstania życia oznacza, że średnia odległość między nimi jest olbrzymia. Np. jeśli aktualna średnica wszechświata wynosi 10^{10} lat świetlnych, to ta odległość jest w przybliżeniu równa $2 \cdot 10^9$ lat świetlnych (bowiem wtedy mamy liniowo pięć cywilizacji czyli przestrzennie 125).

7. Podsumowanie

W pracy udowodniliśmy twierdzenie będące podstawą konstrukcji łączy kwantowych z pojedynczym detektorem, niezwykłych maszyn pozwalających (po raz pierwszy w historii ludzkości) na uwolnienie informacji od towarzystwa energii. Powinno to umożliwiać przesyłanie informacji z prędkościami większymi od prędkości światła w próżni. Podaliśmy również propozycję eksperymentu zmierzającego do praktycznej realizacji tego celu i należącego do nieskończonej, w istocie, klasy zbliżonych doświadczeń. (Ich wspólną cechą jest zmieniająca się w czasie konfiguracja eksperymentu.)

Nie twierdzimy rzecz jasna, że przeprowadzenie tych eksperymentów będzie trywialne, ale sądzimy, że powinno to być wykonalne przy użyciu aktualnie dostępnych technologii. Dlatego też usiłowaliśmy pokazać, że ten wysiłek może być bardzo opłacalnym przedsięwzięciem. Z drugiej strony jest prawdopodobne, że niepowodzenie doświadczeń podobnych do proponowanych tutaj będzie oznaczać praktyczny koniec rozwoju naszej cywilizacji z powodu wystąpienia nierozwiązywalnych problemów związanych z przesyłaniem informacji i budową społeczeństwa informacyjnego. Sytuacja nie jest jednak beznadziejna, ponieważ historia fizyki była już świadkiem zdarzeń, kiedy to eliminacja sprzeczności prowadziła do doniosłych zastosowań, także jeśli chodzi o środki łączności.

Literatura

- [1] Nowacki Z. A.: *O możliwości transmisji sygnałów ponadświatlnych w sieciach i systemach komputerowych*. Ten zeszyt
- [2] Hessmo B.: *Quantum Optics in Constrained Geometries*. Uppsala, Acta Universitatis Upsaliensis 2000
- [3] Shih Y. H., Alley C. O.: *New type of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm experiment using pairs of light quanta produced by optical parametric down conversion*. Physical Review Letters, vol. 61, 1988, 2921–2924
- [4] Walls D. F., Milburn G. J.: *Quantum Optics*. Berlin, Springer-Verlag 1995
- [5] Zajonc A. G., Wang L. J., Zou X. Y., Mandel L.: *Quantum eraser*. Nature, vol. 353, 1991, 507–508
- [6] Ghosh R., Mandel L.: *Observation of nonclassical effects in the interference of two photons*. Physical Review Letters, vol. 59, 1987, 1903–1905
- [7] Greenberger D. M., Horne M. A., Zeilinger A.: *Multiparticle interferometry and the superposition principle*. Physics Today, vol. 46, 1993, 22–29
- [8] Mandel L., Wolf E.: *Optical Coherence and Quantum Optics*. Cambridge, Cambridge University Press 1995
- [9] Cohen R. S. (Ed.): *Experimental Metaphysics*. Dordrecht, Kluwer 1997
- [10] Jaeger G., Shimony A., Vaidman L.: *Two interferometric complementarities*. Physical Review A, vol. 51, 1995, 54–67
- [11] Heisenberg W.: *Über den Anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik*. Zeitschrift der Physik, vol. 43, 1927, 172–198
- [12] Białynicki-Birula I., Cieplak M., Kamiński J.: *Teoria kwantów. Mechanika falowa*. Warszawa, Wydawnictwo Naukowe PWN 2001

- [13] Bohr N.: *Atomic Theory and the Description of Nature*. Cambridge, Cambridge University Press 1934
- [14] Dirac P. A. M.: *The Principles of Quantum Mechanics*. 4th ed., Oxford, Oxford University Press 1958
- [15] Bohm A., Loewe M.: *Quantum Mechanics: Foundations and Applications*. 3rd ed., New York, Springer 1993
- [16] Peres A.: *Quantum Theory: Concepts and Methods*. Dordrecht, Kluwer 1993
- [17] Sawieliew I. W.: *Wykłady z fizyki*. Warszawa, Wydawnictwo Naukowe PWN 1998
- [18] <<http://sci.esa.int/>>
- [19] Bilaniuk O. M., Deshpande V. K., Sudarshan E. C. G.: «Meta»-relativity. *American Journal of Physics*, vol. 30, 1962, 718–723
- [20] Recami E., Mignani R.: *Classical theory of tachyons*. *Rivista Nuovo Cimento*, vol. 4, 1974, 209–290
- [21] Recami E.: *Classical tachyons and applications*. *Rivista Nuovo Cimento*, vol. 9, 1986, 1–178
- [22] Recami E.: *Superluminal Motions? A Bird's-Eye View of the Experimental Situation*. *Foundations of Physics*, vol. 31, 2001, 1119–1135
- [23] Haber F.: *An Introduction to Information and Communication Theory*. Reading, Addison-Wesley 1974
- [24] <<http://www.seti.org>>, <<http://seti1.setileague.org>>
- [25] Gribbin J.: *Encyklopedia kosmosu*. Warszawa, Wydawnictwo Amber 1998
- [26] Barrow J. D.: *Wszechświat a sztuka. Fizyczne, astronomiczne i biologiczne źródła estetyki*. Warszawa, Wydawnictwo Amber 1998
- [27] Sudbery T.: *Instant teleportation*. *Nature*, vol. 362, 1993, 586–587
- [28] Terhal B. M., Wolf M. M., Doherty A. C.: *Splątanie kwantowe: współczesna perspektywa*. *Postępy Fizyki*, tom 56, zes. 2, 2005, 75–82