
PTF

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

TOM 37
ZESZYT 3
1986

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Wiceprezesa

Prof. dr JERZY KOŁODZIEJCZAK

Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ

Sekretarz Generalny

Doc. dr JANUSZ KONOPKA

Skarbnik

Prof. dr JERZY WDOWCZYK

Członkowie Zarządu

Dr TERESA BIAŁECKA

Prof. dr FRANCISZEK KACZMAREK

Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI

Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

Zastępcy Członków Zarządu

Prof. dr TOMASZ GOWOREK

Doc. dr TADEUSZ PNIEWSKI

Doc. dr IZABELA SOSNOWSKA

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*

Mgr MACIEJ JĘDRZEJCZAK — *Delta*

Prof. dr ROMAN INGARDEN — *Reports on Mathematical Physics*

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI (Białystok)

Dr BRONISŁAW GRZEGORZEWSKI (Bydgoszcz)

Doc. dr BOGDAN CAŁUSIŃSKI (Częstochowa)

Doc. dr JERZY GRZYWACZ (Gdańsk)

Dr MIECZYŚLAW F. PAZDUR (Gliwice)

Dr MARIAN DRZAZGA (Katowice)

Doc. dr MARIAN KARGOL (Kielce)

Prof. dr ANDRZEJ BUDZANOWSKI (Kraków)

Doc. dr MIECZYŚLAW BUDZYŃSKI (Lublin)

Doc. dr STANISŁAW MICHALAK (Łódź)

Dr ANTONI GOLY (Opole)

Doc. dr TADEUSZ HILCZER (Poznań)

Prof. dr ALEKSANDER SZYMAŃSKI (Rzeszów)

Dr HENRYK WREMBEL (Słupsk)

Doc. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)

Prof. dr ROMAN S. INGARDEN (Toruń)

Prof. dr MARIAN GRYNBERG (Warszawa)

Prof. dr EUGENIUSZ JAGOSZEWSKI (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

00-681 Warszawa, ul. Hoża 69

P O L S K I E T O W A R Z Y S T W O F I Z Y C Z N E

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 37, ZESZYT 3

P A Ń S T W O W E W Y D A W N I C T W O N A U K O W E
1986

RADA REDAKCYJNA

Ludwik Natanson, Leonard Sosnowski, Przemysław Zieliński

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Adam Sobiczewski

Członkowie Redakcji — Tomasz Dietl, Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

Adres Redakcji: ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa

Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Piotr Malinowski* (Białystok)
dr *Romualda Pfranger* (Częstochowa)
dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)
doc. dr *Eugeniusz Soczkiewicz* (Gliwice)
dr *Janusz Frąckowiak* (Katowice)
dr *Stanisław Kaluża* (Kielce)
dr *Anna Kapuścik* (Kraków)
mgr *Józef Pomorski* (Lublin)
prof. dr *Leszek Wojtczak* (Łódź)
dr *Wojciech Wojtanowski* (Opole)
prof. dr *Andrzej Graja* (Poznań)
mgr *Ewa Weinert-Rączka* (Szczecin)
doc. dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)
dr *Wanda Ejchart* (Warszawa)
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

Państwowe Wydawnictwo Naukowe — Oddział w Krakowie, ul. Stawkowska 14

Nakład 2045+95 egz. Ark. wyd. 7,25. Ark. druk. 5¹/₁₆+2 wkl. Papier offset. kl. III. 70×100, 80 g. Oddano do składania w styczniu 1986 r. Podpisano do druku w lipcu 1986. Druk ukończono w sierpniu 1986. Zam. 52/86. Cena zł 90.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13

Paul C. W. Davies

School of Physics, The University
Newcastle-upon-Tyne,
Zjednoczone Królestwo

Zasada antropiczna*

The Anthropic Principle

TREŚĆ

1. Wstęp	213
2. Koincydencje liczbowe	215
2.1. Koincydencje wielkich liczb	215
2.2. Struktura jądrowa	220
2.3. Gwiazdy	225
2.4. Galaktyki	228
2.5. Masy cząstek	231
3. Kosmiczne uwarunkowania życia	231
3.1. Dynamika kosmologiczna	231
3.2. Współdziałanie bez łączności	238
3.3. Entropia Wszechświata	241
3.4. Odpychanie kosmiczne	246
4. Zasada antropiczna	249
4.1. Związek z człowiekiem	249
4.2. Silna i słaba zasada antropiczna	250
4.3. Teoria wielu światów	253

1. Wstęp

W ostatnich latach wielu uczonych ze zdumieniem dostrzegło, że struktura fizycznego świata jest bardzo wrażliwa na pewne, pozornie przypadkowe, zbiegi przypadkowych wydarzeń — koincydencje występujące w przyrodzie. Wynikającą z nich osobliwą naturę świata Sir Fred Hoyle ujął dosadnym stwierdzeniem, że Wszechświat jest „naumyślnie zrobiony”.

* Artykuł, opublikowany w *Progress in Particle and Nuclear Physics* 10, 1 (1983), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy. [Translated with permission. Copyright © 1983 Pergamon Press Ltd. All rights reserved.] (przyp. Red.).

Jest niezaprzeczalnym faktem, iż gdyby niektóre ze stałych fizycznych miały wartości nieznacznie różne od tych, które naprawdę mają, to Wszechświat byłby zupełnie inny. W wielu spośród tych „alternatywnych wszechświatów” w ogóle nie mogłoby powstać życie takie jakie znamy, ani też, być może, życie w żadnej innej postaci. Spostrzeżenie to zasugerowało myśl, że samo nasze istnienie — istnienie istot poznających — w zasadniczym stopniu zależy od „koincydencji przyrody”, które nas zdumiewają. Gdyby przyroda nie była tak dla nas łaskawa, nie byłoby komu zdumiewać się nimi.

Niektórzy autorzy wykroczyli poza to dość oczywiste i niekwestionowalne stwierdzenie głosząc, że nasze istnienie w pewnym sensie *wyjaśnia* występowanie tych dziwacznych koincydencji w świecie fizycznym. Ten typ rozumowania zyskał rozgłos pod nazwą zasady antropicznej i stanowi główny temat niniejszego artykułu. W kolejnych rozdziałach podamy szereg przykładów tej zasady i spróbujemy oprzeć ją na przekonujących argumentach natury nie filozoficznej lecz fizycznej.

Wprawdzie wiele argumentów polega na obliczeniach prowadzących do konkretnych liczb, to jednak terminów takich jak „nadzwyczajny”, „przypadkowy” czy „nieprawdopodobny” nie używamy w jakimś ściśle określonym znaczeniu — mają one bardziej odzwierciedlać istotne wrażenia niż opisywać dokładne obserwacje. Należy też ostrzec Czytelnika przed przypisywaniem zbyt dużej wagi pojedynczym przykładom.

Warto rozróżnić dwie wersje zasady antropicznej, zwane wersją silną i słabą [1]. Wersja słaba brzmi: „to co spodziewamy się zaobserwować musi spełniać warunki konieczne dla istnienia nas jako obserwatorów”. Mało kto skłonny byłby zaprzeczyć temu stwierdzeniu, stale przyjmowanemu w dyskusjach naukowych. Na przykład nasze położenie przestrzenne we Wszechświecie nie jest wcale dowolne, lecz wynika z warunku przetrwania istot żywych. Większość ciał astronomicznych ma warunki wrogie organizmom żywym, toteż nic dziwnego, że znajdujemy się na odpowiednio dobranej planecie obiegającej stabilną gwiazdę. Nie powinniśmy oczekiwać znalezienia w najbliższym naszym sąsiedztwie kwazara ani też jakiegokolwiek innego niestabilnego, gwałtownie wybuchającego obiektu.

Silna zasada antropiczna głosi natomiast coś innego: „Wszechświat musi być taki, by dopuszczać powstanie w nim obserwatorów na pewnym etapie jego ewolucji”. Ta filozofia utrzymuje, że przyroda jest w jakiś sposób przymuszona do wytworzenia życia i myślących obserwatorów — że Kosmos, którego nikt nie ogląda, jest pojęciem bezsensownym. Jest to oczywiście stwierdzenie daleko bardziej sporne. Opiera się ono na dużej liczbie pozornie przypadkowych okoliczności, które wydają się być warunkiem koniecznym istnienia organizmów żywych.

Istnieje już szereg opracowań dotyczących zasady antropicznej. Niniejszy artykuł opiera się na mojej najnowszej książce *The Accidental Universe* [2]. Obszerne opracowania napisali Barrow i Tipler [3] oraz Leslie [4]; polecam też łatwy w czytaniu artykuł przeglądowy [5]. Bardziej specjalistyczne prace cytowane są w dalszych rozdziałach.

Plan artykułu jest następujący. Rozdział 2 omawia niektóre spośród słynnych koincydencji liczbowych. Rozdział 3 zajmuje się zaskakującymi warunkami w kosmologii. Rozdział 4 wreszcie przedstawia podstawy pojęciowe zasady antropicznej oraz niektóre z prób zredukowania jej silnej wersji do wersji słabej.

2. Koincydencje liczbowe

2.1. Koincydencje wielkich liczb

Najsłynniejsza chyba „koincydencje” przyrody polegają na pojawieniu się pewnych bardzo wielkich liczb (bezwymiarowych) w zupełnie odmiennych, wydawałoby się, sytuacjach fizycznych. Te właśnie przypadki są historycznie ważne, bowiem zwróciły uwagę Eddingtona [6] oraz Diraca [7, 8] i doprowadziły do powstania dość zawiłych fundamentalnych teorii fizyki. Dopiero niedawno te wielkie liczby zostały ponownie przebadane w kontekście idei antropicznych.

Każde pokolenie uczonych jest pod urokiem dziwnych liczb. Dla starożytnych Greków liczby takie jak π i $\sqrt{2}$ przesiąknięte były głębokim mistycyzmem; dziś cała tajemniczość z nich uleciała i pojawiają się one w fizyce równie często jak inne, a ich obecność w pracach fizyki nie budzi już niczyjego zdziwienia. Tym co obecnie zadziwia uczonych, jest uporczywe pojawianie się liczb całkowicie innego rodzaju, wyróżnionych nie przez swe arytmetyczne osobliwości, lecz wyłącznie przez wielkość. Dzisiaj tajemniczą liczbą jest 10^{40} .

Współczesna fizyka rozróżnia cztery podstawowe siły przyrody: dwie z nich są siłami jądrowymi — to oddziaływania silne i słabe, pozostałe dwie znamy już od stuleci — to grawitacja i elektromagnetyzm. Siły elektromagnetyczne są bez porównania większe od grawitacyjnych. Nigdy nie dostrzegamy sił ciężenia pomiędzy zwykłymi obiektami; zauważalny efekt mają one dopiero dla ciał astronomicznych. Siły elektromagnetyczne, przeciwnie, nie tylko wywierają wpływ na otaczające nas przedmioty, ale decydują nawet o strukturze układów tak małych jak atomy. Składający się z protonu i elektronu atom wodoru jest najbardziej podstawowym znanym nam układem elektrycznym, w którym elektron jest związany z protonem siłami wzajemnego przyciągania elektrycznego. Grawitacja również przyczynia się do związania elektronu z protonem w atom, tyle że jej wkład jest niezmiernie mały, bowiem stosunek siły elektrycznej do grawitacyjnej jest bliski ogromnej liczby 10^{40} . Zapisujemy to następująco:

$$\frac{e^2}{Gm_p m_e} = 2,3 \cdot 10^{39} \approx 10^{40}, \quad (1)$$

gdzie m_p i m_e są odpowiednio masami protonu i elektronu.

Ponieważ atom wodoru jest takim podstawowym układem, liczba 10^{40} powinna mieć głęboki sens. Przyszła teoria, która wyjaśni pochodzenie czterech podstawowych sił przyrody, musi również wyprowadzić tę liczbę z zasad pierwszych. To jednak wydaje się czymś nowym i dziwacznym dla fizyków, przyzwyczajonych do tego, że w teorii występują raczej liczby nieduże, takie jak π .

Jeszcze bardziej zdumiewające jest odkrycie tej samej horrendalnie wielkiej liczby 10^{40} w zupełnie odmiennym kontekście. Wielkie liczby kojarzą nam się z astronomią. Wszelka statystyka Kosmosu winna uwzględniać rozmiary Wszechświata, a jednym ze sposobów określenia ich jest oszacowanie całkowitej liczby atomów (lub jąder, jeśli atomy są zjonizowane) w całym obserwowalnym obecnie Wszechświecie. Ze względu na rozszerzanie się Wszechświata, nawet najpotężniejsze teleskopy nie są w stanie sięgnąć poza pewną

odległość, zwaną promieniem horyzontu, na którym, mówiąc nieściśle, galaktyki zdają się uciekać z prędkością światła (por. rozdz. 3.1.). Ocena liczby N atomów w tej kolosalnej objętości (ok. 10^{30} lat świetlnych do sześcianu) daje nam 10^{80} czyli kwadrat tajemniczej liczby 10^{40} :

$$N \approx 10^{80} = (10^{40})^2. \quad (2)$$

To jeszcze nie wszystko. Inną ważną miarą Wszechświata jest jego wiek liczony od Wielkiego Wybuchu. Jego wartość zależy oczywiście od wyboru jednostek czasu; sens fizyczny możemy przypisać jedynie wiekowi mierzonemu w jednostkach podstawowych. Fizyka jądrowa wyposaża przyrodę w uniwersalny zegar, który tym samym definiuje podstawową jednostkę czasu: jest nią czas przelotu sygnału świetlnego na odległość równą wielkości jądra atomowego. Jest on równy około 10^{-23} s. W tych jednostkach, odmierzanych przez nasz zegar uniwersalny, wiek Wszechświata, oznaczany t_H (H pochodzi od nazwiska Hubble'a), równy jest magicznej liczbie 10^{40} .

Co to wszystko znaczy?

Niektórzy fizycy są pod tak silnym wrażeniem uporczywego pojawiania się mało prawdopodobnej liczby 10^{40} , że przypisują jej głęboki sens fizyczny. Dirac [8] pisał: „Możemy sądzić, że taka koincydencja jest przejawem głębokiej więzi w Przyrodzie pomiędzy kosmologią i teorią atomu”.

Jest to rzeczywiście rzecz dziwna. Wiek Wszechświata nie jest stałą podstawową, lecz rośnie z czasem. To my żyjemy w tak wyróżnionej epoce. Wobec tego Dirac zaproponował, by traktować G nie jako stałą przyrody, ale jako funkcję czasu. Jeżeli G maleje jak $1/t$, to wiek Wszechświata będzie we wszystkich epokach pokrywać się ze stosunkiem (1). Teorie tego typu, zakładające zależność G od czasu, były badane w ostatnich latach [9]. Mimo że szereg dość szczegółowych teorii przewidujących taką zależność można znaleźć w literaturze, brak jest przekonujących danych obserwacyjnych, że stała grawitacji rzeczywiście się zmienia [10].

Zarówno Dirac jak i Eddington zbudowali, opierając się na koincydencjach wielkich liczb, dość zawiłe teorie fundamentalne. Natomiast Dicke [11] zaproponował wyjaśnienie alternatywne. Sednem jego rozumowania jest odpowiedź na pytanie: czy związek

$$\text{wiek Wszechświata w jednostkach atomowych} \approx \frac{e^2}{Gm_p m_e}$$

jest słuszny w naszej epoce tylko wskutek czystego przypadku, czy też istnieje jakiś szczególny powód tego, że żyjemy akurat w tej wyróżnionej epoce a nie w żadnej innej? Ten problem oczywiście włącza do rozważań fizycznych istnienie człowieka jako obserwatora.

To co nazywamy *obecnym wiekiem* Wszechświata jest zdefiniowane przez istnienie gatunku ludzkiego. Czas trwania społeczeństwa technologicznego, a więc i pomiaru rozważanych tu stałych podstawowych, stanowi drobny ułamek czasu życia Wszechświata, toteż moment powstania tego społeczeństwa można uważać za definicję charakterystycznej epoki t_{teraz} . Tajemnicą jest, dlaczego t_{teraz} jest w tym samym stosunku liczbowym do jądrowej skali czasu, nazwijmy ją t_N , co siła elektryczna pomiędzy protonem i elektronem do siły przyciągania grawitacyjnego między nimi.

Dicke rozumował następująco: t_{teraz} nie jest chwilą wybraną zupełnie dowolnie, ale jest ona ściśle związana ze skalami czasowymi pewnych procesów fizycznych we Wszechświecie, stanowiących warunki konieczne dla zaistnienia życia rozumnego, a więc i techniki. Można wyobrazić sobie szereg takich warunków koniecznych, lecz Dicke skoncentrował się na jednym z nich — istnieniu pierwiastków cięższych od wodoru. Życie na Ziemi oparte jest na węglu, a tlen i azot są również niezbędne. Pierwiastki te nie istniały w pierwotnym, wczesnym Wszechświecie [12, 13]; pojawiły się w znaczących ilościach dopiero dzięki nukleosynthese zachodzącej we wnętrzach gwiazd [14, 15].

Tuż po Wielkim Wybuchu istniały temperatury dostatecznie wysokie dla syntezy pierwiastków ciężkich, ale tylko przez parę minut. W tym czasie powstały duże ilości helu (bezwartościowego dla organizmów żywych) i znikome ilości litu, boru i berylu. Natomiast we wnętrzach gwiazd temperatury rzędu 10^7 K i wyższe utrzymują się przez miliardy lat, dzięki czemu znaczny ułamek pierwotnego materiału gwiazdy ulega przemianie w pierwiastki ciężkie [16]. Aby pierwiastki te mogły stać się chemicznym budulcem żywych organizmów, muszą ulec rozproszeniu w przestrzeni międzygwiazdowej. Może to zająć pod koniec życia gwiazdy, gdy wyczerpie już ona swoje paliwo jądrowe. Jeśli gwiazda jest dostatecznie ciężka, to ma dużą szansę eksplodować jako supernowa, wyrzucając gwałtownie swe warstwy zewnętrzne daleko w przestrzeń. Jak zauważył kiedyś Sir James Jeans, nasze ciała zbudowane są z popiołów dawno wygasłych gwiazd.

Według rozumowania Dickego życie nie może powstać we Wszechświecie, zanim przynajmniej jedna generacja gwiazd nie przejdzie całego cyklu ewolucyjnego i nie użyje Galaktyki zawierającymi węgiel popiołami supernowych. Z drugiej strony spalanie paliwa wodorowego w gwiazdach jest nieodwracalne, zatem te cykle ewolucyjne nie mogą powtarzać się *ad infinitum*. Po kilku pokoleniach gwiazd zasoby paliwa jądrowego w Galaktyce będą już tak ubogie, że nowe gwiazdy (przynajmniej typu Słońca) staną się dość rzadkie. Galaktyka zacznie się oziębiać i życie w niej będzie niemożliwe.

Rozumując w ten sposób dochodzimy do wniosku, że życie może występować we Wszechświecie jedynie w epoce od t_* do mniej więcej $10t_*$, gdzie t_* oznacza średni czas życia umiarkowanie dużej gwiazdy. Wielkość tę możemy oszacować korzystając ze standardowej teorii budowy gwiazd [14], według której jasność absolutna L gwiazdy o masie M jest

$$L \sim GMm_p m_e^2 c^5 e^{-4} \quad (3)$$

(por. rozdz. 2.3.). Całkowite zasoby energii jądrowej stanowią w przybliżeniu jeden procent masy M gwiazdy, zatem czas jej życia jest rzędu

$$t_* \approx 10^{-2} \frac{e^4}{Gm_p m_e^2 c^3}, \quad (4)$$

co możemy wyrazić za pomocą jądrowej skali czasu $t_N \approx \frac{\hbar}{m_p c^2}$ w postaci

$$t_* \approx \left[10^{-2} \alpha \frac{m_p}{m_e} \right] \left[\frac{e^2}{Gm_p m_e} \right] t_N. \quad (5)$$

Wyrażenie w pierwszym nawiasie kwadratowym jest rzędu jedności, toteż (5) daje

$$t_* \approx \frac{e^2}{Gm_p m_e} t_N \approx 10^{40} t_N, \quad (6)$$

a to jest właśnie druga z wyżej wymienionych koincydencji wielkich liczb. Teraz widzimy jasno, że nie jest ona wcale przypadkiem, ale nieuchronną konsekwencją faktu, że żyjemy w epoce $t \gtrsim t_*$.

Zatem *biologiczne* wyjaśnienie fundamentalnej właściwości naszego świata powiodło się tam, gdzie *fizyka teoretyczna* nie dała sobie rady. Fakt, że nasza obecna epoka jest zdefiniowana za pomocą t_* tylko z dokładnością do rzędu wielkości, nie jest poważną wadą tego rozumowania, bowiem rozpatrywane przez nas wielkie liczby tak czy inaczej są sobie równe tylko w przybliżeniu i każda z nich w zależności od definicji może mieć kilka różnych wartości — np. zależnie od tego, czy w porównywanych siłach nie zastąpi się protonu elektronem. Istotne jest, że różnice te są bardzo małe w porównaniu z olbrzymią liczbą 10^{40} . Fakt, że t_* wyrażone w jednostkach t_N jest tak bliskie tej liczby, jest zastanawiający.

Ten sposób rozumowania — że istoty ludzkie ulokowały się we Wszechświecie w miejscu nietypowym — jest sprzeczny z duchem rewolucji kopernikańskiej. Odmawiając Ziemi wyróżnionego statusu w kosmicznej dynamice, Kopernik zainicjował tradycję, która w znacznym stopniu kształtowała myślenie naukowe przez cztery stulecia. Pod wieloma względami można uważać Ziemię za obiekt niczym nie wyróżniający się: jest ona typową planetą w klasie zawierającej wielką liczbę podobnych planet, krążących wokół podobnych gwiazd w podobnych galaktykach. Tym niemniej, jak już wspominaliśmy, nasze istnienie jako organizmów żywych ulokowało nas w przestrzeni w miejscu w pewnym sensie nietypowym. Chociaż Ziemia jako taka niczym się nie wyróżnia wśród planet, to fakt, że żyjemy na powierzchni ciała stałego, podczas gdy przytłaczająca większość materii we Wszechświecie występuje w postaci wiotkich chmur gazowych lub kul gorącej plazmy, jak również to, że żyjemy w pobliżu gwiazdy stabilnej, podczas gdy wiele gwiazd jest zmiennych i kapryśnych lub tworzy układy wielokrotne, których planety nie mogą mieć ustabilizowanych warunków fizycznych, na pewno nie jest przypadkiem. Niewątpliwie nie bylibyśmy w stanie przeżyć we wrogim środowisku stanowiącym typową sytuację w Kosmosie. Podobnie umiejscowienie nas w czasie kosmicznym jest uwarunkowane tym, że Wszechświat ewoluuje i w ciągu jego ewolucji od gęstego ognistego piekła do zbiorowiska rzadko rozproszonych, wygasłych galaktyk, tylko we względnie krótkim przedziale czasu panują warunki przychylne dla organizmów żywych.

Rozumowanie Dickego można oczywiście poddać krytyce z wielu stron. Po pierwsze, jest ono oparte na koncepcji życia tylko w tej formie, w jakiej znamy je na Ziemi. Jest do pomyślenia, że życie pozaziemskie mogłoby istnieć w formach odmiennych, opartych na zupełnie innych zjawiskach fizycznych (zob. np. [17]). Jest rzeczą niewłaściwą, wręcz szowinizmem — zwłaszcza przy rozważaniu problemów podstawowych — utrzymywanie, że chemiczne własności węgla są jedynym podłożem, na którym może rozwinąć się rozum i technika.

Z drugiej strony można wysunąć zasadnicze powody dlaczego życie, w jakiegokolwiek postaci, nie może rozwinąć się do poziomu, na którym pojawi się rozum, dopóki nie zakończą się pewne procesy fizyczne. Każda definicja życia musi zakładać bardzo wysoki

stopień złożoności i uporządkowania, wymagający określonych warunków wstępnych. Na przykład, drugie prawo termodynamiki, sterujące wszelkimi procesami w przyrodzie, wymaga, by porządek był poprzedzony pewnego rodzaju nierównowagą. Mogą również istnieć fundamentalne przyczyny ograniczające tempo narastania uporządkowania i informacji, a tym samym i tempo ewolucji organizmów żywych; przyczyny te mogą wynikać z istniejących sił przyrody.

Przypuszczalnie najsłabszym punktem przedstawionego tu myślenia antropicznego jest oszacowanie górnej granicy t_{teraz} . Chociaż w miarę wypalania się gwiazd Galaktyka będzie środowiskiem coraz mniej przychylnym dla istot żywych, to byłoby rzeczą zdumiewającą, gdyby w ciągu miliardów lat jakie pozostały do jej zagaśnięcia, nauka i technika nie rozwinęły się na tyle by poradzić sobie z tym problemem. Łatwo przecież wyobrazić sobie środowisko sztuczne, w którym życie mogłoby trwać dowolnie długo. Dyson [18] przeanalizował różne warianty przetrwania i doszedł do wniosku, że dostatecznie pomysłowe społeczeństwo jest w stanie funkcjonować nieograniczenie długo dzięki właściwemu wykorzystaniu środowiska. Aby przezwyciężyć kłopoty wynikające z nieuniknionego zaniku źródeł energii swobodnej, a tym samym uniknąć sławetnej „śmierci cieplnej”, na którą, zgodnie z drugą zasadą termodynamiki, skazany jest Kosmos [19], społeczeństwo takie zmuszone byłoby „hibernować” przez coraz dłuższe okresy. Mimo to całkowity czas życia tego społeczeństwa byłby nadal nieskończony.

Jeżeli więc życie trwać będzie nieskończenie długo (okresowo w uspieniu), to dziwić się można, dlaczego Wszechświat, który widzimy, jest tak młody. Jasne jest, że koincydencja wielkich liczb byłaby w takim razie tylko ograniczeniem od dołu.

To słabsze ograniczenie stosuje się tylko do wszechświata, który będzie się nieograniczenie rozszerzać. Jeżeli gęstość materii kosmicznej ρ jest większa od wartości krytycznej ρ_{kr} (ok. 100 razy większej od obserwowanej gęstości materii świecącej), to nastąpi kurczenie się wszechświata, kładące kres wszelkiemu życiu. Fakt, że nasza obecna epoka jest odległa od Wielkiego Wybuchu o niewiele więcej niż t_* , można by wytłumaczyć, gdyby dało się dowieść, że całkowity czas życia Wszechświata nie jest dużo dłuższy od t_* . Tak rzeczywiście może być, jeżeli obecnie wykonywane eksperymenty z neutrinami potwierdzą, że neutrino mają niezerową masę spoczynkową (rozd. 2.5.). Jednakże należy koniecznie podkreślić, że nie znamy żadnego powodu, dla którego czas życia wszechświata przechodzącego kolejno fazę rozszerzania się i kurczenia, miałby być związany z t_* . Jeżeli ten czas życia okaże się równy w przybliżeniu $10t_*$, to należy uznać to za czysty przypadek: czas życia takiego wszechświata zależy od początkowej szybkości rozszerzania się. Niewykluczone, że dokładniejsza analiza wykaże, że stabilne galaktyki i gwiazdy mogą powstać tylko wówczas, gdy ρ przewyższa ρ_{kr} dokładnie o wielkość konieczną do tego, by czas życia Kosmosu był rzędu $10t_*$.

A co z drugą koincydencją wielkich liczb, z faktem że $N \approx (10^{40})^2$? Zapisując go w postaci

$$N \approx \left(\frac{e^2}{Gm_p m_e} \right)^2 \approx \left(\frac{e^2}{Gm_p m_e} \right) \left(\frac{t_H}{t_N} \right) \approx \left(\alpha \frac{m_p}{m_e} \right) \left(\frac{c^3 t_H}{Gm_p} \right) \approx \frac{c^3 t_H}{Gm_p}$$

i wprowadzając średnią gęstość energii ρ materii kosmicznej,

$$\rho = \frac{Nm_p c^2}{(ct_H)^3},$$

sprowadzamy ten związek do

$$\frac{G_Q t_H^2}{c^2} \approx 1. \quad (7)$$

Doniosłość tego związku omówimy w rozdziale 3.1.

2.2. Struktura jądrowa

Zastanawiając się nad kluczową rolą, jaką dla życia ziemskiego odgrywa węgiel, Hoyle [20] zauważył inną dziwną cechę przyrody. Jądra węgla wytwarzane są w gwiazdach w wyniku niemal równoczesnego zderzenia trzech jąder helu. Taka trójcząstkowa reakcja jest oczywiście dość rzadka i nie odgrywałaby żadnej roli, gdyby nie szczególna, przypadkowa właściwość jądra węgla. Dwa jądra helu łącząc się tworzą nietrwałe jądro berylu, ^8Be . Prawdopodobieństwo przyłączenia trzeciego jądra helu zanim jądro berylu rozpadnie się, a zatem utworzenia węgla ^{12}C , zależy silnie od energii, z jaką to jądro uderza w krótko żyjące jądro ^8Be . Powodem tego jest istnienie rezonansu jądrowego. Przez przypadek energia termiczna jąder atomowych w typowej gwiazdzie pokrywa się niemal dokładnie z rezonansem w ^{12}C . Dzięki temu szczęśliwemu przypadkowi produkcja węgla we wnętrzu gwiazd zachodzi z dużą wydajnością. Gdyby nie on, produkcja węgla byłaby znacznie mniejsza.

Jest to jednak dopiero połowa całej historii, bowiem wytworzony w ten sposób węgiel musi uniknąć zagłady w dalszych reakcjach termojądrowych w gwiazdzie, w których może spalić się w cięższe pierwiastki. Konkretnie, zderzenie jądra węgla z jądrem helu daje tlen ^{16}O . Raz jeszcze okazuje się, że przyroda dokonała szczęśliwego wyboru. Rezonans w jądrze ^{16}O leży bezpiecznie poniżej energii termicznej zderzających się jąder, toteż węglowi zaszczędzony zostaje los surowca, z którego tworzy się tlen.

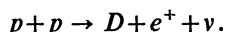
Struktura jądra atomowego jest niezmiernie złożona, lecz w ostatecznym rozrachunku położenie rezonansów jądrowych zależy od podstawowych sił przyrody, tj. od oddziaływań silnych i elektromagnetycznych. Gdyby natężenia tych sił były nieznacznie inne niż są, to przypadkowy i szczęśliwy układ rezonansów dla ^{12}C i ^{16}O nie wystąpiłby i życie, przynajmniej w formie ziemskiej, byłoby bez porównania mniej prawdopodobne.

Powróciwszy do tego tematu w niedawnym artykule, Hoyle [21] uważa, że koincydencja związana z syntezą węgla i tlenu jest tak nadzwyczajna i godna uwagi, iż wydaje się czymś jakby „naumyślnie zrobionym”. Na temat położenia rezonansów jądrowych, mających tu kluczowe znaczenie, pisze: „Gdybyśmy chcieli wyprodukować mniej więcej równe ilości węgla i tlenu na drodze nukleosyntezy w gwiazdach, to musielibyśmy zadać położenie tych dwu poziomów i w rezultacie umieścilibyśmy je w przybliżeniu tam, gdzie te poziomy faktycznie się znajdują... Zdroworozsądkowa interpretacja tych faktów sugeruje, że jakiś superintelekt figlował z fizyką, chemią i biologią oraz że nie ma co mówić o ślepych siłach w przyrodzie.”

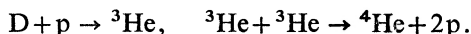
Na niezwykłą wrażliwość świata fizycznego na dokładną wartość natężenia sił jądrowych zwrócił także uwagę Dyson [22] (zob. też [23]). Rozważmy stabilność deuteru jako funkcję stałej sprzężenia oddziaływań silnych g_s pomiędzy nukleonami. Siła jądrowa wiążąca deuteron ma zasięg ok. 10^{-15} cm. Zasada nieoznaczoności Heisenberga implikuje, że cząstka uwięziona w obszarze o rozmiarach Δx musi mieć pęd nie mniejszy niż $h/\Delta x$,

któremu odpowiada energia kinetyczna $\frac{h^2}{2m(\Delta x)^2}$. Dla deuteronu daje to wartość ok. $6 \cdot 10^{-12}$ J. Potencjalna energia jądrowa jest tylko nieznacznie od niej większa (co do modułu); wypadkowa energia wiązania wynosi $3,6 \cdot 10^{-13}$ J. Gdyby siły jądrowe były zaledwie o 5 procent słabsze, to deuter nie mógłby istnieć: kwantowa energia punktu zerowego przewyższyłaby energię spajających sił jądrowych.

Deuter odgrywa zasadniczą rolę w produkcji energii w Słońcu i innych gwiazdach. Słońce płonąc przechodzi przez cykl reakcji jądrowych zaczynających się od syntezy dwu protonów w deuteron, pozyton i neutrino



Jest to reakcja zachodząca dzięki oddziaływaniom słabym, obejmująca odwrotny rozpad beta, tzn. przekształcenie protonu w neutron. Dalsze reakcje syntezy następują teraz szybko



Te reakcje zachodzą poprzez oddziaływania silne i polegają tylko na przebudowie układów złożonych z protonów i neutronów, bez przekształcania jednych w drugie, toteż przebiegają znacznie szybciej niż pierwsza reakcja. Bez deuteru główny cykl reakcji jądrowych zachodzących w Słońcu (cykl wodorowy) nie działa. A bez niego wątpliwe jest czy stabilne, długo żyjące gwiazdy w ogóle mogłyby istnieć.

Jeszcze donioślejsze konsekwencje miałyby zwiększenie, choćby o kilka procent, natężenia oddziaływań silnych. Możliwe byłoby wówczas związanie ze sobą dwu protonów. Taki „diproton” jest mniej stabilny od deuteronu z dwu przyczyn. Po pierwsze, protony odpychają się elektrycznie. Po drugie, reguła zakazu Pauliego wymaga, by protony ustawiły się spinami w przeciwnych kierunkach, a przy tej konfiguracji przyciąganie jądrowe jest nieco słabsze.

Ponownie, to co faktycznie obserwujemy w przyrodzie jest sytuacją krytyczną. Do utworzenia diprotonu brakuje zaledwie energii $1,5 \cdot 10^{-14}$ J. Tę wartość należy porównać ze średnią energią wiązania $1,3 \cdot 10^{-12}$ J na nukleon w typowym jądrze. Zwiększenie jądrowej stałej sprzężenia g_s tylko o 2% wystarczy do utworzenia stanu związanego dwu protonów. Gdyby diproton mógł istnieć, to ze względów energetycznych byłoby dla niego korzystne rozpaść się w oddziaływaniu słabym na deuteron i pozyton.

Jak wykazał Dyson, istnienie diprotonu uczyniłoby zwyczajny wodór substancją katastrofalnie wybuchową. Słońce spala wodór równomiernie i powoli, bowiem pierwsze ogniwo w przedstawionym powyżej cyklu reakcji zachodzi przez oddziaływania słabe i dopuszcza jedynie bardzo powolną produkcję deuteru. Gdyby deuter mógł powstawać z diprotonu, to decydujący pierwszy etap cyklu zachodziłby przez oddziaływania silne, które w tym przypadku są 10^{18} razy wydajniejsze. Spalanie wodoru i emisja energii następowałyby wybuchowo, z katastrofalną szybkością. Można wątpić, czy wodór przetrwałby dłużej niż kilka pierwszych minut po Wielkim Wybuchu. Później Wszechświat składałby się niemal wyłącznie z helu. Nie byłoby, ani wody, ani też stabilnych, spalających wodór gwiazd typu Słońca.

Reakcje jądrowe i struktura jądra oczywiście zależą też od natężenia sił elektrycznych.

Gdyby ładunek protonu był większy, to trwałość ciężkich jąder byłaby zagrożona w taki sam sposób, jak w przypadku, gdyby siły jądrowe były słabsze.

Podobne wnioski wynikają z analizy oddziaływań słabych, odgrywających ważną rolę w określaniu struktury jądrowej materii kosmicznej w gorącej pierwotnej fazie tuż po Wielkim Wybuchu.

W warunkach panującej wówczas równowagi termicznej stosunek liczby neutronów do protonów określony był przez czynnik Boltzmanna $\exp\left(-\frac{\Delta mc^2}{kT}\right)$, gdzie Δm jest nadwyżką masy neutronu względem protonu. W miarę rozszerzania się Wszechświata szybkość ekspansji stale malała. Szybkość reakcji między cząstkami również malała, bowiem Wszechświat ochładzał się i gęstości cząstek zmniejszały się. Reakcje przemiany pomiędzy protonami i neutronami zachodziły coraz wolniej, aż w końcu ich szybkość spadła poniżej szybkości ekspansji. Gdy to nastąpiło, równowaga oddziaływań między nimi załamała się i stosunek liczby neutronów do protonów uległ zamrożeniu z wartością odpowiadającą temperaturze, przy której nastąpiło załamanie równowagi ([13]).

Temperatura T_F załamania tej równowagi jest wyznaczona przez przyrównanie szybkości ekspansji kosmicznej do szybkości tych reakcji [5]. W rozdz. 3.1. wykazemy, że szybkość ekspansji wczesnego Wszechświata wynosiła

$$\left(\frac{8\pi G}{3c^2} \varrho\right)^{1/2}, \quad (8)$$

gdzie ϱ jest całkowitą gęstością energii materii kosmicznej, zdominowaną w tej erze przez promieniowanie. Możemy użyć prawa Stefana dla zależności ϱ od temperatury, wprowadzając doń odpowiedni czynnik liczbowy dla uwzględnienia wkładu różnych rodzajów promieniowania. Czynnik ten jest rzędu jedności. Wstawiając jawną postać stałej promieniowania, otrzymujemy dla (8) wyrażenie

$$\left(\frac{Gk^4}{\hbar^3 c^5} T^4\right)^{1/2}. \quad (9)$$

Z kolei szybkość reakcji jądrowych określona jest przez stałą sprzężenia oddziaływań słabych g_w i temperaturę T . Z wielkości tych można zbudować wyrażenie o wymiarze (czas)⁻¹ dające nam szybkość reakcji

$$\text{szybkość reakcji} \sim \frac{g_w^2 k^5}{\hbar^7 c^6} T^5. \quad (10)$$

Przyrównując (9) do (10) otrzymujemy „temperaturę zamrożenia”

$$kT_F \sim G^{1/6} g_w^{-2/3} \hbar^{11/6} c^{7/6}. \quad (11)$$

W tym miejscu odkrywamy niezwykle doprawdy koincydencję. Po pierwsze, tak się składa, że różnica mas neutronu i protonu jest tylko nieco większa od masy elektronu

$$\Delta m \simeq m_e. \quad (12)$$

Po drugie, najwyraźniej przez przypadek, ze stałej sprzężenia sił słabych g_w i stałej grawitacyjnej G oraz masy m_e można zbudować tę samą liczbę

$$\left(\frac{Gm_e^2}{\hbar c}\right)^{1/4} \simeq g_w \frac{m_e^2 c}{\hbar^3} \approx 10^{-11}. \quad (13)$$

Dzięki temu, że G i g_w występują w (13) w odpowiednich potęgach, możemy użyć obu tych przypadkowych związków w (11), otrzymując

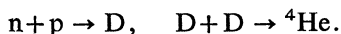
$$kT_F \simeq \Delta m c^2. \quad (14)$$

Istotny dla nas czynnik Boltzmanna wynosi $\exp\left(-\frac{\Delta m c^2}{kT_F}\right)$; dzięki związkowi (14) jego wykładnik jest rzędu jedności. Czynnik ten wyznacza kosmiczny stosunek liczby neutronów do protonów i powyższe rozważania wykazują, że neutrony nadal stanowiąc będą znaczny, aczkolwiek nie przeważający, ułamek całkowitej liczby cząstek jądrowych we Wszechświecie. Dokładniejsze rachunki dają wartość około dziesięciu procent.

Gdyby ułamek $\frac{\Delta m c^2}{kT_F}$ nie okazał się, pozornie przez przypadek, równy w przybliżeniu jedyńce, to stosunek liczby neutronów do protonów byłby albo niemal zerem, albo prawie równy jeden. To, z jakich cząstek jądrowych składa się Wszechświat, jest zatem bardzo silnie zależne od pozornie czysto przypadkowych wartości pewnych wielkości występujących w zupełnie odrębnych dziedzinach fizyki.

Jakie są konsekwencje przypadkowych związków (12) i (13) zachodzących dla stałych podstawowych? Gdyby kT_F było większe od $\Delta m c^2$ (lub gdyby Δm było znacznie mniejsze od m_e), to wykładnik czynnika Boltzmanna byłby mały i sam ten czynnik byłby bliski jedynki. Na przykład, gdyby $kT_F = 10\Delta m c^2$, to stosunek liczby neutronów do protonów wynosiłby 0,9. Z następującego powodu miałyby to znaczący wpływ na strukturę Wszechświata.

Gdy temperatura opadła poniżej 10^9 K (poniżej temperatury fotorozszczepienia deuteronu), swobodne neutrony szybko połączyły się ze swobodnymi protonami tworząc deuterony. Deuter następnie połączył się w hel



Jądra ${}^4\text{He}$ zawierają równe liczby protonów i neutronów. Zakładając, że wszystkie swobodne neutrony weszły w skład jąder helu, wnioskujemy, że cały kosmiczny wodór stanowi relik z wczesnego Wszechświata, równy nadwyżce protonów nad neutronami. Nadwyżka ta określona jest przez omówiony wyżej czynnik Boltzmanna. Gdyby czynnik Boltzmanna był bliski jedności, to ilość relikowego wodoru byłaby niewielka. Konsekwencje takiego stanu rzeczy już omawialiśmy.

Istnienie wodoru jest rzeczą jeszcze bardziej godną uwagi, gdy uświadomimy sobie, że neutrony i protony są w rzeczywistości cząstkami złożonymi, różniącymi się tylko zawartością kwarków u i d . Ich różnica mas Δm wynosi zaledwie 10^{-3} masy protonu, tzn. stanowi drobną poprawkę. Gdyby poprawka ta była trzykrotnie mniejsza, to swobodne neutrony nie mogłyby rozpadać się na protony, bowiem nie miałyby dostatecznej masy dla wytwo-

zenia koniecznego tu elektronu. Dalej, gdyby masa neutronu była równa 0,998 swej faktycznej wartości (np. gdyby kwark u był minimalnie cięższy od kwarku d), to swobodne protony rozpadałyby się na neutrony z emisją pozytonu: $p \rightarrow n + e^+ + \nu$. W tym przypadku atomy nie istniałyby w ogóle!

Gdyby kT_F było dużo mniejsze od Δmc^2 , to stosunek liczby neutronów do protonów byłby bliski zera i Wszechświat zawierałby niewiele helu. Przypuszczalnie nie miałyby to większych konsekwencji (aczkolwiek obecność pierwotnego helu w gwiazdach ma pewien wpływ na ich właściwości). Jest jednak inny powód [5], dla którego stała sprzężenia oddziaływań słabych g_w nie mogłaby zbyt zmienić swej wartości w którąkolwiek stronę bez wywołania drastycznych zmian w chemicznym składzie Wszechświata. Dotyczy to jednego z ważniejszych i najbardziej spektakularnych zjawisk w przyrodzie — supernowych.

Gdy ciężka gwiazda wyczerpie swe paliwo jądrowe, jej rdzeń traci stabilność względem kurczenia grawitacyjnego. Niedostateczna produkcja ciepła oznacza spadek ciśnienia, które dotychczas równoważyło siły grawitacyjne i rdzeń gwiazdy zaczyna się zapadać pod własnym ciężarem. W określonych okolicznościach zapadanie to przechodzi w gwałtowną implozję, która w przeciągu ułamka sekundy zgniata rdzeń do gęstości jądra atomowego.

Implozja wyzwala gigantyczne ilości energii grawitacyjnej, z której duża część unoszona jest na zewnątrz przez neutrina. Chociaż zwykle gwiazdy są dla neutrin przezroczyste, to ściśnięty rdzeń implodującej gwiazdy jest tak gęsty, że stawia zauważalny opór uciekającym na zewnątrz neutrinom. Panuje przekonanie, że ciśnienie wywierane przez strumień uciekających neutrin jest w stanie potężnym podmuchem zderzyć zewnętrzną otoczkę gwiazdy i wyrzucić ją daleko w przestrzeń. A zatem rdzeń gwiazdy imploduje, a jej warstwy zewnętrzne eksplodują. Eksplozja powoduje tak wielki wzrost jasności, że przez szereg dni gwiazda potrafi świecić jak cała galaktyka. Tę gigantyczną erupcję nazywamy supernową; zdarzają się one w całej galaktyce przeciętnie trzy razy na stulecie. Jak już mówiliśmy w rozdziale 2.1., odgrywają one ważną rolę w użyźnianiu galaktyki ciężkimi pierwiastkami takimi jak węgiel.

Gdyby oddziaływania słabe były dużo słabsze, to ciśnienie neutrin nie wystarczyłoby do zdmuchnięcia zewnętrznej otoczki gwiazdy w postaci wybuchu supernowej. Z drugiej strony, gdyby oddziaływania te były dużo mocniejsze, to neutrina zostałyby uwięzione w rdzeniu gwiazdy i nie mogłyby niczego zdziałać. W każdym przypadku skład chemiczny Wszechświata byłby zupełnie odmienny od obecnego.

Powyższe przykłady silnej zależności struktury jądrowej od wartości stałych sprzężenia mają naturalnie duże znaczenie antropiczne. Wszechświat pozbawiony wodoru lub węgla wykluczałaby istnienie życia takiego jakie znamy. Czy zasada antropiczna może pomóc nam w wyjaśnieniu, dlaczego przyroda dobrała masy cząstek i stałe sprzężenia w tak niezwykły sposób, pełen zaskakujących koincydencji?

Słaba zasada antropiczna pozwoliła Dickemu wyjaśnić zadowolająco jedną z koincydencji wielkich liczb. Jednakże została ona użyta w charakterze *czynnika selekcji*. Ze wszystkich możliwych epok kosmicznych nasza została wybrana jako ta, która mieści się w dość wąskim przedziale epok łaskawych dla życia. Rozumując w ten sam sposób, możemy wyjaśnić powyższe koincydencje jądrowe pod tym tylko warunkiem, że założymy, iż wielkości takie jak g_s i g_w zmieniają się jakoś w przestrzeni i że życie po prostu powstaje tylko

w tych obszarach, w których dzięki przypadkowi siły przyrody przyjmują wartości umożliwiające obecność obfitych zasobów wodoru i węgla. Nie byłoby zatem nic dziwnego w tym, że żyjemy w takim właśnie obszarze Wszechświata, bowiem obfitość tych pierwiastków jest warunkiem koniecznym istnienia życia takiego jakie znamy.

Niestety, jak dotąd nic nie wskazuje na to, by stałe sprężenia g_s i g_w , czy też masy m_p i m_e , zależały od miejsca w przestrzeni. Zdecydowana większość fizyków przyjmuje tę hipotezę z niechęcią. Dlatego też koincydencje jądrowe należy uważać albo za szczęśliwy traf — przypadek, dzięki któremu istniejemy — gdyby go nie było, życie byłoby wykluczone wraz z naszym komentowaniem niezwykłości przyrody, albo też należy je uważać za konsekwencję silnej zasady antropicznej: przyroda nie może wybrać innych wartości g_s i g_w niż te, które umożliwią powstanie życia w odpowiednim czasie. Niezależnie od tego, która z hipotez jest słuszna, jest nadal rzeczą godną uwagi, że koincydencje te mają miejsce.

Ten sposób rozumowania rozwiniemy w rozdziale 4.2.

2.3. Gwiazdy

Gwiazdy są najbardziej rzucającymi się w oczy ciałami niebieskimi, toteż ich struktura była przedmiotem wielu rozważań antropicznych. Centralna rola Słońca — typowej gwiazdy — w podtrzymywaniu życia na Ziemi podsuwa pytanie: jak wrażliwe są własności gwiazd na wartości liczbowe podstawowych stałych przyrody takich jak e , G i m_p ?

Kula gazowa o promieniu R będzie pozostawać w równowadze, jeżeli jej siły ciężenia zostaną skompensowane przez połączone siły wewnętrznego ciśnienia termicznego i ciśnienia zdegenerowanego gazu elektronowego. Nastąpi to gdy energia grawitacyjna na cząstkę jest porównywalna z sumą energii cieplnej kT i energii zdegenerowanych elektronów. Dla gazu wodorowego daje to związek

$$kT + \frac{N_*^{2/3} \hbar^2}{m_e R^2} \sim \frac{GMm_p}{R} \sim \frac{Gm_p^2 N_*}{R},$$

gdzie N_* jest liczbą wszystkich protonów w gwieździe.

Przy niskich gęstościach (duże R) człon proporcjonalny do R^{-2} jest mały — ciśnienie zdegenerowanego gazu jest małe — zatem $T \propto R^{-1}$. Zachodzi to po powstaniu protogwiazdy z wolno kurczącego się obłoku gazowego. Później jednak, w miarę malenia promienia, degeneracja staje się coraz ważniejsza i temperatura osiąga maksimum, gdy wielkość

$$\frac{Gm_p^2 N_*}{R} - \frac{\hbar^2 N_*^{2/3}}{m_e R^2}$$

jest największa. Zachodzi to dla

$$R = \frac{2\hbar^2}{Gm_p^2 m_e N_*^{1/3}};$$

promieniowi temu odpowiada temperatura

$$kT_{\max} \sim \left(\frac{Gm_p^2}{\hbar c} \right)^2 N_*^{4/3} m_e c^2. \quad (15)$$

Kurczący się obiekt staje się zwyczajną gwiazdą, jeżeli T_{\max} jest na tyle wysoka, by mogły w niej zachodzić reakcje jądrowe. Wymagana do tego temperatura zależy od oddziaływań silnych i elektromagnetycznych, tworzących jądrową barierę potencjalną, przez którą muszą przeniknąć termicznie wzbudzone protony. Na pierwszy rzut oka wydawałoby się, że wymaga to, by $kT \sim 10m_e c^2$ (energia uwolniona w reakcji syntezy), lecz w rzeczywistości przenikanie przez barierę może zachodzić przy znacznie niższych temperaturach dzięki dwu czynnikom: kwantowemu zjawisku tunelowania oraz faktowi, że w każdej temperaturze istnieją protony o energii kinetycznej znacznie większej od energii średniej. Można wykazać (patrz poniżej), że

$$kT \sim 10^{-2} m_p \frac{e^4}{\hbar^2}.$$

Możemy teraz obliczyć minimalną liczbę protonów w gwieździe. Wygodnie jest wyrazić ten wynik za pomocą tzw. grawitacyjnej stałej struktury subtelnej, zdefiniowanej jako

$$\alpha_G \equiv \frac{Gm_p^2}{\hbar c} \approx 6 \cdot 10^{-39}, \quad (16)$$

tak że α_G^{-1} jest bliska „magicznej” liczby 10^{40} . Kładąc w (15)

$$kT_{\max} \approx 10^{-2} \frac{m_p e^4}{\hbar^2}$$

otrzymujemy minimalną liczbę protonów równą

$$\left(10^{-2} \alpha^2 \frac{m_p}{m_e}\right)^{3/4} \alpha_G^{-3/2} \approx 0,1 \alpha_G^{-3/2} \sim 10^{56}. \quad (17)$$

W powyższym oszacowaniu zaniedbaliśmy efekty promieniowania. Czy jest to uzasadnione? W temperaturze T gęstość energii promieniowania jest aT^4 , gdzie a jest stałą promieniowania:

$$a = \frac{8\pi^5 k^4}{15c^3 \hbar^3}.$$

Całkowita energia promieniowania w gwieździe jest rzędu $aT^4 R^3$ i należy ją porównać z energią kinetyczną cząstek $\sim N_* kT$. Pomijając ciśnienie gazu zdegenerowanego mamy $kTR \sim Gm_p^2 N_*$, więc stosunek obu energii

$$\frac{aT^4 R^3}{N_* kT} \sim \alpha_G^{-3} N_*^2$$

będzie rzędu jedności, gdy $N_* \sim \alpha_G^{-3/2}$.

Dla N_* większych od tej wartości, dynamika gwiazdy będzie zdominowana przez promieniowanie i można przypuszczać, że wywoła to niestabilności takie jak pulsacje prowadzące do rozerwania gwiazdy. Przyjmujemy więc, że $\alpha_G^{-3/2}$ jest maksymalną wartością N_* .

Z tych elementarnych rozważań wyciągamy wniosek, że liczba cząstek w typowej gwiazdzie dana jest zaskakująco prostym wzorem

$$N_* \approx \alpha_G^{-3/2}. \quad (18)$$

Masa gwiazdy jest w przybliżeniu równa

$$M_* = N_* m_p \approx \alpha_G^{-3/2} m_p. \quad (19)$$

Fakt, że $N_* \approx (10^{40})^{3/2}$ zauważony został dawno temu przez Jordana [24], który uznał go za jeszcze jedną z koincydencji wielkich liczb. Tymczasem jest to bezpośrednia konsekwencja podstawowych praw fizyki.

Carter [1] wykazał, że wzór (19) jest ważny dla koncepcji antropicznych, jeżeli wziąć pod uwagę jasność gwiazdy daną wzorem (3).

Temperatura powierzchniowa gwiazdy T_s wiąże się poprzez jasność z temperaturą w jej centrum T_c . Energia emitowana w ciągu sekundy przez 1 cm² powierzchni gwiazdy wynosi $\frac{1}{4}acT_s^4$, zatem

$$acT_s^4 R^2 \sim L \sim aT_c^4 R^4 m_e^2 \frac{c^5}{N_* e^4}. \quad (20)$$

Możemy wyeliminować stąd R , gdy zauważymy, że w stanie równowagi całkowita energia termiczna gwiazdy jest porównywalna z jej energią grawitacyjną:

$$N_* k T_c \sim a T_c^4 R^3 \sim \frac{GM^2}{R}. \quad (21)$$

Z (20) i (21) otrzymujemy

$$T_s^4 \sim T_c^2 m_e^2 m_p G^{1/2} \hbar^{3/2} c^{11/2} e^{-4} k^{-2}. \quad (22)$$

Temperatura centralna dostosowuje się automatycznie do temperatury powierzchniowej, tak że szybkość produkcji energii dzięki spalaniu jądrowemu jest równa strumieniowi energii wypływającemu z powierzchni gwiazdy. Reakcje jądrowe włączają się, gdy średnia energia termiczna protonów w rdzeniu osiągnie wartość potrzebną do przeniknięcia przez barierę kulombowską wokół protonu.

Energia ta jest wyznaczona przez dwa konkurujące czynniki [14]. Pierwszym jest rozkład energii protonów w rdzeniu gwiazdy, dany wzorem Maxwella-Boltzmann'a zawierającym mnożnik $e^{-E/kT}$. Wynika stąd, że liczba protonów o energii E dużo większej od kT (którym najłatwiej jest przedostać się przez barierę) spada wykładniczo z energią. Drugim jest kwantowe zjawisko tunelowania pod barierą, którego prawdopodobieństwo jest określone mnożnikiem $e^{-b/E^{1/2}}$, gdzie $b \simeq m_p^{1/2} e^2 \hbar^{-1}$. Iloczyn obu tych mnożników osiąga maksimum dla $E = (bkT)^{2/3}$. Oznacza to, że w reakcjach spalania jądrowego najefektywniejsze są te protony, których energie są bliskie tej wartości. Reakcje jądrowe będą przebiegać z dużym natężeniem, jeżeli ta optymalna wartość energii nie jest zbyt odległa od energii średniej, powiedzmy

$$kT_c \sim 10^{-2} b^2 \simeq 10^{-2} m_p e^4 \hbar^{-2}.$$

Aby gwiazda uniknęła niestabilności konwekcyjnej, kT_s musi przewyższać energię jonizacji rzędu $0,1e^4m_e\hbar^{-2}$, czyli z (22)

$$k^4T_s^4 \sim 10^{-4}m_p^3m_e^2e^4G^{1/2}c^{11/2}\hbar^{-5/2} \gtrsim 10^{-4}e^{16}m_e^4\hbar^{-8};$$

po uproszczeniu otrzymujemy

$$\alpha_G \gtrsim \alpha^{12} \left(\frac{m_e}{m_p} \right)^4, \quad (23)$$

gdzie α jest elektromagnetyczną stałą struktury subtelnej. Ten godny uwagi związek porównuje natężenie sił grawitacyjnych (z lewej) z natężeniem sił elektromagnetycznych i stosunkiem mas elektronu i protonu. Co więcej, stała α jest podniesiona do dwunastej potęgi, więc nierówność ta jest bardzo czuła na wartość e .

Wstawiając wartości liczbowe otrzymujemy $5,9 \cdot 10^{-39}$ po lewej stronie i $2,0 \cdot 10^{-39}$ po prawej. Widać stąd jasno, że przyroda tak dobrała wartości stałych podstawowych, że typowa gwiazda znajduje się nieomal na samej granicy niestabilności konwekcyjnej. Fakt, że obie strony nierówności (23) są tak niezwykle małymi liczbami i mimo to są tak blisko siebie, jest w najwyższym stopniu zdumiewający. Gdyby grawitacja była *minimalnie* słabsza lub siły elektryczne *minimalnie* silniejsze (albo też elektron trochę lżejszy w stosunku do protonu), to wszystkie gwiazdy byłyby czerwonymi karłami². Gdyby podobnych zmian dokonać w przeciwną stronę, to wszystkie gwiazdy byłyby błękitnymi olbrzymami. Carter zwrócił uwagę, że konwekcja na powierzchni gwiazdy gra ważną rolę w procesie powstawania planet, toteż świat, w którym grawitacja byłaby odrobinę silniejsza, byłby pozbawiony planet, a przez to i życia. Tak czy owak, zmiana w którąkolwiek stronę dawałaby świat całkiem odmienny od naszego.

2.4. Galaktyki

Astronomowie nadal nie wiedzą jak powstawały galaktyki, ale jest rzeczą pewną, że kurczenie grawitacyjne odegrało w tym ważną rolę [25]. Jeżeli kosmiczny gaz, który wyłonił się z pierwotnej fazy Wszechświata, był rozłożony w przestrzeni mniej więcej równomiernie, to w miarę rozszerzania się Wszechświata jego gęstość stale malała. Tu i ówdzie trafiały się jednak przypadkiem obszary gęstszego gazu i w nich siły ciężenia potrafiły zgarniać gaz z sąsiednich obszarów; w ten sposób początkowe zaburzenia gęstości narastały. Materia w otoczeniu takich zgęstnień doznawała dwu przeciwstawnych sił: rozrzedzającego ją ogólnego rozszerzania kosmicznego oraz skupiającego ją przyciągania ze strony lokalnych zgęszczeń.

Wskutek tych przeciwstawnych tendencji zgęszczenia narastały powoli. Aby taki przebieg wydarzeń mógł stanowić podstawę modelu powstawania galaktyk trzeba założyć, że już początkowe niejednorodności materii były całkiem pokaźne.

Podczas ewolucji od z grubsza jednorodnej chumury gazowej do zbiorowiska uformowanych już gwiazd musi nastąpić dysypacja ogromnych ilości energii grawitacyjnej. Za-

² W gwiazdach chłodnych (czerwonych) transport energii z rdzenia do powierzchni odbywa się głównie za pomocą konwekcji, w gwiazdach gorących (błękitnych) energia przenoszona jest przez promieniowanie (przykład tłum.).

chodzi to przez wypromieniowanie ciepła z chmury. Chmura w miarę kurczenia ogrzewa się. Wysoka temperatura zapobiega fragmentacji chmury na poszczególne gwiazdy. Chmura będzie jednak świecić coraz jaśniej i zacznie się ochładzać. Jeżeli szybkość ochładzania będzie niewielka, to formowanie gwiazd nadal będzie zahamowane. W końcu chmura przypuszczalnie zostanie rozerwana i rozpadnie się na mniejsze zgęszczenia. Jeżeli natomiast szybkość ochładzania przewyższa szybkość kurczenia chmury, to pojawią się niestabilności i chmura gwałtownie rozpadnie się na mniejsze kawałki, które również będą niestabilne; produktem końcowym tego procesu fragmentacji będą indywidualne gwiazdy.

Według tego scenariusza istnieje górna granica rozmiarów galaktyki, wyznaczona przez związek pomiędzy czasem kurczenia t_{sh} potrzebnym na zapadnięcie się chmury a czasem ochładzania t_{cool} [26]. Chmury gazowe o większych rozmiarach nie staną się galaktykami złożonymi z gwiazd.

Czas kurczenia się jest w przybliżeniu równy czasowi, w jakim typowa cząstka spada z brzegu obłoku do jego środka pod wpływem siły ciężenia. Dla chmury o masie M i promieniu R elementarne oszacowanie w teorii Newtona daje

$$t_{sh} \sim \left(\frac{GM}{R^3} \right)^{-1/2}. \quad (24)$$

Wyznaczenie czasu ochładzania jest kwestią bardziej złożoną. Jeżeli gaz jest już dość chłodny, dalsze jego ochładzanie zachodzi z dużą wydajnością w zjawiskach takich jak promieniowanie wskutek rekombinacji jonów w atomy. W przeciwieństwie do tego, szybkość ochładzania gorącego obłoku jest dużo mniejsza — następuje ono głównie przez promieniowanie wysyłane przez swobodne elektrony (promieniowanie hamowania) blisko powierzchni obłoku. Teoria tego zjawiska wymaga dłuższych rachunków i nie będziemy jej tu przedstawiać. Należy uwzględnić tu przekrój czynny na rozpraszanie thomsonowskie elektronów σ , gęstość elektronów n i temperaturę T . Z wielkości tych konstruujemy wyrażenie o wymiarze czasu

$$t_{cool} \sim \frac{1}{n\alpha\sigma c} \left(\frac{kT}{m_e c^2} \right)^{1/2} \simeq \frac{m_e^2 c^3}{\alpha n e^4} \left(\frac{kT}{m_e c^2} \right)^{1/2}. \quad (25)$$

W tym momencie możemy przypomnieć, że temperatura obłoku zależy od jego rozmiarów. Ponieważ w rzadkim obłoku ciśnienie zdegenerowanego gazu elektronowego nie występuje, mamy

$$kT \sim \frac{GMm_p}{R}. \quad (26)$$

Ten sam wniosek można również otrzymać z twierdzenia o wirale.

Podstawową hipotezą jest, że gwiazdy nie mogą powstawać w obłoku, jeśli $t_{cool} > t_{sh}$. Za pomocą równań (24)-(26) zamieniamy ten warunek na warunek dla promienia obłoku

$$R > R_c \sim \alpha^4 \alpha_G^{-1} \left(\frac{m_p}{m_e} \right)^{1/2} a_0, \quad (27)$$

gdzie a_0 jest promieniem Bohra. Dopiero gdy zjonizowany obłok skurczy się poniżej promienia krytycznego R_c , rozpocznie się proces formowania gwiazd.

Promień R_c nie zależy od masy i nie jest zbyt duży (szczegółowe rachunki wskazują, że R_c nie jest dużo większy od rozmiarów Drogi Mlecznej). Wynika stąd, że wielkie i masywne obłoki nie uformują dużej liczby gwiazd.

Jeżeli natomiast obłok jest na tyle chłodny, że gaz jest nie zjonizowany, to chłodzenie jest bardziej efektywne i gwiazdy mogą powstawać dość łatwo. Z (26) widać, że obłoki mniej masywne są chłodniejsze, zatem istnieje masa krytyczna M_g , powyżej której fragmentacja obłoku w gwiazdy nie zachodzi; jest ona wyznaczona przez warunek, by kT przewyższało energię jonizacji dla $R > R_c$. Przyjmując $R \approx R_c$ szacujemy wartość M_g za pomocą (26) i (27):

$$M_g \sim \alpha_G^{-2} \alpha^5 \left(\frac{m_p}{m_e} \right)^{1/2} m_p. \quad (28)$$

Jest to *maksymalna* masa galaktyki. Ile wynosi M_g ? Powołując się na wzór (19), dający nam masę typowej gwiazdy $M_* \sim \alpha_G^{-3/2} m_p$, otrzymujemy z (28)

$$M_g \sim \alpha^5 \alpha_G^{-1/2} \left(\frac{m_p}{m_e} \right)^{1/2} M_*, \quad (29)$$

czyli około 10^{11} - 10^{12} mas słonecznych, co jest rozsądnym oszacowaniem (Droga Mleczna ma około 10^{11} mas Słońca).

W rozdziale 2.1 wprowadziliśmy ważny parametr kosmiczny: liczbę protonów N w obserwowanym obecnie Wszechświecie. Oszacowano tam, że $N \approx 10^{80}$. Zapisując tę liczbę w postaci $N \sim \alpha_G^{-2}$, obliczamy za pomocą (28) liczbę galaktyk we Wszechświecie N_g przy założeniu, że przeciętna galaktyka ma masę rzędu $(m_e/m_p)^{1/2} M_g$

$$N_g \sim \alpha^{-5} \approx 10^{10}. \quad (30)$$

Widać tu rzecz zabawną: liczba gwiazd w typowej galaktyce jest prawie równa liczbie galaktyk we Wszechświecie; koincydencja ta wynika, poprzez równ. (29) i (30), z przypadkowej równości

$$\alpha_G \sim \alpha^{20}. \quad (31)$$

Silk [26] zwrócił uwagę na znaczenie antropiczne powyższej analizy. Przypomina on, że galaktyki mogą powstawać tylko wtedy, gdy masa M_g leży powyżej tzw. masy Jeansa³. Ponadto, w epoce powstawania galaktyk, Wszechświat musi być zdominowany przez materię korpuskularną, a nie promieniowanie (por. rozdz. 3.1). Silk wyprowadza stąd wniosek, że w każdym wszechświecie, w którym galaktyki i gwiazdy powstają w zjawisku fragmentacji, wartość α_G musi znajdować się w przedziale paru rzędów wielkości wokół

³ Obszar gazu o podwyższonej gęstości będzie się kurczyć grawitacyjnie pod warunkiem, że to zaburzenie gęstości nie zdąży rozejść się w postaci fali dźwiękowej. Oznacza to, że czas kurczenia $t_{sh} \sim (G\rho)^{-1/2}$ musi być krótszy od czasu przelotu τ dźwięku przez obszar zgęszczony, $\tau = R/v_s$, gdzie v_s — prędkość dźwięku. Wynika stąd, że rozmiar tego obszaru musi być większy od długości Jeansa: $R > R_J \equiv \left(\frac{v_s^2}{G\rho} \right)^{1/2}$.

Masa Jeansa wynosi $M_J \equiv R_J^3 \rho$. Dzięki istnieniu tej dolnej granicy, zaburzenia gęstości powietrza nie zapadają się, lecz ujawniają jako dźwięki (przyp. tłum.).

jej faktycznej wartości. Następnie robi uwagę: „Niestabilność grawitacyjna i fragmentacja muszą prowadzić od olbrzymich gromad do galaktyk, gwiazd i w końcu planet oraz środowiska przychylnego powstaniu życia. Zachodzenie pełnego łańcucha tych zjawisk jest niezbędne w każdym wszechświecie, który jest obserwowany i dlatego też powinno dostarczać klucza do zrozumienia sensu podstawowych wielkości bezwymiarowych astrofizyki i kosmologii”.

2.5. Masy cząstek

Argumentów antropicznych można też użyć do nałożenia ograniczeń na masy cząstek subatomowych. Najsilniejsze ograniczenia dotyczą mas neutrin, bowiem cały Wszechświat jest zanurzony w kąpieli pierwotnych neutrin o temperaturze ok. 2 K, będących reliktem Wielkiego Wybuchu. Oznacza to, że na każdy barion przypada ok. 10^9 neutrin kosmicznych, toteż nawet niewielka masa tych cząstek dawać będzie olbrzymi efekt grawitacyjny. Możemy zatem odwołać się do globalnej dynamiki Wszechświata (którą omówimy w następnym rozdziale), by nałożyć ograniczenia na masy neutrin.

Na przykład, cytowane w [27] masy rzędu 30 eV implikują, że neutrina są na progu zdominowania dynamiki Kosmosu. Gdyby masy ich były większe, powiedzmy rzędu 3000 eV (nadal dużo mniejsze od m_e), to Wszechświat zapadłby się do chwili obecnej pod ich ciężarem.

Szereg warunków może ograniczać masy kwarków. Jak już mówiliśmy, na przykład, związek mas kwarków u i d musi być dokładnie uściślony aby uniknąć sytuacji, w której neutron jest lżejszy od protonu, co prowadziłoby do szybkiego rozpadu protonu. Argumenty antropiczne mają również znaczenie dla ewentualnego rozpadu protonu w teoriach wielkiej unifikacji [28]. Życie byłoby oczywiście zagrożone, gdyby czas życia protonu był wyraźnie mniejszy od t_* . Ponadto, najnowsze próby powiązania rozpadu protonu z asymetrią barionową we Wszechświecie, a zatem z wartością entropii na barion, również mogłyby być użyte jako ograniczenia w tych teoriach takich parametrów, jak masy superciężkich cząstek pośredniczących. Ograniczenia te wynikają z faktu, że kosmiczna entropia nie może być zbyt duża (zob. rozdz. 3.3 i 3.4).

3. Kosmiczne uwarunkowania życia

3.1. Dynamika kosmologiczna

Wielkoskalowa struktura i ewolucja Wszechświata mają również wpływ na lokalne warunki, w których ma powstać życie. Wprowadza to nas w dziedzinę kosmologii.

Globalna dynamika Wszechświata jest wyznaczona przez grawitację, toteż musimy odwołać się do einsteinowskiej ogólnej teorii względności dla uzyskania właściwego opisu.

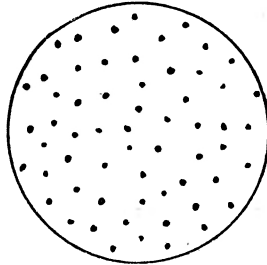
W dobrym przybliżeniu Wszechświat można opisać za pomocą jednego parametru — kosmicznego czynnika skali $a(t)$. Przedstawia on odległość pomiędzy dwiema dowolnymi galaktykami. Fakt, że jeden parametr wystarczy, jest wynikiem wysokiego stopnia jednorodności i izotropowości przestrzeni w wielkiej skali (tzn. dla odległości dużo większych

niż odległości międzygalaktyczne). Równania Einsteina w tym przypadku sprowadzają się do jednego równania dla funkcji a

$$\frac{1}{c^2} \frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G}{3c^4} \rho \quad (32)$$

([29, 30] lub [12]). W naszej epoce kładziemy a równe jeden. Wielkość ρ po prawej stronie (32) jest całkowitą gęstością wszystkich form energii we Wszechświecie. Parametr k , którego nie należy mylić ze stałą Boltzmanna, ma wymiar (długość)⁻². W ogólnej teorii względności ma on prostą interpretację geometryczną. W danej chwili trójwymiarowa przestrzeń nie musi być płaską przestrzenią euklidesową. Teoria Einsteina przewiduje, że na ogół przestrzeń jest zgięta lub zakrzywiona (np. [31]). W jednolitym wszechświecie krzywizna ta musi oczywiście być wszędzie taka sama.

Istnieją dwie możliwości. Jedna to krzywizna dodatnia, dla której $k > 0$. W tym przypadku przestrzeń jest zamknięta, a jej objętość skończona. Jest to sytuacja analogiczna do powierzchni kuli, która jest jednorodna i ma skończone pole (rys. 1). Powierzchnia kuli



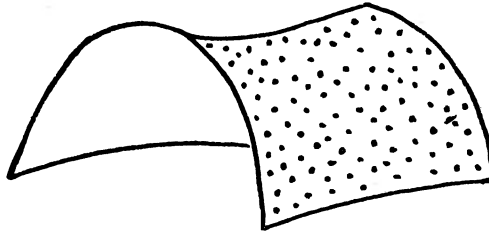
Rys. 1. Wszechświat hipersferyczny. Pomijając jeden wymiar, możemy przedstawić przekroje przestrzenne wszechświata z $k > 0$ jako powierzchnie kuli. Kropki oznaczają galaktyki. Ten wszechświat ma skończoną objętość; rozszerza się on niczym nadymany balonik.

nie ma ani krawędzi czy brzegu, ani środka. Wszechświat o dodatniej krzywiznie byłby jej trójwymiarową wersją i podobnie jak ona dałby się obejść dookoła. Pocisk wystrzelony z dowolnego punktu powróciłby do niego po dostatecznie długim czasie z przeciwnego kierunku.

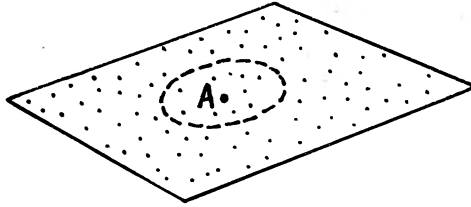
Rzeczywisty Wszechświat rozszerza się, więc odpowiednią analogią jest nadymany balonik. Ten poglądowy model pozwala zobrazować Wielki Wybuch. Gdy wypuścić powietrze z balonika, kurczy się on do zera i znika. Moment kreacji jest zatem nagłym pojawieniem się przestrzeni i materii. To *nie jest wybuch* bryły materii w istniejącej już wcześniej pustce.

Przypadek ujemnej krzywizny łatwiej daje się zobrazować, bowiem dla $k < 0$ przestrzeń jest nieskończona. Geometrię tę często przedstawia się za pomocą powierzchni siodłowej, jeżeli stosować model dwuwymiarowy (rys. 2).

Przypadek szczególny $k = 0$ zachodzi, gdy krzywizna przestrzeni znika: przestrzeń jest płaska, nieskończona i obowiązuje normalna geometria euklidesowa (rys. 3). Wprawdzie topologie światów z $k > 0$ i $k \leq 0$ różnią się całkowicie, to lokalnie geometria zmienia się gładko, gdy k przechodzi przez zero. Dla k zbliżającego się do zera od wartości ujem-



Rys. 2. Wszechświat z $k < 0$ ma krzywiznę ujemną i nieskończoną objętość. Kawałek powierzchni siodłowej przedstawia fragment takiego świata, jeżeli pominiemy jeden wymiar przestrzenny.



Rys. 3. Dla $k = 0$ wszechświat jest przestrzennie płaski i nieskończony, rysunek przedstawia część jego dwuwymiarowego modelu. Punkt oznaczony przez A jest pewną galaktyką (np. Drogą Mleczną), która wysłała we wszystkich kierunkach sygnały świetlne w momencie Wielkiego Wybuchu. Przerywany okrąg przedstawia czoło wychodzącej fali w chwili obecnej. Jeżeli wszechświat rozszerza się coraz wolniej, to czoło fali nie dotarło jeszcze do wielu galaktyk i działa jak horyzont w przestrzeni dla obserwatorów w A . Podobnie jest na rys. 1 i 2.

nych, przestrzeń wypłaszcza się coraz bardziej, aż staje się euklidesowa dla $k = 0$. Dla małych dodatnich k krzywizna jest mała, a skończona objętość przestrzeni — bardzo wielka. Gdy k rośnie, „promień” wszechświata, a tym samym jego objętość, kurczy się. Prosty rachunek daje objętość równą $2\pi^2 k^{-3/2}$.

Gdy $k > 0$ i przestrzeń jest skończona, pojęcie liczby wszystkich cząstek we Wszechświecie jest dobrze zdefiniowane, co natomiast robić w przypadkach nieskończonych, gdy $k \leq 0$? Tutaj musimy wziąć pod uwagę przyczynową strukturę czasoprzestrzeni, wyznaczoną przez rozchodzenie się sygnałów świetlnych w zakrzywionej, zmiennej w czasie geometrii.

Odwołując się do analogii z nadymanym balonikiem, wyobraźmy sobie impuls świetlny wysłany z punktu A na rys. 3. Obszary odległe od A uciekają wskutek ogólnego rozszerzania; obszary dalsze uciekają szybciej. Sygnał świetlny musi zatem ścigać oddalające się galaktyki. W każdej chwili istnieć będą galaktyki, które nie otrzymały jeszcze żadnego sygnału z A , bowiem światło wysłane najwcześniej — w momencie Wielkiego Wybuchu — nie zdążyło ich jeszcze dogonić [32].

Na pierwszy rzut oka wydaje się to paradoksalne, bowiem początkowo przestrzeń była bardzo skurczona i wszystkie galaktyki były blisko siebie. Wydawałoby się więc, że gdy przestrzeń jest skurczona do maleńkiej objętości, to światło powinno być w stanie obejść ją dookoła bardzo szybko. Tak jednak nie jest, gdyż należy pamiętać, że w tej najwcześniejszej epoce Wszechświat rozszerzał się dużo szybciej, zatem światło musiało gonić obszary uciekające znacznie szybciej niż obecnie. Mamy tu więc do czynienia z dwoma przeciwstawnymi czynnikami. Odległości, jakie światło ma do przebycia, kurczą się do zera, gdy cofamy

się do momentu Wielkiego Wybuchu, $t = 0$, za to szybkość rozszerzania się rośnie do nieskończoności. Co przeważa? Prosty rachunek wykazuje, że jeżeli rozszerzanie się Wszechświata jest spowalniane od samego początku, tzn. od $t = 0$, to światło nie mogło jeszcze obejść całego Wszechświata do chwili obecnej.

Skoro światło z A nie dotarło jeszcze do pewnych galaktyk, nie wiedzą one nic o istnieniu A : wszelkie oddziaływania fizyczne rozchodzą się z prędkością światła lub mniejszą, zatem żadna więź przyczynowa nie może istnieć między A i nimi. Sytuacja jest symetryczna: żadne sygnały z tych galaktyk nie mogły jeszcze dotrzeć do A . Wynika stąd, że w każdej chwili istnieje dla A pewna graniczna odległość, poza którą żadne obiekty nie mogą wywierać wpływu na A . Obserwatorzy w A nie mogą teraz widzieć żadnych sygnałów wysłanych spoza tej odległości — nie pozostaje im nic innego niż czekać, aż pierwsze takie sygnały wreszcie do nich dotrą. Podział na to, co można zobaczyć i czego zobaczyć nie można w danej chwili, kojarzy nam się z horyzontem ziemskim, toteż powierzchnia graniczna nosi nazwę horyzontu kosmicznego lub (częściej) horyzontu cząstek. Dzieli on Wszechświat wokół każdego punktu na cząstki obserwowalne i nieobserwowalne z tego punktu. Horyzont cząstek rozszerza się z prędkością światła⁴ i we wszechświecie, który stale spowalnia, po pewnym czasie obejmie każdą galaktykę, jakkolwiek odległą. Jeżeli natomiast w przeszłości Wszechświat zaczęłyby rozszerzać się z coraz większą szybkością, to powyższy wniosek byłby nieprawdziwy.

Horyzont cząstek dostarcza nam naturalnej definicji tego, co intuicyjnie nazwaliśmy „obserwowalnym wszechświatem”. W każdej chwili t_H obserwator może widzieć aż po horyzont, którego odległość równa jest drodze przebytej przez światło od Wielkiego Wybuchu, czyli ok. ct_H (jest to tzw. promień Hubble’a)⁵. Tej właśnie definicji użyliśmy w rozdz. 2.1 do obliczenia objętości Wszechświata. Odległość ta jest oczywiście proporcjonalna do czasu, podobnie jak iloraz $t_H/t_N \sim 10^{40}$. Koincydencja $N \sim (t_H/t_N)^2$ nie zachodzi w innych epokach, bowiem $N \propto t_H$, a nie do t_H^2 .

Wróćmy do równania (32). W szczególnym przypadku $k = 0$ można łatwo znaleźć jego rozwiązanie. Dla nierelatywistycznej materii $\rho \propto a^{-3}$, bowiem $\rho a^3 c^2$ jest masą materii zawartej w (rozszerzającej się) objętości a^3 i masa ta nie zmienia się w jednorodnym wszechświecie. Teraz można scałkować (32) i dostaje się $a \propto t^{2/3}$. We wszechświecie zdominowanym przez promieniowanie, $\rho \propto a^{-4}$. Całkując (32) znajdujemy $a \propto t^{1/2}$. Ogólny

⁴ Jest to prędkość światła w tym sensie, że horyzont cząstek jest zdefiniowany za pomocą sygnałów świetlnych. Horyzont nie jest obiektem materialnym i jego prędkość względem punktu, wokół którego się

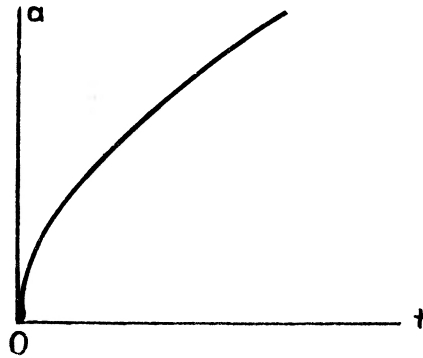
go zdefiniowało, jest kwestią konwencji. Odległość do horyzontu dana jest wzorem $r_h(t) = ca(t) \int_0^t \frac{dt'}{a(t')}$.

Definiując prędkość horyzontu jako $v \equiv \frac{dr_h}{dt}$ otrzymujemy $v = \frac{\dot{a}}{a} r_h + c > c$ dla $\dot{a} > 0$. (przyp. tłum.).

⁵ Ze względu na zależność geometrii od czasu jest to określenie trochę przenośne. Zakładając, że od Wielkiego Wybuchu obserwator tkwi nieruchomo w jednym punkcie przestrzeni, to odległość w chwili t_H do horyzontu $r_h(t_H)$ (wzór w przyp. 4) zdefiniowana jest jako odległość od obserwatora do punktu, do którego dotarło w chwili t_H światło wysłane przez obserwatora w momencie $t = 0$. Odległość $r_h \propto ct_H$ otrzymujemy tylko dla $a \propto t^n$, $0 \leq n < 1$. We wspomnianych dalej modelach inflacyjnych mamy $a \propto e^{Ht}$ i dla nich $r_h \propto e^{Ht}$ (przyp. tłum.).

kształt obu tych funkcji pokazuje rys. 4. Zauważmy, że wiek Wszechświata jest rzędu $t_H \equiv \dot{a}/a$.

Ponieważ ρ dla promieniowania rośnie szybciej niż ρ dla materii gdy $t \rightarrow 0$, musiała istnieć w przeszłości era, w której dynamika kosmiczna była zdominowana przez promieniowanie. Używając znanej wartości obecnej gęstości energii promieniowania (występują-



Rys. 4. Ogólny kształt funkcji $a(t)$ we wszechświecie zdominowanym przez promieniowanie lub materię nierelatywistyczną, w przypadku gdy k i stała kosmologiczna Λ są równe zeru.

cego głównie w postaci promieniowania termicznego o temperaturze 3 K — jest to pozostałość po Wielkim Wybuchu) można obliczyć (rozdz. 3.3), że przejście od ery promieniowania do ery dominacji materii nastąpiło, gdy świat liczył około 10^5 lat.

Wprawdzie rozwiązania te stanowią szczególny przypadek, ale są dobrym przybliżeniem sytuacji w najwcześniejszych epokach. Widzimy bowiem, że gdy a jest małe, to człon k/a^2 jest zaniedbywalny w porównaniu z $\rho \propto a^{-4}$. Dlatego też możemy spodziewać się, że $a \propto t^{1/2}$ daje dobry opis pierwotnej fazy.

Dla $k \neq 0$ istnieje charakterystyczna epoka $(c^4 k^2)^{-1/4}$, w której człon zawierający k zaczyna być porównywalny z członem z ρ i nie można go już dłużej zaniedbywać. Dla $k < 0$ ten człon będzie kiedyś dominować: w dalekiej przyszłości można zupełnie pominąć materię. Kładąc $\rho = 0$ w (32) dostajemy $a \propto t$ — wszechświat rozszerza się ze stałą szybkością.

Dla $k > 0$ dzieją się rzeczy bardziej spektakularne. Hamowanie jest wzmocnione przez człon zawierający k i w końcu rozszerzanie się zostanie zatrzymane dla $t \sim (ck^{1/2})^{-1}$. Od tego momentu wszechświat będzie stale kurczyć się, aż wreszcie ulegnie zagładzie w Wielkim Końcu, będącym niemal odwróceniem Wielkiego Wybuchu. Oba przypadki przedstawia rys. 5.

Co determinuje wartość k ? Wielkość \dot{a}/a jest odwrotnością czasu Hubble'a t_H . Jeżeli $k = 0$, to (32) daje

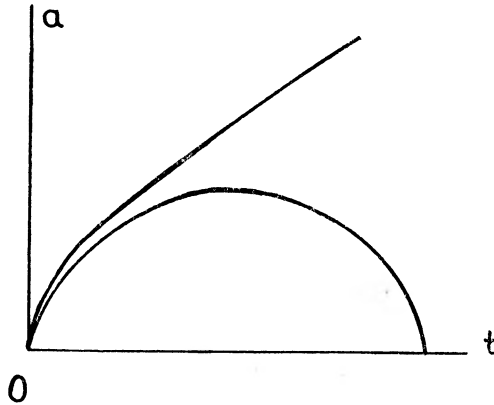
$$\frac{8\pi G}{3c^2} \rho t_H^2 = 1; \quad (33)$$

jest to ścisła wersja wzoru (7). Dlatego też (33) definiuje nam charakterystyczną krytyczną gęstość energii materii

$$\rho_{kr} \equiv \frac{3c^2}{8\pi G t_H^2}, \quad (34)$$

przy której wszechświat jest przestrzennie płaski i rozszerza się jak $t^{2/3}$ dla dużych czasów.

Z (32) wynika dalej, że jeżeli $\rho > \rho_{kr}$, to $k > 0$ — Wszechświat jest przestrzennie zamknięty i w przyszłości będzie się kurczyć. Dla $\rho < \rho_{kr}$ siły ciężenia materii kosmicznej są słabsze i Wszechświat unika zagłady, rozszerzając się dla dużych czasów swobodnie ($a \propto t$).



Rys. 5. Jeżeli $k \neq 0$, to krzywizna w ostatecznym rachunku zdominuje dynamikę kosmiczną, prowadząc bądź do swobodnego rozszerzania, bądź do katastrofalnej zapaści.

Widzimy zatem, że geometria Wszechświata i jego ostateczny los są określone przez gęstość materii lub wielkość jej równoważną — całkowitą liczbę cząstek we Wszechświecie N . Możemy teraz pojąć pełną doniosłość koincydencji (7). Stwierdza ona, że przyroda wybrała wartość N bardzo bliską tej, która oznacza wszechświat przestrzennie płaski: z $k = 0$ i $\rho = \rho_{kr}$.

Dokładniejsze zbadanie równ. (32) ujawnia, że skoro nie ma żadnych dowodów na to, że człon krzywiznowy $\frac{k}{a^2}$ dominuje w naszej epoce, to musi być on nadal mały w porównaniu z pozostałymi dwoma członami. W szczególności

$$\frac{|k|}{a^2} < \frac{1}{c^2 t_H^2}. \quad (35)$$

Przyjmując $a = 1$ w obecnej epoce, dostajemy stąd, że promień krzywizny przestrzeni, $r_s \equiv |k|^{-1/2}$, jest co najmniej tak wielki jak obecny promień Hubble'a ct_H .

Byłoby zabawne zastanowić się, co działałoby się, gdyby N było równe nie 10^{80} , ale np. 10^{86} . W tym przypadku kosmiczne rozszerzanie się trwałoby zaledwie około 10^8 lat i wszechświat już dawno zapadłby się w nicość. Podobnie, gdyby N równało się 10^{74} , to człon krzywiznowy już od bardzo dawna sterowałby dynamiką Kosmosu. Większa szybkość rozszerzania się ($a \propto t$ zamiast $t^{2/3}$) miałaby poważny hamujący wpływ na po-

wstawanie galaktyk. W obu przypadkach struktura Wszechświata byłaby zupełnie odmienna i należy wątpić czy byłibyśmy w stanie komentować zaistniałą sytuację, gdyby koincydencja (7) nie zachodziła.

Z jaką dokładnością spełniony jest związek (7)? Aktualne obserwacje wskazują, że $0,01 < \varrho/\varrho_{kr} < 10$, czyli że $(\varrho - \varrho_{kr})/\varrho_{kr}$ znajduje się gdzieś pomiędzy -1 a $+9$. To zapewne nie wydaje się nadmiernie godne uwagi. Trzeba jednak pamiętać, że ϱ zależy od czasu. Z (32) i (34) dostajemy

$$\frac{\varrho - \varrho_{kr}}{\varrho_{kr}} = \frac{kc^2 t^2}{a^2}. \quad (36)$$

Gdy przechodzimy do wczesnych epok Wszechświata, zdominowanych przez promieniowanie, mamy $a \propto t^{1/2}$, czyli powyższy iloraz jest proporcjonalny do t . A zatem, nawet jeśli dzisiaj iloraz ten jest rzędu jedynki, to dla $t = 1$ s wynosił zaledwie 10^{-18} . Dla czasu Plancka $t_p \sim 10^{-43}$ s — najwcześniejszej epoki, o której możemy coś wiarygodnie twierdzić, ze względu na brak zadowalającej kwantowej teorii grawitacji mogącej opisywać ery wcześniejsze — iloraz ten wynosił nie więcej niż 10^{-60} . Jeżeli czas Plancka uznać za chwilę początkową, determinującą późniejszą dynamikę Kosmosu, to musimy przyjąć, że przyroda wybrała wówczas wartość ϱ różną od ϱ_{kr} zaledwie o jedną część na 10^{60} .

Nie znamy żadnego powodu fizycznego, dla którego ϱ nie może być zupełnie dowolne. Wydaje się, że przyroda mogła wybrać jakąkolwiek liczbę. Wybór ϱ pokrywający się z ϱ_{kr} z tak niesamowicie wielką dokładnością jest niewątpliwie wielką tajemnicą kosmologii. Gdyby to niesłychanie precyzyjne dopasowanie obu wartości zepsuło chociaż nieznacznie, to otrzymamy Wszechświat o strukturze zupełnie odmiennej. Gdyby kluczowy iloraz wynosił nie 10^{-60} lecz 10^{-58} , to wszechświat już by nie istniał, bowiem zapadłby się w nicłość po niewielu milionach lat.

Dlaczego ϱ jest tak bliskie ϱ_{kr} ? Innymi słowy, dlaczego k jest tak bliskie zera? W braku jakiegokolwiek fizycznego uzasadnienia dlaczego k ma wartość taką a nie inną, nasuwa się myśl, by sprawdzić, czy podstawowe parametry teorii nie wyznaczają jakiejś charakterystycznej krzywizny. Gdyby tak było, to mielibyśmy prawo oczekiwać, że k różniłoby się od tej wartości charakterystycznej o nie więcej niż parę rzędów wielkości.

Obecnie podstawowymi parametrami fizyki są G , c i \hbar . Można z nich zbudować charakterystyczną krzywiznę, tzn. wielkość o wymiarze (długość) $^{-2}$, równą $c^3/\hbar G \approx 10^{70} \text{ m}^{-2}$. Jest ona około 10^{60} razy większa od faktycznej wartości k/a^2 dla czasu Plancka. Gdyby przyroda wolała „naturalną” wartość krzywizny, Wszechświat żyłby zaledwie ok. $t_p \approx 10^{-43}$ s, po czym albo zapadłby się w nicłość, albo eksplodował w pustkę. Zaprojektowanie wszechświata z czasem życia o co najmniej sześćdziesiąt rzędów wielkości dłuższym od naturalnej, podstawowej jednostki czasu kosmicznego t_p wymaga dopasowania ϱ do ϱ_{kr} z niesamowitą dokładnością [33].

Parametr k jest o jakieś sześćdziesiąt rzędów wielkości mniejszy od „naturalnej” wartości zdefiniowanej za pomocą długości Plancka. Wydaje się więc rzeczą rozsądną przypuścić, że działa tu jakaś ukryta symetria, wymuszająca wartość k dokładnie równą zero. Paru autorów rzeczywiście próbowało powiązać warunek $k = 0$ z zasadą Macha [34]. Wiemy jednak, że k nie może być ściśle zerem, gdyż wtedy nie byłoby galaktyk: krzywizna przestrzeni we względnie mniejszej skali gromad galaktyk jest zdecydowanie różna od zera;

tylko w skali kosmologicznej jej średnia wartość jest tak bliska zera. Trudno wyobrazić sobie przyczynę, dla której k po uśrednieniu jest tak mała, a zarazem lokalnie na tyle duża, by dopuścić powstawanie galaktyk [35].

Antropiczne konsekwencje tej analizy są oczywiste. Nawet najmniejsze odstępstwa od precyzyjnego dopasowania mocy pierwotnego wybuchu do hamujących sił grawitacji dałyby w rezultacie albo katastrofalną zapaść po krótkim czasie, albo zupełne rozproszenie kosmicznej materii na długo, zanim mogły powstać bogate w węgiel planety czy też zanim pojawiła się jakakolwiek forma życia opartego na długim łańcuchu ewolucyjnym. Można wątpić, czy wszechświat, w którym ρ różni się od wartości faktycznie obserwowanej o więcej niż parę rzędów wielkości, może zawierać obserwatora.

To nieprawdopodobne wręcz dopasowanie nosi często nazwę „problemu płaskości” w kosmologii, bowiem zawiera tajemnicę dlaczego k jest tak bliskie zera, czyli dlaczego przestrzeń jest niemal płaska. Ostatnio pojawiły się próby wyjaśnienia tego dopasowania za pomocą tzw. „modeli wszechświata inflacyjnego” [33, 36], opierających się na idei przechłodzonego przejścia fazowego, które według teorii wielkiej unifikacji miało miejsce we Wszechświecie dla $t = 10^{-35}$ s. Według tych modeli efekty kwantowej próżni związane ze spontanicznym łamaniem symetrii, generującym masy cząstek w tych teoriach, mogą wyindukować ogromną stałą kosmologiczną (rozdz. 3.5), która wymusi pewien okres wykładniczego wzrostu czynnika skali $a(t)$. W tym okresie, gdy czynnik skali dany jest funkcją wykładniczą, a nie potęgową, Wszechświat „nadyma się” zwiększając swe rozmiary od wartości bliskich tym, jakie miał dla t_p , do wartości niewiele mniejszych od wartości dzisiejszych.

Z antropicznego punktu widzenia jest to tylko przesunięcie tajemnicy (lub poczucia, że mamy szczęście!) z początkowych warunków kosmicznych do problemów teorii wielkiej unifikacji. Gdyby bowiem wartości liczbowe różnych parametrów tych teorii nie zostały tak zręcznie dobrane by dopuścić tę „inflację”, to konsekwencje dla życia byłyby tragiczne⁶. W każdym razie, nasze istnienie jest uwarunkowane niezwykle subtelnym i korzystnym dla nas dopasowaniem stałych podstawowych.

3.2. Współdziałanie bez łączności

Wspominaliśmy już, że w wielkiej skali Wszechświat jest wybitnie jednolity. Oczywiście w skali galaktyk występują duże niejednorodności rozkładu materii i pewien rozrzut jej ruchów. Za to w skali około 10^{24} cm i więcej rozkład materii jest w wysokim stopniu jednorodny i izotropowy.

Jednym z najlepszych sprawdzianów izotropowości jest pomiar mikrofalowego promieniowania tła. Aktualne obserwacje nakładają górną granicę na zależność jego tempera-

⁶ Autor traktuje tu modele inflacyjne trochę zbyt lekceważąco. Samo przesunięcie problemu z kosmologii do fizyki jest już ogromnym sukcesem, oznacza bowiem, że obecny Wszechświat jest mniej przypadkowo wybrany ze zbioru wszystkich modeli kosmologicznych (tzn. ze zbioru wszystkich rozwiązań równań Einsteina) niż się to wydawało przedtem. Odrębną natomiast jest sprawą, ile naprawdę jest dowolnych stałych podstawowych i w jakim zakresie wyjaśnią one wszystkie koincydencje. Jest to już dziedziną intensywnie poszukiwanej przyszłej unifikującej teorii fundamentalnej. Teorie wielkiej unifikacji nie okazały się dobrym kandydatem na tę teorię, ale nie jest to żadnym argumentem przeciwko modelom inflacyjnym. Obecnie zresztą rozpatruje się te modele oparte na koncepcji supersymetrii (przyp. tłum.).

tury od kierunku równą $1:10^4$. Jeżeli nie znajdujemy się w wyróżnionym miejscu we Wszechświecie, to musimy przyjąć, że taką samą izotropowość jest wszędzie, co z kolei implikuje jednorodność. Dalej wynika stąd, że Wszechświat rozszerza się jednorodnie i izotropowo.

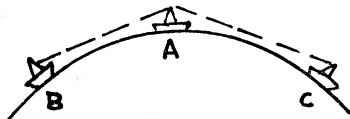
Dlaczego Wszechświat jest tak bardzo jednolity, że wystarczy nam jeden stopień swobody — $a(t)$ — do opisu globalnej dynamiki? Jedną z możliwych odpowiedzi brzmi, że już taki się narodził. Ta odpowiedź mówi nam tylko to, że Wszechświat jest taki jaki jest, ponieważ był taki jaki był; trudno więc uznać ją za wyjaśnienie zadowalające.

Problem ten staje się rzeczywiście zdumiewający, gdy weźmiemy pod uwagę istnienie horyzontów cząstek. W poprzednim rozdziale powiedzieliśmy, że horyzont rozszerza się z prędkością światła. Cofając się w czasie do pierwotnej epoki stwierdzamy, że dla czasu Plancka promień horyzontu wynosił 10^{-35} m (długość Plancka) i w jego obrębie znajdowało się około 10^{98} kg materii. Wskutek rozszerzania kosmicznego obszar ten wzrósł do objętości wynoszącej obecnie ok. 10^{-15} m³.

Horyzont stanowi granicę obszaru przyczynowo spójnego względem punktu będącego jego środkiem. Obszary znajdujące się za horyzontem danego punktu z definicji nie wiedzą, co się w tym punkcie dzieje; konwencjonalnie przyjmuje się, że to samo dotyczy wszystkich punktów w obrębie horyzontu, nawet jeśli leżą one tuż przy horyzoncie. Mówimy wówczas, że dwa obszary rozdzielone horyzontem (dla danego punktu) są przyczynowo nie związane. Zgodnie z tym nie mamy powodu, by przypuszczać, że we wczesnym Wszechświecie przebieg procesów fizycznych był uzgodniony dla odległości dużo większych niż 10^{-35} m. W szczególności nie ma fizycznego powodu, żeby szybkość rozszerzania się była taka sama w obszarach odległych od siebie o więcej niż 10^{-35} m. Ale gdyby tak było, to powinniśmy albo oczekiwać, że obecnie Wszechświat jest chaotyczny dla odległości powyżej 10^{-5} m, albo też wykazać, że po erze planckowskiej, dla $t > t_p$, gdy sąsiednie obszary weszły w kontakt przyczynowy, nastąpiły intensywne procesy dysypacji tego chaosu⁷.

Obecnie obserwowany Wszechświat był w epoce Plancka podzielony horyzontami cząstek na co najmniej 10^{80} odrębnych obszarów, a mimo to, jak już podkreślaliśmy, Kosmos ma strukturę zadziwiająco jednolitą. Odnosi się to również do obszarów, które *nawet obecnie* są przyczynowo niezwiązane.

Ilustrujemy to analogią: marynarz siedzący w bocianim gnieździe statku *A* widzi statek *B* wylaniający się nad horyzontem na wschodzie i równocześnie dostrzega statek *C*



Rys. 6. Obserwator na statku *A* może widzieć statki *B* i *C*, natomiast *B* nie może widzieć *C* i na odwrót. Podobna sytuacja zachodzi w kosmologii, gdzie *A*, *B* i *C* są oddalającymi się od siebie galaktykami.

tuż nad horyzontem na zachodzie (rys. 6). Wprawdzie *B* i *C* są w zasięgu wzroku *A*, lecz *B* nie może widzieć *C* i na odwrót. Każdy z nich znajduje się pod horyzontem drugiego.

Podobnie dzieje się z horyzontem kosmologicznym. Możemy obserwować odległe ga-

⁷ Procesy te prowadziłyby bowiem do homogenizacji i izotropizacji (przyp. tłum.).

laktyki położone w przeciwnych punktach na niebie i z faktu, że znajdują się one blisko naszego horyzontu, wnioskować, że każda z nich leży za horyzontem drugiej, a zatem że nie mogą się „widzieć” nawzajem. A mimo to galaktyki leżące w tych przyczynowo rozłączonych obszarach Wszechświata — obszarach, które nigdy nie miały jakiegokolwiek kontaktu fizycznego ze sobą — wyglądają na bardzo do siebie podobne. Ponadto, galaktyki zaludniają te rozłączone obszary z tą samą gęstością i uciekają od sąsiadów z tą samą szybkością. Jak mamy wytłumaczyć tak niezwykle stopień współdziałania bez łączności?

Trudno się oprzeć wrażeniu, że istnieje coś — co potrafi przekroczyć czasoprzestrzeń i ograniczenia wynikające z relatywistycznej przyczynowości — dysponujące pełnym oglądem całego Kosmosu i manipulujące jego wszystkimi przyczynowo rozdzielonymi częściami tak, by je na samym początku zharmonizować z wielką dokładnością, ale nie idealnie: tak, żeby w małej skali pozostały drobne nieregularności, z których kiedyś powstaną galaktyki i my sami [35].

Możliwym rozwiązaniem problemu byłoby założenie, że najwcześniejszy Wszechświat był bardzo niejednorodny: materia była rozłożona bardzo nieregularnie i wykonywała turbulentne, chaotyczne ruchy. Później, gdy Wszechświat rozszerzał się, pierwotny chaos uległ dysypacji ustępując miejsca obecnie obserwowanemu jednorodnemu rozkładowi materii i gładkim ruchom. Nasuwa się tu szereg mechanizmów dysypacji, np. przekształcenie turbulentnej energii grawitacyjnej w materię poprzez kreację par cząstka-antycząstka [37].

Bardzo wiele wysiłku poświęcono na przebadanie procesów dysypacji pierwotnego chaosu [38, 39]. Niewątpliwie ważnym zjawiskiem jest produkcja par cząstek z energii turbulencji. Jednak nie udało się podać przekonywającego mechanizmu wytwarzającego obecny wysoki stopień jednolitości. Zawsze można znaleźć początkową turbulencję, której nie da się całkowicie wytłumić. Co więcej, niektóre anizotropowe ruchy wykazują tendencję do ponownego wzrostu, gdy tylko ustaną czynniki tłumiące.

Innym kłopotem związanym z dysypacją pierwotnego chaosu jest nadmiar ciepła wytworzonego przez tłumienie. Wszelkie zjawiska hamowania i tarcia wytwarzają ciepło, a z nim entropię. Większość kosmicznego ciepła tkwi w mikrofalowym promieniowaniu reliktywnym o temperaturze 3 K i to stanowi ograniczenie na wielkość pierwotnej turbulencji, która uległa dysypacji.

Sedno tego kłopotu możemy zilustrować (według [38]) rozpatrując przypadek niewielkiej anizotropii w jednolitym poza tym wszechświecie. Jego rozszerzanie nadal można opisywać w przybliżeniu jednym średnim czynnikiem skali $a(t)$, ale równania pola grawitacyjnego będą teraz zawierać dodatkowy wyraz odpowiadający skomplikowaniu geometrii. Wyraz ten jest proporcjonalny do a^{-6} . Równanie (32) ma teraz postać

$$\frac{\dot{a}^2}{c^2 a^2} + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G}{3c^4} \varrho + \frac{A}{a^6} \quad (37)$$

i możemy traktować anizotropię jako swoistą energię turbulentną, którą dołączamy do gęstości energii materii ϱ . Ponieważ $\varrho \propto a^{-4}$, więc dla wczesnych epok (małe a) energia anizotropii dominuje i określa dynamikę. Zaniedbując w (37) wyrazy zawierające k i ϱ , otrzymujemy równanie, którego rozwiązaniem jest $a \propto t^{1/3}$ zamiast $a \propto t^{1/2}$.

Znaczenie wyrazu zawierającego a^{-6} , opisującego energię anizotropii, polega na tym, że dla $a \rightarrow 0$ rośnie on szybciej niż wyraz zawierający $\varrho \propto a^{-4}$. Wskutek tego, gdy anizo-

tropia ulega przemianie w ciepło, ilość ciepła uzyskanego z danej ilości anizotropii jest tym większa, im wcześniej zaszła przemiana. Innymi słowy, w miarę rozszerzania się Wszechświata, energia anizotropii wygasa szybciej niż energia promienista. Powodując dysypację pierwotnej anizotropii w ciepło dostatecznie wcześnie, możemy uzyskać odpowiednio wielki efekt.

Jak wcześnie mogła realnie zajść dysypacja anizotropii? Mechanizmy tłumienia, które przeanalizowano, są najwydajniejsze w najwcześniejszych epokach. Ale temu odpowiadają ogromne ilości ciepła otrzymane z najmniejszych nawet ilości anizotropii. Jeżeli dysypacja zaszła dla czasu Plancka (jest to epoka wyróżniona dla kreacji cząstek), to nawet anizotropia tak mała jak $1:10^{40}$ byłaby źródłem nadmiernej ilości ciepła. Wyrażając to inaczej, obecna temperatura promieniowania relikowego wymaga, by szybkość rozszerzania się w epoce Plancka była w różnych kierunkach taka sama z dokładnością nie mniejszą niż 10^{-40} . Jest to inny niezwykły przykład kosmicznego spisku. Również ten problem (zwany problemem horyzontu — LMS) mógłby mieć wyjaśnienie „inflacyjne” [33].

Powyższe rozumowanie opiera się na założeniu, że mamy dobrze zdefiniowaną miarę ilości kosmicznego ciepła (tzn. entropii). Dokonujemy pomiarów gęstości energii promieniowania relikowego, ale żeby zbudować z tego jednostkę ciepła musimy mieć podstawową jednostkę objętości. Jednostki tej dostarcza nam zwykła materia. Średnia gęstość protonów we Wszechświecie wynosi mniej więcej jeden na metr sześcienny, zatem metr sześcienny jest naturalną jednostką, której szukamy.

Jednakże zamiast rozważać energię cieplną na metr sześcienny, która zmienia się z czasem w miarę rozszerzania się Wszechświata, jest wygodniej i poprawniej użyć liczby fotonów promieniowania relikowego na jeden proton, która jest w przybliżeniu niezależna od czasu. Stosunek S liczby fotonów do protonów ma wartość ok. 10^9 . To właśnie mała wartość S (w porównaniu do 10^{40}) jest tym, co ogranicza pierwotną anizotropię.

Parametr S ma sens pod warunkiem, że liczba protonów we Wszechświecie pozostaje stała. Niektóre obecne teorie cząstek elementarnych przewidują, że proton może się rozpaść. Wprawdzie jego czas połowicznego rozpadu jest bardzo długi, to jednak we wczesnym Wszechświecie wysokie temperatury i gęstości wzmacniałyby efekty niestabilności barionów, czyniąc stosunek liczby fotonów do protonów wielkością bezwartościową. W modelach uwzględniających te efekty, powyższe rozumowanie, ograniczające pierwotną anizotropię na podstawie obecnej temperatury 3 K promieniowania relikowego, przestaje być słuszne.

3.3. Entropia Wszechświata

Stosunek liczby fotonów do protonów jest jednym z podstawowych parametrów kosmologicznych. Gęstość entropii promieniowania termicznego jest proporcjonalna do gęstości liczby fotonów, zatem S jest również miarą entropii na proton we Wszechświecie. Jak już mówiliśmy poprzednio, entropia ta mogła być wytworzona w wyniku dysypacji turbulencji we wczesnym Wszechświecie, aczkolwiek trudno jest wówczas zrozumieć, dlaczego S jest tak małe.

Całkowita entropia Wszechświata jest nieco większa od entropii samych fotonów. Oprócz promieniowania elektromagnetycznego we Wszechświecie zapewne występują inne

rodzaje promieniowania: np. neutrina i grawitony. Jesteśmy przekonani, że pierwotne neutrina wypełniają Wszechświat, bowiem przez pierwsze 10^{-3} s neutrina były sprzężone z materią, a zatem i z fotonami. Zapewniało to równowagę termiczną, utrzymującą fotony i neutrina w jednakowej temperaturze. Po odprężeniu się neutrin od materii, temperatura fotonów nieco się podniosła wskutek anihilacji mionów i pozytonów. Dokładniejsze rachunki wskazują, że obecna temperatura reliktowych neutrin jest około 2 K [13].

Jeżeli istnieją 3 różne rodzaje neutrin, to entropia neutrinowa jest porównywalna z entropią fotonową. Podobne rozumowanie stosuje się też do grawitonów. Niestety, ponieważ reliktowe neutrina i grawitony są nie do wykrycia przy dającej się przewidzieć technice pomiarowej, dysponujemy tylko pośrednimi wskazaniemami o ich istnieniu.

Wartość parametru S ma duży wpływ na strukturę świata fizycznego. Gdyby S było 10^7 razy większe, to obecna temperatura świata byłaby powyżej punktu wrzenia wody. Woda nie mogłaby istnieć w fazie ciekłej dopóty, dopóki kosmiczne rozszerzanie nie obniżyłoby znacznie temperatury. To jednak trwałoby kilka obecnych epok Hubble'a i w tym czasie większość gwiazd podobnych do Słońca wypaliłaby się (o ile w ogóle mogłyby one powstać).

Co istotniejsze, nawet skromne zwiększenie S zagroziłoby poważnie istnieniu galaktyk. Jak już mówiliśmy w rozdz. 2.4, galaktyki powstały wskutek narastania zaburzeń gęstości w pierwotnym gazie. Proces ten nie mógł zacząć się, dopóki grawitacyjna dynamika kosmicznego ośrodka nie została zdominowana przez materię korpuskularną. Kiedy się to stało?

Gęstość energii fotonów wynosi $n_\gamma kT$, gdzie n_γ jest gęstością fotonów. Podobnie, gęstość energii materii (głównie protonów) jest $n_p m_p c^2$. Równość obu energii zachodzi, gdy

$$kT \simeq \frac{m_p c^2}{S}. \quad (38)$$

We wczesnym Wszechświecie możemy zaniedbać krzywiznę k w (32). Ponieważ promieniowanie dominuje, piszemy prawo Stefana $\rho = aT^4$ dla gęstości energii i całkujemy równ. (32)

$$kT = \left(\frac{45\hbar^3 c^5}{32\pi^3 G \mathcal{N}} \right)^{1/4} t^{-1/2}, \quad (39)$$

gdzie \mathcal{N} jest czynnikiem uwzględniającym liczbę rodzajów cząstek bezmasowych ($\mathcal{N} \sim 1$). Eliminując z (38) temperaturę za pomocą (39), otrzymujemy [5]

$$t_{\text{równe}} \sim S^2 \alpha_G^{-1/2} t_N \approx 10^{13} \text{ s}. \quad (40)$$

Jest jeszcze drugi warunek, po spełnieniu którego galaktyki mogą dopiero zacząć narastać. Gdy temperatura Wszechświata była powyżej temperatury jonizacji wodoru, kosmiczna plazma była nieprzezroczysta dla światła, wskutek czego działało na nią ciśnienie promieniowania, umożliwiające jej stawienie skutecznego oporu zapadaniu grawitacyjnemu. Dopiero gdy temperatura spadła poniżej $0,1 e^4 m_e / \hbar^2 k$, materia i promieniowanie rozłączyły się, bowiem neutralny gaz stał się przezroczysty.

Aby obliczyć moment odprężenia promieniowania od materii t_{dec} , bierzemy pod uwagę, że dla $t > t_{\text{równe}}$ czynnik skali a zmienia się jak $t^{2/3}$. Temperatura materii spada jednak w tym samym tempie co temperatura promieniowania ($T \propto a^{-1} \propto t^{-2/3}$) tak długo, jak

długo materia pozostaje zjonizowana, a więc sprzężona do promieniowania termicznego. A zatem, zakładając, że epoka odprężenia nastąpiła dla $t_{\text{dec}} > t_{\text{równe}}$, mamy

$$\frac{T(t)}{T(t_{\text{równe}})} = \left(\frac{t_{\text{równe}}}{t} \right)^{2/3}.$$

Używając równ. (40) dla wyznaczenia $t_{\text{równe}}$ i (39) dla $T(t_{\text{równe}})$ rozwiązujemy to równanie względem t . Podstawiając $kT(t) \sim 0,1 e^4 m_e / \hbar^2$ otrzymujemy moment odłączenia

$$t_{\text{dec}} \sim 10 S^{1/2} \alpha_G^{-1/2} \alpha^{-3} \left(\frac{m_p}{m_e} \right)^{3/2} t_N \approx 10^{13} \text{ s.} \quad (41)$$

Kolejna koincydencja liczbowa: $t_{\text{równe}} \approx t_{\text{dec}}$ stanowi zagadkę dla astronomów. Jest ona wynikiem przypadku powodującego, że stosunek fotonów do protonów wynosi

$$S \approx 10 \alpha^{-2} \frac{m_p}{m_e}. \quad (42)$$

Początek ery materii $t_{\text{równe}}$ zależy silnie od wartości S . Gdyby S było mniejsze od 10^3 , to $t_{\text{równe}}$ spadłoby do ok. 1 s, a więc do chwili jeszcze przed rozpoczęciem kosmicznej nukleosyntezy. Wszechświat zdominowany przez materię, a nie promieniowanie, rozszerza się z inną szybkością i wytworzy zupełnie inny stosunek wodoru do helu. Z drugiej strony, gdyby S było większe od np. 10^{11} , to Wszechświat pozostawałby zdominowany przez promieniowanie, a przez to pozbawiony galaktyk, aż do chwili obecnej.

Jest pewne, że niektóre podstawowe własności naszego Wszechświata są skutkiem tego, że S znajduje się w przedziale między 10^3 a 10^{11} [40]. Ale co wyznacza wartość S ?

Po odkryciu termicznego promieniowania relikowego w 1965 r., większość astronomów i kosmologów była przekonana, że obecna wartość jego temperatury (3 K) jest zupełnie dowolną, przypadkową liczbą, mającą nie większe znaczenie niż liczba planet w układzie słonecznym. Niektórzy zauważyli, że S leży blisko pierwiątka czwartego stopnia ze słynnej liczby 10^{40} , ale niepewność jej skromnej (w porównaniu do 10^{40}) wartości czyniła tę ewentualną koincydencję liczbową daleko mniej ważną niż koincydencje poprzednio omówione.

Pogląd alternatywny do przypuszczenia, że S jest po prostu odbiciem warunków początkowych, głosi, że entropia fotonowa została w jakiś sposób wytworzona we wczesnych epokach wskutek zjawisk dysypatywnych. Oznacza to, że Wszechświat narodził się po-wiedzmy z $S \approx 1$, a następnie procesy generujące ciepło podniosły tę wartość do 10^9 . W tym przypadku obserwowana wartość S powinna dać się wyliczyć z teorii procesów dysypatywnych.

Jeden przykład — tłumienie anizotropii — został omówiony w poprzednim rozdziale. Inne zjawiska to dysypacja dźwięku (grzmot Wielkiego Wybuchu obrócony w ciepło), zjawiska lepkości oraz przejścia fazowe między egzotycznymi supergorącymi stanami materii. Intrygującą hipotezę wysunął Martin Rees: jego zdaniem istniała generacja ogromnych pregalaktycznych gwiazd, które wcześniej powstały i bardzo szybko wypaliły się (przed t_{dec} i $t_{\text{równe}}$); olbrzymie ilości promieniowania wyemitowanego przez te gwiazdy

zostały następnie stermalizowane przez kosmiczny, zjonizowany jeszcze gaz [41]. Przyrównując czas życia typowej gwiazdy masywnej, dany przez (5), do $t_{\text{równe}}$ (wzór (40)), rzeczywiście otrzymujemy $S \sim \alpha_G^{-1/4}$.

Ostatnio do rozwiązania problemu wartości S przystąpiono w sposób bardziej fundamentalny. Tajemnica, dlaczego przyroda wytworzyła w Wielkim Wybuchu 10^9 fotonów na każdy proton jest w rzeczywistości tylko częścią większej tajemnicy — jak powstały same protony. W laboratorium protony są produkowane w zderzeniach cząstek elementarnych o wysokich energiach, ale w każdym przypadku pojawieniu się protonu towarzyszy antyproton (lub cząstka, która szybko rozpada się na antyproton). Pojedyncze protony nie pojawiają się nigdy.

Fakt ten zawarty jest w prawie zachowania liczby barionowej. Wydaje się rozsądne przyjąć, że prawo to obowiązywało przy kreowaniu materii w Wielkim Wybuchu. W takim razie z każdym protonem wyprodukowany został antyproton, a z każdym elektronem — pozyton. Pierwotna materia, będąc mieszanką cząstek i ich antycząstek, winna więc mieć żywot krótki i wybuchowy. Jednakże w ówczesnych, bardzo wysokich temperaturach intensywna kreacja nowych par całkowicie nadrabiała ubytki wskutek anihilacji. W równowadze termicznej, która utrzymywała się prawdopodobnie przez większość czasu pomiędzy 10^{-35} s i 10^{-6} s, przeciwstawne procesy kreacji i anihilacji par ściśle się równoważyły. Łatwo zatem wyliczyć równowagowe gęstości liczby cząstek różnych rodzajów [13]. Fotony, które tak łatwo przekształcają się w pary cząstka-antycząstka, były rzadsze. Dla $t \approx 10^{-6}$ s cząstkami, które występowały w dużych ilościach, były protony, neutrony, elektrony, miony, piony i ich antycząstki oraz niewielki procent fotonów.

Gdy temperatura spadła poniżej $2 m_p c^2/k$, energia termiczna nie była już w stanie podtrzymywać zasobów protonów i antyprotonów, toteż ich szybkiej anihilacji nie kompensowała kreacja nowych par. Później, przed upływem jednej sekundy, podobny los spotkał pozostałe cząstki. Niemal cała ich energia spoczynkowa zamieniła się w fotony i neutrina. Tak więc względna obfitość fotonów gwałtownie wzrosła.

Oczywiście pewna liczba protonów i elektronów uniknęła anihilacji. Jeżeli założyć, że anihilacja każdej pary $p-\bar{p}$ dawała ok. jednego fotonu, to obecna wartość $S \approx 10^9$ mówi nam, że zaledwie jeden proton (i jeden elektron) na miliard uniknęły anihilacji. Wynika stąd podstawowe pytanie: gdzie są antyprotony i pozytony, które również ocalały? Skoro prawa zachowania liczby barionowej i leptonowej były wówczas przestrzegane, to każda cząstka we Wszechświecie winna mieć gdzieś swą antycząstkę.

Tradycyjnie udzielano na to pytanie dwu odpowiedzi. Pierwsza z nich utrzymuje, że antycząstki rzeczywiście przetrwały: Wszechświat jest mieszanką równych ilości materii i antimaterii [42, 43]. Podstawowy zarzut wobec tego poglądu brzmi, że taka mieszanka jest wielce nietrwała, gdyż wszelki kontakt obu jej składników kończy się wybuchową anihilacją. Gdyby w Galaktyce zdarzało się to często, to powstałoby promieniowanie γ tworzące rozciągnięte tło na niebie, czego jednak nie obserwujemy. Oszacowanie Steigmana [44] nakłada ograniczenie, że najwyżej jedna część na 10^9 naszej Galaktyki jest zbudowana z antimaterii.

Można obejść tę trudność zakładając, że materia i antimateria zostały rozdzielone w wielkiej skali, tak że całe galaktyki powstały niemal wyłącznie z jednej lub z drugiej. Jednak nawet zderzenia galaktyk zdarzają się od czasu do czasu i dane dotyczące promie-

niowania γ nakazują przyjąć, że separacja nastąpiła raczej w skali gromad galaktyk, a nie pojedynczych galaktyk.

Wszechświat obdarzony symetrią materia-antymateria pociąga swą elegancją, ale staje się wydumany konceptem wobec faktu, że nie znamy żadnego przekonywającego mechanizmu, który mógł wywołać rozdzielenie obu składników na tak wielkie odległości. Niestety, alternatywna możliwość jest równie nieprzekonywająca. Jest nią po prostu spokojne zaakceptowanie tego, że Wszechświat jest asymetryczny — że nie zawiera większych ilości antymaterii. A zatem Wszechświat narodził się z niewielką nadwyżką ($1:10^9$) materii i ona właśnie stanowi pozostałość z Wielkiego Wybuchu, będącą tworzywem galaktyk i nas samych.

Według tego poglądu ilość materii leptonowej i barionowej we Wszechświecie jest po prostu warunkiem początkowym: czymś wdrukowanym w Kosmos w momencie kreacji i nie podlegającym racjonalnemu wytłumaczeniu w obrębie fizyki. Oznacza to, że stosunek S liczby fotonów do protonów, odzwierciedlający tę pierwotną nadwyżkę materii, jest liczbą, którą przyroda wybrała na samym początku i mającą taki sam status, jak np. stosunek m_p/m_e . Nie wiemy dlaczego S ma właśnie taką wartość jaką ma; wiemy tylko, że gdyby była ona inna, to Wszechświat miałby całkiem inną strukturę. Ponownie udzielona odpowiedź jest tylko unikiem: Wszechświat jest taki jaki jest, bowiem był taki jaki był.

Dużo bardziej przekonująca idea opiera się na obecnych próbach połączenia oddziaływań słabych, silnych i elektromagnetycznych w teoriach wielkiej unifikacji (GUT). Teorie te, jak już wspominaliśmy, przewidują rozpad protonu dający pozyton. W zjawisku takim prawa zachowania zarówno liczby barionowej jak i leptonowej zostają pogwałcone. Otwiera się zatem droga do wykreowania materii bez towarzyszącej jej równej ilości antymaterii.

W dostatecznie wysokich temperaturach znika różnica między tymi trzema oddziaływaniami, jak również między leptonami i kwarkami. Materia wkracza w nową, pozbawioną wyróżniających rysów fazę. Temperatury, przy których się to dzieje, są ogromne, $10^{28} - 10^{30}$ K, a odpowiadająca im średnia energia termiczna kT jest niewiele mniejsza od energii Plancka. Zachodziło to w ciągu pierwszych 10^{-35} s po Wielkim Wybuchu; w tej epoce związek materii z antymaterią był zupełnie odmienny.

Z teorii wynika, że jednolite oddziaływanie rządziło wszystkimi siłami (z wyjątkiem sił grawitacyjnych) pomiędzy cząstkami. Oddziaływanie to było przenoszone przez superciężkie cząstki, odgrywające rolę podobną do tej, jaką w poszczególnych oddziaływaniach grają fotony, gluony i bozony W i Z . Gdy temperatura opadła, cząstki superciężkie rozpadły się na lepiej nam znane, lżejsze cząstki. Ale możliwość niezachowania liczby barionowej spowodowała, że produkty rozpadu mogły zawierać drobną nadwyżkę materii nad antymaterią, niewykluczone, że w wymaganym stosunku $1 + 10^{-9}:1$, która po zakończeniu procesów anihilacji dałaby $S \sim 10^9$.

Tym, co tak fascynuje w tej idei, jest szansa, że będziemy mogli obliczyć wartość podstawowego parametru kosmologicznego S z zasad pierwszych — z teorii GUT. Wielu fizyków próbowało tego dokonać [45, 46]. Zazwyczaj otrzymuje się

$$S \sim (\text{stosunki mas kwarków}) \times \left(\frac{m_p}{m_x} \right),$$

gdzie m_X jest masą cząstek superciężkich. Wstawiając odpowiednie liczby można rzeczywiście otrzymać oszacowanie S poprawne co do rzędu wielkości.

Jeżeli te idee okażą się słuszne, to oznaczać to będzie, że ważne cechy Wszechświata, zależące od wartości $S \sim 10^9$, takie jak istnienie galaktyk i stosunek liczby atomów wodoru do helu (ok. 10), są konsekwencją wartości podstawowych parametrów teorii GUT, takich jak masy superciężkich cząstek pośredniczących. Gdyby parametry te zmieniły nieco swe wartości, to Wszechświat byłby całkiem inny. W szczególności dla $m_X \ll m_P$, Wszechświat byłby bardzo gorący i bez galaktyk.

3.4. Odpychanie kosmiczne

Jak dotąd w rozważaniach dynamiki Wszechświata pomijaliśmy tzw. stałą kosmologiczną Λ . Do fizyki wprowadził ją Einstein [47], próbując zbudować statyczny model wszechświata (było to jeszcze przed odkryciem przez Hubble'a ucieczki galaktyk). Aby to osiągnąć, trzeba założyć istnienie siły mogącej skompensować przyciągającą siłę ciężenia między gwiazdami; siłę tę opisuje dodatkowy człon w równaniu pola grawitacyjnego (32).

Pechowo dla Einsteina, jego statyczny model wszechświata (który jest przestrzennie zamknięty, a więc o skończonej objętości), jest niestabilny. Nawet niewielkie zaburzenie sprawia, że albo zaczyna się zapadać, albo rozszerzać ze wzrastającą szybkością. Einstein odrzucił stałą kosmologiczną z niesmakiem. Odkrycie w następnych latach rozszerzania się Kosmosu usunęło potrzebę modelu statycznego Wszechświata, a wraz z nim i stałej Λ . Ta pierwsza nieudana próba wprowadzenia do fizyki nowej stałej skłoniła większość kosmologów do uznania z pobudek estetycznych, że człon kosmologiczny nie istnieje, tzn. że Λ musi być dokładnie równa zeru.

Współczesny rozwój fizyki jeszcze raz spowodował zmianę poglądów. Stała Λ przedstawia siłę odpychania działającą w pustej przestrzeni. Pojęcie pustej przestrzeni oznacza dziś złożony obiekt. Zgodnie z kwantową teorią pola, pustka — nieobecność jakichkolwiek cząstek — nie jest tym samym co bezruch: nawet doskonała próżnia wypełniona jest polami i siłami.

Zasada nieoznaczoności $\Delta E \Delta t \simeq h$ pozwala na „wypożyczenie” energii ΔE na czas Δt . Jeśli Δt jest dostatecznie krótkie, to energia ta może być użyta do wyprodukowania tzw. cząstek wirtualnych, które następnie szybko znikają, by spłacić dług. Jest to mechanizm wyjaśniający, jak siły działające między rzeczywistymi cząstkami-źródłami mogą być przekazywane za pomocą wirtualnych „pośredników”. Jednak cząstki wirtualne mogą pojawiać się nawet w nieobecności rzeczywistych cząstek. Dlatego też stan próżni zawiera niezliczone ilości tych przelotnych, krótko żyjących cząstek, zdolnych mimo to do oddziaływania i uczestniczenia w złożonych zjawiskach. Ten kipiący od chaotycznych fluktuacji ośrodek wytwarza siły grawitacyjne w taki sam sposób jak zwykła materia [37].

Można obliczyć energię tego złożonego stanu próżni. Rachunki są uciążliwe, bowiem pojawiają się nieskończoności, które trzeba wyeliminować, by otrzymać sensowny wynik. Całkowita energia próżni jest sumą wkładów pochodzących od wszystkich rodzajów cząstek w przyrodzie: elektronów, protonów, fotonów, bozonów W , gluonów, itd. Dla większości z nich stan próżni jest określony niedwuznacznie, natomiast dla cząstek skalarnych sprawa jest bardziej złożona. Wirtualne cząstki skalarne mogą mieć więcej niż jeden stan

próżni; odmienne stany próżniowe mają zupełnie różne energie: w jednym z typowych przypadków różnica energii między dwoma stanami próżniowymi wynosi 10^{25} kg m^{-3} . Jest ogólną zasadą fizyki, że każdy układ dąży do stanu o najniższej energii, i to samo odnosi się do próżni. Stany o wyższej energii są nietrwałe i szybko zachodzi przejście do stanu z minimum energii.

Jednym z efektów istnienia energii próżni jest to, że daje ona wkład do wartości Λ . Dynamiczne zachowanie się próżni jest nieodróżnialne od działania członu kosmologicznego w równaniach Einsteina. Oznacza to, że do zwykłej stałej Λ (zwanej czasem „gołą”) musimy dodać poprawki pochodzące od kwantowej próżni. Wielkość sumaryczna jest tym, co obserwujemy w przyrodzie. I tu napotykamy rzecz zdumiewającą. Kwantowe poprawki do Λ są zazwyczaj jakies *pięćdziesiąt rzędów wielkości większe* niż górna granica faktycznej wartości Λ wynikająca z obserwacji. Oznacza to zatem, że goła Λ i kwantowa Λ muszą być tak do siebie dopasowane, by się nawzajem znosiły z dokładnością co najmniej 10^{-50} . Musimy założyć, że skoro Λ jest mniejsza od 10^{-53} m^{-2} (obserwacyjna górna granica), to wkład pochodzący od kwantowej próżni, rzędu ok. 10^{-2} m^{-2} , ma znak przeciwny niż goła Λ , a co do modułu jest z nią zgodny z tą niesamowitą wprost dokładnością.

Wartość Λ_q kwantowej poprawki do Λ jest określona przez parametry mikrofizyczne, które wchodzi do rozważanej konkretnej teorii pola. Na przykład, cząstki skalarnie w teorii Weinberga-Salama oddziaływań elektrosłabych dają [48]

$$\Lambda_q = -\frac{\pi G m_\phi^2}{\sqrt{2} c^4 g_w} \sim -10^{-2} \text{ m}^{-2},$$

gdzie m_ϕ jest masą cząstek skalarnych. Tym niemniej

$$\Lambda_{\text{goła}} + \Lambda_q \lesssim 10^{-53} \text{ m}^{-2}.$$

Gdyby G lub g_w różniły się od swych faktycznych wartości zaledwie o jedną część na 10^{50} , to ścisła kompensacja z $\Lambda_{\text{goła}}$ nie zachodziłaby i struktura Wszechświata doznałaby drastycznej zmiany. W przypadku teorii GUT kompensacja jest jeszcze bardziej zdumiewająca, bowiem obie stałe muszą być zgodne z dokładnością $1:10^{100}$.

Co spowodowałaby stała Λ większa od 10^{-53} m^{-2} ? Przypomnijmy, że opisuje ona siłę przeciwstawną ciężeniu, rosnącą z odległością. A zatem istnienie członu kosmologicznego, jakkolwiek małego, we wszechświecie otwartym, który będzie się wiecznie rozszerzać, oznacza, że po odpowiednio długim czasie materia ulegnie takiemu rozrzedzeniu, że siła odpychania zdobędzie przewagę. Gdy się to stanie, wszechświat będzie się rozszerzać ze stale narastającą szybkością.

Człon kosmologiczny modyfikuje równ. (32) do postaci

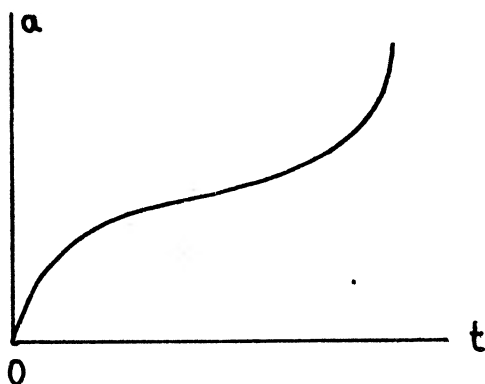
$$\frac{\dot{a}^2}{c^2 a^2} + \frac{k}{a^2} - \Lambda = \frac{8\pi G}{3c^4} \rho. \quad (43)$$

Oczywiście dla małych a stałą Λ można pominąć, tak jak to czyniliśmy przy rozważaniu wczesnego Wszechświata. Natomiast dla dużych a człon ten dominuje nad pozostałymi. Zaniedbując człony zawierające k i ρ , otrzymujemy rozwiązanie

$$a \propto \exp(c\Lambda^{1/2}t), \quad \Lambda > 0 \quad (44)$$

czyli Wszechświat nadyma się wykładniczo. Krzywe z rys. 5 nie stosują się wówczas dla dużych czasów. Zamiast ciągłego wyginania się w dół, wykres zakrzywi się znów do góry w rosnącym tempie (rys. 7). W przypadku $\Lambda < 0$ człon kosmologiczny opisuje siłę działającą zgodnie z siłą ciężenia, toteż wszechświat przejdzie do fazy kurczenia się w skali czasu rzędu $(c\Lambda^{1/2})^{-1}$.

To właśnie brak jakichkolwiek oznak wykładniczego narastania lub kurczenia się Wszechświata pozwala astronomom nałożyć ograniczenie na moduł Λ . Gdyby Λ była 10 razy większa, to już wtedy rozszerzanie się Kosmosu byłoby całkiem inne. A gdyby Λ



Rys. 7. W otwartym, wiecznie rozszerzającym się modelu kosmologicznym z dodatnią stałą Λ , człon kosmologiczny w końcu zdobędzie przewagę, powodując nieograniczony, wykładniczy wzrost wszystkich odległości.

była kilka rzędów wielkości większa, to rozszerzanie się miałyby charakter wybuchowy i należy wątpić, czy galaktyki mogłyby w ogóle powstać w obecności takiej rozrywającej siły. Dla Λ ujemnej zamiast wybuchu mielibyśmy gwałtowną zapaść Wszechświata. Jest rzeczą naprawdę niezwykłą, że tak dramatyczne skutki wynikałyby ze zmian w natężeniu oddziaływań grawitacyjnych lub też słabych, mniejszych niż $1:10^{40}$.

Wydawałoby się, że wzajemna kompensacja Λ_q z Λ_{gola} z tą niezwykłą dokładnością wskazuje na istnienie nowej fundamentalnej zasady fizyki, wymagającej, by Λ była dokładnie zerem — zgodnie z życzeniem Einsteina. Zamiast przypisywać małą wartość Λ przypadkowemu znoszeniu się dwu ogromnych, niezależnych wielkości, można by było uznać to za podstawowe prawo przyrody.

Niestety, sprawa nie jest tak prosta. Faktyczny stan kwantowy Wszechświata nie jest ściśle stanem próżni. Nawet przestrzeń między atomami wypełniona jest promieniowaniem termicznym. Musimy zatem zbadać wpływ skończonej temperatury na zachowanie się kwantowej próżni [49-51]. Okazuje się, że pojawia się poprawka do Λ zależna od temperatury. W miarę wzrostu temperatury różne kwantowe stany próżni zaczynają mieć zbliżoną energię. Powyżej pewnej temperatury krytycznej, równej 10^{15} K dla oddziaływań elektro-słabych, oba stany próżniowe zlewają się w jeden. Różnica pomiędzy energią próżni dla tej fazy wysokotemperaturowej i obecnej fazy niskotemperaturowej (3 K) jest kolosalna. Wynika stąd, że nawet jeżeli Λ jest tak dopasowana, że jest obecnie mniejsza od 10^{-53} m^{-2} , to w gorącym pierwotnym Wszechświecie była o wiele rzędów wielkości większa. Λ nie

może dokładnie zerować się we wszystkich epokach. Jednakże jeszcze raz szczęśliwy traf przychodzi nam z pomocą. Wzrostowi wartości Λ , w miarę gdy cofamy się do momentu Wielkiego Wybuchu, towarzyszy odpowiedni wzrost gęstości materii i oczywiście siły ciążenia materii przeważają nad kosmicznym odpychaniem we wczesnych epokach⁸. Analiza równ. (43) pokazuje, że gdy $a \rightarrow 0$, człon kosmologiczny staje się coraz mniej ważny w porównaniu z gęstością energii materii ($\rho \propto a^{-4}$), co jest własnością zachowującą się nawet wtedy, gdy Λ wzrasta dramatycznie z temperaturą dla $a \rightarrow 0$. To szczęśliwe ograniczenie skutków ogromnej pierwotnej wartości Λ jest tym bardziej godne uwagi, gdy uwzględnimy fakt, że wartość Λ zależy od wkładów pochodzących od różnych cząstek skalarnych, a skalary oddziaływań elektroslabych są tu tylko jednym z przykładów. Przyroda urządziła wszystko tak, że nie tylko całkowita suma tych wkładów do Λ znosi się z $\Lambda_{\text{goła}}$, ale że również zależność od temperatury tego zbioru różnych układów kwantowych jest taka, by efekty grawitacyjne narastającej pierwotnej Λ były mniejsze od efektów grawitacyjnych pierwotnej materii. Możemy powtórzyć, że gdyby którakolwiek z tych starannie zaprojektowanych „koincydencji przyrody” nie zachodziła, to nie byłoby komu wypowiadać się na ten temat.

4. Zasada antropiczna

4.1. Związek z człowiekiem

Katalog niezwykłych koincydencji fizycznych i pozornie przypadkowych współdziałań, które przedstawiliśmy w poprzednich dwu rozdziałach, nasuwa nieodparte wrażenie, że „coś w tym musi być”. Wydaje się, że działa jakieś ukryte prawo, które urządza Kosmos w sposób spójny. Jak bowiem inaczej wytłumaczyć, dlaczego energia kinetyczna ekspansji Wszechświata jest nie tylko dopasowana do jego energii grawitacyjnej w takim stopniu, by zapewnić mu czas życia co najmniej 10^{60} razy większy od długości cyklu naturalnego t_P , ale też dopasowanie to jest wszędzie takie samo, nawet w obszarach nie związanych przyczynowo? Cóż innego może wytłumaczyć niemal dokładne znoszenie Λ_q z $\Lambda_{\text{goła}}$ lub też zupełny brak obserwowalnej anizotropii?

Pomimo oczywistej potrzeby, aby wychodząc z podstaw fizyki odkryć zasadę kosmiczną, która by wyjaśniła te „cudowne” cechy jak też i inne zadziwiające koincydencje z dziedziny fizyki mikroskopowej, o których była mowa w rozdz. 2, niczego takiego nie zrobiono. Natomiast jedyne systematyczne usiłowanie naukowego wyjaśnienia tej pozornie zaplanowanej struktury świata fizycznego opiera się wcale nie na fizyce lecz na biologii. Ten system rozumowania odwołuje się do niezaprzeczalnego, aczkolwiek na pierwszy rzut oka mało istotnego faktu — że istniejemy.

Z reguły „obserwator” nie jest uwzględniany w rozważaniach fizycznych. Jesteśmy tu tylko w roli „pasażerów”. Niektórzy naukowcy zakwestionowali ten tradycyjny pogląd głosząc, że struktura świata fizycznego jest nieodłączna, w fundamentalnym sensie, od oglądających go mieszkańców. Twierdzą oni, że rzeczywiście istnieje prawo czy też za-

⁸ Chociaż niekoniecznie w epokach *najwcześniejszych*. Jeżeli „Scenariusz inflacyjny” jest prawdziwy, to w okresie przechłodzenia przed przejściem fazowym człon z Λ przejściowo dominuje, wywołując wykładniczy wzrost rozmiarów Wszechświata.

sada regulująca Wszechświat z nieprawdopodobną ścisłością. Nie jest to jednak zasada fizyczna lecz *antropiczna*.

Poprzednie rozdziały przekonać miały czytelnika, że struktura świata fizycznego silnie zależy od szeregu pozornie przypadkowych koincydencji liczbowych. Wiele podstawowych właściwości Wszechświata jest określonych przez wartości podstawowych stałych przyrody, takich jak G , α , m_p itd. i właściwości te uległyby drastycznym zmianom, gdyby stałe te miały choć trochę inne wartości. Jest oczywiste, że aby przyroda mogła utworzyć kosmos, który chociaż w części przypominałby nasz, odległe, pozornie nie związane działy fizyki muszą ze sobą zgodnie współpracować.

Nasuwa się więc pytanie, dlaczego z nieskończonego zbioru możliwych wartości, jakie przyroda mogła wybrać dla stałych podstawowych, oraz z nieskończonego zbioru warunków początkowych, które mogły charakteryzować pierwotny Wszechświat, wybrane zostały te wartości i warunki, które składają się na uformowanie bardzo szczególnych właściwości — tych, które obserwujemy. Jest bowiem jasne, że Wszechświat jest bardzo szczególny: niezwykle jednolity w wielkiej skali, ale nie aż tak bardzo jednolity, by nie mogły powstać galaktyki; o bardzo małej entropii na proton, a zatem dostatecznie chłodny, by mogły zachodzić reakcje chemiczne; niemal bez odpychania kosmicznego oraz z szybkością rozszerzania dopasowaną z niewiarygodną dokładnością do grawitacyjnych sił hamujących; z siłami oddziaływań tak dobranymi, by mogły istnieć jądra atomowe, a zarazem by kosmiczny wodór nie wypalił się natychmiast, i z wieloma innymi korzystnymi dla nas, pozornie przypadkowymi własnościami.

Wielu autorów jest pod silnym wrażeniem faktu, że nasze istnienie jako istot myślących jest bardzo uzależnione od struktury badanego przez nas świata fizycznego. Zwracają oni uwagę na to, że gdyby choć jedno ze ścisłych dopasowań, omówionych wcześniej, nie zachodziło, to wówczas życie — oczywiście takie jakie znamy — byłoby niemożliwe.

Carter [1] pisze: „Istnienie jakiegokolwiek organizmu opisywalnego jako obserwator będzie możliwe tylko dla pewnej szczególnej kombinacji tych parametrów”. Barrow [52] stawia sprawę nieco inaczej: „Nasze istnienie nakłada ostre reguły wyboru na typ wszechświata, jaki możemy spodziewać się zaobserwować”. W artykule zaczynającym się od pamiętnego stwierdzenia „Istniejemy”, Nanopoulos [40] przyjmuje ten sam pogląd w kwestii stosunku liczby fotonów do protonów: „Nasze istnienie stanowi silne ograniczenie na ten stosunek”.

Zdaniem Cartera, gdyby stałe podstawowe miały wyraźnie inne wartości, to nie zastanawialibyśmy się nad tym, gdyż nie byłoby nas. Natomiast Barrow i Nanopoulos zdają się mówić coś więcej: że nasze istnienie *ogranicza* strukturę Wszechświata, więcej jeszcze, „dobiera ją” — idea, którą Wheeler [10] ujął słowami: „Tu jest człowiek, jaki więc musi być Wszechświat?”.

4.2. Silna i słaba zasada antropiczna

W rozdz. 2 przedstawiliśmy rozumowania Dickego i Hoyle’a, w których obaj odwołują się do istnienia węgla jako podstawy życia, dla uzasadnienia pozornie zadziwiających koincydencji przyrody. Mimo że obaj posługują się tym samym argumentem, to status obu rozumowań jest całkowicie odmienny.

W przypadku wielkich liczb rozważanych przez Dickego, nasze istnienie jako organizmów opartych na węglu, *wyjaśnia* zgodne pojawienie się liczby 10^{40} w dwu pozornie niezależnych kontekstach. Spośród wszystkich możliwych epok, gatunek ludzki *wyróżnił* epokę, dla której musi być $t_{\text{teraz}} \sim t_*$, a zatem tę, w której spełnione są koincydencje wielkich liczb.

Z drugiej strony, spostrzeżenie Hoyle'a (w formie, w jakiej je przedstawiliśmy), że przypadkowe ułożenie rezonansów jądrowych jest akurat takie, że zezwala na syntezę dużych ilości życiodajnego węgla we wnętrzach gwiazd, *nie wyjaśnia* tego układu wartości energii jądrowych, lecz stanowi tylko stwierdzenie niezwykle szczęśliwego zbiegu okoliczności: gdyby energie były inne, to nie byłoby komu spierać się o nie. Spostrzeżenie to uzmysławia nam jak wyjątkowe spotkało nas szczęście, że istniejemy w świecie, którego struktura zależy bardzo silnie od wartości stałych przyrody.

W rozdz. 1 wspomnieliśmy, że Carter [1] rozróżnił dwie linie rozumowania formułując słabą i mocną wersję zasady antropicznej. Powtórzmy wersję słabą: „to co spodziewamy się zaobserwować musi spełniać warunki konieczne dla istnienia nas jako obserwatorów”. W skrócie, obserwator nakłada ograniczenia na obiekt obserwowany. Słaba wersja wydaje się nie stosować do spostrzeżenia Hoyle'a, bowiem o ile nasza obecność wyznacza epokę t_{teraz} , to na pewno nie wywiera wpływu na strukturę jąder atomowych.

Spostrzeżenie Hoyle'a można uzgodnić ze słabą zasadą antropiczną, jeżeli będziemy skłonni rozważyć możliwość, że stałe podstawowe, takie jak α i g_s , zmieniają się w przestrzeni lub czasie. Wówczas życie mogłoby powstać tylko w tych obszarach Wszechświata, w których przez przypadek rezonanse jądrowe ułożyły się w wymagany sposób. Hoyle rzeczywiście zasugerował możliwość takiej zmienności.

Podobne uwagi stosują się do odpychania kosmicznego omówionego w rozdz. 3.5. Fakt, że stała Λ jest bardzo mała dzięki cudowi, jakim jest nadzwyczajne dopasowanie A_q i $A_{\text{goła}}$, ma oczywiście pierwszorzędne znaczenie dla życia. Niewielkie odstępstwo od tego dopasowania dałoby wszechświat gwałtownie zapadający się lub eksplodujący, a w każdym przypadku wykluczający żywych obserwatorów. Na pierwszy rzut oka wydaje się to potwierdzać jedynie, jak wielkie mamy szczęście, że istniejemy. Jeżeli jednak A_q może się zmieniać, to tylko we względnie niewielkich obszarach przestrzeni i czasu będzie się ona znosić z $A_{\text{goła}}$. W tych to obszarach życie może powstawać, toteż nic dziwnego, że znajdujemy się w części czasoprzestrzeni, gdzie $\Lambda \simeq 0$. Ewentualny powód przestrzennej zależności A_q podali Davies i Unwin [53].

Ten pomysł można zastosować do wszystkich pozostałych, godnych uwagi koincydencji. Zmienność α i g_s wywołałaby zmienność ilości pierwotnego wodoru i helu; zmienność warunków początkowych w Wielkim Wybuchu dałaby obszary Wszechświata pełne galaktyk oraz obszary zawierające jedynie wielkie obłoki gazu lub czarne dziury. Obszary, które na początku zaczęły się rozszerzać z odpowiednią szybkością, ewoluują spokojnie przez czas na tyle długi, by życie mogło w nich powstać, natomiast inne, niezamieszkałe obszary zapadają się lub eksplodują, albo też szaleją w stanie chaosu — niejednorodnie i anizotropowe.

Słabością tych pomysłów jest brak jakichkolwiek dowodów zmienności w przestrzeni zarówno warunków początkowych jak i stałych podstawowych. Silne ograniczenia można nałożyć na wielkość zmian w czasie dla większości stałych przyrody wymienionych w tabl. 1,

zaś zmiany przestrzenne tych stałych ujawniłyby się we właściwościach dalekich galaktyk — tymczasem wszystkie galaktyki są wybitnie podobne do naszej. Dopiero zmiany w skali dużo większej od promienia Hubble'a uszłyby niezauważone.

Tabela 1. Stałe podstawowe i wielkości pochodne

Nazwa	Wartość liczbowa (układ SI)
ładunek protonu	$1,60 \cdot 10^{-19}$
stała Plancka	$6,63 \cdot 10^{-34}$
prędkość światła	$3,00 \cdot 10^8$
stała grawitacyjna Newtona	$6,67 \cdot 10^{-11}$
masa protonu	$1,67 \cdot 10^{-27}$
masa elektronu	$9,11 \cdot 10^{-31}$
stała oddziaływań słabych	$1,43 \cdot 10^{-62}$
stała oddziaływań silnych	15
stała Hubble'a	$2,00 \cdot 10^{-18}$
stała kosmologiczna	$< 10^{-58}$
stosunek liczby fotonów do protonów we Wszechświecie	10^9
stała Boltzmanna	$1,38 \cdot 10^{-23}$
długość Plancka $(G\hbar/c^3)^{1/2}$	$1,62 \cdot 10^{-35}$
czas Plancka $(G\hbar/c^5)^{1/2}$	$5,39 \cdot 10^{-44}$
masa Plancka $(\hbar c/G)^{1/2}$	$2,18 \cdot 10^{-8}$
długość fali Comptona dla protonu $h/m_p c$	$1,32 \cdot 10^{-15}$
czas Comptona dla protonu $h/m_p c^2$	$4,41 \cdot 10^{-24}$
czas Hubble'a H^{-1}	$5,00 \cdot 10^{17}$
promień Hubble'a cH^{-1}	$1,50 \cdot 10^{26}$
promień Bohra $\hbar^2/m_e e^2$	$5,29 \cdot 10^{-11}$
stała promieniowania $\pi^2 k^4/15 c^3 \hbar^3$	$7,56 \cdot 10^{-16}$
elektromagnetyczna stała struktury subtelnej $e^2/\hbar c$	$7,30 \cdot 10^{-3}$
stała struktury subtelnej dla oddziaływań słabych $g_w m_e^2 c/\hbar^3$	$2,60 \cdot 10^{-12}$
grawitacyjna stała struktury subtelnej $Gm_p^2/\hbar c$	$5,88 \cdot 10^{-59}$

Dla licznych i niezwykłych koincydencji, których słaba zasada antropiczna nie wyjaśnia, zaproponowano odmienny system argumentów. Odwołuje się on do silnej zasady antropicznej, następująco zdefiniowanej przez Cartera [1]: „Wszechświat musi być taki, by dopuszczać powstanie w nim obserwatorów na pewnym etapie jego ewolucji”.

Jest jasne, że silna zasada antropiczna jest oparta na zupełnie odmiennej podstawie filozoficznej niż słaba zasada. Rzeczywiście, jest ona radykalnym odstępstwem od tradycyjnych zasad wyjaśniania naukowego. W swej istocie twierdzi ona, że Wszechświat został przykrojony tak, by nadawał się do zamieszkania, oraz że zarówno prawa fizyki jak i warunki początkowe uszłyby ustawiają się w sposób gwarantujący organizmom żywym ich powstanie. Pod tym względem silna zasada jest zbliżona do tradycyjnego religijnego objaśniania świata: Bóg uczynił świat mieszkaniem dla człowieka.

Poparcie dla silnej zasady znajdujemy w filozofii pozytywistycznej: utrzymuje ona, że tylko to, co jest postrzegane, jest naprawdę rzeczywiste. Przyjmując to stanowisko można twierdzić, że wszechświat nie dopuszczający w nim obserwatorów jest bez sensu.

Jedynym *prawdziwie rzeczywistym* światem jest ten, który jest postrzegany, toteż ten wszechświat jest zmuszony dostosować swe własności do warunków potrzebnych dla istnienia istot myślących, niezależnie od tego, jak bardzo nieprawdopodobne byłyby te warunki.

Wheeler [10] rozpatrywał obiekt nazwany przezeń „naszym uczestniczącym wszechświatem” (*our participatory universe*), w którym samo istnienie obserwatora w pewnym momencie historii świata jest faktycznie bezpośrednim powodem narodzin tego szczególnego typu wszechświata. Na przykład, zastanawiając się dlaczego Wszechświat jest tak wielki, pisze: „Cóż wart jest wszechświat bez świadomości, że on istnieje?”. Zwraca on uwagę na to, że gdyby odległość do horyzontu Hubble’a była mniejsza od 10^9 lat świetlnych, to Wszechświat zapadłby się w czasie krótszym niż t_* , wykluczając przez to powstanie życia. Wheeler konkluduje, że Wszechświat jest tak wielki ($\gtrsim 10^9$ lat świetlnych), „bo wiem tylko wtedy człowiek może tu być!”.

Barrow [52] potwierdza zasadę, według której nasze istnienie jest w pewnym sensie powodem bardzo specyficznej struktury Wszechświata, gdy pisze: „Liczne obserwacje świata fizycznego, chociaż zdumiewające *a priori*, jawią nam się w tym świetle jako *nieuniknione konsekwencje* naszego istnienia” (podkreślenia moje).

Z czysto fizycznego punktu widzenia wydaje się tajemnicze, mówiąc najłagodniej, że istnienie istot myślących może naprawdę być przyczyną tych słynnych koincydencji. Oczywiście jakikolwiek bezpośredni związek przyczynowy jest tu niemożliwy. Specjalne warunki fizyczne mogą wytworzyć człowieka, ale trudno uwierzyć, by człowiek mógł ustalać charakter swego środowiska fizycznego.

Istnieje jednak dziedzina fizyki, w której obserwator gra ważną rolę: teoria kwantów. Proces pomiaru w mechanice kwantowej, tak długo dręczony przez paradoksy, zdaje się wymagać udziału świadomego obserwatora na poziomie podstawowym [54]. Wprawdzie o obserwatorze zjawisk kwantowych nie można powiedzieć, że naprawdę stwarza swój własny świat w konwencjonalnym znaczeniu słowa „stwarzać”, to jednak teoria pomiaru kwantowego otwiera możliwość przekonywającego fizycznego — w przeciwieństwie do filozoficznego — uzasadnienia silnej zasady antropicznej.

4.3. Teoria wielu światów

Użycie słów „koincydencja”, „niezwykły” czy „godny uwagi” przy rozważaniu różnych szczególnych związków opisanych w tym artykule niesie ze sobą pojęcie *prawdopodobieństwa*. Jednakże pojęcie to ma sens tylko wtedy, gdy znamy zbiór możliwości, z którego wybrany został konkretny przypadek.

Gdy gracz w golfa uderza na ślepo i w pierwszym strzale trafia w dołek, powinien uznać, że ma duże szczęście, bowiem wynik ten jest *a priori* wielce nieprawdopodobny. Małe prawdopodobieństwo wynika stąd, że jest bardzo wiele miejsc na polu golfowym, a tylko jeden dołek, i że piłka uderzona na ślepo ma równe prawdopodobieństwo ułokować się gdziekolwiek. Z prostej statystyki wynika, że szansa trafienia w dołek jest mała. Możemy powiedzieć to inaczej: z ogromnej liczby przypadkowych prób tylko bardzo drobny ułamek trafi do dołka.

Można rozważyć olbrzymi zbiór możliwych światów — zespół wszechświatów — w któ-

rym własności świata zmieniają się w sposób ciągły, tak że dla każdej żądanej wartości każdej ze stałych przyrody i dla każdego zestawu warunków początkowych istnieje w zespole wszechświat realizujący te wartości stałych i te warunki początkowe. Sławetne koincydencje uzyskują wówczas bardziej konkretny status. Wyobraźmy sobie Stwórcę, który za pomocą igły wybiera na ślepo jeden wszechświat z tego zespołu. Szansa, że wybierze On w ten sposób świat dopuszczający istnienie życia jakie znamy, jest niezmiernie mała.

Trudno określić liczbą prawdopodobieństwo wybrania tą metodą naszego świata, bowiem chociaż potrafimy zmierzyć względne prawdopodobieństwa wyrzucenia monetą orła czy reszki, to nie wiemy, jak mierzyć prawdopodobieństwa różnych wszechświatów. Tym niemniej wprowadzając pojęcie zespołu światów możemy stwierdzić fakt, że nasz świat jest rzeczywiście skrajnie mało prawdopodobny *a priori* i że mamy niezmiernie wielkie szczęście, że istniejemy, mimo że nie potrafimy liczbowo określić, jak wielkie jest to szczęście.

Wielu ludzi mających przekonania religijne wyprowadzi stąd niewątpliwie wniosek, że Stwórca nie kłuł swą igłą *na ślepo*, lecz że celował nią z ogromną precyzją w stanowczym zamiarze wybrania *Wszechświata nadającego się do zamieszkania*.

Z kolei ci, którzy wolą język i perspektywę nauki, mogą odwołać się do teorii kwantów z jej inherentną strukturą probabilistyczną. W zasadzie mechanika kwantowa powinna dawać określoną miarę probabilistyczną dla różnych warunków początkowych dla Wszechświata, toteż powinniśmy umieć obliczyć np., jak prawdopodobny jest obecny niski poziom anizotropii dla danego kwantowego stanu Wszechświata.

Niestety, pojęcie kwantowego stanu całego wszechświata jest beznadziejnie niejasne i dwuznaczne w konwencjonalnej (tzn. kopenhaskiej) interpretacji teorii kwantów. Podstawowym problemem jest to, że stan kwantowy może być superpozycją szeregu różnych możliwych światów. W wyniku pomiaru jeden szczególny świat — ten nasz — zostaje wybrany, pozornie w sposób przypadkowy. Można obliczyć prawdopodobieństwo otrzymania w wyniku pomiaru danego świata, lecz na ogół każdy świat należący do danej superpozycji może być wynikiem pomiaru.

Musimy tu jednak zbadać dokładniej akt pomiaru. Pomiar na jakimś układzie wymaga przyrządu pomiarowego nie będącego częścią tegoż układu. Akt pomiaru polega na chwilowym połączeniu przyrządu z badanym układem i umożliwieniu układowi wywołania obserwowalnej zmiany w przyrządzie. Gdy układem jest cały Wszechświat, pojęcie zewnętrznego przyrządu pomiarowego traci sens. Wszechświat jest *wszystkim co istnieje*. Z drugiej strony, jeżeli nie istnieje nic, co mogłoby mierzyć stan Wszechświata, to w takim razie w jaki sposób Wszechświat może dokonać przejścia od jakiejś superpozycji wielu możliwych światów do jednego, konkretnego, *naszego* świata?

Ta pojęciowa trudność tkwiła przez kilka dziesięcioleci u samych podstaw teorii kwantów; udało się przedstawić tylko jedno spójne rozwiązanie. Zasadniczą ideą jest uznanie *równoczesne realności wszystkich możliwych różnych wszechświatów*. Zaproponowana przez Everetta w 1957 r. [55, 56] tzw. wieloświatowa interpretacja mechaniki kwantowej stanowi naturalną bazę dla silnej zasady antropicznej.

Przed omówieniem związku tej interpretacji z koncepcjami antropicznymi warto przedstawić dla ilustracji prosty eksperyment rozproszeniowy. Niech elektron zostanie wystrzelony wprost na proton. Kwantowa fala związana z elektronem rozprasa się na proto-

nie i rozchodzi na zewnątrz niczym fale dźwiękowe odbijające się we wszystkich kierunkach od bryły sztywnej. Fala ta określa prawdopodobieństwo znalezienia elektronu w danym miejscu: tam gdzie amplituda fali jest największa, tam jest największa szansa znalezienia elektronu.

Fala rozprasza się na lewo i na prawo. Ale jest tylko jeden elektron, a ponieważ nie może on rozpaść się na kawałki, musi ulec rozproszeniu *albo* w lewo, *albo* w prawo, z pewnymi prawdopodobieństwami. Pomiar ujawni, gdzie elektron poleciał, ale po pomiarze przestrzenny rozkład fali musi ulec natychmiastowej zmianie, bowiem jeżeli znaleziono go po stronie prawej, to już nie ma żadnej możliwości, by znajdował się po stronie lewej. Biegająca w lewo fala musi zatem momentalnie zniknąć.

Ten nagły zanik fali jest istotą paradoksu pomiaru kwantowego, bowiem jeżeli przyrząd pomiarowy także jest opisany falą (a musi tak być, jeżeli podlega on teorii kwantów), to nawet jeżeli fala elektronu zanika, to fala związana z przyrządem rozchodzi się nadal, chyba że sam przyrząd jest z kolei mierzony przez inny przyrząd, itd. Gdy opis kwantowy obejmuje cały Kosmos, nie pozostaje nic, co mogłoby wywołać zanik jego fali.

W standardowej interpretacji mechaniki kwantowej nie podejmuje się żadnych prób rozwiązywania problemów kosmologicznych. Pomiar położenia elektronu jest rozumiany jako rzutowanie stanu świata na stan z elektronem poruszającym się w lewo lub w prawo. Stan przyrządu pozostaje nieustalony.

W przeciwieństwie do tego, interpretacja Everetta zakłada, że w wyniku pomiaru Wszechświat rozdziela się na dwa, z których jeden zawiera elektron biegnący w prawo, a drugi — elektron biegnący w lewo. Oba światy są równie realne, oba współistnieją, ale nie oddziałują ze sobą, przynajmniej na poziomie makroskopowym. Obserwator również rozszczepia się na dwu, po jednym w każdym świecie.

Musimy przyjąć, że każdy atom w każdej galaktyce bezustannie uczestniczy w tego rodzaju zjawiskach rozproszeniowych, wskutek czego świat w sposób ciągły rozszczepia się na kolosalną liczbę niemal identycznych swoich kopii. Wszechświat można obrazowo porównać do drzewa, które stale się rozgałęzia. Sąsiednie gałęzie różnią się między sobą nieznacznie — może tylko stanami paru atomów. Natomiast w całym nieskończonym zbiorze równoległe istniejących światów istnieć będą egzemplarze reprezentujące wszystkie możliwe fizycznie wszechświaty.

Ten generowany przez efekty kwantowe zespół światów zapewne zawiera wszystkie możliwe warunki początkowe dla materii i jej ruchów. Możemy bez trudu rozszerzyć tę ideę i założyć, że w tym zespole realizowane są również wszystkie możliwe wartości stałych przyrody (aczkolwiek to nie wchodziło w skład pierwotnej teorii). W ten sposób nadajemy realność temu, co poprzednio było czysto pojęciowym sposobem określania nieprawdopodobieństwa naszego Wszechświata. Według interpretacji Everetta nasz bardzo szczególny Kosmos jest tylko jednym przykładem z bezgranicznie wielkiej różnorodności realnie istniejących wszechświatów.

Gdy przyjmiemy everettowską interpretację teorii kwantów, to silna zasada antropiczna przestaje być potrzebna. Słaba zasada wystarcza wówczas całkowicie do wyjaśnienia wszystkich omawianych koincydencji, bowiem w zespole różnych współistniejących wszechświatów zawsze znajdują się takie (choćby stosunkowo nieliczne), w których wartości stałych przyrody i warunki początkowe są właśnie takie jakich potrzeba. Tylko w nich życie

może powstać i rozwinąć się. Tylko te światy, w których zachodzą koincydencje przyrody, są obserwowane. Nic zatem dziwnego, że widzimy świat obdarzony wieloma bardzo specyficznymi właściwościami, bowiem to my samym naszym istnieniem wybraliśmy go z zespołu, podobnie jak wybraliśmy powierzchnię planety spośród wielu różnych mniej nadających się do zamieszkania lokalizacji w Kosmosie.

Zgodnie z tym poglądem, bardzo specyficznych cech naszego świata nie należy uważać za niezwykle i zadziwiające, lecz za konieczne i nieuniknione. Ich pozorne małe prawdopodobieństwo jest po prostu odbiciem faktu, że nie są one reprezentatywne dla zespołu. Ogromna większość światów nie ma warunków dopuszczających życie. Tylko te nieliczne, które je mają, są obserwowane.

Teoria Everetta nie jest jedynym możliwym sposobem nadania realności koncepcji zespołu światów. Wheeler [57] rozpatrzył ideę ciągłego zespołu światów w kontekście modelu kosmologicznego, w którym wszechświat rozszerza się poczynając od pierwotnej osobliwości aż do maksymalnej objętości, a następnie kurczy z powrotem do całkowitej zagłady w końcowej osobliwości czasoprzestrzeni. Jeżeli osobliwość potraktować poważnie, to stanowi ona całkowite załamanie się wszystkich znanych dotychczas praw fizyki. Wheeler korzysta z tego i przypuszcza, że pewien typ wszechświata może przeżyć wejście w osobliwość, ale doznaje w niej „metamorfozy” i ostatecznie wyłania się z niej z nowymi wartościami stałych przyrody, nowymi warunkami początkowymi i być może nawet nowymi prawami fizyki.

Taki wszechświat kurczy się aż do osobliwości, doznaje przemiany i ponownie zrodzony, w nowej formie wchodzi w nowy cykl rozszerzania i kurczenia, itd., *ad infinitum*. W każdym cyklu struktura świata jest inna. Jeżeli metamorfoza zachodzi w sposób przypadkowy, to po wielu cyklach pojawią się liczby i struktury, które szczęśliwym acz ślepym trafem ułożą się w pożądane koincydencje. W takich cyklach rozwinię się życie i pojawią kosmologowie piszący artykuły o cudownej wprost łaskawości przyrody dla istot żywych.

Koncepcja zespołu światów może być poddana krytyce na gruncie zarówno filozofii jak i fizyki. Pogląd, że przyroda pozwala sobie na tak niezmiernie rozrzutne kopiowanie światów, wydaje się niezbyt atrakcyjny. Czy naprawdę możemy uwierzyć w nieskończone ilości wszechświatów, stworzonych lecz nigdy nie obserwowanych, nie służących niczemu innemu niż zapewnieniu, że gdzieś w rozległym zbiorze tak roztrwonionych światów znajdują się sporadycznie te, które ktoś może oglądać? Próba wyjaśnienia tajemniczych koincydencji przyrody przez odwołanie się do nieskończonej liczby bezużytecznych poza tym wszechświatów wydaje się obciążona skrajnie wielkim balastem. Z drugiej strony trzeba przyznać, że rozwiązania alternatywne — wszechświat umyślnie stworzony dla zamieszkania, czy też wszechświat, którego specyficzna struktura jest po prostu wynikiem cudownego przypadku — są również bardzo podatne na krytykę filozoficzną.

Zasada antropiczna oparta na zespole stochastycznie zebranych światów była również krytykowana w ramach fizyki i matematyki. Historia problemu sięga starych idei Ludwiga Boltzmana, że obecny wysoki stopień uporządkowania materii w Kosmosie jest wynikiem niezmiernie rzadkiej fluktuacji statystycznej, która zaszła w dużo bardziej termodynamicznie prawdopodobnym, bezkształtnym jednolitym ośrodku, a jedynym powodem tego, że jesteśmy świadkami tak rzadkiego wydarzenia, jest to, że samo nasze istnienie jest możliwe tylko w warunkach realizowanych przez tę ogromną fluktuację.

Widzimy, że idea Boltzmana jest najwcześniejszym sformułowaniem słabej zasady antropicznej.

Fluktuacja, o której mówił Boltzmann, jest kosmicznych rozmiarów wersją fluktuacji wywołujących ruchy Browna drobnych ziarenek zawieszonych w cieczy. Z beładnych ruchów chaotycznego ośrodka, po niewyobrażalnie długim czasie wyniknie, przez czysty przypadek, porządek — niczym sonata Beethovena, zagrana przypadkowo przez szympana bezustannie brzdąkającego na pianinie. Prostszy przykład dotyczy pojemnika z gazem: jeżeli poczekać dostatecznie długo, to przez przypadek wszystkie cząsteczki gazu polecą w jeden kąt pojemnika. Trzeba na to czekać niezmiernie długo, ale w nieskończonym czasie wszystko może się zdarzyć.

Istotną cechą porządku powstającego spontanicznie przez przypadkowe fluktuacje z chaosu jest to, że dużo bardziej prawdopodobne jest powstanie porządku w małej skali niż w dużej. Szympan ma bez porównania większą szansę zagrania pierwszych dwu taktów jakiejś prostej melodyjki niż odtworzenia całej sonaty. Z tego samego powodu fluktuacja wytwarzająca, powiedzmy, jedną galaktykę, jest daleko bardziej prawdopodobna od fluktuacji dającej ich miliardy. A przy tym jedna galaktyka na pewno wystarcza do pojawienia się myślących istot. Dlaczegoż więc wciąż widzimy porządek, im dalej sięgamy wzrokiem w przestrzeń kosmiczną?

Ten sam zarzut można skierować przeciwko zasadzie antropicznej opartej na idei zespołu światów. W zespole tym będzie dużo więcej światów, w których odpowiedni dobór stałych przyrody i warunków początkowych doprowadzi do powstania jednej galaktyki, niż światów gęsto zaludnionych galaktykami. Wskutek tego typowy obserwator w większości przypadków stwierdzi, że żyje w świecie zawierającym tylko jedną galaktykę. W tym też sensie pospolitość galaktyk w naszym Wszechświecie stanowi wielką zagadkę.

Problem ten, rozważany przez Penrose'a [58] przy krytykowaniu zasady antropicznej, pomija wszelkie sprzężenia, które mogą istnieć między strukturą lokalną i globalną. Istnieć bowiem może więź pomiędzy powstawaniem galaktyk a wielkoskalowym rozmieszczeniem materii w Kosmosie. Więzy takiego rodzaju dostarcza tzw. zasada Macha, która przypisuje bezwładność materii istnieniu pewnych oddziaływań z odległymi galaktykami. Dicke i Peebles [35] komentując pogląd, że Wszechświat wydaje się „przesadnie rozbudowany” dla tak skromnego celu, jakim jest wykształcenie życia rozumnego na Ziemi, przypuszczają, że Kosmos o jednej galaktyce mógłby być wykluczony przez zasadę Macha.

Używając hipotezy zespołu światów wraz z silną zasadą antropiczną, można podać przekonujące argumenty określające wartości niemal wszystkich podstawowych parametrów, które z grubsza wyznaczają strukturę świata fizycznego. Niewykluczone także, że głębsza analiza pozwoli zdeterminować inne jeszcze cechy, takie jak liczbę wymiarów przestrzeni i czasu, liczbę rodzajów kwarków i leptonów, czy liczbę podstawowych sił przyrody.

Oczywiście tego rodzaju rozumowania nie są żadnym substytutem poprawnej teorii fizycznej. Zupełnie nie wiadomo, jak zasada antropiczna może dawać sprawdzalne przewidywania, skoro każda teoria fizyczna, która jest niezgodna z naszym istnieniem, jest z góry jawnie nieprawdziwa. Ponadto, z braku jakiegokolwiek wiedzy o życiu pozaziemskim, dysponujemy tylko dość ogólnikowymi wiadomościami o fizykalnych uwarunkowaniach istnienia organizmów. Niewykluczone zatem, że życie może powstać w znacznie szerszej klasie środowisk niż to założyliśmy.

Równie dobrze może okazać się, że dalszy rozwój nauki wyjaśni niektóre z koincydencji przyrody za pomocą fizyki, a nie biologii. Na przykład, stosunek natężeń podstawowych sił przyrody powinien wynikać z usilnie poszukiwanej jednolitej teorii wszystkich oddziaływań, uwzględniającej też grawitację. W tej teorii tajemnicza liczba 10^{40} zostanie uzyskana z zasad pierwszych. Podobne powody, sformułowane np. w modelach inflacyjnych, mogą być przyczyną jednorodności i izotropowości Wszechświata.

Ewentualny sukces fizyki w wyjaśnieniu pozornie przypadkowej struktury świata pozabawi zasadę antropiczną wszelkiej mocy wyjaśniającej. Lecz nawet wówczas będzie rzeczą wybitnie godną uwagi, że podstawowe prawa fizyki tworzą system niezwykle przychylny istotom żywym. Niezależnie od tego, czy prawa przyrody narzucają istnienie koincydencji czy też nie, sam fakt, że związki te są konieczne dla naszej egzystencji, jest niewątpliwie jednym z najbardziej fascynujących odkryć współczesnej nauki.

Tłumaczył

Leszek M. Sokołowski

Obserwatorium Astronomiczne UJ
Kraków

Literatura

- [1] B. Carter, w: *Confrontation of Cosmological Theories with Observation*, red. M. S. Longair, Reidel 1974
- [2] P. C. W. Davies, *The Accidental Universe*, Cambridge University Press 1982.
- [3] J. D. Barrow, B. J. Tipler, *The Anthropic Principle*, Oxford University Press 1982.
- [4] J. Leslie, *Am. Philos. Q.* (w druku).
- [5] B. J. Carr, M. J. Rees, *Nature* **278**, 605 (1979).
- [6] A. S. Eddington, *Proc. Cam. Phil. Soc.* **27**, 15 (1931).
- [7] P. A. M. Dirac, *Nature* **139**, 323 (1937).
- [8] P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc.* **165A**, 199 (1938).
- [9] P. S. Wesson, *Gravity, Particles and Astrophysics*, Reidel 1980.
- [10] C. W. Misner, K. S. Thorne, J. A. Wheeler, *Gravitation*, Freeman 1973.
- [11] R. H. Dicke, *Nature* **192**, 440 (1961).
- [12] D. W. Sciama, *Modern Cosmology*, Cambridge University Press, Cambridge 1971; (przekład polski: *Kosmologia współczesna*, PWN 1975).
- [13] S. Weinberg, *Gravitation and Cosmology*, Wiley 1972.
- [14] D. Clayton, *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, Mc Graw-Hill 1968.
- [15] L. Motz, *Astrophysics and Stellar Structure*, Ginn 1970.
- [16] R. Taylor, w: *The State of the Universe*, red. G. T. Bath, Oxford University Press 1980.
- [17] G. Feinberg, S. Shapiro, *Life Beyond Earth*, William Morrow 1980.
- [18] F. Dyson, *Rev. Mod. Phys.* **51**, 447 (1979); przekład polski; *Postępy Fizyki* **34**, 263 (1983).
- [19] P. C. W. Davies, *The Runaway Universe*, Dent 1978.
- [20] F. Hoyle, *Astrophys. J. Supplement* **1**, 121 (1954).
- [21] F. Hoyle, preprint, University of Cardiff 1981.
- [22] F. Dyson, *Sci. Am.* **225**, 25 (1971).
- [23] P. C. W. Davies, *J. Phys.* **A5**, 1296 (1972).
- [24] P. Jordan, *Schwerkraft und Weltall*, Vieweg und Sohn 1955.
- [25] M. J. Rees, w: *The State of the Universe*, red. G. T. Bath, Oxford University Press 1980.
- [26] J. Silk, *Nature* **265**, 710 (1977).

Dyfraktometr rentgenowski **DRON-3M**

przeznaczony do prowadzenia w szerokim zakresie rentgenowskich badań strukturalnych różnorodnych materiałów krystalicznych

W DZIEDZINIE

fizyki ciała stałego, chemii, krystalografii, metaloznawstwa oraz innych gałęziach nauki i przemysłu.

Specjalistyczna maszyna cyfrowa wbudowana w urządzenie realizuje:

- programowane sterowanie pracą dyfraktometru,
- wstępne przetwarzanie wyników

PRZEWIDZIANA AUTOMATYCZNA DIAGNOSTYKA PRACY DYFRAKTOMETRU



Eksporter: V/O

Техснабэкспорт
USSR MOSCOW

ZSRR, 121200, Moskwa
Smolenskaja-Siennaja pl. 32/34
Telefon: 244-32-85
Teleks: 411328 TSE SU

- [27] A. D. Dolgov, Y. B. Zeldovich, *Rev. Mod. Phys.* **53**, 1 (1981).
- [28] H. Georgi, S. L. Glashow, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 389 (1974).
- [29] H. Bondi, *Cosmology*, Cambridge University Press 1961; przekład polski; *Kosmologia*, PWN 1965.
- [30] M. V. Berry, *Principles of Cosmology and Gravitation*, Cambridge University Press 1976.
- [31] P. C. W. Davies, *Space and Time in the Modern Universe*, Cambridge University Press 1977.
- [32] W. Rindler, *Essential Relativity*, Springer Verlag 1977.
- [33] A. H. Guth, *Phys. Rev.* **D23**, 347 (1981).
- [34] D. W. Sciama, *The Unity of the Universe*, Anchor 1961.
- [35] R. H. Dicke, P. J. E. Peebles, w: *General Relativity, an Einstein Centenary Survey*, red. S. Hawking i W. Israel, Cambridge University Press 1979.
- [36] A. D. Linde, Lebedev Physical Institute preprint no. 229, 1981.
- [37] N. D. Birrell, P. C. W. Davies, *Quantum Fields in Curved Space*, Cambridge University Press 1982.
- [38] C. W. Misner, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 1071 (1969).
- [39] J. D. Barrow, R. Matzner, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* **181**, 719 (1977).
- [40] D. V. Nanopoulos, *Phys. Lett.* **91B**, 67 (1980).
- [41] M. J. Rees, *Nature* **275**, 35 (1978).
- [42] H. Alfvén, O. Klein, *Ark. Fys.* **23**, 187 (1962).
- [43] R. Omnès, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 38 (1969).
- [44] G. Steigman, w: *General Relativity and Cosmology*, red. R. K. Sachs, Academic Press 1971.
- [45] M. Yoshimura, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 381 (1978).
- [46] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 850 (1979).
- [47] A. Einstein, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin*, 142 (1917).
- [48] V. Canuto, J. F. Lee, *Phys. Lett.* **72B**, 281 (1977).
- [49] D. A. Kirzhnits, A. D. Linde, *Zh. Eksp. Theor. Fiz.* **67**, 1263 (1974).
- [50] A. D. Linde, *Rep. Prog. Phys.* **42**, 389 (1979).
- [51] R. Critchley, P. C. W. Davies, G. Kennedy, *Phys. Lett.* **112B**, 331 (1982).
- [52] J. D. Barrow, *Q. J. R. Astr. Soc.* **22**, 388 (1981).
- [53] P. C. W. Davies, S. D. Unwin, *Proc. Roy. Soc.* **A377**, 147 (1981).
- [54] P. C. W. Davies, *Other Worlds*, Dent 1980.
- [55] H. Everett, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 454 (1957).
- [56] B. S. De Witt, N. Graham, *The Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics*, Princeton University Press 1973.
- [57] J. A. Wheeler, w: *Some Strangeness in the Proportion*, red. H. Woolf, Addison-Wesley 1980.
- [58] R. Penrose, w: *General Relativity, an Einstein Centenary Survey*, red. S. Hawking i W. Israel, Cambridge University Press 1979.

NOWOŚCI NAUKOWE

*Wojciech Dębski*Zakład Fizyki Teoretycznej PAN
Warszawa*Jan Mostowski*Instytut Fizyki PAN
Warszawa**Słabe oddziaływania w fizyce atomowej****Weak Interactions in Atomic Physics**

Abstract: Present status of experiments and theory of the role of weak interactions in atomic physics is reviewed.

1. Wstęp

Od czasu swojego powstania elektrodynamika kwantowa pozwoliła opisać większość procesów atomowych. Fenomenalna zgodność przewidywań teoretycznych z wynikami eksperymentów świadczy o tym, że większość procesów atomowych jest natury elektromagnetycznej. Pojawia się jednak pytanie, czy nie można w zjawiskach atomowych obserwować efektów pochodzących od innych oddziaływań. Jedynym kandydatem są oddziaływania słabe, a możliwość ich wykrycia jest związana z naruszeniem przez nie symetrii lewe — prawe, czyli symetrii P . Wiadomo, że symetria ta jest zachowana przez oddziaływania elektromagnetyczne. Jeżeli stwierdzimy więc, że w pewnym procesie atomowym parzystość nie jest zachowana, to tym samym stwierdzimy obecność słabych oddziaływań, a dokładniej obecność słabego prądu neutralnego.

Doniosłość tego faktu trudno przecenić. Stworzył on możliwość testowania słabych oddziaływań w zakresie bardzo małych energii, a więc w zakresie komplementarnym do typowych, wysokoenergetycznych, eksperymentów. Wyniki przeprowadzonych doświadczeń atomowych pozwoliły np. wykluczyć istnienie lekkiego bozonu pośredniczącego U , o masie nie większej od 100 MeV, przenoszącego słabe oddziaływania [2].

Obecnie cały wysiłek teoretyczny i doświadczalny skierowany jest na poprawienie dokładności rachunków atomowych oraz dokładności niezwykle trudnych eksperymentów. Wyniki ostatnio przeprowadzonych doświadczeń potwierdzają istnienie efektu niezacho-

wania parzystości o wielkości przepowiadanej przez tzw. model standardowy, a błędy nie przekraczają 20%. Osiągnięcie dokładności rzędu 7% pozwoli wyznaczyć masę bozonu Z z dokładnością porównywalną z dokładnością doświadczeń przeprowadzonych w CERN-ie. Uzyskanie dokładności rzędu 1-2% pozwoli zbadać słabe poprawki radiacyjne.

Pierwsze wnioski i przypuszczenia dotyczące niezachowania parzystości w zjawiskach atomowych zostały sformułowane w 1959 r. przez Zeldowicza [1]. Zauważył on, że jeżeli istniałby prąd neutralny, to parzystość byłaby niezachowana w przejściach atomowych. Słabe oddziaływanie elektronów z jądrem atomowym powinno mieszać elektronowe funkcje falowe o różnych parzystościach i prowadzić do niezerowej skrętności emitowanych fotonów. W 1965 r. Michel [3] analizował możliwość przeprowadzenia eksperymentów z wzbudzonymi atomami wodoru. Wykonanie odpowiednich doświadczeń było jednak niebywale trudne. W 1970 r. Poppe i Bradley [4] wykonali jeden z pierwszych eksperymentów mających na celu wykrycie niezachowania parzystości i podali górne ograniczenie na wielkość spodziewanego efektu. Eksperymenty te były jednak zbyt mało dokładne, aby pozwolić na zaobserwowanie niezachowania parzystości.

Choć zainteresowanie niezachowaniem parzystości w procesach atomowych było wywołane przede wszystkim sformułowaniem zunifikowanego modelu elektroślabych oddziaływań, to największe ożywienie działalności na tym polu przypadło na lata po 1974. Wywołane to było pracami małżeństwa Bouchiat [5-7] (w których pokazano, że efekt niezachowania parzystości (PNC) wzrasta Z razy, gdzie Z — liczba atomowa), a także odkryciem słabego prądu neutralnego w zderzeniach neutrin [8, 9]. Obecnie, po dziesięciu latach dużych wysiłków, wyniki eksperymentów z ciężkimi atomami potwierdzają istnienie efektu PNC na poziomie przewidywanym przez model standardowy Weinberga-Salama [10, 11]. W najbliższych latach spodziewane są wyniki przygotowywanych i prowadzonych obecnie eksperymentów z atomami wodoru [12]. Są one szczególnie ważne ze względu na możliwość bezpośredniego porównania wyników eksperymentu z teorią.

2. Słabe oddziaływania w atomach

Słabe, niezachowujące parzystości oddziaływanie nukleonów z elektronami lub elektronów z elektronami jest indukowane przez wymianę bozonu Z pomiędzy oddziałującymi cząstkami [6]. Ze względu na dużą masę Z (90 GeV) oddziaływanie to jest punktowe w skali atomowej. Ponadto w rachunkach atomowych wygodnie jest posługiwać się opisem nierelatywistycznym, mimo że przybliżenie takie jest mało dokładne dla ciężkich atomów. Przybliżenie nierelatywistyczne jest jednak użyteczne do opisu najważniejszych własności oddziaływań, a ponadto znacznie upraszcza techniczną stronę problemu [10]. Będziemy się nim posługiwać.

Nierelatywistyczna postać hamiltonianu oddziaływań słabych ma postać

$$H = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{e, N} \{c_{1N} \sigma_e p_e - c_{2N} (\sigma_N p_e + i \sigma_N \cdot (\sigma_e \times p_e) + \text{h. c.}) \delta(r_e - r_N), \quad (1)$$

gdzie $N = n$ (neutron) lub p (proton), G_F jest stałą Fermiego, σ_N i σ_e — spiny nukleonów i elektronów, p_N i p_e — pędy nukleonów i elektronów, c_{1N} i c_{2N} — stałe. W istocie rzeczy

postać tego hamiltonianu nie zależy od przyjętego modelu elektroślabych oddziaływań, lecz wynika jedynie z pseudoskalarne go charakteru H oraz z punktowości oddziaływania. Z fenomenologicznego punktu widzenia słabe c należy traktować jako parametry wyznaczone z eksperymentu. Mogą one służyć jako dane do testowania modeli słabych oddziaływań.

W modelu standardowym Weinberga-Salama, w najniższym rzędzie rachunku zaburzeń, stałe c mają postać [15]

$$c_{1p} = (1 - 4 \sin^2 \theta_w)/2, \quad c_{1n} = -\frac{1}{2}, \quad c_{2p} = -c_{2n} = g_A c_{1p} \quad (2)$$

Stała $g_A = 1.25$ zależy od przyjętych założeń dotyczących silnych oddziaływań. Analiza doświadczeń z prądem neutralnym daje $\sin^2 \theta_w = 0.23$ (θ_w nazywa się kątem Weinberga). Wynika z tego, że stałe c_{1p} , c_{2p} i c_{2n} są o ok. rząd wielkości mniejsze niż c_{1n} ; dominujący wkład do niezachowania parzystości daje oddziaływanie neutron-elektron.

Z uwagi na duży zasięg funkcji falowej elektronu w stosunku do rozmiarów jądra, współczynniki c_{1N} są addytywne ze względu na nukleony. Tymczasem ze względu na efekt koherentnego dodawania się spinów nukleonów współczynniki c_{2N} zależą od spinu jądra J , a ostateczny wkład do c_{2N} pochodzi od niesparowanych nukleonów. Z tego powodu dla ciężkich atomów dominujący wkład pochodzi od wyrazu c_{1N} . Wówczas

$$H = \frac{G_F}{2\sqrt{2}} Q_w \{ \delta(\mathbf{r}) \sigma_e \cdot \mathbf{p}_e + \sigma_e \cdot \mathbf{p}_e \delta(\mathbf{r}) \}, \quad (3)$$

gdzie

$$Q_w = Z \cdot (1 - 4 \sin^2 \theta_w) - N.$$

Tak jak poprzednio, obecność czynnika $\delta(\mathbf{r})$ wyraża fakt punktowości oddziaływania — zachodzi ono tylko wewnątrz jądra.

W modelu standardowym stałe sprzężenia dane wzorem (2) mają prostą postać jedynie w przybliżeniu drzewowym [16]. Uwzględnienie poprawek radiacyjnych powoduje, że stałe sprzężenia stają się znacznie bardziej skomplikowane, zależą one nie tylko od kąta Weinberga, ale także od mas kwarków i cząstki Higgsa [27]. Poprawki radiacyjne do stałej c_{1N} są rzędu kilku procent, lecz ponieważ pozostałe współczynniki są małe w zerowym rzędzie, ich obecność ma istotne znaczenie. Z tego powodu bardzo ważne staje się osiągnięcie dokładności pomiarów pozwalających uwzględnić poprawki radiacyjne.

Wypisując nierelatywistyczną postać hamiltonianu oddziaływania pominęliśmy część z oddziaływaniem elektron-elektron, gdyż dla ciężkich atomów daje ona wkład rzędu 1% w stosunku do oddziaływania elektron-jądro [6].

3. Obserwowalne efekty

W poprzednim rozdziale omówiliśmy charakter oddziaływania elektronów z jądrem, indukowanego przez słaby prąd neutralny. Przyjrzyjmy się teraz w jaki sposób oddziaływanie to przejawia się w atomach. W pierwszej kolejności zauważmy, że efekty związane

z oddziaływaniem słabym są bardzo małe. Oszacowanie wielkości przesunięcia poziomów energetycznych w atomie wodoru prowadzi do

$$\beta = \frac{|\langle 2P_{1/2} | H | 2S_{1/2} \rangle|}{E(2P) - E(2S)} \approx 10^{-11}. \quad (4)$$

Bezpośredni pomiar przesunięcia poziomów energetycznych jest więc niemożliwy.

Jednakże słabe oddziaływanie ma istotny wpływ na strukturę elektronową atomu. Stany, które w nieobecności słabych oddziaływań miałyby określoną parzystość, uzyskują domieszkę stanów o przeciwnej parzystości. Ze względu na punktowy charakter oddziaływania występuje jedynie mieszanie stanów s ze stanami p . Pozostałe stany elektronowe z wyższym momentem pędu nie ulegają zaburzeniu. Dla lekkich atomów, wielkość współczynnika mieszania jest rzędu $\beta = G_F a_0^{-3} \alpha / \Delta E$ (a_0 jest promieniem Bohra, α stałą struktury subtelnej) i wynosi typowo 10^{-15} , co leży poza zasięgiem jakiegokolwiek eksperymentu. (W przypadku ciężkich atomów współczynnik zmieszania wzrasta Z razy.) W niektórych jednak wypadkach efekt mieszania stanów o różnych parzystościach jest możliwy do zmierzenia. Mianowicie, dominujące normalnie przejście elektryczne dipolowe $E1$ pomiędzy stanami o jednakowej parzystości jest zabronione. Jednakże zmieszanie stanów o różnych parzystościach powoduje pojawienie się pewnej niewielkiej amplitudy $E1$. Aby ją zaobserwować, najlepiej posłużyć się jest efektem interferencji pomiędzy tą amplitudą i występującymi normalnie amplitudami przejść elektrycznych kwadrupolowych i magnetycznych dipolowych. Aby to wyjaśnić dokładniej, rozpatrzmy przejście $M1$ (magnetyczne dipolowe) pomiędzy stanami $|i\rangle$ i $|j\rangle$. Niech $|k\rangle$ będzie stanem, który miesza się ze stanem $|j\rangle$ wskutek istnienia słabego oddziaływania H . Jeżeli $E = \langle k | \hat{E} | i \rangle = 0$ (\hat{E} — operator dipolowego momentu elektrycznego), to wystąpi interferencja pomiędzy amplitudami $M1$ i $E1$. Prowadzi ona do różnicy prawdopodobieństw emisji lewo- i prawoskrętnie spolaryzowanych fotonów, a więc do polaryzacji kołowej emitowanego światła. Dokładniejsze wyjaśnienie tej asymetrii jest następujące. Współczynnik zmieszania β jest czysto urojony (ze względu na niezmienniczość względem odwrócenia czasu [6]), w związku z czym wektory elektryczne związane z przejściem elektrycznym dipolowym i magnetycznym dipolowym (\mathcal{E}_e i \mathcal{E}_m) są przesunięte w fazie o $\pi/2$. Rozważmy emitowaną falę o określonej polaryzacji kołowej. Gdyby fale pochodzące z przejścia $E1$ i $M1$ były w fazie, to wektory \mathcal{E}_e i \mathcal{E}_m tworzyłyby kąt prosty w każdym punkcie przestrzeni. Jednakże przesunięcie fazy powoduje, że \mathcal{E}_e i \mathcal{E}_m są prostopadłe do siebie tylko w niektórych punktach, odległych od siebie o $\lambda/4$ (rys. 1). Zatem dla fali spolaryzowanej kołowo wektory \mathcal{E}_e i \mathcal{E}_m są równoległe lub antyrównoległe w zależności od polaryzacji w dowolnym punkcie przestrzeni. W języku pól elektrycznych oznacza to istnienie asymetrii

$$\frac{(\mathcal{E}_e + \mathcal{E}_m)^2 - (\mathcal{E}_e - \mathcal{E}_m)^2}{(\mathcal{E}_e + \mathcal{E}_m)^2 + (\mathcal{E}_e - \mathcal{E}_m)^2} = R, \quad (5)$$

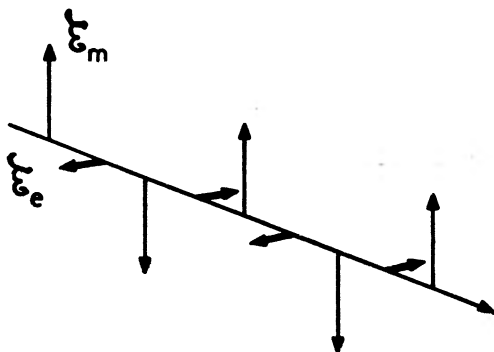
która może być utożsamiana z asymetrią prawdopodobieństwa spontanicznej emisji światła o różnych polaryzacjach kołowych. Dla $\mathcal{E}_e \ll \mathcal{E}_m$ asymetria ta wynosi

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{P_R - P_L}{P} = \pm 4 \frac{\mathcal{E}_e}{\mathcal{E}_m}. \quad (6)$$

Wielkość ta może być bezpośrednio mierzona. Używając opisu kwantowego można wyrazić powyższą asymetrię przez zredukowane elementy macierzowe $M1$ i $E1$ [6]. Wówczas

$$R = \text{Im} \left(\frac{E1}{M1} \right). \quad (7)$$

Parametr R jest rzeczywisty, a jego znak określa o jakiej polaryzacji światło jest bardziej intensywne.



Rys. 1. Wektory \mathcal{E}_e i \mathcal{E}_m w fali pochodzącej z atomu podlegającego jednoczesnemu przejściu $E1$ i $M1$. Maksima wektorów \mathcal{E}_m są odległe o $\lambda/2$, maksima wektorów \mathcal{E}_e występują w punktach pośrednich ze względu na przesunięcie w fazie o $\pi/2$.

Analogiczne rozumowanie można także przeprowadzić dla absorpcji światła. Wielkością mierzoną jest w tym przypadku obrót płaszczyzny polaryzacji światła (efekt Faradaya) lub asymetria współczynnika absorpcji światła o różnych polaryzacjach kołowych [10] (dichroizm kołowy):

$$\delta = \frac{k_+ - k_-}{2k} = 2\text{Im} \left(\frac{E1}{M1} \right). \quad (8)$$

Obrót płaszczyzny polaryzacji jest wywołany przez różną prędkość fazową fal o przeciwnych polaryzacjach. W przypadku spolaryzowanej liniowo fali o długości λ kąt obrotu płaszczyzny polaryzacji wynosi [10

$$\phi = \pi l(n_+ - n_-)/\lambda = -4\pi l(n-1)/\lambda \cdot \text{Im} \left(\frac{E1}{M1} \right), \quad (9)$$

gdzie n jest współczynnikiem załamania, a l długością drogi optycznej światła w ośrodku.

Ponieważ przejście elektryczne dipolowe jest związane tylko z obecnością domieszki stanu $|k\rangle$ do stanu $|j\rangle$, wartość $E1$ jest zmniejszona o czynnik rzędu 10^{-10} w stosunku do typowego przejścia dozwolonego. Jednakże wartość R jest większa $1/\alpha$ razy, jeżeli przejście magnetyczne $M1$ jest dozwolone (tak jest w eksperymentach z bizmutem, patrz niżej) oraz $1/\alpha^3$ razy dla przejść magnetycznych zabronionych (np. cez, tal). Zatem mała domieszka stanu $|k\rangle$ może być „wzmacniana” przez obserwację interferencji z odpowiednio małą amplitudą $M1$.

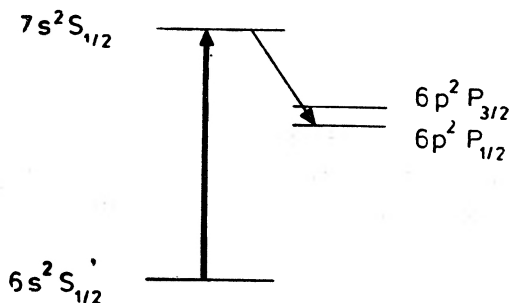
Dla dozwolonych przejść magnetycznych w ciężkich atomach znajdujemy $R \approx 10^{-7}$, a dla przejść zabronionych R wzrasta do ok. 10^{-4} .

Innym efektem związanym z obecnością słabego oddziaływania elektronów z jądrem jest interferencja pomiędzy amplitudą E_1 indukowaną przez zewnętrzne pole elektryczne (efekt Starka) a amplitudą wywołaną przez zmieszanie stanów o różnych parzystościach [18]. Mieszanie takie prowadzi także do asymetrii polaryzacji elektronów emitowanych przez niespolaryzowany atom na skutek pochłonięcia niespolaryzowanych fotonów. Efekt ten jest jednak bardzo mały: 10^{-14} dla atomu wodoru.

4. Sytuacja doświadczalna

Wszelkie przeprowadzone dotychczas eksperymenty można podzielić na dwie klasy: doświadczenia absorpcyjne (np. z pomiarem obrotu płaszczyzny polaryzacji światła) oraz doświadczenia fluorescencyjne (np. z pomiarem dichroizmu kołowego emitowanego światła).

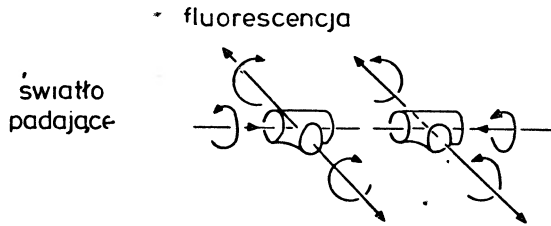
Zajmiemy się obecnie drugą klasą doświadczeń. Pojęciowo najprostszym sposobem obserwacji opisaney w poprzednim rozdziale interferencji jest wzbudzenie atomów spola-



Rys. 2. Poziomy energetyczne w czie.

ryzowanym kołowo światłem lasera, a następnie szukanie zależności pomiędzy intensywnością fluorescencji i polaryzacją światła lasera. Metoda ta została po raz pierwszy zaproponowana przez Bouchiat [5]. W doświadczeniu tym wzbudzano przejście $6S-7S$ w czie i mierzono natężenie fluorescencji pochodzącej z przejścia $7S-6P$ (rys. 2). Obliczona wartość parametru R w tym przypadku wynosi około $8 \cdot 10^{-5}$. Jednakże ze względu na bardzo małe całkowite prawdopodobieństwo reakcji, przejścia indukowane przez zderzenia atomów maskują efekt niezachowania parzystości. Trudność ta została pokonana przez umieszczenie atomów cezu w zewnętrznym polu elektrycznym [18, 19]. Wówczas przejście $6S-7S$ jest dozwolone ze względu na efekt Starka. Dobierając natężenie pola elektrycznego uzyskano odpowiednie jego prawdopodobieństwo. Poszukiwany efekt jest w takiej konfiguracji mniejszy (typowo o rząd wielkości), ale obecność zewnętrznego pola elektrycznego dostarcza nową możliwość badania zachowania się atomów. Może wydawać się, że to dodatkowe pole elektryczne, które także miesza stany o przeciwnych parzystościach,

uniemożliwia odróżnienie efektu PNC od efektów związanych z polem zewnętrznym. Jednakże tak nie jest, gdyż zmieszanie stanów wywołane zewnętrznym polem zależy od kierunku pola elektrycznego. Opisana w poprzednim rozdziale interferencja amplitud PC i PNC przejawia się teraz poprzez niezerową średnią polaryzację fluorescencji obserwowanej pod kątem prostym do kierunku pola zewnętrznego i kierunku propagacji początkowej wiązki światła. Pojawia się więc korelacja pomiędzy polaryzacją padającej wiązki światła



Rys. 3. Schemat doświadczenia z cezem i jego lustrzane odbicie.

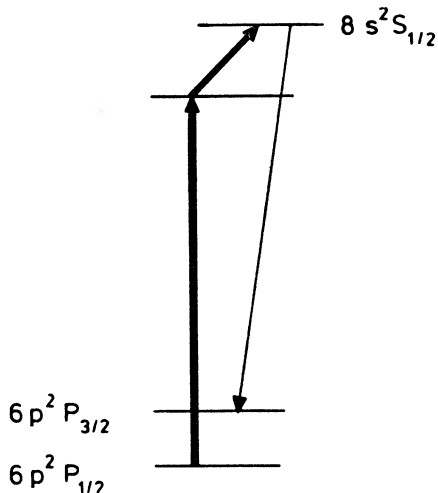
a polaryzacją wiązki wychodzącej. Rysunek 3 pokazuje konfigurację układu doświadczalnego i jego lustrzane odbicie. Zmiana korelacji na przeciwną przy odbiciu wskazuje na efekt niezachowania parzystości.

Podobnie jak i w innych doświadczeniach tego typu aparatura i technika doświadczalna były udoskonalane tak, aby zwiększyć dokładność otrzymywanych wyników. Zilustrujemy to na kilku przykładach. Ze względu na małe prawdopodobieństwo przejścia istotną rolę odgrywa stosunek sygnału do szumu tła. Poziom sygnału nie może być dowolnie zwiększany przez podgrzewanie komórki z cezem, gdyż przejścia indukowane przez zderzenia atomów zamaskują mierzoną wielkość. Rozwiązaniem tego problemu jest użycie wiązki światła o dużym natężeniu. Innym problemem wspólnym dla wszystkich doświadczeń z PNC jest obecność różnych zakłóceń dających wkład do obserwowanego sygnału PNC. W eksperymencie z cezem prowadzi to do konieczności używania specjalnych modulatorów wiązki światła opracowanych specjalnie dla tego eksperymentu [20]. Oszacowanie błędów systematycznych polega na powtarzaniu doświadczenia przy zmianie poziomów struktury subtelnej biorących udział w przejściach wzbudzanych przez laser. Dla przejść w cezie otrzymano konsistentne wyniki, omówimy je w następnym rozdziale.

Eksperyment z talem [21] jest w wielu szczegółach podobny do opisanego powyżej. Główna różnica jest związana z mniej wygodnym układem poziomów energetycznych (rys. 4). W eksperymencie tym wykorzystuje się przejście $6p^2P_{1/2} - 7p^2P_{1/2}$ (odpowiadająca długość fali wynosi 293 nm). Jednakże w talu polaryzacja atomu w stanie wzbudzonym prowadzi do małej polaryzacji światła fluorescencji. Dlatego też używa się innego niż w przypadku cezu sposobu detekcji. Zamiast bezpośredniej obserwacji fluorescencji wzbudzone atomy są dalej wzbudzane do stanu $8s^2S_{1/2}$. Ponieważ używa się światła spolaryzowanego kołowo to szybkość pompowania zależy od polaryzacji atomu. Wystarczy wówczas mierzyć modulacje natężenia przejścia $8s^2S_{1/2} - 6p^2P_{1/2}$.

Podobnie jak dla cezu wiele uwagi poświęcono wyeliminowaniu źródeł błędów systematycznych [21].

Drugą rodzinę tworzą doświadczenia z pomiarem obrotu płaszczyzny polaryzacji. W doświadczeniach tych wykorzystuje się fakt, że różnica współczynników absorpcji $k(\nu)$ dla światła spolaryzowanego lewo- i prawoskrętnie jest związana z odpowiednią różnicą współczynników załamania $n(\nu)$. Różnica ta prowadzi do obrotu płaszczyzny polaryzacji światła przechodzącego przez ośrodek. Przyjmijmy, że obrót jest dodatni, jeżeli jest



Rys. 4. Poziomy energetyczne w talu.

zgodny z kierunkiem obrotu wskazówek zegara, gdy patrzymy w kierunku źródła. Wówczas kąt obrotu płaszczyzny polaryzacji dany wzorem (9) przybiera postać

$$\phi(\nu) = -4\pi \frac{l}{\lambda} [n(\nu) - 1]R, \quad (10)$$

jeśli skorzystać ze wzoru:

$$\frac{n_+ - n_-}{n(\nu) - 1} = 4R. \quad (11)$$

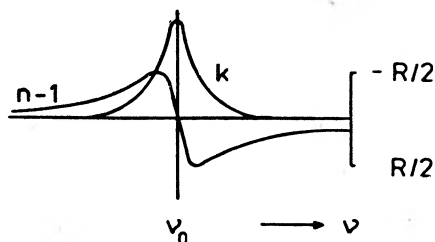
Wzór (10) pokazuje, że kąt obrotu jest proporcjonalny do R i ma tę samą zależność dyspersyjną co $n(\nu)$. Zależność $k(\nu)$ i $n(\nu) - 1$ od częstości w pobliżu linii absorpcyjnej pokazuje rys. 5. Maksymalne i minimalne wartości $n(\nu) - 1$ wynoszą $\pm k_0$, gdzie k_0 jest wartością $k(\nu)$ w maksimum. Dla linii absorpcyjnej bez poszerzenia dopplerowskiego spełniony jest związek $2k_0 l = 1$, skąd wynika, że maksymalny kąt obrotu wynosi

$$\Delta\phi = R. \quad (12)$$

Uwzględnienie ruchu atomów wprowadza do (12) czynnik rzędu jednośc.

W większości publikowanych eksperymentów z bizmutem wykorzystywano dwa dozwolone przejścia magnetyczne dipolowe ($M1$). Są to przejścia w ramach konfiguracji podstawowej $6p^3$: 647,6 nm oraz 875,5 nm. Ze względu na to, że w momencie rozpoczynania doświadczeń mających na celu wykrycie PNC łatwiejsza była budowa lasera o dłu-

gości fali 648 nm większość danych doświadczalnych dla bizmutu dotyczy właśnie tego przejścia. Eksperymenty wykorzystujące oba przejścia są ciągle udoskonalane. Przejście o długości fali 648 nm jest badane w Moskwie [22], Nowosybirsku [23, 24] i Oxfordzie [25], natomiast przejście o długości fali 875 nm w Waszyngtonie i Oxfordzie [26].



Rys. 5. Współczynnik załamania i współczynnik absorpcji w pobliżu linii absorpcyjnej.

Typowa długość drogi optycznej światła przechodzącego przez gaz jest rzędu kilku długości absorpcyjnych. Wynikający stąd kąt obrotu płaszczyzny polaryzacji ma przybliżoną wartość 10^{-7} radiana. Metody używane do pomiaru tak małego kąta obrotu są bardzo trudne. Pomimo to wydaje się, że eksperymenty z pomiarem kąta obrotu płaszczyzny polaryzacji dają większe możliwości dokładnych pomiarów efektu PNC.

5. Porównanie teorii z doświadczeniem

Pomiary efektu niezachowania parzystości były wykonywane dla cezu, talu, ołowiu i dwóch przejść w bizmucie. W każdym z tych przypadków istnieją także obliczenia teoretyczne oparte głównie na modelu standardowym. Podsumowanie wyników przedstawione jest w [15]. Z przedstawionych tam danych wynika:

- potwierdzone jest istnienie efektu PNC o wielkości zgodnej z przewidywaniami modelu standardowego,
- błędy eksperymentalne są rzędu 20%,
- w przypadku bizmutu dane pochodzą z kilku różnych ośrodków. Niezgodność wyników leży poza granicami błędów doświadczalnych. Jednakże ostatnie, nieopublikowane wyniki z Moskwy są zgodne z wynikami z Oxfordu.

Z teoretycznego punktu widzenia kluczową sprawą jest wykonanie odpowiednio dokładnych rachunków dla ciężkich atomów. Dokładność istniejących rachunków jest trudna do oszacowania, ale Forston i Wilets [10] sugerują, że jest ona rzędu 30% dla bizmutu i ołowiu, dla cezu i talu dokładność rachunków jest nieco lepsza.

Na zakończenie przedyskutujemy zarysowującą się na najbliższe lata sytuację. Jak wspomnieliśmy, konieczne jest poprawienie zarówno teoretycznej jak i doświadczalnej dokładności. Z czysto fenomenologicznego punktu widzenia stałe występujące w H są wielkościami, które należy wyznaczyć doświadczalnie, a więc pożądana jest tu duża dokładność. Sukces modelu standardowego może okazać się mniejszy niż to się dzisiaj wydaje. Jednakże w ramach tego modelu istnieje silny bodziec do dalszych wysiłków w kierunku poprawienia osiągniętych wyników. Boddźcem tym są poprawki radiacyjne, które w przy-

padku ciężkich atomów prowadzą do modyfikacji efektu PNC rzędu 10%. Jeżeli osiągnie się ten poziom dokładności, to pomiar efektów PNC dostarczy bardzo ważnego testu teorii. Wydaje się, że cel ten zostanie osiągnięty w najbliższych latach.

Część efektów PNC zależna od spinu może być zmierzona, choć ich obecność jest maskowana przez efekty niezależne od spinu. Pojawiają się one na przykład w przejściach $J = 0$ na $J = 0$ i są obecne tylko dla nieparzystych izotopów [6, 7]. Niemniej ze względu na kasowanie się spinów w jądrze ich obserwacja jest niesłychanie trudna [28].

Ważnym problemem jest także rozszerzenie badań nad efektami PNC na inne pierwiastki. Możliwość błędów systematycznych w dowolnym doświadczeniu, a także w przewidywaniach teoretycznych jest duża, a więc istotne jest znaczne rozszerzenie bazy, na podstawie której wnioskuje się o wielkości efektów PNC.

Wiele uwagi w najbliższych latach zostanie poświęcone badaniu układów wodoropodobnych. Dają one w zasadzie możliwość wyznaczenia wszystkich stałych sprzężenia występujących w hamiltonianie H . Największe nadzieje można wiązać z deuterem. Ze względu na dokładność znajomości funkcji falowych układ wodoropodobny może służyć do badania poprawek radiacyjnych. Możliwe to będzie jednak dopiero po znacznym udoskonaleniu metod eksperymentalnych.

Bardzo interesujące byłoby zaobserwowanie niezachowania parzystości w oddziaływaniu elektron-elektron. Oszacowania wskazują, że efekt ten jest tego samego rzędu wielkości co zależna od spinu jądra część oddziaływania elektronu z jądrem. Istnieje możliwość zwiększenia tego efektu przez wykorzystanie degeneracji poziomów o przeciwnych parzystościach w atomach ziem rzadkich [28].

6. Zakończenie

Fizyka atomowa odgrywała istotną rolę w rozwoju nowych idei fizycznych w ostatnim stuleciu. Obecnie, mimo że główną dziedziną inspirującą rozwój fizyki jest fizyka cząstek elementarnych, zjawiska atomowe odgrywają nadal bardzo ważną rolę. Stanowią one nadal bazę dla sprawdzania nowych idei fizycznych. Często wydaje się, że teorie powstałe dla opisu wysokoenergetycznych procesów mają bardzo małe znaczenie poza obszarem fizyki cząstek elementarnych. W artykule tym staraliśmy się pokazać, że zwykły atom, którego procesy są w zasadzie całkowicie zrozumiałe, także może dostarczyć cennych informacji potrzebnych do głębszego zrozumienia podstawowych praw fizycznych. Oprócz tych podstawowych wniosków, rozwój eksperymentów mających na celu wykrycie efektów niezachowania parzystości przyniósł zupełnie wymierne korzyści. Rozwinięta nowa technika doświadczalna znalazła zastosowanie przy innych problemach. Również związany z tym zagadnieniem postęp teoretyczny został wykorzystany do opisu wielu innych zjawisk atomowych.

Można by sądzić, że efekt niezachowania parzystości w atomach byłby interesujący tylko o tyle, o ile miałby on wpływ na teorię cząstek elementarnych. Tak jednak nie jest. Zainteresowanie fizyką atomową nie wynika tylko z możliwości zmiany naszych zapatrywań na fundamentalne oddziaływania. Idea atomu bez symetrii zwierciadlanej jest dziwna lecz bardzo pociągająca i z całą pewnością musi być traktowana jako jedno z najbardziej zdumiewających osiągnięć fizyki atomowej.

Literatura

- [1] Y. B. Zeldovich, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **36**, 964 (1959).
- [2] C. Bouchiat, C. A. Piketty, D. Pignon, *Nucl. Phys.* **B221**, 68 (1983).
- [3] F. C. Michel, *Phys. Rev.* **138B**, 408 (1965).
- [4] R. Poppe, *Physica* **50**, 48 (1970).
- [5] M. A. Bouchiat, C. Bouchiat, *Phys. Lett.* **48**, 111 (1974).
- [6] M. A. Bouchiat, C. Bouchiat, *J. Phys. (France)* **35**, 899 (1974).
- [7] M. A. Bouchiat, C. Bouchiat, *J. Phys. (France)* **36**, 493 (1975).
- [8] F. M. Hasert, *Phys. Lett.* **B46**, 138 (1973).
- [9] A. Benvenuti, D. C. Cheng, D. Cline, W. T. Ford, R. Imlay, T. V. Ling, A. K. Mann, F. Messing, R. L. Piccioni, J. Picher, D. D. Reeder, C. Rubbia, R. Stefanski, L. Sulak, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 800 (1974).
- [10] E. N. Fortson, L. Wilets, *Asv. Atom. Mol. Phys.* **16**, 319 (1980).
- [11] P. G. H. Sandars, *Phys. Scr.* **21**, 284 (1980).
- [12] P. G. H. Sandars, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 607 (1982).
- [13] W. Kozanecki, *6th Warsaw Symposium on Elementary Particle Physics*, Kazimierz, May 1983.
- [14] R. W. Dunford, R. R. Lewis, W. L. Williams, *Phys. Rev.* **A18**, 2427 (1978).
- [15] D. N. Stacey, *Acta Phys. Pol.* **A66**, 377 (1984).
- [16] C. Bouchiat, *Phys. Lett.* **B128**, 73 (1983).
- [17] W. J. Marciano, W. J. A. Sirlin, *Phys. Rev.* **D27**, 552 (1983).
- [18] M. A. Bouchiat, J. Guena, L. R. Hunter, L. Pottier, *Phys. Lett.* **B117**, 358 (1982).
- [19] C. Bouchiat, C. A. Piketty, D. Pignon, *Nucl. Phys.* **B221**, 68 (1983).
- [20] M. A. Bouchiat, L. Pottier, *Opt. Commun.* **37**, 229 (1981).
- [21] P. H. Bucksbaum, E. D. Commins, L. R. Hunter, *Phys. Rev. Lett.* **D24**, 1134 (1981).
- [22] Y. V. Bogdanov, I. I. Sobelman, W. N. Sorokin, I. I. Struk, *Pisma v Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **31**, 556 (1980).
- [23] L. M. Barkov, M. S. Zolotarev, *Pisma v Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **27**, 379 (1978).
- [24] L. M. Barkov, M. S. Zolotarev, *Phys. Lett.* **B85**, 308 (1979).
- [25] P. E. G. Baird, M. W. S. M. Brimicombe, R. G. Hunt, G. J. Roberts, R. G. H. Sandars, D. N. Stacey, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 798 (1977).
- [26] J. H. Hollister, G. R. Apperson, L. L. Lewis, T. P. Emmons, T. G. Vold, N. Fortson, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 643 (1981).
- [27] B. W. Lynn, ICTP preprint, Trieste 1984.
- [28] V. N. Novikov, I. P. Kriplovich, *Pisma v Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **22**, 162 (1975).
- [29] M. A. Gorgona-Travino, P. G. M. Sandars, w druku.

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

V Dni Wymiany Doświadczeń Nauczania Fizyki w Wyższych Szkołach Technicznych

W dniach 10 i 11 czerwca 1985 r. odbyła się w Politechnice Częstochowskiej ogólnopolska konferencja dydaktyczna „V Dni Wymiany Doświadczeń Nauczania Fizyki w Wyższych Szkołach Technicznych”. Otwarcia Konferencji dokonał Rektor Politechniki Częstochowskiej prof. Janusz Elsner, który w swoim wystąpieniu podkreślił znaczenie dydaktyki fizyki w procesie kształcenia kadry inżynierskiej. W imieniu częstochowskiej grupy fizyków, uczestników Konferencji powitał główny organizator prof. Bolesław Wysocki, który przedstawił cele i zadania obecnej Konferencji oraz wskazał na potrzebę szerokiej dyskusji nad problemem doskonalenia metod dydaktyki fizyki. Następnie prof. Kazimierz Przewłocki (AGH Kraków) przedstawił krótką historię spotkań dydaktyków fizyki. Inicjatorem tych spotkań był przed laty prof. Szczepan Szczeniowski. W ciągu dziesięciolecia z inicjatywy Polskiego Towarzystwa Fizycznego spotkania te przekształciły się w Dni Wymiany Doświadczeń Nauczania Fizyki w Wyższych Szkołach Technicznych. Z roku na rok bierze w nich udział coraz liczniejsza grupa fizyków. W poprzednich latach spotkania te miały charakter dyskusyjny, ostatnio przekształciły się w konferencje dydaktyczne, a główne wystąpienia przybrały formę tematycznych referatów. Świadczy to o wzroście rangi konferencji i coraz to większym zainteresowaniu procesem doskonalenia metod dydaktyki fizyki w wyższych uczelniach technicznych.

Tegoroczna Konferencja zgromadziła ok. 60 przedstawicieli różnych ośrodków. Najliczniej reprezentowana była Akademia Górniczo-Hutnicza z Krakowa. W Konferencji brali udział przedstawiciele politechnik: Białostockiej, Częstochowskiej, Krakowskiej, Łódzkiej, Poznańskiej, Rzeszowskiej, Śląskiej, Świętokrzyskiej, Szczecińskiej, Warszawskiej i Wrocławskiej, wyższych szkół inżynierskich w Opolu, Radomiu i Zielonej Górze oraz Uniwersytetu Poznańskiego (doc. Henryk Szydłowski).

W ciągu dwóch dni Konferencji odbyły się trzy sesje, na których wygłoszono 21 referatów. Problematyka dotyczyła głównie dydaktyki wykładów i ćwiczeń laboratoryjnych z fizyki, a tylko nieliczne referaty omawiały zagadnienia związane z dydaktyką ćwiczeń audytoryjnych.

W referacie inauguracyjnym „Czego nie można pominąć w wykładach z fizyki” prof. Andrzej Oleś (AGH Kraków) przedstawił osiągnięcia ostatnich 30 lat w fizyce, o których powinno się informować studentów na wykładach tego przedmiotu. Do uwzględniania nowości z dziedziny fizyki i techniki zachęcał także w swoich referatach prof. Jerzy Massalski (AGH Kraków) oraz prof. Kazimierz Przewłocki (AGH Kraków). Prof. Przewłocki przedstawił także bardzo interesujące sposoby uatrakcyjnienia wykładów z fizyki przez powiązanie znanych zjawisk fizycznych z innymi dziedzinami nauki i techniki. Bardzo interesujące wprowadzenie elementów kosmologii do wykładów z fizyki przedstawił w swoim referacie mgr Tomasz Płazak (AGH Kraków). Do problematyki wykładów z fizyki nawiązywali w swoich wystąpieniach także inni referenci i dyskutanci. Przedstawiono uwagi dotyczące odpowiedniego doboru programów wykładów do kierunku studiów, poziomu studentów, możliwości realizacji programów w obowiązującym wymiarze godzin. Dyskutowano sprawę podręczników.

W serii referatów związanych ze sprawą organizacji i metodyki ćwiczeń laboratoryjnych z fizyki prof. Andrzej Oleś przedstawił problemy związane z wyposażeniem pracowni dydaktycznych w sprzęt laborato-

ryjny. W dyskusji stwierdzono, że są to sprawy bardzo ważne, ponieważ baza laboratoryjna jest przestarzała i nie nadąża za obecnym rozwojem fizyki. Modernizacja laboratoriów studenckich jest związana ze znacznymi nakładami finansowymi. Z referatów i dyskusji wynika, że w wielu uczelniach technicznych do pracowni studenckich wprowadzono mikrokomputery. W związku z tym wskazywano na pilną potrzebę opracowania odpowiednich programów i stworzenia banku programów.

Na Konferencji przedstawiono także wyniki badań w zakresie nowych form nauczania fizyki. Bardzo ciekawy system prowadzenia zajęć, polegający na połączeniu ćwiczeń laboratoryjnych z ćwiczeniami audytoryjnymi w jeden blok przedmiotowy przedstawili: dr hab. Henryk Figiel i dr Maria Lubecka (AGH Kraków). Doc. Kazimiera Fulińska (Politechnika Wrocławska) przedstawiła zasady nauczania problemowego, a dr Romualda Pfranger (Politechnika Częstochowska) — zespołową formę organizacji ćwiczeń rachunkowych z fizyki.

Należy podkreślić, że wszystkim referatom towarzyszyły ożywione dyskusje świadczące o ważkości poruszanych problemów. Na podstawie podsumowania obrad Konferencji uchwalono następujące wnioski:

1. Uczestnicy Konferencji z uznaniem przyjmują decyzję Ministerstwa Nauki i Szkolnictwa Wyższego wyznaczającą, jako minimum, 180 godzin nauczania fizyki w wyższych uczelniach technicznych, realizowanych przez powołane do tego instytuty i katedry fizyki. Równocześnie uczestnicy Konferencji wyrażają opinię, że aby upodobnić programy politechnik krajowych do dobrych politechnik zagranicznych, należy dążyć do zwiększenia tego minimum. Jednocześnie zebrani z niepokojem odnotowali pewne tendencje do zmniejszania liczby godzin nauczania fizyki na wydziałach i kierunkach, na których dotychczas liczba ta była większa niż 180.

2. Istnieje potrzeba wprowadzenia w uczelniach technicznych wykładów monograficznych z wybranych działów fizyki. Wykłady takie powinny być prowadzone na wyższych latach studiów.

3. Jako ważne i cenne uczestnicy Konferencji uznają działanie na rzecz rozwoju badań dydaktycznych i pomocy dydaktycznych przez wprowadzenie ich do krajowych pięcioletnich planów naukowych. W tym celu powołuje się:

a) Grupę roboczą do koordynacji badań dydaktycznych w ramach Problemu Międzyresortowego „Dydaktyka ogólna i szczegółowa” w składzie: mgr Tomasz Płazak (AGH Kraków), dr Romualda Pfranger (Politechnika Częstochowska), doc. Tadeusz Rewaj (Politechnika Szczecińska), dr Ryszard Żuczkowski (Politechnika Wrocławska);

b) Grupę roboczą do koordynacji tematu dotyczącego opracowywania i produkcji zestawów demonstracyjnych i laboratoryjnych z fizyki w osobach: dr Włodzimierz Dziurda (Politechnika Krakowska), dr Elżbieta Rulikowska-Zarebska (AGH Kraków), dr Henryk Jankowski (AGH Kraków), mgr Piotr Stefański (Politechnika Łódzka).

Na koordynatora tych programów uczestnicy Konferencji proponują prof. Andrzeja Olesia.

4. Duże nadzieje należy wiązać ze zorganizowaną współpracą w zakresie produkcji i sprzedaży zestawów demonstracyjnych i laboratoryjnych między jednostkami organizacyjnymi w uczelniach technicznych.

5. Uczestnicy Konferencji pozytywnie oceniają coraz szersze wykorzystanie techniki mikrokomputerowej w nauczaniu fizyki w politechnikach krajowych, zwłaszcza w laboratoriach studenckich. W przyszłości dostrzega się potrzebę wzajemnej wymiany programów mikrokomputerowych opracowanych dla potrzeb dydaktyki w poszczególnych uczelniach. Uczestnicy Konferencji zwracają się z prośbą do Ministerstwa Nauki i Szkolnictwa Wyższego o zapewnienie funduszy na dalszy rozwój tej techniki.

6. Zebrani uznają za celowe zapoznanie studentów z najnowszymi osiągnięciami i zastosowaniami fizyki.

7. Uczestnicy Konferencji zapoznali się także z koncepcją pracowni fizycznych na kierunku PPT prowadzonych na kilku uczelniach i wyrazili uznanie dla ich poziomu.

8. Uczestnicy uznają za celowe urządzenie podobnych zebrań corocznie, i zwracają się z prośbą do Instytutu Fizyki Politechniki Poznańskiej o podjęcie się roli gospodarza dla zorganizowania następnych „Dni Wymiany”.

Romualda Pfranger

Instytut Fizyki PCz
Częstochowa

**WIELOKANAŁOWY
SPEKTROMETR
RENTGENOWSKI**

SRM-20M

do prowadzenia szybkościowej automatycznej analizy wielokanałowej nieciągłych próbek materiałów fluorescencyjną metodą widma rentgenowskiego w zakresie od Na do U.

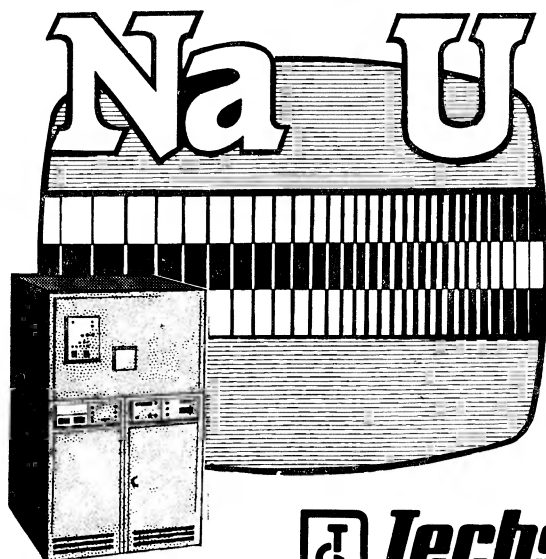
UMOŻLIWIA ANALIZĘ

- *stali*
- *żeliwa*
- *żużli*
- *metali kolorowych i ich stopów*
- *cementu*
- *materiałów silikatowych*
- *rud*
- *minerałów*

w warunkach zakładów przemysłowych.

Ilość jednocześnie określanych pierwiastków 12

Odnacza się niezawodnością i wysokimi parametrami analitycznymi.



Eksporter

V/O "Techsnabexport"

ZSRR, 121200, MOSKWA
Smolenskaja-Siennaja pł.
32/34

Teleks: 411328 tse su
Telefon: 244-32-85



Techsnabexport

USSR MOSCOW

V Międzynarodowa Konferencja Joniki Ciała Stałego

W dniach od 18 do 24 sierpnia 1985 r. odbyła się w Lake Tahoe w Kalifornii (USA) V Międzynarodowa Konferencja Joniki Ciała Stałego. Poprzednia konferencja z tej serii, którą zorganizowano w Grenoble (por. *Postępy Fizyki* 36, 81 (1985)), odbyła się dwa lata wcześniej. Konferencje z tego cyklu poświęcone są teoretycznym i eksperymentalnym zagadnieniom związanym z transportem superjonowym w krystalicznych i amorficznych ciałach stałych, jak również zastosowaniom (przeglądowy artykuł na ten temat ukazał się w *Postęпах Fizyki* 36, 415 (1985)).

Konferencja w Lake Tahoe zgromadziła ponad 260 uczestników, którzy zaprezentowali ok. 216 prac na 7 sesjach plenarnych i 36 specjalistycznych. Przewodniczącymi Komitetu Organizacyjnego byli profesorowie: L. De Jonghe (Lawrence Berkeley Lab.), J. Boyce (Xerox Palo Alto) oraz R. Huggins (Stanford University).

Ze szczególnym zainteresowaniem, na sesjach plenarnych, spotkały się następujące wykłady: zastosowanie metod dyfrakcyjnych w badaniu przewodników szybkich jonów (H. Schultz), zastosowanie komputerowych technik symulacyjnych w badaniu migracji atomów w ciałach stałych (P. Vashista), opis procesu interkalacji za pomocą teorii fraktali (B. Sapoval) oraz ostatnie osiągnięcia w badaniu beta alumin (B. Dunn).

Poszczególne zagadnienia specjalistycznym poświęcono na Konferencji półtoregodzinne sesje (w nawiasie podana liczba sesji): teoria (5), szkła superjonowe (5), przewodniki alkaliczne (4), beta aluminy (3), polimery superjonowe (3), materiały elektrodowe (2), przewodniki tlenowe (2), techniki eksperymentalne (2), inne tematy (np. przewodniki protonowe, NASICON) (1).

Duża liczba prac teoretycznych odzwierciedlała potrzebę interpretacji obszernego materiału eksperymentalnego, jaki nagromadził się przez lata w jonice ciała stałego. Z dużym zainteresowaniem przyjęto np. te prace, które próbowały wyjaśnić zagadnienia transportu jonowego na granicy faz: stały elektrolit — elektroda, za pomocą tzw. teorii fraktali. Coraz większe znaczenie w opisie skomplikowanych zagadnień wielociałowych w przewodnikach superjonowych zyskują komputerowe metody symulacyjne, a zwłaszcza metoda dynamiki molekularnej oraz metoda Monte Carlo.

Jeśli chodzi o techniki eksperymentalne, dało się zauważyć, że spora liczba prac wykorzystywała różne odmiany jądrowego rezonansu magnetycznego, jak np. rezonans przy obrocie o magiczny kąt (*magic angle spinning NMR*), rezonans w falującym gradiencie pola (*pulsed field gradient NMR*) oraz rezonans wykrywany przy pomocy promieniowania β (*beta radiation detected NMR*). Bardzo pożytecznymi okazują się również neutronowe i rentgenowskie metody dyfrakcyjne oraz EXAFS (*Extended X-ray Absorption Fine Structure*).

Co się tyczy samych materiałów superjonowych, to nie słabnie zainteresowanie beta aluminami. Ruchliwe jony Na^+ można zastąpić w tych związkach (metodą wymiany jonowej) innymi kationami jedno-, dwu- a także trójwartościowymi. Szczególnie interesująca jest wymiana sodu na jony metali przejściowych TM^{2+} oraz na jony ziem rzadkich RE^{3+} . Beta aluminy z tymi jonami wykazują bardzo ciekawe właściwości optyczne (możliwość zastosowania w laserach).

Oprócz materiałów krystalicznych i ceramicznych, coraz większe zainteresowanie wzbudzają amorficzne przewodniki superjonowe (nieorganiczne szkła oraz polimery). Materiały te są łatwiejsze w otrzymywaniu niż przewodniki krystaliczne, a poza tym często lepiej nadają się do zastosowań praktycznych (np. możliwość uzyskiwania cienkich warstw). Szczególnie dużo prac prezentowanych na Konferencji dotyczyło szkieł srebrowych (np. $\text{Ag}_2\text{O-AgI-B}_2\text{O}_3$), szkieł litowych (np. $\text{Li}_2\text{S-LiCl-SiS}_2$) oraz polimerów otrzymywanych na bazie politlenku etylenu PEO.

Co do zastosowań, dużo czasu poświęcono na Konferencji tradycyjnym tematom, takim jak baterie elektrochemiczne, detektory jonów oraz wskaźniki elektrochromowe. Sporo uwagi poświęcono również zastosowaniom przewodników protonowych i tlenowych w elektrolizie pary wodnej (otrzymywanie wodoru i tlenu).

Z Polski na konferencji w Tahoe obecne były dwie osoby, które przedstawiły trzy prace (jedna wykonana w kraju na Politechnice Warszawskiej oraz dwie wykonane w Northwestern University, USA).

Materiały konferencji ukazały się jako tomy 18 i 19 czasopisma *Solid State Ionics* w r. 1986.

Następna, szósta z kolei konferencja poświęcona jonice ciała stałego zaplanowana jest na wrzesień 1987 r. w Garmisch-Partenkirchen w RFN.

Jerzy Garbarczyk, Józef Dygas

Instytut Fizyki PW
Warszawa

VI Międzynarodowa Szkoła Optyki Koherentnej w Ustroniu

W dniach 19-26 września 1985 r. odbyła się w Ustroniu (Beskid Śląski) VI Międzynarodowa Szkoła Optyki Koherentnej (ISCO). Szkoły te zostały zainicjowane przez Akademię Nauk ZSRR, a personalnie przez akademika A. M. Prochorowa. Poprzednia Szkoła odbyła się w Jenie (NRD) w 1984 r. Głównym tematem obecnej była optyka kwantowa. Szkoła została zorganizowana przez Instytut Fizyki PAN. Przewodniczącymi Komitetów: Programowego i Organizacyjnego byli — prof. I. Białynicki-Birula i prof. A. Kujawski. W Szkole uczestniczyło ok. 140 osób z 15 krajów. Najwięcej uczestników pochodziło z Polski, ZSRR, USA, NRD i RFN. Należy zaznaczyć, że liczny udział w Szkole uczestników z ZSRR i USA był zasługą dra W. D. Nowikowa, Sekretarza Naukowego Rady Naukowej Optyki Koherentnej i Nieliniowej Akademii Nauk ZSRR i dra B. W. Shore z Lawrence Livermore National Laboratory. Organizatorom udało się zapewnić Szkole wybitnych, szeroko znanych wykładowców, którzy wyznaczają kierunki rozwoju optyki kwantowej. Niektórzy z nich tworzyli optykę kwantową, jak np. R. J. Glauber z Harvardu.

Wykłady były prowadzone w jednej sekcji, rozpoczynały się o godz. 9., a kończyły o 19³⁰ z przerwami na posiłki. Na wykład z dyskusją przeznaczano 1 godz. i 15 min., a na seminarium 1/2 godz. W czasie trwania Szkoły ogłoszono 28 wykładów, odbyły się 4 seminaria i 2 sesje plakatowe, na których przedstawiono ponad 50 komunikatów. Plakaty były wystawiane na okres 3 dni.

Szkoła zbiegła się z 25 rocznicą wynalezienia lasera, co zostało zaznaczone wykładem M. Bertolottiego pt. „Drogi historii optyki laserowej i kwantowej”. Rzeczywiście, historia lasera jest nieodłączna od historii burzliwego rozwoju optyki kwantowej, który rozpoczął się wraz z jego narodzinami. Już w 1961 r. odbyła się pierwsza z rochesterskiego cyklu Konferencja Optyki Koherentnej i Kwantowej, a ostatnia (V) — w 1983 r. Obecna Szkoła Optyki Kwantowej pełniła zarazem rolę konferencji.

Zakres optyki kwantowej bywa określany dość różnie. Wąsko rozumiany oznacza zastosowanie mechaniki kwantowej do zjawisk, w których jest zaangażowane promieniowanie optyczne. Rozumiany szeroko obejmuje, np. nawet zagadnienia spektroskopii laserowej. W ramach Szkoły ograniczono się głównie do zagadnień: procesów wielokwantowych, statystycznych właściwości światła, elementarnego oddziaływania atom-mod promieniowania (elektrodynamika kwantowa — QED — we wnętrzu rezonansowej), roli fluktuacji w oddziaływaniu promieniowania z materią, metod stochastycznych, chaosu.

Niewątpliwie największe zainteresowanie wzbudziły wykłady dotyczące jednego z podstawowych zagadnień optyki kwantowej: oddziaływania pojedynczego atomu z jednym modem promieniowania (maser z jednym atomem). Mamy tu analogię z podstawowym zagadnieniem fizyki atomowej, zagadnieniem atomu wodoru. Zagadnienie oddziaływania atom-mod promieniowania jest jednak nieporównanie trudniejsze w zakresie weryfikacji eksperymentalnej. Przed Szkołą wiedzieliśmy, że eksperyment z maserem rydbergowskim zbliża się stopniowo do warunków modelu teoretycznego. Dwa wygłoszone wykłady pokazały, jak teoria z kolei przybliżyła się do eksperymentu poprzez uwzględnienie takich czynników komplikujących rozwiązanie jak przede wszystkim obecność promieniowania cieplnego (temp. $T \neq 0$ K) i tłumienie pola. Z wielu interesujących wyników teoretycznych wyróżnia się zjawisko gaśnięcia (kolapsu) oscylacji Rabięgo w wyniku interferencji rozfazowujących się oscylacji Rabięgo fotonów o rozkładzie odpowiadającym temp. $T \neq 0$ K. Okazuje się jednak, że dyskretny charakter rozkładu liczby fotonów prowadzi następnie do innego, także czysto kwantowego efektu, jakim jest ponowne, częściowe sfazowywanie się oscylacji Rabięgo ujawniające się w odbudowie (*revival* — odżywianie) drgań. Tłumienie przejawia się w nietrywialnym przebiegu kolejnych gaśnień i odbudowywań. Wielką sensacją stanowił kolejny wykład, w którym Walther pokazał pochodzący z ostatniej chwili, jeszcze nie opublikowany, wyznaczony doświadczalnie wykres gaśnień

i odbudowywać i następnie nałożył na niego krzywą teoretyczną doskonale do niego przystającą. Spotkało się to ze spontanicznym wybuchem entuzjazmu słuchaczy. Dr Shore w podsumowaniu wygłoszonym na zakończenie Szkoły powiedział: „było to wydarzenie najbardziej pamiętne”. W tym pięknym i kunsztownym doświadczeniu wykonanym w Garching k. Monachium dostatecznie rzadki strumień monokinetycznych atomów cezu (2000 s^{-1}) z wytworzoną w stanie rydbergowskim inwersją obsadzeń przelatujący przez wnękę rezonansową dopasowaną do rezonansowej długości fali ok. 1 mm i chłodzoną do ok. 0,3 K, co zapewniało czas życia pola we wnęce ok. 0,1 s. We wnęce nie było równocześnie więcej atomów niż jeden. Atom ten mógł być traktowany efektywnie jako układ dwupoziomowy oddziałujący praktycznie z jednym tylko modem wnęki. Czas przelotu był znacznie krótszy od czasu życia modu i był zmieniany za pomocą selektora prędkości atomów Fizeau. Informacji o oscylacji Rabięgo dostarczała inwersja obsadzeń w strumieniu atomów opuszczających wnękę mierzona w zależności od czasu oddziaływania.

Zagadnieniem ciągle aktualnym, urzekającym swym bogactwem jest jedno z najstarszych zagadnień optyki kwantowej — zagadnienie właściwości statystycznych promieniowania, a zwłaszcza tych kwantowych nie mających klasycznego odpowiednika, a mogących się przyczynić do ostatecznego ugruntowania mechaniki kwantowej. Najnowszym odkryciem jest światło w stanie ściśniętym (*squeezed states*) charakteryzujące się szczególnie małymi fluktuacjami kwantowymi. Z tym rodzajem elementarnego pola (fotonu) wiąże się nadzieje istotnego zwiększenia czułości pomiarów optycznych. Zapotrzebowanie na nie notujemy np. w detekcji fal grawitacyjnych, gdzie jest potrzebna czułość pomiaru położenia nawet do 10^{-21} , jeśli chodzi o przypadki „na codzień”, a 10^{-18} gdy chodzi o zdarzenia zachodzące przeciętnie raz na rok. Także i telekomunikacja optyczna, jak się przewiduje, niezmiernie by na tym skorzystała. W wykładach rozważano zarówno drogi uzyskiwania światła o potrzebnych właściwościach statystycznych jak i metody detekcji. Obecną sytuację w zakresie pojmowania natury światła scharakteryzował Shore w swym wystąpieniu zamkniętym Szkołę: „... dla pól optycznych mamy wybór reprezentacji podobnie jak dla cząstek... nauczyliśmy się odróżniać te właściwości pola, które są istotnie kwantowo-mechaniczne od tych, które zależą jedynie od wyboru reprezentacji lub od źródła światła... widzimy też wyzwanie do poszukiwania eksperymentalnej weryfikacji a następnie praktycznych zastosowań tych nowych rodzajów elementarnych pól (tzn. fotonów), które ledwie zarysowują się”.

Zadziwia żywotność problematyki procesów wielofotonowych (w szczególności jonizacji wielofotonowej) dorównującej wiekiem optyce kwantowej. Jest to jednak zrozumiałe: poszukuje się nowych dróg bardziej zadowalającego opisu teoretycznego, a ponadto doświadczenie dostarcza coraz to nowych, zadziwiających informacji, jak np. przejścia w pasmie jonizacji, jonizacja całych atomowych powłok elektronowych w skrajnie silnych wiązkach laserowych, ujawniających nowe, nieznane dotychczas, właściwości atomu. W zakresie teorii zaznacza się dążenie do adaptowania metod opisu koherentnego wzbudzenia stanów związanych (optyczne równanie Blocha, atom ubrany) do procesów zachodzących w otoczeniu granicy jonizacji.

Inna grupa wykładów jest ponownie przykładem dążenia do zbliżenia prostych modeli teoretycznych do doświadczenia, a doświadczenia do modeli. Po stronie teorii jest to np. uwzględnienie fluktuacji promieniowania i oddziaływania fluktuującego ośrodka na atomy. Po stronie doświadczenia zauważamy np. doświadczenie z wytwarzaniem światła o zaprogramowanych fluktuacjach i badaniach ich wpływu na procesy nieliniowe.

Nie zostało pominięte także w programie Szkoły jedno z najświeższych zagadnień — zagadnienie chaosu kwantowego, które powracało przy rozmaitych okazjach. W opinii dra Shore jesteśmy dopiero na początku drogi: „Dopiero zaczynamy rozumieć, jak dynamika klasycznych układów nieliniowych prowadzi do skrajnie nieregularnego zachowania zwanego zwykle chaosem. Jest rzeczą naturalną pytanie o kwantowy odpowiednik tego zachowania. Odkrywamy proste modele... badane klasycznie i kwantowo i dowiadujemy się o podobieństwach i różnicach. Uczymy się o co pytać”.

Warto jeszcze zauważyć za Shorem, że wiele wykładów wyrażało dążenie do poszukiwania modeli, choćby bardzo wyidealizowanych, badanych układów fizycznych, prowadzących do dokładnych rozwiązań dających wgląd w oczekiwane zachowanie się układu. I tu okazuje się, że najbardziej elementarny ze wszystkich modeli — model oscylatora harmonicznego — może nas ciągle wiele nauczyć.

Były też dwa wykłady, które wykazały, że mimo 25-letniej historii lasera wymaga on ciągle teoretycznych rozważań. Inne wykłady dotyczyły kolejno: sprawdzania na przejściu optycznym w jonach wbudowa-

nych w ciało stałe optycznych równań Blocha, ciśnienia światła i bistabilności, chłodzenia atomów. Wykład o świetle indukowanym przez gładkie, silne impulsy laserowe przyniósł między innymi informację o ostatnio stwierdzonej teoretycznie interesującej strukturze widma fluorescencji (i jego ewolucji), w którym liczba maksimów rośnie liniowo z powierzchnią impulsu, a ich występowanie tłumaczy się interferencją wysyłanych przez atom wiązek światła związanych z kolejnymi etapami oddziaływania atomu z impulsem. Brewer z IBM przedstawił nową i jak się wydaje rewelacyjną, niezwykle prostą metodę stabilizacji częstości lasera i wykorzystania go jako wzorca częstości. Jest to metoda konkurencyjna w stosunku do istniejących i przedstawiająca rozległą perspektywę zastosowania do odtwarzania metra wg nowej definicji, spektroskopii wysokiej dokładności, a nawet detekcji fal grawitacyjnych.

Niezapomniany wieczorny wykład dra R. Sinclaira ilustrowany filmem „Sztylet słoneczny” nie wiązał się z tematyką Szkoły, ale wzbudził ogromne zainteresowanie. Były to wrażenia z udziału w najnowszych odkryciach dotyczących astronomii przedkolumbijskiej w Pueblo Indians w Północnej Ameryce ok. roku 1000 n.e.

Szkoła dała podsumowanie wyników w najważniejszych kierunkach badań w optyce kwantowej za kilka ostatnich lat, pozwoliła zapoznać się z najnowszymi wynikami i wskazała niektóre kierunki dalszych badań. Przyczyniła się do umocnienia dawnych kontaktów i nawiązania nowych, co należy zawdzięczać szczególnie jednoci miejsca i wspólnym posiłkom. Zwracały uwagę nie kończące się, niezwykle ożywione dyskusje naukowe zarówno po wykładach, jak i w czasie wszelkich przerw, a nawet posiłków. Na podkreślenie zasługuje znaczny udział w Szkole fizyków doświadczalnych. Poziom Szkoły jest oceniany ogólnie jako wysoki. Dr Shore w podsumowaniu Szkoły powiedział jak wielkie wrażenie wywarł na nim fakt rozległej współpracy naukowej fizyków różnych krajów, z której wyniknęła m. in. większość najbardziej interesujących przedstawionych wyników. Przewiduje się, że materiały Szkoły zostaną wydane przez Ossolineum w I połowie 1986 r.

Sympatyczną atmosferę Szkoły, sprawny jej przebieg należy zawdzięczać wielkiemu zaangażowaniu i umiejętnościom Komitetu Organizacyjnego. Zajęcia odbywały się w domu wczasowym „Muflon” w Ustroniu, na zboczu kotliny Wisły, ze wspaniałą panoramą Beskidu, przy pięknej, właściwie letniej, pogodzie. W wolną od zajęć niedzielę goście zagraniczni udali się do Krakowa, a pozostali rozproszyli się po górach. Występ folklorystycznego zespołu beskidzkiego ubarwił bankiet. Inną atrakcją było wieczorne ognisko. Orientację w sprawach Szkoły ułatwiało mikrokomputerowe centrum informacyjne. Zauważmy wreszcie, że warunki Szkoły umożliwiły także „biegi po zdrowie”, uprawiane przez niektórych jej uczestników.

Kazimierz Rosiński

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

RECENZJE

Jan Łopuszański: *Rachunek spinorów*, PWN, Warszawa 1985, s. 266, nakład 1500 egz., cena zł 160.—

Rachunek spinorów jest obszerną monografią poświęconą grupie $SL(2, C)$ i spinorowym reprezentacjom tej grupy. Książka podzielona jest na 5 rozdziałów, których tytuły wiernie odzwierciedlają jej treść: rozdz. 1 — Grupa $SL(2, C)$, rozdz. 2 — Przestrzeń reprezentacji grupy $SL(2, C)$, rozdz. 3 — Właściwa spinorowa grupa P_0 i jej reprezentacje, rozdz. 4 — Swobodne pola kwantowe i rozdz. 5 — Zagadnienia nie związane bezpośrednio z rachunkiem spinorowym.

Tematyka objęta monografią potraktowana została bardzo szczegółowo i wyczerpująco. Zainteresowany tymi zagadnieniami czytelnik nie powinien mieć kłopotów ze śledzeniem toku myśli Autora, gdyż wszystkie rachunki podane zostały ze szczegółami w tekście. Według słów Autora „Książka przeznaczona jest dla studentów wyższych lat studiów, doktorantów i pracowników naukowych w dziedzinie fizyki, matematyki oraz niektórych działów technicznych”. Nie mogę sobie jednak wyobrazić, o jakie „działy techniczne” tutaj chodzi. Moim zdaniem, z książki będą korzystali wyłącznie fizycy teoretycy specjalizujący się w fizyce matematycznej i w kwantowej teorii pola.

Z żalem przekonałem się, że zarówno Autor, jak i Wydawnictwo niemal całkowicie zignorowali moje uwagi krytyczne dotyczące treści książki, zamieszczone w mojej recenzji maszynopisu *Rachunku spinorów*. Nie zmieniono nawet, tak jak postulowałem, tytułu na *Rachunek spinorowy*. Nie mówimy przecież rachunek całek, rachunek wektorów itp., a rachunek całkowy, rachunek wektorowy, itd. W mojej recenzji maszynopisu pisałem m. in. „mój zasadniczy zarzut dotyczy zupełnego braku w recenzowanym maszynopisie tego, co nazwałbym fizyczną oprawą rachunku spinorowego. Wykład rozpoczyna się od rozpatrzenia wszystkich dwuwymiarowych macierzy i jest w tym stylu kontynuowany. Nie ma w nim żadnego powiązania z fizyką, nie ma żadnych objaśnień natury historycznej. Braki te uwypukla fatalna bibliografia przedmiotu, zestawiona w sposób zupełnie przypadkowy... Objętość *Rachunku spinorów* została zupełnie niepotrzebnie powiększona przez dołączenie paragrafów, które z rachunkiem spinorowym łączą się bardzo luźno...

Wykład jest miejscami dość rozwlekły i mógłby ulec pewnemu skróceniu. Uważam np., że czytelnikowi nie trzeba tłumaczyć od początku na czym polega mnożenie macierzy i tym podobnych rzeczy, skoro zakłada się u niego znajomość (cytuję ze wstępu): «podstaw teorii grup, mechaniki kwantowej, teorii względności i kwantowej teorii pól swobodnych».

Niestety, wymienione zarzuty mogę obecnie tylko rozbudować.

Wytknięty przeze mnie całkowity brak powiązania z fizyką kontrastuje z notką reklamową na końcu książki, w której czytamy, że „*Rachunek spinorowy* (w tym miejscu sam Autor nie wytrzymał i użył poprawnej formy!) wszedł na stałe do kilku działów fizyki teoretycznej (mechanika klasyczna i kwantowa, elektrodynamika kwantowa, teoria grawitacji) i stał się jednym z podstawowych jej narzędzi”. Rzeczywiście zastosowania takie występują, są bardzo ważne i należało o nich koniecznie napisać. Gdyby Autor zainteresował się choć trochę zastosowaniami np. do mechaniki bryły sztywnej, to nie pisałby potem, że „pojęcie spinora nie pojawia się jawnie ani w mechanice klasycznej, ani też w elektrodynamice klasycznej. Wielkość ta weszła do fizyki i matematyki wraz z rozwojem mechaniki kwantowej” (str. 15), gdyż wiedziałyby, iż spinorowe reprezentacje grupy obrotów zostały odkryte przez Hamiltona w połowie ubiegłego stulecia, a następnie zbądane i umiejscowione w szerszym matematycznym kontekście przez Cartana na 10 lat przed odkryciem mechaniki kwantowej. Bardzo razi mnie także brak omówienia w książce zastosowań rachunku spinorowego do teorii grawitacji, gdyż w tej właśnie dziedzinie zastosowania te były w ostatnich latach chyba najbardziej płodne. Pominięcie w książce tych zagadnień jest tym bardziej przykre, iż znaczny wkład do rachunku spinorowego w zakrzywionej przestrzeni wniósł Leopold Infeld, współautor pionierskiej pracy

na ten temat (napisanej wspólnie z van der Waerdenem). Nawiasem mówiąc, rachunek spinorowy, wraz z ogólnie niezmienniczym jego sformulowaniem, został przedstawiony w wykładach Infelda opracowanych przez Stanisława Bazańskiego i wydanych przez PWN w 1956 r. Nie jest więc prawdą, że recenzowana książka „jest pierwszym w języku polskim podręcznikiem omawiającym rachunek spinorowy”, jak to napisał Autor we wspomnianej notce.

A mogła to być dobra książka! Są w niej spore fragmenty dobrze napisane, zawierające własne ujęcie Autora. Niestety, całość nie dorównuje tym dobrym częściom, a i w nich znalazło się sporo niedoróbek. Świadczy to chyba o pośpiechu przy pisaniu. Przynajmniej to pośrednio sam Autor pisząc, że duża część książki została napisana podczas trzymiesięcznego pobytu w Lipsku. Wiedząc coś niecoś o pisaniu monografii śmiem wątpić, czy nawet tak renomowany Autor jak Jan Łopuszański, nawet na Uniwersytecie Karola Marksa, jest w stanie napisać w ciągu trzech miesięcy dopracowaną w szczegółach książkę, czy choćby jej dużą część. A oto kilka takich szczegółów.

Na str. 99 została podana definicja grupy niezawartej, jako grupy której „parametry mogą przyjmować dowolnie duże wartości liczbowe”. Tę fałszywą tezę można bez trudu obalić, np. parametryzując przekształcenia grupy $O(2)$ (grupy tak zwartej, jak tylko można sobie wyobrazić) parametrem λ wziętym z przedziału $0 \leq \lambda < \infty$ przy pomocy następujących wzorów

$$\begin{aligned} x' &= x \cos \frac{2\pi\lambda}{\sqrt{\lambda^2+1}} + y \sin \frac{2\pi\lambda}{\sqrt{\lambda^2+1}}, \\ y' &= -x \sin \frac{2\pi\lambda}{\sqrt{\lambda^2+1}} + y \cos \frac{2\pi\lambda}{\sqrt{\lambda^2+1}}. \end{aligned}$$

Na str. 49 czytamy, że bispinor jest kombinacją liniową spinorów, choć wiadomo, że kombinacja liniowa spinorów zawsze pozostanie spinorem.

Na str. 118 napisano „jak widać ze wzorów $0 \leq p_0 < \infty$, $-\infty < p_i < \infty$ widma operatorów są ciągłe”. Ja widzę jedynie, że p_0 przyjmuje wartości nieujemne, zaś p_i może przyjmować wartości dodatnie i ujemne.

W całej książce używana jest odwrotna, w porównaniu z ogólnie przyjętą, konwencja przy wyrażaniu kwantowych operatorów energii, pędu i momentu pędu przez operatory różniczkowe. I tak np. operator energii p_0 przyjęty został w postaci $-i\partial_t$ zamiast $i\partial_t$. Oczywiście żadne wyniki fizyczne nie zależą od wyboru konwencji znakowej, ale odejście od liczącej sześćdziesiąt lat tradycji jest w podręczniku niedopuszczalne.

Najlepszym przykładem na to, jak rezygnacja z przedstawienia fizycznych zastosowań rachunku spinorowego prowadzi na manowce, jest ten fragment książki, który traktuje o równaniu Diraca. Czytamy tam m. in.

„Tak zwane równania Diraca są trywialną konsekwencją równania

$$(\square + m^2)\psi_A(x) = 0 \tag{A}$$

Nie są one warunkiem wynikającym z postulatów teorii, jak np. równanie Weyla dla przypadku bezmasowego spinora. Nie niosą one też ze sobą żadnych nowych informacji, które wychodziłyby poza równanie A.”

Że też Autorowi tych zdań, wzmocnionych jeszcze przez podkreślenia, nie zadrżała ręka przy pisaniu. Przecież wprowadzając w równaniu (A) minimalne sprzężenie z polem elektromagnetycznym nie otrzymamy poprawnej wartości na moment magnetyczny elektronu. A był to właśnie koronny argument za równaniem Diraca. Równania A nie można także wyprowadzić z zasady wariacyjnej zawierającej tylko jeden spinor. Również i uogólnienie równania (A) na przestrzeń z nieznikającą krzywizną prowadzi do błędnego wyniku, różnego od tego co otrzymujemy z równania Diraca. Tak więc jedynie ograniczając się do dość banalnego przypadku cząstki swobodnej poruszającej się w płaskiej przestrzeni można ulec złudzeniu, że równanie Diraca nie niesie żadnej nowej treści w porównaniu z równaniem Kleina-Gordona (A).

Niepoprawne są wywody na str. 255-6, w wyniku których Autor dochodzi do wniosku, iż „specjalna grupa transformacji konforemnych w 2-wymiarowej przestrzeni Minkowskiego jest grupą o nieskończenie wielu parametrach”. Gdyby tak było, to otrzymalibyśmy nieskończenie wiele parametrów także w 4-wymiarowej przestrzeni, bo przecież 2-wymiarowe przestrzenie są jej podprzestrzeniami. Łatwo sprawdzić, iż wzory transformacyjne (5.4.10) nie spełniają warunku (5.4.4), a więc nie określają na ogół przekształcenia konforemnego.

Na tym zakończę omawianie potknięć wynikłych z niedopracowania książki, choć mam ich jeszcze więcej na mojej liście. Na zakończenie muszę jeszcze raz powrócić do sprawy bibliografii. Pomijając sprawę niewłaściwego doboru literatury, o czym pisałem na początku, chcę parę uwag poświęcić stronie formalnej. Tak niestarannie sporządzonej bibliografii dawno nie widziałem. Winę za to, moim zdaniem, ponosi zarówno Autor, jak i Wydawnictwo. Roi się w niej od błędów w nazwiskach, w nazwach wydawnictw, w numerach tomów, w transliteracji z cyrylicy. Zabawne potknięcia polegają na przypisaniu dwóch książek radzieckich wydawnictwu pod nazwą **Gosizdat**, co znaczy tyle co Państwowe Wydawnictwo, oraz na umieszczeniu Uniwersytetu Oksfordzkiego w miejscowości Cambridge.

Poważnym przeoczeniem redakcyjnym jest pozbawienie **wszystkich** autorów rosyjskich tak przez nich cenionych inicjałów patronimicznych, przy pozostawieniu dodatkowego inicjału przy nazwiskach wielu autorów anglosaskich. Błędem redakcyjnym jest również niepodanie informacji, iż książka Lubarskiego była wydana przez PWN w przekładzie polskim, zaś przy książce Hamermesha należało podać informację, iż oryginał ukazał się po angielsku.

Jest przykrym błędem ze strony Wydawnictwa, że *Rachunek spinorów* został wydany w serii „Biblioteka Fizyki”, choć Komitet Redakcyjny tej serii nigdy nie był w tej sprawie konsultowany.

Iwo Białynicki-Birula

Zakład Fizyki Teoretycznej PAN
Warszawa

Odpowiedź na recenzję książki „Rachunek spinorów”

Na wstępie mojej odpowiedzi chciałbym zaznaczyć, że nie jestem autorem notki reklamowej, o której prof. Białynicki-Birula wspomina trzykrotnie, a zatem ani Jego pochwała (użyto w tej notce określenia „rachunek spinorowy” a nie „rachunek spinorów”), ani zarzuty nie dotyczą mojej osoby; nie śmiałbym napisać, że książka moja jest pierwszym w języku polskim podręcznikiem omawiającym rachunek spinorów, gdyż zdaję sobie sprawę, że moja wiedza historyczna jest nader fragmentaryczna i z tego powodu nie ryzykowałbym takiego stwierdzenia¹.

W swojej recenzji prof. Białynicki-Birula wyraża się z dezaprobatą nie tylko o mojej książce i o mnie, jako jej autorze, ale również o Wydawnictwie (PWN). Otóż chciałbym tutaj zdecydowanie wystąpić w obronę Wydawnictwa, gdyż zachowało ono pełną lojalność zarówno wobec wcześniejszych wypowiedzi prof. Białynickiego-Biruli, jak i wobec mnie, a większość usterek, w tym usterki wytknięte przez Recenzenta, jak również niedokładności bibliograficzne są wyłącznie wynikiem mego niedopatrzenia.

Z większością uwag Recenzenta dotyczących nieścisłych i nieporządných sformułowań zgadzam się w zupełności; można było tych błędów łatwo uniknąć, jak np. w przypadku umieszczonej w odsyłaczu definicji grupy niezwartej, gdzie wystarczyło zastąpić słowo „parametry” słowami „wartość bezwzględna elementów macierzowych grupy” i uzyskać w ten sposób stopień ścisłości wystarczający dla moich celów. Takich nieścisłości znalazłem już sam wiele.

Recenzent wysuwa jednak trzy poważniejsze zarzuty, z którymi trudno mi się zgodzić.

Jeden, chyba najpoważniejszy, jest — moim zdaniem — błędny. Recenzent pisze: „Niepoprawne są wywody na str. 255-6, w wyniku których Autor dochodzi do wniosku, iż «specjalna grupa transformacji konforemnych w 2-wymiarowej przestrzeni Minkowskiego jest grupą o nieskończeniu wielu parametrach». Gdyby tak było, to otrzymalibyśmy nieskończenie wiele parametrów także w 4-wymiarowej przestrzeni, bo przecież 2-wymiarowe przestrzenie są jej podprzestrzeniami. Łatwo sprawdzić, iż wzory transformacyjne (5.4.10) nie spełniają warunku (5.4.4), a więc nie określają na ogół przekształcenia konforemnego”. Rzeczy-

¹ W swojej pierwszej recenzji dla Wydawnictwa z października 1976 r. prof. Białynicki-Birula napisał, że „na ten temat nie ma książki w języku polskim”, co osoba redagująca notkę mogła wziąć za podstawę powyższego stwierdzenia.

wiście, dla przekształceń liniowych, np. obrotów w 3-wymiarowej przestrzeni euklidesowej obroty 2-wymiarowe

$$\begin{pmatrix} \cos\varphi & \sin\varphi \\ -\sin\varphi & \cos\varphi \end{pmatrix}$$

dadzą się rozszerzyć na przestrzeń 3-wymiarową jako

$$\begin{pmatrix} \cos\varphi & \sin\varphi & 0 \\ -\sin\varphi & \cos\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Niestety, przekształcenia konforemne nie są przekształceniami liniowymi i dlatego transformacje 2-wymiarowe nie dadzą się rozszerzyć do konforemnych transformacji w przestrzeni 4-wymiarowej na sposób podany powyżej; 2-wymiarowe transformacje konforemne nie tworzą podgrupy konforemnych transformacji 4-wymiarowych i rządzą się własnymi prawami; mają np. nieskończenie wiele parametrów.

Co do drugiego zarzutu, to wydaje mi się, że Recenzent nieco przesadził w swym pełnym oburzeniu tonie odnośnie do mego stwierdzenia, że równania Diraca są trywialną konsekwencją równania Kleina-Gordona dla pola czy też stanu spinorowego. Równania Diraca nie potrzebują na pewno reklamy z mojej strony. Zamierzeniem moim było zilustrowanie teorii spinorów na przykładzie kwantowych pól swobodnych i w ramach tej teorii zwrócić m. in. uwagi na mało znany fakt, że w tym szczególnym przypadku równanie Diraca jest trywialną konsekwencją równania Kleina-Gordona dla spinora. Najmniejsze nawet sprzężenie z polem elektromagnetycznym — jak sugeruje Recenzent — zmieniłoby dramatycznie sytuację, gdyż (nielokalny) potencjał elektromagnetyczny nie jest lorentzowsko współzmienniczym wektorem, co z kolei powoduje, że pole elektronowe nie jest opisywane kowariantnym spinorem (przy transformacji lorentzowskiej występuje dodatkowy czynnik fazowy cechowania). Te sprawy, chociaż niezwykle ważne, nie starowiają przedmiotu książki, której autor stawiał sobie o wiele skromniejsze cele.

Co do trzeciego zarzutu, tj. przyjętej przeze mnie konwencji ($\pm i\partial_t$), to tę samą konwencję stosują w swych książkach R. S. Streater i A. S. Wightman, N. Bogolubow, A. Logunow i R. Todorow, jak również S. Schweber. Moje funkcje stanu — to „kety” Diraca, a nie funkcje falowe Schrödingera; może tu właśnie leży pies pogrzebany.

Poza tym Recenzent uważa za poważne uchybienie redakcyjne pozbawienie wszystkich autorów rosyjskich inicjałów patronimicznych. Redakcja zrobiła to na moją wyraźną prośbę. Postaram się uzasadnić moje postępowanie. Jak długo mieszkalem w Związku Radzieckim, byłem J. W. Ł. (a czasem nawet I. W. Ł.), po przyjeździe do Polski — stałem się J. Ł. (a czasem J. T. Ł.). W konwencji przyjętej zarówno w Polsce, jak i w większości krajów europejskich (nie jest to zatem tylko konwencja anglosaska), inicjały odnoszą się do pierwszego i drugiego imienia. Książka moja jest pisana po polsku i dlatego zachowałem tylko imiona autorów radzieckich.

Jestem jednak pełen podziwu dla prof. Białynickiego-Biruli, że zadał sobie trud tak dokładnie przeczytać moją książkę!

Na zakończenie pewna refleksja. Żałuję, że nie zachowałem pierwotnie przeze mnie obranego tytułu, a to „Rachunek spinorów i jego zastosowanie w teorii kwantowej pola” i uległem sugestii prof. Białynickiego-Biruli, aby tytuł skrócić; pierwotny tytuł odzwierciedlałby wierniej rzeczywistą treść ideową i charakter książki; tytuł mojej książki, niezależnie od tego czy to będzie „Rachunek spinorów” czy też „Rachunek spinorowy” jest mylący, gdyż nie ujmuje teorii spinorów w jednolity schemat przy pomocy algebr Clifforda w dowolnej ilości wymiarów, czego dokonał np. radziecki uczonek W. Żelnorowicz w swojej pięknej książce *Teoria spinorów i jej zastosowanie w fizyce i mechanice* (po rosyjsku, wyd. Nauka 1982).

Mimo wszystkich niedociągnięć, do których się przyznaję, uważam, że ocena prof. Białynickiego-Biruli jest nieco jednostronna. „Ich grolle nicht, und wenn das Herz auch bricht” (Heinrich Heine, *Buch der Lieder*).

Jan Łopuszański

Instytut Fizyki Teoretycznej UW.
Wrocław

List do redakcji

Przed ponad pięciu laty ukazał się w Postęпах Fizyki [1] komunikat Komisji Nazewnictwa PTF z listą polskich propozycji dla wybranych terminów występujących w literaturze pisanej po angielsku. Ogłaszając tę serię propozycji Komisja zwróciła się do czytelników z prośbą o uwagi i wnioski. Proszę traktować ten mój list jako odzew na tę prośbę. Jest to zarazem pisemna wersja mojego wystąpienia na sesji „Język i terminologia polska w fizyce”, zorganizowanej przez Sekcję Nauk Ścisłych Komitetu Terminologii PAN i Oddział Wrocławski PTF w dniu 23 listopada 1984 r. we Wrocławiu¹.

Przy poszukiwaniu i decydowaniu się na wybór terminów naukowych warto kierować się kilkoma zasadami, które wielokrotnie formułowano², często odkrywając je na nowo [2-5]. Nie będę podawać pełnej listy tych zasad, powołam się tylko na niektóre z nich omawiając wybrane propozycje.

1. **Zasada reproduktywności** [3] albo **produktywności** [4] mówi, żeby termin umożliwiał tworzenie nazw pochodnych. Przykładem na zastosowanie tej zasady jest *charm*. Spośród czterech polskich wyrazów, jakie można do tego słowa znaleźć w słowniku angielsko-polskim [6]: urok, wdzięk, powab, czar, warszawskie środowisko fizyków wybrało *powab* — nie wiem, czym się przy tym kierując. Lepszy natomiast byłby *czar*, gdyż można by wtedy uznać *czarmonium* za wyraz pochodny. Byłoby to zarazem przejście do języka polskiego angielskiego terminu *charmonium* w zasadzie w tym samym brzmieniu i z zamianą tylko jednej litery w pisowni.

2. **Zasada jednoznaczności** [3, 4] wymaga, żeby termin oznaczał tylko jedno pojęcie. Angielskie słowo *cluster* co innego znaczy w fizyce jądra czy cząstek elementarnych (np. *alpha cluster*, *hadronic cluster*), a co innego w aksjomatycznej teorii pola (np. *cluster decomposition*, *cluster property*). W naszym języku możemy to naprawić wybierając różne słownikowe odpowiedniki na owe różne pojęcia. W fizyce cząstek proponowałbym *rój*, natomiast w aksjomatycznej teorii pola *grono* (wtedy terminami pochodnymi byłyby: rozkład gronowy, własność gronowa).

W terminach dwuwyrazowych najczęściej występuje dosłowne tłumaczenie poszczególnych składników. W ten sposób powstają tzw. kalki językowe. Angielski termin *cross-section* dotyczy nie tylko fizyki jądrowej i cząstek elementarnych, lecz występuje również w innych, nieraz odległych dziedzinach techniki. Tam występuje w języku polskim właśnie jako kalka: *przekrój poprzeczny*, co ma swoje uzasadnienie np. przy rysunkach technicznych. Natomiast w fizyce cząstek elementarnych szczęśliwie przyjęła się termin *przekrój czynny*. Nie wiem, komu zawdzięczamy taki właśnie polski odpowiednik, ale pierwszemu Polakowi, który go użył, należy się wdzięczność, bo o wiele trafniej oddaje istotę opisywanego pojęcia, niż angielski *cross section* czy rosyjski *popieriecznoje sieczenie*. Nie jest bowiem ważna poprzeczność tego przekroju, lecz oddanie tego, iż liczy się to, co czynnie oddziałuje na rozpraszany obiekt. Poza tym termin ten różni się od przekrojów poprzecznych występujących w technice, więc jest ładnym wykorzystaniem zasady jednoznaczności. Co do proponowanego przez Komisję Nazewnictwa skrótu *przekrój*, to nadaje się on jedynie do powszedniego żargonu fizyków, ale nie do artykułów czy podręczników.

3. **Zasada międzynarodowości** [3, 4] mówi, że jeśli jakiś termin występuje nie tylko w jednym języku (dla fizyków: w angielskim), lecz w wielu (praktycznie w większości języków europejskich), to my, Polacy, możemy też wybrać to słowo. Wzorcowymi przykładami na to są *spin* i *kwark*. Słowo *spin* może być przejęte bez różnic w pisowni i niemal bez różnic w wymowie, a słowo *kwark* z takimi różnicami, jakie występują według polskiej tradycji przejmowania słów o rdzeniu łacińsko-greckim (*quantum* → kwant, *quaternion* → kwaternion itp.). Warto tak przejmować wyrazy zapewniające dużą zwiezłość — najczęściej są to słowa jednosylabowe.

¹ Patrz *Postępy Fizyki* 36, 405 (1985).

² Trzeba przyznać, że technicy przykładają do spraw terminologii większą wagę. Przedstawiciele nauki czystej, a wśród nich fizycy, podchodzą do nich z większą swobodą, żeby nie powiedzieć: nonszalancją.

Co do słowa *kwark*, pozwolę sobie na dłuższą dygresję. Otóż warto wiedzieć, że nie jest ono wcale pochodzenia greckiego czy łacińskiego. Jego etymologia jest zresztą bardzo ciekawa. W potocznym języku angielskim nie ma bowiem słowa *quark* — nie znajdziemy go ani w słowniku Stanisławskiego [6], ani w jego Suplemencie [7]. Chyba wszyscy fizycy wiedzą, że do teorii cząstek elementarnych wprowadził je Murray Gell-Mann [8] za Jamesem Joycem, który użył tego słowa tylko raz w książce *Finnegans Wake* w zwrocie: „Three quarks for Mister Mark”. Badacze literatury zachodzili w głowę, co mogło to słowo w tym zdaniu znaczyć. Przypuszczano, że chodzi o jakieś duszki, dziwne stwory. Wreszcie ktoś odkrył, że Joyce zabawiał się po prostu w grę słów. Albowiem bawiąc kiedyś w jakimś mieście niemieckim słyszał na targu wołanie jednej z przekupek: „Drei Mark für Muster Quark!” (trzy marki za idealny twaróg!). W takim razie występujące u Joyce’a słowo *quark* jest wzięte z niemieckiego *Quark*, gdzie oznacza twaróg, a przenośnie: bzdura; przekupka oczywiście miała na myśli twaróg. Ale — co ciekawe — w języku niemieckim słowo *Quark* pochodzi od słowiańskiego — może połabskiego — słowa *twark*, któremu odpowiada polski *twaróg*. Zamiana początkowego „t” na „k” nastąpiła już na gruncie języka niemieckiego. W takim razie możemy twierdzić, że słowo *kwark* jest pochodzenia słowiańskiego.

Zabawne uzasadnienie nazwy *kwark* podał t’ Hooft na Sympozjum Einsteinowskim w Jerozolimie w 1979 r. [9]. Otóż jego zdaniem opis przyjmujący kwarki za podstawowe składniki materii stanowi czwarty (*quartus*) historyczny etap rozkładu świata na twory elementarne. W trzech poprzednich etapach wprowadzono: żywioły, pierwiastki chemiczne (atomy), cząstki elementarne. Według tej zasady po stwierdzeniu, że kwarki mają strukturę, ich składniki trzeba będzie nazwać *kwinkami*.

Ten przykład pokazuje, jak czasem dorabia się uzasadnienie post factum, już po powszechnym przyjęciu danego terminu, kiedy nie jest ważne pierwotne znaczenie słowa, z którego go utworzono. (Językoznawcy nazywają takie zjawisko *leksykalizacją* wyrazu.) Zapewne Gell-Mann wybierając słowo *quark* dla wprowadzonego przez siebie pojęcia nie kierował się wcale jego pochodzeniem ani znaczeniem. Według wieści gminnej najważniejsze dla niego było występowanie ich w trójce, bo chodziło o trójwymiarową reprezentację grupy symetrii oddziaływań.

Posługując się trochę subtelniej zasadą międzynarodowości można też szukać polskich odpowiedników dla trzech dalszych terminów: *chirality*, *rapidity*, *helicity*. Tych słów nie można przenieść do polszczyzny żywym, bez żadnych zmian. Trzeba jeszcze odwołać się do ich etymologii. Tak się składa, że wszystkie one mają źródłosłów grecko-łaciński, a język polski też odwołuje się do tej tradycji.

Słowa *chiral*, *chiralność* wypropował H. H. Thompson (lord Kelvin) w 1884 r. z greckiego *cheir* oznaczającego rękę — np. polska *chiromancja* ma to samo źródło. Dlatego proponuję tu utworzyć słowa o greckim rdzeniu: *chiralny*, *chiralność*.

Angielski wyraz *rapidity* jest pochodnym od *rapid*, który bierze się z łacińskiego *rapidus* = rwący, gwałtowny, a ten z kolei od *rapio* = porywam, szybko chwytam. W języku polskim jest słowo o tym samym rdzeniu, mianowicie *raptowny* od łacińskiego *raptus* = uprowadzenie, porwanie, też pochodzącego od *rapio*. Dlatego na angielski termin *rapidity* proponuję polski: *raptowność*³.

Termin *helicity* wzięty się z angielskiego *helix* identycznego ze słowem łacińskim *helix* = ślimacznica, dziś mówimy na to *spirała* — jest to również słowo o pochodzeniu łacińskim. Dlatego na angielskie *helicity* proponuję *spiralność*. Jest to już bardzo słabe zastosowanie zasady międzynarodowości, ale warto wiedzieć, że w literaturze angielskojęzycznej występuje również [10] określenie *spirality* na to samo pojęcie, a Rosjanie tłumaczą *helicity* jako *spiralnost’*. Można by na siłę utworzyć słowo *helikalność*, ale brzmi ono bardzo sztucznie.

Co do alternatywy *spin-skreęt* podanej w komunikacie [1], trzeba stwierdzić, że jest ona błędna. Termin *spin* odnosi się tylko do *wewnętrznego momentu pędu* cząstki czy układu, natomiast *kręt* jest synonimem *momentu pędu* w ogóle — kręt może być zarówno orbitalny jak i wewnętrzny. Znany jest powszechnie spór na ten temat środowiska krakowskiego z warszawskim. To pierwsze jest za *krętem*, to drugie za *momentem pędu*. W rozstrzygnięciu tego sporu może pomóc następna reguła.

4. **Zasada operatywności** [3-5] postuluje, żeby termin był możliwie krótki i łatwy do posługiwania się. Jedno słowo i to jednosylabowe *kręt* jest z pewnością lepsze od dwóch słów dających w sumie cztery sylaby: *moment pędu*. Jak wygodne są wtedy wyrażenia: zasada nieoznaczoności ką-kręt, trajektorie Reggego na wykresie masa-kręt, zespolona płaszczyzna krętu itp.!

Trzeba przyznać, że w zbiorze zasad zalccanych przy tworzeniu terminów nie wszystkie da się łatwo pogodzić. Istnieje bowiem jeszcze

5. **Zasada rodzimości** [3] wymagająca, żeby terminy były oparte na słowach czy rdzeniach polskich. Za tą zasadą przemawiają względy użytkowe: rodzime brzmienie terminów ułatwia szerszemu ogółowi

³ Dziękuję M. Jeżabkowi, który w 1977 roku podsunął mi to słowo.

przyswajanie wiedzy. Zasada rodzimości jest jaskrawo sprzeczna z zasadą międzynarodowości i właśnie istnienie tych dwóch zasad jest przyczyną nie gasnących sporów terminologicznych. Ale to nie jest nieuniknione — dzieje się tak przeważnie wtedy, gdy zwolennicy zasady rodzimości traktują ją dogmatycznie, uważając, że termin jest rodzimy tylko wtedy, gdy jego pochodzenie jest czysto polskie, albo — jeszcze głębiej — słowiańskie. Jeśli jednak nazwiemy to inaczej, np. **zasadą zrozumiałości** [4], wtedy taka postawa przestaje być ortodoksyjna.

Na liście Komisji Nazewnictwa [1] jest jeden termin, który godzi zasadę międzynarodowości z zasadą zrozumiałości, mianowicie kolor kwarka. Słowo *kolor* nie jest pochodzenia słowiańskiego, wzięło się bowiem z łacińskiego *color* = cera, pleć, wygląd, ale któż z Polaków odczuwa je jako obce? Zresztą konkurencją mogłoby być jedynie słowo *barwa*, ale ono też jest pochodzenia obcego, bo germańskiego. Dlatego radzę bez wahania *colour of quark* przetłumaczyć jako *kolor kwarka* i w ten sposób będziemy w lepszej sytuacji np. od Rosjan, którzy mają *cwiet kwarka* i czynią zadość tylko jednej z dwóch, na pozór sprzecznych, zasad.

Na zakończenie chciałbym rozważyć przykłady pochodzących od Wheelera terminów, które ilustrują raczej skłonność fizyków do żartów, a niezbyt trafnie oddają istotę rzeczy.

a) Termin *black hole* = *czarna dziura* sugeruje jakby chodziło tylko o efekt optyczny — dziura jest czarna, bo nie odbieramy od niej promieniowania. Zresztą po pracach Hawkinga okazało się, że jednak dzięki efektom kwantowym promieniowanie może się z takiej dziury wydostać. Dlatego moim zdaniem lepsze byłyby np. nazwy: *czelusz grawitacyjna* albo *otchłań grawitacyjna* oddające istotną rolę grawitacji, a nie optyki w tym obiekcie.

b) Termin *Big Bang* = *wielki łoskot* tłumaczymy obecnie jako *Wielki Wybuch*, a więc już nie trzymamy się kalki językowej. Może lepszy byłby termin *osobliwość początkowa*, który też czasem można spotkać?

c) Termin *Big Crunch* = *wielkie chrupnięcie* używany jest na coś przeciwnego do Big Bang. Nie spotkałem jeszcze nań odpowiednika polskiego. Może dobry byłby: *osobliwość końcowa*?

Z tych przykładów wynika następujący dylemat: czy w ogóle pożyteczne jest tak dalekie odchodzenie od oryginałów angielskich, czy raczej pozostaje nam niestety tylko pogodzić się z sytuacją i mniej lub bardziej wiernie kalkować te oryginały.

Bernard Jancewicz

Instytut Fizyki Teoretycznej UWr,
Wrocław

Literatura

- [1] *Postępy Fizyki* **31**, 141 (1980).
- [2] M. Mazur, *Terminologia techniczna*, WNT, Warszawa 1961.
- [3] W. Nowicki, *O ścisłość pojęć i kulturę słowa w technice*, WKŁ, Warszawa 1978, § 2.7.
- [4] A. T. Troskolewski, *O twórczości. Piśmiennictwo naukowo-techniczne*, PWN, Warszawa 1982.
- [5] R. Duda, *Wiadomości Matematyczne* **25**, 143 (1983).
- [6] J. Stanisławski, *Wielki słownik angielsko-polski*, WP, Warszawa 1964.
- [7] J. Stanisławski, M. Szercha, *Wielki słownik angielsko-polski. Suplement*, WP, Warszawa 1975.
- [8] M. Gell-Mann: *Phys. Lett.* **8** (1964) 214.
- [9] I. Białyński-Birula, *Postępy Fizyki* **30**, 500 (1979).
- [10] M. Cini, B. Touschek, *Nuovo Cimento* **7**, 422 (1958).

KRONIKA

PTF

Nowy Zarząd Główny

Walne Zebranie PTF wybrało 7 grudnia 1985 Zarząd Główny na kadencję 1986-87. Nowy Zarząd ukonstytuował się, jak następuje: prezes — Tadeusz Skaliński, wiceprezesi — Jerzy Kołodziejczak i Andrzej Oleś, sekretarz generalny — Janusz Konopka, skarbnik — Jerzy Wdowczyk, członkowie — Teresa Białecka, Franciszek Kaczmarek, Stanisław Łęgowski i Cecylia Wesołowska, zastępcy członków — Tomasz Goworek, Tadeusz Pniewski i Izabela Sosnowska.

Nagroda naukowa PTF

Nagroda naukowa Polskiego Towarzystwa Fizycznego za rok 1985 została przyznana doktorowi Witoldowi Nazarewiczowi, fizykowi zatrudnionemu w Instytucie Fizyki Politechniki Warszawskiej, współpracującemu z Zakładem Teorii Struktury Jądra Atomowego Uniwersytetu Warszawskiego oraz liczną grupą fizyków-jądrowców.

Witold Nazarewicz ma 31 lat. Stopień doktora nauk fizycznych uzyskał z wyróżnieniem w 1982 r. Od tego czasu kontynuuje pracę nad badaniem zachowania się jąder atomowych w warunkach szybkiego obrotu. Uzyskał szereg fascynujących wyników.

Podał wyczerpującą analizę stanów wysokospinowych w jądrach z obszaru liczb masowych ok. 80, dostrzegając wiele efektów fizycznych charakterystycznych dla jąder z tego zakresu. Zbadał jako pierwszy strukturę pasm rotacyjnych przy wysokich spinach dla jąder o stabilnej deformacji oktapolowej. Zbadał szczegółowo zmiany kształtu i efekty strukturalne dla szeregu jąder z obszaru ziem rzadkich z uwzględnieniem ich szybkiego obrotu.

Witold Nazarewicz współpracuje z Uniwersyte-tem w Lund w Szwecji, Instytutem im. Nielsa Bohra w Kopenhadze w Danii oraz z szeregiem innych ośrodków granicznych.

Zdzisław Szymański

Oddział Katowicki

Na walnym zebraniu 27 listopada 1985 podsumowano dwuletnią działalność (1983-85). Ustępujący Zarząd kierowany przez dra Marka Zrałka prowadził głównie działalność popularyzatorską wśród pracowników naukowych, nauczycieli i uczniów szkół średnich. Tradycyjnie organizowano comiesięczne posiedzenia naukowe. W zakresie działalności dydaktycznej prowadzono cykl wykładów dla młodzieży licealnej, skupionej w klubie „Kwark” przy Pałacu Młodzieży w Katowicach. Cykle pokazów i wykładów z fizyki dla uczniów szkół średnich odbywały się także na terenie Instytutu Fizyki UŚ.

Walne zebranie wybrało na następną kadencję Zarząd w składzie: przewodniczący — Marian Drzazga, z-ca przewodniczącego — Antoni Salamon, sekretarz — Andrzej Ślebarski, skarbnik — Marek Siemaszko, członkowie Zarządu — A. Dawidowski, J. Jelonok, A. Kasprzyk, K. Wójcik.

Oddział Katowicki liczył w końcu 1985 r. 97 członków.

Danuta Skrzypek

Nagroda im. Marii Skłodowskiej-Curie

Wydział III Polskiej Akademii Nauk przyznaje corocznie na jesieni prestiżową Nagrodę im. Marii Skłodowskiej-Curie za wybitne osiągnięcia badawcze w zakresie fizyki i chemii. Nagroda ta przypada na przemian fizykowi i chemikowi i dotyczy prac wykonanych w okresie ostatnich sześciu lat. W 1985 r. nagrodą tą wyróżniony został Stefan Pokorski, profesor fizyki teoretycznej na Uniwersytecie Warszawskim, za swoje badania nad rolą struktury kwarkowo-gluonowej w miękkich zderzeniach hadronów przy wysokich energiach oraz prace nad zastosowaniami nieabelowych teorii pól z cechowaniem do opisu oddziaływań cząstek elementarnych. Może warto wspomnieć, że Wydział III PAN przyznał prof. Pokorskiemu to poważne wyróżnienie jednogłośnie.

Prace naukowe Stefana Pokorskiego są dobrze znane specjalistom w kraju i za granicą. Wywarły one niemały wpływ na ukierunkowanie badań w dziedzinie fizyki cząstek elementarnych w naszym kraju i ich relację do badań za granicą. Można już w tej chwili mówić o kształtowaniu się wokół prof. Pokorskiego nowej szkoły na Uniwersytecie Warszawskim, koncentrującej się na zagadnieniach poprawek radiacyjnych w nieabelowych teoriach pól z cechowaniem, takich jak model Glashowa-Weinberga-Salama oddziaływań elektroslabych.

Wojciech Królikowski

Nagrody PAN

W 1985 r. następujące prace z dziedziny fizyki lub z pogranicza fizyki zostały wyróżnione **Nagrodą Sekretarza Naukowego PAN**:

Historia astronomii w Polsce, t. 2, 1875-1919 — autorzy: prof. Eugeniusz Rybka (emerytowany prof. UJ) i dr Przemysław Rybka (emerytowany adiunkt Inst. Historii Nauki, Oświaty i Techniki PAN).

System ORBITA do numerycznego wyznaczania orbit SSZ i współrzędnych stacji — dr Andrzej Drożynca (UMK).

Badania oddziaływań magnetoelastycznych w magnetykach amorficznych — pracę wykonał zespół z IF PAN: prof. Henryk Szymczak, prof. Zbigniew Kaczkowski, doc. Henryk Lachowicz, dr Lech Baczewski, mgr Ryszard Żuberek.

Opracowanie nowej metody obliczania struktury energetycznej stanów donorowych w półprzewodnikach polarnych — dr Janusz Adamowski (Instytut Metalurgii AGH).

Opracowanie i skonstruowanie wzorcowego stanowiska do pomiaru indukcji magnetycznej — zespół z IF PAN: dr Włodzimierz Zbieranowski, dr Stefan Nadolski, mgr inż. Zbigniew Potocki, mgr Krzysztof Nesteruk, technik Wojciech Wolski, technik Janusz Osuch.

Efekt Szubnikowa-de Haasa w cienkich warstwach arsenku kadmu — zespół: prof. Witold Żdanowicz, doc. Lidia Żdanowicz (oboje z Zakł. Fizyki Ciała Stałego PAN).

Określenie struktury statystycznej warstwy powierzchniowej między dwiema współlistniejącymi fazami modeli siatkowych — zespół z IChF PAN: prof. Jan Stecki, dr Jacek Dudowicz, mgr Alina Ciach.

Opracowanie nowej metody rozdzielania stereoisomerów, w tym izomerów optycznych, przez tworzenie inkluzyjnych związków cyklodestyn i jej zastosowanie do selektywnego chromatograficznego rozdzielania związków organicznych alfa i beta pinenu, krezoli, alkilobenzenów i innych — zespół z IChF PAN: doc. Danuta Sybilska, mgr Janusz Dębowski, dr Tomasz Kościelski, doc. Janusz Jurczak, doc. Janusz Lipkowski, mgr Janusz Żukowski, mgr Ewa Dolecka.

Opracowanie danych fizykochemicznych w postaci 9 tomów serii wydawniczej *Thermodynamical Data for Technology* — zespół z IChF PAN: doc. Andrzej Mączyński, mgr Andrzej Bilimski, mgr Małgorzata Łencka, dr Zofia Mączyńska, dr Adam Skrzecz.

Określenie właściwości magnetycznych i termodynamicznych związków uranu — prof. Robert Troć (INTiBS PAN).

Rozwinięcie teorii oddziaływania elektron-pozyton w jeliu oraz metalach rzeczywistych — Zespół z INTiBS PAN: prof. Henryk Stachowiak, dr Grażyna Kontrym-Sznajd, dr Sławomir Daniuk, mgr inż. Anna Rubaszek, mgr inż. Jarosław Gondzik.

Wyjaśnienie mechanizmu przemian fazowych i zbadanie własności fizycznych materiałów ferroelektrycznych i ferroelastycznych z grupy fluoroberylanów, siarczanów i selenianów — zespół: prof. Kazimierz Łukaszewicz i mgr Paweł Tomaszewski (obaj z INTiBS PAN), prof. Lucjan Sobczyk, dr Zbigniew Czapla, dr Alicja Waśkowska i dr Olaf Czupiński (wszystkie cztery osoby z UW.) oraz dr Henryk Pykacz i dr Józef Mróz (obaj z PWr.).

Stochastic Wave Propagation — prof. Kazimierz Sobczyk (IPPT PAN).

Parametry plazmy wyładowania w katodzie wewnętrznej a moc lasera He-Cd⁺ generującego światło białe — doc. dr inż. Jerzy Mizeraczyk z IMP PAN.

Zbadanie struktury i oddziaływań międzymolekularnych analogów zasad nukleinowych wykazujących aktywność przeciwnowotworową i przeciwwirusową — zespół z IF PAN: doc. Krystyna Szczepaniak, dr Maciej Nowak, mgr Marian Szczęśniak, mgr Hanna Rostkowska-Kowalczyk, mgr Krzysztof Kuczera, mgr Ryszard Czermiński, Andrzej Orlowski.

Optyczne właściwości materiału płaszcz Ziemi: refrakcja promieniowania temperaturowego — dr Sławomir Maj (Inst. Geofiz. PAN).

Struktura turbulencji w przyziemnej i przywodnej warstwie atmosfery — zespół z Inst. Geofiz. PAN: dr Janusz Borkowski i mgr Janusz Krzyściński.

Nagrody Naukowe Wydziału III PAN w zakresie fizyki za rok 1985 otrzymali:

dr Marek Godlewski (IF PAN) za cykl prac dotyczących wykorzystania techniki foto-EPR i ODMR do badania procesów jonizacji i rekombinacji radiacyjnej domieszek w półprzewodnikach;

dr Hanna Nencka-Ficek (IFM PAN) za cykl prac dotyczących badań frustracji w wielowymiarowych modelach Isinga z wielospinowymi oddziaływaniami;

dr Zbigniew Oziewicz (IFT UW.) za pracę „Spin density operator for the interacting spin systems”;

dr hab. Jan Styczeń (IFJ, Kraków) za cykl prac w zakresie badań zjawisk kolektywnych i wielocząsteczkowych wzbudzeń w jądrach o średnich masach ($Z \approx 150$).

Małgorzata Głódź

Doktorat honoris causa dla Jerzego Wdowczyka

Profesor Jerzy Wdowczyk, kierownik Zakładu Fizyki Promieniowania Kosmicznego Instytutu Problemów Jądrowych, otrzymał doktorat *honoris causa* Uniwersytetu w Durham. Jerzy Wdowczyk, urodzony w 1935 r., pracuje w Ośrodku Łódzkim od 1969 r. badając własności i pochodzenie promieni kosmicznych. Od dwudziestu lat współpracuje w tej dziedzinie z fizykami angielskimi z Uniwersytetu w Durham. W r. 1976 otrzymał indywidualną Nagrodę I stopnia Państwowej Rady ds. Atomistyki, a w r. 1979 został laureatem Nagrody im. Marii Skłodowskiej-Curie.

Przemysław Zieliński

Cmentarzysko w Bari

W ten sposób podsumowano Międzynarodową Konferencję Fizyki Wysokich Energii, która odbyła się w Bari w dniach 18-24 lipca 1985 r. Zorganizował ją Oddział Fizyki Wysokich Energii i Cząstek Elementarnych Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (EPS). Takie konferencje odbywają

się co drugi rok (lata nieparzyste) i przeplatają się z konferencjami (lata parzyste) organizowanymi przez Międzynarodową Unię Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP).

Czemu jednak „cmentarzysko”? Otóż w Bari „pogrzebano” czyli uznano za nieistniejące wiele efektownych zjawisk, ogłoszonych na lub po konferencji w Lipsku (lipiec 1984 r.), a do których wszyscy zdążyliśmy się już przyzwyczaić. I tak nie istnieje cząstka ζ (zeta) o masie $8,3 \text{ GeV}/c^2$, produkowana, jak się wydawało, w rozpadzie radiacyjnym najbliższego z rodziny stanów ypsilon, ani też „odkryte” przez Simpsona neutrino elektronowe o masie ok. $17 \text{ keV}/c^2$, ani szereg efektów obserwowanych poprzednio przez współpracę UA1 i UA2: rezonans w układzie dwóch „jetów” przy $m_{jj} \approx 150 \text{ GeV}/c^2$, wzmoczona aktywność hadronowa towarzysząca produkcji Z^0 , rozpadu radiacyjne Z^0 i nie wytłumaczone zjawiska towarzyszące produkcji par $\mu^+\mu^-$ w oddziaływaniach $p\bar{p}$. Występowanie w tych oddziaływaniach przypadków z pojedynczymi „jetami” jest jeszcze nie rozstrzygnięte. Również stwierdzenie istnienia kwarka t wymaga dalszej analizy. Nie ma też podstaw do uważania, że zostało zaobserwowane przejście fazowe materii jądrowej do stanu plazmy kwarkowo-gluonowej.

Lista „pogrzebanych” odkryć jest jak widać dość długa. Jaki obraz sytuacji w fizyce cząstek wyłonił się więc po konferencji? Oto krótkie podsumowanie.

Aksjomaty, na których opiera się model standardowy (MS), ciągle nie są kwestionowane przez wyniki doświadczeń, tj. nie obserwuje się faktów wskazujących np. na złożoność obiektów uważanych za elementarne, czy też na istnienie cząstek supersymetrycznych. Pozycja modelu standardowego jest tym samym ciągle bardzo silna, mimo iż nadal nie znaleziono higgsonu. W szczególności, w części elektroslabej MS wszystkie dane dotyczące produkcji bozonów W^\pm i Z^0 zgodne są z przewidywaniami tego modelu. Pewne trudności rysują się przy analizie zmierzonych czasów życia i niektórych częstości rozpadów mezonów D i B oraz, być może, stopnia łamania symetrii CP w rozpadach K^0 . Nie są też jeszcze odtworzone elementy macierzy mieszania kwarków, choć osiągnięto znaczną dokładność ich pomiaru. Warto tu dodać, iż oszacowana (metodami pośrednimi) górna granica liczby możliwych rodzajów neutrino wynosi teraz $5,4 \pm 1,0$.

Część MS opisująca kolorowe oddziaływania kwarków (chromodynamika kwantowa — QCD)

zdaje doskonale sprawę z bardzo szerokiej klasy reakcji: e^+e^- , ep , pp , γp , $p\bar{p}$, $\gamma\gamma$, ... Zgłoszone na konferencję liczne nowe dane, m. in. na temat produkcji „jetów” w oddziaływaniach pp i $p\bar{p}$ oraz produkcji twardych fotonów przez fotony, piony, protony i antyprotony w zderzeniach z tarczami elementarnymi i jądrowymi również są dobrze opisane przez QCD. Wiele nowych informacji (tu również spinowych) pojawiło się na temat funkcji struktury fotonów, gluonów i nukleonów. Funkcje te są sposobem fenomenologicznej parametryzacji naszej niewiedzy na temat mechanizmu uwięzienia koloru. Struktura nukleonu jawi się identyczna niezależnie od tego, czy badamy ją sondą oddziałującą elektromagnetycznie (np. miony), czy słabo (bozony W lub Z). Zrozumienie efektów jądrowych w funkcjach struktury, czyli tzw. efektu EMC, nie posunęło się natomiast naprzód mimo ogłoszenia nowych wyników doświadczalnych.

Konferencja miała jednak swoją sensację i to, jak się wydawało, sugerującą istnienie zjawiska wykraczającego poza ramy tak dobrze skądinąd ugruntowanego modelu standardowego. Była nią zagadka promieniowania wysyłanego przez gwiazdę podwójną z gwiazdozbioru Łabędzia (Cygnus X-3). Promieniowanie to zawiera fotony o energiach rozciągających się od obszaru fal radiowych aż do 10^6 TeV przychodzące w pulsach co 4,8 godziny, a także silny strumień mionów o energiach dochodzących do kilkudziesięciu TeV. Strumień ten jest skorelowany z położeniem gwiazdy, pulsujący, i obserwowany przez umieszczone pod powierzchnią Ziemi układy doświadczalne NUSEX i SOUDAN (służące do badania rozpadu protonu). Wyjaśnienia obserwowanych własności fotonów i mionów sięgają bardzo daleko — aż do hipotezy mówiącej, że układ Cygnus X-3 emituje materię kwarkową. Niecierpliwie oczekuje się dalszych wyników obserwacji.

Wielką pasją uczestników-teoretyków był tzw. model superstruny, w którym obiekt elementarny opisany jest przez charakteryzującą się napięciem strunę, posiadającą ponadto własności supersymetryczne. Model ten operuje w przestrzeni więcej niż czterowymiarowej i prowadzi do teorii unifikacji wszystkich oddziaływań — łącznie z grawitacyjnymi, a tym samym do nowego modelu standardowego, wolnego od problemów trapiących obecną jego wersję (takich jak uwięzienie koloru, hierarchia mas, rodziny leptonów, itp.). Na drodze do tego ostatecznego celu leży jeszcze wiele przeszkód i trudności, np. związanych ze sposobem re-

dukcji liczby wymiarów czasoprzestrzeni do obserwowanych czterech.

W konferencji uczestniczyło przeszło 700 fizyków, w tym 16 Polaków. Zgłoszono ok. 500 prac. Obrady odbywały się w 25 sesjach równoległych i 15 plenarnych.

Bari jest miastem uniwersyteckim, liczącym prawie pół miliona mieszkańców, położonym na południu Włoch. Na Wydziale Fizyki istnieje grupa wysokich energii, prowadząca badania teoretyczne i zaangażowana w wiele doświadczalnych współprac międzynarodowych. Wspomnę, iż w miejscowej bazylice pochowane są zwłoki św. Mikołaja, biskupa Miry oraz Bony Sforza, ostatniej księżnej Bari i królowej Polski, żony króla Zygmunta I Starego.

Następna konferencja z tej serii odbędzie się w 1987 r. w Uppsali (Szwecja).

Barbara Badalek

XVIII Seminarium Anihilacji Pozytonów

Od 8 do 12 października 1985 r. odbyło się w Piechowicach kolejne, już osiemnaste, Ogólnopolskie Seminarium Anihilacji Pozytonów. Seminarium organizowane przez Zakład Zastosowań Fizyki Jądrowej Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego, gromadzi każdego roku kilkudziesięciu fizyków z ośrodków krajowych i zagranicznych, badających zarówno samo zjawisko anihilacji pozytonów jak i wykorzystujących je do badania ciał stałych, cieczy i gazów.

W Seminarium tegorocznym, którego kierownikiem naukowym był prof. Bronisław Rozenfeld, wzięło udział 55 uczestników, w tym 12 z zagranicy. Z Polski tradycyjnie uczestniczyli przedstawiciele ośrodków naukowych z Katowic, Lublina, Opola i Wrocławia. Uczestnicy z zagranicy reprezentowali ośrodki naukowe z Bielefeldu, Budapesztu, Genewy, Grazu, Halle, Moguncji i Strassburga.

Wygłoszono w sumie 22 referaty i przedstawiono 18 komunikatów w formie plakatów w czasie dwóch sesji plakatowych. Tematyka przedstawianych prac obejmowała szeroki wachlarz zagadnień; od chemii pozytonu i pozytu do wiązek powolnych pozytonów, wykorzystywanych ostatnio do badania powierzchni ciał stałych.

Liczne dyskusje odbywały się nie tylko w czasie trwania obrad, ale często także w plenerze, na wybiegach. Sprzyjały temu dobra pogoda i atrak-

cyjne położenie DW „Uroczysko”, gdzie odbywały się obrady.

Seminarium to, podobnie jak i poprzednie, pozwoliło nam na nawiązanie bezpośrednich kontaktów z naszymi kolegami z innych krajów, reprezentującymi tę samą dziedzinę fizyki, a znanymi nam dotychczas jedynie z publikacji.

Kolejne, XIX Ogólnopolskie Seminarium Anihilacji Pozytonów planowane jest w pierwszej połowie października 1986 r. w Piechowicach, o czym powiadamia

Maria Dębowska

IV Szkoła Zaawansowanych Metod Chemii Kwantowej

Od 27 do 31 maja 1985 odbyła się w Bachotku k. Brodnicy (ośrodek UMK) IV Szkoła Zaawansowanych Metod Chemii Kwantowej zorganizowana przez Instytut Fizyki UMK w porozumieniu z Sekcją Chemii Teoretycznej PTCh. Program naukowy szkoły składał się z 14 wykładów, 2 sesji dyskusyjnych oraz sesji plakatowej, poświęconych w tym roku efektom korelacyjnym i relatywistycznym w chemii kwantowej. Podobnie jak poprzednio, szkoła miała charakter międzynarodowy. Zaproszenie do wygłoszenia referatów przyjęli m. in. I. Mayer (Budapeszt), R. McWeeny (Piza), B. A. Hess (Nashville), P. Pyykkö (Helsinki), M. Urban (Bratysława) i S. Wilson (Oxford).

Celem szkoły, w której wzięło udział 65 uczestników z 5 krajów, było zaznajomienie słuchaczy z teoretycznymi i obliczeniowymi aspektami problemu korelacji elektronowej i teorii relatywistycznej atomów i molekul. Tematyka wykładów i sesji dyskusyjnych koncentrowała się wokół stanu najnowszych badań i osiągnięć w tej dziedzinie.

Włodzimierz Jaskólski

Nowy rodzaj promieniotwórczości naturalnej — c.d.

W 1984 r. H. J. Rose i G. A. Jones z Oxfordu donieśli o odkryciu rozpadu jądra ^{223}Ra z emisją jądra ^{14}C (o czym pisaliśmy w Kronice 4/85).

Koniecznym warunkiem samorzutnego rozpadu jądra jest, aby masa jądra podlegającego rozpadowi była większa od sumy mas obu fragmentów jądrowych będących produktami rozpadu, czyli by była

spełniona zasada zachowania energii. Rozpad wymaga przeniknięcia tunelowego produktu rozpadu (np. jądra ^{14}C) poprzez barierę potencjału, której efektywna wysokość zależy od ładunku elektrycznego niesionego przez ten produkt. Prawdopodobieństwo przeniknięcia spada bardzo gwałtownie ze wzrostem wysokości efektywnej bariery. Dlatego w przypadku ^{223}Ra emisja jednego jądra ^{14}C przypada na ok. 10^9 emisji jąder ^4He (czyli cząstek α). Wyniki uzyskane w Oxfordzie zostały nieco później potwierdzone w Orsay. Oczywiście wykrycie promieniowania ^{14}C na tle przewyższającego je o 9 rzędów wielkości natężenia promieniowania α jest trudnym problemem dla eksperymentatorów.

Odkrycie dokonane w Oxfordzie pobudziło fizyków w innych ośrodkach do podjęcia badań nad zjawiskami tego rodzaju. S. Barwick, J. Stevenson i P. B. Price (Berkeley) przy współpracy H. Ravena (CERN) stwierdzili, że również ^{222}Ra i ^{224}Ra emitują jądra ^{14}C z natężeniem odpowiednio $4 \cdot 10^{-10}$ i $4 \cdot 10^{-11}$ w stosunku do natężenia emisji cząstek α .

Ta sama grupa przy zastosowaniu metody folii plastikowych, rejestrujących selektywnie tylko cząstki powyżej określonej masy (dzięki czemu udało się zmniejszyć trudności związane z tłem cząstek α), odkryła emisję jąder ^{24}Ne z ^{232}U z natężeniem $2 \cdot 10^{-12}$ w stosunku do natężenia emisji cząstek α . Rumuński fizyk A. Sandulescu i jego współpracownicy w ZIBJ (Dubna) stwierdzili emisję jąder ^{24}Ne z ^{231}Pa i ^{233}U z natężeniem odpowiednio $4 \cdot 10^{-12}$ i $8 \cdot 10^{-13}$ względem natężenia emisji cząstek α .

Phys. Bull. 36, No 12 (1985)

B.W.

Ja pierwszy...

W liście do redakcji *Physics Today* znakomity fizyk i wybitny specjalista w teorii zjawisk optycznych w ciele stałym — Manuel Cardona zwraca uwagę na dziwny zwyczaj, który ostatnio coraz bardziej rozpowszechnia się w publikacjach. Cardona zauważył, że autorzy coraz częściej stwierdzają, że pewne obliczenie lub eksperyment przeprowadzili jako pierwsi. Ten bezsensowny zwyczaj płeni się szczególnie w czasopismach Amerykańskiego Instytutu Fizyki, mimo że ich redaktorzy znani są z bardzo wysokich wymagań co do standardów językowych, technicznych i moralnych.

Zdaniem Cardony, oryginalność i waga publikacji powinna wynikać z jej zawartości, a nie z autoreklamy autora. Ponadto stwierdzenie „to jest pierwsza obserwacja...” nie może być nigdy dowiedzione. Nawet forma „to jest pierwszy opis, jaki ukazuje się drukiem” jest dość ryzykowna przy obecnej liczbie i tempie wzrostu publikacji.

Phys. Today, 38, No 12 (1985)

B.W.

40 lat fizyki w Uniwersytecie Łódzkim

W wydawnictwach Uniwersytetu Łódzkiego ukazała się licząca 110 stron broszura *40 lat fizyki w Uniwersytecie Łódzkim, 1945-1985*. Zawiera referaty i wspomnienia wygłoszone na uroczystej sesji w dniu 22 maja 1985 poświęconej czterdziestolecia fizyki łódzkiej. O sesji tej pisaliśmy w *Kronice* 6/85.

B.W.

Semiconductor Science and Technology

Brytyjski Instytut Fizyki będzie wydawać nowe czasopismo *Semiconductor Science and Technology*. Tematyka obejmować ma doświadczalne i teoretyczne badania elektrycznych, optycznych i akustycznych właściwości półprzewodników, domieszkowania półprzewodników objętościowych, niskowymiarowych, amorficznych i struktur warstwowych, zagadnienia komputeryzacji, własności międzypowierzchni (włączając w to oddziaływania z warstwami metalicznymi i izolującymi), hodowli i przygotowania próbek.

Semiconductor Science and Technology będzie miesięcznikiem. Pierwszy zeszyt ukaze się w czerwcu 1986. Redaktorem naczelnym jest R. A. Stradling (Imp. College of Sci. & Techn., Londyn). W skład międzynarodowej Rady Redakcyjnej weszli m. in.: G. H. Griemmeiss (Lund), G. Harbeke (Zurych), D. A. B. Miller (Holmdel, New Jersey), N. Miura (Tokio), M. Raseghi (Orsay), H. J. Wolter (Delft), C. D. W. Wilkinson (Glasgow), Włodzimierz Zawadzki (Warszawa).

Artykuły i listy należy nadsyłać pod adresem: The Staff Editor, *Semiconductor Science and Technology*, The Institute of Physics, Techno-House, Redcliffe Way, Bristol BS1 6NX.

Phys. Bull. 36, No 12 (1985)

B.W.

P. P. Ewald
(1888-1985)

22 sierpnia 1985 r. zmarł w Ithace w stanie Nowy Jork Paul Peter Ewald, dożywszy sędziwego wieku 97 lat, ostatni z wielkich twórców rentgenowskiej optyki kryształów przed ponad 70 laty (obok Sir Williama Lawrence'a Bragga i Maxa von Lauego). Urodzony 23 stycznia 1888 r. w Berlinie, w 1905 r. ukończył gimnazjum klasyczne w Poczdamie, po czym przez niemal rok studiował chemię w Cambridge. Po powrocie do Niemiec w 1906 r. pod wpływem wykładów Hilberta w Getyndze porzucił chemię i postanowił zostać matematykiem. Przeniósł się do Monachium, by studiować algebrę u Pringsheima. Jednakże wkrótce, zafascynowany jasnością wykładów Sommerfelda z hydrodynamiki, zdecydował się poświęcić fizyce teoretycznej.

Właśnie pod kierunkiem Sommerfelda rozpoczął Ewald w 1910 r. przygotowywanie rozprawy doktorskiej. W owym czasie nie było jeszcze żadnego dowodu doświadczalnego na periodyczność struktury wewnętrznej kryształów. Sommerfeld spodziewał się, że taki dowód będzie można otrzymać, jeśli z rachunków teoretycznych dla anizotropowej, periodycznej sieci drgających elektronów (dipoli) wynikać będzie obserwowane doświadczalnie zjawisko podwójnego załamania fal elektromagnetycznych w kryształach. Ewald rozwiązał to zadanie metodą będącą w istocie rodzajem nie znanej wtedy w teorii dyspersji metody pola samozgodnego. Na przełomie lat 1911/1912 przedstawił swe wyniki innemu asystentowi Sommerfelda, Lauemu, zajmującemu się optyką teoretyczną. Dyskusja okazała się znacznie bardziej owocna dla Lauego, ponieważ doprowadziła go niemal tego samego jeszcze dnia do idei słynnego eksperymentu z plamkami dyfrakcyjnymi, za który w 1914 r. otrzymał nagrodę Nobla.

Ewald dowiedział się o odkryciu Lauego jeszcze w tym samym 1912 r. W krótkim czasie opracował ogólną teorię dyfrakcji promieni X w kryształach, używając przy tym dla większej przejrzystości konstrukcji sieci odwrotnej („sfera Ewalda”). W pracach z lat 1914-17 wprowadził jako pierwszy wygodne pojęcie czynnika struktury oraz dokonał pierwszego precyzyjnego pomiaru parametru sieci (dla pirytu).

W okresie międzywojennym Ewald doprowadził do pełnej ogólności swą teorię optyki kryształów zbudowanych z nieskończonej sieci dipoli. Obejmowała ona teraz również tzw. przypadek wielu fal, który występuje, jeśli kilka węzłów sieci odwrotnej

leży w pobliżu sfery Ewalda. Właśnie w oparciu o teorię Ewalda rozwinął Bethe w 1928 r. swoją teorię dyfrakcji fal elektronowych w kryształach.

W r. 1933 Ewald, podówczas rektor Politechniki w Stuttgarcie, na znak protestu przeciw ustawom nazistowskim składa rezygnację, a w r. 1937 emigruje do Anglii. Wkrótce potem obejmuje katedrę na Uniwersytecie w Belfascie, a w r. 1949 zostaje profesorem Polytechnic Institute of Brooklyn w Nowym Jorku. Emerytowany w r. 1959, do końca życia mieszka w Ithace z córką i jej mężem Hansem Bethem. W latach powojennych jego wielką zasługą była inicjatywa założenia Międzynarodowe Unii

Krystalografii oraz wydawania jej oficjalnego organu *Acta Crystallographica*.

Dynamiczna teoria dyfrakcji w ujęciu Ewalda nie jest obecnie tak szeroko stosowana jak teoria Lauego z 1931 r., wyprowadzona z równań Maxwella w oparciu o model ciągłego rozkładu ładunku w kryształach. Jednakże jest to niewątpliwie teoria bardziej zwarta logicznie, a przede wszystkim ogólniejsza. Wydaje się więc prawdopodobne, że wkrótce będzie mogła być bardziej wykorzystana w badaniach własności dyfrakcji fal infrarentgenowskich, które obecnie można otrzymać dzięki synchrotronom.

Jerzy Gronkowski

ERRATA

W zeszycie 1 (1986) na str. 97 wydrukowano błędnie tytuł recenzji: „W. Thirring: **Fizyka matematyczna. Klasyczna teoria pola**. Tom 2, z języka niemieckiego tłumaczył S. Bażański, PWN, Warszawa 1985, s. 230, nakład 5000 egz., cena 160.— zł.” Recenzja ta dotyczy tomu 1 i tytuł powinien brzmieć:

„W. Thirring: **Fizyka matematyczna. Klasyczne układy dynamiczne**. Tom 1, z języka niemieckiego tłumaczył P. Kielanowski, PWN, Warszawa 1985, s. 240, nakład 5000 egz., cena 160.— zł.”

Na str. 98⁸⁹ zamiast „drugiego tomu” powinno być „pierwszego tomu”.

Za powyższe błędy bardzo przepraszamy naszych Czytelników i Autora recenzji prof. Arkadiusza Jadczyka, jak również Tłumacza tomu drugiego — dra hab. Stanisława Bażańskiego.

Redakcja

INFORMACJE DLA AUTORÓW

Komitet Redakcyjny w celu skrócenia cyklu wydawniczego prosi autorów o opracowywanie materiałów przeznaczonych do druku w *Postęпах Fizyki* zgodnie z podanymi niżej wytycznymi:

1. Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być przystępne dla ogółu fizyków. Bardziej szczegółowe wskazówki co do ich charakteru przedstawione są w *Postęпах Fizyki*, 24, 701 (1973); 33, 299 (1982).

2. Maszynopis pracy (oryginał i jedną pełną — z rysunkami, tablicami itd. — kopię) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja Postępów Fizyki, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładne adresy, zarówno prywatny jak i instytucji, z zaznaczeniem, na który przysyłać korespondencję, korektę i honorarium autorskie. O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

3. Maszynopis winien być napisany na arkuszach formatu A4 jednostronnie, z podwójną interlinią (nie więcej niż 30 wierszy na stronie) i marginesem 3,5 cm z lewej strony.

4. Pierwsza strona maszynopisu winna zawierać imię i nazwisko autora i miejsce pracy z adresem, tytuł pracy w języku polskim i angielskim oraz streszczenie (do 20 wierszy maszynopisu) w języku angielskim (angielski tytuł i streszczenie nie są potrzebne do recenzji książek, notatek do kroniki i sprawozdań ze zjazdów i konferencji).

5. Rozdziały, paragrafy, wzory, rysunki, tablice i odsyłacze do literatury (te ostatnie w nawiasach kwadratowych) należy numerować kolejno przy użyciu cyfr arabskich. Prosimy używać liter tylko łacińskich i greckich oraz nawiasów okrągłych (a nie pochyłych kresek), kwadratowych czy sześciennych i wpisywać je ręcznie przy braku odpowiednich czcionek.

6. Wzory należy wpisywać czytelnie, a w szczególności bardzo wyraźnie wpisywać wskaźniki i wykładniki potęg. Symbole wielkości wektorowych należy podkreślić czarnym ołówkiem, gdyż będą wydrukowane tłustym drukiem (nie rysować strzałek).

7. Rysunki należy wykonać starannie na oddzielnych arkuszach w rozmiarze 2 do 4 razy większym niż mają być w druku. Napisy, ograniczone do minimum, winny być czytelne i tylko w języku polskim. Na odwrocie rysunku należy podać jego numer, nazwisko autora i pierwsze wyrazy tytułu pracy. Podpisy do rysunków, tablice (z ich tytułami) i spis literatury winny być napisane na oddzielnych stronach.

8. Wszelkie przypisy i uwagi, numerowane kolejno cyframi arabskimi u góry, winny być zamieszczone nie w spisie literatury, a u dołu strony, na której są odsyłacze.

9. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

[1] A. Białaś, W. Czyż, *Acta Phys. Pol.* B5, 523 (1974).

[2] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, t. 1, Benjamin, New York 1969, str. 100.

[3] N. N. Bogolyubov, D. V. Shirkov, *Vvedenie v teoriu kvantovannykh polei*, Nauka, Moskwa 1973, str. 240.

Skróty nazw czasopism i transliteracja z alfabetów niełacińskich według *Physics Abstracts*. Odsyłacze do literatury w tekście pracy powinny być w nawiasach kwadratowych.

10. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem: Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Dział Czasopism, ul. Sławkowska 14, 31-014 Kraków. Przetrzymywanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

11. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamówić odpłatnie przy przysyłaniu korekty autorskiej. Cena za 1 egz. odbitki o objętości 1—16 s. wynosi zł 24.—

12. Maszynopisów prac nie zamówionych i nie zakwalifikowanych do druku Redakcja nie zwraca.

POSTĘPY FIZYKI
(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma:

Cena prenumeraty: półrocznie zł 270.—
rocznie zł 540.—

Prenumeratę krajową i za granicę przyjmuje się:

do dnia 10 listopada na I półrocze roku następnego i cały rok następny.

do dnia 1 czerwca na II półrocze roku bieżącego.

Prenumeratę krajową przyjmują i informacji udzielają urzędy pocztowe i doręczyciele na wsi oraz Oddziały RSW „Prasa—Książka—Ruch” w miastach.

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę (która jest o 50% droższa od prenumeraty krajowej dla zleceniodawców indywidualnych i o 100% dla instytucji i zakładów pracy) pocztą zwykłą przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 18, 00-958 Warszawa, konto NBP XV OM Warszawa, nr 1153-201045-139-11.

Bieżące i archiwalne numery można nabywać lub zamówić we Wzorcowni Ośrodka Rozpoznawania Wydawnictw Naukowych PAN, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter), 00-901 Warszawa.

Członkowie PTF, którzy opłacają prenumeratę w Oddziałach PTF do 16 października każdego roku na rok następny, otrzymują 25% zniżki.

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order can be sent through the local press distributors or directly to the Foreign Trade Enterprise ARS POLONA, 00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, Poland. Our banker: Bank Handlowy S. A., Warszawa, Poland.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.

SPIS TREŚCI

P. C.W. Davies — Zasada antropiczna (tłum. L. M. Sokołowski)	213
NOWOŚCI NAUKOWE	
W. Dębski, J. Mostowski — Słabe oddziaływania w fizyce atomowej	261
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	273
RECENZJE	279
LIST DO REDAKCJI	283
KRONIKA	287

CONTENTS

P. C.W. Davies — The Anthropic Principle	213
SCIENTIFIC NEWS	
W. Dębski, J. Mostowski — Weak Interactions in Atomic Physics	261
MEETINGS AND CONFERENCES	273
REVIEWS	279
LETTER TO THE EDITOR	283
CHRONICLE	287