

---

PTF

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY  
UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY  
FIZYCZNEJ

TOM 30  
ZESZYT 5  
1979

---

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI

Wiceprezes

Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ

Sekretarz Generalny

Doc. dr PIOTR DECOWSKI

Skarbnik

Doc. dr ADAM KUJAWSKI

Członkowie Zarządu

Prof. dr AUGUST CHEŁKOWSKI

Prof. dr JERZY CZERWONKO

Prof. dr JAN STANKOWSKI

Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — „Postępy Fizyki”

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — „Acta Physica Polonica”

Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI — „Delta”

Prof. dr ROMAN INGARDEN — „Reports on Mathematical Physics”

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Prof. dr hab. EUDOKIA OSTASZEWICZ (*Białystok*)

Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (*Bydgoszcz*)

Doc. dr STEFAN SZYMURA (*Częstochowa*)

Doc. dr BRONISŁAW JACHYM (*Gdańsk*)

Dr ANDRZEJ SYCZ (*Gliwice*)

Dr JÓZEF KUŹMIŃSKI (*Katowice*)

Doc. dr hab. WITOLD PRECHT (*Koszalin*)

Prof. dr JACEK HENNEL (*Kraków*)

Doc. dr MAKSYMILIAN PIŁAT (*Lublin*)

Doc. dr STANISŁAW MICHAŁAK (*Łódź*)

Prof. dr hab. APOLONIA WRZESIŃSKA (*Opole*)

Doc. dr hab. JERZY PIETRZAK (*Poznań*)

Doc. dr hab. ALEKSANDER SZYMAŃSKI (*Rzeszów*)

Doc. dr TADEUSZ REWAJ (*Szczecin*)

Prof. dr hab. STANISŁAW ŁĘGOWSKI (*Toruń*)

Doc. dr JAN PETYKIEWICZ (*Warszawa*)

Prof. dr hab. KAZIMIERZ WOJCIECHOWSKI (*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 30, ZESZYT 5

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
1979

## RADA REDAKCYJNA

Ludwik Natanson,  
Leonard Sosnowski, czł. rzecz. PAN, Przemysław Zieliński

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Adam Sobiczewski  
*Członkowie Redakcji* — Barbara Wojtowicz, Wojciech Rozmus, Marek Szczekowski

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

## Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Irena Lasocka* (Białystok)  
dr *Wojciech Lenkow* (Częstochowa)  
dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)  
doc. dr hab. *Józef Szpilecki* (Gliwice)  
dr *Janusz Frąckowiak* (Katowice)  
dr *Anna Kapuścik* (Kraków)  
mgr *Józef Pomorski* (Lublin)  
doc. dr hab. *Leszek Wojtczak* (Łódź)  
doc. dr *Mieczysław Piróg* (Opole)  
doc. dr hab. *Andrzej Graja* (Poznań)  
mgr *Alina Lakner-Malowicz* (Szczecin)  
dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)  
doc. dr hab. *Aniela Wolska* (Warszawa)  
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

---

*Państwowe Wydawnictwo Naukowe — Oddział w Krakowie, ul. Smoleńsk 14*

Nakład 3006+1114 egz. Ark. wyd. 9,25. Ark. druk. 7+3 wkl. Papier druk. sat. kl. III.  
70×100, 80 g. Oddano do składania w czerwcu 1979. Podpisano do druku w listopadzie 1979.

Druk ukończono w listopadzie 1979. Zam. 474/79. Cena 15.—

---

*Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13*

*Marek Demiański*

Institut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Warszawski

## Reliktowe promieniowanie elektromagnetyczne

### Cosmological Background of Electromagnetic Radiation

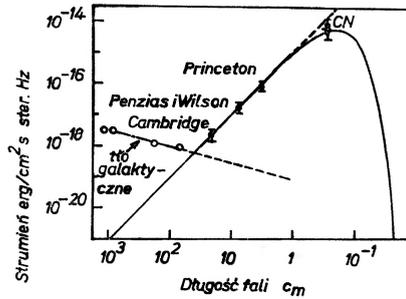
*Abstract:* It is a review of present status of observations and theoretical interpretation of the cosmological background of electromagnetic radiation. Radiometric method of measuring very weak signals at microwave frequencies is described. Different explanations of the observed planckian spectrum and origin of the electromagnetic background radiation are presented and it is concluded that the cosmological explanation is the most plausible strongly supporting the hot big bang model. Physical processes leading to distortions in the blackbody spectrum of background radiation are discussed.

Bez żadnej przesady można powiedzieć, że przez cały niemal okres historii ludzkości obserwacje optyczne były jedynym źródłem informacji o otaczającym nas Wszechświecie. Dopiero od sześćdziesięciu kilku lat wiemy, że do górnych warstw atmosfery ziemskiej docierają promienie kosmiczne. Pionierskie obserwacje Janskiego, inżyniera z amerykańskiej firmy Bell Telephone, dokonane w 1933 roku, przekonały astronomów o tym, że do powierzchni Ziemi docierają z przestrzeni kosmicznej fale radiowe. Jednak prawdziwy rozwój radioastronomii rozpoczął się dopiero po drugiej wojnie światowej. Całkiem niedawno, w ostatnim dziesięcioleciu, zakres obserwacji rozszerzył się na obszar promieni rentgenowskich i promieni gamma oraz promieni podczerwonych. To znaczne rozszerzenie obserwowanego przedziału widma elektromagnetycznego doprowadziło do nowych fascynujących odkryć. Przypomnijmy, że w ostatnim piętnastolecu odkryto kwazary, promieniowanie reliktowe, zwarte źródła promieniowania rentgenowskiego i prawdopodobnie czarną dziurę, rozblyskujące źródła promieniowania rentgenowskiego oraz zwarte źródła promieniowania gamma.

### Odkrycie mikrofalowego tła promieniowania elektromagnetycznego

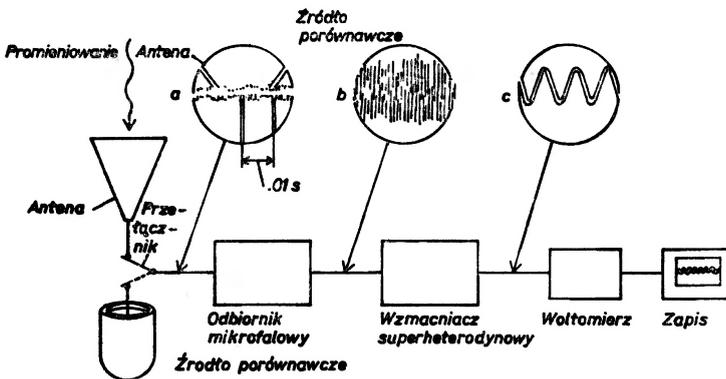
Z punktu widzenia kosmologii, pierwszorzędne znaczenie miało odkrycie mikrofalowego tła promieniowania elektromagnetycznego. W 1964 roku dwaj młodzi radioastronomowie amerykańscy Arno A. Penzias i Robert W. Wilson, zatrudnieni w Bell Labora-

tories, korzystając z nowej anteny przeznaczonej do utrzymywania łączności radiowej z satelitami z serii Echo, postanowili zbadać dokładnie tło promieniowania elektromagnetycznego w zakresie fal centymetrowych. Już kilka lat wcześniej De Grasse i inni [1] oraz



Rys. 1. Pierwsze pomiary strumienia mikrofalowego tła promieniowania elektromagnetycznego. Zaznaczono poziom tła promieniowania galaktycznego

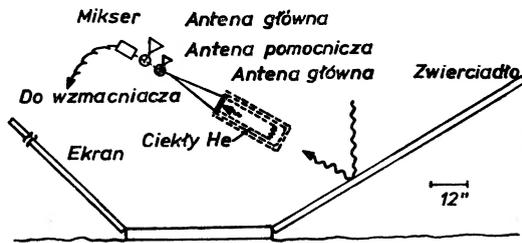
Ohm [2] wyznaczyli całkowitą efektywną temperaturę anteny dla fal centymetrowych, ale nie próbowali wyznaczyć absolutnej wartości temperatury tła. Penzias i Wilson [3] stwierdzili, po uwzględnieniu wpływu atmosfery, że przy długości fali 7,35 cm antena odbiera dodatkowy szum. Gdyby był on wywołany przez ciało doskonale czarne, to temperatura ciała powinna wynosić  $3,5 \pm 1,0$  K. Kiedy okazało się, że natężenie szumu nie zależy ani od kierunku ustawienia anteny, ani od pory dnia ani roku i, co najważniejsze, sygnał nie był generowany przez układ wzmacniający, można było wykluczyć ziemskie pochodzenie sygnału. W swojej lakonicznej, liczącej zaledwie 600 słów, notatce, opublikowanej w *Astrophysical Journal*, Penzias i Wilson stwierdzają: „Ta nadwyżka temperatury w zakresie dokładności naszych pomiarów jest izotropowa, niespolaryzowana i nie wykazuje zależności od pory roku (lipiec 1964 — kwiecień 1965). Możliwe wyjaśnienie tej nadwyżki temperatury zostało podane przez Dickego, Peeblesa, Rolla i Wilkinsona [4] w notatce zawartej w tym samym numerze”. Informacja zawarta w tych dwóch zdaniach stanowiła podstawę do przyznania Penziasowi i Wilsonowi Nagrody Nobla z fizyki w 1978 roku.



Rys. 2. Schemat radiometru Dickego. Sygnał z anteny i ze źródła porównawczego jest przełączany z częstotliwością 100 Hz (a). Sygnał ten jest nakładany na znacznie intensywniejszy szum odbiornika (b), a następnie odfiltrowywany we wzmacniaczu superheterodynowym dostrojonym do częstotliwości 100 Hz (c). Sygnał można następnie zmierzyć i zanotować na taśmie magnetycznej

Los nie był łaskawy dla Dickego i jego współpracowników z Princeton. W 1964 roku rozpoczęli oni budowę bardzo czułego radioteleskopu przeznaczanego specjalnie do pomiaru natężenia tła promieniowania elektromagnetycznego w zakresie fal centymetrowych. Gdyby nie przypadkowe odkrycie Penziasa i Wilsona, właśnie Dicke i jego współpracownicy dokonaliby tego odkrycia w kilka miesięcy później. Nic więc dziwnego, że właśnie Roll i Wilkinson [5, 6] jako pierwsi potwierdzili odkrycie Penziasa i Wilsona dokonując pomiaru natężenia tła promieniowania elektromagnetycznego przy długości fali 3,2 cm i oceniając jego temperaturę na  $3,0 \pm 0,5$  K.

Od dawna, poszukując obłoków neutralnego wodoru, radioastronomowie dokonywali pomiarów radiowych na długości fali 21 cm. Niemal natychmiast Howell i Shakeshaft [7] w Cambridge zmierzili natężenie promieniowania tła przy długości fali 21 cm i wyznaczyli jego temperaturę efektywną ( $2,8 \pm 0,6$  K).



Rys. 3. Schemat radiometru wykorzystywanego do pomiaru bezwzględnej temperatury mikrofalowego tła promieniowania elektromagnetycznego

Trzy pierwsze pomiary były dokonane w tej części widma promieniowania ciała doskonale czarnego, która jest bardzo dobrze opisywana wzorem Rayleigha–Jeansa. Aby sprawdzić, czy widmo mikrofalowego tła promieniowania elektromagnetycznego odpowiada widmu ciała doskonale czarnego, trzeba było dokonać pomiaru przy długości fali krótszej od jednego centymetra. Promieniowanie elektromagnetyczne o tych długościach fal jest niestety bardzo silnie pochłaniane przez cząsteczki wody i cząsteczki tlenu zawarte w dolnych warstwach atmosfery ziemskiej. Pomiary radiowe dokonywane z powierzchni Ziemi wymagały szczególnych warunków i zastosowania subtelnych metod pomiarowych. Problem był jednak na tyle ważny, że zaczęto się zastanawiać nad innymi pośrednimi metodami dokonywania takich pomiarów. Jednocześnie i niezależnie od siebie Field i Hitchcock [8], Thaddeus i Clauser [9] oraz Szkłowski [10] zwrócili uwagę na zaobserwowany w 1941 roku przez Andrew McKellara [11] i niewyjaśniony wówczas zbyt duży stopień wzbudzenia poziomów rotacyjnych cząsteczek CN w widmie gwiazdy  $\zeta$  Ophiuchi. McKellar obliczył nawet, że ten anomalny stopień wzbudzenia mógłby być wywołany promieniowaniem o temperaturze 2,3 K. Field i inni skojarzyli ten wynik z odkryciem tła promieniowania elektromagnetycznego. Dokładniejsze dane obserwacyjne oraz informacje o widmie rotacyjnym cząsteczek CN, CH i  $\text{CH}^+$  pozwoliły wyznaczyć temperaturę tła dla długości fali 0,264 i 0,132 cm. Wkrótce znaleziono też inne gwiazdy, których widma zawierały linie rotacyjne cząsteczek CN, CH i  $\text{CH}^+$  o anomalnym stopniu wzbudzenia, świadczącym o tym, że cząsteczki te znajdują się w polu promieniowania o temperaturze około 3 K (patrz tabela 1). Gwiazdy te znajdowały się w różnych częściach nieba i trudno było przy-

Gwiazda	Deklinacja	Azymut	$T$ [K]
$\zeta$ Oph	+23.6°	6°	2.93 ± 0.06
$\zeta$ Per	—16.7	162	2.69 ± 0.09
AE Aur	—2.3	172	3.5 ± 2.3
20 Aql	—8.3	28	3.1 ± 0.5
HD 12953	—3.0	133	3.7 ± 0.7
13 Ceph	+1.7	100	3.0 ± 0.4
X Per	—17.1	163	2.8 ± 0.8
HD 26571	—20.6	172	3
BD+66°1675	+4.8	118	2.39 ± 0.4
BD+66°1674	+4.8	118	2.45 ± 0.6

puszczać, aby ten sam stopień wzbudzenia cząsteczek CN, CH i CH<sup>+</sup> mógł być wywołany przez jakiś lokalny mechanizm. Trudno jednak było wykluczyć to całkowicie i nadal trwały próby dokonania pomiaru natężenia promieniowania tła w milimetrowym zakresie długości fal z powierzchni Ziemi.

### Metody pomiaru bardzo słabych mikrofalowych sygnałów radiowych

Zamiar obserwowania mikrofalowego tła promieniowania elektromagnetycznego skłonił radioastronomów do zbudowania specjalnych radioteleskopów i opracowania nowych metod pomiarowych. W tym celu zmodyfikowano zbudowany przez Dickego [12] w 1945 roku radiometr, który oryginalnie służył do detekcji bardzo słabych sygnałów mikrofalowych. Za pomocą tego urządzenia można było mierzyć sygnały tysiąckrotnie słabsze od szumów własnych detektora. Aby osiągnąć taką czułość, Dicke zaproponował, by sygnał pochodzący z anteny przełączać ze znaną zadaną częstością ze słabym sygnałem ze źródła wzorcowego. Na wyjściu z odbiornika otrzymujemy w ten sposób sygnał zmieniający się ze znaną częstością, a amplituda sygnału zależy od różnicy natężeń sygnału docierającego do anteny i sygnału ze źródła wzorcowego. Natężenie sygnału ze źródła wzorcowego jest dane, zatem w ten sposób można mierzyć natężenie sygnału odbieranego przez antenę. Sygnał ten jest nadal ukryty w szumie odbiornika, ale można go łatwo wyodrębnić i wzmocnić stosując superheterodynowy wzmacniacz nastrojony na częstość przełączania sygnałów.

Metodę pomiaru natężenia promieniowania tła mikrofalowego zaproponował Wilkinson [13]. Układ pomiarowy przedstawia rys. 3. Stożkowa antena główna zbiera sygnał odbity od płaskiego metalowego zwierciadła. Mała pomocnicza antena stożkowa jest przez cały czas pomiaru skierowana na ten sam punkt na niebie położony blisko zenitu. Sygnał odbierany przez główną antenę, wyrażony przez temperaturę, można rozłożyć na następujące składniki

$$T_{\text{tot}} = T_t + T_{\text{atm}} + T_{\text{ukł}} + T_{\text{zw}}, \quad (1)$$

gdzie  $T_{\text{tot}}$  — całkowita efektywna temperatura anteny,  $T_t$  — temperatura tła,  $T_{\text{atm}}$  — wkład od promieniowania atmosfery,  $T_{\text{ukł}}$  — szum układu,  $T_{\text{zw}}$  — wkład od promieniowania

zwierciadła. Co pewien czas do anteny głównej przytwierdzano naczynie Dewara zawierające dobrą substancję pochłaniającą zanurzoną w ciekłym helu i mierzono wówczas temperaturę źródła  $T_s$ , przy czym

$$T_s = T_{\text{He}} + T_{\text{ukł}}, \quad (2)$$

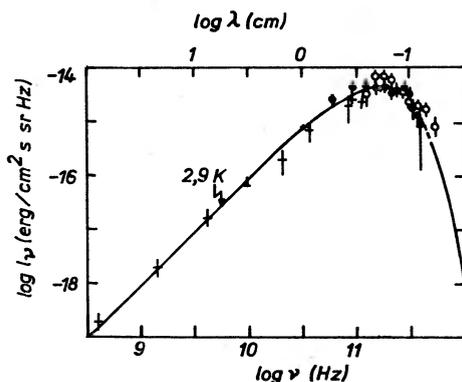
gdzie  $T_{\text{He}}$  temperatura ciekłego helu. W ten sposób do wyznaczenia pozostawały  $T_t$ ,  $T_{\text{atm}}$  i  $T_{\text{zw}}$ .

Wielkość  $T_{\text{atm}}$  wyznaczano zmieniając kąt, pod jakim ustawione było zwierciadło, przez co zmieniano grubość warstwy atmosfery, przez którą przechodziło promieniowanie. Zakładając w przybliżeniu, że atmosfera jest płaską warstwą gazu, można dość dokładnie ocenić  $T_{\text{atm}}$ . Temperaturę  $T_{\text{zw}}$  można zmierzyć bezpośrednio podgrzewając lub ochładzając zwierciadło. Znając  $T_{\text{atm}}$  i  $T_{\text{zw}}$ ,  $T_t$  wyznacza się już bezpośrednio.

Zaletą tej metody pomiaru jest to, że całą serię pomiarów  $T_{\text{tot}}$ ,  $T_{\text{atm}}$  i  $T_s$  można dokonywać nie przesuując radiometru.

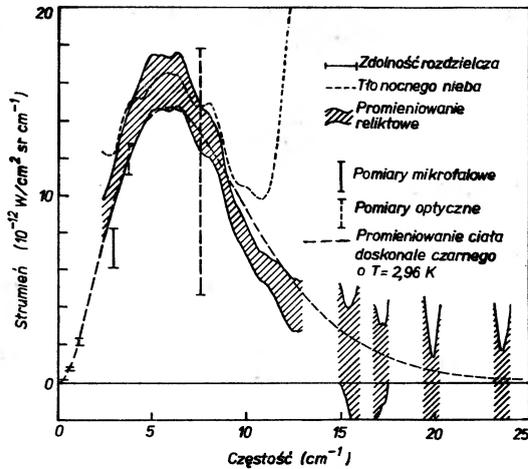
### Wyniki pomiarów temperatury mikrofalowego tła promieniowania elektromagnetycznego

Od czasu odkrycia mikrofalowego tła promieniowania elektromagnetycznego dokonano około 40 pomiarów temperatury tego promieniowania przy różnych długościach fali. Wyniki pomiarów wykonanych przed rokiem 1976 zostały przeanalizowane przez Danese i De Zottiego [14] (patrz rys. 4). Stwierdzili oni, że widmo mikrofalowego tła promieniowania elektromagnetycznego jest bardzo dobrze opisywane przez widmo promieniowania ciała doskonale czarnego o temperaturze  $T = (2,94 \pm 0,02)$  K.



Rys. 4. Widmo promieniowania relikowego uzyskane z pomiarów radiometrycznych i obserwacji linii rotacyjnych CN. Dane obserwacyjne dobrze zgadzają się z krzywą Plancka odpowiadającą temperaturze 2,9 K (kropki — dane radiometryczne, kółka — obserwacje CN)

Najnowsze pomiary zostały wykonane przez Woody'ego i Richardsa [15] w zakresie długości fali od 0,59-0,025 cm za pomocą spektrofotometru wyniesionego w gondoli balonu stratosferycznego na wysokość 41 km. Z pomiarów tych wynika, że widmo promieniowania tła osiąga maksimum przy długości fali 0,166 cm i w przybliżeniu jest opisy-



Rys. 5. Widmo promieniowania reliktywnego uzyskane metodami spektrofotometrycznymi. Zaznaczono błąd na poziomie  $1\sigma$  oraz pełne widmo promieniowania nocnego nieba

wane przez rozkład Plancka o temperaturze  $(2,96 \pm 0,06)$  K. Po raz pierwszy jednak wyniki pomiarów widma tła wykazują niewielkie odchylenia od widma promieniowania ciała doskonale czarnego (rys. 5).

### Interpretacja mikrofalowego tła promieniowania elektromagnetycznego. Model gorącego Wszechświata

Jak już wspomniałem, Dicke wraz ze swoimi współpracownikami, podejmując próbę odkrycia mikrofalowego tła promieniowania elektromagnetycznego, mieli zamiar potwierdzić hipotezę Dickego o kosmologicznym pochodzeniu tego promieniowania. Dicke wyobrażał sobie, że Wszechświat ewoluuje w ten sposób, iż rozszerza się do pewnych maksymalnych rozmiarów, a następnie kurczy się osiągając pewne minimalne rozmiary. W momencie przechodzenia przez minimum, temperatura powinna wzrastać na tyle, aby rozkładać wszystkie atomy na elementarne składniki — elektrony, protony i neutrony. Dicke szacował, że ta maksymalna temperatura nie powinna być niższa od  $10^{10}$  K. Jeżeli jednak materia we wczesnych etapach fazy rozszerzania była bardzo gorąca i rozszerzanie następowało zgodnie z równaniami ogólnej teorii względności, to do obecnej epoki powinny dotrzeć przynajmniej niektóre fotony, które wówczas powstały.

Kilkanaście lat wcześniej Gamow [16] interesując się problemem powstawania pierwiastków rozważał następującą sytuację: jeżeli przyjąć najprostsze założenie, że w dużej skali materia we Wszechświecie jest rozłożona jednorodnie i izotropowo, wówczas odległość między dowolnymi parami punktów będzie się zmieniała proporcjonalnie do zmian uniwersalnego czynnika skalowego  $R(t)$ , wyznaczanego z równań Friedmana [17]

$$\begin{aligned} \dot{R}^2 - \frac{8\pi}{3} G_Q R^2 &= -kc^2, \\ 2\frac{\ddot{R}}{R} + \frac{\dot{R}^2}{R^2} + \frac{kc^2}{R^2} &= -\frac{8\pi G}{c^2} P \end{aligned} \quad (3)$$

gdzie  $\rho$  i  $p$  oznaczają odpowiednio gęstość i ciśnienie materii, a  $k$  jest stałą, która może przyjmować tylko trzy wartości  $+1$ ,  $0$  i  $-1$ . Z obserwacji astronomicznych, a dokładniej z pomiarów prędkości ucieczki galaktyk, można oszacować obecną średnią gęstość materii oraz średnią wartość ciśnienia. Okazuje się, że w obecnej epoce ciśnienie jest zanedbywalnie małe, natomiast średnia gęstość materii wynosi około  $10^{-30}$  g/cm<sup>3</sup>. Korzystając z równania ciągłości, które można wówczas zapisać w postaci

$$\frac{d}{dt}(\rho R^3) = 0, \quad (4)$$

łatwo znajdujemy zależność gęstości od czynnika skalowego. Gamow przyjmował następnie, że we wczesnych etapach ewolucji temperatura materii była wystarczająco wysoka na to, aby efektywnie zachodziły reakcje jądrowe i prawidłowo ocenił, że gęstość energii promieniowania będzie wówczas znacznie wyższa od gęstości energii plazmy, czyli promieniowanie będzie określało tempo rozszerzania. Warto tu wspomnieć, że już w 1934 roku Tolman rozpatrywał model Wszechświata wypełnionego promieniowaniem podlegającym rozkładowi Plancka. W najprostszym przypadku, gdy  $k = 0$ , łatwo można zcałkować równania Friedmana; okazuje się wówczas, że

$$R(t) \sim t^{\frac{1}{2}}, \quad T(t) \sim t^{-\frac{1}{2}}, \quad (5)$$

a więc przy  $t \rightarrow 0$ ,  $T \rightarrow \infty$  i oczywiście  $\rho \rightarrow \infty$ . Tak powstał model gorącego Wszechświata.

Przyjmijmy, że pierwotna plazma była złożona ze swobodnych neutronów, protonów i elektronów. Gdy temperatura spadła poniżej  $10^9$  K, z neutronów i protonów zaczęły powstawać deuterony.



Z deuteronów, neutronów i protonów mogły następnie powstawać inne cięższe pierwiastki. W ten sposób Gamow miał zamiar wyjaśnić obserwowane obecnie rozpowszechnienie pierwiastków. Korzystając z tego, że reakcja (6) była pierwszą reakcją w długim złożonym łańcuchu reakcji oraz wiedząc o tym, że wodór jest najbardziej rozpowszechnionym pierwiastkiem, Gamow przyjmował, że reakcja ta powinna przebiegać dość efektywnie, czyli

$$\sigma n(t) v t \sim 1, \quad (7)$$

gdzie  $\sigma$  — przekrój czynny na wychwytywanie neutronów przez proton,  $n$  — gęstość liczby nukleonów,  $v$  — średnia prędkość termiczna,  $t$  — czas liczony od początku Wszechświata (moment, gdy temperatura i gęstość były nieskończone). Korzystając teraz z (3), w najprostszym przypadku  $k = 0$ , otrzymujemy

$$\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = \frac{8\pi G a T^4}{3c^2}, \quad (8)$$

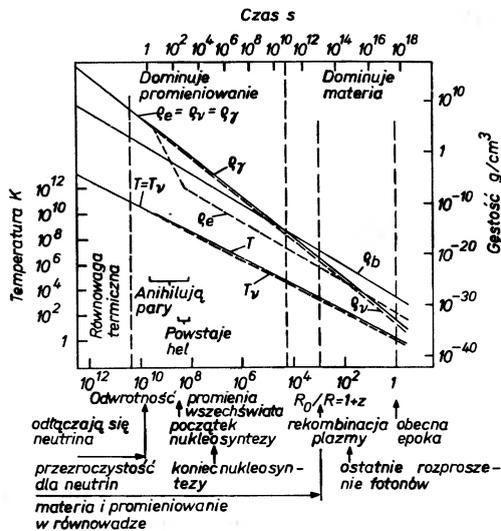
gdzie  $a$  — stała Stefana–Boltzmana. A więc, biorąc pod uwagę (5), otrzymujemy

$$t \sim \left(\frac{3c^2}{32\pi G a T^4}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (9)$$

Temperatura spadała do wartości  $10^9$  K po około 200 s od „początku Wszechświata”. Z pomiarów tempa rozszerzania się Wszechświata (ucieczki galaktyk), zapoczątkowanych przez Hubble’a w 1929 roku, można wyznaczyć obecny wiek Wszechświata i oszacować obecną temperaturę promieniowania na około 10 K.

Ideę Gamowa opracowali dokładniej Alpher i Herman [18]. Z ich obliczeń wynikało, że temperatura tła promieniowania elektromagnetycznego powinna wynosić 5 K. Próby wyjaśnienia obserwowanego obecnie rozpowszechnienia pierwiastków procesami nukleosyntezy, zachodzącymi we wczesnych etapach ewolucji Wszechświata, natrafiły na poważne trudności. W ten sposób nie można było bowiem otrzymać odpowiednich ilości ciężkich pierwiastków. Interesującą hipotezę Gamowa trzeba było odrzucić, a wraz z nią zapomniano o modelu gorącego Wszechświata.

W 15 lat później modelem gorącego Wszechświata zaczął się interesować Zeldowicz [19] wraz z grupą swoich młodych współpracowników oraz niezależnie Dicke. Dokładniejsza analiza procesów fizycznych we wczesnych etapach ewolucji Wszechświata pozwoliła zrekonstruować przypuszczalną historię Wszechświata. Przedstawia ją schematycznie rys. 6. Ewolucję Wszechświata w pobliżu stanu osobliwego powinna opisywać kwantowa



Rys. 6. Termiczna historia wszechświata. Zaznaczono ważne momenty i etapy ewolucji wszechświata ( $T$  — temperatura promieniowania,  $T_\nu$  — temperatura neutrin,  $\rho_b$  — gęstość barionów,  $\rho_e$  — gęstość elektronów i pozytonów,  $\rho_\nu$  — gęstość neutrin,  $\rho_\gamma$  — gęstość fotonów; temperatura jest wyrażona w K, a gęstość w  $\text{g}/\text{cm}^3$ )

teoria pola grawitacyjnego. Teoria taka jeszcze nie istnieje i dlatego opis najważniejszych procesów fizycznych rozpoczniemy od momentu, gdy hadrony pojawiają się jako wyodrębnione cząstki. Następuje to po upływie  $t_h \approx \hbar/m_p c^2 = 10^{-23}$  s od „początku Wszechświata”. Temperatura jest wówczas wyższa od  $10^{12}$  K, a gęstość jest większa od  $10^{17}$   $\text{g}/\text{cm}^3$ , Wszechświat składa się wtedy z wielu różnych cząstek elementarnych (fotony, leptony,

mezony, nukleony i ich antycząstki) znajdujących się w stanie równowagi termodynamicznej. Równowaga termodynamiczna jest utrzymywana dzięki temu, że charakterystyczny czas ekspansji jest znacznie dłuższy od czasu charakterystycznego tempo wymiany energii między różnymi rodzajami cząstek. Ten okres ewolucji Wszechświata nazwano epoką hadronową. Na dokończalsze informacje o tym, co się działo w epoce hadronowej, trzeba będzie nieestety poczekać do momentu, gdy powstanie konsystentna teoria silnych oddziaływań. Wiele nadziei wiąże się z rozwijaną obecnie aktywnie chromatyniką kwan-

Gdy w wyniku rozszerzania temperatura spadnie poniżej  $10^{12}$  K i zaczynają się epoka leptonowa, anihilują miony. Po anihilacji większości mionów, przy temperaturze  $\sim 10^{11}$  K neutrona i antyneutrina praktycznie rzecz biorąc przestają oddziaływać z innymi cząstkami. Gorąca plazma składa się wówczas z elektronów i pozytonów, fotonów i stosunkowo niewielkiej liczby nukleonów. Przy dalszym obniżaniu temperatury zaczyna odgrywać rolę różnica mas między protonem i neutronem, co powoduje powolny wzrost liczby protonów w stosunku do neutronów. Kolejnym ważnym procesem jest anihilacja par elektronowo-pozytonowych. Proces ten rozpoczyna się, gdy temperatura spada poniżej  $6 \cdot 10^9$  K. Po anihilacji par elektronowych Wszechświat składa się głównie z fotonów, neutron i antyneutrin, które ulegają adiabacznemu ochładzaniu w wyniku rozszerzania się Wszechświata. Gwałtownie zmniejsza się ilość elektronów i pozytonów, co hamuje cykl reakcji prowadzących do wzrostu liczby protonów. Stosunek liczby neutronów do protonów ustala się na poziomie 1 : 5.

Rozpoczyna się epoka promieniowania. Niewielka pozostała jeszcze liczba elektronów wystarcza do efektywnego przekazywania energii między promieniowaniem i plazmą i dzięki temu temperatura plazmy nadal pozostaje równa temperaturze promieniowania. Najważniejszym procesem jest w tej epoce powstawanie lekkich pierwiastków, a głównie helu. Dokładną analizę procesu nukleosyntezy przeprowadzili Wagoner, Fowler i Hoyle, oraz Wagoner [20, 21]. Wykazali oni, że powstaje wówczas hel  $He^4$  (około 25-30% w stosunku wagowym) oraz bardzo małe ilości deuteru,  $He^3$  i minimalne ilości cięższych pierwiastków. Dopiero po rekombinacji plazmy, a więc gdy temperatura spada do około 4000 K, gaz ochładza się adiabacycznie. Miniej więcej w tym samym czasie gęstość energii promieniowania spada na tyle, że jest porównywalna z gęstością energii plazmy. Do tego momentu dynamicznie proces rozszerzania Wszechświata określała gęstość promieniowania. Teraz dynamiczną rolę zaczyna odgrywać gęstość energii plazmy i ona określa tempo rozszerzania. Promieniowanie praktycznie nie oddziałuje z gazem i ochładza się dzięki adiabacznemu rozszerzaniu.

Ważne to promieniowanie „ochłodzone” do temperatury 3 K odkryli Penzias i Wilson. Za Szktowskim promieniowanie to nazywa się obecnie promieniowaniem reliktowym. Wyśnśnijmy teraz dokładniej, dlaczego widmo promieniowania relikowego powinno być niemal identyczne z widnem promieniowania ciała doskonale czarnego. W tym celu rozpatrzmy najważniejsze czynniki wpływające na zmianę widma promieniowania w rozszerzającym się Wszechświecie. Analizując pochodzenie się sygnałów świetlnych we Wszechświecie wypinionym jednorodnie i izotropowo materią (pomijając absorpcję i emisję

mezony, nukleony i ich antycząstki) znajdujących się w stanie równowagi termodynamicznej. Równowaga termodynamiczna jest utrzymywana dzięki temu, że charakterystyczny czas ekspansji jest znacznie dłuższy od czasu charakteryzującego tempo wymiany energii między różnymi rodzajami cząstek. Ten okres ewolucji Wszechświata nazwano epoką hadronową. Na dokładniejsze informacje o tym, co się działo w epoce hadronowej, trzeba będzie niestety poczekać do momentu, gdy powstanie konsystentna teoria silnych oddziaływań. Wiele nadziei wiąże się z rozwijaną obecnie aktywnie chromodynamiką kwantową<sup>1</sup>.

Gdy w wyniku rozszerzania temperatura spadnie poniżej  $10^{12}$  K i zaczyna się epoka leptonowa, anihilują miony. Po anihilacji większości mionów, przy temperaturze  $\sim 10^{11}$  K neutrino i antyneutrino praktycznie rzecz biorąc przestają oddziaływać z innymi cząstkami. Gorąca prapłazma składa się wówczas z elektronów i pozytonów, fotonów i stosunkowo niewielkiej liczby nukleonów. Przy dalszym obniżaniu temperatury zaczyna odgrywać rolę różnica mas między protonem i neutronem, co powoduje powolny wzrost liczby protonów w stosunku do neutronów. Kolejnym ważnym procesem jest anihilacja par elektronowo-pozytonowych. Proces ten rozpoczyna się, gdy temperatura spada poniżej  $6 \cdot 10^9$  K. Po anihilacji par elektronowych Wszechświat składa się głównie z fotonów, neutrino i antyneutrino, które ulegają adiabatycznemu ochładzaniu w wyniku rozszerzania się Wszechświata. Gwałtownie zmniejsza się ilość elektronów i pozytonów, co hamuje cykl reakcji prowadzących do wzrostu liczby protonów. Stosunek liczby neutronów do protonów ustala się na poziomie 1:5.

Rozpoczyna się epoka promieniowania. Niewielka pozostała jeszcze liczba elektronów wystarcza do efektywnego przekazywania energii między promieniowaniem i plazmą i dzięki temu temperatura plazmy nadal pozostaje równa temperaturze promieniowania. Najważniejszym procesem jest w tej epoce powstawanie lekkich pierwiastków, a głównie helu. Dokładną analizę procesu nukleosyntezy przeprowadzili Wagoner, Fowler i Hoyle, oraz Wagoner [20, 21]. Wykazali oni, że powstaje wówczas hel  $\text{He}^4$  (około 25-30% w stosunku wagowym) oraz bardzo małe ilości deuteru,  $\text{He}^3$  i minimalne ilości cięższych pierwiastków. Dopiero po rekombinacji plazmy, a więc gdy temperatura spada do około 4000 K, gaz ochładza się adiabatycznie. Mniej więcej w tym samym czasie gęstość energii promieniowania spada na tyle, że jest porównywalna z gęstością energii plazmy. Do tego momentu dynamikę procesu rozszerzania Wszechświata określała gęstość promieniowania. Teraz dynamiczną rolę zaczyna odgrywać gęstość energii plazmy i ona określa tempo rozszerzania. Promieniowanie praktycznie nie oddziałuje z gazem i ochładza się dzięki adiabatycznemu rozszerzaniu.

Właśnie to promieniowanie „ochłodzone” do temperatury 3 K odkryli Penzias i Wilson. Za Szklowskim promieniowanie to nazywa się obecnie promieniowaniem reliktowym.

Wyjaśnijmy teraz dokładniej, dlaczego widmo promieniowania relikтового powinno być niemal identyczne z widmem promieniowania ciała doskonale czarnego. W tym celu rozpatrzmy najważniejsze czynniki wpływające na zmianę widma promieniowania w rozszerzającym się Wszechświecie. Analizując rozchodzenie się sygnałów świetlnych we Wszechświecie wypęnlonym jednorodnie i izotropowo materią (pomijając absorpcję i emisję

<sup>1</sup> Por. artykuł W. Królikowskiego, *Postępy Fizyki* 30 (1979).

promieniowania wzdłuż promienia widzenia), łatwo można się przekonać, że częstość światła ulega przesunięciu ku czerwieni zgodnie z zależnością

$$\frac{\nu_0}{\nu_e} = \frac{R(t_e)}{R(t_0)}, \quad (10)$$

gdzie  $\nu_e$  — częstość światła emitowanego,  $\nu_0$  — częstość światła obserwowanego, a  $R(t_e)$  i  $R(t_0)$  to odpowiednio wartości czynnika skalowego w momencie emisji i obserwacji. We wczesnych etapach ewolucji materia wypełniająca Wszechświat była gęsta i gorąca i nie można wówczas pomijać emisji i absorpcji promieniowania. Jeżeli przez  $A(\nu, t)$  i  $B(\nu, t)$  oznaczymy współczynnik absorpcji i spontanicznej emisji, to dla ośrodka znajdującego się w równowadze termicznej (ale niekoniecznie w równowadze z promieniowaniem) zachodzi związek Einsteina

$$B(\nu, t) = \exp\left(-\frac{h\nu}{kT(t)}\right)A(\nu, t). \quad (11)$$

Niech teraz  $N(\nu_0, t)$  będzie gęstością tych fotonów w chwili  $t$ , które w chwili  $t_0$  będą miały częstość  $\nu_0$ . Gdyby pominąć emisję i absorpcję, to z adiabatyeczności rozszerzania wynika, że  $\frac{d}{dt} [N(\nu_0, t)R^3(t)] = 0$ . W ogólnym przypadku, w stanie równowagi termicznej mamy [22]

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} [N(\nu_0, t)R^3(t)] &= 8\pi\nu_0^2 A\left(\nu_0 \frac{R(t_0)}{R(t)}, t\right) R^3(t_0) \exp\left(-\frac{h\nu_0 R(t_0)}{kR(t)T(t)}\right) - \\ &- A\left(\nu_0 \frac{R(t_0)}{R(t)}, t\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_0 R(t_0)}{kR(t)T(t)}\right)\right] N(\nu_0, t) R^3(t). \end{aligned} \quad (12)$$

Równanie to daje się łatwo zcałkować i w wyniku otrzymujemy

$$\begin{aligned} N(\nu_0, t)R^3(t) &= \exp\left[-\int_{t_1}^t A\left(\nu_0 \frac{R(t_0)}{R(t')}, t'\right) \times \right. \\ &\quad \times \left. \left(1 - \exp\left[-\frac{h\nu_0 R(t_0)}{kR(t')T(t')}\right]\right) dt'\right] N(\nu_0, t_1)R^3(t_1) + \\ &+ 8\pi\nu_0^2 R^3(t_0) \int_{t_1}^t \exp\left[-\int_{t'}^t A\left(\nu_0 \frac{R(t_0)}{R(t'')}, t''\right) \left(1 - \exp\left[-\frac{h\nu_0 R(t_0)}{kR(t'')T(t'')}\right]\right) dt''\right] \times \\ &\quad \times A\left(\nu_0 \frac{R(t_0)}{R(t')}, t'\right) \exp\left(-\frac{h\nu_0 R(t_0)}{kR(t')T(t')}\right) dt'. \end{aligned} \quad (13)$$

Pierwszy wyraz w tym wzorze podaje liczbę fotonów pozostałych z epok poprzedzających chwilę  $t_1$ , a drugi liczbę fotonów powstałych w okresie od  $t_1$  do chwili obecnej. W obu przypadkach uwzględnia się efekty absorpcji i emisji. Wzór ten upraszcza się nieco, jeżeli

promieniowania wzdłuż promienia widzenia), łatwo można się przekonać, że częstość światła ulega przesunięciu ku czerwieni zgodnie z zależnością

$$\frac{\nu_0}{\nu_e} = \frac{R(t_e)}{R(t_0)}, \quad (10)$$

gdzie  $\nu_e$  — częstość światła emitowanego,  $\nu_0$  — częstość światła obserwowanego, a  $R(t_e)$  i  $R(t_0)$  to odpowiednio wartości czynnika skalowego w momencie emisji i obserwacji. We wczesnych etapach ewolucji materia wypełniająca Wszechświat była gęsta i gorąca i nie można wówczas pomijać emisji i absorpcji promieniowania. Jeżeli przez  $A(\nu, t)$  i  $B(\nu, t)$  oznaczymy współczynnik absorpcji i spontanicznej emisji, to dla ośrodka znajdującego się w równowadze termicznej (ale niekoniecznie w równowadze z promieniowaniem) zachodzi związek Einsteina

$$B(\nu, t) = \exp\left(-\frac{h\nu}{kT(t)}\right) A(\nu, t). \quad (11)$$

Niech teraz  $N(\nu_0, t)$  będzie gęstością tych fotonów w chwili  $t$ , które w chwili  $t_0$  będą miały częstość  $\nu_0$ . Gdyby pominąć emisję i absorpcję, to z adiabaticzności rozszerzania wynika, że  $\frac{d}{dt} [N(\nu_0, t) R^3(t)] = 0$ . W ogólnym przypadku, w stanie równowagi termicznej mamy [22]

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} [N(\nu_0, t) R^3(t)] = & 8\pi\nu_0^2 A\left(\nu_0 \frac{R(t_0)}{R(t)}, t\right) R^3(t_0) \exp\left(-\frac{h\nu_0 R(t_0)}{kR(t)T(t)}\right) - \\ & - A\left(\nu_0 \frac{R(t_0)}{R(t)}, t\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_0 R(t_0)}{kR(t)T(t)}\right)\right] N(\nu_0, t) R^3(t). \end{aligned} \quad (12)$$

Równanie to daje się łatwo zcałkować i w wyniku otrzymujemy

$$\begin{aligned} N(\nu_0, t) R^3(t) = & \exp\left[-\int_{t_1}^t A\left(\nu_0 \frac{R(t_0)}{R(t')}, t'\right) \times \right. \\ & \times \left. \left(1 - \exp\left[-\frac{h\nu_0 R(t_0)}{kR(t')T(t')}\right]\right) dt'\right] N(\nu_0, t_1) R^3(t_1) + \\ & + 8\pi\nu_0^2 R^3(t_0) \int_{t_1}^t \exp\left[-\int_{t'}^t A\left(\nu_0 \frac{R(t_0)}{R(t'')}, t''\right) \left(1 - \exp\left[-\frac{h\nu_0 R(t_0)}{kR(t'')T(t'')}\right]\right) dt''\right] \times \\ & \times A\left(\nu_0 \frac{R(t_0)}{R(t')}, t'\right) \exp\left(-\frac{h\nu_0 R(t_0)}{kR(t')T(t')}\right) dt'. \end{aligned} \quad (13)$$

Pierwszy wyraz w tym wzorze podaje liczbę fotonów pozostałych z epok poprzedzających chwilę  $t_1$ , a drugi liczbę fotonów powstałych w okresie od  $t_1$  do chwili obecnej. W obu przypadkach uwzględnia się efekty absorpcji i emisji. Wzór ten upraszcza się nieco, jeżeli

chwile  $t_1$  wybrać odpowiednio wcześniej, tak aby niemal wszystkie fotony zostały wymi-  
towane później. Obserwowana obecnie gęstość liczby fotonów jest wówczas podana przez

$$n(\nu_0) = N(\nu_0, t_0) = 8\pi\nu_0^2 \int_{t_1}^t \exp \left[ - \int_t^{t_0} \left[ 1 - \exp \left( - \frac{h\nu_0 R(t_0)}{kR(t')T(t')} \right) \right] A \left( \nu_0 \frac{R(t_0)}{R(t')}, t' \right) dt' \right] \times \\ \times \exp \left( - \frac{h\nu_0 R(t_0)}{kR(t)T(t)} \right) A \left( \nu_0 \frac{R(t_0)}{R(t)}, t \right) dt. \quad (14)$$

Zatem, spektralną gęstość energii opisuje wyrażenie

$$\varepsilon(\nu) = 8\pi h\nu^3 \int_t^0 \left[ \exp \left( \frac{h\nu R(t_0)}{kR(t)T(t)} \right) - 1 \right]^{-1} \frac{d}{dt} P(t_0, t; \nu) dt, \quad (15)$$

gdzie

$$P(t_0, t; \nu) = \exp \left\{ - \int_t^{t_0} \left[ 1 - \exp \left( - \frac{h\nu R(t_0)}{kR(t')T(t')} \right) \right] A \left( \nu \frac{R(t_0)}{R(t')}, t' \right) dt' \right\} \quad (16)$$

jest prawdopodobieństwem tego, że foton o częstotliwości  $\nu R(t_0)/R(t)$  istniejący w chwili  $t$  przetrwa do chwili  $t_0$ . Z definicji  $P(t_0, t; \nu)$  wynika, że przy  $t \rightarrow 0$ ,  $P(t_0, t; \nu) \rightarrow 0$ , natomiast gdy  $t \rightarrow t_0$ ,  $P(t_0, t; \nu) \rightarrow 1$ . Z przedstawionego wyżej scenariusza ewolucji Wszechświata wynika, że po rekombinacji efekty emisji i absorpcji promieniowania są zaniedbywalnie małe. Jeżeli zatem proces rekombinacji zachodzi bardzo szybko, to  $P(t_0, t, \nu)$  jest dane przez

$$P(t_0, t; \nu) = \begin{cases} 0 & t < t_R \\ 1 & t > t_R \end{cases}, \quad (17)$$

gdzie  $t_R$  oznacza moment rekombinacji. Podstawiając tę zależność do (15) otrzymujemy rozkład Plancka

$$\varepsilon(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{\exp \left( \frac{h\nu}{kT_0} \right) - 1}, \quad (18)$$

przy czym

$$T_0 = T(t_0) \frac{R(t_R)}{R(t_0)}. \quad (19)$$

Podobny wynik otrzymuje się nawet wówczas, gdy proces rekombinacji trwa dość długo, o ile tylko temperatura plazmy maleje odwrotnie proporcjonalnie do  $R(t)$ . Fakt ten pociąga za sobą bardzo poważne konsekwencje. Po pierwsze, widmo promieniowania jest w każdej chwili czasu dane przez rozkład Plancka i po drugie, temperatura promieniowania maleje odwrotnie proporcjonalnie do  $R(t)$  poczynając od momentu, kiedy można już mówić o stanie równowagi termicznej, czyli od epoki hadronowej.

Z obserwacji wynika, że widmo promieniowania relikтового jest bardzo dobrze opisywane wzorem Plancka. Jest to główny argument przemawiający za kosmologicznym pochodzeniem tego promieniowania.

### Inne próby wyjaśnienia pochodzenia mikrofalowego tła promieniowania elektromagnetycznego

Pochodzenie tła promieniowania elektromagnetycznego w centymetrowym zakresie długości fali jest problemem tak ważnym, że należy zbadać wszelkie inne możliwe mechanizmy generacji tego promieniowania konkurujące z hipotezą kosmologiczną. Trzeba przyznać, choć jest to być może subiektywny punkt widzenia, że dotychczas nikomu nie udało się zaproponować innego konsystentnego mechanizmu powstawania mikrofalowego tła promieniowania elektromagnetycznego tłumaczącego wszystkie jego obserwowane własności. Tym niemniej warto wspomnieć o kilku takich próbach.

W 1965 roku Kaufman [23] próbowała wyjaśnić mikrofalowe tło promieniowania przejściami swobodno-swobodnymi w gorącej ( $T \sim 10^6$  K) plazmie wypełniającej przestrzeń międzygalaktyczną. Gdyby tak było istotnie, to temperatura promieniowania powinna zależeć od długości fali [24]. Jest to jednak sprzeczne z danymi obserwacyjnymi.

Kosmologiczne pochodzenie mikrofalowego tła promieniowania elektromagnetycznego było nie do pogodzenia z modelem stanu ustalonego. W tym modelu przyjmuje się, że Wszechświat jest jednorodny nie tylko w przestrzeni, ale i w czasie. Stan Wszechświata nie ulega więc zmianie, a średnia gęstość materii jest stała pomimo rozszerzania się dzięki ciągłej kreacji. Nic więc dziwnego, że Hoyle, Narlikar i Wickramasinghe [25, 26, 27] — zwolennicy modelu stanu ustalonego — zaproponowali inny mechanizm. Zauważyli oni, że gęstość energii mikrofalowego tła promieniowania jest równa gęstości energii promieniowania gwiazd w Galaktyce i wynosi w przybliżeniu  $5 \cdot 10^{-13}$  erg/cm<sup>3</sup>. Widmo promieniowania mikrofalowego osiąga maksimum przy  $\lambda \sim 1$  mm, natomiast widmo promieniowania gwiazd osiąga maksimum w obszarze widzialnym lub bliskiej podczerwieni. Jeżeli jednak promieniowanie gwiazd zostanie pochłonięte przez pył międzygwiazdowy, a następnie znacznie chłodniejsze pyłki będą wysyłać swoje charakterystyczne promieniowanie, to w ten sposób energia promieniowania gwiazd zostanie przekazana do krótkofalowej części widma. Pyłki międzygwiazdowe, które mogą zawierać atomy węgla, tlenu i cięższych pierwiastków, będą jednak głównie emitowały fotony o określonych długościach fali.

Z pomiarów izotropii temperatury tła mikrofalowego, o których będzie mowa później, wynika, że tło mikrofalowe nie może powstawać w Galaktyce. Pył międzygwiazdowy występuje prawdopodobnie we wszystkich lub prawie wszystkich galaktykach. Obserwowane tło mikrofalowe może być sumą wkładów od poszczególnych galaktyk. Charakterystyczne linie emisyjne będą dzięki różnym dla różnych galaktyk przesunięciom ku czerwieni rozmywane dając widmo ciągłe. W tym modelu widmo tła mikrofalowego powinno być opisywane zależnością

$$\varepsilon(\nu) = \begin{cases} \varepsilon_0 \nu^\alpha & \nu \leq \nu_0 \\ 0 & \nu > \nu_0 \end{cases}, \quad (20)$$

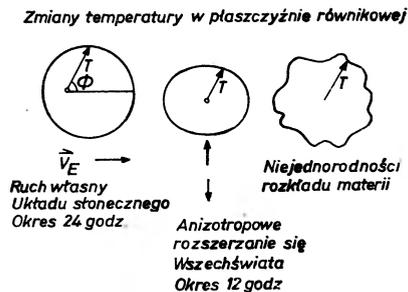
gdzie  $\nu_0$  częstość linii emisyjnej, a  $\alpha$  zależy od modelu kosmologicznego. W modelu stanu ustalonego  $\alpha = 3$ , natomiast w modelu Friedmana  $\alpha < 3/2$ . Z obserwacji natomiast wynika

$\alpha = 2$  (w obszarze Rayleigha–Jeansa). Można jeszcze ratować sytuację zakładając, że  $\alpha$  nie jest stałą, ale zależy od czasu, ale w ten sposób przeczy się założeniom modelu stanu ustalonego. Obecnie wiadomo z obserwacji, że widmo tła mikrofalowego jest bardzo dobrze opisywane wzorem Plancka. Nie odstraszyło to jednak całkowicie zwolenników modelu stanu ustalonego. W najnowszej próbie Hoyle [28] wprowadził nawet nowe pole fizyczne, „pole mas”, i zmodyfikował teorię grawitacji tylko po to, aby wyjaśnić powstawanie tła mikrofalowego inaczej niż w modelu gorącego Wszechświata.

Jeszcze inaczej powstawanie tła mikrofalowego wyjaśnia Layzer [27]. Uważa on, że w epoce powstawania galaktyk pył międzygwiazdny został podgrzany do temperatury około 30 K. Pył będzie więc emitował promieniowanie cieplne, a obserwowana obecnie temperatura promieniowania będzie zgodnie z (19) niższa. Moment formowania się galaktyk można dobrać tak, aby temperatura tego promieniowania wynosiła obecnie około 3 K. Gdyby tak było istotnie, to temperatura tła mikrofalowego powinna zmieniać się w obszarach porównywalnych z rozmiarami kątowymi dalekich galaktyk (około  $10'$ ). Obserwacje nie wykazują jednak takich zmian. Tak więc jako jedyna logicznie spójna hipoteza wyjaśnienia pochodzenia tła mikrofalowego pozostaje hipoteza kosmologiczna. Nie oznacza to jednak, że nie należy zastanawiać się nad innymi konkurencyjnymi hipotezami.

### Izotropia promieniowania relikowego

Zaakceptowanie kosmologicznego pochodzenia tła promieniowania elektromagnetycznego pozwala na wyciąganie bardzo ważnych wniosków. Jeżeli rozszerzanie się Wszechświata zachodziło izotropowo, to powinien istnieć jeden wyróżniony układ odniesienia, w którym promieniowanie relikowe byłoby izotropowe. Do momentu rekombinacji promieniowanie relikowe silnie oddziaływało z plazmą, można zatem przypuszczać, że w układzie odniesienia poruszającym się wraz z plazmą, promieniowanie relikowe



Rys. 7. Różne źródła anizotropii promieniowania relikowego

będzie izotropowe. Już pierwsze pomiary natężenia promieniowania relikowego, wykonane dla kilku różnych kierunków, wykazały, że jest ono niemal izotropowe. Skłoniło to radioastronomów do przeprowadzenia bardzo dokładnych pomiarów.

Trzy różne czynniki mogą powodować pojawienie się anizotropii temperatury promieniowania relikowego. Są to ruch własny układu obserwatora, anizotropia rozszerzania się

Wszecchiata oraz niejednorodności rozkładu materii. Układ odniesienia związany z Ziemią nie musi pokrywać się z układem, w którym promieniowanie reliktowe jest izotropowe. Jeżeli względna prędkość ruchu obu układów jest znacznie mniejsza od prędkości światła, to

$$\Delta T = -\frac{v}{c} T_0 \cos \theta, \quad (21)$$

gdzie  $\Delta T$  oznacza różnicę między temperaturą mierzoną a średnią temperaturą promieniowania,  $v$  jest względną prędkością układów, a  $\theta$  to kąt między kierunkiem prędkości i kierunkiem ustawienia anteny. Początkowo pomiarów  $\Delta T$  dokonywano z powierzchni Ziemi. Główną antenę radiometru ustawiano pod ustalonym kątem do zenitu i wykorzystywano obrót Ziemi do pomiarów temperatury wzdłuż wąskiego paska na sferze niebieskiej. Jak wynika ze wzoru (21) i ze stosowanej metody pomiaru, zmiany temperatury powinny wykazywać 24-godzinną okresowość. Znając wartość kąta  $\theta$  dla maksimum i minimum temperatury, można wyznaczyć kierunek ruchu lokalnego układu odniesienia względem układu promieniowania. Prędkość ruchu Ziemi względem Słońca jest dobrze znana, stosując prostą regułę składania wektorów można zatem wyznaczyć prędkość układu związanego ze Słońcem względem układu promieniowania. Jak wiadomo, Słońce obraca się względem centrum Galaktyki, ponieważ prędkość obrotu jest dość dobrze znana, można stąd wyznaczyć prędkość dryfu Galaktyki względem układu promieniowania.

24-godzinne zmiany temperatury promieniowania relikтового były po raz pierwszy mierzone przez Partridge'a i Wilkinsona [30]. Okazało się, że amplituda zmian temperatury nie przewyższa  $3 \cdot 10^{-3}$  K, a dokładniej  $\Delta T_{24} = (1,1 \pm 1,5) 10^{-3}$  K, co daje  $\Delta T/T = (0,37 \pm 0,51) 10^{-3}$  i maksimum temperatury występowało przy rektascencji bliskiej zeru. Zaobserwowano też zmiany  $\Delta T$  z okresem 12 godzin  $\Delta T = (1,5 \pm 1,6) 10^{-3}$  K, skąd  $\Delta T/T = (0,51 \pm 0,54) 10^{-3}$ , przy czym maksimum występowało dla rektascencji  $6^h$  i  $18^h$ . Niestety, pomiary Partridge'a i Wilkinsona oraz późniejsze pomiary dokonywane z powierzchni Ziemi obarczone były dużymi błędami.

Nowej serii pomiarów anizotropii temperatury promieniowania relikтового dokonali w 1977 roku Smooth, Gorenstein i Muller [31]. Umieścili oni radiometr na pokładzie samolotu i pomiarów dokonywali na wysokości 15 km nad powierzchnią Ziemi. Aby ograniczyć do minimum wpływ tła galaktycznego, pomiarów dokonywano dla długości fali 0,9 cm. Radiometr został skonstruowany tak, by wszelkie błędy systematyczne układu były mniejsze od 1 mK. Taką dużą czułość można było uzyskać odpowiednio osłaniając układ od wpływu pól magnetycznych i fal radiowych oraz przez dokładną stabilizację termiczną. Podczas ośmiu lotów zmierzono temperaturę promieniowania relikтового na około 2/3 północnej półkuli nieba. Wyniki pomiarów dopasowano metodą najmniejszych kwadratów do sumy funkcji sferycznych. Już pierwsza harmonika wystarcza do uzyskania dobrej zgodności z danymi obserwacyjnymi ( $\chi^2 = 91$  dla 80 punktów pomiarowych). Najlepszą zgodność uzyskano przyjmując  $\Delta T/T = (1,08 \pm 0,20) 10^{-3}$ , przy czym kierunek prędkości Słońca jest wówczas określony przez rektascencję  $(10,8 \pm 0,5)^h$  i deklinację  $(5 \pm 10)^\circ$ . Dokładniejsza analiza danych, uwzględniająca harmoniki drugiego rzędu oraz wkład od tła galaktycznego, atmosfery, ruchu Ziemi wokół Słońca i charakterystyki anteny nie zmieniła już w istotny sposób wyników. Zdaniem Smootha i współpracowników, naj-

bardziej wiarygodne są następujące wartości  $\Delta T/T = (1,18 \pm 0,20)10^{-3}$ , a Słońce porusza się względem układu promieniowania w kierunku określonym przez rektascencję  $(11,0 \pm 0,5)^h$  i deklinację  $(6 \pm 10)^\circ$ .

Przyjmując, że średnia wartość temperatury promieniowania relikтового wynosi 2,94 K, okazuje się, że Słońce porusza się z prędkością  $(354 \pm 60)$  km/s w kierunku gwiazdozbioru Lwa. Wynik ten jest wyraźnie sprzeczny z astronomicznymi pomiarami prędkości Słońca względem bliskich galaktyk  $(600 \pm 125)$  km/s, rektascencja  $(2 \pm 1)^h$ , deklinacja  $(53 \pm 10)^\circ$  [32]. Jak widać, nie zgadza się ani wartość prędkości, ani kierunek. Jeżeli od zmierzonej prędkości odejmiemy prędkość Słońca względem centrum Galaktyki, która wynosi około 300 km/s, to okaże się, że Galaktyka porusza się względem układu promieniowania z prędkością około 600 km/s w kierunku danym przez rektascencję  $10,4^h$  i deklinację —  $18^\circ$ . Było to wielkim zaskoczeniem. Nikt nie przypuszczał, że Galaktyka porusza się z taką dużą prędkością.

Wnioski, jakie wynikają z tego faktu, mają ogromne znaczenie kosmologiczne. Na przykład, prędkość Galaktyki względem Andromedy wynosi około 80 km/s i z wektorowego prawa składania prędkości wynika, że Andromeda powinna też poruszać się z dużą prędkością względem układu promieniowania. Wiadomo poza tym, że tak zwana prędkość przypadkowa (różnica między prędkością rzeczywistą a prędkością wynikającą z prawa Hubble'a) lokalnej gromady galaktyk względem najbliższej gromady w gwiazdozbiornie Panny jest niewielka, a więc cała ta gromada powinna się też poruszać z dużą prędkością względem układu promieniowania. Oznacza to, że wiele galaktyk rozmieszczonych w dużym obszarze przestrzeni porusza się względem układu promieniowania z prędkością bliską 600 km/s.

Sporo kłopotu sprawia również niezgodność między pomiarami grupy Smootha i pomiarami Rubin i jej współpracowników. Tę niezgodność można wyjaśnić, jeżeli przyjąć, że galaktyki położone dalej niż sto milionów lat świetlnych poruszają się względem układu promieniowania z prędkością około 800 km/s w kierunku tworzącym z prędkością Galaktyki kąt  $33^\circ$ . Obraz, jaki się w ten sposób otrzymuje, przeczy założeniu o izotropowym rozkładzie materii. Trzeba być bardzo ostrożnym z wyciąganiem tak daleko idących wniosków. Dokładne pomiary anizotropii temperatury zostały jak dotychczas dokonane tylko dla części północnej półkuli nieba i ich interpretacja może ulec zmianie, gdy będziemy dysponować rozkładem temperatury na całej sferze niebieskiej.

Anizotropia temperatury zmieniająca się z okresem 12 godzin może być spowodowana nieizotropowym rozszerzaniem się Wszechświata. Promieniowanie dochodzące z kierunku, w którym Wszechświat rozszerza się najszybciej, będzie miało niższą temperaturę niż promieniowanie dochodzące z innych kierunków. Rozkład temperatury w płaszczyźnie równikowej będzie miał charakter kwadrupolowy. Dotychczasowe dane obserwacyjne nie są jeszcze wystarczająco dokładne na to, aby na ich podstawie można było wykryć taką anizotropię. Tymczasem wiadomo jedynie, że względne zmiany temperatury promieniowania relikowego z okresem 12 godzin nie są większe niż  $5 \cdot 10^{-4}$ . Zatem w dużej skali Wszechświat jest nadspodziewanie jednorodny. Akceptując model wielkiego wybuchu trudno przypuszczać, aby na bardzo wczesnych etapach ewolucji materia we Wszechświecie była rozłożona niemal dokładnie jednorodnie. Najnowsze badania teoretyczne procesów fizycznych w pierwszych okresach ewolucji Wszechświata, a w szczególności uwzględnienie kwantowego procesu kreacji cząstek [33, 34, 35], prowadzą do wniosku,

że wygładzanie niejednorodności następowało bardzo szybko i bardzo wcześnie. Nic więc dziwnego, że najprostszy model Wszechświata zaproponowany przez Friedmana tak dobrze jest potwierdzany przez obserwacje.

Procesy kwantowe nie prowadzą jednak do całkowitego wygładzania niejednorodności i dlatego, aby upewnić się, że nasze wyobrażenia o ewolucji Wszechświata są poprawne, warto nadal badać anizotropię temperatury promieniowania relikowego. Obecny rozkład materii we Wszechświecie jest bardzo niejednorodny w małych obszarach. Jeżeli te niejednorodności powstały odpowiednio wcześnie, to powinny one pozostawić po sobie pewien ślad w postaci fluktuacji temperatury w małych obszarach. Takie pomiary były prowadzone od momentu odkrycia promieniowania relikowego. Najdokładniejsze dane uzyskał w 1977 roku Parijskij [36]. W obszarze o rozmiarach kątowych od  $5'$  do  $150'$  nie stwierdził względnych fluktuacji temperatury większych od  $1,2 \cdot 10^{-5}$ . Wynik ten oznacza, że w momencie rekombinacji, w małych obszarach, materia była rozłożona bardzo równomiernie. Z drugiej strony, właśnie w małych obszarach obserwujemy obecnie duże niejednorodności rozkładu materii — gwiazdy, galaktyki, gromady galaktyk. Ta złożona struktura rozkładu materii musiała zatem powstać po rekombinacji. Analiza małych zaburzeń modelu Friedmana prowadzi do wniosku, że niejednorodności narastają bardzo wolno, proporcjonalnie do niewielkich potęg czasu. Z obserwacji wynika, że amplituda względnych fluktuacji początkowych nie mogła być większa od  $1,2 \cdot 10^{-5}$ . Te dwa fakty są głównymi powodami trudności, jakie napotykają teoretyczne próby wyjaśnienia istniejącego obecnie rozkładu materii.

### Widmo promieniowania relikowego

Zarówno dane obserwacyjne, jak i przewidywania teoretyczne są zgodne co do tego, że widmo promieniowania relikowego powinno być w przybliżeniu planckowskie. Ale właśnie wszelkie odstępstwa od widma promieniowania ciała doskonale czarnego mogą dostarczyć ważnych informacji o procesach, które zachodziły bezpośrednio przed lub po rekombinacji. Główną rolę odgrywają przy tym procesy prowadzące do wydzielenia energii, takie jak na przykład anihilacja, dyssypacja makroskopowych ruchów plazmy, itp. Należy rozpatrzyć trzy możliwe sytuacje:

a) wydzielenie energii następuje bardzo wcześnie ( $t < 10^6$  s), kiedy jeszcze koncentracja elektronów i protonów jest na tyle duża, że bardzo szybko osiągnany jest nowy stan równowagi;

b) energia jest wydzielona po anihilacji par elektronowo-pozytonowych, ale przed okresem rekombinacji;

c) wydzielenie energii następuje po rekombinacji.

Pierwsza sytuacja nie jest interesująca z naszego punktu widzenia. W tym wypadku obserwowane obecnie widmo promieniowania relikowego powinno zupełnie ściśle odpowiadać widmu promieniowania ciała doskonale czarnego.

W drugim wypadku należy ocenić wpływ różnych procesów przekazu energii między plazmą (elektronami) i promieniowaniem. Okazuje się, że dominującą rolę odgrywają procesy rozpraszania Comptona. Aby zbadać, jak zmienia się widmo promieniowania na skutek wydzielenia energii w tym okresie, skorzystamy za Zeldowiczem i Suniajewem [37] z rów-

że wygładzanie niejednorodności następowało bardzo szybko i bardzo wcześnie. Nic więc dziwnego, że najprostszy model Wszechświata zaproponowany przez Friedmana tak dobrze jest potwierdzany przez obserwacje.

Procesy kwantowe nie prowadzą jednak do całkowitego wygładzania niejednorodności i dlatego, aby upewnić się, że nasze wyobrażenia o ewolucji Wszechświata są poprawne, warto nadal badać anizotropię temperatury promieniowania relikтового. Obecny rozkład materii we Wszechświecie jest bardzo niejednorodny w małych obszarach. Jeżeli te niejednorodności powstały odpowiednio wcześnie, to powinny one pozostawić po sobie pewien ślad w postaci fluktuacji temperatury w małych obszarach. Takie pomiary były prowadzone od momentu odkrycia promieniowania relikтового. Najdokładniejsze dane uzyskał w 1977 roku Parijskij [36]. W obszarze o rozmiarach kątowych od  $5'$  do  $150'$  nie stwierdził względnych fluktuacji temperatury większych od  $1,2 \cdot 10^{-5}$ . Wynik ten oznacza, że w momencie rekombinacji, w małych obszarach, materia była rozłożona bardzo równomiernie. Z drugiej strony, właśnie w małych obszarach obserwujemy obecnie duże niejednorodności rozkładu materii — gwiazdy, galaktyki, gromady galaktyk. Ta złożona struktura rozkładu materii musiała zatem powstać po rekombinacji. Analiza małych zaburzeń modelu Friedmana prowadzi do wniosku, że niejednorodności narastają bardzo wolno, proporcjonalnie do niewielkich potęg czasu. Z obserwacji wynika, że amplituda względnych fluktuacji początkowych nie mogła być większa od  $1,2 \cdot 10^{-5}$ . Te dwa fakty są głównymi powodami trudności, jakie napotykają teoretyczne próby wyjaśnienia istniejącego obecnie rozkładu materii.

### Widmo promieniowania relikowego

Zarówno dane obserwacyjne, jak i przewidywania teoretyczne są zgodne co do tego, że widmo promieniowania relikowego powinno być w przybliżeniu planckowskie. Ale właśnie wszelkie odstępstwa od widma promieniowania ciała doskonale czarnego mogą dostarczyć ważnych informacji o procesach, które zachodziły bezpośrednio przed lub po rekombinacji. Główną rolę odgrywają przy tym procesy prowadzące do wydzielenia energii, takie jak na przykład anihilacja, dyssypacja makroskopowych ruchów plazmy, itp. Należy rozpatrzeć trzy możliwe sytuacje:

- a) wydzielenie energii następuje bardzo wcześnie ( $t < 10^6$  s), kiedy jeszcze koncentracja elektronów i protonów jest na tyle duża, że bardzo szybko osiągnany jest nowy stan równowagi;
- b) energia jest wydzielona po anihilacji par elektronowo-pozytonowych, ale przed okresem rekombinacji;
- c) wydzielenie energii następuje po rekombinacji.

Pierwsza sytuacja nie jest interesująca z naszego punktu widzenia. W tym wypadku obserwowane obecnie widmo promieniowania relikowego powinno zupełnie ściśle odpowiadać widmu promieniowania ciała doskonale czarnego.

W drugim wypadku należy ocenić wpływ różnych procesów przekazu energii między plazmą (elektronami) i promieniowaniem. Okazuje się, że dominującą rolę odgrywają procesy rozpraszania Comptona. Aby zbadać, jak zmienia się widmo promieniowania na skutek wydzielenia energii w tym okresie, skorzystamy za Zeldowiczem i Suniajewem [37] z rów-

nania kinetycznego na gęstość liczby obsadzeń  $n(\nu, t)$  dla fotonów, wyprowadzonego niezależnie przez Kompaniejca [38] i Weymanna [39]. Równanie to można stosować, gdy rozkład promieniowania jest izotropowy, elektrony są nierelatywistyczne i posiadają maxwellowski rozkład prędkości oraz temperatura promieniowania jest na tyle niska, że można zaniedbać kreację par. Równanie Kompaniejca-Weymanna ma postać

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\sigma_T h n_e}{m_e c} \frac{1}{\nu^2} \frac{\partial}{\partial \nu} \left\{ \nu^4 \left[ \frac{k T_e}{h} \frac{\partial n}{\partial \nu} + n(n+1) \right] \right\}, \quad (22)$$

gdzie  $\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{e^2}{m_e c} \right)^2 \approx 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$ ,  $h$  — stała Plancka,  $n_e$  — gęstość liczby elektronów,  $m_e$  — masa elektronu,  $T_e$  — temperatura elektronów.

Trywialnym rachunkiem można sprawdzić, że dla stanu równowagi, gdy  $n = (e^x - 1)^{-1}$ ,  $x = h\nu/kT (T = T_e)$ ,  $\frac{\partial n}{\partial t} = 0$ . Podobną własność ma też rozkład Bosego-Einsteina. Inną ważną własnością równania (22) jest zachowywanie ogólnej liczby fotonów, gdyż

$$\frac{dN}{dt} = \frac{d}{dt} \int n \nu^2 d\nu = \int \frac{\partial n}{\partial t} \nu^2 d\nu. \quad (23)$$

W okresie, gdy dominującą rolę odgrywa rozpraszanie Comptona, równanie (22) jest spełniane przez rozkład Bosego-Einsteina

$$n(\nu, t) = \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu + \mu}{kT}\right) - 1}, \quad (24)$$

gdzie  $\mu$  jest potencjałem chemicznym ( $\mu > 0$ ). Ta funkcja rozkładu opisuje stan równowagi bez absorpcji i emisji. Rozkład Bosego-Einsteina różni się istotnie od rozkładu Plancka w obszarach częstości takich, że  $x \ll 1$ , wówczas mamy bowiem

$$n_{RJ} = 1/(\exp(\mu/kT) - 1), \quad (25)$$

podczas gdy w analogicznym granicznym przypadku dla rozkładu Plancka mamy

$$n_{RJ} = 1/x. \quad (26)$$

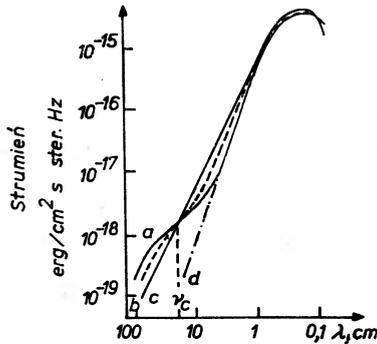
Potencjał chemiczny  $\mu$  zależy od ilości wydzielonej energii. Całkując po całym przedziale widma, otrzymujemy

$$\begin{aligned} N &\sim T^3(1 - 1.37\mu/kT), \\ \varepsilon &\sim T^4(1 - 1.11\mu/kT). \end{aligned} \quad (27)$$

Jeżeli liczba fotonów nie uległa zmianie, czyli  $N = N_P$ , gdzie  $N_P$  to ogólna liczba fotonów w stanie niezaburzonym opisywanym rozkładem Plancka, to wprowadzając  $\delta$  tak, aby  $\varepsilon = \varepsilon_P(1 + \delta) = \sigma T_P^4(1 + \delta)$  otrzymujemy

$$T = T_P(1 + 0.64\delta); \quad \mu = 1.4kT_P\delta. \quad (28)$$

Dokładniejsza analiza z uwzględnieniem przejść swobodno-swobodnych prowadzi do następującego wniosku: w obszarze niskich częstości widmo promieniowania relikowego powinno, w takim wypadku, różnić się od rozkładu Plancka i swoim kształtem przypominać krzywą przedstawioną na rys. 8. Pojawia się załamanie w widmie przy pewnej



Rys. 8. Zniekształcone widmo promieniowania relikowego spowodowane wydzielaniem energii w epoce promieniowania. Krzywe *a*, *b* i *c* odpowiadają malejącej wartości potencjału chemicznego. Krzywa *c* odpowiada rozkładowi Plancka ( $\mu = 0$ ). Krzywa *d* odpowiada rozkładowi Bosego-Einsteina o tej samej wartości potencjału chemicznego co krzywa *a* przy dodatkowym uwzględnieniu przekazu energii przez rozpraszanie komptonowskie

częstości  $\nu_c$ . Fotony o częstościach  $\nu < \nu_c$  znajdują się w równowadze podtrzymywanej przez przejścia swobodno-swobodne i absorpcję. W obszarze przejściowym dla  $\nu \approx \nu_c$  fotony dyfundują w stronę wyższych częstości. Dla  $\nu > \nu_c$  fotony są w równowadze i podlegają rozkładowi Bosego-Einsteina, ale wysokoenergetycznych fotonów jest teraz mniej niż w analogicznym obszarze widma promieniowania ciała doskonale czarnego. Po ustaniu wydzielania energii potencjał chemiczny powoli maleje wskutek zwiększania się liczby fotonów z  $\nu > \nu_c$  (przy zachowaniu całkowitej liczby fotonów). Następuje wygładzanie widma, które przybliży się do rozkładu Plancka odpowiadającego nowej wartości temperatury

$$T' = T_P(1 + \frac{1}{4}\delta). \quad (29)$$

Jeżeli dyssypacja energii następuje po rekombinacji, to zachodzi powtórna jonizacja. Temperatura elektronów powinna przy tym wzrosnąć do co najmniej  $10^4$  K. Promieniowanie natomiast ma znacznie niższą temperaturę. W tej sytuacji równanie (22) upraszcza się, można bowiem pominąć człon  $n(n+1)$ , mamy zatem

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{c\sigma_T n_e kT_e}{m_e c^2} \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left( v^4 \frac{\partial n}{\partial v} \right) = cn_e \sigma_T \frac{kT_e}{m_e c^2} \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left( x^4 \frac{\partial n}{\partial x} \right). \quad (30)$$

Dotychczasowe pomiary strumienia energii promieniowania relikowego były dokonywane w długofalowym obszarze widma. Dla rozkładu Plancka mamy wówczas  $n_{RJ} = 1/x$ . Biorąc to pod uwagę, równanie (30) można sprowadzić do prostszej postaci

$$\frac{\partial n}{\partial t} = 2cn_e \sigma_T \frac{kT_e}{m_e c^2} n. \quad (31)$$

Wprowadzając nową zmienną  $y = \int_{t_0}^t cn_e \sigma_T \frac{kT_e}{m_e c^2} dt$ , gdzie  $t_0$  oznacza moment, w którym nastąpiło wydzielanie energii, rozwiązanie tego równania jest dane przez

$$n_{RJ} = n_0 e^{-2y}, \quad (32)$$

a więc

$$T_{RJ} = T_0 e^{-2y}. \quad (33)$$

Korzystając z ogólnego wzoru na gęstość energii otrzymujemy

$$\varepsilon = \varepsilon_0 e^{4y}, \quad (34)$$

gdzie  $\varepsilon_0 = \sigma T_0^4$ . Ponieważ mierzymy  $T_{RJ}$  a nie  $T_0$ , więc wygodniej jest wyrazić gęstość energii przez  $T_{RJ}$

$$\varepsilon = \sigma T_{RJ}^4 e^{12y}. \quad (35)$$

Dla małych  $y$  mamy

$$\varepsilon = \sigma T_{RJ}^4 (1 + 12y). \quad (36)$$

Gęstość wydzielonej energii otrzymamy odejmując od  $\varepsilon$ ,  $\varepsilon_0$ , zatem

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon - \varepsilon_0 = \sigma T_{RJ}^4 4y. \quad (37)$$

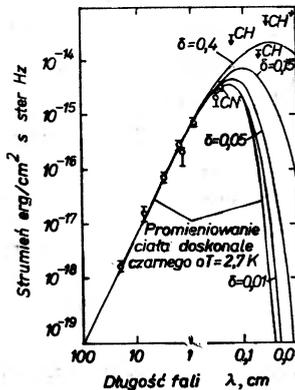
W krótkofalowej części widma ( $x \gg 1$ ) równanie (30) redukuje się do

$$\frac{\partial n}{\partial t} = cn_e \sigma_T \frac{kT_e}{m_e c^2} x^2 n. \quad (38)$$

Korzystając znowu z definicji zmiennej  $y$  mamy

$$n_w = n_0 e^{x^2 y}. \quad (39)$$

Z (32) i (38) oraz z zachowania ogólnej liczby fotonów wynika, że oddziaływanie niskoenergetycznych fotonów z gorącą plazmą (elektronami) prowadzi do dyfuzji fotonów o niskich częstościach do obszaru wysokich częstości. Widmo promieniowania ulega zmianie głównie w obszarze wysokich częstości. Przewidywane postaci widma dla małych wartości  $y$  przedstawia rys. 9.



Rys. 9. Zniekształcone widmo promieniowania relikowego spowodowane późnym wydzielaniem energii. Zaznaczono krzywe odpowiadające różnym wartościom parametru  $\delta$

Z analizy danych obserwacyjnych (bez uwzględnienia najnowszych pomiarów Woody'ego i Richardsa) wynika, że  $\delta < 0,025$ , natomiast  $y < 0,02$ . Pomiary Woody'ego i Richardsa, o ile zostaną potwierdzone, w istotny sposób zmieniają sytuację, wskazują bowiem na zmiany widma w obszarze  $h\nu \approx kT$ . Trzeba będzie wówczas szukać nowych procesów powodujących dyfuzję fotonów z obszaru  $h\nu \approx kT$  do obszaru niższych i wyższych częstości.

### Perspektywy

W ciągu najbliższych dwóch lat, tzn. do końca roku 1980, powinny zostać zakończone pomiary anizotropii temperatury promieniowania relikтового na południowej sferze niebieskiej. Wyjaśni się wówczas ostatecznie, czy układ odniesienia, w którym lokalnie spoczywają najbliższe galaktyki, porusza się, i w jaki sposób, względem układu promieniowania. Przy okazji można będzie zbadać anizotropię rozszerzania się Wszechświata.

Z punktu widzenia kosmologii bardzo ważne znaczenie ma badanie anizotropii temperatury w małej skali. Powinno się w ten sposób odkryć ślady okresu, kiedy powstawały galaktyki oraz uzyskać informacje o ewentualnej anizotropowej fazie ewolucji Wszechświata. Z teoretycznej analizy jednorodnych anizotropowych modeli kosmologicznych wynika, że istnieje klasa takich modeli, dla których anizotropia rozszerzania się Wszechświata zanika bardzo szybko, natomiast krzywizna hiperpowierzchni stałego czasu zanika wolniej [40]. Promieniowanie reliktowe będzie w takich modelach niemal izotropowe, jedynie w wąskim kącie bryłowym na sferze niebieskiej powinny wystąpić niewielkie fluktuacje. Te odstępstwa od izotropii można będzie odkryć dokonując bardzo dokładnych pomiarów  $\Delta T/T$  w małych obszarach. Bardzo obiecujące są projekty wykonania „temperaturowej” mapy nieba [41]. Metodami interferometrycznymi Partridge ma zamiar badać fluktuacje temperatury w obszarze o rozmiarach kątowych od  $10'$  do kilku stopni, dzieląc je na klatki o rozmiarach porównywalnych z szerokością kątową pola widzenia anteny. Powstanie w ten sposób mapa rozkładu temperatury promieniowania relikowego w tych obszarach. Mapy takie można będzie następnie łączyć ze sobą. Z oszacowań wynika, że na takich mapach powinna się pojawić pewna struktura, jeżeli mierzyć  $\Delta T/T$  z dokładnością co najmniej  $10^{-4}$ . Podczas próbnych pomiarów Partridge osiągnął dokładność  $10^{-3}$ .

Należy oczekiwać, że znaczne rozszerzenie danych obserwacyjnych nastąpi dopiero po wystrzeleniu specjalnego sputnika z aparaturą do pomiaru widma i anizotropii temperatury promieniowania relikowego. Projekt takiego sputnika nazwanego COBE (Cosmic Background Explorer) jest przygotowywany przez NASA [42]. Sputnik poruszałby się po biegunowej orbicie na wysokości około 900 km nad powierzchnią Ziemi. Jego zadaniem byłoby zbadanie

- a) widma w zakresie częstości od  $1 \text{ cm}^{-1}$  do  $100 \text{ cm}^{-1}$  (30 GHz — 3000 GHz);
- b) anizotropii temperatury i pomiar  $\Delta T/T$  z dokładnością co najmniej  $10^{-4}$ , przy kilku różnych częstościach;
- c) tła promieniowania podczerwonego w zakresie długości fal od  $300 \mu$  do  $1 \mu$ .

Zgodnie z planami NASA, COBE powinien zostać wystrzelony w pierwszej połowie lat osiemdziesiątych.

## Literatura

- [1] R. W. De Grasse, D. C. Hogg, E. A. Ohm, H. E. D. Scovil, *Proc. Nat. Electronics Conf.* **15**, 370 (1959).
- [2] E. A. Ohm, *Bell System Tech. J.* **40**, 1065 (1961).
- [3] A. A. Penzias, R. W. Wilson, *Astrophys. J.* **142**, 419 (1965).
- [4] R. H. Dicke, P. J. E. Peebles, P. G. Roll, D. T. Wilkinson, *Astrophys. J.* **142**, 414 (1965).
- [5] P. G. Roll, D. T. Wilkinson, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 405 (1966).
- [6] P. G. Roll, D. T. Wilkinson, *Ann. Phys.* **44**, 289 (1967).
- [7] T. F. Howell, J. R. Shakeshaft, *Nature* **210**, 1318 (1966).
- [8] G. B. Field, J. L. Hitchcock, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 817 (1966).
- [9] P. Thaddeus, J. F. Clauser, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 819 (1966).
- [10] I. S. Shklovskij, *Astr. Tsircul.* Nr 364 (1966).
- [11] A. McKellar, *Publ. Dominion Astrophys. Obs.* (Victoria, BC), **7**, 251 (1941).
- [12] R. H. Dicke, *Phys. Rev.* **69**, 694 (1946).
- [13] D. T. Wilkinson, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1195 (1967).
- [14] L. Danese, G. De Zotti, *Astron. Astrophys.* **68**, 157 (1978).
- [15] D. P. Woody, P. L. Richards, Spectrum of the Cosmic Background Radiation, preprint, 1978.
- [16] G. Gamow, *Nature* **162**, 680 (1948).
- [17] A. A. Friedman, *Z. Phys.* **10**, 377 (1922).
- [18] R. A. Alpher, R. Herman, *Nature* **162**, 774 (1948).
- [19] Ya. B. Zeldovich, *Atomnaya Energiya* **14**, 92 (1963).
- [20] R. V. Wagoner, *Astrophys. J.* **179**, 343 (1973).
- [21] R. V. Wagoner, W. A. Fowler, F. Hoyle, *Astrophys. J.* **148**, 3 (1967).
- [22] S. Weinberg, *Gravitation and Cosmology*, John Wiley and Sons, New York 1972.
- [23] M. Kaufman, *Nature* **207**, 736 (1965).
- [24] P. J. E. Peebles, R. H. Dicke, *Nature* **211**, 574 (1966).
- [25] F. Hoyle, N. C. Wickramasinghe, *Nature* **214**, 969 (1967).
- [26] J. V. Narlikar, N. C. Wickramasinghe, *Nature* **216**, 43 (1967).
- [27] J. V. Narlikar, N. C. Wickramasinghe, *Nature* **217**, 1235 (1968).
- [28] F. Hoyle, *Astrophys. J.* **196**, 661 (1975).
- [29] D. Layzer, *Astrophys. Lett.* **1**, 99 (1968).
- [30] R. B. Partridge, D. T. Wilkinson, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 557 (1967).
- [31] G. F. Smooth, M. V. Gorenstein, R. A. Muller, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 898 (1977).
- [32] V. G. Rubin, W. K. Ford, N. Thonnard, M. S. Roberts, J. A. Gordon, *Astron. J.* **81**, 687 (1976).
- [33] I. D. Novikov, Ya. B. Zeldovich, *Ann. Rev. Astronom. Astrophys.* **11**, 387 (1973).
- [34] V. N. Lukash, I. D. Novikov, A. A. Starobinsky, Ya. B. Zeldovich, *Nuovo Cimento* **35B**, 293 (1976).
- [35] L. Parker, w *Gravitation Recent Developments*, Gordon and Breach, New York 1978.
- [36] Yu. N. Pariiskii, Z. E. Petrov, L. N. Cherkov, *Pisma Astron. Zh.* **3**, 483 (1977).
- [37] Ya. B. Zeldovich, R. A. Sunyaev, *Ap. and Space Sci.* **4**, 285 (1969).
- [38] A. S. Kompaniejec, *Zh. Eksper. Teor. Phys.* **31**, 876 (1956).
- [39] R. Weymann, *Phys. Fluids* **8**, 2112 (1965).
- [40] I. D. Novikov, w *Confrontation of Cosmological Theories with Observational Data*, Red. M. S. Longair, Dordrecht, Holland 1974.
- [41] R. B. Partridge, w *Physics of the Expanding Universe*, Red. M. Demianski, Springer-Verlag, Berlin 1979.
- [42] R. A. Muller, *Sci. American* **238**, 64 (1978).

Daniel Z. Freedman  
Peter van Nieuwenhuizen

State University of New York  
Stony Brook, USA

## Supertawiacja a unifikacja praw fizyki<sup>1</sup>

### Supertawity and the Unification of the Laws of Physics

*Abstract:* In this new theory the gravitational force arises from a symmetry relating particles with vastly different properties. The ultimate result may be a unified theory of all the basic forces in nature.

Katalog najbardziej podstawowych składników Wszechświata winien zawierać dzieła, a nawet setki różnych cząstek materii, oddziałujących na siebie siłami czterech typów: silnych, elektromagnetycznych, słabych i grawitacyjnych. Nie ma jednak żadnej wyraźnej przyczyny, dla której natura miałaby być tak skomplikowana, dlatego też najbardziej ambitnym celem współczesnej fizyki jest wykrycie wśród tej różnorodności cząstek i sił jakiegoś prostszego, bardziej fundamentalnego porządku. W szczególności osiągnięciem byłoby głębsze zrozumienie przyrody, gdyby te cztery rodzaje sił dało się jakoś połączyć. Idealnym byłoby, gdyby okazało się, że mają one wspólne pochodzenie: moglibyśmy wówczas traktować je jako różne przejawy jednej bardziej fundamentalnej siły.

W ciągu ostatnich 50 lat osiągnięto wybitny postęp w badaniach elementarnych cząstek materii i w pojmowaniu oddziaływań między nimi. Oczywiście, pozostało też wiele problemów nierozwiązanych; wśród najbardziej podstawowych dwa dotyczą grawitacji. Po pierwsze, nadal nie wiadomo jaki jest związek sił ciężenia z innymi podstawowymi siłami. Po drugie, wciąż nie mamy dobrze pracującej teorii grawitacji w pełni zgodnej z zasadami mechaniki kwantowej. Dopiero ostatnio nowa teoria grawitacji, zwana supergrawitacją, doprowadziła do nowych idei w obu problemach. Teoria ta może stanowić krok w kierunku ich rozwiązania.

Spośród fundamentalnych sił istniejących w przyrodzie, pierwszą, która została poprawnie rozpoznana i opisana matematycznie jest siłą teorii, była siła ciężenia. Dokonał

<sup>1</sup> Artykuł opublikowany w *Scientific American* 238, 126 (1978) został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy. [Translated with permission. Copyright © 1978 by Scientific American, Inc. All rights reserved]. (Przyp. Red.)

*Daniel Z. Freedman*

*Peter van Nieuwenhuizen*

State University of New York  
Stony Brook, USA

## Supergravitacja a unifikacja praw fizyki<sup>1</sup>

### Supergravity and the Unification of the Laws of Physics

**Abstract:** In this new theory the gravitational force arises from a symmetry relating particles with vastly different properties. The ultimate result may be a unified theory of all the basic forces in nature.

Katalog najbardziej podstawowych składników Wszechświata winien zawierać dziesiątki, a nawet setki różnych cząstek materii, oddziałujących na siebie siłami czterech typów: silnych, elektromagnetycznych, słabych i grawitacyjnych. Nie ma jednak żadnej wyraźnej przyczyny, dla której natura miałaby być tak skomplikowana, dlatego też najbardziej ambitnym celem współczesnej fizyki jest wykrycie wśród tej różnorodności cząstek i sił jakiegoś prostszego, bardziej fundamentalnego porządku. W szczególności osiągnęlibyśmy głębsze zrozumienie przyrody, gdyby te cztery rodzaje sił dało się jakoś połączyć. Ideałem byłoby, gdyby okazało się, że mają one wspólne pochodzenie: moglibyśmy wówczas traktować je jako różne przejawy jednej bardziej fundamentalnej siły.

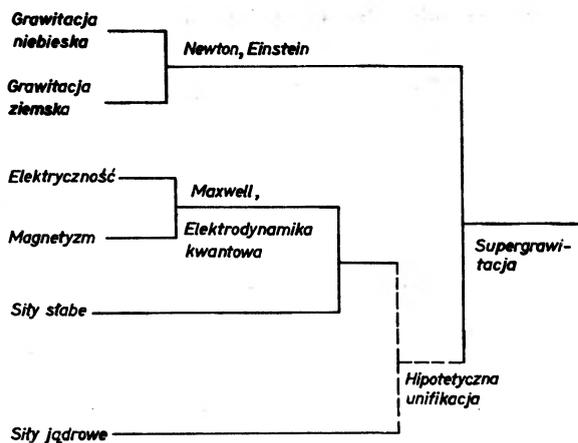
W ciągu ostatnich 50 lat osiągnięto wybitny postęp w badaniach elementarnych cząstek materii i w pojmowaniu oddziaływań między nimi. Oczywiście, pozostało też wiele problemów nierozwiązanych; wśród najbardziej podstawowych dwa dotyczą grawitacji. Po pierwsze, nadal nie wiadomo jaki jest związek sił ciężenia z innymi podstawowymi siłami. Po drugie, wciąż nie mamy dobrze pracującej teorii grawitacji w pełni zgodnej z zasadami mechaniki kwantowej. Dopiero ostatnio nowa teoria grawitacji, zwana supergravitacją, doprowadziła do nowych idei w obu problemach. Teoria ta może stanowić krok w kierunku ich rozwiązania.

Spośród fundamentalnych sił istniejących w przyrodzie, pierwszą, która została poprawnie rozpoznana i opisana matematycznie ścisłą teorią, była siła ciężenia. Dokonał

<sup>1</sup> Artykuł opublikowany w *Scientific American* 238, 126 (1978) został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy. [Translated with permission. Copyright © 1978 by Scientific American, Inc. All rights reserved]. (Przyp. Red.)

tego Newton i opublikował w swych *Principia* w roku 1687. Newton wymyślił proste prawo, według którego siła ciężenia działa uniwersalnie pomiędzy wszelkimi parami cząstek i jest wprost proporcjonalna do iloczynu ich mas oraz odwrotnie proporcjonalna do kwadratu wzajemnej odległości. Za pomocą tego prawa wyliczył zarówno trajektorie pocisków lecących nad ziemią, zgodne z obserwacjami Galileusza, jak i orbity planet, otrzymując wyniki zgodne z empirycznymi prawami Keplera. Sformułowanie prawa dla siły opisującego poprawnie ruchy tak obiektów na Ziemi, jak i ciał niebieskich, było wówczas niezwykłą syntezą.

Analogiczną unifikację osiągnięto badając zjawiska elektromagnetyczne. Dla filozofów przyrody XVIII wieku nie istniał żaden wyraźny związek pomiędzy statyczną elektrycznością generowaną np. głaskaniem kota pod włos, siłą magnetyczną działającą na igłę



Rys. 1. HISTORIA TEORII w fizyce przedstawia stopniowy rozwój w kierunku unifikacji. Pierwszej wielkiej syntezy dokonał Newton, wykazując, iż ruch pocisków nad ziemią i orbity planet mogą być objaśnione jednym prostym prawem. W podobny sposób James Clerk Maxwell zbudował jedną teorię łączącą elektryczność z magnetyzmem. W 20 wieku teoria Newtona została zastąpiona einsteinowską ogólną teorią względności, zaś teoria Maxwella uległa rozszerzeniu do kwantowej teorii pola, jaką jest elektrodynamika kwantowa. Ostatnio połączono siły elektromagnetyczne ze słabymi. Również siły jądrowe podlegają kwantowej teorii pola i w końcowym efekcie może się okazać, iż siły jądrowe, słabe i elektromagnetyczne są przejawem jednej podstawowej siły. Supergrawitacja jest teorią rozwiniętą w ciągu ostatnich paru lat, opisującą siły ciężenia w języku kwantowej teorii pola. Jest jeszcze niesprawdzona, lecz może zunifikować wszystkie podstawowe siły w przyrodzie

kompasu oraz światłem emitowanym przez świecę lub słońce. Dopiero w XIX wieku James Clerk Maxwell potrafił wykazać, iż zjawiska te są powiązane zbiorem równań różniczkowych, zwanych obecnie równaniami Maxwella dla pola elektromagnetycznego.

Pod koniec XIX wieku panował pogląd, iż wszystkie złożone przejawy ciężenia i elektromagnetyzmu winny być opisywane w zupełności przez prawa Newtona i Maxwella. Jedyne co pozostawało, to rozpracować w szczegółach wszystkie konsekwencje tych równań. Ten pełen samozadowolenia pogląd został zdruzgotany przez szereg wyników doświadczalnych otrzymanych w ostatnim dziesięcioleciu dziewiętnastego i pierwszym dziesięcioleciu dwudziestego wieku. Poważny konflikt pomiędzy teorią i doświadczeniem pojawił się,

gdy odkryto, że prędkość światła, w odróżnieniu od prędkości wszystkich innych fal, nie zależy od ruchu obserwatora. Inną trudność stanowiło zinterpretowanie dyskretnej linii w widmach atomów. Wiadomo było bowiem od dawna, że atomy emitują światło tylko o określonych, charakterystycznych częstościach, jednakże fakt ten był nie do pogodzenia z odkryciem, że atomy składają się z elektronów krążących po orbitach wokół małego, gęstego jądra. Teoria Maxwella przewidywała bowiem emitowanie światła o ciągłym widmie w miarę jak elektrony „nawijają się” po spirali na jądro.

Sprzeczności te zostały usunięte wraz z rozwojem dwóch teorii, które stały się kamieniami węgielnymi współczesnej fizyki: szczególnej teorii względności i mechaniki kwantowej. Pozbycie się sprzeczności wymagało odrzucenia koncepcji absolutnego czasu oraz klasycznego determinizmu w ruchu cząstek, koncepcji tak głęboko zakorzenionych, iż było trudno rozpoznać, że stanowiły one w istocie ukryte założenia. W teorii względności powiązано ze sobą czas i przestrzeń, a w mechanice kwantowej stwierdzono równoważność cząstek i fal. Pozwoliło to zrozumieć całkowicie dlaczego prędkość światła jest taka sama dla wszystkich obserwatorów inercjalnych oraz dlaczego linie widmowe atomów mają ściśle określone, dyskretne częstości.

W newtonowskiej teorii ciężenia czas i przestrzeń są ze sobą słabo powiązane, w przeciwieństwie do szczególnej teorii względności. W ten sposób relatywistyczna koncepcja czasoprzestrzeni uczyniła koniecznym sformułowanie nowej teorii grawitacji. Teoria taka została przedstawiona przez Einsteina w roku 1916 pod nazwą ogólnej teorii względności. Wkrótce stała się również kamieniem węgielnym współczesnej fizyki.

Z początkiem XX wieku odkryto dwie nowe fundamentalne siły przyrody. Są nimi oddziaływania słabe, odpowiedzialne za rozpad beta pierwiastków radioaktywnych, oraz oddziaływania silne, wiążące protony i neutrony w jądra atomowe. Sił tych nie odkryto wcześniej, bowiem działają one efektywnie tylko na bardzo krótkich, subatomowych odległościach, w odróżnieniu od długozasięgowych sił grawitacyjnych i elektromagnetycznych, które można obserwować w obszarach makroskopowych.

Te cztery oddziaływania charakteryzują się zadziwiającą różnorodnością własności. Wspomnieliśmy już o różnicach w zasięgu; jeszcze większe rozbieżności występują w sile efektywnej. Jak można się było spodziewać, oddziaływania silne są wśród nich najpotężniejsze (na małych odległościach). Jeżeli przyjąć umownie siłę oddziaływań silnych między dwoma protonami równą 1, to siła elektrostatyczna między tymi cząstkami wynosi około  $10^{-2}$ , zaś siły słabe mają moc około  $10^{-5}$ . Siła przyciągania grawitacyjnego jest w tym przypadku skrajnie słaba, wynosząc około  $10^{-39}$ . Możemy wyobrazić sobie jak słaba jest to siła, rozważając atom, w którym elektrony związane są z jądrem przyciąganiem nie elektromagnetycznym, lecz grawitacyjnym; atom wodoru byłby wówczas znacznie większy niż obecnie znane rozmiary Wszechświata<sup>2</sup>.

Pomimo rozbieżnych własności czterech oddziaływań, naturalne jest poszukiwanie głębszej teorii, w której miałyby one wspólne pochodzenie. Einstein poświęcił znaczną część swojego życia poszukiwaniom jednolitej teorii grawitacji i elektromagnetyzmu.

<sup>2</sup> Promień pierwszej orbity Bohra dla grawitacyjnego atomu wodoru wynosi  $a_G = \frac{\hbar^2}{Gm_p^2 m_e} \cong 10^{81}$  cm,

czyli około  $3 \times 10^6$  megaparseków, podczas gdy promień obserwowanej obecnie części Wszechświata wynosi ok.  $10^4$  Mpc (przyj. tłum.).

W wysiłkach tych uczestniczyło szereg innych fizyków, jednakże nie osiągnięto nigdy przekonujących wyników, przypuszczalnie dlatego, iż konstruowane przez nich teorie miały nie zawierać żadnych pojęć kwantowomechanicznych.

W okresie ostatnich mniej więcej dziesięciu lat oddziaływania słabe i elektromagnetyczne zostały połączone w jednolitą teorię w pracach najpierw Stevena Weinberga z Uniwersytetu Harvarda, a potem przez Abdusa Salama z Międzynarodowego Ośrodka Fizyki Teoretycznej w Trieście oraz Nowozelandczyka J. Warda. Przypuszcza się, że podobna metoda pozwoli opisywać również siły jądrowe (autorzy mają tu na myśli intensywnie obecnie rozwijaną chromodynamikę kwantową — przyp. tłum.). Ironia losu powoduje jednakże, iż synteza ta nie obejmuje siły, którą poznaliśmy najwcześniej — grawitacji.

Teoria supergrawitacji sugeruje nową metodę unifikacji. Supergrawitacja jest rozszerzeniem ogólnej teorii względności i daje te same przewidywania dla klasycznych testów teorii Einsteina, mianowicie dla precesji orbit planetarnych, ugięcia światła gwiazd przechodzącego blisko powierzchni Słońca, przesunięcia ku czerwieni linii widmowych gwiazd oraz opóźnienia sygnałów radarowych w polu grawitacyjnym Słońca. Jednak na poziomie mikroskopowym, czyli kwantowym, supergrawitacja różni się od ogólnej teorii względności. Jeżeli w ramach ogólnej teorii względności wylicza się prawdopodobieństwo jakiegoś kwantowomechanicznego efektu grawitacji, to na ogół otrzymuje się wartość nieskończoną, wynik jest więc bezsensowny. Natomiast w supergrawitacji wychodzą skończone wyniki we wszystkich rachunkach, które dotąd wykonano.

Przy konstruowaniu nowych teorii fizycznych bardzo pomocne jest mieć za przewodnika zasady symetrii, które sprawiają, że jedno prawo fizyki opisuje obiekty lub pojęcia wcześniej uważane za niezwiązane ze sobą. Jak wyjaśnimy później, symetria teorii fizycznej może mieć charakter globalny lub lokalny. Teorie z symetrią lokalną, zwane też teoriami z cechowaniem (*gauge theories*), okazały się znacznie lepsze. Zarówno ogólna teoria względności, jak i maxwellowska teoria elektromagnetyzmu są oparte na symetriach lokalnych. Również zunifikowana ostatnio połowa teorii oddziaływań słabych i elektromagnetycznych jest teorią z cechowaniem. Przypuszcza się zatem, że każda teoria jednocząca cztery podstawowe siły winna także posiadać symetrię lokalną.

Supergrawitacja jest oparta na nowej symetrii, tak wybitnej nawet na poziomie globalnym, że nadano jej nazwę supersymetrii. Supersymetria wiąże ze sobą dwie rozległe klasy cząstek elementarnych, mianowicie fermiony (takie jak elektron, proton i neutron) i bozony (takie jak foton). Fermiony i bozony mają bardzo różniące się własności, znalezienie więc fundamentalnego związku pomiędzy nimi było rzeczą zupełnie nieoczekiwaną. W supergrawitacji, supersymetria jest rozszerzona z poziomu globalnego na poziom lokalny. Istotne jest, iż rozszerzenie to prowadzi automatycznie do teorii obejmujących oddziaływania grawitacyjne, sugerując tym samym możliwość połączenia grawitacji z innymi oddziaływaniami.

Supergrawitacja nie była jeszcze sprawdzana w doświadczeniu. Jest na razie teorią spekulatywną, jednakże dotychczasowe postępy są zachwycające. Łącząc w jedno kilka najbardziej podstawowych pojęć współczesnej fizyki, supergrawitacja osiągnęła, jak dotąd, więcej niż jakakolwiek wcześniejsza kwantowa teoria grawitacji.

Nasze obecne rozumienie podstawowych praw przyrody wynika z trzech podstaw: szczególnej teorii względności, ogólnej teorii względności i mechaniki kwantowej. Każda

z nich wytłumaczyła pewną doświadczalną lub teoretyczną sprzeczność, a następnie poszła dalej, przewidując nowe zjawiska, które później potwierdzone zostały przez eksperyment. Obecnie nie można już prawie wątpić w ich prawdziwość.

Einstein zaproponował szczególną teorię względności, aby pogodzić pojęcie ruchu w mechanice newtonowskiej z eksperymentalnym faktem, iż prędkość światła jest stała dla wszystkich obserwatorów inercjalnych. Gdyby fale świetlne zachowywały się tak samo jak fale na powierzchni wody, to obserwator poruszający się względem fal winien otrzymać prędkość fal różną od prędkości zmierzonej przez obserwatora spoczywającego. Równania Maxwella sugerowały, iż prędkość światła jest niezależna od ruchu obserwatora, a ponieważ sugestia ta pozostawała w ostrej sprzeczności ze zdrowym rozsądkiem, przypuszczano, że równania Maxwella są naprawdę słuszne tylko dla obserwatorów w spoczynku. W 1888 r. doświadczenie A. A. Michelsona i E. W. Morleya wykazało, iż przypuszczenie to jest fałszywe. Potrzeba było dopiero geniuszu Einsteina, by zrozumieć, że elegancka forma równań Maxwella jest ważniejsza niż newtonowskie lub zdroworozsądkowe wyobrażenie ruchu. Pokazał on, że równania Maxwella pozostają słuszne dla wszystkich obserwatorów, jeśli skale czasu i długości przestrzennej, używane przez dowolnych dwóch obserwatorów, zależą istotnie od ich względnej prędkości. Następnie wykazał, że prawa mechaniki newtonowskiej mogą być tak zmodyfikowane, by uwzględnić te nowe koncepcje czasu i przestrzeni. Ważnym przewidywaniem nowej teorii jest, że prędkość światła jest maksymalną prędkością dopuszczalną dla dowolnej prędkości lub sygnału. Innym, dobrze znanym przewidywaniem jest relacja pomiędzy energią i masą cząstki,  $E = mc^2$ , wzór określający energię uwolnioną w reakcjach jądrowych.

Ogólna teoria względności została przedstawiona przez Einsteina w r. 1916, po dziewięciu latach borykania się z problemem sformułowania teorii grawitacji zgodnej z czasoprzestrzenną symetrią szczególnej teorii względności oraz z doświadczalnym faktem, znanym od czasów Galileusza, iż wszystkie ciała, niezależnie od ich masy, spadają po takiej samej trajektorii w polu grawitacyjnym. Swoim bogactwem pojęć i treści, niezwykle rozległością twórczej inwencji, bez której teoria ta nie mogłaby powstać, jest ogólna teoria względności jednym z najwspanialszych osiągnięć ludzkiego intelektu. Mówiąc z grubsza, Einstein najpierw uzasadnił, że jeśli trajektorie spadających ciał nie zależą od ich mas, to ciężenie musi być związane z wewnętrzną strukturą czasu i przestrzeni. Dalej wyprowadził równania wyrażające tę ideę w formie matematycznej, przy czym użył aparatu geometrii nieeuklidesowej, sformułowanej w poprzednim stuleciu przez Carla Friedricha Gaussa i Bernharda Riemanna. Powstała w ten sposób teoria przewidywała, iż światło gwiazd przechodzące przy krawędzi tarczy słonecznej ulegnie ugięciu w stronę Słońca o kąt dwukrotnie większy niż by to wynikało z teorii Newtona<sup>3</sup>. Einstein zaproponował

<sup>3</sup> Foton możemy potraktować jako cząstkę o masie  $m = \frac{\hbar\omega}{c^2}$ , która jest przyciągana przez Słońce

i porusza się w jego polu newtonowskim po torze hiperbolicznym. Jednak takie traktowanie fotonu jest sprzeczne z falową teorią światła: cząstka o masie spoczynkowej  $m$  ma w perihelium prędkość maksymalną wskutek przyciągania. Natomiast ugięcie trajektorii fali świetlnej tłumaczy się zmianą współczynnika załamania światła w polu grawitacyjnym — przy zbliżaniu się do Słońca współczynnik  $n$  rośnie, ale wówczas prędkość fazowa maleje. Nic więc dziwnego, że taki sztuczny opis prowadzi do wyniku różnego od prawdziwego (przyp. tłum.).

też, by efekt ten zmierzyć podczas całkowitego zaćmienia Słońca. Wyniki pomiarów ekspedycji kierowanej przez Artura S. Eddingtona ogłoszono w pierwszej rocznicę zawieszenia broni po pierwszej wojnie światowej. Był to dramatyczny i podniosły moment w historii nauki. Głębokie rozważania teoretyczne Einsteina znalazły pełne potwierdzenie w fundamentalnym laboratorium przyrody.

Szereg lat po sformułowaniu ogólnej teorii względności Einstein pisał: „W świetle istniejącej już wiedzy pomyślny wynik wydaje się niemal rzeczą naturalną i każdy inteligentny student może go pojąć bez nadmiernych trudności. Lecz lata niespokojnych poszukiwań w ciemności, pełne usilnych pragnień, ich ciągle przejścia od ufności w sukces do wyczerpania, aż w końcu wynik wyłania się do światła — tylko ci, którzy doświadczyli czegoś podobnego, potrafią to zrozumieć”. Jego słowa stosują się równie dobrze do innych przełomowych odkryć w fizyce.

Mechanika kwantowa, rozwinięta w 1926 r. przez Wernera Heisenberga, Erwina Schrödingera i innych, dostarczyła przekonującego wytłumaczenia dyskretnej linii w widmach atomowych. Mechanika kwantowa opisuje elektrony w atomach nie jako cząstki punktowe, lecz jako superpozycje fal, które można interpretować jako rozkłady prawdopodobieństwa wokół jądra. Energia każdego rozkładu ma określoną wartość, a promieniowanie o dyskretnych częstościach emitowane jest, gdy elektron przeskakuje z jednego takiego stanu kwantowego do innego. Ścisły determinizm mechaniki klasycznej zostaje odrzucony w mechanice kwantowej i zastąpiony przez probabilistyczną interpretację pomiarów na poziomie mikroskopowym. Np. elektron w atomie może być gdziekolwiek wokół jądra; prawdopodobieństwo znalezienia go w dowolnie wybranym punkcie jest określone przez amplitudę rozkładu fal w tym punkcie.

Skoro fundamentami współczesnej fizyki teoretycznej okazały się szczególnie teoria względności i mechanika kwantowa, było dalej rzeczą niezbędną połączyć obie teorie. Pierwszego ważnego postępu dokonał P. A. M. Dirac, który podał w 1928 r. relatywistyczne równanie dla kwantowej fali elektronowej. Teoria ta dawała zaskakujące przewidywania. Równanie Diraca było wewnętrznie spójne tylko wówczas, gdy istniała nowa cząstka o masie elektronu, lecz przeciwnym ładunku elektrycznym. Ta antycząstka elektronu, zwana pozytonem, odkryta została w 1932 r. Obecnie wiadomo, że każda cząstka w przyrodzie posiada swoją antycząstkę.

Pełne połączenie mechaniki kwantowej ze szczególną teorią względności nastąpiło wraz z powstaniem kwantowej teorii pola, której początek dały prace Diraca, Heisenberga i Wolfganga Pauliego pod koniec lat dwudziestych. Kwantowa teoria pola stanowi ogólny formalizm, który w zasadzie może być stosowany do każdego z czterech oddziaływań fundamentalnych. W praktyce jednakże występują poważne trudności wynikające z pojawiania się nieskończoności przy wyliczaniu pewnych kwantowych przyczynków do prawdopodobieństw. Trudności te przezwyciężono po raz pierwszy w elektrodynamice kwantowej — kwantowej teorii pola opisującej oddziaływania elektromagnetyczne elektronów, pozytonów i fotonów. Osiągnięto to pod koniec lat czterdziestych, w dwadzieścia lat po pierwszym sformułowaniu teorii, kiedy Richard P. Feynman, Julian S. Schwinger oraz Sinitiro Tomonaga rozwinęli uproszczone metody rachunkowe opierające się na podstawowych symetriach teorii. Stwierdzono, że tzw. metoda renormalizacji pozwala w jednoznaczny sposób pozbywać się nieskończoności. Otrzymane w ten sposób skończone wyniki

można było następnie porównać z doświadczeniem. Okazało się, że przewidywania elektrodynamiki kwantowej są potwierdzone z niezwykle dokładnością. Na przykład, teoria przewiduje, że elektron zachowuje się jak drobny magnes. Zmierzona wartość momentu magnetycznego elektronu, wynosząca  $1,0011596524 \pm 0,000000002$ , zgadza się z wartością teoretyczną z dokładnością około  $10^{-10}$ .

Procedura renormalizacji daje się zastosować tylko w szczególnej klasie kwantowych teorii pola, w których nieskończoności mogą być skompensowane przez zmianę wartości podstawowych parametrów teorii, takich jak masa i ładunek elektronu. Obserwowana doświadczalnie masa elektronu jest sumą „gołej masy” oraz „energii samooddziaływania”, wynikającej z oddziaływania elektronu ze swoim własnym polem elektromagnetycznym. Tylko suma tych dwóch członów jest mierzalna. Energię samooddziaływania można wyliczyć i okazuje się nieskończona. O gołej masie fizycznie nie wiemy nic, można więc nadać jej ujemną nieskończoną wartość, co w wyniku daje wzajemne znoszenie się obu nieskończoności oraz skończoną obserwowaną masę elektronu.

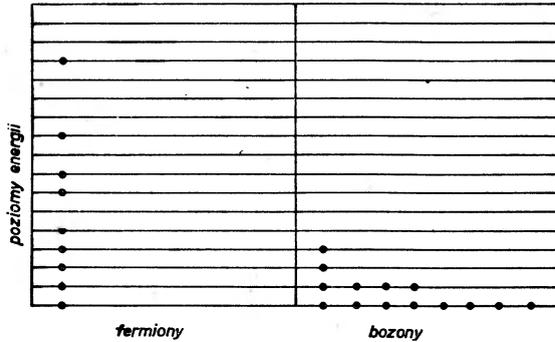
Renormalizacja działa w elektrodynamice kwantowej oraz w tych teoriach pola, które obecnie uważa się za teorie opisujące oddziaływania silne. Przez wiele lat brakowało natomiast przekonującej renormalizacji teorii oddziaływań słabych. Sytuacja zmieniła się z początkiem lat siedemdziesiątych dzięki odkryciom teoretycznym Gerarda 't Hoofta i Martina J. G. Veltmana z Uniwersytetu Utrechckiego i pracom prowadzonym później przez nich i przez niezjącego Benjamina W. Lee z Fermi National Accelerator Laboratory oraz J. Zinn-Justina z Ośrodka Badań Jądrowych w Saclay pod Paryżem. Wykazali oni, iż jednolita teoria oddziaływań słabych i elektromagnetycznych może być zrenormalizowana. Natomiast kwantowe teorie grawitacji nadal przeżywają duże trudności wywołane nieskończonościami; tutaj właśnie supergrawitacja daje nowe nadzieje.

W kwantowej teorii pola cząstki utożsamia się z falami lub kwantami pola, które jest tu pojęciem pierwotnym. Ważnym przewidywaniem kwantowej teorii pola jest istnienie spinu cząstek. Spin może przyjmować tylko wartości równe całkowitej lub połówkowej wielokrotności stałej Plancka. Krótkożyciowy mezon pi ma spin 0, elektron, proton i neutron mają spin  $\frac{1}{2}$ , zaś foton — spin 1.

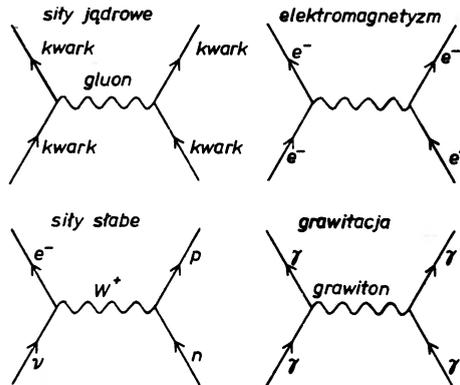
Ogólnym przewidywaniem kwantowej teorii pola, bardzo silnie potwierdzonym przez doświadczenie jest związek pomiędzy spinem cząstki a jej statystyką, przez którą rozumie się zachowanie się układu złożonego z dwóch lub więcej cząstek identycznych. Cząstki o spinie połówkowym (takim jak  $\frac{1}{2}$ ,  $\frac{3}{2}$ ,  $\frac{5}{2}$ ) są fermionami i spełniają regułę wykluczania Pauliego, głoszącą, że żadne dwa identyczne fermiony nie mogą zajmować tego samego miejsca w przestrzeni, lub ogólniej, nie mogą znajdować się w tym samym stanie kwantowym. Ta właśnie właściwość fermionów odpowiada za złożoną strukturę powłok elektronowych w atomach, a tym samym za różnorodność chemicznych własności pierwiastków. Bez reguły wykluczania wszystkie elektrony w atomie zgromadziłyby się na najniższym poziomie energetycznym. W materii, która przy wielkiej masie zamknięta jest w niedużej objętości, ma więc wysoką gęstość, ta sama reguła zakazu wywołuje efektywną siłę odpychania pomiędzy identycznymi fermionami. Siła ta zapewnia stabilność białych karłów i gwiazd neutronowych, które bez niej zapadłyby się pod wpływem przyciągających sił ciężkości tworząc czarne dziury.

Dla cząstek o spinie całkowitym, bozonów, statystyka jest zupełnie inna. Prawdo-

podobieństwo, że dwa lub więcej bozonów zajmuje ten sam punkt w przestrzeni lub ten sam stan kwantowy, rośnie z liczbą cząstek. Takie nałożenia się wielu identycznych bozonów mogą prowadzić do efektów obserwowalnych makroskopowo. Np. światło lasera jest



Rys. 2. SPINOWY MOMENT PĘDU ma wpływ nie tylko na kinetykę cząstek, ale również na zachowanie statystyczne układu złożonego z dwóch lub więcej cząstek identycznych. Cząstki o spinie połówkowym (elektron, proton) są fermionami i spełniają zasadę wykluczania Pauliego: dwa fermiony nie mogą zajmować tego samego stanu kwantowego. Cząstki o spinie całkowitym (foton, grawiton) są bozonami, dowolna ich liczba może znaleźć się w tym samym stanie kwantowym. Zatem w każdym układzie mającym widmo stanów energetycznych, fermiony rozkładają się po jednym na stan, podczas gdy bozony dążą do zgromadzenia się w najniższym możliwym stanie



Rys. 3. KWANTOWE TEORIE POLA objaśniają siły działające na cząstkę za pomocą innych cząstek, które mogą być emitowane lub absorbowane. Zdarzenia te przedstawia się graficznie za pomocą wierzchołków. W podstawowym wierzchołku elektrodynamiki kwantowej linie przedstawiające elektron ( $e^-$ ) lub pozyton ( $e^+$ ) łączą się z trzecią linią przedstawiającą foton ( $\gamma$ ). Wierzchołek można interpretować na trzy sposoby, zależnie od kierunku ruchu poszczególnych cząstek. Elektron i pozyton mogą anihilować wytwarzając jeden foton (z lewej); foton może rozpaść się na elektron i pozyton (w środku), w końcu elektron może ulec rozpadowi na foton i inny elektron (z prawej). Kreacja i anihilacja cząstek i antycząstek jest charakterystycznym zjawiskiem odróżniającym kwantowe teorie pola od „klasycznych” teorii pola, takich jak teorie Maxwella czy Einsteina

superpozycją wielu fotonów o tej samej energii i kierunku. Znając te tak przeciwstawne własności fermionów i bozonów, należy uznać znalezienie symetrii łączącej oba rodzaje cząstek za nadzwyczajne odkrycie.

W kwantowej teorii pola wszystkie siły pomiędzy cząstkami opisuje się za pomocą wymiany „wirtualnych” cząstek. Siła odpychająca między dwoma elektronami pojawia się, gdy jeden elektron emituje foton, który jest absorbowany przez drugi elektron. Pośredniczący foton nazywamy wirtualnym, bowiem nie można go zaobserwować bezpośrednio w tym procesie: istnieje przez zbyt krótki okres. W kwantowej teorii pola można dowiedzieć, że siły dalekozasięgowe wynikają z wymiany cząstek bezmasowych, zaś siły krótkozasięgowe wynikają z wymiany cząstek o masie spoczynkowej różnej od zera. Krótkozasięgowe siły jądrowe pomiędzy dwoma protonami powstają przez wymianę mezonów pi o masie około 300 mas elektronowych. Na poziomie bardziej podstawowym uważa się, że proton, neutron i mezon pi są zbudowane z kwarków. W tej teorii oddziaływania silne polegają na wymianie pomiędzy kwarkami wirtualnych cząstek zwanych gluonami. Analogicznym obrazem dla oddziaływań słabych jest wymiana pośredniczących bozonów wektorowych, tzn. bardzo ciężkich cząstek o spinie 1, których istnienie zostało przewidziane przez jednolitą teorię pola dla oddziaływań słabych i elektromagnetycznych.

Aczkolwiek zadowalająca kwantowa teoria grawitacji nie została jeszcze sformułowana, możemy przewidywać, że newtonowska siła będzie wynikiem wymiany wirtualnej cząstki zwanej grawitonem. Musi to być cząstka bezmasowa, bowiem ciężenie jest siłą dalekozasięgową. Jej spin musi być parzystą liczbą całkowitą, taką jak 0, 2 lub 4, można bowiem wykazać, że wymiana bozonów o spinie całkowitym nieparzystym prowadzi do sił odpy-

Tabela 1

**CZTERY SIŁY** mają charakter zdeterminowany własnościami odpowiadających im kwantów. Masa wymienianej cząstki określa zasięg siły; jedynie siły przenoszone kwantami bezmasowymi mają daleki zasięg. Również spin wywiera istotny wpływ: siły przenoszone cząstkami o spinie całkowitym parzystym są przyciągające, natomiast kwanty o spinie całkowitym nieparzystym przenoszą siły odpychające pomiędzy cząstkami identycznymi. Chociaż siła grawitacyjna jest skrajnie słaba, jest jedyną spośród czterech sił fundamentalnych, która jest zarówno dalekozasięgowa, jak i przyciągająca pomiędzy wszystkimi cząstkami.

Dzięki temu grawitacja determinuje wielkoskalową strukturę Wszechświata

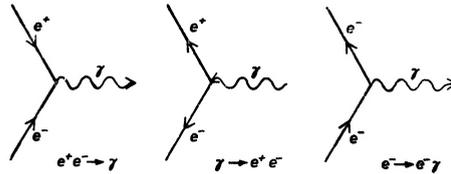
Oddziaływanie	Siła oddziaływania	Zasięg	Cząstki, które podlegają oddziaływaniu	Cząstki wymieniane	Masa cząstek wymienianych	Spin cząstek wymienianych	Charakter sił pomiędzy cząstkami identycznymi
Silne	1	krótki	kwarki	gluony	?	1	odpychające
Elektromagnetyczne	$10^{-2}$	długi	cząstki naładowane elektrycznie	fotony	0	1	odpychające
Słabe	$10^{-5}$	krótki	elektrony, neutrino, kwarki	pośrednie bozony wektorowe ( $W^+$ , $W^-$ , $Z^0$ )	50—100 GeV	1	odpychające
Grawitacyjne	$10^{-39}$	długi	wszystkie cząstki	grawitony	0	2	przyciągające

chających pomiędzy cząstkami podobnymi. Spin 0 jest wykluczony, gdyż w tym przypadku pole grawitacyjne nie ugiąłoby promieni świetlnych w stronę Słońca. Następny najprostszy przypadek, spin 2, spełnia wszystkie testy doświadczalne.

Rozumowanie poprzedniego akapitu można odwrócić w tym sensie, że ogólna teoria względności może być wyprowadzona z założenia, iż siła ciężenia jest wynikiem wymiany bezmasowych cząstek o spinie 2, opisywanych kwantową teorią pola. Wszystkie cząstki materii są przyciągane przez wirtualne grawitony w taki sposób, że poruszają się po takich samych zakrzywionych trajektoriach, wynikających z równań Einsteina. To nowe wyprowadzenie ogólnej teorii względności w niczym nie umniejsza wagi odkrycia Einsteina. Po prostu oświetla ją z nowego punktu widzenia sił w kwantowej teorii pola.

Zasadnicza różnica pomiędzy klasycznymi i kwantowymi teoriami pola tkwi w tym, że tylko w teorii kwantowej możliwe jest tworzenie i unicestwianie cząstek. Anihilacja elektronu i pozytonu na dwa fotony jest dopuszczalna tylko w kwantowej teorii pola. A ponieważ proces ten wielokrotnie obserwowano w laboratorium, nie ma wątpliwości, iż ten aspekt kwantowej teorii jest poprawny. I rzeczywiście, wyliczone za pomocą elektrodynamiki kwantowej prawdopodobieństwo tego procesu jest w pełni zgodne z doświadczeniem.

Jednym z podstawowych elementów kwantowej teorii pola jest „wierzchołek” (*vertex*), w którym jedna cząstka rozpada się na dwie lub więcej innych cząstek. Wierzchołek dla elektrodynamiki kwantowej jest punktem przecięcia się dwóch linii przedstawiających

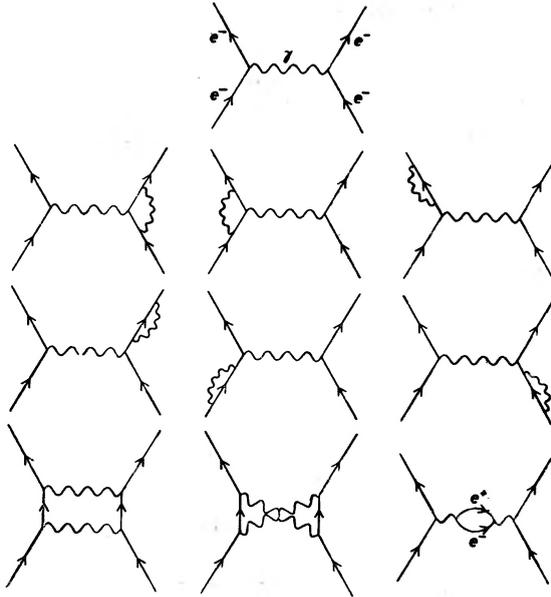


Rys. 4. ODDZIAŁYWANIA MIĘDZY CZĄSTKAMI można wyobrazić sobie rysując diagramy, w których dwa wierzchołki są połączone. Siła między dwiema cząstkami jest przekazywana za pomocą wymiany trzeciej cząstki, zwanej wirtualną, bowiem nie może być zaobserwowana. Każda z czterech sił w przyrodzie ma swoje własne cząstki wirtualne czyli kwanty. Kwantem sił elektromagnetycznych jest foton, oddziaływania silne pomiędzy kwarkami (hipotetyczne składniki protonu i neutronu) są przenoszone cząstkami zwanymi gluonami. Oddziaływania słabe są przenoszone cząstkami  $W^+$ ,  $W^-$  i  $Z_0$ , które są podobne do fotonu z wyjątkiem tego, że mają dużą masę. Kwantem sił ciężenia jest bezmasowa cząstka — grawiton. Spośród tych kwantów zaobserwowano jedynie foton, jednak panuje przekonanie, iż pozostałe również istnieją

elektrony lub pozytony i jednej linii reprezentującej foton. Wierzchołek może opisywać kreację pary elektron–pozyton przez rozpadnięcie się fotonu, anihilację pary elektron–pozyton na jeden foton, lub też rozpad elektronu na inny elektron i foton.

Prawdopodobieństwo zajścia dowolnego procesu otrzymuje się w kwantowej teorii pola przez wyrysowanie diagramów, w których wierzchołki są połączone na wszystkie możliwe sposoby. Dla rozpraszania jednego elektronu na drugim najprostszy diagram przedstawia wymianę pojedynczego fotonu, a więc reprezentuje klasyczną siłę elektromagnetyczną. Inne diagramy zawierają zamknięte pętle cząstek wirtualnych. Diagramy z pętlami przedstawiają kwantowe poprawki do klasycznego prawa sił elektromagnetycznych,

Każdy diagram jest opisany jednoznacznie określonym, lecz złożonym wyrażeniem matematycznym. W dobrze działających teoriach pola można wyliczyć te wyrażenia i usunąć za pomocą renormalizacji często pojawiające się nieskończoności. Prawdopodobieństwo



Rys. 5. POPRAWKI KWANTOWE do klasycznych praw dla sił są przedstawione za pomocą diagramów zawierających zamknięte pętle. W oddziaływaniu dwóch elektronów wymiana pojedynczego wirtualnego fotonu (u góry) odpowiada sile wynikającej z elektrodynamiki Maxwella. W elektrodynamice kwantowej należy rozpatrywać bardziej złożone oddziaływania. Np. foton może być wyemitowany, a potem pochłonięty przez ten sam elektron, dwa fotony mogą być wymieniane, lub wirtualny foton może być źródłem elektronu i pozytonu, które następnie anihilują się wzajemnie dając inny foton. Uporczywym problemem kwantowych teorii pola jest fakt, że diagramy z pętlami dają nieskończone prawdopodobieństwa oddziaływań. W elektrodynamice kwantowej procedura renormalizacji usuwa te nieskończoności. Trudność sformułowania kwantowej teorii grawitacji tkwi w tym, że metoda renormalizacji nie jest skuteczna i wiele nieskończoności pozostaje

dla danego procesu otrzymuje się wówczas dodając amplitudy dla wszystkich diagramów, a następnie podnosząc sumę do kwadratu. Diagramów jest nieskończenie wiele, nie da się więc uzyskać ściślego wyniku. Jednakże w elektrodynamice kwantowej wkład od diagramów z jedną pętlą jest ponad stukrotnie mniejszy niż wkład od diagramów bez pętli; podobnie diagramy dwupętlowe dają wkład ponad sto razy mniejszy niż jedнопętlowe, tak samo jest dla diagramów wyższych rzędów. Dzięki temu można uzyskać bardzo dobre przybliżenie dla całkowitej amplitudy rozpatrując jedynie kilka najprostszych diagramów.

Historia wzorów dekoracyjnych licznych kultur daje wymowne świadectwo, jak wielki urok dla człowieka miało wyczucie symetrii. Symetrię rozumiemy tu jako ruch, który pozostawia niezmienną formę jakiegoś wzoru lub przedmiotu. Np. sześciąt obrócony o 90 stopni wydaje się niezmiennym, sfera zaś pozostaje taka sama przy dowolnym obrocie wokół środka. Teorie fizyczne mogą mieć symetrie podobnego typu, lecz tym co pozostaje

niezmienione po przekształceniu, nie są jakieś wzory lub przedmioty, tylko same prawa matematyczne tych teorii. Fizycy zdają sobie obecnie sprawę, iż symetrie odgrywają istotną rolę w rozumieniu przyrody.

Jako przykład symetrii fundamentalnej rozważmy dwóch astronautów badających zjawiska elektromagnetyczne z dwóch pojazdów kosmicznych unoszących się swobodnie w przestrzeni międzygwiazdnej, a więc tam, gdzie ich prędkość względna może być stała. Każdy astronauta wprowadza układ odniesienia o początku w miejscu, w którym się znajduje, oraz innej orientacji. Obaj określają zatem zewnętrzne zdarzenia za pomocą różnych współrzędnych czyli zapisy ich obserwacji będą wyglądać inaczej. Jeżeli jednak ograniczą się do opisu praw fizycznych, to obaj zgodnie stwierdzą słuszność równań Maxwella.

Zasada ukazana w tym eksperymencie myślowym nosi nazwę niezmienniczości Poincarégo, ku czci francuskiego matematyka Henri Poincarégo. Jest to symetria czasoprzestrzenna, leżąca u podstaw szczególnej teorii względności. Porównanie obserwacji wykonanych przez obu astronautów wykazuje, że ich układy współrzędnych są powiązane w sposób wymagany przez teorię względności. Niezmienniczość Poincarégo jest założeniem, potwierdzonym eksperymentalnie, iż prawa fizyki są w całym świecie takie same jak na naszym podwórku. Mówiąc ściślej, głosi ono, że prawa fizyki przyjmują taką samą postać w każdym dwóch układach odniesienia, które są względem siebie przesunięte, obrócone i poruszają się z pewną prędkością względną, pod warunkiem jednak, iż prędkość względna pozostaje stała.

Istnieje istotna różnica pomiędzy symetrias takimi jak powyższa, zwanymi globalnymi, oraz symetrias lokalnymi. Symetria globalna może wydawać się pojęciem bardziej fundamentalnym, jednakże symetrie lokalne nakładają ostrzejsze wymagania na teorie fizyczne i ujawniają głębszą jedność w przyrodzie. Rzeczywiście, przejście od symetrii globalnej do lokalnej opisuje pochodzenie sił grawitacyjnych i elektromagnetycznych, a są powody by przypuszczać, iż inne siły również wyłaniają się z symetrii lokalnych.

Symetria globalna to taka, w której wszystkie punkty przestrzeni poddaje się jednolicie tej samej transformacji; przy symetrii lokalnej każdy punkt przekształca się niezależnie. Różnicę zilustrujemy za pomocą kulistego balonika, na powierzchni którego wyrysowano siatkę współrzędnych. Po ustaleniu osi przechodzącej przez środek balonika, można go obracać wokół niej o dowolny kąt. Ponieważ balonik zachowuje przy tym kształt kulisty, więc obrót stanowi dla niego operację symetrii; a ponieważ wszystkie punkty powierzchni przekształcają się w ten sam sposób (obróć o ten sam kąt), więc jest to symetria globalna.

W przypadku idealnego balonika można również przemieszczać każdy punkt niezależnie, naciągając lub ściągając punkty do nowych położeń na powierzchni, zachowując jednak stałą odległość każdego punktu od środka balonika. Kula przy tym utrzyma swój kształt, mamy więc nadal do czynienia z operacją symetrii. Jednakże każdy punkt jest przekształcany niezależnie od swoich sąsiadów, jest to więc symetria lokalna. Występuje teraz poważna zmiana: ponieważ punkty przemieszczają się niezależnie, więc błona balonika ulega rozciąganiu i kurczeniu, pojawiają się zatem siły sprężyste pomiędzy przesuniętymi punktami. Siły te nie są sztucznymi tworemi wynikającymi z niedoskonałości modelu, przeciwnie, siły pojawiają się w taki sam sposób, gdy tylko teoria fizyczna ma symetrię lokalną.

Omawiana powyżej niezmienniczość Poincarégo jest symetrią globalną, bowiem transformacja między dwoma zbiorami współrzędnych użytych do opisu danego punktu w czasoprzestrzeni jest taka sama dla wszystkich punktów. Znacznie silniejsze ograniczenie



Rys. 6. SYMETRIE mogą być obecne w prawach przyrody, jak również w *deseniach* i obiektach takich jak kryształy. Podobnie jak kryształ zachowuje swoją formę po określonym obrocie lub przesunięciu, tak symetryczne prawo przyrody pozostaje inwariantne po wykonaniu określonej transformacji. Symetrie w fizyce dzielimy na dwa typy: globalne i lokalne; rozróżnienie między nimi możemy zilustrować za pomocą idealnego sferycznego balonika (z lewej), na którego powierzchni wyrysowano siatkę współrzędnych w celu identyfikacji punktów. Symetria globalna ujawnia się przy obrocie sfery wokół pewnej osi (w środku). Obrót jest operacją symetrii, bowiem kształt sfery nie ulega zmianie; jest to symetria globalna, bowiem położenia wszystkich punktów powierzchni zmieniły się o ten sam kąt. Symetria lokalna wymaga zachowania kształtu balonika również wtedy, gdy punkty powierzchni są przemieszczane niezależnie (z prawej). Warto zwrócić uwagę, że operacja symetrii lokalnej naciąga balonik, a tym samym wprowadza siły pomiędzy punktami powierzchni. Uważa się, że każda z czterech fundamentalnych sił przyrody wynika z analogicznego warunku niezmienniczości pewnych praw przyrody względem określonych transformacji lokalnej symetrii

na teorie fizyczne otrzymuje się, jeśli zażądać lokalnej niezmienniczości Poincarégo, wymagającej by prawa fizyki zachowywały tę samą postać wtedy, gdy współrzędne każdego punktu są transformowane niezależnie. Oznacza to, iż dopuszczamy, by dwaj obserwatorzy poruszali się względem siebie ruchem przyspieszonym. Na pierwszy rzut oka wydaje się, że w takich warunkach obaj obserwatorzy nie mogą wykrywać tych samych praw fizyki, bowiem obserwator przyspieszony odczuwa „fikcyjne” siły, takie jak siła odśrodkowa ruchu obrotowego. Einstein jednakże zauważył, że siły fikcyjne generowane przez przyspieszenia są ściśle związane z siłami grawitacyjnymi, pochodzącymi od mas. Wykazał dalej, iż prawa fizyki zachowują swój inwariantny charakter, jeżeli do równań wprowadzić pole grawitacyjne. Wynikiem była ogólna teoria względności.

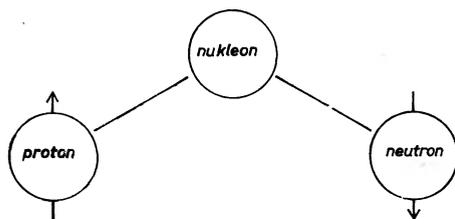
Powyższy przykład ilustruje ogólny charakter związku symetrii globalnych z lokalnymi. Jeżeli jakiś zbiór praw fizyki jest niezmienniczy względem pewnej symetrii globalnej, to silniejszy warunek zachodzenia niezmienniczości względem lokalnej symetrii może być spełniony tylko przez wprowadzenie nowych pól, prowadzących do nowych sił. Pola te zwane są polami cechowania (*gauge fields*), z ich istnieniem związane jest istnienie nowych cząstek, których wymiana powoduje występowanie odpowiednich sił. Tak więc grawitacja jest polem cechowania dla lokalnej niezmienniczości Poincarégo, zaś siły ciężenia wynikają z wymagania, by symetria Poincarégo była lokalna.

Również istnienie sił elektromagnetycznych można wyprowadzić z wymagania symetrii lokalnej. W kwantowej teorii pola cząstki naładowane opisywane są polami, zadanymi

w każdym punkcie czasoprzestrzeni dwiema liczbami: amplitudą i fazą. Amplituda mierzy prawdopodobieństwo znalezienia cząstki w danym punkcie, a faza opisuje falowe własności cząstki. Wielkości obserwowalne, takie jak całkowita energia zbioru cząstek naładowanych, nie zmieniają się, gdy faza pola ulegnie przesunięciu o liczbę taką samą we wszystkich punktach. Tak więc pole ma globalną symetrię względem zmiany fazy. Symetria lokalna wymagałaby, ażeby wielkości obserwowalne pozostawały inwariantne również wtedy, gdy faza zmienia się dowolnie w każdym punkcie niezależnie. Aby rzeczywiście uzyskać symetrię lokalną, konieczne jest wprowadzenie pola elektromagnetycznego jako pola cechowania; kwantami tego pola są fotony, które prowadzą do sił elektromagnetycznych. Dysponując tylko symetrią globalną nie mielibyśmy sił elektromagnetycznych między cząstkami naładowanymi, nie byłoby fotonów ani światła.

Lokalna symetria elektromagnetyczna nosi nazwę symetrii wewnętrznej; w odróżnieniu od symetrii Poincarégo nie stanowi zmiany współrzędnych czasoprzestrzennych. Inna symetria wewnętrzna, zwana symetrią izospinu, jest fundamentalna dla fizyki jądrowej: ustala związek między protonem i neutronem.

Proton i neutron mają spin  $\frac{1}{2}$  i oddziałują siłami jądrowymi mniej więcej tej samej wielkości. Symetria izospinowa pozwala uważać je za dwa alternatywne stany jednej cząstki — nukleonu. Nukleon możemy sobie wyobrazić jako cząstkę ze strzałką w pewnej urojonej przestrzeni. Jeśli strzałka wskazuje, powiedzmy, do góry, to cząstka jest protonem, jeśli wskazuje w dół — jest neutronem. Cząstki fizyczne mają zawsze strzałkę skierowaną w górę lub w dół (nie ma w przyrodzie cząstek będących w połowie protonem i neutronem), ale równania opisujące siły jądrowe są niezmiennicze względem dowolnych obrotów strzałki. W fizyce jądrowej symetria izospinowa jest symetrią globalną. Strzałka musi obracać się o ten sam kąt we wszystkich punktach, jeśli siły jądrowe mają być inwariantne.



Rys. 7. SYMETRIA IZOSPINOWA ustala związek pomiędzy cząstkami o tym samym spinie, takimi jak proton i neutron. Obie cząstki możemy uważać za stany pierwotnej, czyli niezróżnicowanej cząstki, zwanej nukleonem. Stany te są przedstawione za pomocą strzałki przymocowanej do nukleonu w pewnej fikcyjnej przestrzeni. Jeśli strzałka wskazuje do góry, to nukleon jest protonem, jeśli w dół — jest neutronem. Realne cząstki mają zawsze strzałkę skierowaną w górę lub w dół, bowiem nie istnieją w przyrodzie cząstki będące w połowie protonem i neutronem, natomiast prawa fizyki opisujące oddziaływania protonów i neutronów pozostają niezmiennicze przy dowolnych obrotach strzałki

Problem rozszerzenia symetrii izospinowej od symetrii globalnej do lokalnej został rozwiązany w r. 1954 przez C. N. Yanga i Roberta Millsa. Stwierdzili oni, że przejście do symetrii lokalnej wymaga wprowadzenia trzech pól cechowania, z których każdemu odpowiada bezmasowa cząstka o spinie 1. Przez ponad dziesięć lat teoria pól Yanga–Millsa uważana była za elegancką ciekawostkę matematyczną pozbawioną zastosowań fizycznych.

Trzy cząstki bezmasowe i generowane przez nie dalekozasięgowe siły po prostu nie istnieją w przyrodzie.

Obecnie wiadomo, że trzy cząstki teorii Yanga–Millsa mogą istnieć, bowiem niekoniecznie muszą być pozbawione masy spoczynkowej. Mogą one uzyskiwać masę — i to bardzo dużą — za pomocą mechanizmu zwanego spontanicznym łamaniem symetrii. Jeffrey Goldstone z uniwersytetu w Cambridge wykazał, że fizyczne przejawy symetrycznej teorii fizycznej mogą czasami być zupełnie asymetryczne. Analogii tego zjawiska dostarcza koło ruletki: równania ruchu dla kulki i koła są symetryczne względem osi obrotu, jednakże położenie końcowe, w którym kulka zatrzymuje się, jest zawsze asymetryczne względem tej osi.

Nieco później Peter Higgs z uniwersytetu w Edynburgu wykazał, że w teoriach pól cechowania zjawisko spontanicznego łamania symetrii prowadzi do nadania masy spoczynkowej pewnym cząstkom pól cechowania, które pierwotnie były bezmasowe, podczas gdy inne cząstki cechowania pozostają nadal bezmasowe. Dzięki temu udało się skonstruować jednolitą teorię sił elektromagnetycznych i słabych, opartą na lokalnej symetrii izospinowej i uwzględniającą spontaniczne łamanie symetrii. W teorii tej nośnikami krótkozasięgowych sił słabych są pośredniczące bozony wektorowe; są to cząstki pól cechowania o spinie 1, uzyskujące masę spoczynkową poprzez mechanizm Higgsa. Natomiast foton jest cząstką cechowania, która pozostaje bez masy spoczynkowej. A zatem proste wymaganie lokalnej niezmienniczości izospinowej doprowadziło do połączenia tych dwóch podstawowych sił przyrody. Jak następnie zobaczymy, dodatkowe wymaganie lokalnej supersymetrii pozwoli dalej zunifikować te siły z grawitacją.

Symetrie wewnętrzne, takie jak izospinowa, wiążą cząstki o jednakowym spinie. Jednym z marzeń fizyki teoretycznej było znalezienie symetrii łączących cząstki o różnych spinach. Marzenie to ziściło się dzięki odkryciu supersymetrii. Supersymetria łączy cząstki o sąsiednich spinach, np. 1 i  $\frac{1}{2}$ , a zatem przeprowadza fermiony w bozony i na odwrót. Równie ważną rzeczą jest, iż supersymetria wiąże symetrie wewnętrzne z niezmienniczością Poincarégo. Właśnie ten ostatni związek pozwala skonstruować nową teorię ciężenia — supergrawitację.

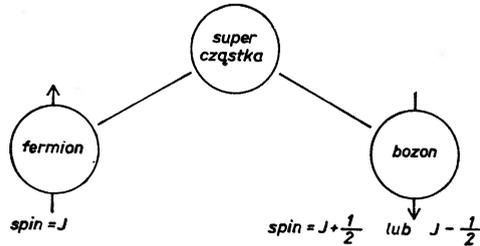
Supersymetrię formułowano niezależnie w ZSRR, Europie Zachodniej i Stanach Zjednoczonych. Po raz pierwszy rozważali ją w 1971 r. J. A. Golfand i J. P. Lichtman z Instytutu Fizyki im. Lebidiewa w Moskwie. Praca ich przeszła jednak niezauważona, a problem został ponownie odkryty w 1973 r. przez D. W. Wołkowa i W. P. Akułowa z Instytutu Fizyko-Technicznego w Charkowie. Symetrię pomiędzy bozonami i fermionami odkryli również w 1971 r.: Pierre M. Ramond z Kalifornijskiego Instytutu Technologii, Andre Neveu z Ecole Normale Supérieure oraz J. H. Schwarz, także z Caltechu. Prace ich wychodziły z tzw. modeli dualnych w teorii cząstek elementarnych. W 1973 r. Julius Wess z uniwersytetu w Karlsruhe i Bruno Zumino z CERN-u uogólnili te prace na kwantową teorię pola i przedstawili systematyczny sposób konstruowania teorii opartych na globalnej supersymetrii.

W połowie lat sześćdziesiątych udowodniono twierdzenia, które zdawały się wykluczać możliwość połączenia niezmienniczości Poincarégo z symetrią wewnętrzną. Obecnie wiadomo, iż te „twierdzenia wykluczające” nie są słuszne, jednakże błąd nie tkwił w dowodach, które są matematycznie poprawne, lecz w jednym z założeń, zawartym implicite w twier-

dzeniach; założenie to było zbyt silne i dało się osłabić. Mianowicie wydawało się zupełnie rozsądnym założyć, że liczby opisujące symetrie winny spełniać prawo komutatywności mnożenia. Obecnie uważa się, że jest to ograniczenie zbędne — istotnym elementem teorii supersymetrii są liczby pozbawione własności komutacji.

Prawo komutatywności mnożenia głosi, że iloczyn dwóch liczb nie zależy od porządku mnożenia; tak więc dla liczb rzeczywistych  $r_1$  i  $r_2$  mamy  $(r_1 \times r_2) - (r_2 \times r_1) = 0$ , np.  $(6 \times 2) - (2 \times 6) = 0$ . Dla liczb antykomutujących znak w tym równaniu ulega zmianie: jeżeli  $\varepsilon_1$  i  $\varepsilon_2$  antykomutują, to  $(\varepsilon_1 \times \varepsilon_2) + (\varepsilon_2 \times \varepsilon_1) = 0$ . Oczywiście, własności tej nie posiadają zwykłe liczby rzeczywiste, tym niemniej można wyobrazić sobie zbiór nowych liczb o tej własności mnożenia. Zbiory liczb z taką strukturą mnożenia zostały odkryte ponad sto lat temu przez Hermanna Günthera Grassmanna, wykładowcę matematyki w pruskim wówczas Szczecinie.

Supersymetrię możemy opisać podobnie jak symetrię izospinową. Hipotetyczna „supercząstka” jest wyposażona w strzałkę w pomocniczej, urojonej przestrzeni. Jeśli strzałka wskazuje do góry, to cząstka jest fermionem, jeśli wskazuje w dół — jest bozonem. Spiny bozonu i fermionu zawsze sąsiadują ze sobą, np. bozon o spinie 1 może przejść w fermion o spinie  $\frac{1}{2}$  lub  $\frac{3}{2}$ . Cząstki fizyczne zawsze mają strzałkę skierowaną w górę lub w dół, bo-



Rys. 8. SUPERSYMETRIA łączy cząstki o sąsiednich spinach, mianowicie spin  $J$  ze spinem  $J + \frac{1}{2}$  lub  $J - \frac{1}{2}$ . Zatem każda para fermion–bozon o sąsiednich spinach może być uważana za alternatywne przejawy pojedynczej „supercząstki” ze strzałką w pomocniczej przestrzeni. Przez długi czas uważano istnienie takiej symetrii między bozonami i fermionami za niemożliwe. W kwantowych teoriach pola z lokalną supersymetrią siła grawitacyjna pojawia się w sposób naturalny. Grawiton o spinie 2 ma fermionowego partnera o spinie  $\frac{3}{2}$ , dla którego zaproponowano nazwę grawitino. Jak dotąd, nie zaobserwowano ani grawitonu ani grawitina

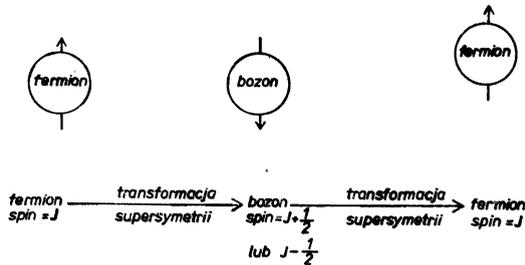
wiem nie istnieją w przyrodzie cząstki, które byłyby częściowo fermionem a częściowo bozonem. Jednakże równania opisujące oddziaływania cząstek elementarnych są niezmiennicze względem dowolnych obrotów strzałki, podobnie jak w przypadku symetrii izospinowej. Supersymetria jest globalna, jeśli kąt obrotu jest taki sam w całej czasoprzestrzeni oraz jest lokalna, jeśli strzałkę wolno obrócić dowolnie w każdym punkcie.

Wyjaśnijmy działanie transformacji supersymetrii. Oznaczmy pola bozonowe i fermionowe odpowiednio przez  $b$  i  $f$ . Transformacja przeprowadza je w nowe pola  $b'$  i  $f'$ , gdzie  $f' = f + b\varepsilon$  oraz  $b' = b + f\varepsilon$ . Czynniki  $\varepsilon$  jest miarą kąta obrotu strzałki supercząstki. Wielkość  $b$  jest zwykłą liczbą, natomiast  $f$  i  $\varepsilon$  są liczbami antykomutującymi.

Konieczność użycia liczb antykomutujących w teorii supersymetrii jest wynikiem zasady wykluczania Pauliego, zasady zabraniającej dwóm fermionom zajmować to samo miejsce

w przestrzeni. Prawdopodobieństwo znalezienia jednego fermionu w danym punkcie jest określone przez wartość pola  $f$ , zaś prawdopodobieństwo znalezienia dwóch fermionów w tym punkcie jest dane przez  $f \times f$ . Zasada wykluczania Pauliego wymaga, by  $f \times f = 0$ , co jest właśnie własnością liczb antykomutujących. Prawdopodobieństwo znalezienia dwóch bozonów w tym samym punkcie, dane przez  $b \times b$ , nie musi na ogół zniknąć, zatem  $b$  jest zwyczajną liczbą. Zgodność z zasadą Pauliego musi być również zawarta w prawie obrotów supersymetrycznych. Mianowicie, dwa bozony mogą jednocześnie zajmować ten sam punkt, ale jeśli zostaną oba przetransformowane za pomocą obrotów supersymetrycznych w fermiony, to prawdopodobieństwo znalezienia obu fermionów w tym punkcie musi zniknąć. Prawdopodobieństwo to jest dane przez  $(f + b\varepsilon) \times (f + b\varepsilon)$ , a ponieważ musi być równe zeru, więc  $(f \times \varepsilon) + (\varepsilon \times f)$  musi zniknąć, z czego wniosek, iż  $\varepsilon \times \varepsilon = 0$ .

Najbardziej zaskakującą własnością supersymetrii jest to, iż dwukrotne wykonanie transformacji fermion–bozon przeprowadza cząstkę z jednego punktu czasoprzestrzeni w inny. Tak więc transformacja Poincarégo (zmiana położenia) pojawia się jako wynik złożenia dwóch przekształceń supersymetrii. A ponieważ lokalna niezmienniczość Poincarégo jest symetrią prowadzącą do ogólnej teorii względności, możemy się więc spodziewać związku supersymetrii z grawitacją.



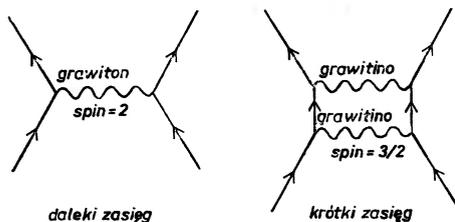
Rys. 9. TRANSFORMACJE SUPERSYMETRII dają w wyniku zmianę położenia cząstki. Supersymetria wydaje się być symetrią wewnętrzną odnoszącą się wyłącznie do własności cząstki, nie zaś do jej położenia. Okazuje się jednak, iż dwukrotne wykonanie transformacji supersymetrii, np. od fermionu do bozonu i ponownie do fermionu, powoduje przesunięcie cząstki z jednego punktu w przestrzeni do innego. Przy lokalnej supersymetrii przesunięcie może być różne w różnych punktach przestrzeni. Przemieszczenie cząstki w wyniku przekształceń supersymetrii sugeruje istnienie związku pomiędzy supersymetrią i strukturą czasoprzestrzeni; ten właśnie związek jest przyczyną sił grawitacyjnych

Powyżej uzasadniliśmy, iż przejście od symetrii globalnej do lokalnej oznacza zawsze wprowadzenie nowych pól cechowania, opisujących z kolei nowe siły. Nasuwa się zatem oczywiste pytanie, czy globalna supersymetria może być rozszerzona do lokalnej, a jeśli tak, to jakie będą związane z tym pola cechowania. Rzeczywiście, okazuje się, że można uzyskać lokalną supersymetrię za cenę wprowadzenia dwóch nowych pól: pola grawitonowego o spinie 2 i nowego pola o spinie  $\frac{3}{2}$ .

Konstrukcja teorii z polami cechowania i supersymetrią rozpoczyna się od obserwacji, iż dwukrotne przekształcenie supersymetrii daje fizyczne przesunięcie cząstki. Związek ten jest ujęty w równaniu, głoszącym, że iloczyn dwóch obrotów supersymetrycznych jest przesunięciem w czasoprzestrzeni. Aby otrzymać teorię z lokalną supersymetrią, należy wprowadzić odrębne pole cechowania dla każdej symetrii występującej w tym równaniu. Przesunięcie w czasoprzestrzeni jest transformacją Poincarégo, dla której pole grawitonów

o spinie 2 jest właściwym polem cechowania. A zatem grawitacja pojawia się w naturalny sposób w tej teorii, z tego też powodu lokalna supersymetria nosi zwykle nazwę supergrawitacji. Pole cechowania dla transformacji supersymetrii nie jest natomiast określone całkiem jednoznacznie, bowiem z faktu, iż supersymetria łączy tylko cząstki o sąsiednim spinie, wynika, że musi to być pole fermionowe o spinie  $2 + \frac{1}{2}$  lub  $2 - \frac{1}{2}$ , tzn.  $\frac{5}{2}$  lub  $\frac{3}{2}$ . Argumenty prostoty wskazują, że winno to być pole o spinie  $\frac{3}{2}$ ; bardziej techniczne rozważania potwierdzają ten wynik.

W 1976 r. udało się nam, we współpracy z Sergio Ferrarą z Frascati koło Rzymu, skonstruować najbardziej elementarny przykład supergrawitacji. Wkrótce Stanley Deser



Rys. 10. SUPERGRAWITACJA dostarcza poprawek do ogólnej teorii względności na poziomie kwantowym. W ogólnej teorii względności siła grawitacyjna jest wywołana wyłącznie wymianą grawitonów; w supergrawitacji dochodzi jeszcze dodatkowy wkład od wymiany grawitino o spinie  $\frac{3}{2}$ . Ponieważ grawitino są fermionami, więc podlegają wymianie tylko parami, co jest procesem o zanedbywalnie małym prawdopodobieństwie z wyjątkiem małych odległości. Przewidywania ogólnej teorii względności dla oddziaływań długozasięgowych pozostają w supergrawitacji niezmiennione; nowych efektów należy się spodziewać jedynie w skali mikroskopowej

z Brandeis University oraz Zumino pokazali, jak formułować teorię w sposób jeszcze prostszy. W naszym ujęciu wyszliśmy z założenia, że teoria winna obejmować grawitony o spinie 2 i cząstkę o spinie  $\frac{3}{2}$  oraz że winna posiadać lokalną niezmienniczość Poincarégo i lokalną supersymetrię. Po pokonaniu szeregu trudności matematycznych udało się nam znaleźć teorię spełniającą wszystkie te postulaty.

Pola opisujące cząstki o dużym spinie są źródłem notorycznych kłopotów. Teorię nieoddziaływających pól o spinie  $\frac{3}{2}$  opublikowali w 1941 roku Julian Schwinger i William R. Rarita z Lawrence Berkeley Laboratory Uniwersytetu Kalifornijskiego, jednakże wszelkie próby wprowadzenia sił pomiędzy cząstkami o spinie  $\frac{3}{2}$  i innymi cząstkami prowadziły do sprzeczności. Np. w jednej z proponowanych teorii oddziaływań sygnały rozchodzą się z prędkością większą niż światło, łamiąc w ten sposób regułę przyczynowości. Obecnie wiemy, iż próby te nie mogły się powieść, bowiem cząstki o spinie  $\frac{3}{2}$  mogą być sprzężone z innymi cząstkami tylko wtedy, gdy siły są supersymetryczne.

Istnienie fundamentalnej cząstki o spinie  $\frac{3}{2}$  jest w supergrawitacji nieuniknione. Cząstka ta jest partnerem dla grawitonu i zaproponowano dla niej nazwę grawitino. Na razie nie jest jeszcze jasne jakich własności grawitino należy się spodziewać. W najprostszych teoriach supergrawitacji jest to cząstka bezmasowa oddziaływająca z innymi cząstkami jedynie za pomocą słabych sił mikroskopowej grawitacji. Takich cząstek dotąd nie zaobserwowano, jednakże byłyby one skrajnie trudne do wykrycia. Przecież nawet grawitonów dotąd jeszcze nie zaobserwowano doświadczalnie. Natomiast w bardziej złożonych teoriach supergrawi-

tacji, grawitino może uzyskiwać masę spoczynkową poprzez spontaniczne łamanie symetrii, a jego oddziaływanie z innymi cząstkami jest znacznie silniejsze. W tych teoriach grawitino byłoby już łatwiejsze do wykrycia. Znalezienie cząstek o spinie  $\frac{3}{2}$  o takich własnościach stanowiłoby bardzo silne potwierdzenie koncepcji supergrawitacji.

Główna trudność połączenia grawitacji z pozostałymi trzema oddziaływaniami nie polega na tym, że teorie, które chcemy zunifikować, przeczą sobie nawzajem, lecz na tym, że po prostu mają zbyt mało ze sobą wspólnego. W ogólnej teorii względności siły są wynikiem geometrycznych własności czasoprzestrzeni, natomiast w kwantowej teorii pola są wynikiem wymiany kwantów odpowiedniego pola. Supergrawitacja opisuje grawitację einsteinowską w języku kwantowej teorii pola, jednakże nie ma powodów, dla których nie można by sformułować również supergrawitacji w terminach geometrycznych. Ujęcie geometryczne powinno być możliwe w rozszerzonej czasoprzestrzeni, w której każdy punkt ma nie tylko cztery zwyczajne współrzędne przestrzeni i czasu, ale również dodatkowy zbiór współrzędnych zadanych liczbami antykomutującymi. „Superprzestrzeń” tego rodzaju została wprowadzona przez Akułowa i Wołkova, a następnie badana przez Salama i J. Strathdeea z Międzynarodowego Ośrodka Fizyki Teoretycznej w Trieście. Podejście geometryczne doprowadziło do skonstruowania innych jeszcze teorii supergrawitacji, wcześniejszych niż te, które tu omówiliśmy. Jedną z nich została podana przez Richarda Arnowitta i Pran Natha z Northeastern University, którzy geometryczną teorię Einsteina przenieśli ze zwykłej czasoprzestrzeni do superprzestrzeni. Teorie oparte na superprzestrzeni są eleganckie, lecz bardzo skomplikowane technicznie. Nie wiemy jeszcze, jakie cząstki one opisują i czy są w ogóle fizycznie spójne.

Najprostsza teoria supergrawitacji opisuje świat złożony wyłącznie z grawitonów i grawitin. Jej nierealistyczność jest oczywista, bowiem jednolita teoria pola musi obejmować wszystkie cząstki elementarne. Liczba tych cząstek nie jest jeszcze znana. Uważa się obecnie, że kwarki, będące składnikami protonów i neutronów, są elementarne. Inne cząstki, które również musimy zaliczyć do grupy elementarnych, to elektron i trzy dalsze leptony: mion i dwa rodzaje neutrin. Należy też uwzględnić cząstki różnych pól cechowania: foton, pośredniczące bozony wektorowe oddziaływań słabych oraz grawiton. A jeżeli supergrawitacja jest poprawną teorią, to musimy dołączyć jeszcze grawitino.

Uwzględnienie wszystkich tych cząstek wymaga rozszerzenia lokalnej supersymetrii tak, aby obejmowała również stany o spinie mniejszym niż  $\frac{3}{2}$ . W zasadzie jest to łatwe do osiągnięcia, bowiem supersymetrią można połączyć każdą parę bozon-fermion o sąsiednich spinach. Żądamy zatem, aby teoria dopuszczała wprowadzenie dalszych cząstek w postaci dubletów spinowych złożonych z pewnej liczby cząstek o spinach sąsiednich. W tym celu rozwinięto specjalne metody opisywania oddziaływań takich dubletów spinowych z podstawowym dubletem teorii supergrawitacji — dubletem spinów  $\frac{3}{2}$  i 2. W ostatnim czasie przedstawiono szereg takich teorii.

W pierwszej grupie tych teorii możliwe jest dołączenie dowolnej liczby nowych cząstek do dubletu spinów 1 i  $\frac{1}{2}$  lub do dubletu spinów  $\frac{1}{2}$  i 0. Zaletą takich teorii jest to, że liczba cząstek może być dowolnie dopasowywana do liczby cząstek obserwowanych w przyrodzie. Swoboda ta okazuje się jednak dość kosztowna — cechą charakterystyczną teorii w tej grupie jest istnienie nieskończoności dla diagramów jednopętlowych, których nie da się usunąć. Przyczyną jest brak pełnej harmonii, bowiem teorie te pozbawione są transformacji

symetrii łączących grawiton i grawitino z cząstkami o niższych spinach. Tym niemniej, ta grupa teorii może jeszcze odegrać pewną rolę w opisie przyrody.

Druga grupa teorii, znanych pod nazwą „rozszerzonych teorii supergrawitacji” (*extended supergravity theories*), obejmuje teorie o ściśle określonej strukturze, niedopuszczającej żadnej dowolności, a więc teorie w pełni zunifikowane. Jest ich dokładnie osiem, przy czym każda teoria ma charakterystyczną liczbę  $n$ , określającą liczbę różnych transformacji bozon-fermion;  $n$  zmienia się od 1 do 8. W każdej teorii istnieje 1 grawiton o spinie 2 oraz  $n$  grawitin o spinie  $\frac{3}{2}$ . Także liczba cząstek o mniejszych spinach jest jednoznacznie określona. Jeżeli  $n$  jest równe 1, to otrzymujemy najprostszą teorię supergrawitacji w jej oryginalnej postaci z jednym grawitonem i jednym grawitino. Jeżeli  $n = 2$ , to teoria zawiera jeden grawiton, dwa grawitina i jedną cząstkę o spinie 1. Przypuszczalnie najbardziej realistyczny model otrzymamy dla  $n = 8$ . Komplet cząstek elementarnych w tym przypadku składa się z jednego grawitonu, ośmiu grawitin, 28 cząstek o spinie 1, 56 cząstek o spinie  $\frac{1}{2}$  i 70 cząstek o spinie 0.

Tabela 2

ROZSZERZONE TEORIE SUPERGRAWITACJI obejmują nie tylko grawitony i grawitina, lecz także cząstki elementarne o niższych spinach, spośród których część może odpowiadać istniejącym znanym cząstkom, takim jak foton i elektron. Istnieje osiem takich teorii, każda oznaczona liczbą  $n$  równą liczbie grawitin o spinie  $\frac{3}{2}$ , zawartych w tej teorii. Jeśli którakolwiek z tych teorii stanowi poprawny opis przyrody, to zespół przewidywanych przez nią cząstek musi zawierać wszystkie cząstki elementarne istniejące we wszechświecie. Jest to sposób zunifikowania elementarnych stanów materii, pozostaje jednak poważny problem: nawet największa z rozszerzonych teorii nie ma miejsca dla wszystkich znanych obecnie cząstek o spinie  $\frac{1}{2}$  i 1

Teoria	Liczba cząstek				
	spin = 0	spin = $\frac{1}{2}$	spin = 1	spin = $\frac{3}{2}$	spin = 2
$N = 1$				1	1
$N = 2$			1	2	1
$N = 3$		1	3	3	1
$N = 4$	2	4	6	4	1
$N = 5$	10	11	10	5	1
$N = 6$	30	26	16	6	1
$N = 7$	70	56	28	7	1
$N = 8$	70	56	28	8	1

Bardzo interesującą cechą ośmiu rozszerzonych teorii supergrawitacji jest osiągnięcie maksymalnego poziomu symetrii. Każda cząstka jest związana z cząstkami o sąsiednim spinie za pomocą transformacji supersymetrii w postaci lokalnej. Tak więc grawiton może być przekształcony w grawitino, a to z kolei w cząstkę o spinie 1. W obrębie każdej rodziny cząstek (składającej się ze wszystkich cząstek o jednakowym spinie) wszystkie cząstki są połączone ze sobą globalną symetrią wewnętrzną, podobną do symetrii izospinowej łączącej proton z neutronem. A więc każde grawitino może być przetransformowane w dowolnie inne grawitino operacją symetrii wewnętrznej. Złożenie supersymetrii i symetrii wewnętrznych pozwala zunifikować zbiór wszystkich cząstek. Stosując cały ciąg transformacji supersymetrii i symetrii wewnętrznych można przekształcić grawiton w którąkolwiek cząstkę elementarną istniejącą w teorii.

Podobnie jak inne symetrie fizyczne, rozszerzona teoria supergrawitacji może być przedstawiona za pomocą „supercząstki” wyposażonej w strzałkę w pomocniczej wielowymiarowej przestrzeni. W miarę obrotów strzałki, cząstka staje się kolejno grawitonem, grawitinem, fotonem, kwarkiem itd. W teorii występują kwanty wszystkich sił i siły te są zuniifikowane w tym sensie, że można je uzyskać ze wspólnego źródła. Takiego stopnia unifikacji nigdy jeszcze nie osiągnięto w kwantowej teorii pola.

Ostatnim postulatem potrzebnym do pełnej unifikacji jest, aby symetrie wewnętrzne łączące cząstki o jednakowym spinie, miały charakter lokalny, nie zaś globalny. Lokalność symetrii wewnętrznej jest konieczna dla uwzględnienia w teorii sił takich jak elektromagnetyczne. Postulat lokalnej niezmienniczości daje się zrealizować rzeczywiście, co wykazał jeden z nas (Freedman) i Ashok Das z City College w Nowym Jorku oraz J. S. Fradkin i M. A. Wasiliew z Instytutu Lebediewa. Powstałe w ten sposób teorie potencjalnie łączą siły grawitacyjne z oddziaływaniami silnymi, słabymi i elektromagnetycznymi.

W rozszerzonych teoriach supergrawitacji wielkość siły ciężenia określona jest przez jeden parametr, zaś drugi parametr określa wielkość wszystkich pozostałych sił. W jednolitej teorii ideałem byłoby, gdyby wszystkie siły były określone przez jedną wspólną stałą uniwersalną. Istnieje również trzecia grupa teorii supergrawitacji, posiadających tę właśnie cechę. Najprostsza z nich została podana między innymi przez Michio Kaku z City College i Paula Townsenda z Nowojorskiego Uniwersytetu Stanowego w Stony Brook. Teorie tej grupy nie są oparte na einsteinowskiej teorii względności, lecz stanowią supersymetryczne uogólnienia innej teorii grawitacji, zaproponowanej przez Hermana Weyla w 1923 r. Podobnie jak u Einsteina, grawitacja jest opisana u niego krzywizną czasoprzestrzeni, jednakże pojawia się dodatkowa symetria lokalna dopuszczająca dowolne zmiany skali odległości czasowych i przestrzennych niezależnie w każdym punkcie. Oparte na niej supersymetryczne teorie Weyla osiągają pełną unifikację ciężenia ze wszystkimi pozostałymi siłami, jednakowoż w chwili obecnej poprzednie dwie grupy teorii supergrawitacji wydają się lepszymi kandydatami do opisu rzeczywistego świata.

Zasada lokalnej supersymetrii wiedzie do eleganckiej unifikacji podstawowych sił przyrody, lecz sama elegancja nie wystarczy. Teorie supergrawitacji muszą przejść przez test, na którym wyróciły się wszystkie wcześniejsze teorie kwantowej grawitacji: nieskończoności pojawiające się przy obliczaniu prawdopodobieństw oddziaływań muszą dać się usunąć.

We wszystkich kwantowych teoriach pola diagramy, w których cząstki wirtualne tworzą zamknięte pętle, opisują prawdziwie kwantowe efekty. Obliczenie prawdopodobieństwa związanego z takim diagramem wymaga wysumowania po wszystkich możliwych energiach wirtualnych cząstek, a te sumy zwykle wprowadzają nieskończoności do matematycznych wyrażeń dla diagramu. W niektórych przypadkach, takich jak elektrodynamika kwantowa, nieskończoności są względnie nieszkodliwe i dają się usunąć przez renormalizację. Natomiast w kwantowej grawitacji nieskończoności są znacznie gorsze i nie dają się usunąć metodą renormalizacji. Jest jednak pewna nadzieja na wyeliminowanie ich. W pewnych diagramach mianowicie, nieskończoności są dodatnie, a w innych ujemne. A ponieważ tylko suma wszystkich diagramów daje fizycznie mierzalne prawdopodobieństwo, więc istnieje szansa, że nieskończoności mogłyby skasować się wzajemnie w tej sumie.

Proste rozumowanie wyjaśnia dlaczego nieskończoności w kwantowej grawitacji są

gorsze niż w elektrodynamice kwantowej. Siła elektryczna między dwiema naładowanymi cząstkami nie zależy od ich mas lub energii, a jedynie od ich ładunków, podczas gdy siła ciężenia jest proporcjonalna do mas. W szczególnej teorii względności energia jest związana z masą wzorem  $E = mc^2$ , a zatem natężenie siły grawitacyjnej rośnie ze wzrostem energii wirtualnych cząstek. W wyniku tego wyższe energie cząstek wirtualnych dają w przypadku grawitacji znacznie większy wkład do sumy prawdopodobieństw dla wszystkich możliwych energii, a tym samym prowadzą do groźniejszych nieskończoności. Mówiąc z grubsza, rozbieżności mają postać szeregu  $1+2+3+\dots$  dla grawitacji oraz łagodniejszą postać  $1+1+1+\dots$  w elektrodynamice.

Zanim jeszcze rozwinęła się teoria supergravitacji, przeprowadzono dokładną analizę diagramów jednopętlowych w kwantowej wersji ogólnej teorii względności. Pożądane znoszenie się nieskończoności stwierdzono tylko w diagramach zawierających wyłącznie grawitony i żadnych innych cząstek. Do tego wyniku doszli Bryce S. De Witt z Uniwersytetu Teksaskiego oraz 't Hooft i Veltman. Nieskończoność i kasują się dzięki pewnej szczególnej własności czterowymiarowej czasoprzestrzeni; gdyby nasz świat miał inną liczbę wymiarów, to kasowanie się nie zachodziłoby.

Świat jednak nie jest zbudowany wyłącznie z grawitonów, powyższy wynik wydaje się więc mieć bardzo ograniczoną wartość. Wszelkie wysiłki otrzymania skończonych wyników w teoriach grawitonów i innych cząstek załamały się — gdy tylko wprowadzano cząstki o niższym spinie, natychmiast zjawiały się ponownie nieskończoności.

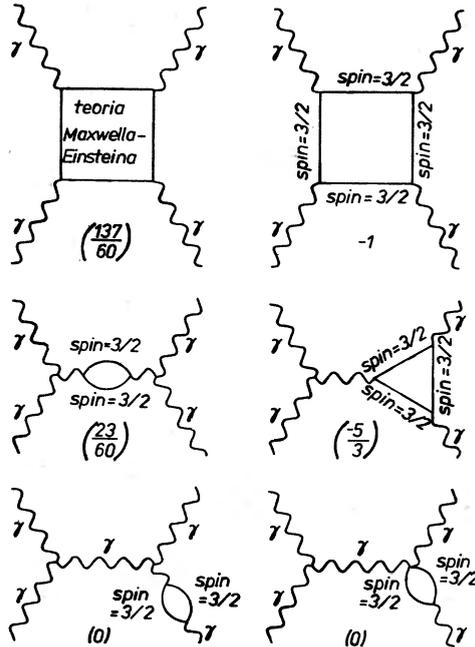
Dramatyczny moment nastąpił, gdy przeprowadzono obliczenia dla pewnego procesu fizycznego, o którym wiadomo, iż jest nękany licznymi nieskończonościami w kwantowej wersji teorii Einsteina, okazało się bowiem, że supergravitacja daje dla niego skończony wynik. Dalsze rozważania teoretyczne oraz konkretne rachunki wykazały, iż w każdej z ośmiu rozszerzonych teorii supergravitacji suma wszystkich diagramów jednopętlowych jest skończona dla wszelkich procesów fizycznych. Taka poprawa sytuacji nieskończoności w kwantowych teoriach grawitacji jest najbardziej zachęcającą cechą supergravitacji.

Dokładne znoszenie się paru tuzinów rozbieżnych członów wydaje się zbyt niezwykle, aby było czysto przypadkowe; istnieje dość proste wytłumaczenie tego faktu. Rozważmy najpierw podzbiór diagramów z pętlami, w których jedynymi cząstkami wchodzącymi i wychodzącymi są grawitony; inne cząstki mogą pojawiać się na tych diagramach tylko jako cząstki wirtualne. Można wykazać, że suma wszystkich diagramów tego podzbioru jest skończona; dowód jest rozszerzeniem dowodu przeprowadzonego w kwantowej ogólnej teorii względności.

Skończone wyniki dla diagramów z cząstkami wchodzącymi i wychodzącymi o niższym spinie daje się uzyskać w ośmiu rozszerzonych teoriach supergravitacji. Rozbieżności kasują się dla tych diagramów dzięki pełnej unifikacji osiągniętej w tych teoriach. Np. diagramy z wchodzącymi fotonami lub wychodzącymi elektronami wyrażają się przez diagramy zawierające tylko grawitony wskutek użycia istniejących w tych teoriach transformacji symetrii. W końcowym efekcie wszystkie takie diagramy sprowadzają się do diagramów z samymi grawitonami, a o tych ostatnich diagramach wiemy, iż tworzą szeregi zbieżne.

Rozbieżności znoszą się wzajemnie tylko w rozszerzonych teoriach supergravitacji, bowiem tylko w nich każda cząstka może być przekształcona w grawiton. Inne teorie

supergravitacji dopuszczające dowolną liczbę cząstek o spinie  $0$ ,  $\frac{1}{2}$  i  $1$ , są pozbawione fundamentalnej symetrii pomiędzy cząstkami o spinie  $1$  i grawitynami, mającymi spin  $\frac{3}{2}$ . Natomiast w teoriach opartych na teorii grawitacji Weyla rozbieżności nie stanowią pro-



Rys. 11. SKOŃCZONE PRAWDOPODOBIEŃSTWO dla diagramów z pętlami w kwantowej teorii grawitacji otrzymuje się uwzględniając w oddziaływaniu grawitona. Diagramy tu pokazane przedstawiają oddziaływanie dwóch fotonów. Pierwszy diagram, podpisany Teoria Maxwella-Einsteina, jednoczy wszystkie diagramy jednopętlowe zawierające wyłącznie grawitony i fotony; wkład tych diagramów równy jest wielkości nieskończonej pomnożonej przez czynnik  $\frac{137}{60}$ . Dalej można skonstruować pięć diagramów jedno-

pętlowych zawierających grawitona; każdy z nich jest proporcjonalny do tej samej nieskończonej wielkości pomnożonej przez czynnik wypisany w nawiasie. Jedyne sumy diagramów jest obserwowalna, dodając te czynniki stwierdzamy, iż suma jest równa zero. A zatem nieskończone wkłady od grawityn znoszą się z rozbieżnymi wkładami od grawitonów i w rezultacie diagramy te dają skończone prawdopodobieństwo

blemu dla diagramów z dowolną liczbą pętli. Z drugiej jednak strony nie wiadomo, czy w tych teoriach prawdopodobieństwa są zawsze dodatnie, co jest podstawowym kryterium sensowności każdej teorii fizycznej.

Proces, w którym po raz pierwszy za pomocą bezpośrednich rachunków odkryto wzajemne znoszenie się nieskończoności, to rozpraszanie jednego fotonu na drugim. W ogólnej teorii względności każdemu diagramowi jednopętlowemu dla tego procesu odpowiada amplituda prawdopodobieństwa mająca postać wielkości nieskończonej pomnożonej przez pewien współczynnik, który w ogólności jest ułamkiem. Suma współczynników jest większa od zera, zatem amplituda prawdopodobieństwa dla rozpraszania jest nieskończona. W teorii supergravitacji należy jeszcze dołączyć dodatkowe diagramy zawierające grawitona.

Każdy z nich jest także nieskończony, ale teraz suma współczynników dla wszystkich diagramów jest równa zeru.

Obecnie prowadzi się obliczenia dla innych procesów w teorii supergravitacji. Wysłano dalsze argumenty teoretyczne wskazujące, iż w ośmiu rozszerzonych teoriach supergravitacji rozbieżności znoszą się także w sumach zawierających wszystkie diagramy dwupętlowe. Pierwsze skończone wyniki otrzymał jeden z nas (van Nieuwenhuizen) wraz z M. T. Grisaru z Brandeis i J. A. M. Vermaserenem z Purdue University.

Supergravitacja jest istotnym osiągnięciem teoretycznym, bowiem stwarza nadzieje na rozwiązanie ważnych, długotrwałych problemów fizyki: unifikacji fundamentalnych sił i eliminacji nieskończoności z kwantowej teorii grawitacji. W połączeniu fermionów i bozonów oraz w wyprowadzeniu wszystkich oddziaływań z jednego wspólnego wymagania lokalnej symetrii, możemy dostrzec w pełni zadowalający porządek w teorii. Pozostaje jednak stwierdzić, czy ten porządek istnieje też w przyrodzie. Ponadto pozostaje jeszcze do przewyżyczenia kilka trudności interpretacyjnych teorii.

Jeden z problemów wynika z wymagania, by w rozszerzonych teoriach supergravitacji symetria wewnętrzna była lokalna. Przy przejściu od symetrii globalnej do lokalnej w równaniach pojawia się nieoczekiwany człon; nosi on nazwę członu kosmologicznego, był bowiem po raz pierwszy rozpatrywany przez Einsteina w najwcześniejszych zastosowaniach ogólnej teorii względności do kosmologii. Człon kosmologiczny prowadzi do ważnych konsekwencji — do przypisania wszechświatowi skończonych rozmiarów. W tym kontekście pojawienie się członu kosmologicznego jest intrygujące: symetria wewnętrzna dotyczy oddziaływań elektromagnetycznych i jądrowych, wydaje się więc dziwne, by te siły miały wpływ na rozmiary wszechświata. Co gorsza, wartość członu kosmologicznego przewidywana przez teorię, przewyższa górną granicę wynikającą z danych obserwacyjnych.

Inna niezgodność z doświadczeniem jeszcze bardziej rzuca się w oczy. Wszystkie cząstki w rozszerzonych teoriach supergravitacji są bezmasowe, nie ma natomiast wątpliwości, iż większość realnych cząstek, takich jak elektron, posiada masę spoczynkową. Rozwiązania tego konfliktu można szukać zakładając, iż w rozszerzonej supergravitacji niektóre cząstki uzyskują masę poprzez mechanizm spontanicznego łamania symetrii. Mogłoby to wyjaśnić dlaczego fundamentalne grawitina przewidywane przez te teorie nie zostały dotąd zaobserwowane. Masy ich bowiem mogłyby być tak duże, że niemożliwe byłoby wyprodukowanie ich za pomocą energii dostępnych na obecnie pracujących akceleratorach. Intrygujące jest również, że spontaniczne łamanie symetrii zmienia także człon kosmologiczny w kwantowej teorii pola. Obecnie bada się, w jakim stopniu mechanizm ten może zredukować człon kosmologiczny.

Jeżeli mamy uważać supergravitację za teorię realistyczną, to potrzebny jest defini tywny dowód, iż nieskończoności kasują się w sumie zawierającej wszystkie diagramy z pętlami. Jak dotąd takie kasowanie się zostało wykazane tylko dla diagramów z jedną lub dwiema pętlami. Diagramy z trzema lub większą liczbą pętli są nie mniej ważne. Udo wodnienie, iż dają one skończone wyniki, będzie przypuszczalnie wymagało jakościowo innych metod matematycznych. Najbardziej pożądanym byłby ogólny dowód, że suma wszystkich możliwych diagramów jest skończona.

Ściśle sprecyzowaną strukturę wewnętrzną rozszerzonych teorii supergravitacji należy uważać za ich zaletę, nie zaś za wadę: tych osiem teorii posiada niewiele wolnych, dających się swobodnie dopasowywać parametrów, dają zatem określone przewidywania. Rzeczywiście, każda z nich dostarcza kompletną listę wszystkich cząstek elementarnych, które winny istnieć w przyrodzie. Przewidywania te jednak nie pokrywają się w pełni z listą cząstek elementarnych, które znamy obecnie. Najbardziej obiecującą teorię otrzymuje się dla  $n = 8$ . Teoria ta jest największą możliwą w rozszerzonej supergravitacji i niektóre rodziny jej cząstek ujawniają zwodnicze podobieństwo do grup odkrytych w przyrodzie. Np. Murray Gell-Mann z Caltechu pokazał ostatnio, iż po spontanicznym łamaniu symetrii teoria prawidłowo przewiduje pewne własności kwarków, takie jak ich ładunki elektryczne. Przewidywanie to jest tym bardziej godnym uwagi wynikiem, że kwarki jako jedyne wśród cząstek elementarnych, obdarzone są ułamkowym ładunkiem elektrycznym. Z drugiej strony, ta sama teoria ma poważną wadę — brak w niej miejsca dla innych znanych cząstek, takich jak mion i pośrednie bozony wektorowe.

Problemy te muszą ulec ostatecznemu rozwiązaniu w dalszym rozwoju teorii supergravitacji lub przez poddanie ich gruntownej rewizji. Może się też zdarzyć tak, że rewizji trzeba będzie poddać współczesne poglądy na to, które cząstki w przyrodzie są rzeczywiście elementarne.

Tłumaczył *Leszek M. Sokołowski*

Obserwatorium Astronomiczne UJ  
Kraków

R Ó Ź N E

*Jan Stankowski*Instytut Fizyki Molekularnej PAN  
Poznań**Rozwój badań radiospektroskopowych  
w Instytucie Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu****The Development of Radiospectroscopic Studies at the Institute of Molecular Physics  
of Polish Academy of Sciences in Poznań**

**Abstract:** A brief historical survey of the radiospectroscopic studies performed at the Institute of Molecular Physics is given. Development of studies on ammonia masers, electron paramagnetic resonance (EPR), nuclear magnetic resonance (NMR) and nuclear quadrupole resonance (NQR) is described. Particular attention is given to the work under high pressure. The main trends in developments of radiospectroscopic works are pointed out. Perspectives of the further progress on this field at the Institute of Molecular Physics are characterized.

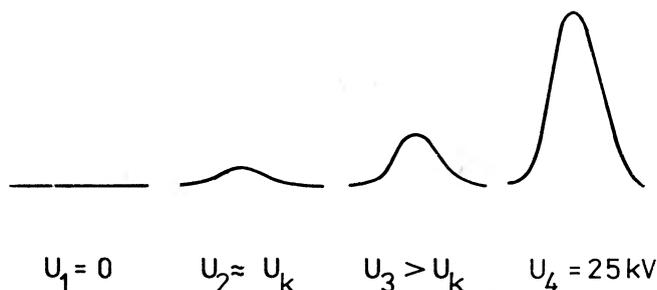
**1. Wstęp**

Po drugiej wojnie światowej, dzięki rozwojowi techniki radiowej i mikrofalowej, rozwinęła się spektroskopia długofalowego krańca widma fal elektromagnetycznych. Odkryte w latach czterdziestych rezonanse spinowe: elektronowy (EPR) i jądrowy (NMR) w latach pięćdziesiątych i następnych stały się standardowymi metodami fizyko-chemicznych badań strukturalnych. Również badania mikrofalowego rezonansu rotacyjnego (MRR) małych molekuł rozwijały się burzliwie, co w połowie lat pięćdziesiątych doprowadziło do powstania masera, który dokonał przewrotu w radiospektroskopii. Jego odkrycie zmieniło nasze wyobrażenie o emisji i absorpcji, a w konsekwencji spowodowało odkrycie laserów i związane z nimi wspaniałe sukcesy optyki nieliniowej. We wszystkich tych ważnych wydarzeniach uczestniczyliśmy początkowo jako studenci, a później jako współpracownicy Arkadiusza Piekary. Na proseminarium referowano doświadczenia Zawojskiego i teorię rezonansu jądrowego Blocha, a później na seminarium studiowano tajniki wymuszonej emisji promieniowania. Przygotowania te miały doprowadzić do powtórzenia w Poznaniu wielu zjawisk rezonansowych i specyficznego ich wykorzystania

w badaniach lokalnej struktury i dynamiki kryształów oraz w badaniach procesów zderzeniowych w rozrzedzonych gazach. Dzięki tym pracom Poznań stanowi znany ośrodek radiospektroskopii, a Instytut Fizyki Molekularnej PAN jest wiodącą placówką naukową w tej dziedzinie. Od wielu lat organizowane są w Poznaniu konferencje ogólnopolskie „Radiowa i Mikrofalowa Spektroskopia” zwane skrótowo RAMIS, które ostatnio stały się spotkaniami fizyków z całego świata. Komitet doradczy europejskiej grupy AMPERE powierzył Instytutowi Fizyki Molekularnej PAN organizację XXII Kongresu AMPERE, który w 1982 roku odbędzie się w Poznaniu.

## 2. Prace nad maserem amoniakalnym i mikrofalowym rezonansem rotacyjnym (MRR)

Arkadiusz Piekara od pierwszej chwili swojego pobytu w Poznaniu rozbudzał zainteresowanie swoich współpracowników i studentów pracą doświadczalną. Jako autor pierwszej polskiej monografii z radiospektroskopii [1] wiedział, że przyszłość zależy od nowoczesnych metod badawczych i dlatego mikrofałe były pierwszą przygodą wielu jego współpracowników. W końcu lat pięćdziesiątych, trzy lata po pierwszych szczegółowych publikacjach na temat masera amoniakalnego, rozpoczęto w Poznaniu konstrukcję takiego masera. Praca trwała cztery lata. Zespół uczył się i organizował wszystko od początku. Najpierw opanowuje konstrukcję urządzeń mikrofalowych w pasmie K, bowiem w zakresie długości fal 1,24 cm leży najsilniejsza linia inwersyjna amoniaku odpowiadająca stanowi rotacyjnemu molekuly  $J = 3, K = 3$ . Następnie opanowana zostaje technologia wysokiej próżni, gdyż istotnym warunkiem jest wprowadzenie molekuł amoniaku w stanie wiązki molekularnej, a to można uzyskać tylko w wysokiej próżni. Po wielu próbach w nocy 2 stycznia 1964 roku został uzyskany sygnał emisyjny wzbudzonych molekuł amoniaku [2]. Sygnał emisyjny od razu był wyraźny (rys. 1), co wskazuje, że mikrofalowy odbiornik heterodynowy złożony

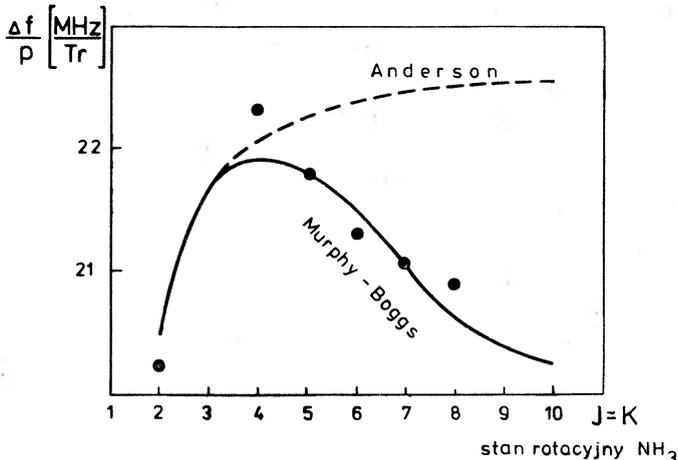


Rys. 1. Linia emisyjna masera amoniakalnego. Napięcie  $U_k$  jest napięciem krytycznym, powyżej którego następuje akcja maserowa

z rozgałęzienia pierścieniowego wykonanego u nas na podstawie danych z Instytutu Fizyki AN ZSRR oraz odbiornika stosowanego w radarach morskich typu NEPTUN był niemal doskonały. Wiele lat później specjalistom z RAWARU nie udało się skonstruować lepszego mikrofalowego odbiornika heterodynowego.

Prace nad udoskonaleniem masera amoniakalnego, zrazu przeznaczonego jako wzorzec częstości dla Astronomicznej Stacji Szerokościowej w Borowcu, przestano rozwijać z uwagi

na konstruowany w kraju cezowy wzorzec. Jak błędna była to decyzja, wiemy dopiero dzisiaj, gdyż wspomniany wzorzec cezowy nie osiągnął dotąd standardowych parametrów. Mimo to praca nad maserem nie była stracona, gdyż przy jego konstrukcji wyspecjalizowała się grupa w spektroskopii mikrofalowej, a sam maser posłużył do wykonania wielu badań podstawowych [3-6]. J. Galica [7] za pomocą masera amoniakalnego zbadał magnetyczną strukturę centralnej linii amoniaku  $J = 3, K = 3$ , stosując polaryzację wzbudzonych molekuł amoniaku w słabych polach: elektrycznym i magnetycznym. Było to oryginalne wykorzystanie masera jako emisyjnego spektrometru mikrofalowego. Rozwój prac MRR nastąpił po skonstruowaniu spektrometru mikrofalowego z modulacją starkowską. Ze względu na brak źródeł mikrofal o dużej możliwości przestrajania zajęto się badaniem procesów zderzeniowych. Zbadano zjawisko samoposzerzenia linii polegające na zależności szerokości linii od ciśnienia gazu dla  $\text{NH}_3$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $(\text{CH}_3)_3\text{Cl}$  oraz  $\text{H}_2\text{C}_2\text{O}$  [8-10]. Najciekawszym osiągnięciem było wskazanie, że dwupoziomowy model rezonansowy Murphy-Boggsa najlepiej opisuje to od dawna badane zjawisko [11] (rys. 2).



Rys. 2. Zależność czynnika ciśnieniowego linii inwersyjnej amoniaku dla różnych stanów rotacyjnych molekuły

Innym aspektem tych badań jest śledzenie w warunkach laboratoryjnych molekuł, które powstają i występują w przestrzeni kosmicznej, jak np. molekula ketenu, która jest obecnie u nas intensywnie badana. Maserem i laserem MRR małych molekuł poświęcone są dwa opracowania monograficzne [12, 13].

W wyniku tych prac został opracowany spektrometr MRR, który pod względem dokładności nie odbiega od standardu światowego. Dalszy rozwój mikrofalowej spektroskopii małych molekuł będzie polegał na przejściu od fal centymetrowych do milimetrycznych.

### 3. Elektronowy rezonans paramagnetyczny (EPR)

Podobnie jak w przypadku MRR prace nad elektronowym rezonansem paramagnetycznym rozpoczęto od konstrukcji spektrometrów EPR z podwójną modulacją pola magnetycznego [14, 15]. Gwałtowny rozwój prac EPR nastąpił po uzyskaniu w 1967 roku

przez Zakład Radiospektroskopii IF PAN mikrofalowego spektrometru firmy Jeol JES-3BX. Spektrometr ten został umieszczony w podziemiach budynku Poznańskiego Towarzystwa Przyjaciół Nauk, które zajmowaliśmy do czasu wybudowania gmachu IFM PAN. Większość znaczących prac z zakresu EPR w latach 1968 do 1978 wykonano za pomocą tego spektrometru. Dzisiaj mamy doskonałe spektrometry produkowane w ZAR RADIOPAN i to sprawia, że rozwój elektronowego rezonansu jest niezależny od kosztownego importu (rys. 3). Pojawienie się metody EPR w ośrodku poznańskim, znanym dotąd z badań dielektryków, nie było przypadkowe, lecz wynikało z naszych zainteresowań ferroelektrykami, których właściwości były modyfikowane przez jony paramagnetyczne wprowadzone do kryształów w procesie ich wzrostu. Badanie centrów paramagnetycznych w kryształach ferroelektrycznych składa się z dwóch etapów. Najpierw określa się usytuowanie jonu w kryształce na podstawie anizotropii widma EPR. Gdy w kryształce występuje przejście fazowe, strukturalne lub polegające na reorientacji wzajemnej molekuł stanowiących kryształ, bada się anomalie temperaturowe widma EPR, w otoczeniu temperatury krytycznej. Na tej podstawie określa się lokalną symetrię centrum paramagnetycznego i jego oddziaływanie wzajemne z resztą kryształu.

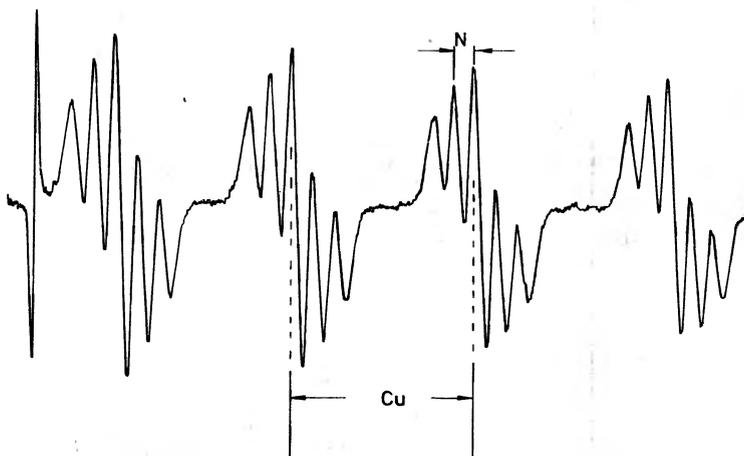
### 3.1. Badanie ferroelektryków za pomocą EPR

Widmo EPR zależy od symetrii pola krystalicznego działającego na centrum paramagnetyczne. Obniżenie symetrii lokalnej w kryształce, towarzyszące wystąpieniu polaryzacji spontanicznej prowadzi zwykle do rozszczepienia się linii w widmie EPR. Również silna zależność parametrów hamiltonianu spinowego od pola krystalicznego wywołuje anomalie widma EPR w pobliżu  $T_c$ , gdyż w ferroelektrycznym przejściu fazowym zawsze mamy zmianę objętości kryształu. Sprawia to, że EPR jest bardzo efektywną metodą badania ferroelektryków.

#### 3.1.1. Ferroelektryki rodziny siarczanu trójglicynny

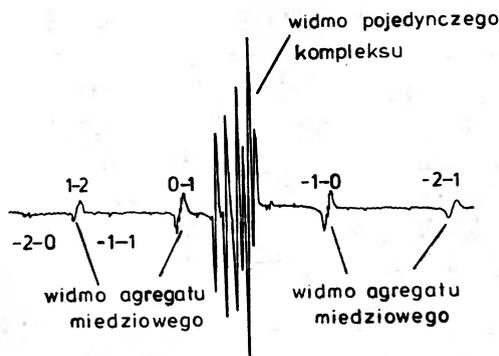
Zbadano domieszkowe jony  $\text{Cu}^{2+}$ ,  $\text{Cr}^{3+}$  i  $\text{Fe}^{3+}$  w kryształach o składzie chemicznym  $(\text{NH}_3^+\text{CH}_2\text{COOH}_2)_2(\text{NH}_3^+\text{CH}_2\text{COO}^-)\text{X}$ . Dla  $\text{X} = \text{SeO}_4$ ,  $\text{SO}_4$ ,  $\text{BeF}_4$  mamy selenian, siarczan i fluoroberylan trójglicynny, które oznaczamy skrótowo TGSe, TGS i TGFB. Na podstawie badań EPR stwierdzono, że jony domieszkowe w kryształach zajmują położenie pomiędzy dwoma molekułami glicyny i dwoma grupami X. Najlepiej ilustruje to widmo jonu  $\text{Cu}(\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COO})_2$ , które składa się z kwartetu kwintetów (rys. 4), gdzie kwintet pochodzi od wzajemnego oddziaływania niesparowanego elektronu i dwóch równoważnych jąder azotu [16-18]. W kryształach tych udało się zaobserwować jon miedziowy oddziałujący tylko z jednym azotem, skąd w widmie EPR pokazanym na rys. 4 występują cztery triplety zamiast kwintetów [19]. We fluoroberylian trójglicynny TGFB:  $\text{Cu}^{2+}$  stwierdzono, że cztery kompleksy paramagnetyczne tworzą agregat o spinie efektywnym  $S = 2$ . Jest to jedyna obserwacja EPR (rys. 5) izolowanego czterocentrowego agregatu miedzi [20-23]. A. Dezor przeprowadził badania EPR i NMR kompleksów glicynowych w kryształce glicyny oraz dla różnorodnych kompleksów glicynowych w fazie ciekłej. Symulacje komputerowe pozwoliły na wyznaczenie czasów korelacji ruchu koźiołkującego miedziowych kompleksów glicyny [24-26]. Wykrycie ferroelektrycznej anomalii widma

EPR dla TGFB:Cu<sup>2+</sup> i TGS:Cr<sup>3+</sup> w pobliżu punktu Curie [27-29] zapoczątkowało badania nad oddziaływaniem spontanicznej polaryzacji kryształu ferroelektrycznego z momentem dipolowym kompleksu paramagnetycznego. Odkryto anomalie ferroelek-



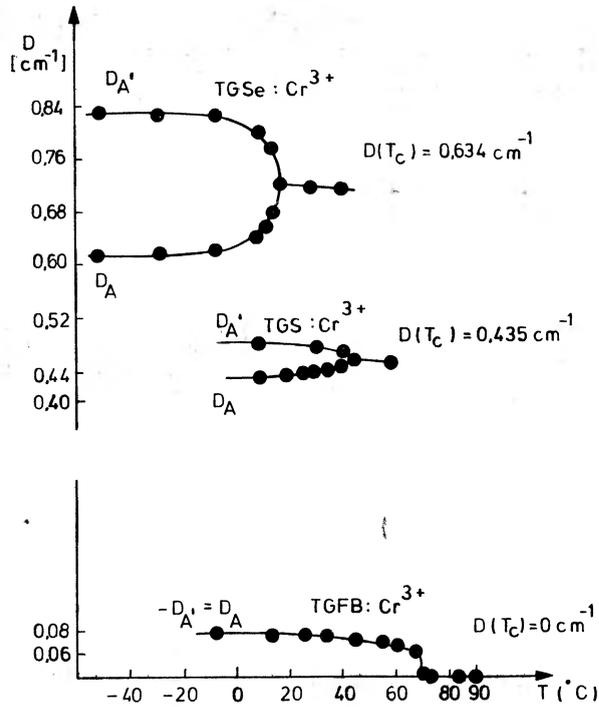
Rys. 4. Widmo EPR chelatu miedziowego  $\text{Cu}(\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COO})_2$

tryczne dla wszystkich kryształów rodziny TGS (rys. 6) [30-33]. Dalej S. Wapłak wykonał cykl prac dotyczących procesu przepolaryzowania [34, 35], czego wynikiem jest EM EPR — nowa metoda rezonansowego badania efektu pola elektrycznego w widmach EPR [36].



Rys. 5. Widmo EPR agregatu czterocentrowego  $\{\text{Cu}(\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COO})_2(\text{BeF}_4)_2\}_4$

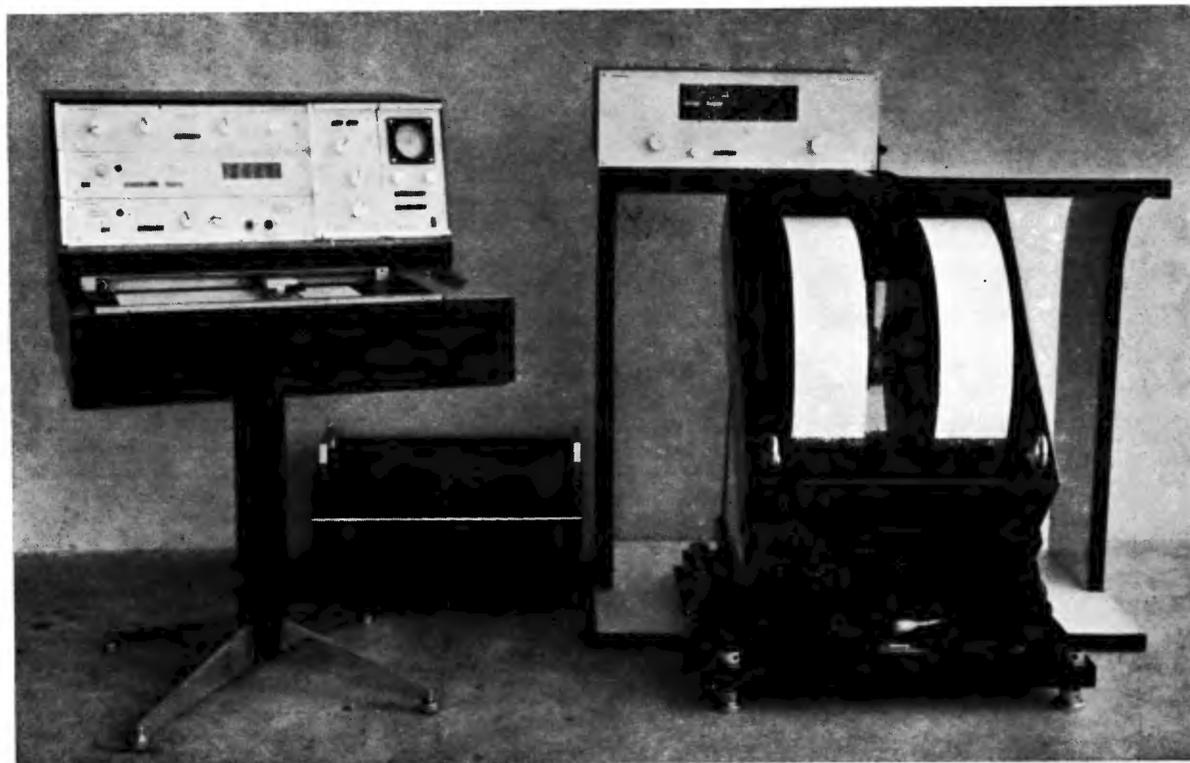
Przeprowadzone badania wysokociśnieniowe [37-39], dylatometryczne [40], a szczególnie badania wpływu ciśnienia jednokierunkowego na położenie punktu Curie [42], doprowadziły do lamelarnego modelu ferroelektryków glicynowych [43, 44].



Rys. 6. Anomalie ferroelektryczne widma EPR jonu  $\text{Cr}^{3+}$  w kryształach rodziny siarczanu trójglicynowy TGSe, TGS i TGFB

### 3.1.2 Inne ferroelektryki

Ferroelektryczne właściwości siarczanów zbadano na przykładzie sześciowodnego siarczanu guanidyny (GASH) oraz siarczanu amonu. Paweł Bolesław Szczaniecki zbadał kryształy GASH domieszkowane miedzią i chromem. Stwierdził, że kompleksy dwuwartościowej miedzi mające tetragonalną lokalną symetrię tworzą w kryształach dwie nierównoważne trójki, co jest w zgodzie z symetrią kryształu, który rośnie w postaci graniastosłupa o podstawie sześcioboku foremnego [45]. W widmie EPR  $\text{GASH}:\text{Cr}^{3+}$  stwierdzono występowanie linii satelitarnych, które wynikają z wzajemnego oddziaływania dipol-dipol [46]. S. Hoffmann przeprowadził szczegółowe badania EPR kryształów siarczanu amonu domieszkowanych jonami miedzi. Wynika stąd, że w kryształach siarczanu amonu miedź tworzy kompleksy pięciokoordynacyjne. Występujące w takich kompleksach efekty wibronowe powodują silną zależność widma EPR od temperatury i one właśnie umożliwiają występowanie anomalii ferroelektrycznej widma EPR jonów miedzi  $\text{Cu}^{2+}$  w otoczeniu  $T_C$  nieobserwowanej w sztywnych sieciach krystalicznych [47]. Ciekawą grupę ferroelektryków stanowią kwaśne seleniny o ogólnym wzorze  $\text{MH}_3(\text{SeO}_3)_2$ , gdzie  $\text{M} = \text{Na}, \text{K}$  i  $\text{Rb}$ . Odpowiednie związki oznaczamy STSe, KTSe i RbTSe. Mimo że należą do jednej grupy związków chemicznych, mają zupełnie różne właściwości: STSe jest ferroelektrykiem, KTSe — ferroelastykiem, a RbTSe jest bardzo słabym ferroelektrykiem. W STSe występują dwie niezależne składowe polaryzacji spontanicznej, których zanik prowadzi do dwóch temperatur przejścia fazowego. Współ z Instytutem Krystalografii AN ZSRR



Rys. 3. Widok ogólny spektrometru mikrofalowego SE/X firmy ZAR RADIOPAN

przeprowadzono systematyczne badania tych związków określając lokalną symetrię jonów domieszkowanych. Wskazano model kompensacji ładunków oraz wykryto anomalie widma EPR w punktach przejść fazowych. Zaobserwowano efekt pola elektrycznego i naprężenia jednokierunkowego na widmo EPR [48-51]. Obok tych głównych kierunków badania ferroelektryków wykonano pełną analizę EPR domieszkowanego jonu wanadylu w TGS [52] oraz zastosowano tę metodę w badaniach napromieniowanych ferroelektryków [53, 54].

### 3.2. EPR związków amminowych

Krakowski zespół fizyki kryształów molekularnych kierowany przez J. J. Janików zaprosił nas do współpracy nad ammoniakatami o ogólnym wzorze  $M(\text{NH}_3)_6\text{A}_2$ , gdzie  $M = \text{Ni}, \text{Mn}, \text{Co}, \text{Cd}$  i in., a  $\text{A} = \text{I}, \text{Br}, \text{Cl}, \text{BF}_4, \text{ClO}_4, \text{NO}_3, \text{ClO}_3$  i in. Związki te w fazie wysokotemperaturowej mają regularną strukturę fluorytu. W temperaturze charakterystycznej dla każdego związku następuje strukturalne przejście fazowe i kryształ zmienia swoją lokalną lub globalną symetrię. Ta zmiana w przejściu fazowym wywołuje obniżenie symetrii pola krystalicznego, które powoduje rozszerzenie się linii EPR lub jej rozszczepienie. Pokazano, że przejście fazowe związane jest ściśle ze zmianą dynamiki anionów i kationów [55-64]. Przekonuje nas o tym badanie nadchloranu sześćcio-metyl-amino niklawego, w którym sterycznie ograniczona rotacja kationu kompleksowego powoduje niską symetrię lokalną niklu już w temperaturze pokojowej [65]. Badanie EPR pod wysokim ciśnieniem pozwoliło na wykrycie nowych faz w nadchloranie sześćcioammino niklawym.

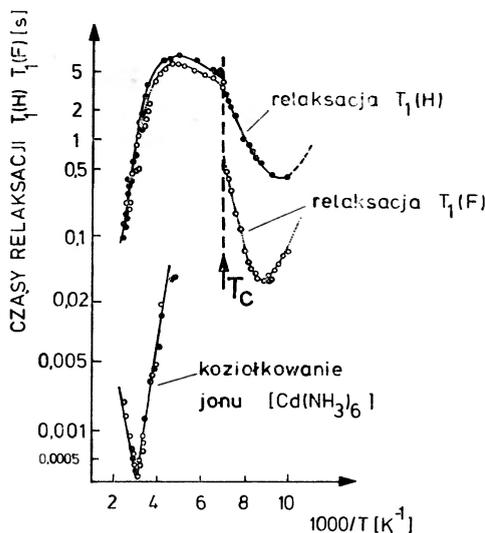
### 3.3. EPR ultramaryny i inne

A. Więckowski rozwinął metodę analizy linii EPR i wykorzystał ją do określenia struktury centrów paramagnetycznych w zeolitach [66, 67]. Obecnie prace te skierowane są na śledzenie za pomocą EPR aktywności powierzchni zeolitów. Obok przedstawionych tutaj skrótowo prac, gdzie EPR był wykorzystywany do rozwiązania ogólnego problemu, w Instytucie Fizyki PAN, a później w Instytucie Fizyki Molekularnej PAN wykonano cały szereg prac zawierających jednostkowe badania. Należą do nich strukturalne prace nad fizyko-chemią kompleksów paramagnetycznych [68-70]. Badania EPR wykonane dla tlenków żelaza [71, 72] i badania węgla [73, 74] dopełniają tę listę. Obok działalności badawczej wiele publikacji ma charakter popularyzatorski [75-77], a praca zbiorowa *Radiospektroskopia ciała stałego* [78] zawiera wykłady dwóch szkół EPR zorganizowanych u nas w latach 1972 i 1974.

## 4. Badania magnetycznego rezonansu jądrowego (NMR)

Prace nad rezonansem jądrowym rozpoczęto w Poznaniu w 1959 r., a pierwsze badania dotyczyły relaksacji spin-sieć w wodzie wstępnie polaryzowanej [79]. Z. Pająk na stażu w Paryżu przeprowadził badania przy wykorzystaniu spektrometru Trub-Taubera [80]. Magnes stały do takiej aparatury został zakupiony, lecz wykorzystano go wiele lat później w Instytucie Fizyki UAM. Rzeczywisty postęp w badaniach NMR nastąpił po zbudowaniu

przez J. Angerera i N. Piślewskiego spektrometru NMR z falą ciągłą, za pomocą którego wykonano pierwsze badania relaksacji w cieczech [81-84]. Dzięki współpracy Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie i Instytutu Fizyki Molekularnej PAN powstał spektrometr NMR echa spinowego, który wyposażony ostatnio w gradient impulsowy pola magnetycznego jest urządzeniem nowoczesnym pozwalającym na badania współczynnika dyfuzji w cieczech, ciekłych kryształach i polimerach [85, 86]. Jednak najważniejsze dokonania w zakresie NMR dotyczą badań strukturalnych ciała stałego. N. Piślewski pokazał, że strukturalne przejście fazowe w fluoroboranie sześćo-aminowym kadmu przejawia się jako wyraźny skok czasu relaksacji (rys. 7). Wykrył on także ruch koziółkujący kationu



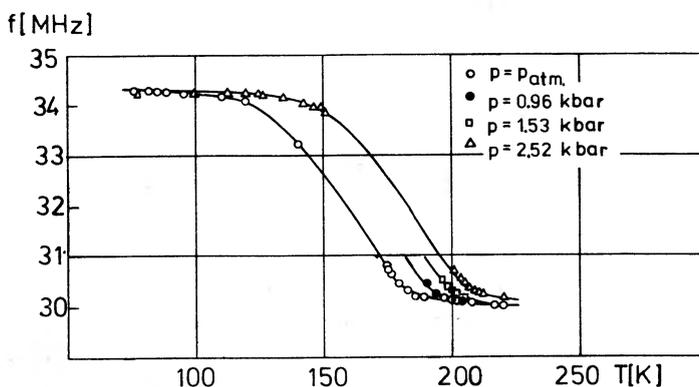
Rys. 7. Skok czasu relaksacji protonów (H) i jąder fluoru (F) w  $\text{Cd}(\text{NH}_3)_6(\text{BF}_4)_2$  związany jest z przejściem fazowym

kompleksowego sześćoaminowego [87-89]. Inne jego prace dotyczą również dynamiki molekularnej ciał stałych [90-92]. Ten znaczący postęp w badaniach ciał stałych był możliwy dzięki impulsowemu spektrometrowi BRUKER zakupionemu przez nas w 1973 r. Największym dokonaniem było uzyskanie warunków do badań NMR przy dużej zdolności rozdzielczej dzięki zastosowaniu techniki wieloimpulsowej [93]. Wykryto tutaj heteronuklearne oddziaływanie pomiędzy protonami i jądrem glinu w sześciowodnym kationie glinu. S. Hoffmann stosując stacjonarną technikę w badaniach częściowo zdeuteryzowanego siarczanu trójglicyny stwierdził, że reorientacja molekuly glicyny odpowiedzialnej za polaryzację spontaniczną zachodzi w dwóch etapach [94, 95].

## 5. Jądrowy rezonans kwadrupolowy (NQR)

Moment kwadrupolowy jądra w elektrycznym polu o anizotropowym gradiencie powoduje rozszczepienie spinowych poziomów energetycznych jądra. Rozszczepienie to powoduje strukturę kwadrupolową widma NMR. Gdy wielkość tego rozszczepienia prze-

kracza kilka megaherców, obserwuje się rezonans zwany czystym rezonansem kwadrupolowym NQR. Częstość NQR zależy od anizotropii gradientu pola elektrycznego, w którym się znajduje badane jądro. Z tego względu NQR stosuje się w badaniach struktury i dynamiki kryształów molekularnych. W badaniach strukturalnych wykorzystuje się silną zależność tensora gradientu pola elektrycznego (EFG) od odległości międzyatomowej, natomiast ruch molekularny uśredniając ten gradient powoduje zmiany częstości NQR. Oddzielenie tych dwóch efektów uzyskuje się poprzez zastosowanie wysokiego ciśnienia w badaniach NQR. M. Maćkowiak stosując metody stacjonarne i impulsowe badań NQR przy zastosowaniu techniki wysokich ciśnień rozwinął tę ważną dziedzinę radiospektroskopii ciała stałego w Instytucie Fizyki Molekularnej PAN. Badania NQR były prowadzone w dwóch kierunkach. Pierwszy, polegał na separacji efektów dynamicznych od pola krystalicznego oraz na wykorzystaniu NQR do określenia częstości tunelowania protonów w KDA [96-97]. Drugi kierunek to wykorzystanie NQR w śledzeniu przejść fazowych [98-100]. Na rys. 8 przedstawiono zależność częstości rezonansu kwadrupolowego od



Rys. 8. Zależność częstości NQR od temperatury przy różnym ciśnieniu hydrostatycznym

temperatury dla dwuchloroetanu. Na tej podstawie wyznaczono współczynnik ciśnieniowy przejścia fazowego oraz inne parametry termodynamiczne dla tego przejścia. Ostatnie badania dotyczą arsenianów oraz amoniakatów, gdyż po raz pierwszy udało się zsyntezować w IFM PAN chloran sześćo-ammino-kadmowy charakteryzujący się silną linią rezonansową.

## 6. Rezonans ferromagnetyczny (FMR)

W ostatnich latach J. Baszyński rozwinął w Instytucie Fizyki Molekularnej PAN mikrofalową spektroskopię rezonansu magnetyków [101-103]. Stworzył on oryginalną technologię otrzymywania cienkowarstwowych monokryształów ferrytów i na takich próbkach uzyskał on FMR związany z jednorodną precesją całego namagnesowania, a także wykrył mody powierzchniowe. Badania te pozwoliły na wyznaczenie oddziaływania wymiennego dla całego szeregu ferrytów monokrystalicznych. W centrum zainteresowania są właściwości powierzchniowe określające warunki występowania domen cylindrycznych,

które znalazły szerokie praktyczne zastosowania. Osobnym problemem są warstwy przejściowe pomiędzy niemagnetycznym podłożem i ferromagnetyczną warstwą. Metody rezonansowe stanowią bardzo dogodne narzędzie badań w tej dziedzinie. Zainicjowane badanie rezonansu fal spinowych (SWR) było możliwe dzięki opanowaniu technologii wytwarzania cienkich warstw magnetycznych, która od dawna stanowi specjalizację IFM PAN. Spektrometry mikrofalowe stosowane w badaniach FMR i SWR zostały wykonane w naszym Instytucie.

## 7. Zakończenie

W Instytucie Fizyki Molekularnej PAN staramy się rozwijać radiospektroskopię zgodnie z tendencjami światowymi stosując najtrudniejsze techniki eksperymentalne oraz rozwijając teorię służącą fizyce doświadczalnej.

W dziedzinie NMR opanowano technikę wieloimpulsową i rozpoczęto badania o dużej zdolności rozdzielczej oraz poczyniono przygotowania do badań anizotropii relaksacji spin-sieć w zjawisku magnetycznego rezonansu jądrowego kryształów. Wytworzenie silnego gradientu impulsowego rozszerza zastosowanie polskich relaksometrów do badań dyfuzji w cieczech. W celu zastosowania NMR w życiu praktycznym utworzono pracownię radiospektroskopii klinicznej w Instytucie Ginekologii Akademii Medycznej w Poznaniu, gdzie będzie budowany zeugmatograf dla nieinwazyjnej diagnostyki (Michałkiewicz, Piślewski).

W dziedzinie EPR będziemy nadal rozwijali EM EPR dla badania dielektrycznych paramagnetyków oraz wysokociśnieniowe badania EPR. W pracowni radiospektroskopii impulsowej w Odolanowie dzięki stałemu i nieograniczonemu dostępowi do ciekłego helu, będą rozwijane badania akustycznego rezonansu paramagnetycznego (APR) oraz metody termicznej detekcji rezonansów magnetycznych. Ważnym kierunkiem rozwijającym jest mikrofalowy rezonans fal spinowych w obiektach cienkowarstwowych, w których planuje się badanie powierzchniowych wzbudzeń magnetycznych. Naszą mikrofalową spektroskopię gazowej fazy chcemy związać z problemami astrofizycznymi, gdyż celowe jest badanie molekuł, które powstają i występują w przestrzeni kosmicznej (Galica). Rozwój badań radiospektroskopii będzie tylko wówczas możliwy, gdy powstanie polski przemysł aparatury naukowo-badawczej. Instytut Fizyki Molekularnej PAN będzie wspomagał i uczestniczył we wszelkich działaniach mających na celu wytworzenie aparatury. Do osiągnięcia sukcesów w tej dziedzinie konieczne jest ciągłe wzajemne oddziaływanie badań podstawowych i prac konstrukcyjnych, gdyż tylko wówczas będzie można planować skomplikowane doświadczenia i szybko je wykonywać.

## Literatura

- [1] A. Piekara, *Mikrofałe i spektroskopia mikrofalowa*, PWN 1953.
- [2] A. Piekara, J. Stankowski, J. Galica, S. Smolińska, *Postępy Fizyki* **15**, 565 (1964).
- [3] J. Stankowski, J. Galica, S. Smolińska, *Problemy Elektroniki i Telekomunikacji* **12**, 187 (1966).
- [4] J. Stankowski, S. Smolińska, J. Galica, *Fizyka Dielektryków III*, 263 (1966).

- [5] J. Galica, S. Smolińska, J. Stankowski, *Fizyka Dielektryków i Radiospektroskopia* IV, 285 (1968).
- [6] S. Gierszal, J. Galica, *Fizyka Dielektryków i Radiospektroskopia* V/1, 273 (1969).
- [7] J. Galica, Praca doktorska IF PAN, Poznań 1972.
- [8] J. Galica, S. Gierszal, E. Miś-Kuźmińska, W. Prussak, *Bull. Acad. Polon. Sci.* **24**, 657 (1976).
- [9] J. Galica, S. Gierszal, J. Stankowski, W. Prussak, *Mat. Ogólnopol. Konf. RAMIS 75*, Wyd. UAM, Poznań 1975, str. 543.
- [10] W. Prussak, J. Galica, S. Gierszal, *Mat. Ogólnopol. Konf. RAMIS 75*, Wyd. UAM, Poznań 1975, str. 551.
- [11] S. Gierszal, J. Galica, J. Stankowski, W. Prussak, *Acta Phys. Pol.* **A50**, 255 (1976).
- [12] J. Stankowski, *Masery i ich zastosowanie*, Wyd. Kom. i Łączn., Warszawa 1965.
- [13] J. Stankowski, A. Graja, *Wstęp do elektroniki kwantowej*, Wyd. Komunikacji i Łączn., Warszawa 1972.
- [14] J. Stankowski, A. Dezor, *Fiz. Dielektryków i Radiospektroskopia* II, 227 (1964).
- [15] P. B. Sczaniecki, *Fiz. Dielektryków i Radiospektroskopia* II, 245 (1964).
- [16] J. Stankowski, *Proc. Congress Int. Meeting on Ferroelectricity Praqe*, t. 2, 1966, str. 364.
- [17] J. Stankowski, *Acta Phys. Pol.* **33**, 387 (1968).
- [18] J. Stankowski, S. Hedewy, A. Więckowski, *J. Magn. Resonance* **15**, 498 (1974).
- [19] S. Hoffmann, J. Stankowski, M. Śliwa, *Bull. Acad. Polon. Sci.* **22**, 1183 (1974).
- [20] J. Stankowski, M. Maćkowiak, *Phys. Status Solidi* (b) **51**, 449 (1972).
- [21] M. Maćkowiak, M. Kurzyński, *Phys. Status Solidi* (b) **51**, 841 (1972).
- [22] J. Stankowski, M. Maćkowiak, *Postępy Fizyki* **23**, 515 (1972).
- [23] M. Maćkowiak, *Nuovo Cimento* **B29**, 207 (1975).
- [24] A. Dezor, D. Ożgo, *Fiz. Dielektryków i Radiospektroskopia* IV, 239 (1968).
- [25] R. Freyman, A. Dezor, *Adv. Mol. Relaxation Proc.* **8**, 313 (1976).
- [26] A. Dezor, *Acta Phys. Pol.* **A51**, 417 (1977).
- [27] J. Stankowski, *Phys. Status Solidi* **24**, 451 (1967).
- [28] J. Stankowski, S. Wapłak, A. Dezor, P. B. Sczaniecki, *Phys. Status Solidi* **23**, K159 (1967).
- [29] J. Stankowski, *Phys. Status Solidi* **34**, K173 (1969).
- [30] S. Wapłak, J. Stankowski, *Acta Phys. Pol.* **36**, 171 (1969).
- [31] J. Stankowski, S. Wapłak, *Bull. Acad. Polon. Sci.* **19**, 243 (1971).
- [32] J. Stankowski, S. Wapłak, *J. Phys. (France)* 2, Suppl. 4, **33**, 177 (1972).
- [33] S. Wapłak, T. Terlecka, M. Krupski, *Acta Phys. Pol.* **A50**, 71 (1976).
- [34] S. Wapłak, V. A. Yurin, J. Stankowski, *Acta Phys. Pol.* **A46**, 175 (1974).
- [35] S. Wapłak, J. Stankowski, *Acta Phys. Pol.* **A54**, 465 (1978).
- [36] J. Stankowski, S. Wapłak, V. A. Yurin, *Phys. Status Solidi* (a) **22**, K41 (1974).
- [37] J. Stankowski, S. Wapłak, A. Gałęzewski, M. Maćkowiak, *Acta Phys. Pol.* **A43**, 367 **I** (1973).
- [38] J. Stankowski, A. Gałęzewski, S. Wapłak, U. Gruszczyńska, H. Gierszal, *Ferroelectrics* **6**, 209 (1974).
- [39] J. Stankowski, A. Gałęzewski, M. Krupski, S. Wapłak, H. Gierszal, *Rev. Sci. Instrum.* **47**, 128 (1976).
- [40] W. Malinowski, Praca doktorska, Instytut Fizyki PAN, Warszawa 1975.
- [41] W. Malinowski, J. Stankowski, *Acta Phys. Pol.* **A48**, 309 (1976).
- [42] J. Stankowska, I. Połovinko, J. Stankowski, *Ferroelectrics* 1979 (w druku).
- [43] J. Stankowski, *Ferroelectrics* **20**, 109 (1978).
- [44] J. Stankowski, W. Malinowski, *Acta Phys. Pol.* (w druku).
- [45] P. B. Sczaniecki, *Acta Phys. Pol.* **A38**, 189 (1970).
- [46] C. A. Bates, P. B. Sczaniecki, *Proc. 17th Congress AMPERE*, Turku 1973, str. 527.
- [47] S. Hoffmann, *Acta Phys. Pol.* **A49**, 253 (1976).
- [48] S. Wapłak, A. Małecka, J. Stankowski, L. A. Shuvalov, *Acta Phys. Pol.* **A47**, 809 (1975).
- [49] A. Małecka, J. Stankowski, L. A. Shuvalov, *Ferroelectrics* **15**, 1 (1976).
- [50] A. Małecka, J. Stankowski, L. A. Shuvalov, *Bull. Acad. Polon. Sci.* **24**, 143 (1976).

- [51] W. Zapart, S. Wapłak, J. Stankowski, L. A. Shuvalov, *J. Phys. Soc. Japan* **44**, 1600 (1978).
- [52] A. Więckowski, W. Kuliński, *Acta Phys. Pol.* **A47**, 481 (1975).
- [53] A. Dezor, Praca doktorska, Instytut Fizyki PAN, Warszawa 1969.
- [54] U. Majcher, Praca doktorska, Instytut Fizyki Molekularnej PAN, Poznań 1977.
- [55] J. Stankowski, J. M. Janik, A. Dezor, P. B. Sczaniecki, *Phys. Status Solidi* (a) **15**, K161 (1973).
- [56] P. B. Sczaniecki, L. Laryś, U. Gruszczyńska, *Acta Phys. Pol.* **A46**, 759 (1974).
- [57] J. Stankowski, L. Laryś, Proc. 18th Congress AMPERE, t. 2, Nottingham 1974, str. 203.
- [58] L. Laryś, J. Stankowski, M. Krupski, *Acta Phys. Pol.* **A50**, 351 (1976).
- [59] J. Stankowski, *Materials Science* II, 57 (1976).
- [60] M. Krupski, J. Stankowski, *Acta Phys. Pol.* **A50**, 685 (1976).
- [61] A. Pawlak, J. Stankowski, G. Pytasz, *Acta Phys. Pol.* **A51**, 155 (1977).
- [62] P. B. Sczaniecki, D. Kaczyńska, J. Stankowski, *Bull. Acad. Polon. Sci.* **25**, 319 (1977).
- [63] M. Krupski, J. Stankowski, *Phys. Status Solidi* (a) **45**, 585 (1978).
- [64] J. Stankowski, A. R. Bates, Proc. XX Congress AMPERE, Tallinn 1978, USSR.
- [65] A. G. Anders, V. G. Borisenko, A. I. Zviagin, M. I. Kobetz, F. Seel, J. Stankowski, P. B. Sczaniecki, *Acta Phys. Pol.* (w druku).
- [66] A. Więckowski, *Phys. Status Solidi* **42**, 125 (1973).
- [67] A. Więckowski, *Fiz. Dielektryków i Radiospektroskopia* **11/4**, 265 (1968).
- [68] J. Stankowski, S. Hoffmann, I. Stroiński, *Acta Phys. Pol.* **A37**, 855 (1970).
- [69] J. Stankowski, J. Gazo, *Fiz. Dielektryków i Radiospektroskopia* VI/1, 143 (1972).
- [70] S. K. Hoffmann, J. Goslar, *Acta Phys. Pol.* **A48**, 84 (1975).
- [71] J. Stankowski, W. Wolski, A. Więckowski, B. Klimaszewski, H. Szydłowski, A. Burewicz, *Fiz. Dielektryków i Radiospektroskopia* V, 269 (1968).
- [72] J. Stankowski, W. Wolski, S. Klimaszewski, *Bull. Acad. Polon. Sci.* **15**, 875 (1967).
- [73] J. Stankowski, W. Kuczyński, W. Kaczmarek, *Fiz. Dielektryków i Radiospektroskopia* V, 249 (1968).
- [74] W. Kuczyński, J. Stankowski, J. Janik, A. Dezor, A. Więckowski, *Przemysł chemiczny* **44**, 243 (1965).
- [75] J. Stankowski, *Postępy Fizyki* **16**, 325 (1965).
- [76] J. Stankowski, *Postępy Fizyki* **20**, 289 (1969).
- [77] A. Więckowski, *Wiadomości Chemiczne* **25**, 803 (1972).
- [78] *Radiospektroskopia ciała stałego*, praca zbiorowa pod red. J. Stankowskiego, PWN, Warszawa 1975.
- [79] J. Angerer, J. Stankowski, *Bull. Polon. Acad. Sci.* **B17**, 21 (1964).
- [80] S. Kinastowski, Z. Pająk, Proc. Colloque AMPERE, Leipzig 1961, str. 403.
- [81] J. Angerer, N. Piślewski, *Fiz. Dielektryków i Radiospektroskopia* IV, 291 (1967).
- [82] Z. Pająk, J. Angerer, N. Piślewski, Proc. XV Coll. AMPERE 1967, str. 123.
- [83] Z. Pająk, N. Piślewski, Proc. XVIth Coll. AMPERE, 1970, str. 691.
- [84] N. Piślewski, T. Kułek, P. Pierański, *Acta Phys. Pol.* **A41**, 121 (1972).
- [85] N. Piślewski, O. K. Daszkiewicz, W. Leszczyński, W. Buksiński, M. Latanowicz, *Postępy Fizyki* **24**, 553 (1973).
- [86] K. Olszewski, N. Piślewski, W. Leszczyński, *Fiz. Dielektryków i Radiospektroskopia* (w druku).
- [87] N. Piślewski, J. Stankowski, L. Laryś, Proc. 18th Congress AMPERE Nottingham, t. 2, 1974, str. 495; *Phys. Status Solidi* **31**, 415 (1975).
- [88] N. Piślewski, J. Stankowski, Proc. 2-nd Spec. Coll. AMPERE, Budapeszt 1975, str. 85.
- [89] N. Piślewski, *Fiz. Dielektryków i Radiospektroskopia* IX, 85 (1978).
- [90] M. R. Zaripov, N. Piślewski, G. M. Kadijewski, *Ucz. Zap. Kazańskiego Gos. Ped. Inst.* **3**, 89 (1969).
- [91] N. Piślewski, R. Grosecu, *Bull. Acad. Polon. Sci.* **20**, 1027 (1972).
- [92] N. Piślewski, B. Voigtsberger, B. Hilczer, L. Szczepańska, *Phys. Status Solidi* (a) **31**, K21 (1975).
- [93] J. Stankowski, N. Piślewski, S. Idziak, *J. Mol. Struct.* **47**, 29 (1978).
- [94] S. K. Hoffmann, L. S. Szczepaniak, *Phys. Status Solidi* **82**, K85 (1977).

- [95] S. K. Hoffmann, L. S. Szczepaniak, *J. Magn. Res.* **35** (3) (1979).
- [96] M. Zdanowska, J. Stankowski, M. Maćkowiak, *J. Magn. Res.* **31**, 109 (1978).
- [97] M. Maćkowiak, J. Stankowski, B. Zeks, R. Blinc, *Phys. Rev.* **19**, 1651 (1979).
- [98] M. Maćkowiak, J. Brookeman, *Acta Phys. Pol.* **A52**, 181 (1977).
- [99] M. Maćkowiak, J. Stankowski, M. Zdanowska, *J. Magn. Res.* **33**, 41 (1979).
- [100] M. Maćkowiak, M. Zdanowska, *Acta Phys. Pol.* **A48**, 723 (1975).
- [101] J. Baszyński, Z. Frait, *Phys. Status Solidi* (b) **73**, K85 (1976).
- [102] J. Baszyński, *IEEE Trans. Magnetic MAG-13*, 1244 (1977).
- [103] J. Baszyński, J. Dubowik, Z. Frait, *IEEE Trans. Magnetic MAG-14*, 906 (1978).



## W S P O M N I E N I A — R O C Z N I C E

*John Archibald Wheeler*Centrum Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Teksaski  
Austin, USA**Albert Einstein (14 marca 1879 - 18 kwietnia 1955)<sup>1</sup>****Albert Einstein (14 March 1879 - 18 April 1955)**

*Abstract*<sup>2</sup>: Notes from the last lecture of Albert Einstein at relativity seminar at Princeton University and an imaginary conversation with Albert Einstein on the black hole are presented.

**1. Ostatni wykład**

Albert Einstein wygłosił swój ostatni wykład dn. 14 kwietnia 1954 r. w sali 307 w Palmerskim Laboratorium Fizycznym na seminarium z teorii względności, które prowadziłem na Uniwersytecie w Princeton. Einstein został przedstawiony przez O. W. Greenberga. Oto moje notatki z tego wykładu.

\* \* \*

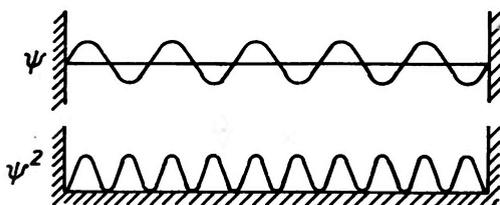
Teoria kwantowa: W jakim sensie nie jest ostateczna? „Klasyczna” teoria kwantowa oparta na równaniach hamiltonowskich podobna jest do elektrodynamiki opartej na równaniach Maxwella. Jak stałem się heretykiem? Absorpcja promieniowania przeprowadza układ do stanu o wyższej energii. Pole promieniowania można dowolnie osłabiać. Układ

<sup>1</sup> Artykuł niniejszy został przesłany nam przez prof. J. A. Wheelera w związku z setną rocznicą urodzin Alberta Einsteina. Ma on także pojawić się w tłumaczeniu niemieckim w zbiorze *Albert Einstein 1879-1979*, który ma być wydany pod redakcją P. C. Aichelburga i R. U. Sexla przez wydawnictwo Vieweg-Verlag. [Translated from the English original. Copyright © 1978 by John Archibald Wheeler. German translation to appear in *Albert Einstein 1879-1979* to be published by Vieweg-Verlag and edited by P. C. Aichelburg and R. U. Sexl in 1978-1979.] (Przyp. Red.)

<sup>2</sup> *Abstract* dodany przez tłumacza. (Przyp. Red.)

coraz rzadziej i rzadziej przechodzi do wyższego stanu. Prawdopodobieństwo skończonego efektu staje się nieskończenie małe. Oczywiście nie można zadowalająco sformułować tego problemu w żadnym schemacie matematycznym. Dlatego dochodzi się do opisu probabilistycznego. Stwierdza się, że prawdopodobieństwo jest określoną cechą rzeczywistości. Korzyścią jest to, że prawa Coulomba można użyć w nowym schemacie, przenosząc go z teorii klasycznej. Jestem heretykiem. Jeśli promieniowanie powoduje przeskoki, musi mieć strukturę ziarnistą jak materia.

Jakie naprawdę znaczenie ma  $\psi$ ? Nadal nie wierzę, że stan w teorii kwantowej dostarcza pełnego obrazu sytuacji fizycznej. Rozważmy kulkę o średnicy 1 mm. Można ją widzieć gołym okiem. Załóżmy, że porusza się ona tam i z powrotem między dwoma doskonale sprężystymi płaszczyznami. Można zapomnieć o wewnętrznych współrzędnych kulki. Rozważmy stan o ustalonej energii (rys. 1). Jeśli zaniedbamy strukturę subtelną, prawdo-



Rys. 1

podobieństwo jest w każdym miejscu takie samo. Przy bardziej dokładnej analizie dostrzegamy jednak miejsca, w których kulka nie może się nigdy pojawić. Jest to sprzeczne ze zwykłym newtonowskim pojęciem ruchu. Nie ma wątpliwości, że jest to słuszne; odpowiada na pewno rzeczywistości. Analiza Fouriera wykazuje, że z prawdopodobieństwem  $\frac{1}{2}$  mamy  $v = v_0$  i z takim samym  $v = -v_0$ .

Trudno uwierzyć, że opis ten jest zupełny. W tym opisie świat staje się całkiem nieokreślony, jeśli ktoś, np. jakaś mysz, nie patrzy nań. Musimy zrozumieć problem, że za pomocą światła można cząstkę obserwować.

Istniejący schemat ma bardzo duże znaczenie praktyczne dopóty, dopóki nie mamy nic lepszego; wykorzystuje on takie pojęcia, jak masa i ładunek, z którymi fizyka wystartowała w zaraniu. Trzeba jednak mieć wątpliwości w stosunku do niego, jeśli wierzy się w głębszy schemat.

Schemat maxwellowski jest cudownie skuteczny przy wyjaśnianiu wielu zagadnień, zwłaszcza makroskopowych. Wpada jednak w tarapaty przy promieniowaniu. Fluktuacje przy prawie Plancka są większe niż przy teorii Maxwella.

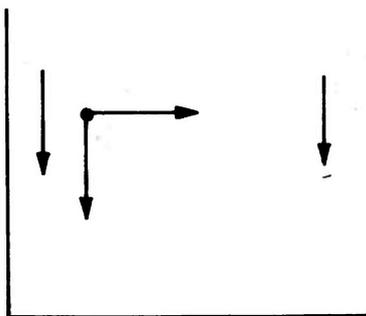
\* \* \*

Tworząc szczególną teorię względności, wiedziałem, że nie jest zupełna. Tak jest ze wszystkim, co robimy: z jednej strony wierzymy, z drugiej wątpimy. Kiedyś sądziłem, że temperatura jest podstawowym pojęciem. Odczuwam to samo w stosunku do teorii Max-

wella. Teraz jestem jednak przekonany, że nie ma łatwego wyjścia. Gdy jest zbyt dużo hipotetycznych składników, nie można wierzyć, że jest się na dobrej drodze. Tak właśnie doszedłem do prostoty logicznej jako sposobu pozwalającego odnaleźć właściwą drogę w sytuacji desperackiej. O użyteczności prostoty logicznej przekonała mnie w moim życiu jedna rzecz. Była to ogólna teoria względności.

Można ją uważać za teorię, która uniezależnia nas od układu inercyjnego. Pojęcie układu inercyjnego zarówno sam jego twórca jak i jego naukowcy przeciwnicy Huygens i Leibniz uważali za nadzwyczaj niejasne. Dla Galileusza przyspieszenie jest podstawowym pojęciem, na którym oparta jest mechanika. Lecz czym jest przyspieszenie? Newton wymyślił rachunek różniczkowy. Ale w rzeczywistości nie dostarczyło to odpowiedzi. Istnieją układy współrzędnych inercjalne i nieinercjalne. Układ współrzędnych zadawała nas, jeśli słuszne są w nim równania ruchu. W teorii klasycznej są trzy niezależne pojęcia: przestrzeń, czas, punkty materialne. Zachowanie punktów materialnych jest określone w układzie inercyjnym. A ten nie zależy od niczego, jak Bóg Wszechmogący. Newton bardzo jasno zdawał sobie sprawę, że nadzwyczaj trudno jest uważać przestrzeń za coś bezwzględnego. Nie jest to bezpośrednia droga, która doprowadziła mnie do teorii grawitacji. Rzeczywista droga to bardzo dziwna historia.

Musiałem napisać artykuł o istocie szczególnej teorii względności. Wtedy stanął przede mną problem, jak uwzględnić grawitację. Ciało spada z innym przyspieszeniem, gdy się porusza, niż gdy się nie porusza (rys. 2). Stąd cząsteczki gazu spadają z innym przyspie-



Rys. 2

szaniem, jeśli gaz jest ogrzany, i innym, gdy gaz nie jest ogrzany. Czuję, że nie jest to prawdą. Okazuje się, że przyspieszenie nie zależy od jakości materii, dowodząc tego doświadczenia z wahadłem.

Zmienić układ współrzędnych? Wtedy zmienia się przyspieszenie. Tak doszedłem do właściwego zrozumienia równoważności masy grawitacyjnej i bezwładnej. Żaden układ inercjalny nie jest uprzywilejowany. Nie było to dla mnie wtedy tak jasne. Ale Mach miał tę samą ideę, dotyczącą nie związku masy grawitacyjnej i bezwładnej, ale tego że „układ inercjalny” jest pojęciem bardzo zagmatwanym. Czy bezwładność wynika z obecności innych ciał? Jak to jest możliwe? Przyspieszenie *względne* i opór przeciw niemu. Była to całkiem ładna idea. Ale jeśli porzuci się przestrzeń, mamy ogromną liczbę odległości i nieporęczne związki zgodności. Mach nie martwił się pojęciem czasu. Wielką rzeczą było

to, że wieki po Newtonie Mach odczuł ważność idei unikania układu inercjalnego. Stąd żądanie absolutnej współzmienniczości.

Nie było to wciąż jasne przy użyciu pojęcia przestrzeni Riemanna. Krzywizna Riemanna jest absolutnie współzmiennicza. Ale nie było to tak oczywiste w czasie, gdy swe prace przedstawiali Riemann i jego następcy. Dopiero Levi-Civita dostrzegł to wyraźnie. Stąd pojęcie absolutnej równoległości i metoda różniczkowania. Był to ogromny postęp. Pozwoliło to dostrzec jak uogólnić teorię względności, aby włączyć elektromagnetyzm.

Opis materii za pomocą tensora był tylko próbą umożliwiającą pójście dalej, był czymś prowizorycznym. Teoria nie była zupełna, ponieważ, jak wiemy, świat nie ogranicza się do grawitacji. Minęło kilkadziesiąt lat, nim doszedłem do idei, żeby uogólnić teorię przy użyciu asymetrycznych  $g_{ij}$ ; metoda logicznej zgodności oszalała. Byłem tego zupełnie świadom.  $\Gamma$  jest polem. Inaczej nie można by wyrazić wielu rzeczy w ogólnej teorii względności.

Obecna teoria kwantowa oparta na szczególnej teorii względności jest straszliwie skomplikowana. Dla większości ludzi szczególna teoria względności, elektromagnetyzm i grawitacja są nieważne, do dodania na końcu, kiedy wszystko jest już zrobione. Jest jednak na odwrót, musimy wziąć je pod uwagę od samego początku. W przeciwnym razie to tak jakbyśmy przy rozwiązywaniu klasycznego problemu dopiero na końcu uwzględniali prawo zachowania energii. Panuje przekonanie, że układ można opisać tylko liczbami kwantowymi. Jest to bardzo rozsądne. Ale wydaje się, że teoria pola prowadzi nas do nieskończonej liczby liczb kwantowych. Bardzo rozsądne wydaje mi się zainteresowanie teorią bez przestrzeni i czasu. Nikt jednak nie ma dobrej idei, jak ją zbudować. Oczywiście kwantowanie przestrzeni i czasu jest dziecinadą. Przepraszam za tak silną niechęć. Rozsądne wydaje się wymagać w teorii pola rozwiązań bez osobliwości. Dopuszczenie osobliwości prowadzi do zbyt wielu dowolnych założeń i zbyt dużej dowolności.

\* \* \*

### Pytania

**Greenberg:** Czy ma Pan inną interpretację fal de Broglie'a?

**Einstein:** Uważam je w rzeczywistości za prawie porównywalne do fal świetlnych, ale nie całkowicie. Jest tak dużo pól jak i mas; stąd kłopoty z wyższymi... [opuszczone słowo].

**Callaway:** Zasada równoważności stwierdza, że rozsądne jest zaabsorbowanie grawitacji w metrykę. Nie znamy żadnej tego typu zasady dla teorii pola elektromagnetycznego.

**Einstein:** Sądzę, że w jednolitej teorii nie wystąpi pojęcie ruchu, że „linie geodezyjne” są tylko pojęciem prowizorycznym, przejściowym. Pojęcie ruchu jest także niezgodne z całą ideologią mechaniki kwantowej.

**Greenberg:** Czy w teorii grawitacji mamy coś odpowiadającego promieniowaniu?

**Einstein:** To jest rzeczywiście kłopotliwy problem. Dlaczego nie spodziewać się także kwantów grawitacyjnych? Trudno to jednak włączyć do teorii pola. Prawdopodobnie odnosi się to także do każdej teorii pola, która wiąże się z grawi-

tacją. Fale elektromagnetyczne można zamknąć w pojemniku, fal grawitacyjnych nie można — dla pierwszych są dwa znaki ładunku, dla drugich tylko jeden. Jest więc istotna różnica między tymi teoriami. Stąd odczucie, że teoria grawitacji nie jest bardziej prawdziwa niż jakakolwiek teoria klasyczna. W teorii pola jest nieskończenie wiele stałych. Jedyne wyjście, to gdyby warunek niewystępowania osobliwości w bardzo wyraźny sposób ustalał liczby kwantowe.

Carlson: Co Pan sądzi o teorii Bohma?

Einstein: Jest pomysłowa, ale nie wierzę w nią. Odczuwam sprzeciw, gdy mam wierzyć, że cząstka między ścianami nie porusza się.

Komar: Dlaczego jednolita teoria jest prostsza niż teoria rzutowa?

Einstein: Najbardziej podstawową sprawą w teorii względności jest zastąpienie pola przez coś typu  $\Gamma$ . W grawitacji musimy dokonać symetryzacji. Możemy więc uważać, że jednolita teoria jest uproszczeniem teorii grawitacji. Teoria grawitacji jest jednak teorią pola i mogą pojawiać się trudności.

Callaway: Co Pan sądzi o zasadzie Macha?

Einstein: Mach zakłada, że materia może być stale. Dlaczego więc oddzielać resztę pola od pola grawitacyjnego? Mamy zadowalający opis zgodny z zasadą Macha w teorii bez warunków brzegowych. Zastanawiałem się kiedyś nad opisem Wszechświata jako w przybliżeniu statycznego i zamkniętego przestrzennie. Potem pojawiła się kosmologiczna  $\lambda$ . Był to jednak grzech przeciw prostocie matematycznej. Jeśli świat się rozszerza, to jest to bez nadziejne. Istotny jest czas. Trudno sobie wyobrazić warunek brzegowy. Pana pytanie wiąże się z pytaniem o rolę materii.

Mozeley: Czy teoria pola musi być deterministyczna?

Einstein: [brak kilku pierwszych słów]. Negatywnym stwierdzeniem determinizmu jest to, że prawdopodobieństwo nie powinno odgrywać roli, bo nie jest jakością układu.

## 2. Wymaglinowana rozmowa z Albertem Einsteinem o czarnej dziurze

Wheeler: Czyżby profesor Einstein? Panie Profesorze! To wspaniałe, że Pana tu widzę!

Einstein: Zdawałem sobie sprawę, że mogę Pana zaskoczyć. Wie Pan jednak, że lubię brzeg i fale morskie podobnie jak Pan.

Wheeler: Największym cudem jest jednak nie to, że podziwiamy ten widok na morze i odległe wyspy, ale że Pan tu się w ogóle pojawił. Co za cudowne zdarzenie!

Einstein: Wiedziałem, że zadziwię Pana. Jestem równie zaskoczony. Może to ma związek z tymi starymi legendami, że można znów powrócić na ziemię na jedną godzinę w setną rocznicę swych urodzin. Czy pamięta Pan, co mawiał Niels Bohr na temat, dlaczego powiesił podkowę nad swoim biurkiem?

Wheeler: Nic sędzę, abym to kiedykolwiek słyszał.

Einstein: Bohr zwykł mówić: „Oczywiście, że nie wierzę wcale w cudowne moce — zwłaszcza podków. Ale podobno brak mojej wiary nie przeszkadza im w przynoszeniu mi szczęścia” [1]. Może tak jest i z tym, że znalazłem się teraz tutaj.

Wheeler: Pozostała już mniej niż jedna godzina i trzeba cieszyć się tym pięknem. Nie wątpię, że nie chce Pan o nic pytać, a tylko patrzeć i uśmiechać się, zmrużyć oczy i patrzeć na nowo. Ale gdy Pan będzie patrzył, czy mogę zadać Panu parę pytań? Tak wielu kolegów wraz ze mną żałowało, że nie postawiliśmy Panu tylu wielkich i ważnych pytań, zanim nas Pan opuścił.

Einstein: Ależ tak. Jednak nie możecie uważać mnie za eksperta. Gdy byłem młody, sprawiałem tyle kłopotów autorytetom, że później, za karę, Pan Bóg uczynił mnie samego autorytetem [2], ale już nim nie jestem.

Wheeler: Dlaczego nie wypowiedział się Pan więcej o tym, co dzisiaj nazywamy „czarną dziurą”?

Einstein: Rozumiem oczywiście, co ma Pan na myśli — gwiazdę całkowicie zapadniętą. O takich problemach nie było łatwo dyskutować w moich czasach. Przede wszystkim, jakie można wziąć równanie stanu materii gwiazdy? To nie jest takie proste.

Wheeler: Jestem więc pewny, że sprawią Panu przyjemność obecne twierdzenia o tym, że zgrupowanie zimnej materii o dostatecznie dużej masie musi w końcu zapaść się grawitacyjnie.

Einstein: O wiele prościej jest oczywiście nie wchodzić w szczegółowe założenia o związku między gęstością i ciśnieniem. Właśnie dlatego w swoim artykule z 1939 r. [3] rozważałem zbiór dobrze oddzielonych mas punktowych w ruchu wokół ich wzajemnego środka ciężkości. Okazuje się, że układ cząstek wzajemnie oddziaływujących grawitacyjnie jest niestabilny.

Wheeler: Inspirowało to nas wszystkich jako początek. W przyszłości będziemy znali ten proces od początkowych etapów niestabilności do końcowych etapów zapadania. Czy nigdy jednak nie odczuwał Pan potrzeby rozszerzenia tych idei do opisu istniejących gwiazd i do poszukiwań astrofizycznych czarnych dziur?

Einstein: To jest oczywiście interesujący problem. Dla mnie był on jednak nieistotny, zbyt szczegółowy. Wystarczy zastosować tylko samą ogólną teorię względności, aby dojść do kilku dość wiarygodnych wniosków o zapadaniu.

Wheeler: Co Pan sądzi o dokładnym rozwiązaniu Kerra dla geometrii wokół obracającej się czarnej dziury, będącym konsekwencją wczesnych badań matematycznych Kerra i Schilda szczególnych rozwiązań algebraicznych Pana równania pola grawitacyjnego?

Einstein: To naprawdę piękne rozwiązanie. Nigdy nie odważyłbym się nawet marzyć o ścisłym i prostym rozwiązaniu tak trudnego problemu.

Wheeler: Jaka jest Pana reakcja na pracę Cartera [4, 5] i innych?

Einstein: Jakże wspaniałe jest to, że udało im się pokazać, iż geometria wokół zapadającego się obiektu bez względu na jego zniekształcenie, asymetrię i gwałtowne fluktuacje zawsze w końcu dąży gładko do absolutnie standardowego stanu końcowego, zależnego tylko od masy, ładunku elektrycznego i momentu pędu czarnej dziury. Oczywiście, na zewnątrz obiektu. Miejscem krytycznym jest jednak mimo wszystko wnętrze, gdzie jest przewidywana osobliwość. Tam jest cały problem, gdyż nie można wierzyć przewidywaniu, które jest osobliwością.

Wheeler: Tak ja, jak i moi koledzy musimy przyznać, że zrobiliśmy tylko mały początek w badaniach nad dochodzeniem do osobliwości zarówno w kosmologii, jak i w fizyce czarnych dziur.

Einstein: Zrozumienie tego procesu jest naprawdę ważne.

Wheeler: Nasi koledzy ze Związku Radzieckiego mają fascynujące przypuszczenia fizyczne, co dzieje się w końcowych etapach zapadania, ale nie przekonują matematyczną metodologią. Kolegów z Zachodu cechuje metodologia matematyczna, która jednak nie wystarcza, jak dotąd, do uzyskania oczekiwanego przez wszystkich wglądu w sprawę.

Einstein: To stara historia w fizyce. Wiadomo jednak, że w końcu wszystko połączy się w nową, lepszą i wszechstronniejszą całość.

Wheeler: Gamow powiedział, że nazwał to Pan „największym błędem swego życia” [6]. Obserwacja Hubble’a [7] z 1929 r. dowiodła, że nie musiał Pan dodawać wymyślnego „członu kosmologicznego” do swej standardowej ogólnej teorii względności z 1915 r., aby zapewnić rozsądną zgodność z kosmologią. Również Friedmann [8], a nie Pan, pierwszy w 1922 r. uzyskał nawet do dzisiaj standardowy i prosty model kosmologiczny z Pana równania pola. Ja i wielu moich kolegów chcielibyśmy zapytać Pana, jak to się stało. Czy powodem było <sup>3</sup>, że zbyt poważnie potraktował Pan w swych młodzieńczych latach ideę Spinozy, że Wszechświat trwa i będzie trwać wiecznie [9]? Czy przeciwny wniosek wydawał się Panu filozoficznie nie do przyjęcia? W swych wspomnieniach autobiograficznych [10] mówi Pan o wpływie Spinozy na swój światopogląd. Mówi się, że „Spinoza odrzucił ideę zewnętrznego Stwórcy, który nagle i z jawnego kaprysu stworzył świat w określonej chwili i to z niczego” [9]. Czy sądzi Pan, że Spinoza rzeczywiście tak silnie wpłynął na Pana działalność w dziedzinie kosmologii?

Einstein: Bardzo trudno na to odpowiedzieć. Nawet dziś nie wiemy, jak właściwie myśleć o tych problemach.

Wheeler: Czy Pan wyobraża sobie, co było przed Wielkim Wybuchem lub co będzie po Wielkim Zapadnięciu?

Einstein: Można różnie patrzeć na te problemy i wszystko należy brać pod uwagę.

Wheeler: W astrofizyce nastał ekscytujący okres. Niektórzy moi koledzy zdają się skłaniać ku przekonaniu, że Wszechświat zawiera mniej niż jedną dziesiątą masy (energii), jaka byłaby potrzebna do zakrzywienia go w obszar zamknięty. Inni, powołując się na inne dowody, wskazują, że ilość masy (energii) może być bliska tej, jaką Pan przewidywał. Jaki ma Pan pogląd na problem zamkniętości Wszechświata?

Einstein: „Możemy przedstawić następujące argumenty, przemawiające za koncepcją Wszechświata przestrzennie ograniczonego (zamkniętego), a przeciw koncepcji Wszechświata przestrzennie nieskończonego.

1. Postulowanie Wszechświata zamkniętego jest, z punktu widzenia teorii względności, znacznie prostsze niż nakładanie warunków brzegowych w nieskończoności, odpowiadających niemal euklidesowej strukturze Wszechświata.
2. Myśl, którą wyraził Mach, że bezwładność zależy od wzajemnego oddziaływania ciał, znajduje w pewnym stopniu potwierdzenie w ogólnej teorii względności... Ale idee Macha dają się pogodzić jedynie z koncepcją Wszechświata skończonego,

<sup>3</sup> Na wpływ filozofii Spinozy na światopogląd Einsteina zwrócił mi uwagę Hans Kung 12 czerwca 1978 r. w Tybindze.

ograniczonego w przestrzeni, a nie z koncepcją Wszechświata nieskończonego, niemal euklidesowego” [11]. „Moim zdaniem ogólna teoria względności może ten problem [tzn. problem bezwładności] rozwiązać zadowalająco tylko wtedy, gdy Wszechświat przyjmie się za przestrzennie zamknięty w sobie” [12].

**Wheeler:** Nie muszę Panu mówić, że nadal pewna grupa moich kolegów uważa Wszechświat asymptotycznie płaski za bardziej naturalny niż Wszechświat zamknięty.

**Einstein:** Ten pogląd wyprowadza jednak geometrię odległej przestrzeni poza fizykę i czyni ją częścią teologii, którą odkrywa się czytając świętą księgę Euklidesa. Kieruje on nas znów do czasów przed geometrią Riemanna, do dni, gdy dla fizyków przestrzeń była „czymś sztywnym, jednorodnym, odpornym na zmiany i warunki. Dopiero samotny i niepojęty geniusz Riemanna doprowadził już w połowie ubiegłego wieku do nowej koncepcji przestrzeni, w której przestrzeń pozbawiona jest sztywności i w której rozpoznano możliwość jej udziału w zdarzeniach fizycznych” [13].

**Wheeler:** Przestrzeń, jako nowego uczestnika dynamiki, przekazał nam Pan w swoich równaniach! Élie Cartan wykazał, że Pana geometrodynamika wymaga zadania warunków początkowych jak każda inna dynamika [14, 15]. Jak Pan zareagował na jego wyniki?

**Einstein:** Rzeczywiście Cartan wniknął głębiej w matematykę niż ktokolwiek inny. Natychmiast uznałem, że jego praca jest ważna. Pani Helen Dukas powiedziała: „Artykułów Cartana proszę nie odkładać tak jak innych, proszę je trzymać oddzielnie, abym mógł je przestudiować”. Cartan rozumiał problemy wyraźniej niż ktokolwiek.

Istnieją jednak dwie strony warunków początkowych. Jedna to ich konsekwencje i umiemy je obliczać. Druga to ich pochodzenie i nadal nie mamy najmniejszego pojęcia, na jakiej podstawie ustalać warunki początkowe. Peebles z Princeton i jego koledzy [16] zbadali pełniej niż ktokolwiek inny warunki początkowe dla modeli kosmologicznych. Wykazali, że nie ma aż tak pełnej dowolności, jak można by sądzić. Podali też argumenty, że gęstość jest tego rzędu wielkości, jak przewiduje ogólna teoria względności. Wynik ten wydaje mi się naturalny.

**Wheeler:** Czy wobec tego uważa Pan, że grawitacyjne zapadanie Wszechświata jest podobne w swej istocie do grawitacyjnego zapadania się gwiazdy w czarną dziurę?

**Einstein:** Rozważanie obu procesów jako równie nieuchronnych wygląda rozsądnie. Przyszuję, że to było dla mnie zaskoczeniem, jeśli chodzi o Wielki Wybuch. Ale jeśli raz już to przyjmujemy, wydaje mi się, że jedynie konsystentną konsekwencją jest pogodzenie się z zapadaniem grawitacyjnym zarówno gwiazd jak i Wszechświata. Oczywiście wniosek ten jest całkiem przeciwny idei Spinozy, że Wszechświat trwa wiecznie. Wspomniał Pan już jego argument przeciwko aktowi stworzenia. Jak nicieś, pozbawiona wszelkich możliwości odczucia czasu, mogła wiedzieć, kiedy stworzyć Wszechświat? Jak powinniśmy odpowiedzieć dzisiaj na ten zarzut? Wygląda na to, że czas nie może być tak pierwotnym pojęciem, za jakie go uważamy. Musiał się pojawić dopiero wtedy, gdy zaczął istnieć Wszechświat. Tak pomniejszony status czasu może nie być aż tak bezsensowny.

**Wheeler:** Jeśli jednak czas nie jest rzeczywiście podstawowym pojęciem, czy sama geometria może istotnie nim być? A w tym przypadku, co staje się z Pana wizją, że wszystkie siły przyrody biorą swój początek, w ten czy w inny sposób, w geometrii?

Einstein: Uczeni obecnie szerzej rozumieją sens geometrii i jej znaczenie niż w moich czasach. Czym, jak nie nową i głębszą odmianą geometrii, są teorie z cechowaniem? Nawet pola spinorowe, jak mi wiadomo, mają obccnie „przykrywkę geometrii”.

Wheeler: Czy jednak, wiążąc cząstki z geometrią czy czymś innym, nie martwi Pana, że zapadanie oznaczałoby ich koniec?

Einstein: Problem zapadania nie jest dla mnie bardziej istotny niż problem Wielkiego Wybuchu. Oba są ostrzeżeniem, że zagadki Wszechświata są głębsze niż te, z których dotąd zdawaliśmy sobie sprawę. Czarna dziura stanowi dla mnie taką lekcję. Niestety, nie mogę nic więcej powiedzieć. Czuję, że odchodzę w dal i nie wrócę przez następne sto lat. Chciałbym jednak, by Pan i Pana koledzy pozostali pełni wiary w swą pracę. „Wszystkie te próby oparte są na wierze, że byt winien mieć harmonijną strukturę. Mamy dziś mniej podstaw niż kiedykolwiek przedtem, aby pozwolić sobie na odejście od tego wspianiałego przekonania” [17].

Tłumaczył Zygmunt Ajduk

Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Warszawski

#### Literatura

- [1] R. L. Weber, *A Random Walk in Science*, Institute of Physics, London 1973, s. 14 [I. B. Cohen → →S. Gouldsmit → N. Bohr].
- [2] A. Einstein, Cytat według B. Hoffmanna, *Albert Einstein: Creator and Rebel*, Viking, New York 1972, s. 24.
- [3] A. Einstein, On a stationary system with spherical symmetry consisting of many gravitating masses, *Ann. Math. (USA)* 40, 922-936 (1939).
- [4] B. Carter, An axisymmetric black hole has only two degrees of freedom, *Phys. Rev. Lett.* 26, 331-333 (1970).
- [5] B. Carter, Properties of the Kerr metric, w *Black Holes, Proceedings of 1972 sessions of École d'été de physique théorique*, Eds. C. DeWitt and B. S. DeWitt, Gordon and Breach, New York 1973.
- [6] G. Gamow, *My World Line*, Viking Press, New York 1970.
- [7] E. P. Hubble, A relation between distance and radial velocity among extragalactic nebulae, *Proc. Nat. Acad. Sci. U.S.* 15, 169-173 (1929).
- [8] A. Friedmann, Über die Krümmung des Raumes, *Z. Phys.* 10, 377-386 (1922).
- [9] A. Wolf, Spinoza, *Encyclopedia Britannica*, Chicago 1956, t. 21, s. 235.
- [10] Ed. P. A. Schilpp, *Albert Einstein: Philosopher — Scientist*, Library of Living Philosophers, Evanston 1949.
- [11] A. Einstein, *The Meaning of Relativity*, wyd. 3, Princeton University Press, Princeton 1950, s. 107-108 [tłum. pol. A. Trautmana, *Istota teorii względności*, wyd. 2, PWN 1962, s. 125-126].
- [12] A. Einstein, *Essays in Science*, Philosophical Library, New York 1934. Tłumaczenie z *Mein Weltbild*, Querido Verlag, Amsterdam 1933, s. 55.
- [13] Poz. [12], s. 68.
- [14] É. Cartan, Sur les équations de la gravitation d'Einstein, *J. Math. Pures Appl.* 1, 141-203 (1922).
- [15] É. Cartan, La théorie des groupes et les recherches récentes de géométrie différentielle, *Conference Proceedings International Congress of Mathematicians, Toronto (1924)*, *L'Enseign. math.* 24, 1-18 (1925).
- [16] M. Davis, E. J. Groth i P. J. E. Peebles, Study of galaxy correlations: Evidence for the gravitational instability picture in a dense universe, *Astrophys. J.* 212, L 107-L 111 (1977).
- [17] Poz. [12], s. XX

# ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

*Chirold D. Epp*

Department of Physics,  
Midwestern State University,  
Wichita Falls, Texas, USA

## Doświadczenie w badaniu naukowym<sup>1</sup>

### Experiment in Scientific Investigation

*Abstract:* An experiment designed to give students a feel for the way in which theoretical models evolve is discussed. Students are given a system about which they have no *a priori* knowledge and asked to develop a consistent model which fully explains all their observations on the system.

Jednym z ważnych zadań, którym winien sprostać wykład fizyki, jest wykształcenie u studentów wzorów poprawnego rozumowania. Zagadnieniu temu podporządkowana jest struktura większości wykładów z fizyki, w ramach których część ćwiczeń przeznaczona jest na wyuczenie tej umiejętności. Równocześnie, czas przeznaczony na zajęcia w laboratorium wykorzystuje się zwykle na zapoznanie z przyrządami, naukę technik pomiaru i analizy danych, nie zwracając szczególnej uwagi na sposób, w jaki modele fizyczne się rozwijają. W pierwszych pracowniach studenci rzadko mają sposobność dokonywania pomiarów sprawdzających ich wcześniejsze przypuszczenia co do danego układu, tj. pomiarów, których wyniki będą prowadziły do kolejnych hipotez, te znowu do następnych pomiarów — aż zarysuje się ogólny model układu, objaśniający wszystkie otrzymane wyniki. Celem opisanego w tym artykule eksperymentu miało być dostarczenie studentom tego rodzaju praktyki doświadczalnej. Autor posługiwał się nim przez szereg lat w ramach zajęć na pierwszej pracowni, należącej do programu wykładu fizyki technicznej. Mimo że z doświadczeniem nie są związane żadne podstawowe prawa fizyki, pozwala ono wyczuć, w jaki sposób rozwijają się teorie fizyczne.

<sup>1</sup> Artykuł opublikowany w *Amer. J. Phys.* 46, 920 (1978) został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy. [Translated with permission. Copyright © 1978 by American Association of Physics Teachers. All rights reserved]. (Przyp. Red.).

Doświadczenie obejmuje teoretyczną i doświadczalną analizę układu, o którym studenci *a priori* nic nie wiedzą. Układ złożony jest z 25 zaplombowanych i podobnie wyglądających pudełek. Różnią się one między sobą dwiema cyframi umieszczonymi na każdym z nich. Przypisywania pudełkom cyfr można uniknąć, lecz zwiększa to bardzo trudność i złożoność analizy. W poniższym omówieniu pierwszą cyfrę nazywać będziemy cyfrą czarną, drugą zaś cyfrą czerwoną.

Aby zakończyć analizę w czasie, który mamy do dyspozycji, poleca się studentom, aby pracowali jako zespół naukowy. Rozdając im 25 pudełek, poleca się, aby wymieniając się wynikami pomiarów, obserwacji i teoriami próbowali opisać w możliwie pełny sposób strukturę i składniki układu. Na początku przeprowadzane są najbardziej oczywiste pomiary rozmiarów pudełek i ich masy. Studenci szybko stwierdzają, że w ramach błędu doświadczalnego wymiary zewnętrzne wszystkich pudełek są takie same, i przechodzą do pomiaru masy. Uwaga ich skupia się na analizie danych o masie takich, jakie przedstawiono w tabl. 1.

Tablica 1

Dane o masie;  $b$  oznacza cyfrę czarną,  $r$  cyfrę czerwoną, zaś  $M_{b,r}$  oznacza masę pudełka w gramach

$b$	$r$	$M_{b,r}$	$M_{b,r} - M_{b,r-1}$	$M_{b,r} - M_{b-1,r}$
0	0	9.8	...	...
0	1	15.3	5.5	...
0	2	20.7	5.4	...
0	3	26.5	5.8	...
0	4	32.5	6.0	...
1	0	21.6	...	11.8
1	1	27.4	5.8	12.1
1	2	32.9	5.5	12.2
1	3	38.4	6.0	12.4
1	4	44.4	5.5	11.9
2	0	33.7	...	12.1
2	1	39.3	5.6	11.9
2	2	45.0	5.7	12.1
2	3	50.7	5.7	11.8
2	4	56.0	5.3	11.6
3	0	45.1	...	11.4
3	1	51.0	5.9	11.7
3	2	56.6	5.6	11.6
3	3	62.3	5.7	11.6
3	4	67.7	5.4	11.7
4	0	57.4	...	12.3
4	1	62.8	5.4	11.8
4	2	68.5	5.7	11.9
4	3	74.5	6.0	12.2
4	4	79.3	5.8	11.6

Zachęcamy studentów, aby zwracali uwagę na pewne stałe prawidłowości i formułowali przypuszczenia, mogące wyjaśnić dane doświadczalne. Najbardziej oczywistą cechą jest stały wzrost masy, któremu towarzyszy spadek za każdym razem, gdy sekwencja liczb

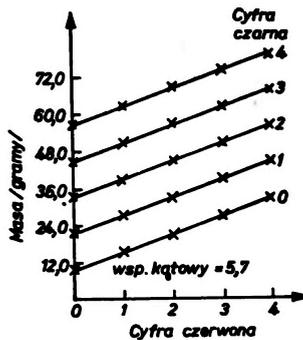
czerwonych zaczyna się od nowa. Sytuacja byłaby podobna, gdyby dane zapisać w tablicy, grupując cyfry czerwone o tej samej wartości — jakkolwiek studenci zazwyczaj tego nie robią. Studenci zwracają zwykle uwagę na różnicę mas, co w efekcie prowadzi do wyników zebranych w kolumnie 4 tablicy 1. Twarze studentów zaczynają się rozjaśniać na widok związku zachodzącego pomiędzy cyfrą czerwoną a masą pudełek. Wzrostowi liczby czerwonej o 1 towarzyszy wzrost masy w przybliżeniu o 5,7 g.

Po dalszej analizie studenci zaczynają zdawać sobie sprawę z faktu, że dane o masie ciągle zawierają więcej informacji. Na przykład, dlaczego pudełko 01 różni się od pudełka 11. Zachęteni poprzednim powodzeniem, wkrótce otrzymują różnice mas przedstawione w kolumnie 5 tablicy 1. Wraz z tą informacją studenci w końcu formułują hipotezę, że pudełko 00 jest puste i że pozostałe pudełka zawierają jeden lub więcej z dwóch rodzajów podstawowych jednostek kwantowych. Cyfra czarna odpowiada ilości pierwszych z tych jednostek podstawowych, zaś cyfra czerwona odpowiada ilości pozostałych jednostek podstawowych. Posługując się wartościami średnimi oraz stawiając powyższą hipotezę ogólne równanie masy dla tego układu można zapisać w postaci

$$M_{b,r} = 11,9N_b + 5,6N_r + 9,8,$$

gdzie  $N_b$  jest cyfrą czarną,  $N_r$  jest cyfrą czerwoną.

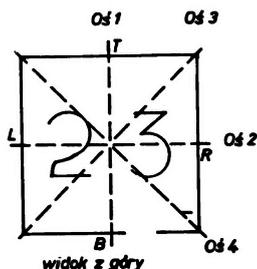
Bardzo interesującym, alternatywnym lub uzupełniającym podejściem do problemu masy jest zasugerowanie studentom, aby zrobili wykres masy jako funkcji cyfry czarnej. Wykres tego typu przedstawiono na rys. 1. Tutaj znowu struktura masy jest wyraźnie widoczna i prowadzi studentów do poprzedniego rezultatu.



Rys. 1. Masa jako funkcja cyfry czarnej

Podczas gdy większość studentów sądzi, że ustalono już wszystko, co można powiedzieć o pudełkach, studenci bardziej dociekliwi czynią dodatkowe obserwacje, których równanie masy nie objaśnia. Ponieważ w pudełkach nic nie brzęczy, i ponieważ położenie środka ciężkości różnych pudełek jest różne, pojawia się pytanie o możliwość określenia położenia podstawowych jednostek masy. Taka analiza jest trudniejsza niż część już opisana i dlatego wymaga pewnych dodatkowych wskazówek. Najlepiej zasugerować, aby studenci zbadali 4 osie symetrii przedstawione na rys. 2.

Wszystkie pudełka bada się po kolei, aby ustalić, które osie są osiami symetrii, a które nimi nie są. Jeżeli pudełko nie jest symetryczne względem pewnej osi, określa się sposób, w jaki symetria ta jest łamana. Zbierając wszystkie informacje, otrzymuje się tablicę symetrii taką, jak tabl. 2. Największy kłopot w całym doświadczeniu sprawiają studenci, którzy nie chcą uznać, że symetria istnieje, jeśli ich pudełka nie są idealne. Dobrym roz-



Rys. 2. Osie symetrii

wiązaniem jest balansowanie pudełek na płaskiej stronie ołówka. Daje to tolerancję dostateczną dla otrzymania dobrych wyników.

Z wyników obserwacji zebranych w tablicy 2 widać, że pudełka o parzystych cyfrach czerwonej i czarnej są symetryczne względem wszystkich czterech osi. Ponadto pudełka o nieparzystych cyfrach czerwonej i czarnej nie mają żadnej osi symetrii, te natomiast, dla których jedna z cyfr jest parzysta, a druga nieparzysta, mają zawsze jedną oś symetrii. Powinno być jasne, że tablica symetrii zależy od struktury pudełek, i że będzie różna dla różnych struktur.

Wcześniej sformułowana hipoteza zakładała, że pudełko 00 jest puste, zaś pudełko 01 zawiera jedną czerwoną podstawową jednostkę. Patrząc na łamanie symetrii, można dojść do wniosku, że ta jedna czerwona jednostka jest położona gdzieś na górnej połowie osi 1. Kontynuując tego typu rozważania, można ustalić przybliżone położenie każdej jednostki podstawowej w każdym pudełku. Pozwala to wykonać dokładny plan układu, przedstawiony na rys. 3.

W tym punkcie część nauczycieli może poprosić o otwarcie pudełek, aby wykazać poprawność analizy. Inni mogą posłużyć się zdjęciami rentgenowskimi. Inni wreszcie mogą po prostu podkreślić, że teoria objaśnia wszystkie obserwacje poczynione na układzie i dlatego jest dobra.

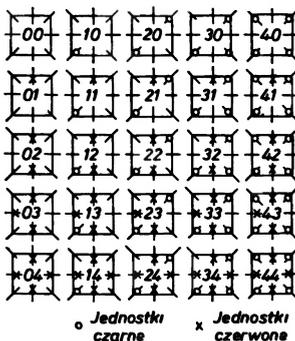
Skonstruowanie pudełek do tego doświadczenia nie jest tak łatwe, jak można by przypuszczać. Znalezienie identycznych 25 pudełek właściwej wielkości i 100 jednakowych mas może okazać się problemem. Nasz najlepszy układ został zbudowany z arkuszy styropianowych owiniętych brązowym papierem. Za podstawowe jednostki posłużyły kulki stalowe pochodzące z łożyska kulkowego.

Zależnie od złożoności układu, problemów, jakie jego analiza stawia przed studentami oraz większej lub mniejszej pomocy ze strony prowadzącego zajęcia, może on być wykorzystany na zajęciach ze studentami wydziałów nauk ścisłych oraz innych specjalności. Jeżeli prowadzący zajęcia nie współpracuje ściśle ze studentami naprowadzając ich na

Tablica 2

Tablica symetrii. Łamanie symetrii charakteryzuje podanie cięższej strony pudełka: w przypadku równowagi — *S*, górna część — *T*, lewa — *L*, prawa — *R*, górna prawa — *TR*, górna lewa — *TL*, dolna prawa — *BR*, dolna lewa — *BL*

Cyfra czarna	Cyfra czerwona	Oś 1	Oś 2	Oś 3	Oś 4
0	0	<i>S</i>	<i>S</i>	<i>S</i>	<i>S</i>
0	1	<i>S</i>	<i>T</i>	<i>TL</i>	<i>TR</i>
0	2	<i>S</i>	<i>S</i>	<i>S</i>	<i>S</i>
0	3	<i>L</i>	<i>S</i>	<i>TL</i>	<i>BL</i>
0	4	<i>S</i>	<i>S</i>	<i>S</i>	<i>S</i>
1	0	<i>L</i>	<i>B</i>	<i>S</i>	<i>BL</i>
1	1	<i>L</i>	<i>B</i>	<i>TL</i>	<i>BL</i>
1	2	<i>L</i>	<i>B</i>	<i>S</i>	<i>BL</i>
1	3	<i>L</i>	<i>B</i>	<i>TL</i>	<i>BL</i>
1	4	<i>L</i>	<i>B</i>	<i>S</i>	<i>BL</i>
2	0	<i>S</i>	<i>S</i>	<i>S</i>	<i>S</i>
2	1	<i>S</i>	<i>T</i>	<i>TL</i>	<i>TR</i>
2	2	<i>S</i>	<i>S</i>	<i>S</i>	<i>S</i>
2	3	<i>L</i>	<i>S</i>	<i>TL</i>	<i>BL</i>
2	4	<i>S</i>	<i>S</i>	<i>S</i>	<i>S</i>
3	0	<i>R</i>	<i>B</i>	<i>BR</i>	<i>S</i>
3	1	<i>R</i>	<i>B</i>	<i>BR</i>	<i>TR</i>
3	2	<i>R</i>	<i>B</i>	<i>BR</i>	<i>S</i>
3	3	<i>R</i>	<i>B</i>	<i>BR</i>	<i>BL</i>
3	4	<i>R</i>	<i>B</i>	<i>BR</i>	<i>S</i>
4	0	<i>S</i>	<i>S</i>	<i>S</i>	<i>S</i>
4	1	<i>S</i>	<i>T</i>	<i>TL</i>	<i>TR</i>
4	2	<i>S</i>	<i>S</i>	<i>S</i>	<i>S</i>
4	3	<i>L</i>	<i>S</i>	<i>TL</i>	<i>BL</i>
4	4	<i>S</i>	<i>S</i>	<i>S</i>	<i>S</i>



Rys. 3. Struktura układu

właściwy trop, trudno jest zakończyć eksperyment w ciągu trzech godzin zajęć. W związku z tym prowadzący zajęcia musi postępować jak kierownik naukowy zespołu, udzielający koniecznych rad.

Opisane doświadczenie daje studentom wgląd w metodę badań naukowych, której w klasycznych laboratoriach zwykle się nie przedstawia. W szczególności, pięknie ilustruje ono związek między przypuszczeniem a pomiarem. Można podkreślić analogię z typem analizy użytej przez Millikena, gdy określał ładunek elektronu, a także z innymi znanymi doświadczeniami.

Tłumaczył *Lech Szymanowski*

**Instytut Badań Jądrowych  
Warszawa**

## N O W O Ś C I N A U K O W E

Žores I. Alferov

Instytut Fizyki Technicznej im. A. F. Joffego  
Leningrad

## Heterozłącza półprzewodnikowe \*

## Heterosemiconductors

*Abstract*<sup>1</sup>: Essential characteristics of heterojunctions are summarized. The impact of these devices on the field of semiconductors is reviewed.

Wytworzenie czystych i domieszkowanych monokryształów germanu i krzemu oraz rozwój metod wykonywania w tych kryształach złącz *p-n* spowodowały znaczny wzrost badań dotyczących fizyki i technologii półprzewodników. Wynikiem tych badań była rewolucja w radiotechnice, elektronice i elektrotechnice.

Poprawa właściwości przyrządów wiązała się najczęściej z udoskonaleniem metod wytwarzania złącz *p-n* oraz z zastosowaniem nowych materiałów. Zastąpienie germanu krzemem umożliwiło podniesienie temperatury pracy przyrządów półprzewodnikowych oraz pozwoliło na produkcję diod wysokonapięciowych i tyrystorów.

Postęp uzyskany w technologii wytwarzania arsenku galu i innych półprzewodnikowych związków  $A^{III}B^V$  doprowadził do powstania laserów półprzewodnikowych, diod elektroluminescencyjnych i różnych fotoogniw. Szerokie zastosowanie półprzewodników, szczególnie w optoelektronice, wywołało konieczność rozwoju nowych metod otrzymywania materiałów z różnymi właściwościami. Stało się to również czynnikiem dopingującym do łączenia różnych półprzewodników w jeden przyrząd.

\* Referat wygłoszony na Zebraniu Ogólnym Europejskiego Towarzystwa Fizycznego w Yorku we wrześniu 1978 r. po otrzymaniu nagrody Hewlett-Packarda za wybitny wkład do wiedzy o heterozłączach i ich praktyczną realizację. Artykuł opublikowany w *Europhysics News*, Bulletin of the European Physical Society 9, 12, 1-4 (1978) został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy. [Translated with permission. Copyright © 1978 by the European Physical Society. All rights reserved]. (Przyp. Red.).

<sup>1</sup> Abstract dodany przez Redakcję (Przyp. Red.).

Rozwój epitaksjalnych metod krystalizacji półprzewodników pozwolił w latach sześćdziesiątych na rozpoczęcie systematycznych badań nad monokrystalicznymi heterozłączami w półprzewodnikach.

Badania te dotyczyły liniowych i skokowych złączy pomiędzy półprzewodnikami o różnych składach chemicznych wytwarzanych w pojedynczym monokryształ. W takich strukturach zmienia się w ogólności nie tylko szerokość przerwy energetycznej, lecz zmieniają się również w znacznym stopniu inne podstawowe właściwości fizyczne, takie jak struktura pasmowa, masy efektywne nośników prądu, ich ruchliwości itp. Możliwość sterowania tymi właściwościami, tak jak i możliwość sterowania szerokością przerwy energetycznej otworzyła nowe perspektywy badań fizycznych i praktycznych zastosowań półprzewodników jako kryształów i jako elementów przyrządów elektronicznych.

Doświadczalna realizacja liniowych i skokowych heterostruktur wykonanych z arsenku aluminium i z arsenku galu (AlAs–GaAs) o właściwościach bliskich właściwościom idealnych modeli oraz odkrycie procesu skutecznego wstrzykiwania (iniekcji) nośników oraz zjawiska nadwstrzykiwania (superiniekcji)<sup>2</sup> w tych strukturach posłużyło za podstawę konstrukcji dużej liczby przyrządów półprzewodnikowych z heterostrukturą jako głównym elementem.

Do najważniejszych należało zastosowanie heterozłączy w półprzewodnikowych przyrządach optoelektronicznych, takich jak lasery złączowe, diody elektroluminescencyjne, baterie ogni słonecznych i wszelkiego rodzaju fotoogniwa, modulatory, wzmacniacze i przetworniki światła. Chociaż zastosowanie heterozłączy do konwencjonalnych przyrządów złączowych do tej pory jeszcze nie dało zadowalających wyników, to nie ma żadnej wątpliwości, że heterostruktury staną się głównym elementem takich szeroko stosowanych przyrządów, jak diody prostownicze, tranzystory, dynistory i tyrystory<sup>3</sup>.

Najbardziej interesującym i obiecującym faktem dotyczącym badań nad heterostrukturami jest rozwój złożonych monolitycznych układów scalonych, opartych na heterostrukturach, które to układy mogą określić przyszłość optyki zintegrowanej.

W artykule niniejszym przedstawiony jest krótki przegląd wyników badań fizycznych nad heterozłączami i ich zastosowaniem w elektronice uzyskanych w Laboratorium Zjawisk Kontaktowych w Półprzewodnikach, Instytutu Fizyki Technicznej im. A. F. Joffego Akademii Nauk ZSRR w Leningradzie.

<sup>2</sup> Zjawisko nadwstrzykiwania (superiniekcji) występujące w heterozłączach półprzewodników o różnych szerokościach przerwy energetycznej polega na tym, że przy dostatecznie wysokim napięciu polaryzującym heterozłącze w kierunku przewodzenia koncentracja elektronów wstrzykniętych do półprzewodnika o węższej przerwie energetycznej z półprzewodnika o szerszej przerwie energetycznej przekracza znacznie (nawet o dwa rzędy wielkości) koncentrację elektronów odpowiadającą stanowi równowagi w półprzewodniku o szerszej przerwie energetycznej. Zjawisko to jest wywołane występującą na heterozłączu nieciągłością krawędzi pasm przewodzenia i walencyjnego półprzewodników, których przerwy energetyczne mają różne wartości (patrz Z. I. Alferov, *J. Luminescence* 1, 869 (1970)). (Przyp. tłum.).

<sup>3</sup> Tyrystor jest przyrządem półprzewodnikowym przełączającym o strukturze czterowarstwowej *p-n-p-n*, w którym występują dwa stany pracy, przewodzenia i nieprzewodzenia (blokowania), uwarunkowane wewnętrznym sprzężeniem zwrotnym w tej strukturze. Przejście ze stanu blokowania do stanu przewodzenia następuje po przekroczeniu określonego napięcia progowego przyłożonego pomiędzy anodą (+) i katodą (–), jak również na skutek przepływu określonego prądu przez trzecią elektrodę zwaną bramką (patrz J. F. Rajchert, A. Sitnik, J. Stępień, *Tyrystory i ich zastosowania*, WKŁ, Warszawa 1977). Dynistor jest przyrządem półprzewodnikowym przełączającym o strukturze czterowarstwowej *p-n-p-n* i zasadzie pracy tyrystora z odłączoną bramką (przyp. tłum.).

## Osobliwości zjawisk elektrycznych i optycznych w heterostrukturach

W heterostrukturach ze złączem  $p-n$  o właściwościach zbliżonych do idealnych, tzn. w heterostrukturach, w których występuje dostatecznie mała liczba stanów energetycznych na powierzchniach międzyfazowych w obszarach zmiany składu chemicznego i szerokości przerwy energetycznej (które to zjawiska zachodzą jednocześnie), występuje głównie jednostronne skuteczne wstrzykiwanie nośników. Zachodzi ono z obszaru o szerszej przerwie energetycznej do obszaru o węższej przerwie energetycznej i to niezależnie od poziomu domieszkowania obszarów typu  $p$  i typu  $n$ . Bardzo cenną właściwością heterostruktur ze złączem  $p-n$  jest możliwość wstrzyknięcia praktycznie dowolnej koncentracji nośników nierównowagowych z materiału o szerszej przerwie energetycznej do materiału o węższej przerwie powodując przez to znaczne przekroczenie ich koncentracji równowagowej w emiterze. W liniowych heterozłączach  $p-n$  (struktura  $p-n$  ze zmienną przerwą energetyczną) dzięki wpływowi wewnętrznych pól quasi-elektrycznych występuje również wyraźny wzrost lub zmalenie skutecznej długości dyfuzji wstrzykniętych nośników.

Heterostruktury dają zatem możliwość skutecznego sterowania przepływem nośników, tzn. koncentracją nośników, szybkością ich dyfuzji oraz rozmiarami obszaru rekombinacji. Ponadto heterostruktury umożliwiają również skuteczne sterowanie rozchodzeniem się światła w kryształach i to zarówno światła wprowadzonego do kryształu z zewnątrz, jak i światła wytworzonego w wyniku rekombinacji promienistej wewnątrz kryształu.

Tak zwane zjawisko okna szerokoprzerwowego <sup>4</sup>, którego możliwe zastosowanie w bateriach słonecznych od dawna jest znane, pozwala na wprowadzenie światła o odpowiednim składzie widmowym bez żadnych strat do pożądanego obszaru heterostruktury. Wielowarstwowa heterostruktura jest cienkowarstwowym falowodem dielektrycznym, w którym zachodzi skuteczne prowadzenie fal świetlnych w materiale o węższej przerwie energetycznej. Ten efekt falowodowy umożliwia kontrolowanie rozchodzenia się światła w kryształach, a zastosowanie tego efektu w laserach heterozłączowych zostało zaproponowane już w początku lat sześćdziesiątych. Wyżej przedstawione osobliwości procesu wstrzykiwania nośników oraz optycznych właściwości heterozłącza zostały po raz pierwszy doświadczalnie odkryte i zbadane w heterostrukturach z AlAs–GaAs.

## Wykonywanie półprzewodnikowych struktur heterozłączowych

Heterozłącze utworzone jest zawsze z „pary” materiałów. Właściwy wybór „pary idealnej” jest naturalnie problemem skomplikowanym. Wymaga to spełnienia wielu warunków zgodności w odniesieniu do mechanicznych, krystalochemicznych i termicznych właściwości materiałów tworzących heterozłącze, tak jak i w odniesieniu do ich struktury krystalicznej i energetycznej. Arsenek galu jest szeroko stosowany w różnych przyrządach półprzewodnikowych dzięki udanemu połączeniu takich właściwości, jak: mała masa efektywna nośników i szeroka przerwa energetyczna, wydajna rekombinacja promienista i ostra krawędź absorpcji optycznej wynikająca z prostej przerwy energetycznej, duża

<sup>4</sup> Zjawisko okna szerokoprzerwowego polega na tym, że w heterozłączu utworzonym przez dwa półprzewodniki o różnych szerokościach przerwy energetycznej półprzewodnik o szerszej przerwie jest przezroczysty (jest oknem) dla światła absorbowanego w półprzewodniku o węższej przerwie energetycznej (przyp. tłum.).

ruchliwość nośników w minimum bezwzględny pasma przewodnictwa i jej skokowe zmniejszenie się w najbliższym sąsiednim minimum w punkcie  $\langle 100 \rangle$ . Biorąc pod uwagę fakt, że maksymalny efekt daje zastosowanie heterozłącza utworzonego z półprzewodnika o węższej przerwie energetycznej służącego jako materiał aktywny oraz z półprzewodnika o szerszej przerwie energetycznej, można uważać za obiecujące następujące heterozłącza wykonane na bazie GaAs: AlAs–GaAs, GaP–GaAs oraz AlP–GaAs. Ponieważ pokrywanie się stałych sieci krystalicznej jest pierwszym i najważniejszym kryterium zgodności materiałów danej pary, to preferowanymi heterozłączami są te, które wykonuje się z AlAs–GaAs.

Wśród licznych metod krystalizacji półprzewodnikowych kryształów w postaci warstw epitaksjalnych najczęściej stosowane są metody następujące:

1. krystalizacja z fazy gazowej, z wykorzystaniem reakcji chemicznych, tzn. epitaksji z fazy gazowej (VPE)
2. krystalizacja metodą wyparowania w ultrawysokiej próżni, tzn. epitaksja z użyciem wiązek molekularnych (MBE)
3. krystalizacja z ciekłego roztoku, tzn. epitaksja z fazy ciekłej (LPE).

Pierwsze monokrystaliczne heterozłącza otrzymano metodą VPE. Ostatnio metoda VPE jest szeroko stosowana do otrzymywania heterostruktur o dużych powierzchniach przy precyzyjnej kontroli grubości poszczególnych warstw epitaksjalnych. Metoda MBE jeszcze nie zyskała szerokiego zastosowania, a to z powodu stosunkowo skomplikowanej techniki eksperymentalnej z nią związanej. Najprostszą i najskuteczniejszą okazała się metoda LPE. Ta właśnie metoda jest stosowana do wykonywania wielowarstwowych heterostruktur AlAs–GaAs, których poszczególne warstwy mają grubości od setek Å aż do dziesiątek  $\mu\text{m}$ . Metoda ta jest także stosowana do otrzymywania wielowarstwowych heterostruktur z czteroskładnikowych roztworów stałych z grupy półprzewodników  $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ . Na bazie tych ostatnich materiałów, takich jak np. InGaAsP, GaAlAsSb, GaAlAsP itp., stało się możliwe zrealizowanie heterozłączy niemal idealnych, i to w szerokim zakresie wartości przerw energetycznych.

### Heterostrukтуры w dyskretnych przyrządach optoelektronicznych

Powyżej przedstawione osobliwości elektrycznych i optycznych właściwości heterostruktur zastosowano z powodzeniem w celu gruntownego poprawienia parametrów wielkiej liczby przyrządów półprzewodnikowych oraz w celu opracowania nowych przyrządów, których wykonanie z użyciem zwykłych struktur homozłączowych nie byłoby możliwe.

### Lasery heterozłączowe

W laserach biheterozłączowych (DHL) obszary rekombinacji nośników promieniowania światła i inwersji obsadzeń poziomów energetycznych pokrywają się dokładnie ze sobą i są ograniczone do objętości warstwy środkowej. Dzięki barierom potencjału występującym na heterozłączach, straty rekombinacyjne w obszarach biernych są pomijalne, zaś plazma elektronowo-dziurowa jest ograniczona przestrzennie do obszaru studni potencjału występującej w warstwie środkowej. Jednocześnie dzięki wyraźnej różnicy wartości współczynników załamania, warstwa środkowa służy za światłowód o wysokiej

jakości, w związku z czym straty promieniowania świetlnego w obszarach biernych są pomijalnie małe. Inwersja obsadzeń poziomów energetycznych jest realizowana przez proces podwójnego wstrzykiwania, zatem nie jest potrzebne ani silne domieszkowanie, ani nawet wytworzenie stanu degeneracji w półprzewodniku. To wszystko prowadzi do znacznego obniżenia strat, a w konsekwencji do znacznego obniżenia progowej wartości gęstości prądu. W takiej strukturze zarówno zewnętrzna, jak i wewnętrzna wydajność kwantowa mają prawie pokrywające się wartości i wydaje się, że bardzo prawdopodobne jest uzyskanie wydajności kwantowej zbliżonej do 100%.

W roku 1970 wykonano pierwsze lasery heterozłączowe, których progowe gęstości prądów były mniejsze niż  $1000 \text{ A/cm}^2$ . Lasery te charakteryzowały się zewnętrzną różniczkową wydajnością kwantową równą 70% i całkowitą zewnętrzną wydajnością kwantową równą 25%. Niska wartość progowej gęstości prądu pozwoliła na realizację pracy ciągłej w temperaturze pokojowej, co nie było możliwe w przypadku laserów homozłączowych. Energia promieniowania spójnego emitowanego przez heterostrukтуры  $\text{AlAs-GaAs}$  jest określona przez skład chemiczny roztworu stałego  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  w warstwie środkowej. W realizowanych heterostrukturach tego typu możliwe jest uzyskanie energii odpowiadających długościom fali z zakresu 6900-9000 Å.

W ciągu ostatnich ośmiu, dziewięciu lat, jakie upłynęły od czasu wykonania pierwszych laserów heterozłączowych o niskich progowych gęstościach prądów i zrealizowania pracy ciągłej w temperaturze pokojowej, naukowcy w wielu laboratoriach na świecie osiągnęli wielkie sukcesy w optymalizacji technologii i optymalizacji parametrów heterostruktur z wynikami, które przewyższyły rekordowe dane z lat 1969-1970. W szeregu opublikowanych artykułów, zaproponowano i przebadano różne modyfikacje biheterostruktur, lecz te prace dały jedynie niewielkie polepszenie parametrów. Istotne znaczenie miały badania fizyko-technologiczne dotyczące defektów strukturalnych pojawiających się w heterostrukturach po długotrwałym okresie pracy. W wyniku tych badań udało się wytworzyć lasery biheterozłączowe pracujące w sposób ciągły przez okres 10 000 godzin, zaś według opinii niektórych autorów czas pracy ciągłej osiągnie wartość 100 000 godzin. Ta praca sprawiła, że zbudowanie układów komunikacji optycznej opartych na wykorzystaniu niskostratnych światłowodów i biheterolaserów stało się realną możliwością.

Ważnym i owocnym kierunkiem badań okazuje się tworzenie biheterostruktur opartych na wykorzystaniu innych materiałów półprzewodnikowych oraz tworzenie laserów biheterozłączowych pracujących w szerokim zakresie widmowym.

O ile dążenia do pokrycia obszaru podczerwieni przy użyciu heterostruktur zawierających roztwór stały związków grupy  $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$  z ołowiem okazały się całkiem owocne, o tyle opanowanie zakresu widzialnego okazało się problemem znacznie trudniejszym. Heterostrukтуры oparte na związkach czteroskładnikowych grupy  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$  mogą być uważane za najbardziej obiecujące dla wytworzenia laserów biheterozłączowych emitujących promieniowanie w żółtym i w zielonym obszarze widmowym. Po wykryciu pierwszych biheterostruktur z  $\text{AlGaAsP}$ , co miało znaczenie bardziej poznawcze niż praktyczne, uwagę skoncentrowano na układzie  $\text{InGaAsP}$ , przy wykorzystaniu którego uzyskano ostatnio biheterostrukтуры i pracujące w temperaturze pokojowej lasery biheterozłączowe świecące czerwono. To jest właśnie układ najwłaściwszy dla żółtego zakresu widmowego. W celu wytworzenia zielono świecących laserów biheterozłączowych niezbędne jest poznanie

technologii otrzymywania układu AlGaInP; metalurgia tego układu jest jednak niezwykle skomplikowana. Rozwój wielokanałowych systemów komunikacji optycznej zwiększa znaczenie złączowych źródeł promieniowania spójnego w obszarze widmowym 1-1,5  $\mu\text{m}$ . Zachęcające wyniki uzyskano ostatnio z biheterostrukturami wykonanymi z wykorzystaniem układów InGaAsP i AlGaAsSb.

### Heterozłączowe diody elektroluminescencyjne

Rozwój złączowych źródeł promieniowania niespójnego, tzn. diod elektroluminescencyjnych szedł w parze z budową laserów półprzewodnikowych. Początkowo przyrządy te były produkowane wyłącznie na bazie struktur homozłączowych ze złączami  $p-n$ . Jednakże heterostruktuury mają również i w odniesieniu do diod elektroluminescencyjnych szereg bezspornych zalet. Zalety te wynikają z możliwości wyprowadzenia promieniowania z obszaru rekombinacji na powierzchnię kryształu bez absorpcji wewnętrznej oraz z tego, że może tu być wykorzystane zjawisko superiniekcji, co z kolei umożliwia dobranie optymalnego poziomu domieszkowania oraz ograniczenie lub rozszerzenie obszarów rekombinacji, gdyż zarówno skokowe, jak i liniowe heterozłącza mają wewnętrzne bariery potencjału.

Najpierw rozwinięto diody elektroluminescencyjne z liniowymi heterozłączami (tzn. złączami  $p-n$  w kryształach o zmiennej szerokości przerwy energetycznej), gdyż ich produkcja jest dosyć prosta. W najbardziej wydajnych konstrukcjach diody elektroluminescencyjne wykonywane są przez kolejne krystalizowanie dwóch warstw o różnych przerwach energetycznych, w których położenie złącza  $p-n$  albo pokrywa się, albo jest nieco przesunięte w stosunku do metalurgicznej powierzchni międzyfazowej. Obszar rekombinacji jest „przepchnięty” do okna szerokoprzerwowego, przez co promieniowanie rekombinacyjne zostaje wyprowadzone na zewnątrz bez strat na absorpcję. Diody elektroluminescencyjne o konstrukcji płaskiej bez pokryw przeciwozbiciowych otrzymane na bazie takich struktur w układzie AlAs–GaAs wykazywały zewnętrzne wydajności kwantowe równe około 1% do 1,5% w temperaturze 300 K i w obszarach widmowych bliskiej podczerwieni oraz czerwieni (aż do  $\lambda = 0,65 \mu\text{m}$ ). Jednakże biheterostruktuury bez warstw absorpcyjnych są bardziej obiecujące z punktu widzenia diod elektroluminescencyjnych. Zewnętrzna wydajność kwantowa osiągalna obecnie dla płaskich diod elektroluminescencyjnych wynosi 30-40% przy 100% wewnętrznej wydajności kwantowej. Dalszy rozwój doprowadzi niewątpliwie do wydajności sięgających 50-80%. Tak wysokie wydajności diod elektroluminescencyjnych zagwarantowały możliwość ich zastosowania jako źródeł światła o dużej mocy oraz jako źródeł do pompowania laserów krystalicznych, w szczególności laserów wykonanych z YAG:Nd<sup>3+</sup>.

Rozszerzenie zakresu widmowego jest związane, podobnie jak w przypadku laserów, z zastosowaniem nowych materiałów do wytwarzania heterostruktur.

### Baterie fotoelektryczne i przetworniki światła

Główną zaletą stosowania heterozłączy w przyrządach fotoelektrycznych jest możliwość wykorzystania szerokoprzerwowej części heterozłącza jako przezroczystego okna dla światła absorbowanego w części wąskoprzerwowej tego złącza. Generacja par elektron-

-dziura występuje bezpośrednio w obszarze ładunku przestrzennego złącza  $p-n$ , co z zasady zapewnia możliwość uzyskania wysokiej czułości przyrządu fotoelektrycznego eliminując straty na oświetlonej powierzchni i zmniejszając do pomijalnie małego poziomu straty rekombinacyjne w materiale wąskoprzerwowym.

W celu wytworzenia wysokowydajnych baterii fotoogniwi słonecznych, określono warunki domieszkiowania materiału szerokoprzerwowego zapewniające uzyskanie minimalnej wartości szeregowej oporności fotoogniwa. Pełna sprawność przemiany energii w bateriach słonecznych aktualnie wykonywanych sięga w temperaturze pokojowej wartości 20-25%. Główna zaleta fotoprzetworników heterozłączowych polega na tym, że można je stosować w wysokich temperaturach. Przy 200°C ich sprawność zmniejsza się jedynie o 15-20%. Na podstawie tych wyników można mieć nadzieję, że przetworniki słoneczne wykorzystujące heterozłącza staną się źródłami energii na Ziemi. Zastosowanie układów koncentrujących energię promieniowania słonecznego może spowodować to, że budowa słonecznych elektrowni stanie się ekonomicznie uzasadniona.

Jak wiadomo, głównym powodem niskiej sprawności laserów krystalicznych i szklitych jest zbyt mała zgodność pomiędzy widmami źródeł pompowania optycznego opartymi na zjawisku wyładowania elektrycznego w gazie a widmami absorpcyjnymi materiału laserującego. Ten fakt podsunął koncepcję wykorzystania jako źródeł pompujących półprzewodnikowych diod elektroluminescencyjnych o stosunkowo wąskich pasmach promieniowania, których maksima pokrywałyby się z jednym z pasm absorpcyjnych substancji aktywnej lasera krystalicznego lub szklitego. Jednakże wykonanie dużych kwadratowych diod elektroluminescencyjnych do celów pompowania laserów jest zadaniem technicznie trudnym, tak samo jak wykonanie zespołu wielkiej liczby diod elektroluminescencyjnych połączonych ze sobą w jeden układ pompujący.

W związku z tym opracowano hybrydowy system pompowania optycznego, w którym materiał półprzewodnikowy o strukturze heterozłączowej diody elektroluminescencyjnej przetwarza szerokopasmowe widmo promieniowania gazowej lampy wyładowczej w wąskie pasmo promieniowania pokrywające się z jednym z pasm absorpcyjnych lasera  $YAG:Nd^{+3}$  ( $\lambda = 0,805 \mu m$ ).

Światło luminescencyjne, po wielokrotnych odbiciach i po wielu aktach wtórnego wypromieniowania wydostaje się z przetwornika poprzez warstwy wykonane z materiałów szerokoprzerwowych. Zewnętrzna wydajność kwantowa takiego przetwarzania światła sięga obecnie wartości 40-50%, co pozwoliło podwoić sprawność układu pompującego oraz obniżyć poziom progowy mocy pompującej o taki sam rząd wielkości. Produkcja takich przetworników w kształcie jednolitych kwadratów o powierzchni rzędu kilku  $cm^2$  nie przedstawia żadnych technologicznych trudności. Łącząc takie przetworniki ze złączami  $p-n$  w podłożach z GaAs można skonstruować wysokowydajne fotoogniwa, które mogą pracować przy koncentracjach światła słonecznego odpowiadających 2000 Słońc, a nawet i więcej (przy sprawności przemiany energii około 20%).

### Diody mocy, tranzystory i tyrystory

Dalszy postęp w technologii półprzewodnikowych przyrządów mocy jest związany z zastosowaniem materiałów szerokoprzerwowych grupy  $A^{III}B^V$ , a w pierwszym rzędzie roztworów stałych GaAs i GaAs-AlAs. Przez wiele lat uważano, że zastosowanie tych

materiałów jest niemożliwe ze względu na trudności związane z otrzymaniem bardzo czystych kryształów i osiągnięciem dużych długości drogi dyfuzji dla nośników nierównowagowych, co jest niezbędne dla modulacji przewodnictwa obszaru bazy tranzystora lub tyrystora o grubości 100  $\mu\text{m}$  wynikającej z konieczności uzyskania wysokich wartości napięć zaporowych. Trudności te można przezwyciężyć przez zwiększenie długości drogi dyfuzji nośników związanych z prądem wstrzykiwania, wywołanym przez wewnętrzne pola elektryczne w liniowych heterostrukturach AlAs–GaAs oraz przez wykorzystanie mechanizmu promieniowania o 100-procentowej wewnętrznej wydajności kwantowej.

Przy wykorzystaniu arsenku galu okazało się możliwe wykonanie diod mocy o prądach pracy, których gęstości sięgały  $10^3 \text{ A/cm}^2$  oraz o napięciach zaporowych rzędu 1000 V. Wykonano też tyrystory o napięciach 100–200 V i prądach pracy o gęstościach  $200 \text{ A/cm}^2$ . Fakt, że przyrządy te mogą pracować przy zwiększonych częstościach (kilka MHz) i wysokich temperaturach granicznych (300–400°C), czyni je przyrządami co najmniej atrakcyjnymi. Możliwość sterowania przepływem światła w heterostrukturach odgrywa ważną rolę w przyrządach mocy tak samo jak możliwość zamiany na światło pewnej ilości wydzielającej się w tych przyrządach mocy.

Chociaż od początku sugerowano, że w tranzystorze musi być użyty emiter z szeroką przerwą energetyczną oraz pomimo tego, że wysiłki w celu wykonania takiego tranzystora podejmowane były już dawno temu, pierwsze tranzystory o wysokiej sprawności oparte na wykorzystaniu heterostruktur zostały wykonane dopiero ostatnio. Aktualnie tranzystor z heterozłączami wykonanymi na bazie roztworów stałych GaAs–AlAs jest najlepszym rodzajem tranzystora bipolarnego dla wysokich częstości i podwyższonych temperatur pracy. Przyrządy te dają możliwość uniezależnienia współczynnika wzmocnienia od prądu praktycznie w całym zakresie stosowanych gęstości prądu.

### Heterostruktury w optyce zintegrowanej

Nauka związana z optyką zintegrowaną opiera się na możliwości generowania i sterowania falami świetlnymi rozchodzącymi się w cienkim światłowodzie dielektrycznym. Głównym celem badań jest zastosowanie technologii cienkich warstw oraz techniki integracji w celu wytworzenia nowych układów optycznych i optoelektronicznych. Problemem równoległym, który musi być rozwiązany, jest problem wytworzenia dyskretnych cienko-warstwowych przyrządów optycznych. I chociaż badania nad optycznymi strukturami falowodowymi opartymi na różnych materiałach organicznych i nieorganicznych są obecnie szeroko prowadzone na świecie, to jest jednak zupełnie oczywiste, że wielofunkcyjne układy optyki zintegrowanej będą oparte na monokrystalicznych heterozłączach. Można to powiedzieć nie tylko dlatego, że właściwości optyczne kryształów półprzewodnikowych mogą być w skuteczny sposób kontrolowane, lecz również i dlatego, że struktury heteroepitaksjalne umożliwiają natychmiastową i wysokowydajną zamianę sygnałów elektrycznych w różne efekty optyczne i na odwrót.

Ponieważ ostatecznym celem optyki zintegrowanej jest wykonanie wszystkich elementów optoelektronicznych w jednej półprzewodnikowej płytce heterozłączowej (zwykły elektroniczny obwód scalony wykonany jest na płytce krzemowej), to konieczne jest wybranie z szeregu możliwych heterostruktur tej, w której możliwe jest połączenie wszystkich



**Prof. Žores Alferov w trakcie wygłaszania referatu o heterozłęczach na Zebraniu Ogólnym EPS**

niezbędnych elementów biernych i czynnych układu scalonego. Tak jak w mikroelektronice tranzystor jest elementem podstawowym, tak w optyce zintegrowanej lasery odgrywają największą rolę.

Spośród wszystkich znanych obecnie heterostruktur, biheterozłączowe lasery spełniają najlepiej stawiane wymagania. Należy przy tym podkreślić, że struktury te umożliwiają połączenie w układzie planarnym na jednej płytce wszystkich niezbędnych elementów czynnych i biernych optyki zintegrowanej, takich jak lasery, diody elektroluminescencyjne, fotoogniwa, modulatory, deflektory oraz sprzęgacze światła, wejściowe i wyjściowe.

### Lasery biheterozłączowe z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym

Możliwość zastąpienia rezonatora Fabry-Perota lub rezonatorów podobnego typu w laserach przez strukturę periodyczną została pokazana przez pracowników Bell Laboratories w Stanach Zjednoczonych.

Autorzy ci opisali laser z ośrodkiem czynnym, w którym współczynnik załamania zmienia się periodycznie od warstwy do warstwy. Jeżeli okres niejednorodności jest równy całkowitej liczbie połówek długości fali, to skutkiem tej niejednorodności optycznej fala doznaje odbicia braggowskiego w sposób podobny do tego, jaki występuje na zwierciadłach rezonatora Fabry-Perota. Ponieważ odbicie to następuje w samym ośrodku czynnym, to lasery tego typu zostały nazwane laserami z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym (DFB). Ci sami autorzy rozwinęli następnie teorię tych laserów.

W tym samym czasie nowy typ lasera półprzewodnikowego z wyprowadzeniem światła poprzez siatkę dyfrakcyjną wykonaną na powierzchni warstwy czynnej heterostruktur został opracowany w Instytucie Fizyki Technicznej im. A. F. Joffego Akademii Nauk ZSRR w Leningradzie. Zamierzeniem twórców tego lasera było zmniejszenie rozbieżności przestrzennej wiązki laserowej i zastąpienie rezonatora Fabry-Perota przez strukturę z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym utworzoną w wyniku oddziaływania modów falowodowych lasera z siatką dyfrakcyjną na powierzchni warstwy czynnej. Zespół ten przeprowadził również szczegółową analizę i opracował teorię pracy lasera z siatką dyfrakcyjną.

Możliwość wykonania lasera półprzewodnikowego charakteryzującego się małą rozbieżnością przestrzenną wiązki, z którego promieniowanie jest wyprowadzane na zewnątrz przez płaszczyznę równoległą do warstwy aktywnej dzięki oddziaływaniu pomiędzy modami falowodowymi i siatką dyfrakcyjną na powierzchni falowodu, została również po raz pierwszy zademonstrowana doświadczalnie w Instytucie Fizyki Technicznej im. A. F. Joffego.

Ważną osobliwością laserów z wyprowadzeniem promieniowania poprzez siatkę dyfrakcyjną jest prawie 100% polaryzacja promieniowania wyprowadzonego na zewnątrz, z wektorem  $E$  natężenia pola elektrycznego fali elektromagnetycznej równoległym do linii siatki dyfrakcyjnej. W przypadku rozłożonego sprzężenia zwrotnego, rozbieżność przestrzenna promieniowania w płaszczyźnie prostopadłej do warstwy czynnej i pofałdowania siatki jest znacznie mniejsza niż w przypadku, gdy promieniowanie jest generowane w rezonatorze Fabry-Perota i wyprowadzone na zewnątrz przez siatkę. W pobliżu progu akcji laserowej rozbieżność wiązki nie przekracza  $0,1^\circ$  i jest zbliżona do rozbieżności wynikającej z apertury numerycznej.

Cenną właściwością laserów DFB jest stosunkowo słaba zależność od temperatury położenia (na skali częstotliwości) generowanej linii w zakresie niewielkich zmian tempera-

tury pracy (kilkadziesiąt stopni). Zależność ta nie jest związana z zależnością szerokości przerwy energetycznej  $E_g$  od temperatury, lecz wynika z temperaturowych zmian okresu przestrzennego siatki dyfrakcyjnej.

Ostatnio zrealizowano w praktyce pracę ciągłą w temperaturze pokojowej i to zarówno dla laserów DFB (siatka dyfrakcyjna wykonana jest na powierzchni warstwy czynnej, która jest pompowana elektrycznie przez wstrzykiwanie nośników), jak i dla laserów ze zwierciadłami braggowskimi DBR<sup>5</sup> (w laserach tych siatka dyfrakcyjna znajduje się poza obszarem czynnym, co spowodowane jest dążeniem do poprawienia charakterystyk degradacyjnych).

Pierwszy pracujący monolityczny zintegrowany układ optyczny został wykonany w Japonii. Była to heterostruktura AlAs–GaAs z sześcioma laserami DFB, których długości fal generowanego promieniowania różniły się od siebie o 20 Å. Promieniowanie tych laserów było wprowadzone do wspólnego światłowodu.

Dalszy rozwój laserów DFB doprowadzi prawdopodobnie do wytworzenia lepszych złączowych laserów półprzewodnikowych o długim czasie życia, które będą miały takie zalety, jak: dużą spójność, małą rozbieżność przestrzenną promieniowania, stabilność częstotliwości przy zmianach temperatury, możliwość uzyskania pracy jednomodowej i jednoczęstościowej. Rozszerzenie zakresu widmowego jest związane z rozwojem technologii wieloskładnikowych półprzewodnikowych roztworów stałych.

### Zakończenie

Rozwój metod otrzymywania „idealnych” heterostruktur i odkrycie szeregu nowych zjawisk w tych heterostrukturach, które to zjawiska umożliwiają skuteczną kontrolę przepływu elektronów i światła w kryształach, rozszerzyły znacznie możliwości elektroniki półprzewodnikowej. Wyniki, które po raz pierwszy uzyskano w heterostrukturach wykonanych na bazie związków półprzewodnikowych  $A^{III}B^V$  zostały rozciągnięte na inne klasy materiałów  $A^{II}B^{VI}$ ,  $A^{IV}B^{VI}$  itp., a ostatnio na heterostruktury wykonane na bazie amorficznych związków półprzewodnikowych.

Można zatem obecnie wyróżnić nowy typ materiałów: heteropółprzewodniki, których właściwości mogą być dobierane w taki sposób, by można było realizować różne szczególne zadania praktyczne.

Tłumaczył *Marian A. Herman*

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

*Od tłumacza:* Artykuł ten w nieco rozszerzonej wersji został również przedstawiony przez autora podczas II Międzynarodowej Szkoły Optoelektroniki Półprzewodnikowej „Cetniewo 1978” zorganizowanej w Polsce i jest wydrukowany w książce *Semiconductor Optoelectronics*, ed. M. A. Herman, PWN, Warszawa 1979.

<sup>5</sup> DBR oznacza układ rezonatorowy ze zwierciadłami Bragga (distributed Bragg reflectors). W układzie tym periodyczne pofałdowania powierzchni światłowodu tworzące zwierciadła braggowskie występują na przeciwnych końcach lasera heterozłączowego, poza obszarem wstrzykiwania nośników przez złącze  $p-n$  (przyp. tłum.).

# NOWA APARATURA I AUTOMATYZACJA POMIARÓW

## Europejskie projekty wielkich urządzeń

### The European Great Projects

*Abstract:* A review of the main projects discussed at the European Physical Society seminar in Rome, 26-27 March 1979, is presented.

W dniach 26 i 27 marca 1979 r. spotkało się w Rzymie około 250 fizyków różnych specjalności ze wszystkich krajów reprezentowanych w Europejskim Towarzystwie Fizycznym. Przedmiotem obrad były najważniejsze zamierzenia europejskie w dziedzinie wielkich urządzeń na okres do końca stulecia.

Pomysł zorganizowania wspólnego zebrania specjalistów pracujących w różnych gałęziach fizyki został uznany za bardzo szczęśliwy. Poziom zarówno referatów, jak i słuchaczy był bardzo wysoki. Według powszechnej opinii więcej tego typu zebrań odbywać się powinno w przyszłości.

Zachodnioeuropejski program badania syntezy jądrowej przedstawił D. Palumbo, kierownik programu syntezy jądrowej w Dyrektoracie do Spraw Nauki, Badań i Kształcenia Komisji Europejskiej. Przy zastosowaniu plazmy będącej bardzo wysoko zjonizowaną mieszaniną deuteru i trytu do osiągnięcia dodatniego bilansu energetycznego konieczne jest uzyskanie warunków określonych pewnymi wartościami parametrów wyznaczających związek między gęstością plazmy, a czasem ograniczenia przestrzennego. Przy zastosowaniu inercyjnego ograniczenia plazmy, przy koncentracji jonów i elektronów  $10^{24} \text{ cm}^{-3}$ , czas ograniczenia jest około  $10^{-10} \text{ s}$ , podczas gdy dla plazmy ograniczonej magnetycznie o koncentracji rzędu  $10^{14}$ - $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  czas ograniczenia jest rzędu sekund. W pierwszym przypadku gęstość mocy reakcji dochodzi do  $10^8 \text{ TW/cm}^3$ , a ciśnienie do  $3 \times 10^{10} \text{ atm}$ . Jest to prawdziwa mikroeksplozja jądrowa i niektóre państwa zajęły negatywne stanowisko w stosunku do międzynarodowej współpracy w odniesieniu do systemu tak bardzo zbliżonego do możliwości zastosowań militarnych. W konsekwencji zachodnioeuropejski program w zakresie syntezy jądrowej ukierunkowany został głównie na badania magnetycznego ograniczenia plazmy, gdzie występują gęstości mocy kilku  $\text{W/cm}^3$  i ciśnienia dziesiątków atmosfer, co wyklucza możliwość zastosowań militarnych.

W pierwszej fazie, która rozpoczęła się w 1959 r., badania pod patronatem EURATOM-u, zapoczątkowane przez francuski Komisarjat Energii Atomowej, rozszerzyły się na wszystkie kraje Wspólnoty Europejskiej z wyjątkiem Luxemburga i Irlandii. Od niedawna przystąpiły do nich również Szwajcaria i Szwecja.

Aczkolwiek można otrzymywać cenne wyniki dotyczące diagnostyki plazmy w mniejszych laboratoriach, konieczne jest jednak budowanie wielkich urządzeń w celu osiągnięcia długich czasów ograniczenia. Osiągnięto porozumienie w przedmiocie ustalenia następujących wytycznych o podstawowym znaczeniu: będą opracowywane programy pięcioletnie obejmujące całość prac prowadzonych w zainteresowanych państwach w dziedzinie syntezy jądrowej i fizyki plazmy, przy czym ostatecznym celem ma być budowa prototypów w skali przemysłowej nadających się do praktycznej eksploatacji. Przygotowanie programu na następną kolejną pięcioletkę będzie opracowywane w ciągu ostatnich dwóch lat bieżącej pięcioletki. Pierwszym wspólnym przedsięwzięciem był JET (Joint European Torus). Od 1968 r., kiedy radzieckie eksperymenty z urządzeniem T-3 ustaliły, że konfiguracja typu tokamak otwiera bardzo obiecujące możliwości, zbudowano w zachodniej Europie szereg urządzeń osiągając poważne postępy techniczne. Należy tu wymienić maszyny: Pulsator w Garching (RFN), TFR w Fontenay-aux Roses (Francja), FT we Frascati (Włochy), DITE w Culham (Wielka Brytania), WEGA w Grenoble (Francja) i ERLM w Brukseli (Belgia). Obecnie w budowie jest seria urządzeń następnej generacji: ASDEX w Garching i TEXTOR w Jülich (RFN). Główny wysiłek idzie w kierunku doskonalenia urządzeń typu tokamak, ale są również prowadzone badania instalacji typu stellarator (CLEO w Culham i Wendelstein VII w Garching — obecnie największy stellarator świata).

Postęp w kierunku osiągnięcia warunków umożliwiających eksploatację reaktora termojądrowego jako praktycznego źródła energii podaje tabela 1.

Tabela 1

## Postęp ku osiągnięciu warunków fuzji

Rok	$\tau_E$ [s] (czas utrzymania gorącej plazmy)	$T$ [K]	$n\tau_E$ [cm <sup>-3</sup> s]	Czas utrzymania [s]
1955	$10^{-5}$	$10^5$	$10^9$	$10^{-4}$
1960	$10^{-4}$	$10^6$	$10^{10}$	$3 \times 10^{-3}$
1965	$2 \times 10^{-3}$	$10^6$	$10^{11}$	$2 \times 10^{-2}$
1970	$10^{-2}$	$5 \times 10^6$	$5 \times 10^{11}$	$10^{-1}$
1976	$5 \times 10^{-2}$	$2 \times 10^7$	$10^{13}$	1
1978	$8 \times 10^{-2}$	$6 \times 10^7$	$2 \times 10^{13}$	1
warunki uzyskania dodatniego bilansu energii	1	$10^8$	$10^{14}$	10

W ZSRR realizowany jest intensywny program konstrukcji i badań. W Nowosybirsku ma być zbudowanych około 10 reaktorów typu tokamak w celu przeprowadzenia badań w zakresie różnych zagadnień fizycznych związanych z tego typu urządzeniami. Niezależnie od tego ZSRR pragnie czynnie poprzeć realizację zamierzenia budowy maszyny

światowej, proponowanej przez Sigvarda Eklunda, dyrektora generalnego Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej. Również Japonia wyraziła żywe zainteresowanie tą inicjatywą.

Należy zdawać sobie sprawę z tego, że po rozwiązaniu podstawowych problemów fizycznych reaktora termojądrowego trzeba będzie przezwyciężyć bardzo istotne trudności technologiczne, np. uzyskanie właściwych materiałów konstrukcyjnych odpornych na bardzo silne strumienie prędkich neutronów, czy też problem ekonomicznego wytwarzania silnych pól magnetycznych, do czego konieczne jest ulepszenie istniejących dotychczas technologii nadprzewodników.

D. Palumbo uchylił się od odpowiedzi na pytanie, kiedy można oczekiwać, że wykorzystanie energii termojądrowej stanie się ekonomicznie uzasadnione, przypuszcza jednak, że pierwszy reaktor termojądrowy o dodatnim bilansie energii uda się zbudować w pierwszych latach następnego stulecia.

*Projekt wielkiego synchrotronu protonowego* przedstawił W. Sidorow na podstawie referatu przygotowanego przez K. P. Myznikowa (Moskwa) przy współpracy 50 fizyków z różnych instytutów w ZSRR. W celu prowadzenia zaawansowanych badań w dziedzinie fizyki wielkich energii projektuje się zbudować w Sierpuchowie akcelerator protonów UNK, przyspieszający protony do energii 3 TeV, przy czym w dalszej perspektywie bierze się pod uwagę możliwość uzyskania zderzających się wiązek. Podstawowy projekt został już opracowany.

Działający obecnie w Sierpuchowie akcelerator 70 GeV (U-70), w którym natężenie wiązki ma być podwyższone do  $5 \times 10^{13}$  protonów/impuls ma służyć jako iniektor akceleratora UNK. Znaczne korzyści techniczne wynikną z zastosowania w akceleratorze UNK dwustopniowego przyspieszania protonów. W pierwszym stopniu protony będą przyspieszane od energii iniekcji do 0.4 TeV, a w drugim od 0.4 TeV do 3 TeV. Każdy stopień akceleracji odbywa się w oddzielnym pierścieniu. Do pierwszego stopnia akceleracji zastosowano elektromagnesy konwencjonalne, a do drugiego nadprzewodnikowe. Oba pierścienie umieszczone będą we wspólnym tunelu, jeden nad drugim. Środek tych pierścieni ma się znaleźć 6.5 km od środka akceleratora U-70. Obwód każdego z pierścieni ma wynosić 19 288 m. Cykl akceleracyjny ma wynosić 78 s. Ciśnienie w pierwszym pierścieniu ma nie przekraczać  $3 \times 10^{-7}$  torr, a w drugim  $2 \times 10^{-8}$  torr w temperaturze pokojowej. Po zamrożeniu do temperatury około 30-40 K ciśnienie w drugim pierścieniu obniży się do około  $2 \times 10^{-11}$  torr.

W projekcie przewidziano zastosowanie wielu pomysłowych środków mających na celu zredukowanie strat natężenia wiązki protonowej. Oczekuje się, że natężenie wiązki na tarczy dochodzić będzie do  $6 \times 10^{14}$  protonów/impuls.

*Projekt wielkiego urządzenia zderzających się wiązek elektronowych i pozytonowych (LEP)* przedstawił M. Vivargend, przewodniczący Europejskiego Komitetu do Spraw Przyszłych Akceleratorów (ECFA). Referent omówił szybki rozwój fizyki wysokich energii od czasu kiedy zastosowano wielkie maszyny. Obecnie jest ogólnie przyjęte, że hadrony przy wysokich przekazach pędu ujawniają podstrukturę i wydają się być zbudowane z kwarków i antykwarków. Od 1974 r. w fizyce cząstek elementarnych dokonano doniosłych odkryć korzystając z wielkich akceleratorów w Fermilab i w CERN-ie oraz zderzających się wiązek  $e^+$  i  $e^-$  w Stanford, a ostatnio z urządzeń DORIS i PETRA w DESY. Decydujące potwierdzenie modelu Weinberga i Salama, w którym zakłada się unifikację oddziaływań

słabych i elektromagnetycznych, wymagałoby odkrycia dwóch naładowanych bozonów wektorowych  $W^\pm$  o masie około 78 GeV sprzężonych ze słabymi ładunkami oraz mezonu  $Z^0$  o masie 90 GeV sprzężonego z prądami neutralnymi. Model Wienberga i Salama przewiduje również istnienie bardzo specjalnego mezonu, zwanego mezonem Higgsa.

Od 1976 r. ECFA szczegółowo rozważał kwestię, jakie akceleratory powinny być budowane aby fizyka europejska mogła utrzymać się na najwyższym międzynarodowym poziomie w końcu lat osiemdziesiątych. Na podstawie tych rozważań zdecydowano, że należy zbudować wielkie urządzenie, w którym będą się zderzać wiązki  $e^+$  i  $e^-$ , nazwane LEP. W maju 1977 r. ECFA zwrócił się do CERN-u o wykonanie studiów takiego urządzenia, w którym energia każdej z wiązek wynosiłaby 100 GeV. Lokalizację przewidziano w pobliżu dotychczasowego terenu CERN-u. Już wstępne studia wykazały, że realizacja natrafi na wielkie trudności techniczne i będzie bardzo kosztowna. Obecnie przedmiotem studiów jest tak zwana wersja 8, która ma być przedstawiona przy końcu bieżącego roku. Obwód pierścienia ma wynieść 30 607 m, energia każdej z wiązek 85 GeV. Specjalną uwagę zwraca się na sposoby możliwego obniżenia kosztów. Rozważa się również możliwość rozłożenia budowy na kilka stadiów, co pozwoliłoby rozłożyć wydatki na dłuższy okres. Najpierw energia każdej z wiązek miałaby wynosić 50 GeV przy jak największej świetlności, następnie 72 GeV, a wreszcie 80-85 GeV. Zakończenie budowy pierwszego stadium mogłoby nastąpić w 1988 r. Obliczono, że straty energii na promieniowanie synchrotronowe wynoszą odpowiednio 5.76 MW, 13 MW i 20-24 MW. Projektanci szukają sposobów przynajmniej częściowego wykorzystania tego promieniowania.

Studia dotyczące konstrukcji LEP kierowane są przez J. B. Adamsa. Grupa pod kierownictwem A. Zichichi obejmująca przeszło 360 fizyków i inżynierów przygotowuje program eksperymentalny. Abdul Salam wyraził opinię, że nigdy dotychczas nie było urządzenia, z którego można by wyciągnąć tyle fizyki co z LEP-u.

Zarysowuje się światowy obraz przyszłego rozmieszczenia wielkich urządzeń na różnych kontynentach. Chiny koncentrują się na budowie wielkiego synchrotronu przyspieszającego protony do 50 GeV. W USA rozbudowuje się akcelerator w Batavii przez dodanie drugiego pierścienia (Tevatron), w którym protony będą mogły być przyspieszane do 1 TeV. Układ dwóch pierścieni pozwoli w przyszłości na wykorzystanie ich w różnych konfiguracjach: 100+250 GeV, 250+250 GeV, a przy zastosowaniu chłodzenia 1000+1000 GeV. Wśród urządzeń w USA należy jeszcze wymienić akcelerator Isabelle budowany w Brookhaven, gdzie zderzają się dwie wiązki o energii 400 GeV każda. W ZSRR poza opisanym wyżej urządzeniem UNK w Sierpuchowie, rozważa się w Nowosybirsku zupełnie nową możliwość zderzania wiązek  $e^+$  i  $e^-$  przyspieszanych do energii 100 GeV w akceleratorach liniowych. W Japonii jest Tristan, w którym energia zderzeń proton-proton ma wynosić 300 GeV.

Jak widać postęp w dziedzinie urządzeń koniecznych do dalszych badań w fizyce wysokich energii nie biegnie jednym torem. Obraz jednej wielkiej światowej maszyny uniwersalnego użytku ustępuje w umysłach fizyków na rzecz światowego programu obejmującego rozmaite narzędzia. W przyszłości wielkie laboratoria będą się wzajemnie uzupełniać i będą ośrodkami badań w pełnym sensie międzynarodowych.

*Projekt europejskiego źródła promieniowania synchrotronowego* omówił Y. Farge (Orsay), przewodniczący komitetu do przeprowadzenia studiów w przedmiocie zapotrzebowania

Europejskiego na promieniowanie synchrotronowe powołanego przez Europejską Fundację Naukową (ESF). W 1976 r. ESF powołała grupę do ogólnego rozważenia sprawy promieniowania synchrotronowego pod przewodnictwem H. Meier-Leibnitza. Grupa przedstawiła szereg wniosków, z których najbardziej istotny był, że budowa specjalnego źródła promieniowania synchrotronowego jest uzasadniona. Wykorzystanie promieniowania synchrotronowego pochodzącego z urządzeń służących zasadniczo do innych celów nie jest korzystne zarówno ze względów technicznych, jak i ekonomicznych. Do opracowania wstępnych studiów wielkiego źródła promieniowania synchrotronowego powołano komisję pod przewodnictwem Y. Farge. Prace tej komisji nie są jeszcze ukończone i końcowe sprawozdanie będzie przedstawione na ogólnym zebraniu ESF w listopadzie 1979 r. Obecnie można podać jedynie pewne ogólne informacje o pracach tej komisji oraz zarys projektu urządzenia. Komisja wyłoniła 2 grupy. Jedna pod kierownictwem D. J. Thompsona z Daresbury studiuje szczegółowo samą konstrukcję źródła, druga pod przewodnictwem B. Burasa z Kopenhagi zajmuje się zagadnieniami oprzyrządowania. Jednak najważniejsze jest naukowe uzasadnienie budowy tego źródła. Wobec tego, że zakres zastosowań promieniowania synchrotronowego jest bardzo szeroki i sięga od fizyki atomowej do biologii i nauk technicznych, zaproszono do współpracy około 20 uczonych europejskich. Jest rzeczą jasną, że szereg bardzo interesujących możliwości otworzy się, o ile uda się zwiększyć natężenie promieniowania X o 2 do 3 rzędów w stosunku do natężenia ze źródeł dotychczasowych. Byłoby bardzo korzystne, gdyby źródło promieniowania synchrotronowego mogło być oddane do użytku w latach osiemdziesiątych. Pozwoliłoby to stworzyć ośrodek badawczy, w którym uczeni europejscy z różnych krajów i różnych specjalności mogliby wspólnie pracować.

*Projekty radioastronomiczne w zakresie fal milimetrycznych* referował K. Johnsen (CERN). Mimo że badania astronomiczne w zakresie fal milimetrycznych są stosunkowo młodą dziedziną astronomii (pierwszy dobrej jakości detektor fal milimetrycznych został skonstruowany w 1969 r.), przyniosły one już imponujące rezultaty. Większość z 50 znanych cząsteczek przestrzeni międzygwiazdowej została odkryta metodą spektroskopii fal milimetrycznych. W 1973 r. została nawiązana współpraca francuskiego Centrum Narodowego Badań Naukowych i niemieckiego Towarzystwa Maxa Plancka, w wyniku której powołano w 1978 r. Instytut Radioastronomii Milimetrycznej (IRAM). Instytut ten projektuje budowę dwóch podstawowych urządzeń — 30 m radioteleskopu, który ma być zlokalizowany na wysokości 3000 m w Sierra Nevada w południowej Hiszpanii oraz radiointerferometru w układzie trzech anten, który ma się znaleźć na Plateau de Bure na wysokości 2500 m, na południe od Grenoble. Przewiduje się, że radioteleskop rozpocznie działanie w 1982 r., natomiast budowa interferometru, ze względu na dopływ środków finansowych, zostanie zakończona dopiero w 1986 r. Pierwsza z trzech anten interferometru będzie jednak już gotowa w 1983 r.

Należy się spodziewać, że wkrótce do IRAM przystąpią inni partnerzy i że stanie się on instytutem prawdziwie ogólnoeuropejskim.

*Niektóre projekty europejskiej astronomii* przedstawił L. Woltjer, dyrektor generalny Europejskiego Obserwatorium Południowego, którego członkami są: Belgia, Dania, Holandia, Francja, RFN i Szwecja. Astronomowie projektują przede wszystkim budowę VLT (Very Large Telescope) o aperturze 16 m. Badania jakie będą prowadzone przy po-

mocy VLT obejmą: 1) pomiary przesunięcia ku czerwieni widm odległych galaktyk — przewidywane wartości przesunięcia ku czerwieni oparte na określonych modelach wszechświata różnią się od siebie bardzo niewiele, co sprawia, że precyzyjne pomiary w tej dziedzinie mają wielką wagę; 2) pomiary ostrych linii absorpcyjnych w widmach odległych kwazarów — występowanie tych linii może świadczyć o obecności materii międzygalaktycznej w przestrzeni między kwazarem a Ziemią, ma to znaczenie przy weryfikacji modeli wszechświata i tworzenia się galaktyk; 3) pomiary polaryzacji światła emitowanego przez pulsary, co ułatwi oszacowanie bardzo silnych pól magnetycznych gwiazd neutronowych; 4) wyznaczanie składu gwiazd i obszarów zjonizowanych gazów w sąsiednich galaktykach — dotychczasowe informacje ograniczają się prawie wyłącznie do naszej galaktyki.

Koszt budowy VLT wyniesie prawdopodobnie około 250 milionów fr. szw.

Daleko zaawansowane są już także plany europejskiej sieci interferometrycznej (European Very Long Baseline Interferometer Network). Sieć ta będzie mogła być wykorzystana również w geofizyce, w szczególności przy pomiarach ruchów skorupy ziemskiej.

We współpracy europejskiej jest również w budowie duży satelita do badań promieniowania X (EXOSAL) i satelita do badań w podczerwieni (IRAS). Planuje się budowę satelity do badań w zakresie miękkiego promieniowania X i dalekiego nadfioletu, tj. obszaru widmowego dotychczas mało badanego.

Opracowała *Barbara Wojtowicz*

## Z E Z J A Z D Ó W I K O N F E R E N C J I

## Symposium Einsteinowskie w Jerozolimie

Cały świat składa w tym roku hołd pamięci Alberta Einsteina w stulecie jego urodzin. Uroczystości ku czci Einsteina osiągnęły swój punkt kulminacyjny 14 marca, w dniu jego urodzin. Tego dnia wieczorem w Teatrze Jerozolimskim odbyło się uroczyste otwarcie międzynarodowego sympozjum poświęconego Albertowi Einsteinowi i roli, jaką odegrał on w powstaniu nauki i cywilizacji XX wieku.

Z tego, co wiemy o Einsteinie, należy przypuszczać, że pomysł zorganizowania takiego sympozjum nie bardzo przypadłby mu do gustu, ale na pewno podobałyby się mu program koncertu otwierającego uroczystości, na który złożyły się koncerty skrzypcowe jego ulubionych mistrzów, Bacha i Mozarta, w świetnym wykonaniu Izaaka Sterna.

Trwające od 14 do 23 marca sympozjum obejmowało 44 wykłady oraz wieczór wspomnień przyjaciół i współpracowników Einsteina. Tematyka wykładów była bardzo różnorodna; 29 wykładów było poświęconych zagadnieniom fizyki i historii fizyki, zaś 15 miało charakter ogólniejszy. Problematyka tych ogólnych wykładów była ogromnie zróżnicowana. Oto przykładowe tytuły ilustrujące rozpiętość tematów: „Einstein a zagadnienia językoznawstwa”, „Względność a interpretacja sztuki współczesnej” i „Teoria i doktryny w rozumowaniach strategicznych przed i po epoce jądrowej”.

Wprowadzenie do programu tak różnorodnych tematów miało świadczyć o tym, że organizatorzy nie uważali Symposium Einsteinowskiego za specjalistyczną konferencję z wybranych działów fizyki. Jak gdyby na przekór tym poglądom, najciekawsze wystąpienia były poświęcone konkretnym zagadnieniom fizycznym. Należały do nich wykłady Beckensteina, Sciamy, Dashena, t'Hoofta i Weinberga.

Jacob D. Beckenstein (Uniwersytet w Beer-Sheba) mówił o związku między grawitacją, fizyką kwantową i fizyką statystyczną, którego jest on odkrywcą. W swojej pracy doktorskiej (pisanej w Princeton pod kierunkiem Wheelera), Beckenstein zauważył, że pole powierzchni czarnej dziury ma wiele własności entropii i na tej podstawie przyjął, że wielkości te są sobie równe z dokładnością do stałej proporcjonalności. Hipotezę tę potwierdził później S. Hawking, który na podstawie kwantowej teorii pola obliczył także stałą proporcjonalności. W swoim wykładzie, Beckenstein przedstawił dalsze rozwinięcie termodynamiki czarnych dziur<sup>1</sup>. Ponieważ czarna dziura ma określoną entropię i temperaturę, nie można jednocześnie określić jej masy, ładunku i momentu pędu. Należy raczej mówić o zespole statystycznym czarnych dziur o określonych wartościach średniej masy, średniego ładunku i średniego momentu pędu. Dla czarnych dziur o typowych rozmiarach astronomicznych, rozrzut tych wielkości jest jednak bardzo mały, gdyż jest on wywołany efektami kwantowymi. Na przykład, rozrzut masy jest rzędu masy Plancka, to znaczy około  $2 \cdot 10^{-5}$  g. W swoich badaniach, Beckenstein natknął się na ciekawy paradoks: rozrzut mas znika dla kosmologicznych czarnych dziur o masie przewyższającej  $10^{11}$  mas Słońca. Paradoks polega na tym, że żadne takie ograniczenie nie występuje w teorii Hawkinga. Rozważania Beckensteina są jednak bardzo wiarygodne, gdyż opierają się na ogólnych związkach termodynamicznych.

Dennis Sciamy (Uniwersytet Oxfordzki) poświęcił swój wykład przeglądowi zagadnień kosmologicznych. O kosmologach mówiło się kiedyś żartobliwie, że na podstawie jednej zaobserwowanej prawidłowości potrafią napisać całą książkę. Dzięki licznym odkryciom ostatnich lat, powiedzonko zaczęło tracić swoją aktualność, gdyż kosmologia musi wyjaśniać w sposób spójny znany obecnie szeroki zakres faktów. W dalszym ciągu jednak kosmologowie zadziwiają nas umiejętnością wyciągania zaskakujących wniosków ze stosunkowo szczupłego zasobu informacji. Świątną tego ilustracją było, omówione w wykładzie Sciamy, potwierdzenie zasady Macha na podstawie niedawnych pomiarów anizotropii promieniowania elektro-

<sup>1</sup> Por. artykuł D. Sciamy w *Postępy Fizyki* 30, 215 (1979).

magnetycznego o temperaturze 2,7 K wypełniającego Wszechświat, zwanego promieniowaniem szcztkowym<sup>2</sup>. Wykryta anizotropia tego promieniowania wskazuje na to, że Ziemia wraz z całym Układem Słonecznym porusza się z prędkością 600 km/s względem układu spoczynkowego dla promieniowania szcztkowego. Za pomocą genialnie prostego rozumowania, kosmologowie powiązali wyniki tych obserwacji z zasadą Macha. Właściwie, to wykorzystali oni informację o tym, że czegoś nie zaobserwowano; nie ma bowiem anizotropii nie związanej z ruchem jednostajnym. Oznacza to, że Wszechświat nie obraca się względem lokalnego układu odniesienia wyznaczonego przez promieniowanie szcztkowe. Tak właśnie powinno być zgodnie z zasadą Macha, która głosi, że bezwładność ciał jest przejawem ich oddziaływania z całym Wszechświatem, co oznacza, że układy poruszające się bez przyspieszenia względem środka masy Wszechświata są zarazem lokalnymi układami inercjalnymi.

Roger Dashen z Instytutu w Princeton mówił o chromodynamice<sup>3</sup>. Dashen jest jednym z gorących zwolenników tej teorii. Mówił on m. in. o teorii przejść fazowych w chromodynamice i o tym, jak można powiązać tę teorię z modelem hadronów znanym pod nazwą worka MIT. Według takiej koncepcji próżnia byłaby fazą ciekłą, zaś hadrony byłyby pęcherzykami gazu w cieczy. Niestety, bardzo trudno jest poprzeć te spekulacje precyzyjnymi argumentami, ponieważ do fazy ciekłej nie można stosować rachunku zaburzeń, który jest w kwantowej teorii jedyną systematyczną metodą obliczeniową.

Współczesnym próbom wyjścia poza rachunek zaburzeń poświęcony był wykład Geralda t'Hoofta z Uniwersytetu w Utrechcie. Użyteczność rachunku zaburzeń do wyciągania wniosków o pełnej teorii jest ograniczona asymptotycznym charakterem szeregów perturbacyjnych w kwantowej teorii pola. Ta przewidziana jeszcze w 1951 roku przez Dysona własność elektrodynamiki kwantowej występuje, jak się powszechnie sądzi, także w innych kwantowych teoriach pola. Istniejące metody sumowania szeregów asymptotycznych (np. metoda Borela) wymagają znajomości analitycznych własności funkcji opisujących pełną teorię, których nie można wydedukować z rachunku zaburzeń. Na zakończenie swojego wykładu t'Hooft podał zabawne uzasadnienie nazwy kwark. Zauważył on, że opis przyjmujący kwarki za podstawowe elementy budowy materii stanowi czwarty (quartus) etap rozkładu Wszechświata na elementarne obiekty. W trzech poprzednich etapach wprowadzono żywioty, pierwiastki chemiczne i cząstki elementarne. Wiadomo już zatem, że po odkryciu elementarnych składników, z których zbudowane są kwarki, trzeba je będzie nazywać kwinkami.

Steven Weinberg z Uniwersytetu Harvarda mówił o wielkich teoriach jednolitych, mających dać połączenie w jedną całość fizyki słabych, elektromagnetycznych, silnych i grawitacyjnych oddziaływań. Mimo tego, iż takie teorie mają obecnie charakter wybitnie spekulatywny, podjęto już próby wyprowadzenia na ich podstawie wniosków dających się potwierdzić doświadczalnie. Jednym z takich wniosków jest niezachowanie liczby barionów. Bezpośredni pomiar czasu życia protonu (rzędu  $10^{30}$  lat) nie jest chyba obecnie możliwy, ale Weinberg podjął próbę wyjaśnienia obserwowanego we wszechświecie stosunku liczby protonów do fotonów. Na gruncie wielkiej jednolitej teorii zastosowanej do początkowej fazy ewolucji wszechświata udaje się otrzymać dla tego stosunku wartość rzędu  $10^{-9}$ . Jest to zgodne z danymi obserwacyjnymi, które określają dla tego stosunku granice od  $10^{-8}$  do  $10^{-10}$ .

Największym zainteresowaniem zarówno uczestników sympozjum, jak i miejscowego świata naukowo-kulturalnego cieszył się historyczny wykład Paula Diraca pt. „Wczesne lata teorii względności” oraz wieczór wspomnień. Dirac opowiedział o swoim pierwszym zetknięciu się z teorią względności, której uczył się on od Eddingtona. W pierwszym okresie rozwoju teorii względności, w pracach nad tą teorią brali bardzo czynny udział astronomowie; oprócz Eddingtona, robili to de Sitter i Schwarzschild. Według Diraca było to związane z tym, że w owych czasach astronomowie mogli łatwiej teorię względności zrozumieć, gdyż mieli lepsze przygotowanie matematyczne.

W wieczorze wspomnień brali udział: John Archibald Wheeler, Peter Bergmann, Banesh Hoffmann, Nathan Rosen, Ester Salaman, Boris Schwarz i Ernst Straus.

Podsumowania sympozjum dokonał Murray Gell-Mann. Mówiąc o bardzo wszechstronnym potraktowaniu w czasie sympozjum wszystkich tematów związanych z życiem i twórczością naukową Einsteina, zwrócił on uwagę organizatorów na to, że zabrakło regat i koktajlu w Yacht-Clubie. Kontynuując w tym samym duchu, powiedział również, że uczestnictwo w sympozjum sprawiło mu prawdziwą przyjemność,

<sup>2</sup> Por. artykuł M. Demiańskiego w niniejszym zeszycie *Postępów Fizyki*.

<sup>3</sup> Por. artykuł W. Królikowskiego, *Postępy Fizyki* 30 (1979).

bo przynajmniej tym razem czciliśmy kogoś, kto rzeczywiście na to zasłużył. W bardziej poważnej części swojego wystąpienia Gell-Mann poddał krytyce renormalizowalne, w konwencjonalnym sensie, teorie pola. Za główną słabość tych teorii uznał on (i słusznie!) niemożność wyznaczenia na ich podstawie wartości parametrów podlegających renormalizacji. Mimo uwiecznionych sukcesami prób zbudowania teorii jednolitych, liczba tych niewyznaczalnych parametrów stale rośnie.

Organizatorzy postarali się o nadanie Sympozjum Einsteinowskiemu jak najwyższej rangi. Patronat nad sympozjum objął prezydent. Uczestnicy sympozjum byli podejmowani przez prezydenta, przez burmistrza Jerozolimy oraz przez marszałka Knessetu. W czasie bankietu w Knessecie, w zastępstwie chorego premiera, przemawiał wicepremier. Z okazji 100-lecia wypuszczono banknoty z wizerunkiem Einsteina (całe szczęście, że Mistrz Albert patrzy już na to wszystko z rajsłym pobłażaniem) i mennica wyłoczyła srebrne i brązowe medale pamiątkowe.

Z Polski w Sympozjum Einsteinowskim uczestniczyli: Prezes Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej prof. dr Leonard Sosnowski (który przewodniczył sesji, na której występowali Dirac i Yang) oraz niżej podpisany.

*Iwo Białynicki-Birula*

Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Warszawski

## XXIX Konferencja Spektroskopii Jądrowej i Struktury Jądra Atomowego w Rydze

Wszeczwiązkowa Konferencja Spektroskopii Jądrowej i Struktury Jądra Atomowego odbyła się w dniach od 27 do 30 marca 1979 roku, tym razem w Rydze. Organizatorami XXIX spotkania były: Państwowy Komitet d/s Wykorzystania Energii Atomowej, Akademia Nauk ZSRR i Instytut Fizyki Łotewskiej Akademii Nauk. Tradycyjnie Komitetowi Organizacyjnemu przewodniczył prof. B. S. Dżelepov z Leningradu.

Główny ciężar prac organizacyjno-technicznych wzięł na siebie prof. P. T. Prokofiew z grupą fizyków łotewskich zapewniając sprawny przebieg tej wielkiej konferencji.

XXIX konferencja zgromadziła ponad 410 fizyków prowadzących badania własności jąder atomowych — w przeważającej części doświadczalników. W obradach wzięło udział ponad 60 uczestników z zagranicy. Reprezentowane były Algieria, Bułgaria, Czechosłowacja, Finlandia, Francja, Jugosławia, Niemiecka Republika Demokratyczna i Republika Federalna Niemiec, Rumunia i Wietnam. Z Polski przyjechała delegacja składająca się z 18 osób (łącznie z fizykami polskimi z ZIBJ w Dubnej), głównie z Warszawy, Krakowa i Lublina.

Obrady konferencji odbywały się na sesjach plenarnych oraz w sekcjach: własności jąder atomowych, reakcji (fotoreakcje, reakcje z prędkimi elektronami, z nukleonami i z ciężkimi jonami), techniki reakcji jądrowych, teorii reakcji jądrowych, mechanizmów rozpadu  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ , techniki spektroskopii jądrowej, zastosowań spektroskopii jądrowej oraz teorii jądra atomowego. Zorganizowano także kilka seminariów w małych grupach, poświęconych różnym tematom szczegółowym (w większości nowym technikom spektroskopii jądrowej i ich zastosowaniom). Komitet Naukowy wybrał 3 referaty plenarne („Własności stanów wzbudzonych jąder z obszaru przejściowego o  $A \sim 150$ ” P. T. Prokofiewa; „Kwarkowa fizyka jądrowa” W. K. Łukjanowa i „Rezonanse i rezonansopodobne struktury w jądrach sferycznych” A. I. Wdowina), 12 referatów przeglądowych oraz 292 komunikaty (z ponad 480 zamieszczonych w zbiorze streszczeń). Komunikaty pogrupowano według zagadnień szczegółowych zlecając referowanie głównych tez wszystkich doniesień na dany temat wybranemu autorowi. Ten sposób prezentacji pozwolił na szersze i efektywniejsze przedstawienie dorobku ostatniego roku.

Przytoczone dane liczbowe wskazują na bogaty program konferencji. Mają więc rację ci, którzy w trakcie rozmów kulturalnych przeciwstawiali pesymistycznym opiniom o końcu spektroskopii nowe programy badawcze i rozwój subtelnych metod pomiarowych.

Nie sposób w szczyplych ramach pobieżnego sprawozdania zamknąć całość bogatej tematyki konferencji. Ograniczę się więc tylko do pewnych uwag o charakterze ogólnym.

1. Techniki spektroskopii jądrowej zmierzają w kierunku podnoszenia dokładności danych spektroskopowych i rozszerzenia ich zakresu (wysokie energie wzbudzeń, duże wartości spinów, wzbudzanie stanów z dużymi wartościami izospinu). Większą część informacji osiąga się z bogatego zestawu reakcji jądrowych, a przede wszystkim z reakcji z ciężkimi jonami. Najintensywniej badane jądra atomowe w dalszym ciągu należą do obszaru jąder przejściowych i z końca układu okresowego.

2. Utrzymujące się zainteresowanie reakcjami z ciężkimi jonami (możliwość syntezy jąder superciężkich i badanie nadgęstych stanów materii jądrowej) powoduje szeroko zakrojone poszukiwania metod teoretycznego opisu takich reakcji. Rozwijane są prace nad odwrotną metodą rozpraszania, teorią rozpraszania na wielu centrach; opanowane zostały nowe metody rachunkowe w zagadnieniach wielociałowych (rozwiązania uogólnionych równań Faddiejewa, włączenie do rozwiązań prostego zagadnienia rozpraszania wyższych amplitud parcjalnych).

3. Odrębną, dużą grupę prac stanowiły komunikaty o zastosowaniach metod jądrowych w fizyce fazy skondensowanej. Dotyczyły one w równej mierze zagadnień badania własności ciała stałego (wyznaczanie wewnętrznościowych pól magnetycznych, określanie struktury i defektów kryształów, metali i stopów), jak i otrzymywania materiałów o pożądanym parametrach (w większości drogą implantacji). Rosnący udział prac tego typu wskazuje, że jest to nowa, szybko rozwijająca się, o znacznych perspektywach dziedzina zastosowań fizyki jądrowej.

4. Na konferencji zaprezentowano prace mające za podstawę podejście terio-polowe do badania struktury jądra. Założenie, że jądro jest w istocie układem kwarkowym, pozwala już obecnie szacować wiele jego charakterystyk. Zważywszy, że przy takim podejściu trzykrotnie rośnie ilość cząstek, można spodziewać się lepszego przybliżenia wszelkich własności kolektywnych. Przedstawione prace napotkały opór bardziej tradycyjnie myślących fizyków, ale już osiągnięte wyniki są dobrą zapowiedzią na przyszłość.

5. Teoretyczne badania struktury koncentrują się na zrozumieniu związków między kolektywami a jednocząstkowymi ruchami w jądrze. Mimo dalszych postępów w wyjaśnieniu roli hamiltonianu Bohra i jednocześnie efektów powłokowych; mimo rozwinięcia subtelnej aparatury matematycznej i postępu techniki obliczeniowej — daleko jesteśmy od zadowalającego obrazu jądra atomowego. W tej atmosferze „umiarkowanego pesymizmu” szczególne zainteresowanie wywołały prace akademika wileńskiego W. W. Vanagasa, który stosuje konsekwentnie metody analizy teoriogrupowej do problemu kolektywizacji ruchów nukleonów. Wydaje się, że jego tzw. „mikroskopowa” metoda wydzielenia zmiennych kolektywnych, pozwala, z jednej strony efektywnie konstruować hamiltoniany kolektywne o określonych własnościach symetrii, a z drugiej, prosto prowadzi do opisu Bohra-Mottelzona. Jest jednocześnie rygorystyczna w stosowaniu formalizmu kwantowo-mechanicznego.

Zgodnie z tradycją XXX Konferencja powinna odbyć się w przyszłym roku w Leningradzie. Jak podkreślił w wystąpieniu zamykającym B. S. Dżelepow, na jej forum zostanie zaprezentowane rozwiązanie wielu problemów obecnie otwartych i jednocześnie pojawiają się nowe do rozwiązania. Nie ulega wątpliwości, że główny walor tego typu spotkań leży w przybliżaniu każdemu z uczestników tego, co na razie nierozstrzygnięte. Konferencja w Rydze taką rolę spełniła bardzo dobrze.

*Wiesław A. Kamiński*

Instytut Fizyki UMCS  
Lublin

## Konferencja Dynamicznych Zjawisk Krytycznych „CDC 79” w Genewie

W dniach od 2 do 6 kwietnia br. odbyła się w Genewie Międzynarodowa Konferencja Dynamicznych Zjawisk Krytycznych (International Conference on Dynamical Critical Phenomena and Related Topics-CDC 79). Organizatorem konferencji był prof. Charles P. Enz (Uniwersytet Genewski), dobrze znany naszemu środowisku naukowemu z licznych wizyt w Polsce i ze współpracy naukowej. Konferencja zgromadziła około stu fizyków z całego świata i była pierwszą, ale w opinii piszącego te słowa nie ostatnią, konferencją poświęconą wyłącznie dynamicznym zjawiskom krytycznym. To co rozumiano w Genewie poprzez dynamiczne zjawiska krytyczne stanie się jasne z poniższego spisu tematyki poszczególnych sesji odbywa-

jących się w nowo ukończonym i architektonicznie przepięknym auditorium gmachu Science II Uniwersytetu Genewskiego. Sesje konferencji poświęcone były kolejno:

1) Grupie renormalizacyjnej i teorii sprzężenia modów, 2) metodom grupy renormalizacyjnej w przestrzeni konfiguracyjnej, 3) dynamice krytycznej ciekłego helu, 4) dynamice układów niskowymiarowych i szkieł spinowych, 5) niestabilnościom hydrodynamicznym i teorii turbulencji, 6) sprzężeniu zjawisk krytycznych z niestabilnościami hydrodynamicznymi i własnościami układów daleko od stanu równowagi, 7) równaniu Fokkera–Plancka i jego zastosowaniom. Odbyła się też sesja plakatowa i dwie dyskusje: jedna poświęcona dalszym perspektywom rozwoju fizyki zjawisk krytycznych i druga poświęcona ciągle fascynującemu problemowi pochodzenia i własności tzw. prążka centralnego w pewnych typach strukturalnych przemian fazowych np. w  $\text{SrTiO}_3$ . Ta ostatnia dyskusja poprzedzona była wyjątkowo interesującym referatem-wstępem K. A. Müllera (IBM — Zürich).

Nie sposób tu omówić wszystkie referaty i wystąpienia czy też dyskusje. W moim odczuciu konferencja skoncentrowana była wokół czterech zasadniczych problemów i tematów.

Pierwszy i najbardziej formalny dotyczył zastosowania grupy renormalizacyjnej (GR) do badania dynamicznych zjawisk krytycznych, w szczególności zaś tzw. grupy renormalizacyjnej w przestrzeni konfiguracyjnej. Okazuje się, że w przeciwieństwie do fizyki równowagowej, grupa renormalizacyjna nie działa tak dobrze w problemach dynamicznych; np. przeniesienie metod GR w przestrzeni konfiguracyjnej na grunt dynamiki wydaje się być ciągle problemem otwartym. Z trzech głównych referatów poświęconych temu zagadnieniu: M. Suzuki (Uniw. Tokijski), G. Mazenko (Uniw. w Chicago), U. Decker (Uniw. w Bazylei), każdy reprezentował swój oddzielny pogląd na to, czyje podejście jest systematyczne i prawidłowe. Pomimo długich i zaciętych dyskusji nie udało się sprowadzić tych podejść do wspólnego mianownika. Na pewno nie powiedziano tu ostatniego słowa i w ciągu najbliższych lat będziemy świadkami burzliwej działalności naukowej w tej dziedzinie. Drugim tematem, poruszonym w tym kontekście, było zastosowanie GR do opisu zjawisk turbulencji. Kilka lat temu Forster, Nelson i Stephen zastosowali, z powodzeniem, metody GR do opisu własności chaotycznie mieszanych cieczy nieściśliwych, lepkich (turbulencja w podczerwieni). Niestety, próby zastosowania GR do opisu prawdziwej turbulencji są ciągle niezadowolające. Przeglądowy referat T. D. Fourniera (Uniw. w Nicei) nie wniósł tu nic specjalnie nowego.

Drugim głównym tematem konferencji była interpretacja teoretyczna najnowszych doświadczeń nad własnościami krytycznymi  $^4\text{He}$ . Tom Greytak z MIT przedstawił wyniki doświadczeń swojej grupy (wyniki te pozostają w dobrej zgodności z podobnymi grupy Vinena w Anglii). W doświadczeniach tych wykorzystuje się rozproszenie Brillouina światła, które dla  $^4\text{He}$  okazuje się być idealnym narzędziem do badania przemiany fazowej drugiego rodzaju w trzywymiarowym układzie z dwuwymiarowym parametrem uporządkowania. Wysoka czystość próbek  $^4\text{He}$  i możliwość zapewnienia dużej jednorodności zarówno gęstości jak i temperatury pozwalają na dużą dokładność pomiarów. Dynamiczny czynnik strukturalny może być zbadany w rozległym obszarze na wykresie Halperina–Hohenberga, od obszaru hydrodynamicznego daleko w głąb obszaru krytycznego. Z pomiarów tych wynikają pewne ważne wnioski. Tłumienie modów krytycznych (którym dla helu jest mod drugiego dźwięku) pozostaje niemal stałe w szerokim zakresie temperatur, zarówno w obszarze krytycznym jak i w obszarze hydrodynamicznym. Wynik ten, pozostając w sprzeczności z pomiarami niskocząstotcowymi, jest jednak w zgodzie z prawami dynamicznego podobieństwa, o ile uwzględni się np. występowanie tła. Teorię tłumaczącą wyniki pomiarowe Greytaka przedstawili w Genewie Ferrel i Bhattacharjee. Z teorii tej wynika, że prekursor modu drugiego dźwięku powinien być dobrze widoczny nawet bardzo blisko punktu lambda. Pozostaje to w bardzo dobrej zgodności z kształtem linii rozproszonego światła w doświadczeniu Greytaka. Teoria Ferrela i współpracowników pozwala też na wytłumaczenie doświadczenia Ahlersa nad zachowaniem się przewodnictwa cieplnego helu w pobliżu punktu lambda. Ahlers stwierdził, że podwójnie logarytmiczny wykres zależności przewodnictwa cieplnego od temperatury jest bardziej stromy niż przewiduje to prawo dynamicznego podobieństwa. Teoria Ferrela przewiduje właśnie takie zachowanie się przewodnictwa cieplnego, które dopiero w bardzo małym obszarze w pobliżu temperatury krytycznej zaczyna zachowywać się tak, jak to przewiduje teoria dynamicznych praw podobieństwa.

Trzeci i czwarty temat łączą się ściśle z działalnością doświadczalną grupy P. Berge z Saclay. Grupa ta przedstawiła swe ostatnie wyniki doświadczeń nad: 1) powstawaniem turbulencji w układach typu realizującego niestabilność Benarda, 2) wpływem przepływu hydrodynamicznego (a więc odejścia od stanu równowagi) na własności krytyczne układu.

Grupa z Saclay (P. Berge, M. Dubois, J. Wesfreid i inni) od dawna już przeprowadza bardzo precyzyjne pomiary własności układu w pobliżu niestabilności Benarda wykorzystując metodę laserowego anemometru dopplerowskiego do pomiaru pola prędkości cieczy. W prezentowanych na Konferencji CDC wynikach (mieliśmy całodniową sesję „Gangu Berge”) zawarta była informacja o pomiarach np. współczynników krytycznych dla efektu Benarda. Pokazano, że w całym dostępnym doświadczalnie obszarze niestabilność Benarda może być opisana przez teorię *à la* teoria Landaua. Wyniki te potwierdzają analizę teoretyczną zjawisk niestabilności hydrodynamicznych przedstawioną w Genewie przez M. G. Velarde’a. W przepięknym referacie, pani Dubois przedstawiła ostatnie wyniki dotyczące początkowego stadium rozwoju turbulencji w zjawisku Benarda. Pokazała, że warstwa cieczy znajdująca się pod wpływem gradientu temperatury (równoległym do pola grawitacyjnego) przechodzi, dla ściśle określonych liczb Rayleigha, od stanu spoczynku w stan turbulentny. Owe wartości liczb Rayleigha zależą od pewnych stałych charakteryzujących ciecz (np. od stałej Prandtla), ale też od ilorazu wymiarów poprzecznych próbek przez grubość warstwy cieczy. Zmienność czasowa ruchu konwekcyjnego jest determinowana właśnie przez tę ostatnią wielkość. Charakter przepływu jest zupełnie inny dla „małych” układów niż dla „dużych”. Dowodzi to bardzo istotnego wpływu brzegu na przebieg inicjacji przebiegów turbulentnych. Konkluzja ożywionej dyskusji po referacie pani Dubois sprowadziła się do stwierdzenia konieczności zbadania wpływu konkretnych warunków brzegowych na procesy turbulentne. Kolejną ogromnie interesującą sprawą było przedstawienie teoretycznych i doświadczalnych wyników badań nad wpływem oddalania się od stanu równowagi na przebieg i charakter zjawisk krytycznych. Kawasaki i Onuki teoretycznie oraz Beysens i Gbadamassi doświadczalnie (znowu grupa Saclay) zbadali wpływ lepkiego przepływu cieczy (konkretnie mieszaniny podwójne aniliny z cykloheksanem) na własności fluktuacji krytycznych parametru uporządkowania. Zarówno teoria, jak i doświadczenie wykazują, że dla wartości  $S \cdot t > 1$ , gdzie  $t$  jest typowym czasem życia fluktuacji krytycznych, a  $S$  jest parametrem ścinania przepływu, fluktuacje i ich charakter bardzo silnie zależą od przepływu. W szczególności, ulega zmianie temperatura krytyczna, a rozproszenie światła staje się anizotropowe względem kierunku przepływu. Efekt ten grupa z Saclay nazwała efektem „wąsów”. Zmiana temperatury krytycznej dana jest prostym wzorem  $T_c = T_1 \cdot S^{1/3\beta}$ , gdzie w szerokim zakresie zmienności  $S$ ,  $T_1$  jest stałą równą  $T_1 \approx 1.8 \times 10^{-4}$  i  $1/3\beta = 0.53$ . Teoria Kawasaki, Onuki przewiduje dla  $T_1$  wartość  $1.3 \times 10^{-4}$ ! Silny związek pomiędzy bodźcem, wyprowadzającym układ ze stanu równowagi a fluktuacjami krytycznymi jest intuicyjnie całkowicie zrozumiałą na gruncie teorii zjawisk krytycznych. Jedyny problem to po prostu dotychczasowy brak prawidłowego teoretycznego opisu takiego sprzężenia. Teoria Kawasaki, Onuki stanowi istotny krok naprzód i należy się spodziewać dużego zainteresowania teoretyków i doświadczalników tą tematyką. Najbardziej typowym z takich zjawisk jest przemiana fazowa pierwszego rodzaju zachodząca w pobliżu punktu krytycznego. Zarówno klasyczne teorie, jak i nowe, próbujące uwzględnić bliskość punktu krytycznego, pozostają w istotnej rozbieżności z doświadczeniem. W dyskusji nad perspektywami rozwoju dynamicznych zjawisk krytycznych, jasno zdano sobie sprawę z faktu, że właśnie teoria przemian fazowych pierwszego rodzaju stanowi najważniejszą i jeszcze daleką od pełnego zrozumienia grupę zagadnień.

Konferencja przebiegała w wyjątkowo dobrej atmosferze. W kularach odbyto wiele długich dyskusji, które już zaowocowały w postaci nawiązanych kontaktów i wspólnych programów prac. Ciekawe były imprezy towarzyszące konferencji, przede wszystkim wizyta w CERN-ie i spotkanie z prof. L. van Hove, który co prawda nie zajmuje się już problematyką fizyki statystycznej, ale którego nazwisko wielokrotnie wymieniane było podczas referatów i dyskusji. Dla skromnej liczbowo grupy polskiej (Z. Gałasiewicz, A. Pękalski i piszący te słowa) miłe było włączenie do programu kulturalnego konferencji wernisażu wystawy polskich dywanów artystycznych. Za niespełna dwa lata fizycy zajmujący się fizyką statystyczną zbiorą się na tradycyjną już czternastą konferencję Stat. Phys. 14 (w Edmonton w Canadzie). Podczas tej konferencji wysłuchamy niewątpliwie wielu wykładów o dynamicznych zjawiskach krytycznych. Jest niemal pewne, że następna konferencja CDC odbędzie się w rok po Stat. Phys. 14 i że takie przeplatanie konferencji stanie się tradycją.

*Łukasz A. Turski*

Institute Geofizyki i Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Warszawski

## R E C E N Z J E

**Odpowiedź na recenzję książki pt. *Budowa materii w świetle mechaniki kwantowej*<sup>1</sup>**

Książka pt. *Budowa materii w świetle mechaniki kwantowej* — opracowanie metodyczne dla nauczycieli — jest pierwszą próbą wprowadzenia do programu szkoły średniej elementów wiedzy o budowie materii, opartej na pojęciach mechaniki kwantowej.

Główna uwaga skoncentrowana w niej została na problemie doboru treści nauczania, jej zakresu i metod realizacji, ponieważ z punktu widzenia metodyki ważne jest przekazanie w sposób przystępny trudnych treści nauczania.

Podręcznik stanowi propozycję doboru materiału, jaki powinien być podany przez nauczyciela uczniowi szkoły średniej. Książka nie jest więc podręcznikiem chemii kwantowej.

Celem jej opracowania jest wstępne zapoznanie z konsekwencjami wynikającymi dla chemii z mechaniki kwantowej, stąd też wyraźniej zaakcentowane zostały zagadnienia praktycznego posługiwania się pojęciami mechaniki, a nie sposobu ich wyprowadzania.

Wynika to z potrzeby zapoznania ucznia z pewnymi pojęciami, niezbędnymi do nowoczesnego zinterpretowania zagadnienia wiązań chemicznych i omówienia układu okresowego pierwiastków.

W tej sytuacji konieczne są pewne uproszczenia, które dydaktycy zmuszeni są wprowadzić na niższych poziomach nauczania. Dotyczy to np. pominięcia faktu, że funkcje falowe są w ogólnym przypadku funkcjami zespolonymi.

Do przyjęcia takiego stanowiska skłania to, że funkcje zespolone nie są przedmiotem nauczania w programie matematyki klasy drugiej szkoły średniej i niecelowe wydaje się wprowadzanie pojęcia, które nie znalazłoby wystarczającego wyjaśnienia.

Ten sposób interpretacji jest przyjęty również w niektórych pozycjach literatury naukowej z zakresu chemii i chemii fizycznej, np.:

[1] Gordon M. Barrow, *Chemia fizyczna*, PWN, Warszawa 1978, s. 75.

[2] J. E. Huheey, *Inorganic Chemistry*, Harper and Row, New York 1975, s. 15.

[3] R. B. Heslop, K. Jones, *Inorganic Chemistry. A Guide to Advanced Study*, Elsevier Scientific Publ. Corp., Amsterdam 1976, s. 39.

*Maria Kłyś-Łodzińska*

Uniwersytet Jagielloński  
Kraków

Marek Demiański: *Astrofizyka relatywistyczna*, PWN, Warszawa 1978, str. 322, cena zł 48,—

Książka Marka Demiańskiego jest pierwszą tego typu pozycją w języku polskim. Ze względu na bardzo szybki rozwój astrofizyki relatywistycznej na świecie w ciągu ostatnich kilkunastu lat oraz brak odpowiedniej książki w języku polskim, pozycja ta jest bardzo potrzebna.

Autor omawia w swej książce większość problemów składających się na dziedzinę zwaną astrofizyką relatywistyczną. Tak więc zostały omówione: proces grawitacyjnego zapadania się, czarne dziury, proces Hawkinga, metryki Schwarzschilda, Kerra i Friedmanna, elementy kosmologii. Znajdziemy też opis wielu

<sup>1</sup> Zob. *Postępy Fizyki* 30, 289 (1979) (Przyp. Red.).

obiektów astronomicznych, takich jak gwiazdy neutronowe, pulsary, źródła promieniowania galaktyki, jądra galaktyk, kwazary, gromady galaktyk i promieniowanie tła. Duże fragmenty książki poświęcone są analizie stabilności gwiazd różnego typu, stabilności czarnych dziur i ekspandującego wszechświata. Wreszcie obszernie omówione są fale grawitacyjne.

Tak więc większość zagadnień astrofizyki relatywistycznej znalazła tu swoje miejsce. Niestety, książka pozostawia wrażenie niedosytu. Dzieje się to w dużej mierze ze względu na możliwość porównania ze znakomitym dziełem Zeldowicza i Nowikowa pod tym samym tytułem (*Relativistskaja astrofizika*, wydawnictwo „Nauka”, Moskwa 1967). Jest to bardzo trudna konkurencja. Oczywiście wiele zmieniło się przez 11 lat dzielące wydanie obu książek. Dlatego też w książce Demiańskiego znajdziemy problemy, takie jak prawa dynamiki czarnych dziur, czy też proces Hawkinga, które nie istniały jedenaście lat temu. Styl obu książek jest też zupełnie różny. Zeldowicz i Nowikow używają minimum aparatu matematycznego. Demiański wyraźnie lepiej czuje się w gąszczu równań. Stąd wiele długich, niejednokrotnie bardzo szczegółowych przekształceń. Jest też w książce wiele niejasności, zwłaszcza w opisach ewolucji gwiazd czy obiektów pozagalaktycznych. Na przykład, nie jest jasne, czy masa Chandrasekhara dla realnych białych karłów wynosi 1,2 czy 1,4 masy Słońca, czy masa Oppenheimera–Volkoffa (lub Landaua) jest od tej granicy większa czy mniejsza (rysunki 26, 30, 34, 37). Jest sporo niejasności co do związku między wykładnikiem politropy i adiabaty (wzór 4.28, strony 92, 93, 101, 102). Niestety, przy opisie galaktyk i ich gromad nie ma wzmianki o masywnych, lecz bardzo słabo świecących „halo” galaktyk, oraz o „brakującej masie” w gromadach. Te słabo świecące formy materii mogą stanowić 90% masy Wszechświata. Przy dość schematycznym (z konieczności) opisie wielu obiektów i zjawisk zdecydowanie za mało jest pozycji w spisie literatury, zwłaszcza pozycji przeglądowych, które mogłyby ułatwić czytelnikowi dalsze studia.

Pomimo wymienionych braków książka jest bardzo pożyteczna i godna polecenia zarówno jako lektura wprowadzająca do astrofizyki relatywistycznej, jak też jako wygodne i łatwo dostępne źródło informacji. Jest to praktycznie jedyna pozycja z tej rozległej dziedziny wiedzy dostępna obecnie w języku polskim.

*Bohdan Paczyński*

Centrum Astronomiczne PAN  
Warszawa

## K R O N I K A

## PTF

## Wręczenie Medalu Smoluchowskiego Weisskopfowi

Polskie Towarzystwo Fizyczne przyznało w 1977 r. Medal Mariana Smoluchowskiego V. F. Weisskopfowi (patrz Kronika w zeszycie 5, 1977). Tak się złożyło, że dopiero niedawno prof. Weisskopf mógł przyjechać do Polski. Dnia 13 czerwca b.r. w Krakowie, w Collegium Maius Uniwersytetu Jagiellońskiego, odbyło się uroczyste zebranie Oddziału Krakowskiego PTF, na którym prezes Zarządu Głównego PTF Zdzisław Wilhelmi wręczył Weisskopfowi Medal Smoluchowskiego. Okolicznościowe laudatio wygłosił Jerzy Pniewski. Dziękując za przyznany mu medal Weisskopf powiedział m. in., że fakt ten odczuwa jako włączenie go do społeczności polskich fizyków.

## Oddział Warszawski

W dniu 16 maja 1979 r. odbyło się Walne Zebranie Warszawskiego Oddziału PTF, na którym wybrano nowy Zarząd. Zarząd ten ukonstytuował się jak następuje:

Przewodniczący — Jan Petykiewicz

Wiceprzewodniczący — Aniela Wolska, Jarosław Trylski

Sekretarze — Maria Kraińska, Andrzej Nadolny Skarbnik — Tomasz Szoplík

Członkowie Zarządu — Jan Gaj, Romuald Józwicki, Włodzimierz Klonowski, Aleksandra Magryta, Andrzej Sukiennicki, Krystyna Szczepaniak.

## Nowi członkowie PAN

W maju 1979 Polska Akademia Nauk dokonała wyboru nowych członków-korespondentów. Zgodnie z ustaleniami Prezydium PAN w Wydziale III przyznano 2 miejsca dla fizyki doświadczalnej (z krytalografią). Zostali wybrani: Jan Stankowski, profesor Instytutu Fizyki Molekularnej PAN w Po-

znaniu i Kazimierz Łukasiewicz, profesor w Instytucie Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu.

## Nominacje na profesorów

Rada Państwa nadała tytuły naukowe profesora.

Tytuł profesora zwyczajnego nauk fizycznych otrzymał Janusz Morkowski z Instytutu Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu.

Tytuł profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych otrzymali: Olgierd Gzowski z Politechniki Gdańskiej i Andrzej Kossakowski z Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu.

Nominacje wręczył w Belwederze w dniu 30 czerwca 1979 Przewodniczący Rady Państwa prof. Henryk Jabłoński.

## Sesja Einsteinowska Komitetu Historii Nauki i Techniki PAN

W dniu 11 maja 1979 odbyła się w Warszawie sesja Komitetu Historii Nauki i Techniki PAN poświęcona setnej rocznicy urodzin Alberta Einsteina. Prof. Waldemar Voisé mówił o ewolucji pojęcia czasu, dr Krzysztof Szymborski wygłosił referat *Einstein a początki fizyki kwantowej*, prof. Armin Hermann ze Stuttgartu przedstawił recepcję idei relatywistycznych Einsteina w Niemczech w latach dwudziestych.

B. W.

*Physics Today* w stulecie urodzin Einsteina

Marcowy zeszyt *Physics Today* poświęcony jest uczczeniu stulecia urodzin Einsteina. Zeszyt przynosi bogaty zbiór fotografii ilustrujących życie Einsteina, artykuły Banesha Hoffmanna *Einstein the catalyst* i Petera G. Bergmanna *Unitary field theories*.

Banesh Hoffmann przedstawia rolę jaką Einstein, niezależnie od swoich własnych oryginalnych

osiągnąć, odegrał przez to, że swoim przykładem stworzył nowy styl podejścia do zagadnień naukowych, co stało się bodźcem dla tych, którzy wraz z nim budowali nowoczesną fizykę.

Peter G. Bergmann w swoim artykule omawia usiłowania Einsteina stworzenia uniwersalnej teorii, która objęłaby w ramach jednolitej koncepcji pole grawitacyjne i elektromagnetyczne.

W artykule redakcyjnym John Archibald Wheeler przeprowadza interesującą i oryginalną analizę typu umysłowości Einsteina.

B. W.

### Katalog fotografii Einsteina

Centrum Historii Fizyki Amerykańskiego Instytutu Fizyki opracowało katalog fotografii Einsteina pod nazwą „Images of Einstein: A Catalog” zawierający ponad 600 miniaturowych reprodukcji fotografii Einsteina, nieco fotografii jego wielkich poprzedników i kolegów oraz informacje o filmach związanych z Einsteinem. Katalog można zamawiać w Center for History of Physics, AIP, 335 East 45-th Street, New York, N. Y. 10017. Cena dla osób prywatnych wynosi 10 dol., dla instytucji 15 dol.

*Physics Today* 32, No. 3, 1979

B. W.

### Setny tom *Fundamenta Mathematicae*

Z okazji wydania setnego tomu *Fundamenta Mathematicae* ukazał się w czasopiśmie *Nauka Polska* (z. 2, 1979) artykuł prof. Kazimierza Kuratowskiego, w którym kreśli on historię tego znakomitego periodyku, ściśle związanego z warszawską szkołą matematyczną.

Twórcą *Fundamenta Mathematicae* był profesor Uniwersytetu Warszawskiego Zygmunt Janiszewski. Zdając sobie sprawę, że ówczesna polska kadra matematyków jest nieliczna i ma rozproszone zainteresowania, już w r. 1917 Janiszewski wystąpił z koncepcją stworzenia polskiej szkoły matematycznej, która koncentrowałaby się na dość wąskiej, lecz rojującej nadzieje dziedzinie matematyki. Za tę dziedzinę uważał on teorię mnogości wraz z topologią, podstawami matematyki i logiką matematyczną. W dziedzinie tej pracowali już wówczas młodzi i utalentowani profesorowie Uniwersytetu Warszawskiego: Waław Sierpiński, Stefan Mazurkiewicz, Zygmunt Janiszewski, Jan Łukasiewicz. Forum naukowym szkoły miało być czasopismo

poświęcone pracom z tej dziedziny, publikowanym w językach obcych.

Pierwszy tom *Fundamenta Mathematicae* ukazał się w r. 1920, już po śmierci Janiszewskiego. Kierownictwo redakcji objęli po nim Mazurkiewicz i Sierpiński. W r. 1928 wszedł do redakcji Kazimierz Kuratowski, który od 1952 jest redaktorem naczelnym. Zastępcą redaktora naczelnego jest Karol Borsuk.

W stu tomach *Fundamenta Mathematicae* ukazało się 2650 prac 1735 autorów z 50 krajów. Wśród autorów zagranicznych można wymienić tak znakomite nazwiska jak Lebesgue, von Neumann, Zermelo, Borel, Hardy, Hausdorff, Urysohn, F. Riesz, Suslin, Łuzin, Heinz Hopf, P. Aleksandrow.

B. W.

### Nagroda Hewlett-Packarda

Nagrodę Hewlett-Packarda, przyznaną przez Europejskie Towarzystwo Fizyczne, otrzymało w r. 1979 pięciu fizyków europejskich za ich wkład w wyjaśnienie oddziaływania między powierzchniowymi falami dźwiękowymi a elektronami i za praktyczne wykorzystanie tego zjawiska w nowym rodzaju przyrządów elektronicznych o szczególnym znaczeniu dla przechowywania informacji.

Nagrodę, której łączna wysokość wynosi 20 000 fr. szw., otrzymali: Eric A. Ash (University College, Londyn), Jeffrey H. Collins (Uniwersytet w Edynburgu), Juri W. Gulajew (Instytut Radiotechniczny, Moskwa), Kjell A. Ingebriksen (Norweski Instytut Technologiczny, Trondheim) i Edward G. S. Paige (Wydział Nauk Inżynieryjnych, Uniwersytet Oxfordzki).

*EPS news rel.* maj 1979

### 25 lat CERN-u

Przed dwudziestu pięciu laty powstała Europejska Organizacja Badań Jądrowych — CERN. Już w końcu lat czterdziestych fizycy europejscy zdali sobie sprawę, że postęp w dziedzinie podstawowych badań fizyki cząstek elementarnych będzie możliwy jedynie poprzez konstruowanie akceleratorów cząstek i że koszt i problemy techniczne związane z budową tych akceleratorów przekraczają możliwości poszczególnych państw. Z inicjatywy kilku wybitnych fizyków UNESCO zorganizowało w grudniu 1951 spotkanie międzypaństwowe celem rozwa-

żenia możliwości stworzenia wspólnego europejskiego laboratorium. W lutym 1952 jedenaście państw podpisało wstępne porozumienie co do utworzenia organizacji Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire. Wprawdzie później nazwa ta uległa zmianie na Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire, lecz używa się nadal skrótu CERN.

29 września 1954 dwanaście państw podpisało konwencję w sprawie utworzenia CERN-u. Państwami-założycielami CERN-u były: Belgia, Dania, Francja, Grecja, Holandia, Jugosławia, Norwegia, RFN, Szwajcaria, Szwecja, Wielka Brytania i Włochy.

W 1959 przystąpiła do CERN-u Austria, natomiast w 1961 ze względów finansowych wycofała się Jugosławia. Hiszpania była członkiem w latach 1961-1968, wycofując się również ze względu na zbyt poważne obciążenia finansowe.

Status obserwatorów uzyskała w 1961 Turcja, w 1962 Jugosławia, a w 1963 Polska.

Siedzibą CERN-u jest Genewa. CERN zajmuje teren 109 hektarów w Szwajcarii i przylegające 451,5 hektarów we Francji. Stały personel CERN-u wynosi 3500 osób, ponadto przebywa tam przeciętnie około 1000 stypendystów i wizytujących profesorów.

CERN rozporządza następującymi akceleratorami: 600 MeV-owy synchrocyklotron (SC), 28 GeV-owy synchrotron protonowy (PS), przecinające się pierścienie magazynujące (ISR), 400 GeV-owy synchrotron protonowy (SPS).

CERN prowadzi również współpracę z państwami, które nie są jego członkami. W szczególności, w lipcu 1967 została podpisana umowa między CERN-em a Komitetem Państwowym ZSRR dla Wykorzystania Energii Atomowej w sprawie wspólnego programu naukowego i technicznego realizowanych przy użyciu 76 GeV-owego synchrotronu protonowego w Instytucie Fizyki Wysokich Energii w Sierpuchowie i 400 GeV-owego SPS w CERN-ie. Do CERN-u przyjeżdża także na krótsze lub dłuższe pobyty wielu fizyków z USA, Japonii, Chin i innych państw.

Do najważniejszych osiągnięć dokonanych w CERN-ie w ciągu tych dwudziestu pięciu lat można zaliczyć:

— odkrycie prądów neutralnych, co stanowi przekonujący dowód podstawowej tożsamości oddziaływań elektromagnetycznych i słabych,

— jeden z najbardziej precyzyjnych pomiarów oddziaływania elektromagnetycznego, tj. wyznaczenie parametrów magnetycznych mionów,

— wytwarzanie atomów „egzotycznych”, tj. takich, w których sztucznie wytwarzana cząstka zastępuje jeden z elektronów orbitalnych, co pozwala na wnikliwe badanie niektórych własności jąder,

— zastosowanie neutronu do analizy wewnętrznej struktury protonu i neutronu, co dopomogło do wykrycia w ich wnętrzu kwarków,

— badania, przy użyciu kaonów neutralnych, podstawowych symetrii, które wykazały asymetrię względem inwersji czasu,

— odkrycie zderzeń między hadronami z produkcją cząstek o dużych wartościach poprzecznej składowej pędu.

*CERN Presse PR 11/79*

*B. W.*

### Dar fizyków polskich dla CERN-u

W czasie niedawnej wizyty w CERN-ie wice-minister energetyki i energii atomowej J. Felicki przekazał dyrektorom generalnym CERN-u rzeźbę przedstawiającą głowę Marii Skłodowskiej-Curie, jako wyraz wdzięczności polskich fizyków za umożliwienie im w ciągu wielu lat udziału w badaniach prowadzonych w CERN-ie.

*CERN Courier 19, No. 4, 1979*

### Wizyta prof. Zimana we Wrocławiu

Po pobycie na XVI Zimowej Szkole Fizyki Teoretycznej w Karpaczu przyjechał w początku marca 1979 z kilkudniową wizytą do Wrocławia John Michael Ziman, członek Towarzystwa Królewskiego, profesor fizyki teoretycznej uniwersytetu w Bristolu.

J. M. Ziman jest znanym specjalistą w dziedzinie fizyki ciała stałego. Zajmował się m. in. pasmową teorią metali i teorią magnetyzmu. Jego opis oddziaływań elektronów z fononami oraz fal spinowych w antyferromagnetykach uznany jest już za trwały wkład do fizyki. Jest on również autorem kilku monografii i podręczników ogólnie cenionych na całym świecie.

W czasie swego pobytu we Wrocławiu prof. Ziman wygłosił na wspólnym posiedzeniu Wrocławskiego Towarzystwa Naukowego i Oddziału Wrocławskiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego odczyt pt. „Czy wierzyć nauce?”. Liczne audytorium, składające się z przedstawicieli różnych nauk (łącznie z humanistycznymi) wysłuchało ciekawych spostrzeżeń na temat charakteru pracy naukowej i cech

nauki we współczesnym świecie. Zasadnicze pytanie odczytu pozostało bez jednoznacznej odpowiedzi, choć prelegent ukazał kilka zjawisk lub cech budzących niepokój.

Bernard Janczewicz

### Badania podstawowe w USA

Kwietniowy numer *Physics Today* przedstawił budżet, który będzie wykorzystany na badania podstawowe w instytutach podlegających Ministerstwu Energetyki USA w roku 1980. Ogólnie na badania podstawowe z fizyki w tych instytutach przeznaczają się 551 mln dolarów, co stanowi 17% wzrost w porównaniu z rokiem poprzednim (należy tu jednak pamiętać o dużej, bo co najmniej 8%, inflacji w Stanach Zjednoczonych). Największy, bo 24%, wzrost nastąpi w finansowaniu badań dotyczących wykorzystania energii słonecznej. Badania podstawowe w fizyce będą miały budżet zwiększony o 12%, przy czym budżet przeznaczony na badania w fizyce wysokich energii wzrośnie o 10%. Główne prace prowadzone będą przy budowie lub rozbudowie akceleratorów: ISABELLE w Brookhaven, PEP w SLAC-u i akceleratora protonowego w Fermilab-ie (Batavia). Cztery duże laboratoria fizyki wysokich energii podlegające Ministerstwu Energetyki: Fermilab, Brookhaven, SLAC i Argonne otrzymają odpowiednio 63,2, 38,8, 49,0 i 10,5 mln dolarów w 1980 r. Znaczny spadek budżetu laboratorium w Argonne związany jest z zamknięciem tamtejszego synchrotronu protonowego przyspieszającego cząstki do energii 12 GeV.

W dziedzinie fizyki ciała stałego główne prace w ramach budżetu wynoszącego 36 mln dolarów prowadzone będą przy budowie laboratorium promieniowania synchrotronowego w Brookhaven oraz rozbudowie pulsującego źródła neutronów o dużym natężeniu w Argonne, które oddane do użytku w 1981 r. dawać będzie  $10^{15}$  neutronów/cm<sup>2</sup>·s. Stworzone zostanie również nowe laboratorium dla badań fizyki i chemii ciała stałego w Berkeley wyposażone m. in. w mikroskop elektronowy o zdolności rozdzielczej 1,7 Å.

Na badania dotyczące kontrolowanej syntezy termojądrowej przeznaczają się łącznie 360,7 mln dolarów, przy czym znacznie maleje tempo wzrostu wydatków na badania przy użyciu tokamaków (związane to jest z zakończeniem głównych prac konstrukcyjnych), natomiast nacisk położono przede wszystkim na trzy najbardziej zaawansowane pro-

jekty: Elmo Bumpy Torus w Oak Ridge, metodę *pinchu* z odwróconym polem magnetycznym, stosowaną w Los Alamos i Stellarator w Uniwersytecie Wisconsin. Rozpoczęto również prace nad programem Spheramack (kulisty tokamak) w Princeton. Natomiast badania nad uzyskaniem kontrolowanej syntezy termojądrowej metodami bezwładnościowego utrzymania plazmy będą w 1980 r. dysponowały budżetem zwiększonym tylko o 1%. Przypuszcza się, że mniej pieniędzy przeznaczony się przede wszystkim na technikę laserową.

*Physics Today* 23, No. 4 (1979).

M. S.

### Walter Kohn w Santa Barbara

Staraniem amerykańskiej Narodowej Fundacji Naukowej został utworzony w Uniwersytecie Kalifornijskim w Santa Barbara Instytut Fizyki Teoretycznej, którego dyrektorem został wybitny teoretyk ciała stałego Walter Kohn.

Narodowa Fundacja Naukowa będzie pokrywała wydatki Instytutu przez najbliższe pięć lat do wysokości około 1 miliona dolarów rocznie. Głównym zadaniem Instytutu Fizyki Teoretycznej będzie rozwój badań, które przekraczają tradycyjne granice podziału dziedzin fizyki. W instytucie będzie pracowało jednocześnie około 30 fizyków, zaczynając od młodych świeżo po doktoracie aż do profesorów zwyczajnych. We wrześniu 1979 rozpocznie pracę 20 osób, a przy końcu pierwszego roku akademickiego będzie już pełna obsada. W każdym roku działać będą trzy grupy robocze. W okresie od października 1979 do października 1980 będą to:

— grupa teorii pola, kierowana przez Rogera Dashena (Institute for Advanced Study) i Douglasa Scalapino (Santa Barbara); grupa zajmować się będzie zagadnieniami fizyki materii skondensowanej i fizyki wysokich energii,

— grupa kwantowo-grawitacyjna, kierowana przez Bryce'a de Witta (University of Texas, Austin); jej program, który rozpocznie się w styczniu 1980, obejmować będzie badanie produkcji cząstek we wczesnych stadiach Wszechświata i związane z tym zjawiska zachodzące w silnych polach grawitacyjnych,

— grupa astrofizyki jądrowej, kierowana przez Geralda Browna (State University of New York w Stony Brook i Nordita w Kopenhadze), zajmować się będzie przede wszystkim równaniem stanu gorącej materii jądrowej i wychwytem neutrin.

Program instytutu przewiduje również krótkoterminowe wizyty eksperymentatorów.

Większość pracowników instytutu, będących na urloпах ze swoich macierzystych uniwersytetów, przebywać będzie w instytucie od pół roku do dwóch lat. Młodszy pracownicy będą przyjmowani na okresy od dwóch do pięciu lat.

Osoby pragnące uzyskać informacje co do sposobu przyjmowania powinny zwracać się bezpośrednio do dyrektora instytutu Waltera Kohna, University of California, Santa Barbara, Calif. 93106.

*Physics Today* 23, No. 3, 1979

B. W.

### Cyklotron izochroniczny w Dubnej

W końcu grudnia 1978 w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej rozpoczął działanie cyklotron izochroniczny ciężkich jonów U-400, skonstruowany przez grupę fizyków i inżynierów pod kierownictwem G. Flerowa i J. Oganjesjana.

Budowę tego akceleratora podjęto z myślą o badaniach w dziedzinie fizyki ciężkich jonów. W szczególności będzie on użyty do prób syntezy pierwiastków bardzo ciężkich ( $Z \geq 108$ ). Pierwiastki te mają być produkowane w reakcjach jądrowych z cząstkami o liczbie masowej powyżej 40. Akcelerator będzie również używany do badań mechanizmów oddziaływania jąder złożonych, właściwości jąder oddalonych od ścieżki stabilności i pewnych szczególnych problemów z fizyki atomowej oraz elektrodynamiki kwantowej bardzo silnych pól.

Akcelerator U-400 wyposażony jest w źródła jonów dużego natężenia działające impulsowo. Impuls trwa 1 ms. Przewiduje się, że będą również opracowane źródła jonów wykorzystujące laser.

W grudniu 1978 osiągnięto wiązkę jonów  $^{40}\text{Ar}^{4+}$  o natężeniu  $8 \times 10^{13}$  cząstek/impuls i o energii 5 MeV/nukleon. Natężenie i energia wiązki będą zwiększone, a zakres przyspieszanych jąder rozszerzony.

*CERN Courier* 19, No. 4, 1979

B. W.

### Uruchomienie w UMCS elektromagnetycznego implantatora jonów o energii 330 keV

W dniu 15. V. 1979 r. odbyło się w Zakładzie Fizyki Jądrowej Instytutu Fizyki UMCS uroczyste uruchomienie elektromagnetycznego implantatora jonów o energii 330 keV, pierwszego tego typu urządzenia w Polsce. Implantator budowany był

przez Instytut Badań Jądrowych w Świerku na zamówienie Instytutu Technologii Elektronowej w Warszawie, który następnie w ramach współpracy naukowej przekazał to urządzenie Zakładowi Fizyki Jądrowej Instytutu Fizyki UMCS. Zakład Fizyki Jądrowej Instytutu Fizyki UMCS, kierowany przez prof. Włodzimierza Żuka, ma duże osiągnięcia w dziedzinie spektrometrii mas i elektromagnetycznej separacji izotopów. W ośrodku lubelskim już w 1948 r. zbudowano pierwszy w Polsce spektrometr mas, zaś w 1963 r. — także pierwszy w Polsce — elektromagnetyczny separator izotopów. Uruchomiony implantator jonów znacznie rozszerzy możliwości ośrodka w zakresie badań z pogranicza fizyki zderzeń atomowych i fizyki ciała stałego, a także, ważnych dla mikroelektroniki, badań nad implantacją jonową materiałów.

*Józef Pomorski*

### Kontrolowana synteza termojądrowa

Chociaż obecnie trwają prace nad konstrukcją dużych urządzeń typu Tokamak (TFTR w USA, T20 w ZSRR, JET w W. Brytanii), na których najprawdopodobniej osiągnięty zostanie zerowy bilans energetyczny, nie ustają także poszukiwania innych możliwości zrealizowania syntezy termojądrowej. Wiadomo, że Tokamak jest doskonałym urządzeniem utrzymującym plazmę w polu magnetycznym, ale czy będzie równie dobrym reaktorem tania produkującym energię? Widać już w tej chwili, że pewne trudności, związane z charakterem pracy tych urządzeń, obniżają ich przydatność jako przyszłych reaktorów termojądrowych. I tak, np.:

— bardzo skomplikowany technologicznie jest system zewnętrznego grzania plazmy, np. poprzez wstrzeliwanie strumieni neutralnych cząstek (w dodatku trudno przewidzieć, jak będzie on pracować poddany działaniu szybkich neutronów pochodzących z reakcji),

— potrzebne są drogie i skomplikowane urządzenia do wytwarzania i przechowywania radioaktywnego trytu (w konstruowanych Tokamakach źródłem energii będą reakcje D-T),

— duże trudności stwarza utrzymanie wewnątrz urządzenia plazmy o odpowiedniej czystości (plazma o niedostatecznej czystości daje duże straty energii na promieniowanie),

— Tokamaki wymagają również silnego zewnętrznego pola magnetycznego, które w przyszłym reaktorze wytwarzać będzie nadprzewodzący magnes

(z obecnie konstruowanych, tylko T20 ma być wyposażony w tego rodzaju urządzenie).

Dzięki dużym nakładom finansowym, wymienione trudności w dużej części zostały już rozwiązane. Jednak mimo to, warto rozważyć inne urządzenia, które pozwoliłyby całkowicie wyeliminować przynajmniej niektóre z tych trudności.

W laboratorium w Culham (w którym powstaje JET) dyskutuje się możliwość przeznaczenia dodatkowych funduszy na badania nad urządzeniem typu *Z-Pinch* z dodatkowym efektem odwrócenia linii sił pola magnetycznego (*New Scientist*, May 24, 1979). *Pinch* jest ideowo najprostszym urządzeniem służącym do utrzymywania plazmy; plazma jest utrzymywana w tym urządzeniu przez prąd w niej płynący. Toroidalny *Z-Pinch* ma podobną geometrię do Tokamaka, jednak słabsze zewnętrzne pole magnetyczne i płynie w nim znacznie większy prąd (na tyle silny, że może zapewnić wystarczające grzanie plazmy). Prąd ten płynąc wzdłuż skręconych linii sił pola magnetycznego wytwarza, podobnie jak w Tokamakach, poloidalną składową pola (w płaszczyźnie prostopadłej do płaszczyzny torusa). Jest jednak na tyle silny, że składowa toroidalna pola przez niego wytwarzanego (wzdłuż osi torusa) może odwrócić pierwotne, zewnętrzne pole. Zmniejszenie pola toroidalnego i zwiększenie poloidalnego, to efekt bardzo korzystny, zmniejszający dyfuzję plazmy. Powoduje on jednak jednoczesną utratę stabilności przez układ. Stabilność ta może być zapewniona przez zastosowanie odpowiedniej przewodzącej ścianki. Ta ostatnia stwarza jednak dodatkowe trudności technologiczne, które w części niwelują przewagi dyskutowanego urządzenia (lepsze wykorzystanie zewnętrznego pola magnetycznego, brak dodatkowych urządzeń do grzania plazmy) nad Tokamakiem.

W. R.

### Metaliczny ksenon i nadprzewodząca siarka

W laboratorium Uniwersytetu Cornella przy ciśnieniu kilkuset kilobarów pierwszy gaz szlachetny — ksenon, stał się metalem. W tym samym laboratorium otrzymano wcześniej m. in. metaliczny jod, telur, selen i siarkę. Istnieją realne szanse otrzymania metalicznego wodoru, który przy bardzo dużych ciśnieniach (3-5 megabarów) powinien przechodzić w stan nadprzewodnictwa. Teoretyczne przewidywania temperatury przejścia w stan nadprzewodzący dla wodoru wahają się od absolutnego zera do temperatur pokojowych. Marzeniem fizy-

ków jest sytuacja, w której raz doprowadzony do stanu nadprzewodnictwa wodor pozostanie w nim nawet po usunięciu dużego ciśnienia.

Ostatnio w laboratoriach Instytutu Fizyki Wysokich Ciśnień w Moskwie i laboratoriach koncernu General Electric otrzymano po raz pierwszy siarkę w stanie nadprzewodzącym.

*Physics Today* 32, No. 4 (1979)

M. S.

### Komputer jako zecer

W *Physical Review* B19, 403 (1979) ukazała się praca M. C. Crossa i D. S. Fishera z Bell Laboratories, której opracowanie typograficzne jest próbą nowego systemu opartego na zastosowaniu komputera. Autorzy przysłali redakcji swoją pracę zapisaną na taśmie magnetycznej. Taśma została wczytana bezpośrednio do eksperymentalnego systemu komputerowego redakcji, sterującego aparaturą zecerską. W wyniku został wykonany skład w tradycyjnym formacie i stylu czasopisma. W toku tych operacji wystąpiły pewne drobne kłopoty, co jest zrozumiałe przy pierwszej tego typu próbie. Jednakże redakcja *Physical Review* uważa wynik eksperymentu za pomyślny i opracowuje obecnie wskazówki dla autorów dysponujących układami komputerowymi typu UNIX, którzy pragnęliby nadsyłać swoje artykuły w formie zapisów na taśmach.

*Phys. Rev.* B19, No. 2, 1979

B. W.

### XII Ogólnopolski Zjazd Kół Naukowych Fizyków

W dniach 7-10. V. 1979 r. odbył się w Lublinie w Instytucie Fizyki UMCS XII Ogólnopolski Zjazd Kół Naukowych Fizyków. Termin Zjazdu zbiegł się z rozpoczęciem obchodów 35 rocznicy utworzenia Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej. W Uniwersytecie tym utworzone zostało pierwsze w Polsce Ludowej Studenckie Koło Fizyków. W XII Zjeździe uczestniczyli studenci z 14 uczelni. Zjazd otworzył wykład inauguracyjny prof. Włodzimierza Żuka. W czasie obrad Zjazdu wygłoszono 17 referatów. Na Zjeździe przedyskutowano aktualną działalność Kół i powołano Komitet Koordynacyjny Kół Naukowych Fizyków z siedzibą we Wrocławiu. Uczestnicy Zjazdu mieli możliwość zapoznania się z pracownikami naukowymi Instytutu Fizyki UMCS. W ramach programu turystycznego uczestnicy Zjazdu zwiedzili Kazimierz i Kozłówkę.

Józef Pomorski

### *Solar Energy Materials*

Firma North-Holland zaczęła wydawać nowe czasopismo międzynarodowe *Solar Energy Materials* poświęcone aspektom materiałowym fotowoltaicznej, fototermicznej i fotochemicznej konwersji energii słonecznej. Chodzi o to, aby różne zagadnienia materiałowe związane z konwerterami energii słonecznej, a interesujące fizyków ciała stałego, metalurgów i elektrochemików, skupić w jednym czasopiśmie.

Redaktorem naczelnym *Solar Energy Materials* jest B. O. Seraphin (Optical Sciences Center, University of Arizona, Tucson).

B. W.

#### S. A. Goudsmit (1902—1978)

Dnia 4 grudnia 1978 zmarł Samuel A. Goudsmit, znakomity fizyk holenderski i amerykański. Goudsmit urodził się 11 lipca 1902 w Hadze. Studiował fizykę na uniwersytecie w Lejdzie, gdzie uzyskał stopień doktora w 1927. Pierwszą swoją pracę opublikował jako początkujący, 19-letni, student. Dotyczyła ona zastosowania relatywistycznego równania Sommerfelda do interpretacji dubletów pierwiastków alkalicznych.

W 1925 Goudsmit wraz ze swoim kolegą z Lejdy G. E. Uhlenbeckiem wystąpili z nową wówczas ideą — teorią spinu elektronowego (historię ich odkrycia opisaliśmy w Kronice w z. 1, 1977). Wykazali, że przypisanie elektronowi spinu o wartości  $\hbar/2$  i momentu magnetycznego o wartości 1 magnetonu Bohra wyjaśnia subtelną strukturę linii widmowych. Obecnie spin połówkowy przypisuje się wielu rodzajom cząstek: protonom, neutronom, leptonom, kwarkom — czyli tzw. fermionom.

Z innych prac Goudsmitta związanych ze spektroskopią wymienić przede wszystkim należy wyznaczenie po raz pierwszy (wspólnie z E. Backiem) spinu jądrowego jądra  $^{209}\text{Bi}$ .

W 1927 Goudsmit i Uhlenbeck zaczęli pracować w Uniwersytecie Michigan w Ann Arbor. Goudsmit miał tam znaczny udział w prowadzeniu szkoły letniej, pierwszej tego typu inicjatywy, obecnie szeroko podejmowanej w wielu ośrodkach na świecie. W czasie II wojny światowej Goudsmit pracował w MIT, gdzie zajmował się m. in. radarem. W 1948 przeniósł się do Brookhaven National Laboratory, gdzie pozostał aż do przejścia na emeryturę w 1970. W latach 1952-1960 był kierownikiem Wydziału Fizyki tego Laboratorium. Tam też wykonał jedyną

swoją pracę eksperymentalną — zbudował magnetyczny spektrometr mas działający na zasadzie pomiaru czasu przelotu.

W latach 1951-1974 Goudsmit był redaktorem naczelnym wydawnictw Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego. W 1958 założył *Physical Review Letters*, najbardziej chyba znane i najważniejsze czasopismo tego typu. Goudsmit obdarzony był poczuciem humoru i lubił opowiadać rozmaite anegdoty o swoich doświadczeniach na stanowisku redaktora. Lubił powtarzać żart na temat eksplozji publikacji fizycznych: prosta ekstrapolacja wskazuje, że w roku 2000 prędkość przyrostu tomów *Physical Review* na półce bibliotecznego przekroczy prędkość światła, ale to nie będzie w sprzeczności ze szczególną teorią względności, gdyż przekaz informacji spadnie wtedy do zera. Znane były jego trafne i dowcipne uwagi w artykułach redakcyjnych *Phys. Rev. Lett.*

Wśród wielu nagród i odznaczeń, które otrzymał, wymienić należy Medal Maxa Plancka Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego (1965), Nagrodę K. T. Comptona Amerykańskiego Instytutu Fizyki (1974), jedno z najwyższych odznaczeń holenderskich — komandorię Orderu Oranie-Nassau (1977) i amerykański National Medal of Science (1977).

*Physics Today* 32, No. 4, 1979

B. W.

#### P. J. Nowacki (1905—1979)

Dnia 22 maja 1979 zmarł Paweł Jan Nowacki, były dyrektor naczelny Instytutu Badań Jądrowych w Świerku.

P. J. Nowacki urodził się 25 czerwca 1905 w Berlinie. Studiował na Politechnice Lwowskiej, gdzie doktoryzował się w 1937 r. W czasie wojny pracował w wydziale radiowym Instytutu Lotnictwa w Farnborough w Anglii, gdzie kierował grupą badawczą komunikacji impulsowej. W 1947 został profesorem Politechniki Wrocławskiej, a od 1951 był profesorem Politechniki Warszawskiej, gdzie był kolejno kierownikiem katedr Elektrotechniki Teoretycznej, Miernictwa Elektrycznego, Techniki Jądrowej. W latach 1958-1970 był dyrektorem naczelnym Instytutu Badań Jądrowych w Świerku oraz przez kilka lat kierownikiem Zakładu Fizyki i Techniki Plazmy tego Instytutu. Był jednym z założycieli, i w latach 1966-1969 prezesem Międzynarodowej Federacji Kontroli Automatycznej (IFAC). Od 1956 był członkiem Polskiej Akademii Nauk.

*Rezonans IBJ* 11, No. 10, 1979

## 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 *Postępy Fizyki* **24**, 701 (1973).

2. Maszynopisy pracy (oryginał i jedną kompletną kopię) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja Postępów Fizyki, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres do dalszej korespondencji (do przesłania korekty i honorarium autorskiego). 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, 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 pochylonych kresiek), 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, gdy będą wydrukowane tłustym drukiem (nie rysować strzałek).

7. Rysunki należy wykonać starannie na oddzielnych arkuszach w formie 2 do 4 razy większej 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. Białas, 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. Shikov, *Vvedenie v teoryu 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. Smoleńsk 14, 31-112 Kraków. Przetrzymanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

11. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamawiać odpłatnie przy przesyłaniu korekty autorskiej. Cena za 1 egz. odbitki o objętości 1-16 s. wynosi zł 8.—

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

## TREŚĆ

M. Demiański — Reliktowe promieniowanie elektromagnetyczne . . . . .	405
D. Z. Freedman, P. van Nieuwenhuizen — Supergravitacja a unifikacja praw fizyki (tłum L. M. Sokołowski) . . . . .	427
RÓŻNE	
J. Stankowski — Rozwój badań radiospektroskopowych w Instytucie Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu . . . . .	453
WSPOMNIENIA-ROZCZNICE	
J. A. Wheeler — Albert Einstein (14 marca 1879 — 18 kwietnia 1955) (tłum. Z. Ajduk) . . . . .	467
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
Ch. D. Epp — Doświadczenie w badaniu naukowym (tłum. L. Szymanowski) . . . . .	477
NOWOŚCI NAUKOWE	
Ż. I. Alferov — Heterozłącza półprzewodnikowe (tłum. M. A. Herman) . . . . .	483
NOWA APARATURA I AUTOMATYZACJA POMIARÓW	
B. Wojtowicz — Europejskie projekty wielkich urządzeń . . . . .	493
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
I. Białyński-Birula — Sympozjum Einsteinowskie w Jerozolimie . . . . .	499
W. A. Kamiński — XXIX Konferencja Spektroskopii Jądrowej i Struktury Jądra Atomowego w Rydze . . . . .	501
Ł. Turski — Konferencja Dynamicznych Zjawisk Krytycznych CDC 79 w Genewie . . . . .	502
RECENZJE	
M. Kłysz-Łodzińska — Odpowiedź na recenzję książki pt. Budowa materii w świetle mechaniki kwantowej. . . . .	505
M. Demiański — Astrofizyka relatywistyczna (B. Paczyński) . . . . .	505
KRONIKA	

## CONTENTS

M. Demiański — Cosmological Background of Electromagnetic Radiation . . . . .	405
D. Z. Freedman, P. van Nieuwenhuizen — Supergravity and the Unification of the Laws of Physics . . . . .	427
MISCELLANEA	
J. Stankowski — The Development of Radiospectroscopic Studies at the Institute of Molecular Physics of the Polish Academy of Sciences in Poznań . . . . .	453
RECOLLECTIONS-ANNIVERSARIES	
J. A. Wheeler — Albert Einstein (14 March 1879 — 18 April 1955). . . . .	467
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
Ch. D. Epp — Experiment in Scientific Investigation . . . . .	477
SCIENTIFIC NEWS	
Ż. I. Alferov — Heterosemiconductors . . . . .	483
LABORATORY EQUIPMENT AND DATA HANDLING	
B. Wojtowicz — The European Great Projects . . . . .	493
MEETINGS AND CONFERENCES	
REVIEWS	
CHRONICLE	