

---

PTF

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY  
UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY  
FIZYCZNEJ

TOM 30  
ZESZYT 2  
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 TOMASZ HOFMOKL — „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*)

Doc. dr KAROL KROP (*Kraków*)

Doc. dr MAKSYMILIAN PIŁAT (*Lublin*)

Doc. dr JERZY JATCZAK (*Łódź*)

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

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

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

Doc. dr TADEUSZ REWAJ (*Seczećin*)

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

Prof. dr MACIEJ SUFFCZYŃSKI (*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 2

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
1979

## RADA REDAKCYJNA

*Przewodniczący* — Szczepan Szczeniowski, czł. rzecz. PAN  
*Członkowie* — Władysław Kapuściński, Ludwik Natanson,  
Leonard Sosnowski, czł. rzecz. PAN, Przemysław Zieliński

## KOMITET REDAKCYJNY

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

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

## Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Irena Lasocka* (Białystok)  
doc. dr hab. *Witold Waclawek* (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* (Foruń)  
doc. dr hab. *Aniela Wolska* (Warszawa)  
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

---

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

Nakład 3005 + 115 egz. Ark. wyd. 8,0. Ark. druk. 6<sup>12</sup>/<sub>16</sub> + 2wkl. Papier druk. sat. kl. V. 70 × 100, 70 g. Oddano do składania w grudniu 1978. Podpisano do druku w kwietniu 1979. Druk ukończono w kwietniu 1979. Zam. 12/79. I-3. Cena 15.—

---

*Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Maniifestu Lipcowego 13*

*Andrzej Trautman*

Institut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa

## Zagadnienie promieniowania grawitacyjnego w pracach Alberta Einsteina \*

### The Problem of Gravitational Radiation in Albert Einstein's Papers

*Abstract:* Albert Einstein's views on the question of gravitational waves and radiation are presented and related to further development in this field of relativistic physics. It appears that four papers by Einstein contain almost all essential ideas and many results on gravitational radiation.

#### 1. Wstęp

Najważniejsze dzieło Alberta Einsteina, ogólna teoria względności, zwana także relatywistyczną teorią grawitacji, weszła na trwałe do fizyki i wywarła głęboki wpływ na rozwój innych działów nauki. Jest ona dobrą, zgodną z obserwacjami i wewnętrznie konsystentną, klasyczną teorią grawitacji. Czynione w przeszłości i ostatnio próby zbudowania innej, relatywistycznej teorii grawitacji, biorą zawsze teorię Einsteina za punkt wyjścia. Modyfikacje te dotyczą zwykle pewnych szczegółów teorii, a nie samych jej podstaw. Żadna z dotychczasowych modyfikacji nie stanowi poważnej konkurencji dla teorii Einsteina.

Szereg wniosków z ogólnej teorii względności (OTW) zostało sprawdzonych przy pomocy obserwacji i doświadczeń. Dobrze znana jest zdumiewająca zgodność przewidywań OTW na temat ruchu perihelionowego planet z obserwacjami ruchu Merkurego. Przewidywana przez teorię zmiana długości fali świetlnej biegnącej w polu grawitacyjnym została nie tylko zaobserwowana w świetle białych karłów, ale także zmierzona w warunkach ziemskich, przy użyciu efektu

\* Artykuł niniejszy zamieszczamy w związku z setną rocznicą urodzin Alberta Einsteina (14. 3. 1879 r.). Ukaże się on także w tłumaczeniu rosyjskim w piśmie *Voprosy istorii jestestvoznaniya i techniki* (Przyp. Red.).

Mössbauera (doświadczenia Pounda i Rebki). Dobrą zgodność z teorią otrzymano również mierząc ugięcie i opóźnienie fal elektromagnetycznych przechodzących w pobliżu Słońca; zjawiska te są wywołane wpływem pola grawitacyjnego na rozchodzenie się fal. Trudno mówić o ilościowym potwierdzeniu przez obserwacje przewidywań kosmologii relatywistycznej, jednak obserwowana ekspansja Wszechświata („ucieczka galaktyk”) i szczątkowe promieniowanie mikrofalowe są jakościowo zgodne z modelami Friedmanna, otrzymanymi jako rozwiązania równań Einsteina dla Wszechświata.

Czarne dziury i promieniowanie grawitacyjne są najciekawszymi przewidywaniami klasycznej OTW. Jak wiadomo, czarne dziury są to gwiazdy, które w wyniku kurczenia się pod wpływem sił grawitacyjnych osiągnęły tak małe rozmiary, że silne pole grawitacyjne na ich powierzchni uniemożliwia wydostawanie się światła na zewnątrz. Jest bardzo prawdopodobne, że takie czarne dziury występują licznie we Wszechświecie i że zostały już zaobserwowane jako składniki pewnych układów podwójnych (np. Cyg X-1). Inaczej jest z promieniowaniem grawitacyjnym: mimo licznych prób jego wykrycia, zapoczątkowanych pionierskimi pracami J. Webera, nie udało się dotychczas odebrać na Ziemi impulsów fal grawitacyjnych, jakie prawdopodobnie przychodzą do nas z Kosmosu. Te negatywne wyniki powinny być być spodziewane i wcale nie świadczą przeciwko promieniowaniu grawitacyjnemu. Ich przyczyną jest to, że konstruowane dotychczas detektory fal grawitacyjnych nie były dostatecznie czułe: natężenie promieniowania grawitacyjnego, wysyłanego przez takie źródła jak ciasne gwiazdy podwójne, zderzenia gwiazd neutronowych i wybuchy supernowych (poza naszą Galaktyką), nie jest dość duże, aby mogło być wykryte przez „antnę” w postaci aluminiowego walca w temperaturze pokojowej. Dopiero zastosowanie następnej generacji detektorów, wykorzystujących anteny pracujące w niskiej temperaturze (W. Fairbank i W. Hamilton) lub monokryształy o dużej dobroci (W. B. Braginskii), stwarza nadzieje na otrzymanie pozytywnych wyników.

Teoria promieniowania grawitacyjnego, zapoczątkowana przez Einsteina w 1916 r., została w ciągu kilkunastu ostatnich lat poważnie rozwinięta. Znalaziono nowe, ściśle rozwiązania równań Einsteina, reprezentujące proste fale grawitacyjne. Rozwinięto także różne metody przybliżone obliczania wielkości i rozkładu promieniowania grawitacyjnego, jego wpływu na ruch materii i oddziaływania z polem elektromagnetycznym. Ostatnio, metody te zostały skrytykowane jako nie dość ściśle [5]. Panuje przekonanie, że przybliżone metody rachunkowe stosowane do analizy promieniowania grawitacyjnego są istotnie niedoskonałe, ale dają dobre pojęcie o charakterze zjawisk i rządach wielkości [6, 7]. W każdym razie, zagadnienie promieniowania grawitacyjnego jest ciągle aktualne, zarówno jako przedmiot poszukiwań eksperymentatorów jak i badań teoretyków. Obchodzona w 1979 roku setna rocznica urodzin Alberta Einsteina skłania do ponownego studiowania jego twórczości naukowej. Prace Einsteina na temat promieniowania grawitacyjnego są niezbyt liczne, ale godne najwyższej uwagi, gdyż zawierają w załączku wszystkie niemal idee,

metody i kontrowersje, jakie później rozwinęły się w związku z tym pojęciem. Są to mianowicie następujące prace, których dane bibliograficzne znajdują się na końcu artykułu:

*Przybliżone całkowicie równań pola grawitacyjnego* [1],

*O falach grawitacyjnych* [2],

*O falach grawitacyjnych* (współautor: N. Rosen) [3],

*Równania grawitacyjne i zagadnienie ruchu* (współautorzy: L. Infeld i B. Hoffmann) [4].

Ścisłe mówiąc, ostatnia z wymienionych tu prac dotyczy przybliżonej metody znajdowania równań ruchu, a nie samego promieniowania grawitacyjnego, choć zawiera uwagi na ten temat. Odegrała ona ważną rolę w rozwoju metod przybliżonych teorii grawitacji oraz w dyskusjach na temat istnienia promieniowania i roli układu odniesienia.

## 2. Metody przybliżone

Einsteinowskie równania pola grawitacyjnego stanowią skomplikowany układ dziesięciu nieliniowych równań cząstkowych; ponadto, równania te nie są niezależne, gdyż ich lewe strony spełniają pewne tożsamości różniczkowe (tzw. zwężone tożsamości Bianchiego). W związku z tym ścisłe rozwiązania tych równań udaje się znaleźć tylko w szczególnych przypadkach, przy odpowiednich, mocnych założeniach o geometrii czasoprzestrzeni. Większość fizycznie interesujących wniosków wyciąga się na podstawie rachunków przybliżonych, rozpatrując niewielkie zaburzenia w stosunku do znanego tła.

Wkrótce po ostatecznym sformułowaniu równań OTW, Einstein zarysował ogólną metodę przybliżonego ich rozwiązywania [1]. Polega ona na tym, że tensor metryczny czasoprzestrzeni z grawitacją,  $g_{\mu\nu}$ , przedstawia się w postaci sumy  $\eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$  tensora Minkowskiego  $\eta_{\mu\nu}$  i małej poprawki  $h_{\mu\nu}$ . Występująca w OTW duża swoboda w wyborze układu współrzędnych powoduje, że potencjały grawitacyjne  $h_{\mu\nu}$  można poddawać przekształceniom cechowania: potencjały

$$h'_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} + a_{\mu,\nu} + a_{\nu,\mu} \quad (1)$$

opisują tę samą geometrię i fizykę, co  $h_{\mu\nu}$ . (Tutaj  $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$ ;  $a_{\mu,\nu} = \partial a_{\mu} / \partial x^{\nu}$ ; stosować będziemy także inne, powszechnie przyjęte w OTW umowy i oznaczenia, por. [8]). Wprowadzając

$$\gamma_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu}\eta^{\alpha\beta}h_{\alpha\beta}$$

można tak wybrać współrzędne (cechowanie), aby

$$\gamma^{\mu\nu}{}_{,\nu} = 0. \quad (2)$$

Wstawiając

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} \quad (3)$$

do równania Einsteina

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \frac{8\pi k}{c^4}T_{\mu\nu}, \quad (4)$$

pomijając czony nieliniowe względem  $h$  i uwzględniając (2), otrzymuje się równanie falowe względem  $\gamma_{\mu\nu}$ ,

$$\square\gamma_{\mu\nu} = \frac{16\pi k}{c^4}T_{\mu\nu}. \quad (5)$$

Einstein rozwiązuje to równanie przy pomocy potencjału opóźnionego [1],

$$\gamma_{\mu\nu}(t, \mathbf{r}) = -\frac{4k}{c^4} \int \frac{T_{\mu\nu}(t - R/c, \mathbf{r}')}{R} dV', \quad R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|, \quad (6)$$

i zauważa, że na mocy prawa zachowania energii-pędu szczególnej teorii względności,

$$T^{\mu\nu}_{;\nu} = 0 \quad (7)$$

rozwiązanie (6) spełnia warunek cechowania (2). W tej samej pracy Einstein rozpatruje słabe, płaskie fale grawitacyjne i stwierdza, że rozchodzą się one z prędkości światła  $c$ . Dla fali biegnącej w kierunku osi  $x$  można założyć  $\gamma_{\mu\nu} = \alpha_{\mu\nu}f(x - ct)$ , gdzie  $\alpha_{\mu\nu}$  jest tensorem polaryzacji. Funkcje te spełniają równanie (5) z  $T_{\mu\nu} = 0$ , natomiast równanie (2) daje proste związki między składowymi  $\alpha_{\mu\nu}$ . Wstawiając następnie  $\gamma_{\mu\nu}$  do wzoru na tzw. pseudotensor energii-pędu pola grawitacyjnego  $t_{\mu\nu}$  dochodzi Einstein do wniosku, że wkład do energii fali płaskiej dają jedynie składowe  $\alpha_{22}$ ,  $\alpha_{23}$  i  $\alpha_{33}$ , tzn. składowe poprzeczne wobec kierunku propagacji fali. Ostatni rozdział pracy poświęcony jest obliczeniu energii, traconej przez układ pod postacią fal grawitacyjnych. Punktem wyjścia jest rozwiązanie (6) w strefie falowej, tzn. na odległościach dużych w stosunku do rozmiarów układu promieniującego i długości fali. W obszarze tym rozwiązanie jest w przybliżeniu falą płaską, a więc wystarcza obliczyć składowe przestrzenne  $\gamma_{ij}$  ( $i, j = 1, 2, 3$ ) tensora potencjału grawitacyjnego. Oznaczając przez  $\rho(t, \mathbf{r})$  gęstość masy układu, mamy w przybliżeniu  $T_{00} = \rho c^2$ , a na podstawie (7) otrzymuje się

$$\int T_{ij} dV = \frac{1}{2} \frac{d^2 J_{ij}}{dt^2} = \frac{1}{2} \ddot{J}_{ij},$$

gdzie

$$J_{ij} = \int \rho x_i x_j dV$$

jest tensorem drugich momentów układu. W strefie falowej, istotne składowe rozwiązania (6) przyjmują postać

$$\gamma_{ij}(t, \mathbf{r}) = -\frac{2k}{c^4} \frac{\ddot{J}_{ij}(t - r/c)}{r}. \quad (8)$$



W następnym kroku Einstein popełnia błąd rachunkowy: zaniedbuje różnicę między  $h_{\mu\nu}$  i  $\gamma_{\mu\nu}$ , co prowadzi do nieprawidłowego wyrażenia na promieniowaną moc. Zauważa on, że moc ta jest znikomo mała we wszystkich sytuacjach fizycznych, jakie można sobie wyobrazić, ale równocześnie podkreśla znaczenie promieniowania grawitacyjnego dla podstaw fizyki. Mówi mianowicie, że ruchowi elektronów wewnątrz atomów powinno towarzyszyć nie tylko promieniowanie elektromagnetyczne, ale i grawitacyjne. Ponieważ w przyrodzie tego się nie obserwuje — istnieją stabilne atomy — więc teoria kwantów powinna zmodyfikować nie tylko elektrodynamikę Maxwella, ale także nową, relatywistyczną teorię grawitacji.

Ta ostatnia uwaga jest ważna, gdyż wynika z niej, że Einstein już w 1916 roku widział potrzebę zbudowania kwantowej teorii grawitacji. Zadanie to fizycy-teoretycy podjęli właściwie dopiero w latach pięćdziesiątych i sześćdziesiątych. Mimo wielu prób i pewnego postępu, nie sformułowano dotychczas w pełni zadowalającej, kwantowej teorii grawitacji i czasoprzestrzeni.

W ostatnim, uzupełniającym ustępie pracy Einstein wyjaśnia dlaczego składowe  $\gamma_{\mu\nu}$  fali płaskiej, inne niż  $\gamma_{22}$ ,  $\gamma_{23}$  i  $\gamma_{33}$ , nie niosą energii. Chodzi o to, że jedynie składowe poprzeczne względem kierunku propagacji opisują prawdziwe pole fali grawitacyjnej. Pozostałe odpowiadają polu pozornemu, wywołanemu jak gdyby drgającym układem współrzędnych.

W 1918 roku Einstein opublikował pracę [2], która ma już „fale grawitacyjne” w tytule. Zawiera ona rozwinięcie wyników poprzedniej pracy i usuwa wspomniany błąd w obliczeniu mocy promieniowania. Błąd ten był spowodowany tym, że w podstawowym artykule na temat OTW [9] Einstein ograniczał dowolność współrzędnych warunkiem  $g = \det(g_{\mu\nu}) = -1$ . Rozwiązanie falowe (6) tego warunku nie spełnia, gdyż  $\eta^{\mu\nu}\gamma_{\mu\nu} \neq 0$ . Obliczając strumień energii słabej fali płaskiej, dochodzi on do wniosku, że składowe poprzeczne tensora  $\alpha_{\mu\nu}$  wpływają na ten strumień za pośrednictwem wyrażenia  $(a_{22} - a_{33})^2 + 4a_{23}^2$ , co oznacza, iż fala płaska ma dwa polaryzacyjne stopnie swobody, podobnie jak to jest w elektrodynamice. Otrzymany przez Einsteina wzór na całkowitą moc promieniowaną w postaci fal grawitacyjnych przez układ izolowany różni się o czynnik 1/2 od wyniku prawidłowego, danego wzorem

$$P = \frac{k}{5c^5} \left( \ddot{J}_{ij}^2 - \frac{1}{3} \ddot{J}_{ii}^2 \right). \quad (9)$$

Jako pierwszy zwrócił uwagę na tę drobną omyłkę Eddington, stosując przybliżony rachunek Einsteina do obliczenia promieniowania wysyłanego przez obracający się pręt [10]. Einstein podkreśla, że strumień promieniowania jest nieujemny, a więc układ w każdym kierunku traci energię; tym bardziej  $P \geq 0$ . Ponadto, prawidłowy wynik (9), w przeciwieństwie do tego, co było przedstawione w pracy [1], nie dopuszcza promieniowania w przypadku ścisłej symetrii kulistej: jeśli  $J_{ij} = \frac{1}{3} \delta_{ij} J_{kk}$ , to  $P = 0$ . Osobny rozdział pracy dotyczy wpływu fal grawitacyjnych na układy mechaniczne. Einstein przedstawia załączek teorii detekcji fal grawitacyjnych, tak ważnej z punktu widzenia obecnych

poszukiwań obserwacyjnych. Odpowiadając na krytyczną pracę Levi — Civity [11], wyjaśnia fizyczne znaczenie pseudotensora energii-pędu pola grawitacyjnego  $t_{\mu\nu}$ . Co prawda wielkości  $t_{\mu\nu}$  nie są składowymi tensora, ale ze względu na prawo zachowania

$$(\sqrt{-g}(T^{\mu\nu} + t^{\mu\nu}))_{;\nu} = 0$$

można przypisać sens fizyczny pewnym całkom ze składowych  $t_{\mu\nu}$ . Np. strumień „wektora” ( $t^{01}$ ,  $t^{02}$ ,  $t^{03}$ ) przez powierzchnię otaczającą układ ciał wyznacza wielkość energii traconej przez ten układ w ciągu sekundy.

Wyniki otrzymane przez Einsteina w omówionych tu pracach z 1916 i 1918 roku zostały nieco rozwinięte i uściślone przez Weyla i Eddingtona, ale na istotny postęp trzeba było czekać aż do późnych lat trzydziestych, kiedy Einstein ponownie podjął, wraz ze współpracownikami, temat fal i promieniowania grawitacyjnego.

Praca Einsteina, Infelda i Hoffmanna z 1938 roku [4] zapoczątkowała nowy kierunek przybliżonego traktowania zagadnień ruchu i promieniowania. Równolegle do Einsteina podobną metodę przybliżoną opracował V. A. Fock [12, 13] wraz ze swoimi uczniami. Metoda EIH jest dostosowana do powolnych ruchów i słabych pól grawitacyjnych. Jej ważną zaletą jest to, że w pierwszym kroku rachunkowym prowadzi do potencjałów i ruchów newtonowskich. Własności tej nie posiada teoria zlinearyzowana, oparta na równaniach (2), (5) i (7). Np. dla materii w postaci pyłu, równanie (7) przewiduje ruch swobodny, bez oddziaływania grawitacyjnego. W metodzie EIH i Focka rozwija się pole grawitacyjne  $\gamma_{\mu\nu}$  w szereg względem potęg  $\lambda = 1/c$ . Patrząc na rozwiązanie (6) i uwzględniając to, że dla pyłu

$$T_{00} = \rho c^2 (u_0)^2 \cong \rho c^2, \quad \text{gdzie} \quad u_\mu = dx_\mu/ds,$$

$$T_{0j} = \rho c^2 u_0 u_j \cong \rho c v_j, \quad \text{gdzie} \quad v_j = dx_j/dt,$$

$$T_{ij} = \rho c^2 u_i u_j \cong \rho v_i v_j,$$

otrzymuje się następujące rozwinięcia

$$\gamma_{00} = \lambda^2 \underset{2}{\gamma}_{00} + \lambda^4 \underset{4}{\gamma}_{00} + \lambda^5 \underset{5}{\gamma}_{00} + \dots$$

$$\gamma_{0j} = \lambda^3 \underset{3}{\gamma}_{0j} + \lambda^5 \underset{5}{\gamma}_{0j} + \lambda^6 \underset{6}{\gamma}_{0j} + \dots$$

$$\gamma_{ij} = \lambda^4 \underset{4}{\gamma}_{ij} + \lambda^5 \underset{5}{\gamma}_{ij} + \lambda^6 \underset{6}{\gamma}_{ij} + \dots$$

Podstawiając je do równań Einsteina (4) i uwzględniając  $x^0 = ct$ , otrzymuje się ciąg równań, które należy po kolei rozwiązywać; np.

$$\Delta \underset{2}{\gamma}_{00} = 16\pi k \underset{2}{T}_{00}$$

Założenie o powolności ruchów i słabej zależności pól od czasu oznacza, że pochodna  $\partial \gamma_{\mu\nu} / \partial t$  jest rzędu  $m+1$ . W związku z tym nie tylko równanie względem  $\underset{2}{\gamma}_{00}$ , ale wszystkie równania EIH mają postać równań Poissona ze źródłem

zależnym od tensora energii-pędu oraz pól niższego rzędu. Einstein, Infeld i Hoffmann uzupełniają swój schemat rachunkowy założeniem, że pola  $\gamma_{\mu\nu}$  odpowiadają „falom stojącym”, a nie „opóźnionym”, jak to się przyjmuje w elektrodynamice i w liniowej teorii grawitacji. Dokładniej, w pracy [4] zakłada się, że rozwinięcia  $\gamma_{00}$  i  $\gamma_{ij}$  zawierają tylko parzyste, a rozwinięcie  $\gamma_{0j}$  — tylko nieparzyste potęgi  $\lambda$ . Człony o przeciwnej parzystości nazywa się promienistymi. Jakkolwiek ani w pracy EIH, ani w dwóch późniejszych pracach Einsteina i Infelda na temat równań ruchu nie rozpatruje się zagadnienia promieniowania grawitacyjnego, zapoczątkowana przez Einsteina nowa metoda przybliżeń odegrała dużą rolę w dalszym rozwoju teorii promieniowania oraz zainspirowała wiele prac i dyskusji na ten temat. Dość przypomnieć, iż Infeld i Scheidegger przez długi czas uważali, że promieniowanie grawitacyjne nie istnieje, gdyż człony promieniste można rzekomo usunąć przez przekształcenie współrzędnych. Krótki zarys historii tego zagadnienia można znaleźć w artykule autora [14].

### 3. Rozwiązania ściśle

Dopiero w połowie lat trzydziestych podejmuje Einstein, wspólnie z N. Rosenem, próbę znalezienia ścisłych, falowych rozwiązań grawitacji [3]. Jedyne dwie wcześniejsze prace [15] na ten sam temat nie były Einsteinowi znane. Początkowo autorzy stawiają sobie zadanie znalezienia ścisłych fal płaskich, zakładając element długości postaci

$$A(dt^2 - dx^2) - Bdy^2 - Cdz^2, \quad (10)$$

gdzie  $A$ ,  $B$  i  $C$  są dodatnimi funkcjami  $t$  i  $x$ . Okazuje się, że jeśli tylko czasoprzestrzeń nie jest płaska, to na mocy równań pola istnieją punkty, w których przynajmniej jedna z funkcji  $A$ ,  $B$  lub  $C$  znika. Wynikające stąd znikanie wyznacznika  $g = -A^2BC$  Rosen interpretuje jako istotną osobowość i dochodzi do wniosku o nieistnieniu w OTW fal płaskich o skończonej amplitudzie [16]. H. P. Robertson [17] zaproponował natomiast, aby metrykę (10) zinterpretować jako pole o symetrii walcowej, utożsamiając  $y$  z kątem  $\varphi$ , a  $x$  — ze współrzędną radialną  $\rho$ . Występujące w rozwiązaniach osobliwości można „umieścić” na osi  $z$  (tzn. przy  $x = \rho = 0$ ) i związać ze znajdującymi się tam źródłami. Oczywiście, wyidealizowane, skoncentrowane na osi  $z$  źródła prowadzą do metryki osobliwej na osi  $z$ , podobnie, jak to jest w elektrostatyce odnośnie potencjału. W ten sposób Einstein i Rosen odkryli nowe ściśle rozwiązania równań grawitacji — fale cylindryczne. Pokazali oni, że fale „biegnące” (wychodzące) nie mogą być okresowe, gdyż stały przepływ energii grawitacyjnej na zewnątrz powoduje zmiany wiekowe w źródłach zlokalizowanych na osi  $z$ . Mogą natomiast występować stojące fale okresowe. Wyniki te pokazują istotną różnicę między zlinearyzowaną i pełną teorią grawitacji: rozwiązanie (6) równań liniowych (5) może być równocześnie falą wychodzącą (opóźnioną) i okre-

sową. Nieliniowe człony w równaniach Einsteina (4) opisują oddziaływanie pola grawitacyjnego ze sobą i zapewniają ściśle przestrzeganie bilansu energetycznego przez układ materia ważka-pole grawitacyjne.

Praca Einsteina i Rosena zapoczątkowała bujny rozwój badań nad ścisłymi rozwiązaniami równań grawitacji i geometrią fal grawitacyjnych. Przede wszystkim, Bondi, Pirani i Robinson [18], a także niezależnie od nich inni autorzy, odkryli istnienie ścisłych, nieosobliwych płaskich fal grawitacyjnych. Okazało się, że fale te nie dopuszczają globalnego układu współrzędnych, w którym metryka ma postać (10). Można je natomiast zawsze przedstawić w postaci

$$(a(t-x)(y^2-z^2)+2b(t-x)yz)(dt-dx)^2+dt^2-dx^2-dy^2-dz^2,$$

gdzie  $a$  i  $b$  są dowolnymi funkcjami. R. Penrose [19] wyjaśnił fizyczne przyczyny „osobliwości” pojawiających się w tensorze metrycznym fali płaskiej w ujęciu Rosena. Wiąże się one z tym, że fala płaska działa jak idealnie astygmatyczna soczewka. Promienie świetlne i cząstki przechodzące przez taką falę ulegają odchyleniu. Cząstki poruszające się równoległe do siebie przed spotkaniem z falą mają zbieżne lub rozbieżne trajektorie po przejściu przez falę; ich linie świata mogą się przeciąć. Uniemożliwia to wprowadzenie układu współrzędnych zgodnego z (10) w całej czasoprzestrzeni zawierającej płaską falę grawitacyjną. Inaczej mówiąc, osobliwości odkryte przez Einsteina i Rosena dotyczą sposobu opisu, a nie samej geometrii i fizyki zjawiska.

Uogólniając własności fal płaskich i stosując metody opracowane przy ich analizie udało się znaleźć obszerne klasy rozwiązań równań Einsteina. Okazało się, że fale płaskie są ważnym przykładem tzw. rozwiązań algebraicznie szczególnych, według klasyfikacji pól grawitacyjnych, zapoczątkowanej przez A. Z. Pietrowa [20]. Analiza pól algebraicznie szczególnych doprowadziła do odkrycia prostych fal wychodzących [21] oraz metryki Kerra [22], opisującej pole grawitacyjne i geometrię na zewnątrz czarnej dziury z momentem pędu.

#### 4. Zakończenie

Jak widać z tego pobieżnego przeglądu, prace Einsteina na temat promieniowania grawitacyjnego, choć niezbyt liczne, zawierały w załączku niemal wszystkie najważniejsze idee i wyniki, rozwinięte później w bardzo obszernej literaturze lat 1955—75. Einstein sformułował podstawy obu przybliżonych metod stosowanych w teorii promieniowania: metody EIH oraz metody „przybliżenia szybkiego ruchu”, której pierwszym krokiem jest liniowa teoria grawitacji. Einstein znalazł słabe, płaskie fale grawitacyjne, stwierdził, że są one poprzeczne i mogą nieść energię. Odróżnił prawdziwe, fizyczne fale od pozornych, związanych z dowolnością współrzędnych krzywoliniowych. Odkrył także kwadrupolowy charakter promieniowania grawitacyjnego i obliczył wielkość mocy wysyłanej pod postacią fal grawitacyjnych przez izolowany układ ciał. Bardzo ważna była lakoniczna uwaga Einsteina o potrzebie uwzględnienia

nia efektów kwantowych w dziedzinie grawitacji. Poszukując płaskich i cylindrycznych fal grawitacyjnych o dowolnej amplitudzie, Einstein przyczynił się do wzmocnienia zainteresowania pełnym układem nieliniowych równań pola i wyjaśnienia wielu ważnych jego własności. Dyskusja na temat osobliwości pojawiających się w rozwiązaniach przedstawiających fale płaskie przyczyniła się do rozpowszechnienia wśród fizyków pojęć nowoczesnej geometrii różniczkowej. Wreszcie, co jest najważniejsze z punktu widzenia fizyki, einsteinowskie przekonanie o istnieniu fal grawitacyjnych doprowadziło do rozwinięcia programu eksperymentalnego, zmierzającego do ich wykrycia.

#### Bibliografia \*

- [1] A. Einstein, *Sitzungsber. preuss. Akad. Wiss.* **1**, 688—696 (1916) {41}.
- [2] A. Einstein, *ibid.* **1**, 154—167 (1918) {49}.
- [3] A. Einstein, N. Rosen, *J. Franklin Inst.* **223**, 43—54 (1937) {116}.
- [4] A. Einstein, L. Infeld, B. Hoffmann, *Ann. Math.* **39**, 65—100 (1938) {117}.
- [5] J. Ehlers et al., *Astrophys J.* **208**, 77—81 (1976) L.
- [6] N. M. Petrova, I. W. Sandina, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **217**, 319—321 (1974).
- [7] W. L. Burke, *Ann. N. Y. Acad. Sci.* **302**, 557—564 (1977).
- [8] L. D. Landau, E. M. Lifszyc, *Teoria pola*, 6 wyd., Izd. Nauka, Moskwa 1973.
- [9] A. Einstein, *Ann. Phys.* **49**, 769—822 (1916) {38}.
- [10] A. S. Eddington, *Proc. Roy. Soc. (London)* **A102**, 268 (1922).
- [11] T. Levi-Civita, *Rend. Accad. Lincei* **26**, 381 (1917).
- [12] V. A. Fock, *Žurn. Eksper. Teor. Fiz.* **9**, 375 (1939).
- [13] V. A. Fock, *Teoria prostranstwa, wriemieni i tiagotienija*, GITTL, Moskwa 1955.
- [14] A. Trautman, artykuł w zbiorze *Leopold Infeld. His Life and Scientific Work* (pod redakcją E. Infelda), PWN, Warszawa 1978.
- [15] H. Brinkman, *Proc. US Nat. Acad. Sci.* **9**, 1 (1923); O. R. Baldwin, G. B. Jeffery, *Proc. Roy. Soc. (London)* **A111**, 95—104 (1926).
- [16] N. Rosen, *Phys. Zts. der Sowjetunion* **12**, 366 (1937).
- [17] Informację na ten temat można znaleźć w pracy: N. Rosen, *Helv. Phys. Acta*, Suppl. IV, 171 (1956).
- [18] H. Bondi, F. A. E. Pirani, I. Robinson, *Proc. Roy. Soc. (London)* **A251**, 519—533 (1959).
- [19] R. Penrose, *Rev. Mod. Phys.* **37**, 215—220 (1965).
- [20] A. Z. Pietrow, *Kazan Gos. Uniw. Učen. Zap.* **114**, nr 8, 55 (1954).
- [21] I. Robinson, A. Trautman, *Proc. Roy. Soc. (London)* **A265**, 463—473 (1962).
- [22] R. Kerr, *Phys. Rev. Lett.* **11**, 237—238 (1963).

\* Liczba w nawiasie { } oznacza numer pracy Einsteina w radzieckim, czterotomowym wydaniu jego dzieł (A. Einstein, *Sobranie Naucznych Trudow*, Izd. Nauka, Moskwa 1965—67.)

*Wojciech Gajewski*

Instytut Badań Jądrowych  
Warszawa

*Michał Świącki*

Centrum Astronomiczne M. Kopernika PAN  
Warszawa

## Wiązki przeciwbieżne elektronów i pozytonów a fizyka cząstek elementarnych

### Electron-Positron Storage Rings and Elementary Particle Physics

*Abstract:* A present state of theoretical and experimental situation in elementary particle physics is reviewed in order to show that the best tool for solving many problems in this field is a storage ring for electrons and positrons of high energy, of the order of  $2 \times 100$  GeV. Technical problems involved in construction of high energy storage rings are outlined.

#### 1. Wstęp

25 maja 1977 r. odbyło się w CERN-ie XXI plenarne posiedzenie Europejskiego Komitetu d/s Przyszłych Akceleratorów (ECFA — European Committee for Future Accelerators). Komitet ten jest organem doradczym państw skupionych wokół CERN-u. Na posiedzeniu dyskutowano plany budowy akceleratorów cząstek wielkich energii, których realizacja rozpocznie się w Europie, w ciągu najbliższych lat. W wyniku wieloletnich studiów specjalnie powołanych grup ekspertów zdecydowano się na budowę pierścieni akumulujących elektrony i pozytony o energii od 20 do 70 GeV dla każdej z wiązek, tzw. LEP (Large Electron Positron). Przy podejmowaniu decyzji brano pod uwagę zarówno przydatność rozpatrywanych urządzeń do rozwiązywania podstawowych problemów wynikających z bieżącego stanu fizyki, jak i możliwości techniczne i finansowe zainteresowanych krajów.

Pierścienie akumulujące elektrony i pozytony oraz badania fizyczne,

które można prowadzić za ich pomocą, wreszcie waga tych badań nie zostały dotychczas szerzej opisane w literaturze polskiej. Artykuł ten ma za zadanie wypełnić tę lukę i wykazać, że decyzja ECFA była, przy obecnym stanie fizyki, rzeczywiście optymalna.

## 2. Argumenty fizyczne—problem oddziaływań

### 2.1. Oddziaływania elektromagnetyczne

Pierwotnym celem budowy pierścieni akumulujących elektrony i pozytony było badanie granic stosowalności elektrodynamiki kwantowej. Podjęto je w Stanford (USA) i Frascati (Włochy) w latach 1958—1962. W tych czasach elektrodynamika kwantowa była jedyną konsystentną, renormalizowaną i doskonale zgodną z danymi doświadczeniami teorią, jaką rozporządzała fizyka cząstek elementarnych. Podstawową techniką tej teorii był rachunek zaburzeń, w którym jako zaburzenie traktowano część interakcyjną hamiltonianu. Dzięki temu, że stała sprzężenia elektromagnetycznego  $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}$  jest mała, już parę pierwszych wyrazów, a często zgoła pierwszy wyraz rozwinięcia perturbacyjnego wystarcza, by opisać dane doświadczalne na poziomie ich dokładności. Przepis renormalizacyjny, którego praktyczne zastosowanie umożliwia lokalne zachowanie ładunku elektrycznego, prowadzi do teorii, której przewidywania dają się wyrazić za pomocą tylko dwóch stałych: ładunku (stałej sprzężenia) i masy oddziałującej cząstki. Stałe te wyznacza się doświadczalnie. W swojej istocie elektrodynamika kwantowa sprowadza oddziaływanie do sprzężenia pomiędzy ładunkiem elektrycznym cząstki materialnej a przenoszącym to oddziaływanie wektorowym polem fotonowym. Samo pole nie niesie ładunku elektrycznego i w związku z tym nie sprzęga się ze sobą. Wynika to ze wspomnianego lokalnego zachowania ładunku (niezmienniczości cechowania) w teorii. W konsekwencji, równania ruchu dla swobodnego pola fotonowego są liniowe.

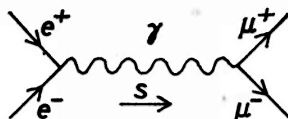
Teorię taką można najprościej zweryfikować doświadczalnie badając oddziaływania takich cząstek naładowanych, które nie uczestniczą w oddziaływaniach silnych, a więc leptonów: elektronów i mionów. Jednym z największych sukcesów elektrodynamiki kwantowej jest obliczenie stałych giromagnetycznych elektronów i mionów, wielkości zmierzonych z ogromną dokładnością. Stała ta dla elektronów wynosi  $\frac{(g-2)}{2} = 1\ 159\ 652\ 390\ (50) \times 10^{-12}$ , podczas gdy teoria przewiduje  $\frac{(g-2)}{2} = 1\ 159\ 652\ 375\ (261) \times 10^{-12}$ , przy czym podstawowy błąd wartości teoretycznej związany jest z niepewnością wartości stałej sprzężenia  $\alpha$ . Jest to sukces, o jakim nie może dziś marzyć żadna inna teoria cząstek elementarnych.

Aby znaleźć ewentualne odstępstwa od teorii bada się oddziaływania przy dużych energiach, przy których możliwy jest duży przekaz pędu między rozpraszonymi cząstkami. Oddziaływania takie zachodzą więc na małych odległościach. Jest nadzieja, że ujawni się wówczas wpływ ewentualnych czynników postaci leptonów (w elektrodynamice leptony są cząstkami bez struktury) lub innych niż elektromagnetyczne rodzajów sił. Głęboka wiara w możliwość wykrycia tych ostatnich stała się najbardziej ważkim argumentem przy podejmowaniu decyzji budowy nowych pierścieni akumulacyjnych dla bardzo dużych energii.

Przyjrzyjmy się najpierw, jakie procesy elektromagnetyczne można badać za pomocą pierścieni akumulujących elektrony i pozytony. Procesy te, dobrze zbadane teoretycznie i doświadczalnie, stanowią punkt odniesienia i tło dla innych, bardziej obecnie interesujących zjawisk. Warto więc zapoznać się z nimi nieco bliżej. Do najprostszych należy produkcja par mionów ( $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ) oraz rozpraszanie Bhabhy ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ). Przeanalizujemy je na podstawie grafów Feynmana odpowiadających pierwszemu rzędowi rachunku zaburzeń. Wkład grafów wyższego rzędu jest istotny dopiero przy opisie doświadczeń przeprowadzonych za pomocą aparatury o dużej zdolności rozdzielczej i może zostać łatwo obliczony.

### 2.1.1. Produkcja par mionów

Jest to najprostszy proces elektromagnetyczny. W pierwszym rzędzie rachunku zaburzeń para elektron-pozyton anihiluje tworząc jeden foton wirtualny, który następnie zmienia się w parę pozbawionych struktury mionów.



Rys. 1. Diagram Feynmana przedstawiający anihilację  $e^+e^-$  prowadzącą do produkcji pary mionów

Proces ten przedstawiony jest na rys. 1. Dla energii dostatecznie dużych na to, by można było zaniedbać masy cząstek, różniczkowy przekrój czynny dany jest wzorem

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} (1 + \cos^2\theta),$$

zaś całkowity przekrój czynny wzorem

$$\sigma_{\mu\mu} = \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha^2}{s} \approx \frac{87.6}{s} \text{ nb} \cdot \text{GeV}^{-2}$$

gdzie  $\alpha$  jest stałą sprzężenia ( $\alpha \approx 1/137$ ),  $s = (2E)^2$  jest kwadratem całkowitej energii w układzie środka masy ( $E$  jest energią każdej zderzającej się przeciw-



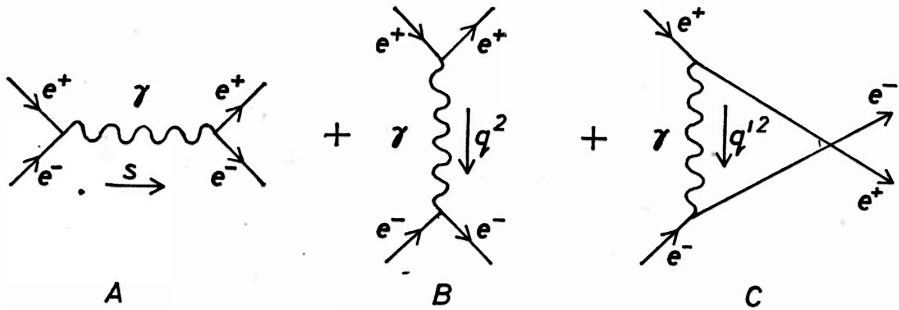
bieżnie wiązki), zaś  $\theta$  — kątem produkcji mionu. Wartość tego przekroju czynnego warto zapamiętać, gdyż jest ona typowa dla wszystkich oddziaływań elektromagnetycznych. Warto też zauważyć, że oddziaływania elektromagnetyczne nie mają (tak charakterystycznego dla oddziaływań silnych) rozkładu kąтового z eksponencjalnym maksimum do przodu. W związku z tym przy pomiarze całkowitego przekroju czynnego aparatura detekcyjna musi rejestrować cząstki rozproszone pod wszystkimi kątami.

### 2.1.2. Rozpraszanie Bhabhy

Proces ten w porównaniu z omówionym poprzednio jest skomplikowany przez to, że zachodzi w wyniku interferencji procesów rozpraszania elektron-pozyton oraz anihilacji i kreacji tej pary. W pierwszym rzędzie rachunku zaburzeń opisują to trzy grafy przedstawione na rys. 2. Proste rachunki prowadzą do następującego wyrażenia na różniczkowy przekrój czynny:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2s} \left\{ \frac{q'^4 + s^2}{q^4} + \frac{2q'^4}{q^2 s} + \frac{q'^4 + q^4}{s^2} \right\}$$

gdzie  $q^2 = s \cos^2 \theta / 2$  jest kwadratem masy wirtualnego fotonu w grafie przedstawionym na rys. 2b (tzw. kanał  $t$ ),  $q'^2 = -s \sin^2 \theta / 2$  — kwadratem masy fotonu w grafie przedstawionym na rys. 2c (tzw. kanał  $u$ ), zaś  $\theta$  — kątem rozproszenia pozytonu.



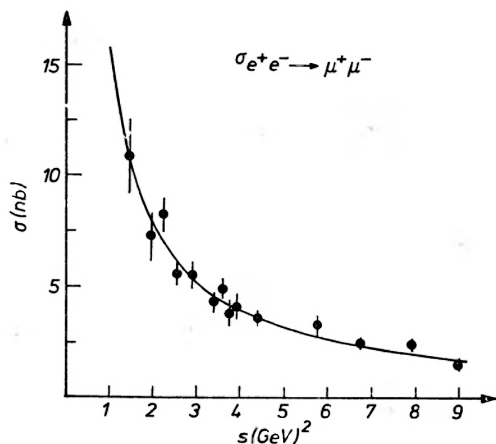
Rys. 2. Diagramy Feynmana opisujące w pierwszym rzędzie rachunku zaburzeń rozpraszanie Bhabhy

W obliczeniach przekrojów czynnych dla obu omówionych wyżej procesów można uwzględnić ewentualną strukturę ładunkową oddziałujących fermionów daną przez odpowiedni czynnik typu:

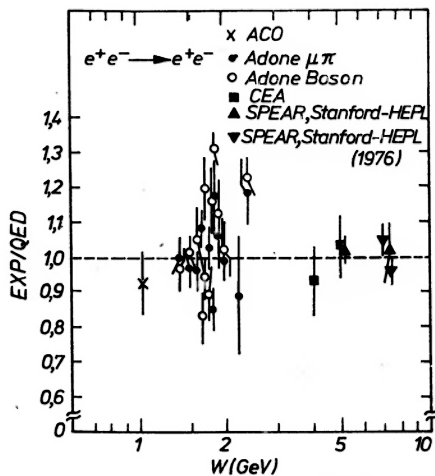
$$F_{\pm}(q^2) = 1 \pm \frac{1}{1 - \frac{\Gamma_{\pm}^2}{q^2}}$$

Przy tej parametryzacji  $\Gamma_{\pm}$  można też interpretować jako masę hipotetycznej cząstki wektorowej sprzęgającej się do pary leptonów i przenoszącej podobnie jak foton oddziaływanie między nimi. Siła sprzężenia cząstki wektorowej

z fermionami byłyby tu taka sama jak fotonu. Zauważmy, że wpływ tej cząstki może być widoczny tylko dla przekazów czteropędu  $q^2$  o wielkości rzędu wartości kwadratu tej masy. Ponieważ wiadomo, że elektrodynamika dobrze opisuje oddziaływania przy osiągalnych obecnie przekazach czteropędu, masa



Rys. 3. Zależność przekroju czynnego na produkcję par mionów w anihilacji  $e^+e^-$  od energii. Punkty doświadczalne dobrze zgadzają się z krzywą wynikającą z elektrodynamiki kwantowej



Rys. 4. Porównanie zmierzonych przekrojów czynnych dla rozpraszania Bhabhy z wynikami elektrodynamiki kwantowej

$\Gamma$  musi być duża i ewentualnego wpływu wymiany cząstek o takich masach można się spodziewać dla dużych przekazów, a więc dla wysokoenergetycznych oddziaływań z emisją cząstek pod dużymi kątami względem kierunku wiązek pierwotnych.

Jak wynika z rys. 3 i 4, zmierzone dotychczas przekroje czynne dla obu

omawianych procesów dobrze zgadzają się z przewidywaniami elektrodynamiki. Szczegółowa analiza wyników wskazuje na bardzo wysokie możliwe wartości parametru  $\Gamma_{\pm}$ . Jego dolne ograniczenie dla procesu produkcji par mionów wynosi 10,9 GeV, zaś dla rozproszenia Bhabhy  $\Gamma_{+} > 38$  GeV i  $\Gamma_{-} > 33,8$  GeV.

## 2.2. Oddziaływania słabe

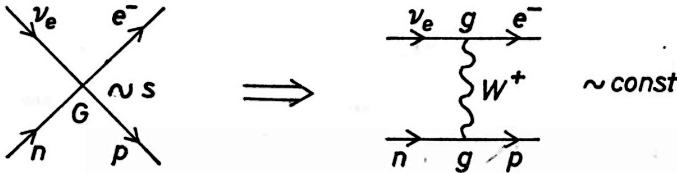
Stworzenie jednolitej teorii oddziaływań słabych i elektromagnetycznych stało się największym osiągnięciem fizyki cząstek elementarnych ostatnich lat. Ta nowa teoria jest eleganckim, renormalizowalnym opisem słabych oddziaływań. Stanowi ona równocześnie syntezę, na miarę maxwellowskiej syntezy elektryczności i magnetyzmu. Dała ona nowy impuls próbom unifikacji wszystkich innych oddziaływań na podobnej podstawie formalnej, którą jest kwantowa teoria pola z cechowaniem nieabelowym. Problemom tym były już poświęcone artykuły w *Postęпах Fizyki* [2, 4], jednak naszym zdaniem wciąż brak jest wyczerpującego opracowania. W niniejszym artykule zwrócimy uwagę głównie na te zagadnienia, które wymagają doświadczalnego potwierdzenia, by teoria, o której mówimy, zmieniła się z eleganckiej konstrukcji matematycznej w opis zjawisk przyrodniczych.

Jak wiadomo, teoria słabych oddziaływań od pierwszych prac Fermiego była konstruowana analogicznie do elektrodynamiki kwantowej w oparciu o rachunek zaburzeń. Podstawą opisu były tu jednak oddziaływania o zerowym zasięgu, co do dziś nie jest sprzeczne z danymi doświadczalnymi. Teoria taka miała dwie wady. Już przy stosunkowo niskich energiach, bo przy ok. 300 GeV w układzie środka masy, najniższy rząd rachunku zaburzeń narusza warunek unitarności, co wymaga uwzględnienia rzędu drugiego i wyższych. Jednak już drugi rząd rozwinięcia perturbacyjnego jest rozbieżny, z czym nie można sobie poradzić za pomocą przepisu renormalizacyjnego takiego, który rugował nieskończoności w elektrodynamice kwantowej. Niemniej, przy osiągalnych obecnie energiach teoria Fermiego dawała i wciąż daje bardzo dobry opis wszystkich obserwowanych zjawisk.

Bardzo wczesnie zdano sobie sprawę z faktu, że warunek unitarności nie byłby naruszony w rachunku zaburzeń przynajmniej w niektórych procesach, gdyby do teorii wprowadzić oddziaływania o skończonym zasięgu. Dane doświadczalne wymagają oczywiście, by zasięg oddziaływań był bardzo mały. Oddziaływania słabe byłyby wtedy przenoszone przez pewien bozon pośredni  $W$  o dużej masie. Ówczesne dane doświadczalne wskazywały, że w przyrodzie istnieją jedynie naładowane bozony  $W$ . Dane te, uzyskane przy niskich energiach są do dziś zgodne z zerowym zasięgiem sił, co wymaga, by masa bozonów  $W$  była co najmniej rzędu 50 GeV. Tak duża wartość masy wyjaśniałaby jednocześnie fakt nie obserwowania produkcji bozonów  $W$  przy osiągalnych energiach. Wprowadzenie do teorii naładowanych bozonów  $W$  nie rozwiązało jednak jej podstawowej trudności, tzn. jej nierenormalizowalności: drugi

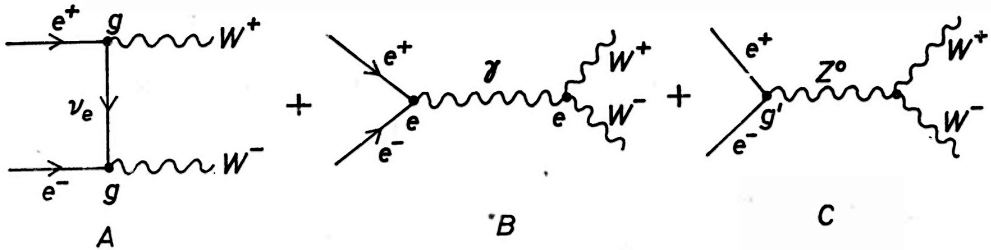
rzęd rachunku zaburzeń pozostawał rozbieżny. Ostateczne rozwiązanie tego właśnie problemu zapoczątkowało wspomniany gwałtowny rozwój teorii cząstek.

W artykule A. Szymachy [2] zostały szczegółowo przedstawione argumenty przemawiające za taką strukturą teorii, która znana jest pod nazwą modelu Weinberga i Salama. Konieczność zastosowania procedury renormalizacyjnej bierze się z żądania, by żaden rząd rachunku zaburzeń teorii nie naruszał warunku unitarności przy dowolnie wysokiej energii. Teoria Fermiego z zerowym



Rys. 5. Diagram Feynmana dla procesu odwrotnego do rozpadu neutronu w teorii Fermiego (amplituda proporcjonalna do  $s$ ) oraz w teorii, w której słabe oddziaływania są przenoszone przez bozon pośredni  $W$  (amplituda stała)

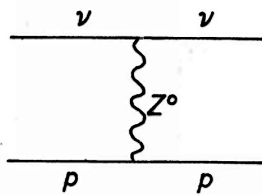
zasięgiem sił nie spełniała tego warunku — już amplituda najniższego rzędu była postaci  $G \cdot s$  ( $G$  — stała Fermiego,  $s$  — kwadrat energii w środku masy) i stawała się dla wysokich energii dowolnie duża. Wartość prawdopodobieństwa mogła więc przekroczyć jedynkę! Wprowadzenie bozonów pośrednich  $W$  usuwa tę trudność i amplituda rozpraszania (np.  $\nu_e n \rightarrow e^- p$ ) wywołanego przez ich wymianę (rys. 5) ma porządne zachowanie podobne do zachowania typowego dla procesów elektromagnetycznych z wymianą fotonów. Ponieważ jednak procesy słabe są związane z wymianą ładunku ( $\nu_e \rightarrow e^-$ ,  $\bar{\nu}_e \rightarrow e^+$ ),



Rys. 6. Diagramy Feynmana dla procesów, które w anihilacji  $e^+e^-$  prowadzą do produkcji pary naładowanych bozonów pośrednich  $W$

więc odpowiednie bozony pośrednie ( $W^\pm$ ) muszą być naładowane i muszą również brać udział w oddziaływaniach elektromagnetycznych z fotonem. Pojawiają się więc nowe jakościowo procesy odpowiadające produkcji bozonów  $W^\pm$  (przy dostatecznie wysokich energiach), których grafy przedstawione są na rys. 6a i b. Jeżeli bozony  $W$  są obdarzone masą, jak to ma miejsce w przypadku oddziaływań słabych, to oba te procesy silnie naruszają warunek unitarności dla odpowiednio wysokich energii. W obszarze niskich energii zgodność nowej teorii z fenomenologiczną teorią Fermiego dostajemy bowiem jedynie

wówczas, gdy bozony  $W^\pm$  mają, podobnie do fotonu, spin jeden. Cząstki wektorowe (o spinie jeden) obdarzone masą mają nieznikającą wartość polaryzacji podłużnej. Innymi słowy, pojawia się dla nich składowa spinu, która nie znika w układzie spoczynkowym cząstki (dla fotonu układ taki nie istnieje). I ta właśnie składowa spinu narusza warunek unitarności. Każda wyprodukowana cząstka  $W$  wnosi do amplitudy czynnik  $a + b \cdot p$ , gdzie  $p$  jest pędem cząstki zaś  $a$  i  $b$  stałymi, przy czym dla cząstek bezmasowych  $b = 0$ . Czynniki te rosną nieograniczenie z energią. W modelu Weinberga i Salama rozbieżność tę kompensuje się przez wprowadzenie nowej cząstki — neutralnego obdarzonego masą bozonu pośredniego  $Z^0$ , którego wymiana prowadzi znowu do produkcji pary  $W^\pm$  (rys. 6C). Przez narzucenie warunku skracania się, w powyższych trzech procesach, wiodącej rozbieżności w wyrażeniu  $(a + b \cdot p)^2$  (kwadrat, bo produkowane są dwa bozony  $W^\pm$ ), otrzymujemy związek między stałymi sprzężenia bozonów  $W^\pm(g^2)$  i bozonu  $Z^0(g'^2)$  do leptonów oraz elektromagnetyczną stałą sprzężenia fotonu ( $\alpha$ ). Należy przy tym uwzględnić fakt, że produkcja naładowanych bozonów  $W^\pm$  bezpośrednio z leptonów narusza maksymalnie parzystość (oddziaływania słabe), zaś wymiana fotonu zachodzi przy zachowaniu parzystości (oddziaływania elektromagnetyczne). Te techniczne w gruncie rzeczy problemy można łatwo pokonać i otrzymuje się teorię, w której: 1) wiodąca rozbieżność jest wyeliminowana, 2) pojawia się związek między stałymi sprzężenia oddziaływań słabych i elektromagnetycznych oraz stałą oddziaływań związanych z wymianą wprowadzonego bozonu  $Z^0$ . Jeden taki związek na dwie stałe (przy znanej stałej  $\alpha$ ) ma całą klasę rozwiązań. Zwykle parametryzuje się je wprowadzając pewien dowolny parametr (tzw. kąt Weinberga), którego wartość można wyznaczyć mierząc np. przekrój czynny na



Rys. 7. Diagram Feynmana dla prostego procesu z prądem neutralnym

procesy związane z wymianą pojedynczego bozonu  $Z^0$  (np. przedstawionego na rys. 7 rozpraszania sprężystego neutrin na protonach). Bowiem istnienie takich właśnie nowych procesów (tzw. prądów neutralnych) przewiduje opisywana teoria. Ich odkrycie, w kilka lat po zapostulowaniu, było jej wielkim triumfem. Współczesne pomiary dają dla wszystkich znanych procesów tę samą wartość kąta Weinberga,  $\sin^2 \theta_W = 0,23 \pm 0,02$ , co jest kolejnym dowodem poprawności teorii. Zwróćmy jeszcze uwagę na fakt, że przy takiej wartości kąta Weinberga oddziaływania przenoszone przez neutralny bozon  $Z^0$  naruszają parzystość jedynie częściowo. Są to więc w pewnym sensie oddziaływania pośrednie, budujące most pomiędzy oddziaływaniami słabymi i elektro-

magnetycznymi. W wyniku powstaje jednolita teoria, w której wszystkie te rodzaje oddziaływań są w przybliżeniu równie intensywne, a pozorna słabość tzw. oddziaływań słabych bierze się z ich bardzo małego zasięgu (dużej masy bozonów  $W$ ). Trudno przecież trafić w cząstkę punktową obdarzoną oddziaływaniami o tak małym zasięgu ( $\sim 10^{-15}$  cm). Dodajmy wreszcie, że masa bozonu  $Z^0$  też powinna być bardzo duża i odpowiednie oddziaływania efektywnie bardzo słabe.

Fenomenologia oddziaływań słabych i elektromagnetycznych w obszarze niskich energii dostarcza nam informacji na temat wartości trzech stałych występujących w teorii: elektromagnetycznej stałej sprzężenia  $\alpha$ , kąta Weinberga  $\theta_W$  oraz efektywnej słabej stałej sprzężenia  $G$ , pojawiającej się w teorii wtedy, gdy bardzo mały zasięg oddziaływań słabych przybliżymy przez zasięg zerowy. Stałe te mogą być użyte do obliczenia mas i szerokości rozpadu bozonów pośrednich. Odpowiednie wyniki przedstawione są w tabeli 1.

Tablica 1

Masy i całkowite szerokości bozonów pośrednich słabych oddziaływań

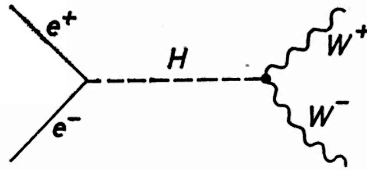
	Masa GeV	Szerokość GeV
$W^\pm$	75	$0,74 N$
$Z^0$	86	$0,71 N$

$N$  jest liczbą dubletów leptonów (= liczbie dubletów kwarków), na które bozon może się rozpaść.

Można pokazać, że wyżej opisany schemat prowadzi do teorii, w której wszystkie wiodące rozbieżności są usunięte ze wszystkich procesów pod warunkiem, że wszystkie stałe sprzężenia spełniają odpowiednie związki. Teoria więc musi wykazywać symetrię pewnego rodzaju, a wybór odpowiedniej symetrii zależy od różnych dodatkowych wymagań doświadczalnych i teoretycznych. Najprostszą możliwością zgodną z przedstawionym schematem jest przyjęcie nieabelowej grupy  $SU(2) \times U(1)$ . Grupa ta nie może być prosta dlatego, że oddziaływania słabe naruszają parzystość, a oddziaływania elektromagnetyczne nie. Z tego właśnie braku prostoty grupy bierze się fakt występowania aż dwóch dowolnych stałych sprzężenia. Jedną ich kombinacją może być, jak wiemy, związana z wartością stałej subtelnej struktury  $\alpha$ . W takim minimalnym schemacie bozony pośrednie  $W^\pm$ ,  $Z^0$  oraz foton należą do czterowymiarowej regularnej reprezentacji całej grupy (przy rozbiciu na podgrupy proste  $SU(2)$  oraz  $U(1)$  mamy reprezentację trzy- oraz jednowymiarową), a wszystkie fermiony (leptony i kwarki) należą, z punktu widzenia ich oddziaływań słabych (przenoszonych przez bozony  $W^\pm$ ), do dwuwymiarowej repre-

zencacji podstawowej grupy  $SU(2)$ . Mamy więc dublety  $(\nu_e, e^-)$ ,  $(\nu_\mu, \mu^-)$  itd., przy czym spójność teorii może być osiągnięta jedynie wtedy, gdy liczby dubletów leptonowych i kwarkowych są równe. Wszystko to pozostaje w pełnej zgodzie z dotychczasowymi danymi doświadczalnymi.

Powiedzieliśmy, że w tym schemacie nie występują wiodące rozbieżności, ale przecież warunek unitarności jest naruszany również przez rozbieżności niewiodące (np. przez wyraz liniowy wyrażenia  $(a + b \cdot p)^2$ ). Musimy więc usunąć i te wyrazy. Gdybyśmy bowiem usunęli wszystkie rozbieżności w dyskutowanych tu wyrazach najniższego rzędu rachunku zaburzeń, to moglibyśmy skorzystać z twierdzenia mówiącego, że nie musimy się martwić o wyrazy wyższych rzędów. Wyczyszczenie teorii we wszystkich wyrazach najniższego rzędu wystarczy na to, by była ona renormalizowalna. Ze względu na występowanie



Rys. 8. Diagram Feynmana dla wymiany higgsonu w procesie anihilacji  $e^+e^-$  prowadzącej do produkcji pary naładowanych bozonów pośrednich  $W$ . Diagram ten równoważy sumę niewiodących rozbieżności diagramów przedstawionych na rys. 6

rozbieżności liniowych w pędzie, dla opisanego poprzednio procesu  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ , musimy wprowadzić jeszcze jedną co najmniej cząstkę i nowy rodzaj oddziaływania, przedstawiony na rys. 8. Graf ten nie może posiadać rozbieżności kwadratowej usuniętej już przez wprowadzenie bozonu  $Z^0$ . Wymiana cząstki  $H$  (zwanej cząstką Higgsa) musi więc być mniej osobliwa niż wymiana wektorowych cząstek  $\gamma$  i  $Z^0$ , a to jest możliwe tylko wtedy, gdy cząstka ta nie ma żadnej polaryzacji. Cząstka Higgsa musi więc być bezspiniowa. Poza tym teoria nie daje niestety żadnych ograniczeń na jej własności. Zarówno masa „higgsonów” jest dowolna, jak i dowolna może być ich liczba. I tak np. w teorii zawierającej, oprócz leptonów, również kwarki, pojedyncza cząstka Higgsa nie wystarczy do usunięcia wszystkich rozbieżności. W związku z tym ewentualne odkrycie doświadczalne cząstek Higgsa jest wyjątkowo istotnym zagadnieniem. Podobnie jak i odkrycie bozonów  $W^\pm$ ,  $Z^0$ .

Wróćmy do wiązek przeciwbieżnych  $e^+e^-$ . Przy dostatecznie dużej energii anihilacja tej pary może doprowadzić zarówno do odkrycia wprowadzonych przez teorię Weinberga i Salama cząstek, jak i do pośredniego zbadania efektów ich istnienia. Z parą  $e^+e^-$  sprzęgać się powinien neutralny bozon pośredni  $Z^0$ , a w wyniku anihilacji, przez pośrednictwo wirtualnego fotonu lub bozonu  $Z^0$ , może powstać para  $W^\pm$ , jak i cząstki Higgsa. Wysokoenergetyczne procesy anihilacji pary  $e^+e^-$  stwarzają więc realną szansę doświadczalnego wykrycia tych cząstek oraz zbadania ich własności.

### 2.2.1. Neutralny bozon pośredni $Z^0$

Opisane w poprzednim paragrafie własności neutralnego bozonu  $Z^0$  pokazują, że różni się on od fotonu przede wszystkim dużą masą. Poza tym może on zastępować foton we wszystkich oddziaływaniach rozpatrywanych przez elektrodynamikę kwantową. Oddziaływania te różnić się będą propagatorem, który dla fotonu ma postać  $1/q^2$ , podczas gdy dla bozonu  $Z^0$  postać  $1/(q^2 - M_Z^2)$ , gdzie  $q^2$  jest kwadratem czteropędu przenieszonego przez bozon pośredni. Już ta postać wskazuje, że wpływ wymiany bozonu  $Z^0$  będzie duży dopiero w obszarach pędów porównywalnych z masą bozonu. Dla niskich pędów, których kwadrat jest zaniedbywalny w porównaniu z kwadratem masy, propagator bozonowy powoduje jedynie zmniejszenie efektywnej stałej sprzężenia do wartości równej połowie stałej Fermiego ( $G/\sqrt{2}$ ). Dlatego wymiana neutralnego bozonu pośredniego  $Z^0$  w obszarze niskich energii (np. w optyce) powoduje efekty bardzo słabe w porównaniu ze zwykłą elektrodynamiką. Z jedną tylko podstawową różnicą. Wymiana fotonów jest oddziaływaniem czysto wektorowym, zachowującym parzystość, zaś wymiana  $Z^0$  — oddziaływaniem wektorowym i aksjalnym, których interferencja narusza zachowanie parzystości. Wymiana  $Z^0$  prowadzi więc w optyce do przejść wzbronionych. Obserwacja takich przejść jednak nie jest sprawą łatwą, gdyż są to efekty bardzo słabe.

Powróćmy teraz do analizy wpływu wymiany  $Z^0$  na te procesy, których przebieg rozważaliśmy na gruncie elektrodynamiki, a mianowicie w anihilacji  $e^+e^-$  prowadzącej do produkcji par mionów  $\mu^+\mu^-$  i rozpraszania Bhabhy. Obok rozpatrywanych grafów z wymianą wirtualnych fotonów uwzględnimy analogiczne grafy wymiany bozonów  $Z^0$  i ich wzajemną interferencję. Otrzymamy przekroje czynne, które ogólnie można opisać wzorem

$$\frac{d\sigma^\mu}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{8s} \{4B_1 + (B_2 + B_3)(1 + \cos^2\theta) + 2(B_3 - B_2)\cos\theta\}$$

gdzie  $B_i$  są skomplikowanymi wyrażeniami, w których zawarta jest rezonansowa struktura propagatora  $Z^0$ . Wzór ten upraszcza się nieco dla procesu  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ , gdyż reakcja ta może zachodzić jedynie przez anihilację i kreację par leptonów

$$\frac{d\sigma^{\mu\mu}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} \{F_1(1 + \cos^2\theta) + 2F_2\cos\theta\}.$$

Ze wzorów tych wynika, że istnieją dwie drogi poszukiwania dowodów istnienia bozonów  $Z^0$ : można szukać maksimum przekroju czynnego przy energiach bliskich wartości masy  $M_Z$ , albo też szukać anizotropii rozkładów kątowych produktów reakcji opisywanej przez wyraz z kosinusem. Oczywiście, tylko ten pierwszy efekt daje czyste i bezpośrednie informacje o bozonie  $Z^0$ , aby jednak móc je uzyskać trzeba zbudować nowe, bardzo duże pierścienie akumulujące. Taką fabryką bozonów  $Z^0$  ma się stać LEP. Natomiast anizotropię



rozkładu kąтового o wielkości rzędu 10% będzie można obserwować już w niedalekiej przyszłości za pomocą pierścieni akumulujących PETRA w Hamburgu oraz PEP w Stanford.

### 2.2.2. Naładowany bozon pośredni $W$

W zderzeniach wysokoenergetycznych  $e^+e^-$  para przeciwnie naładowanych bozonów  $W$  może być wyprodukowana w dwóch procesach: może się ona sprząć do powstałego w wyniku anihilacji wirtualnego fotonu lub neutralnego bozonu  $Z^0$ , oraz powstać w procesie polegającym na wymianie między elektronami i neutrino. Grafy wszystkich tych procesów są przedstawione na rys. 6. Każdy bozon  $W$  z takiej pary może następnie sprząć się z parą leptonów lub z hadronami. Aby móc obserwować sygnał bozonu  $W$ , przynajmniej jeden z nich musi się znaleźć na powłoce masy. Mogłaby to być np. reakcja  $e^+e^- \rightarrow W^-e^+\nu_e$ . Jest to reakcja, w której można obserwować bozon  $W$  przy najniższej energii anihilującej pary  $e^+e^-$ . Niestety, jej przekrój czynny jest tylko rzędu  $10^{-37}$  cm<sup>2</sup>, co praktycznie uniemożliwia obserwację. Przekrój czynny zwiększył się do  $10^{-35}$  cm<sup>2</sup>, a więc do mierzalnego poziomu, gdy i drugi bozon  $W$  znajdzie się na powłoce masy. Jednakże, aby zarejestrować taką reakcję, trzeba rozporządzać akceleratorami pozwalającymi uzyskać w środku masy energię rzędu 150 GeV. Nie jest też sprawą łatwą wybranie takiego sygnału pochodzącego od rozpadów  $W$ , który pozwoliłby je wydzielić z tła innych cząstek.

Badanie sprzężenia pary bozonów  $W$  do fotonu stwarza nie tylko warunki stwierdzenia istnienia tych cząstek, ale także możliwość weryfikacji istnienia symetrii cechowania tego oddziaływania. Bowiem z założenia symetrii cechowania wynika, że bozon  $W$  oprócz „normalnego”, wynikającego z elektrodynamiki, momentu magnetycznego ma także „anomalny” moment magnetyczny, w wyniku czego sprzężenie to jest dwa razy silniejsze.

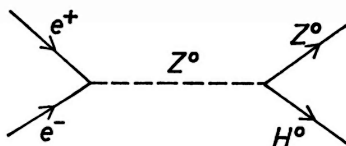
### 2.2.3. Higsony

Mechanizm Higgsa umożliwiający wprowadzenie cząstek o niezerowych wartościach masy poprzez wprowadzenie oddziaływań z nowymi cząstkami skalarnymi (tzw. higgsonami) jest najprostszym, możliwym mechanizmem. Nie jest to jednak jedyny mechanizm. Dlatego stwierdzenie istnienia w przyrodzie higgsonów i zbadanie ich oddziaływań z fermionami i bozonami pośrednimi jest jednym z centralnych problemów fizyki cząstek elementarnych. Stanowiłoby to dowód, że model teoretyczny, sprowadzający misterium elektronowo-mionowe do prostej różnicy w sile oddziaływań tych cząstek z polem higgsonowym, prawdziwie opisuje dane doświadczalne.

Teorie z cechowaniem dla oddziaływań słabych i elektromagnetycznych nie dostarczają zbyt wielu informacji o mezonach Higgsa. Wymagają one jedynie, by siła sprzężenia higgsonów do fermionów była proporcjonalna do masy, zaś do bozonów — do kwadratu masy tych cząstek. O masie samych higgsonów nie wiadomo nic, poza tym, że powinna ona być większa od ok. 7 GeV, gdyż nie zaobserwowano dotychczas żadnych efektów oddziaływań wynika-

jących z ich wymiany. Z drugiej strony ma się nadzieję, że masa ta nie jest tak duża, by samosprężenie higgsonów było na tyle duże, że do jego opisu nie można stosować rachunku perturbacyjnego.

Ponieważ stała sprzężenia higgsonów do cząstek jest proporcjonalna do masy tych cząstek, więc nie należy się spodziewać, by sprzęgały się one do pary elektron-pozyton na tyle silnie, by efekt tego sprzężenia interferował w mierzalny sposób ze sprzężeniami do fotonu i  $Z^0$ . Jedynym procesem, który daje istotną szansę stwierdzenia istnienia mezonów Higgsa jest ich sprzężenie do ciężkich bozonów, np.  $Z^0$ . W wyniku tego sprzężenia wirtualny bozon  $Z^0$  może wypromieniować rzeczywisty higgson i w rezultacie sam się znaleźć na



Rys. 9. Najbardziej prawdopodobny mechanizm produkcji higgsonu w zderzeniach  $e^+e^-$

powłóce masy tak, jak to pokazano na rys. 9. W stanie końcowym można by obserwować sygnał od bozonu  $Z^0$  i od higgsonu. Trudno jest przy obecnym stanie wiedzy o wartości masy higgsonu przewidzieć, przy jakiej energii może zajść takie oddziaływanie, powinno ono mieć jednak spory przekrój czynny, bo rzędu 20—50% elektromagnetycznego przekroju czynnego na produkcję par mionów przy tej samej energii anihilacji  $e^+e^-$ .

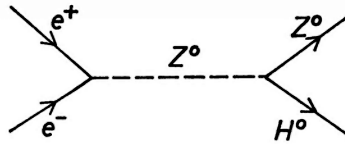
### 3. Argumenty fizyczne — cząstki elementarne

Model Weinberga i Salama powstał w okresie, gdy znano jedynie dwie pary leptonów — elektron z neutrinem elektronowym i mion z neutrinem mionowym oraz hadrony zbudowane z trzech kwarków  $u$ ,  $d$  i  $s$ . W tym też czasie zdano sobie sprawę, że aby wyjaśnić wyjątkową słabość zmieniających dziwność oddziaływań słabych takich jak rozpad  $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , a także zaobserwowaną wartość różnicy mas mezonów  $K_L^0$  i  $K_S^0$ , oraz aby teoria słabych oddziaływań nie zawierała nieskończoności wprowadzanych przez pewne diagramy trójkątne, musi istnieć czwarty kwark „powabny”  $c$ . Był to jedyny fermion, którego istnienie było oczekiwane przez teorię zarówno po to, by stała się ona renormalizowalna, jak i po to, by wyjaśnić stwierdzone fakty doświadczalne. Z drugiej strony teoria nie tłumaczyła widma mas leptonów i kwarków i nie wprowadzała istotnych ograniczeń ich liczby. Badanie widma nowych leptonów i hadronów stanowi więc otwarty problem doświadczalny i jest ważną informacją dla dalszego rozwoju teorii. I w tych badaniach pierścienie akumulujące elektrony i pozytony okazały się doskonałym narzędziem.

Do powstałego w wyniku anihilacji  $e^+e^-$  wirtualnego fotonu może się sprząc

jących z ich wymiany. Z drugiej strony ma się nadzieję, że masa ta nie jest tak duża, by samosprężenie higgsonów było na tyle duże, że do jego opisu nie można stosować rachunku perturbacyjnego.

Ponieważ stała sprzężenia higgsonów do cząstek jest proporcjonalna do masy tych cząstek, więc nie należy się spodziewać, by sprzęgały się one do pary elektron-pozyton na tyle silnie, by efekt tego sprzężenia interferował w mierzalny sposób ze sprzężeniami do fotonu i  $Z^0$ . Jedynym procesem, który daje istotną szansę stwierdzenia istnienia mezonów Higgosa jest ich sprzężenie do ciężkich bozonów, np.  $Z^0$ . W wyniku tego sprzężenia wirtualny bozon  $Z^0$  może wypromieniować rzeczywisty higgson i w rezultacie sam się znaleźć na



Rys. 9. Najbardziej prawdopodobny mechanizm produkcji higgsonu w zderzeniach  $e^+e^-$

powłóce masy tak, jak to pokazano na rys. 9. W stanie końcowym można by obserwować sygnał od bozonu  $Z^0$  i od higgsonu. Trudno jest przy obecnym stanie wiedzy o wartości masy higgsonu przewidzieć, przy jakiej energii może zajść takie oddziaływanie, powinno ono mieć jednak spory przekrój czynny, bo rzędu 20—50% elektromagnetycznego przekroju czynnego na produkcję par mionów przy tej samej energii anihilacji  $e^+e^-$ .

### 3. Argumenty fizyczne — cząstki elementarne

Model Weinberga i Salama powstał w okresie, gdy znano jedynie dwie pary leptonów — elektron z neutrinem elektronowym i mion z neutrinem mionowym oraz hadrony zbudowane z trzech kwarków  $u$ ,  $d$  i  $s$ . W tym też czasie zdano sobie sprawę, że aby wyjaśnić wyjątkową słabość zmieniających dziwność oddziaływań słabych takich jak rozpad  $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , a także zaobserwowaną wartość różnicy mas mezonów  $K_L^0$  i  $K_S^0$ , oraz aby teoria słabych oddziaływań nie zawierała nieskończoności wprowadzanych przez pewne diagramy trójkątne, musi istnieć czwarty kwark „powabny”  $c$ . Był to jedyny fermion, którego istnienie było oczekiwane przez teorię zarówno po to, by stała się ona renormalizowalna, jak i po to, by wyjaśnić stwierdzone fakty doświadczalne. Z drugiej strony teoria nie tłumaczyła widma mas leptonów i kwarków i nie wprowadzała istotnych ograniczeń ich liczby. Badanie widma nowych leptonów i hadronów stanowi więc otwarty problem doświadczalny i jest ważną informacją dla dalszego rozwoju teorii. I w tych badaniach pierścienie akumulujące elektrony i pozytony okazały się doskonałym narzędziem.

Do powstałego w wyniku anihilacji  $e^+e^-$  wirtualnego fotonu może się sprząc

dowolna para naładowanych fermionów z siłą proporcjonalną do ładunku. W kwantowej teorii pola wszystkie oddziaływania fotonu składają się z pozbawionych struktury oddziaływań z fermionami podstawowymi (leptonami i kwarkami), a także z naładowanymi bozonami pośrednimi, ale te ostatnie, jako bardzo ciężkie na chwilę pominiemy. Jeśli istnieją inne niż wymienione leptony lub kwarki, zostaną one wyprodukowane w stanie końcowym, gdy tylko energia anihilującej pary stanie się większa od sumy mas tych cząstek. Przekrój czynny na ich produkcję (z pominięciem efektów progowych i rezonansowych) będzie równy przekrojowi czynnemu na produkcję par  $\mu^+\mu^-$  pomnożonemu przez kwadrat ładunku nowego fermionu.

### 3.2. Ciężkie leptony

W oddziaływaniach anihilacji par  $e^+e^-$  przy energiach powyżej 3,6 GeV stwierdzono anomalnie dużą produkcję leptonów: elektronów i mionów oraz par elektronowo-mionowych. Interpretuje się je jako produkty rozpadów pary ciężkich naładowanych leptonów nowego typu. Kształt przekroju czynnego na produkcję tych nowych cząstek jako funkcji energii wskazywał, że mają one spin 1/2 i oddziałują punktowo, zaś analiza kanałów rozpadu pokazała, że oddziałują one tak samo jak inne leptony. Masa nowej cząstki jest równa 1,8 GeV. Jest to więc nowy, ciężki lepton; nazwano go leptonem  $\tau$ . Masę emitowanego w jego rozpadzie nowego neutrino  $\nu_\tau$  oceniono na co najwyżej 60 MeV. W badaniach tej cząstki jeszcze raz pokazały swoje zalety pierścienie akumulujące  $e^+e^-$ , ciężkiego leptonu nie udało się bowiem zidentyfikować dotychczas w żadnych innych reakcjach. Z drugiej strony stwierdzenie jego istnienia stało się wyłomem w naszych wyobrażeniach o widmie fermionów. Aby bowiem teoria z cechowaniem pozostała renormalizowalna, należy się spodziewać, że istnieje nowa para kwarków. Jak zobaczymy dalej, dzięki pracom prowadzonym także za pomocą pierścieni akumulujących okazało się, że elementarnych kwarków jest rzeczywiście więcej. Na razie trudno jest wszystkie poznane kwarki i leptony ułożyć w jakiś prosty schemat. Pozostaje to nadal otwartym problemem dla teorii.

### 3.3. Hadrony

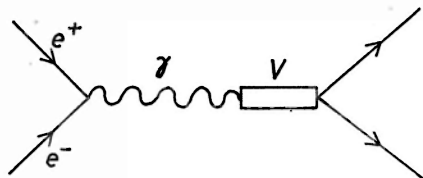
W dziedzinie badań struktury hadronów doświadczenia prowadzone za pomocą pierścieni akumulujących  $e^+e^-$  wniosły wiele podstawowych informacji, które zdają się być równie istotne jak wyniki badań prowadzonych innymi metodami.

We współczesnej teorii oddziaływań silnych hadrony są układami elementarnych fermionów — kwarków — oddziałujących ze sobą za pośrednictwem pól cechowania, których kwantami są tzw. gluony. Ponieważ grupa symetrii tych oddziaływań jest nieabelowa (tzw. kolorowa  $SU(3)$ ) oraz prosta, siła sprzężenia między gluonami a kwarkami maleje ze wzrostem czteropędu przenoszonego przez gluon — teoria jest asymptotycznie swobodna. W obrazie tym zja-

wisko, które dotychczas nazywano oddziaływaniem silnym, zeszło do roli oddziaływań wtórnych, podobnych do zjawisk molekularnych i stało się problemem nie tak wielkiej wagi, jak zjawiska oddziaływań elementarnych z udziałem kwarków i gluonów. Problemom tym poświęcono szereg artykułów w *Postęпах Fizyki* [3, 9, 10] i nie będziemy do nich powracać. Zajmiemy się tylko uwypukleniem roli prac prowadzonych za pomocą pierścieni akumulujących  $e^+e^-$  w ugruntowaniu wiary w nasz kiczowany model.

### 3.3.1. Zjawiska produkcji rezonansów hadronowych. Mezony wektorowe i nowe kwarki

Zajmowaliśmy się procesami, w których do powstałego w wyniku anihilacji pary  $e^+e^-$  fotonu czy też bozonu  $Z^0$  sprzęgała się w stanie końcowym para leptonów. Teraz zajmiemy się takimi procesami, w których w stanie końcowym produkowane są hadrony. Zachodzą one poprzez produkcję par kwark-antkwark. Gdy para taka, wyprodukowana z wirtualnego fotonu ma małą względną energię, wtedy oddziałuje ze sobą tworząc mezon wektorowy mający takie same przestrzenne liczby kwantowe jak foton, lub też (przy udziale innych kwarków) parę mezonów zawierających każdy po jednym z kwarków wyprodukowanej pary. W pierwszym przypadku przekrój czynny ma charakter typowy dla pojawienia się cząstek nietrwałych (rezonansów), w drugim zaś obserwujemy typową dla oddziaływań cząstek obdarzonych strukturą zależność z czynnikiem postaci. W tym paragrafie omówimy szereg wielkich odkryć, do których doprowadziło badanie tego typu reakcji. W dalszych paragrafach powrócimy do omówienia wniosków wynikających z badania całkowitego tła hadronowego przy energiach znacznie większych od energii progowych, kiedy produkcja kilku mezonów przestaje być istotna.



Rys. 10. Krecacja mezonu wektorowego  $V$  w procesie anihilacji  $e^+e^-$

Anihilację pary  $e^+e^-$ , w wyniku której powstaje pojedynczy mezon wektorowy przedstawia graf Feynmana pokazany na rys. 10. W rezultacie takiego oddziaływania w przekroju czynnym na produkcję cząstek, które sprzęgają się do mezonu wektorowego obserwuje się efekt propagatora tego mezonu, czyli przy energiach odpowiadających masie mezonu wektorowego obserwuje się maksimum przekroju czynnego. W ten sposób w przekroju czynnym na produkcję pary  $\pi^+\pi^-$  ( $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ ) obserwowano maksimum odpowiadające mezonowi  $\rho^0$ , w przekroju czynnym na produkcję pary  $K^0\bar{K}^0$  — maksimum odpowiadające mezonowi  $\phi$ , przy wyższych energiach maksima odpowiadające radialnym wzbudzeniom tych mezonów. Badania tych właśnie kanałów dostarczyły (jak to już było opisane w *Postęпах Fizyki* [1]) najdokładniejszych

danych o czynnikach postaci mezonów  $\pi$  i  $K$  w czasopodobnym obszarze przekazów czteropędów i stały się podstawą modelu dominacji mezonów wektorowych.

Doświadczenia prowadzone podobnymi metodami przy wyższych energiach doprowadziły do wykrycia mezonów zawierających przewidywany przez teorię kwark powabny  $c$ . Przy energii 3,1 GeV zaobserwowano mezon wektorowy o silnie wzbronionym rozpadzie na hadrony. Jest to słynny mezon  $J/\Psi$ , będący stanem związanym kwarku i antykwarku powabnego —  $c\bar{c}$ , którego wykrycie stało się początkiem burzliwego rozwoju tzw. nowej fizyki i ugruntowało wiarę w siłę przewidywań teorii z cechowaniem. W tych samych badaniach znaleziono całe widmo radialnie wzbudzonych stanów  $c\bar{c}$ , zaś wśród<sup>1</sup> produktów radiacyjnego rozpadu mezonu  $J/\Psi$  układ związany  $c\bar{c}$  z antyrównoległym ustawieniem spinów (para). I temu zagadnieniu poświęcono już miejsce w *Postęпах Fizyki* [5, 7, 12, 13, 14]. Tu więc ograniczymy się jedynie do zarejestrowania takiej metody badania widma kwarków i pokazania jej sukcesów. Tym bardziej, że nie jest to sukces jedyny. W 1978 r. po przebudowie pierścieni akumulujących DORIS w laboratorium DESY w Hamburgu znaleziono nowy mezon wektorowy  $Y$  o masie 9,5 GeV, będący stanem związanym nowego „pięknego” kwarku  $b$  i jego antykwarku i w pół roku później jego pierwszy stan radialnie wzbudzony o masie 10,0 GeV ( $Y'$ ) [15]. Istnienia nowej pary kwarków „prawdziwego”  $t$  (ang. *truth*) i „pięknego”  $b$  (ang. *beauty*) zaczęto się spodziewać po odkryciu ciężkiego leptonu  $\tau$ , składnika nowego dubletu leptonów. Wprawdzie mezony wektorowe  $Y$  i  $Y'$  zaobserwowano już w 1977 r. w zderzeniach hadronowych, jednakże dopiero prace przeprowadzone za pomocą pierścieni akumulujących DORIS pozwoliły dokładnie wyznaczyć ich masy i całkowite przekroje czynne na produkcję z dobrze określonego stanu początkowego  $e^+e^-$ , co umożliwiło wyznaczenie ich spinu i parzystości oraz ładunku kwarków, z których są one zbudowane ( $-1/3$ ). Zbadanie całego widma stanów radialnie wzbudzonych oraz stanów para układu  $b\bar{b}$  będzie możliwe dopiero po skończeniu budowy nowych pierścieni akumulujących w Nowosybirsku i na Uniwersytecie Cornell. Obok podobnych danych dla mezonu  $J/\Psi$ , wyniki te stanowić będą podstawę badania oddziaływań między kwarkami, które dzięki dużej masie nowych kwarków można opisywać za pomocą nierelatywistycznego przybliżenia potencjalnego. Opis taki nie jest możliwy w przypadku lekkich kwarków  $u$ ,  $d$  i  $s$ .

Należy się spodziewać, że w podobny sposób zostanie „odkryty” następny kwark „prawdziwy”  $t$ . Zrobione to będzie, być może już wkrótce, za pomocą pierścieni akumulujących PETRA.

Odkrycie nowych kwarków otworzyło nowe dziedziny badań widma hadronów. Do istniejącego bogactwa stanów związanych znanych uprzednio kwarków doszły kombinacje z nowymi kwarkami z całą różnorodnością mas i oddziaływań. Wymaga to od eksperymentatorów znalezienia metod ich produkcji, a ze względu na małe przekroje czynne i krótkie czasy życia, także metod ich detekcji. I tu znowu nieocenionym narzędziem okazały się pierścienie akumu-

lujące  $e^+e^-$ . Dzięki istnieniu stanu wzbudzonego układu  $c\bar{c}$  (tzw.  $\Psi''$ ) o masie nieco większej od masy pary mezonów powabnych, zbudowanych z jednego kwarku powabnego i jednego zwykłego (tzw. mezonów  $D$  oraz  $D^*$ ) zebrano ogromny materiał dotyczący tych mezonów. Znaleziono ich masy i przebadano wiele kanałów rozpadu. Także za pomocą pierścieni akumulujących w DESY wyprodukowano mezony  $F$  i  $F^*$  zbudowane z kwarku powabnego i kwarku dziwnego. Dane o tych wszystkich cząstkach, w trzy lata po stwierdzeniu istnienia kwarku powabnego, znalazły się w tablicach cząstek elementarnych i zapewne w dwa lata po uruchomieniu pierścieni w Nowosybirsku i na Uniwersytecie Cornell ukazały się podobne dane dotyczące mezonów zbudowanych z kwarku pięknego.

Trudno jest obecnie przewidzieć do jakich energii trzeba będzie sięgnąć, by zamknąć listę podstawowych fermionów i czy w obszarze energii większych od uzyskanych za pomocą budowanych obecnie pierścieni PETRA i PEP nie istnieją jakieś nowe leptony i kwarki.

### 3.2.2. Nierezonansowa produkcja hadronów

Przy wyższych energiach sprzężenie kwarków z gluonami słabnie na tyle, że kwarki po wyprodukowaniu rozbiegają się prawie swobodnie. Wówczas każdy kwark osobno ubiera się w hadrony tworząc tzw. jet [9, 10]. Zjawisko to można zaobserwować już przy najwyższych obecnie osiąganych energiach anihilacji par  $e^+e^-$  mierząc odstępstwa rozkładów pędów hadronów od symetrii kulistej, czyli tzw. sferyczność. Obserwacja ta jest pierwszym argumentem potwierdzającym nasze wyobrażenia o produkcji hadronów w omawianym procesie. Następny argument przyszedł natychmiast po pierwszym. Kwarki, będąc fermionami, powinny być produkowane z takim samym rozkładem kątowym jak miony. I to przewidywanie zostało potwierdzone doświadczalnie. Zbadano rozkład kątowy osi niesferyczności rozkładów pędów hadronów względem kierunku lotu anihilującej pary spolaryzowanych  $e^+e^-$  i zgodnie z przewidywaniem otrzymano rozkład typu  $(1 + \cos^2\theta)$  (rys. 11).

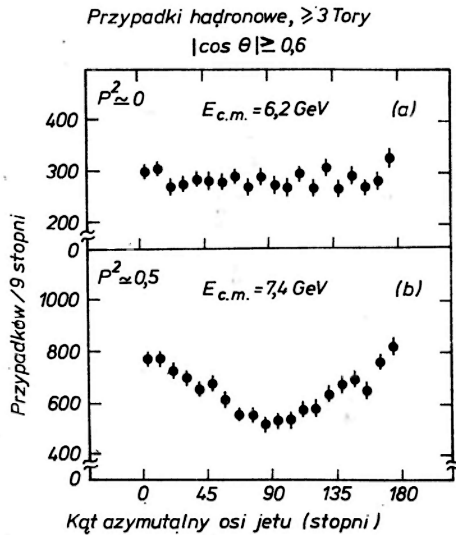
Obok badania jetów kwarkowych byłoby bardzo interesujące obserwowanie jetów wywołanych przez gluony. Ich identyfikacja i zbadanie charakterystyk stanowić może jedyny dowód istnienia tych cząstek i źródło informacji o ich właściwościach. Nie udało się zrealizować tego za pomocą istniejących dotychczas urządzeń, istnieją jednak silne przesłanki teoretyczne, że uda się to zrobić za pomocą budowanej już generacji pierścieni akumulujących. Być może jednak, że badania te wymagać będą jeszcze wyższych energii. Jednym z podstawowych pytań fizyki silnych oddziaływań jest, jak proces ubierania kwarków i gluonów w hadrony będzie przebiegał przy wyższych energiach i czy nie będzie można zaobserwować tych cząstek swobodnych. Odpowiedzi na to pytanie poszukiwać się będzie za pomocą każdej, kolejnej generacji akceleratorów.

Mówiliśmy już, że siła sprzężenia pary kwark-antykwarok do fotonu jest proporcjonalna do ładunku kwarku ( $Q$ ). Przekrój czynny na produkcję wybra-

nego kwarku jest więc proporcjonalny do kwadratu jego ładunku. Całkowity przekrój czynny na produkcję hadronów przy danej energii jest proporcjonalny do sumy kwadratów ładunków wszystkich rodzajów kwarków, które przy tej energii mogą być wyprodukowane. Zależność przekroju czynnego od energii jest oczywiście taka sama jak dla produkcji par mionów:

$$\sigma_{\text{hadrony}} = \sigma_{\mu^+\mu^-} \sum Q_i^2.$$

Mierząc więc stosunek przekrojów czynnych na produkcję hadronów i par mionów, mierzy się sumę kwadratów ładunków wszystkich kwarków, które można wyprodukować przy danej energii. Stosunek ten więc ma progi tam,



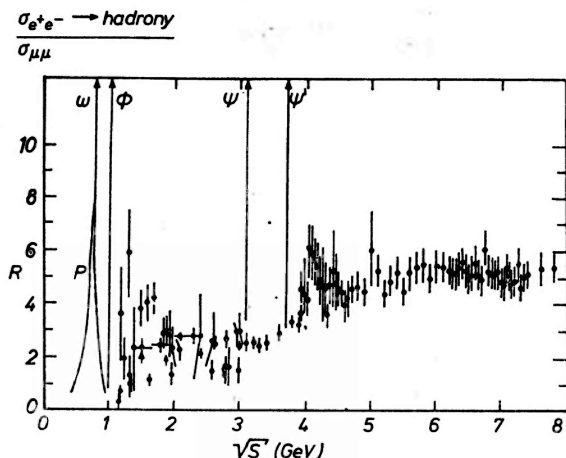
Rys. 11. Rozkłady kątowe osi jetów względem osi zderzenia  $e^+e^-$ : (a) dla wiązek niespolaryzowanych, (b) dla wiązek spolaryzowanych

gdzie energia przekroczy masę stanu zbudowanego z pary nowych kwarków. Dotychczasowe wyniki doświadczalne potwierdziły i to rozumowanie. Krzywa przedstawiona na rys. 12 ma dwa płaskie obszary, jeden od 2 GeV do ok. 4 GeV i drugi powyżej 4 GeV. Koło wartości 4 GeV występuje wyraźny próg, który identyfikuje się z otwarciem kanału na produkcję pary kwarków powabnych.

Zatrzymajmy się teraz przy samej wartości stosunków zmierzonych przekrojów czynnych. Poniżej 4 GeV wartość jego wynosi w przybliżeniu 2, zaś suma kwadratów ładunków kwarków  $u$ ,  $d$  i  $s$ , które mogą być produkowane w tym obszarze energii tylko  $2/3$ . Fakt ten jest jednym z argumentów doświadczalnych przemawiającym za istnieniem trzech rodzajów każdego kwarku, różniących się między sobą tzw. kolorem. Ponieważ sumowanie przekrojów czynnych musi przebiegać po wszystkich rodzajach produkowanych kwarków,



a więc i po ich kolorach, otrzymuje się zgodność przewidywań teorii z doświadczeniem. Powyżej 4 GeV wartość stosunku przekrojów czynnych wynosi 4,5—5,2. Jest ona większa, niż by to wynikało z przekroczenia progu na produkcję tylko trójkolorowych kwarków powabnych. Wówczas stosunek ten wynosiłby 3, 3. Część obserwowanej nadwyżki tłumaczy przekroczenie, w tym obszarze energii, progu na produkcję pary ciężkich leptonów  $\tau$ , które w ok. 60% rozpadają się na hadrony, resztę próbuje się wyjaśnić oddziaływaniem w stanie końcowym między produkowanymi kwarkami.



Rys. 12. Zależność stosunku  $R = \sigma_{\text{calc}}/\sigma^{\mu^+\mu^-}$  od energii anihilującej pary  $e^+e^-$

Dyskutowany stosunek przekrojów czynnych powinien mieć nowy próg w okolicach 10 GeV związany z otwarciem kanału produkcji kwarków „pięknych”. Gdzie zaobserwuje się następne?

To nie przypadek, że dyskutując wyniki doświadczalne uzyskane za pomocą pierścieni akumulujących  $e^+e^-$  musieliśmy dokonać przeglądu większości naszej wiedzy o cząstkach elementarnych. Pierścienie te bowiem okazały się najbardziej efektywnym urządzeniem do badań oddziaływań cząstek i struktury materii. Uhonorowaniem tego faktu było przyznanie w 1976 r. Nagrody Nobla B. Richteroowi (USA), który przez wiele lat toczył boje z Kongresem o fundusze na budowę pierścieni akumulujących SPEAR w Stanford. Jego zwycięstwo umożliwiło otrzymanie większości opisanych wyżej wyników. Sukces ten spowodował, że w RFN większość funduszy przeznaczonych na badania fizyczne użyto na budowę pierścieni akumulujących PETRA w DESY w Hamburgu. I ten wysiłek finansowy zaczyna już procentować.

Wielkie możliwości stojące przed tą metodą eksperymentalną powodują, że odpowiedzi na większość pytań sformułowanych przez współczesną teorię oddziaływań elementarnych oczekuje się właśnie od eksperymentów, które będą przeprowadzone za pomocą pierścieni akumulujących  $e^+e^-$ . Ten fakt zdecydował, że państwa skupione wokół CERN-u postanowiły zbudować pier-

ścienie akumulujące  $e^+e^-$  o energiach dostatecznie dużych tzn. od  $2 \times 20$  GeV (by zachować ciągłość badań z budowaną obecnie generacją pierścieni) do  $2 \times 70$  GeV, aby móc otrzymać odpowiedź na te właśnie pytania.

#### 4. Problemy techniczne

##### 4.1. Pierścienie akumulujące

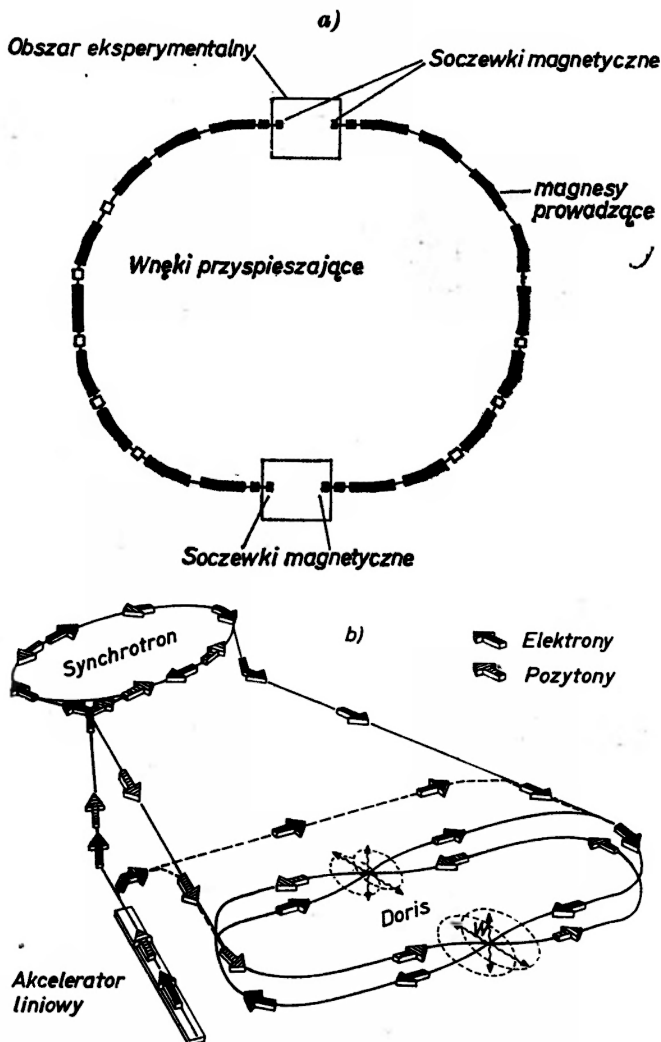
Pierścienie akumulujące jest to cykliczny akcelerator cząstek o przemienym gradencie, w którym gromadzi się cząstki na zamkniętej orbicie, przyspiesza do wymaganej energii, a po jej uzyskaniu uzupełnia się straty energii na promieniowanie wywołane ruchem po orbicie. W pierścieniach akumulujących elektrony i pozytony, te ostatnie uzyskuje się ze zderzeń elektronów przyspieszonych w dodatkowym akceleratorze, następnie przyspiesza do tej samej energii co elektrony. Tak uzyskane pozytony wprowadza się do tego samego pierścienia co elektrony tyle, że w przeciwnym kierunku, albo do równoległego pierścienia, mającego z pierścieniem elektronowym przecinające się przeciwbieżnie orbity. Rozwiązania te pokazane są na rys. 13. Oba rodzaje cząstek w pierścieniach gromadzi się w paczkach. Dla akceleratora z jedną rurą liczba tych paczek jest równa liczbie wymaganych obszarów przecięcia orbit, wokół których umieszcza się aparaturę detekcyjną.

Opiszemy teraz najważniejsze problemy techniczne, które trzeba rozwiązać budując duże pierścienie akumulujące elektrony i pozytony. Jak zobaczymy, problemy te są typowe dla wszystkich cyklicznych akceleratorów elektronów. Najpierw jednak zajmiemy się przyczynami, które spowodowały, że zdecydowano się zderzać przeciwbieżne wiązki i trudnościami, które powstają przy realizacji tego zamierzenia.

W badaniach fizyki cząstek elementarnych wielkich energii stosuje się dwie techniki eksperymentalne: zderzenia rozpędzonych cząstek (a) o energii  $E_a$  ze spoczywającymi cząstkami (b) tarczy ( $\vec{p}_b = 0$ ), oraz zderzenia dwóch rozpędzonych cząstek o pędach  $\vec{p}_a = -\vec{p}_b$ , czyli poruszających się przeciwbieżnie. Kwadrat energii w układzie środka masy zderzających się cząstek wynosi w pierwszym przypadku  $s = m_a^2 + m_b^2 + 2m_b E_a$ , zaś w drugim  $s = (E_a + E_b)^2$ . Łatwo sprawdzić, że aby uzyskać w układzie środka masy energię rzędu 100 GeV, a więc rzędu masy bozonu pośredniego  $Z^0$ , w zderzeniach pary  $e^+e^-$ , musielibyśmy rozpędzać pozytony do energii  $10^7$  GeV i zderzać je ze spoczywającymi elektronami. Zbudowanie takiego akceleratora nie leży w granicach współczesnych możliwości technicznych. Aby uzyskać taką samą energię w układzie środka masy cząstek zderzających się przeciwbieżnie, każda z tych cząstek musi mieć energię tylko 50 GeV. Jak zobaczymy, zbudowanie takiego akceleratora nastrocza także duże trudności techniczne.

Cena, jaką się płaci za możliwość uzyskania dużej energii w układzie środka masy za pomocą cząstek przyspieszonych do stosunkowo małej energii, jest wysoka. Płaci się ją niską świetnością eksperymentów z wiązkami przeciwbieżnymi.

Światłością nazywa się stosunek częstości zachodzenia oddziaływań do przekroju czynnego na te oddziaływania. W doświadczeniach ze spoczywającą tarczą gęstość powierzchniowa ( $\sigma \cdot l$ ) cząstek w tarczy jest zwykle bardzo duża i wynosi ok.  $10^{23} \text{ cm}^{-2}$ . W rezultacie za pomocą wiązki o gęstości cząstek  $10^{12} \text{ s}^{-1}$  można otrzymać światłość  $10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , czyli dla przekroju czynnego 100 nb obserwować  $10^4 \text{ s}^{-1}$  zdarzeń.



Rys. 13. Pierścienie akumulujące wiązki przeciwbieżnych  $e^+e^-$ : (a) SPEAR w Stanford (wiązki  $e^+$  i  $e^-$  poruszają się w jednym pierścieniu), (b) DORIS w Hamburgu (wiązki  $e^+$  i  $e^-$  poruszają się w dwóch różnych pierścieniach)

Policzmy teraz światłość typowego układu wiązek przeciwbieżnych. Jeżeli w pierścieniach akumulujących porusza się  $b$  paczek cząstek z częstością przy czym każda paczka zawiera  $n_1$  cząstek, zaś jej wymiary przestrzenne

wynoszą  $\sigma_{x,y}$  (mogą to być szerokości rozkładów gaussowskich tych paczek w odpowiednich kierunkach), to świetlność wyraża się wzorem

$$L = \frac{n_1 n_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} b f$$

lub, poprzez prądy cząstek  $i$ ,

$$L = \frac{1}{4\pi e^2} \frac{i_1 i_2}{\sigma_x \sigma_y f b}$$

Współczesna technika akceleratorowa pozwala uzyskać następujące parametry:  $f = 10^6 \text{ s}^{-1}$ ,  $i = 50 \text{ mA} = 3,3 \cdot 10^{17} \text{ e s}^{-1}$ ,  $\sigma_x = 0,1 \text{ cm}$  (płaszczyzna prostopadła do kierunku pola magnetycznego utrzymującego cząstki na orbicie),  $\sigma_y = 0,01 \text{ cm}$ ,  $b = 1$ . W rezultacie osiągane świetlności są rzędu  $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , co pozwala dla przekroju czynnego 100 nb obserwować tylko 1 zdarzenie na sekundę. Gdy tę liczbę porównamy z poziomem tła, które będzie dyskutowane dalej, zdamy sobie sprawę ze skali trudności prowadzenia badań za pomocą pierścieni akumulujących.

Zatrzymajmy się nieco przy zagadnieniach związanych z akumulacją wiązek elektronowych i problemami, które ograniczają świetlność. Poruszające się po zakrzywionych orbitach elektrony emitują promieniowanie synchrotronowe. Jeśli orbita ma średni promień  $\rho$  (wyrażony w metrach), zaś elektrony poruszają się z energią  $E$  (GeV) to emitują one w czasie jednego obiegu średnią energię równą (keV)

$$U_{\text{syn}} = 88 \frac{E^4}{\rho}$$

Aby orbita w pierścieniu akumulującym była stabilna, energia ta musi być uzupełniana za pomocą odpowiednich urządzeń przyspieszających elektrony. Pierścienie akumulujące muszą więc być jednocześnie akceleratorem elektronów. Aby zdać sprawę z wielkości wypromieniowanej energii podamy, że w istniejących obecnie pierścieniach akumulujących DORIS i SPEAR wynosi ona ok. 1 MeV, natomiast w planowanym LEP ma wynieść 0,9 GeV na obieg ( $E = 70 \text{ GeV}$ ,  $\rho = 3,5 \text{ km}$ ). We wcześniejszej wersji ( $E = 100 \text{ GeV}$ ,  $\rho = 6 \text{ km}$ ) straty na promieniowanie wynosiłyby aż 1,5 GeV na każdy obieg. Wyrównanie strat energii w istniejących lub budowanych obecnie urządzeniach nie następuje jeszcze istotnych trudności, natomiast w planowanym LEP stanowi już poważny problem techniczny i ekonomiczny, który zmusił konstruktorów do zrezygnowania z pierwotnych ambitniejszych planów. Stosowane obecnie rozwiązania rozrastają się do mamucich rozmiarów, zaś zużycie energii wzrasta do 75 MW (dla 70 GeV), a nawet 90 MW (dla 100 GeV). Konsumpcja tak wielkiej ilości energii przy obecnych jej cenach stanowi najistotniejszy czynnik przy szukaniu kompromisu między ceną konstrukcji urządzenia (im mniejszy promień pierścieni i im krótsze wniki rezonansowe urządzenie

nia przyspieszającego, tym taniej) a późniejszą jego eksploatacją (im mniejszy promień i krótsze wnęki tym drożej).

Promieniowanie synchrotronowe poza wspomnianymi wyżej problemami powoduje inne, niekorzystne z punktu widzenia eksperymentów fizycznych zjawiska. Jest źródłem tła, które omówimy dalej, oraz powoduje rozmycie energii cząstek w paczkach, którego średnia kwadratowa wartość w następujący sposób zależy od energii:

$$\sigma_E \sim \frac{E^2}{\sqrt{\rho}}$$

Dla pierścieni akumulujących DORIS i SPEAR dokładna wartość tego rozmycia wynosi

$$\sigma_E(\text{MeV}) = 0,9 \left( \frac{E}{2 \text{ GeV}} \right)^2$$

zaś dla LEP przewiduje się, że będzie ona rzędu  $\sigma_E \approx 1,2 \cdot 10^{-3} E$  i dla najwyższych energii wyniesie około 90 MeV. Rozmycie to oprócz ograniczenia dokładności eksperymentów powoduje także zwiększenie przestrzennych rozmiarów paczki cząstek w stopniu proporcjonalnym do energii cząstek ( $\sigma_{x,y} \sim E$ ) i w rezultacie zmniejsza świetlność urządzenia.

Innym czynnikiem powodującym rozmywanie wiązek jest zjawisko wzajemnego rozpraszania się paczek cząstek na sobie — w czasie zderzenia, paczki działają na siebie jak soczewki rozpraszające. Stopień tego rozmycia dany jest wzorem:

$$\Delta_x \sim \frac{n}{E(\sigma_x + \sigma_y)\sigma_x}$$

Gdy jest on większy od pewnej wartości granicznej (doświadczenie pokazuje, że równej ok. 6%), elektronów nie można utrzymać na orbicie stabilnej. Powstaje stąd ograniczenie na maksymalną liczbę cząstek, które przy danej energii można umieścić w paczce. Liczba ta wzrasta ze wzrostem energii jak  $n \sim E^3$ , (bo  $\sigma_{x,y} \sim E$ ). W pierścieniach akumulujących można więc zwiększać świetlność zwiększając prądy wiązek w stopniu  $L \sim E^4$ , co pozwala kompensować spadek przekroju czynnego na oddziaływania elektromagnetyczne ( $\sigma_{el} \sim E^{-2}$ ). Można to jednak robić tylko wówczas, gdy urządzenia przyspieszające rozporządzają nadwyżką mocy, potrzebną do wyrównywania strat energii wiązek na promieniowanie synchrotronowe (moc, którą w tym celu należy dostarczać wiązkom silnie zależy od energii bo  $W \sim U_{syn} n \sim E^7$ ). Powyżej energii, dla której zostanie przekroczona granica możliwości urządzeń przyspieszających, świetlność szybko spada, jak  $L \sim E^{-10}$ .

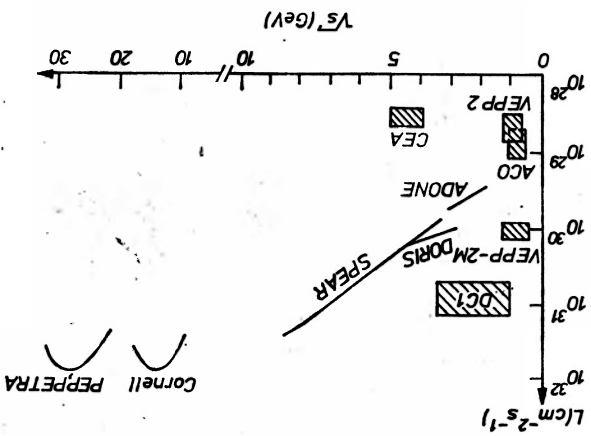
Dane o większości dotychczas zbudowanych pierścieni akumulujących zebrane są w tabelicy 2. Energie i świetlności uzyskane za ich pomocą są przedstawione na rys. 14. Planując budowę LEP wybrano jego parametry tak, by od strony niskich energii zabezpieczyć ciągłość badań z urządzeniami kon-

Tablica 2

Pierścienie akumulujące  $e^+e^-$  zbudowane dotychczas oraz będące obecnie w budowie

Nazwa	Miejsce	Początek eksploatacji	Energia wiązki GeV	Obwód pierścieni w metrach	Pobór mocy	Prąd wiązki w mA	Rozmiary wiązki w mm	Świetność
Ada	Frascati	1960	0,25					
ACO	Orsay	1966	0,2—0,54	22	10 kW	25	1,3×1,3×300	6·10 <sup>28</sup>
VEPP-2	Nowosybirsk	1966						
ADONE	Frascati	1969	0,7—1,55	104	190 kW	60	1,0×2,0×400	3·10 <sup>29</sup>
BYPASS	Cambridge USA	1971	1,5—3,5	227	220 kW	100	1,16×0,01×30	10 <sup>31</sup>
SPEAR	Stanford	1972	1,2—4,2	234	160 kW	220	3×0,08×300	10 <sup>32</sup>
DORIS	Hamburg	1974	1,0—5,0	288	1,5 MW	900	0,5×0,03×500	10 <sup>32</sup>
VEPP-2M	Nowosybirsk	1975	0,2—0,67					
DCI	Orsay	1976	0,5—1,7					
PETRA	Hamburg	1978	5,1—19	2304	4,8 MW			10 <sup>32</sup>
PEP	Stanford	1979	7—15	2200	6,0 MW	54	1,2×0,06×40	10 <sup>32</sup>
Cornell	Ithaca	1979	5—8	768	2,0 MW			10 <sup>32</sup>
VEPP-4	Nowosybirsk	1980	5—8	366				
LEP	CERN	?	20—70	22208	74 MW	10,5		10 <sup>32</sup>

struwanymi obecnie (PETRA, BFP), od strony wysokich energii natomiast — uzyskać możliwość dużo informacji o problemach, które omówiliśmy w poprzednim rozdziale. Plany te po przeszło rocznych dyskusjach skorygowano, dostosując je do bieżących możliwości technicznych i finansowych państw zainteresowanych budową. Ostatecznie LEP będzie pokrywał przedział energii od  $2 \times 20$  GeV do  $2 \times 70$  GeV z możliwością powiększenia górnej granicy do



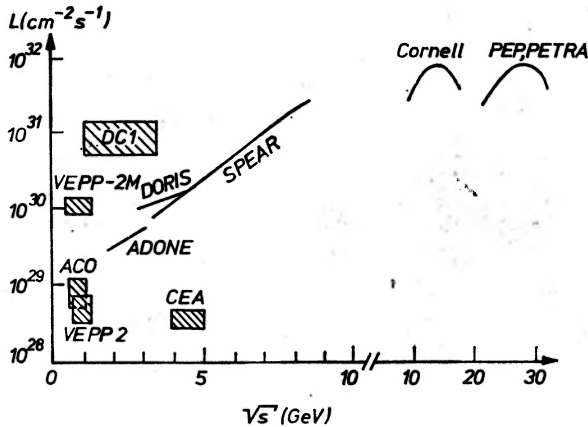
Rys. 14. Świeczność ( $L$ ) i energia w układzie środka masy  $H = \sqrt{s}$  uzyskiwana za pomocą różnych istniejących i budowanych pierścieni akumulujących  $e^+e^-$

$2 \times 100$  GeV po opracowaniu konstrukcji nadprzewodzących magnesów i wnik rezonansowych. Świeczność LEP ze względu na małe przekroje czynne dla najwyszszych energii dochodzić będzie do  $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Poszukuje się rozwiązań technicznych, które pozwoliłyby w obszarze niskich energii uzyskać światłość zmienną się z energią jak  $L \sim E^2$ , jednakże dotychczas bez większych rezultatów. Parametry te, po optymalizacji kosztów budowy i eksploatacji narzucają ogromne rozmiary pierścieni. Ich promień musi być ok. 3,5 km (a więc obwód 22 km!). Jednakże nawet w tych warunkach na kompensację promieniowania synchrotronowego trzeba będzie dostarczyć wiązkom 19 MW. Dostarczenie tak dużych mocy stanowi osobny problem techniczny. Stwarzają go upływności materiałów, z których zrobione są w pełni rezonansowe układy przyspieszających. Muszą one wytrzymać maksymalne napięcie 1,2 GV. Konwencjonalne stosowane dotychczas metody przyspieszania wymagają zbudowania wnik o łącznej długości 1,3 km na to, by ich sprawność wynosiła ok. 25% (tzn. by mogły dostarczyć wiązkom 19 MW przy dodatkowych stratach energii na ogrzewanie wnik ok. 53 MW).

#### 4.2. Metody detekcji

Badanie oddziaływań anihilacji  $e^+e^-$  zachodzących w rurze akcelerycyjnej pierścieni akumulujących w przestrzeni o wymiarach  $\sigma_x \times \sigma_y \times \sigma_z \approx 0,1 \times 0,01 \times 10$  cm, których produkty kołcowe mają w przybliżeniu izotropowe

struowanymi obecnie (PETRA, PEP), od strony wysokich energii natomiast — uzyskać możliwie dużo informacji o problemach, które omówiliśmy w poprzednim rozdziale. Plany te po przeszło rocznych dyskusjach skorygowano, dostosowując je do bieżących możliwości technicznych i finansowych państw zainteresowanych budową. Ostatecznie LEP będzie pokrywać przedział energii od  $2 \times 20$  GeV do  $2 \times 70$  GeV z możliwością powiększenia górnej granicy do



Rys. 14. Światłość ( $L$ ) i energia w układzie środka masy  $E = \sqrt{s}$  uzyskiwana za pomocą różnych istniejących i budowanych pierścieni akumulujących  $e^+e^-$

$2 \times 100$  GeV po opracowaniu konstrukcji nadprzewodzących magnesów i wnęk rezonansowych. Światłość LEP ze względu na małe przekroje czynne dla najwyższych energii dochodzić będzie do  $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Poszukuje się rozwiązań technicznych, które pozwoliłyby w obszarze niskich energii uzyskać światłość zmieniającą się z energią jak  $L \sim E^2$ , jednakże dotychczas bez większych rezultatów. Parametry te, po optymalizacji kosztów budowy i eksploatacji narzucają ogromne rozmiary pierścieni. Ich promień musi być ok. 3,5 km (a więc obwód 22 km!). Jednakże nawet w tych warunkach na kompensację promieniowania synchrotronowego trzeba będzie dostarczyć wiązkom 19 MW.

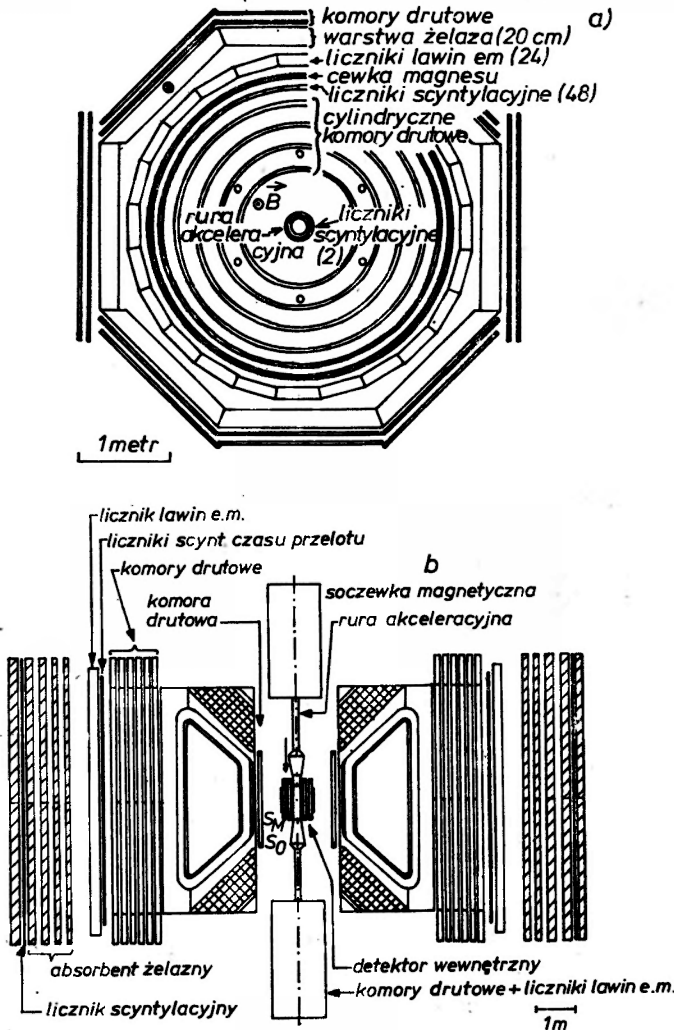
Dostarczenie tak dużej mocy stanowi osobny problem techniczny. Stwarzają go upływności materiałów, z których zrobione są wnęki rezonansowe układów przyspieszających. Muszą one wytrzymać maksymalne napięcie 1,2 GV. Konwencjonalne stosowane dotychczas metody przyspieszania wymagają zbudowania wnęk o łącznej długości 1,3 km na to, by ich sprawność wynosiła ok. 25% (tzn. by mogły dostarczyć wiązkom 19 MW przy dodatkowych stratach energii na ogrzewanie wnęk ok. 53 MW).

#### 4.2. Metody detekcji

Badanie oddziaływań anihilacji  $e^+e^-$  zachodzących w rurze akceleracyjnej pierścieni akumulujących w przestrzeni o wymiarach  $\sigma_x \times \sigma_y \times \sigma_z \approx 0,1 \times 0,01 \times 10$  cm, których produkty końcowe mają w przybliżeniu izotropowe



rozkłady kątowe, wymaga opracowania specyficznych metod detekcji pozwalających na rejestrację, identyfikację i pomiar pędów cząstek w możliwie pełnym kącie bryłowym. Osiąga się to przez otaczanie miejsca oddziaływania wielkimi układami liczników i komór drutowych o symetrii walcowej w sposób pokazany na rys. 15. Układy takie obejmują od 60 do 90% pełnego kąta



Rys. 15. Typowe układy detekcyjne stosowane w badaniach zderzeń wiązek przeciwbieżnych  $e^+e^-$ : (a) MARK I — detektor w Stanford, (b) DASP — dwuramienny spektrometr stosowany w DESY

bryłowego. Są to zespoły bardzo skomplikowane i kosztowne oraz zwykle na tyle uniwersalne by po ich zbudowaniu można było badać możliwie szeroki wachlarz problemów. Dlatego też zwykle budowniczy takich układów mają

później na długie lata monopol na uzyskiwanie ciekawych danych doświad-

czalnych.

Fotony, elektrony i pozytony zwykle identyfikuje się i mierzy ich energię

poprzez identyfikację i pomiar wywołiwanych przez nie lawin elektromagne-

tycznych w materiałach o małej długości radiacyjnej. W licznikach tego typu

lawina elektromagnetyczna powoduje na ogół powstanie charakterystycznej

dużego sygnału, którego wielkość jest proporcjonalna do energii cząstki pier-

wotnej. Kosztowne liczniki lawin zrobione z kryształu NaI dają możliwość

pomiaru energii z dużą dokładnością ( $\sigma_E/E \approx 2\%$ ), natomiast tańsze roz-

wiazania czy to ze szkła ołowowego, czy z płytek ołowu poprzedających

scyntylatorem pozwalają osiągnąć jedynie  $\sigma_E/E \approx (6 \div 15\%) / E^{1/2}$ .

Miony identyfikuje się na podstawie ich przenikalności przez grubą warstwę

materiału, którym obłożony jest zewnątrz cały układ detekcyjny. Nie jest

to metoda całkowicie pewna, gdyż w znacznym procencie przypadków powstają

wątpliwości czy nie ma się do czynienia z szybkim hadronem.

Wreszcie tory hadronów, podobnie jak i innych cząstek nadsadowanych

rejestruje się za pomocą komórek drutowych, ich przedkości wyznacza się metodą

czasu przelotu dwiema warstwami scyntylatorów, pęd  $p$  z dokładnością ok.

$\sigma_p/p = 5\%$  w polu magnetycznym solenoidalnej cewki (często nadprzewo-

dzącej) otaczającej walowo miejsce oddziaływania, albo wytworzonym przez

zewnętrne magnesy układ dwuramiennego spektrometru (ten ostatni

obejmuje tylko bardzo mały kąt brylowy, lecz można za to uzyskać znacznie

dokładniejszą informację o cząstkach). Skojarzenie informacji o przedkościach

i pędach pozwala na identyfikację hadronów, niestety jednak tylko w obszarze

matych pędów, na ogół niewiele przekraczających  $1 \text{ GeV}/c$ .

Dotychczasowe analizy doświadczonych, które prowadzone będą za pomocą

LEP, pokazują, że opisane i wyprobowane już metody detekcji będą wystar-

czające by uzyskać zamierzone, przynajmniej w pierwszym etapie, wyniki.

Powazne trudności powstają jedynie przy badaniu oddziaływań z produkcją

hadronów. Średnia ich liczba produkowana w zderzeniach o tak dużych ener-

giach wynosić będzie  $\langle n \rangle \approx 25$ , zaś średni pęd  $\langle p \rangle \approx 12 \text{ GeV}/c$ , co przy średnim

pędzie poprzecznym do osi jetu  $\langle p_T \rangle \approx 0,3 \text{ GeV}/c$  powodować będzie,

że hadrony będą produkowane w jetach o średnim kącie rozwarcia  $\langle p_T \rangle /$

$\langle p \rangle \approx 25$  mrad. Opisana technika detekcyjna nie pozwala na rejestrację tak

dużej liczby cząstek wylatujących pod tak małymi względnymi kątami w spo-

sób pozwalający na identyfikację i pomiar pędów pojedynczych cząstek. Za-

chodzi o bawę, że trzeba je będzie rejestrować sumarycznie, mierząc energię

### 4.3. Problemy i eksperymentalnego

Głównie to w doswiadzeniach z pierścieniami akumulacyjnymi pochodzi

o do promieniowania synchrotronowego. Efekty te są dwójakiego rodzaju. Przede

wszystkim promieniowanie to uderzając w rury akceleratora wyzwała ze ścia-

później na długie lata monopol na uzyskiwanie ciekawych danych doświadczalnych.

Fotony, elektrony i pozytony zwykle identyfikuje się i mierzy ich energię poprzez identyfikację i pomiar wywoływanych przez nie lawin elektromagnetycznych w materiałach o małej długości radiacyjnej. W licznikach tego typu lawina elektromagnetyczna powoduje na ogół powstanie charakterystycznie dużego sygnału, którego wielkość jest proporcjonalna do energii cząstki pierwotnej. Kosztowne liczniki lawin zrobione z kryształu NaI dają możliwość pomiaru energii z dużą dokładnością ( $\sigma_E/E \approx 2\%/E^{1/4}$ ), natomiast tańsze rozwiązania czy to ze szkła ołowiowego, czy z płytek ołowiu poprzekładanych scyntylatorem pozwalają osiągnąć jedynie  $\sigma_E/E \approx (6 \div 15\%)/E^{1/2}$ .

Miony identyfikuje się na podstawie ich przenikalności przez grube warstwy materiału, którym obłożony jest z zewnątrz cały układ detekcyjny. Nie jest to metoda całkowicie pewna, gdyż w znacznym procencie przypadków powstają wątpliwości czy nie ma się do czynienia z szybkim hadronem.

Wreszcie tory hadronów, podobnie jak i innych cząstek naładowanych rejestruje się za pomocą komór drutowych, ich prędkości wyznacza się metodą czasu przelotu dwiema warstwami scyntylatorów, pędy z dokładnością ok.  $\sigma_p/p = 5\%$   $p$  w polu magnetycznym solenoidalnej cewki (często nadprzewodzącej) otaczającej walcowo miejsce oddziaływania, albo wytworzonym przez zewnętrzne magnesy tworzące układ dwuramiennego spektrometru (ten ostatni obejmuje tylko bardzo mały kąt bryłowy, lecz można za to uzyskać znacznie dokładniejsze informacje o cząstkach). Skojarzenie informacji o prędkościach i pędach pozwala na identyfikację hadronów, niestety jednak tylko w obszarze małych pędów, na ogół niewiele przekraczających  $1 \text{ GeV}/c$ .

Dotyychczasowe analizy doświadczeń, które prowadzone będą za pomocą LEP, pokazują, że opisane i wypróbowane już metody detekcji będą wystarczające by uzyskać zamierzone, przynajmniej w pierwszym etapie, wyniki. Poważne trudności powstaną jedynie przy badaniu oddziaływań z produkcją hadronów. Średnia ich liczba produkowana w zderzeniach o tak dużych energiach wynosić będzie  $\langle n \rangle \approx 25$ , zaś średni pęd  $\langle p \rangle \approx 12 \text{ GeV}/c$ , co przy średnim pędzie poprzecznym do osi jetu  $\langle p_T \rangle \approx 0,3 \text{ GeV}/c$  powodować będzie, że hadrony będą produkowane w jetach o średnim kącie rozwarcia  $\langle p_T \rangle / \langle p \rangle \approx 25$  mrad. Opisana technika detekcyjna nie pozwala na rejestrację tak dużej liczby cząstek wylatujących pod tak małymi względnymi kątami w sposób pozwalający na identyfikację i pomiar pędów pojedynczych cząstek. Zachodzi obawa, że trzeba je będzie rejestrować sumarycznie, mierząc energię i kierunek całego jetu za pomocą kalorymetrów hadronowych.

### 4.3. Problemy tła eksperymentalnego

Główne tło w doświadczeniach z pierścieniami akumulacyjnymi pochodzi od promieniowania synchrotronowego. Efekty te są dwojakiego rodzaju. Przede wszystkim promieniowanie to uderzając w rury akceleratora wyzwała ze ścia-

nek gazy, które wydatnie psują próżnię w rurach. W istniejących obecnie urządzeniach nie udało się uzyskać lepszej próżni niż  $5 \times 10^{-9}$  Tr. Oddziaływanie wiązek z gazami resztkowymi nie tylko powoduje ubywanie cząstek z wiązek obniżając czas życia wiązek w pierścieniach akumulujących, ale także, gdy oddziaływania te zachodzą w sektorze detektora, zwiększa czas martwy detektora. Ocenia się, że tego rodzaju tło w LEP wynosić będzie ok.  $10^4$  s<sup>-1</sup> zdarzeń. Aby go wydatnie zmniejszyć należałoby w obszarach detekcyjnych uzyskać próżnię lepszą niż  $10^{-10}$  Tr. Jak to zrobić pozostaje nierozwiązanym problemem technicznym.

Źródłem tła o podobnej częstości jest rejestracja przez detektor samego promieniowania synchrotronowego i jego oddziaływań z wiązkami w obszarze detekcyjnym. Oddziaływania te to rozpraszanie Comptona elektronów wiązki oraz tworzenie par elektron-pozyton, a więc oddziaływania, w których powstaje nieparzysta liczba elektronów, symulujące inne interesujące procesy. W celu zmniejszenia takiego tła przewiduje się stosowanie przed przerwą detekcyjną magnesów, które prowadzić będą wiązki po orbitach o znacznie mniejszej krzywiznie oraz ustawianie odpowiednich osłon. Jednakże powstające w obszarze detekcyjnym miękkie promieniowanie synchrotronowe stanowi zawsze poważne tło dla rejestracji niskoenergetycznych kwantów  $\gamma$  pochodzących z badanych oddziaływań.

Wreszcie źródłem tła zwiększającego czas martwy aparatury detekcyjnej jest promieniowanie kosmiczne. Aczkolwiek ma ono natężenie tylko ok.  $2 \times 10^{-2}$  cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>, ale przy powierzchni detektora rzędu 10 m<sup>2</sup> może powodować ok.  $10^3$  niepotrzebnych reakcji detektora na sekundę.

Trzeba podkreślić, że opisane tło, mimo że tak duże, na ogół łatwo oddziela się od interesujących zdarzeń za pomocą prostych kryteriów geometrycznych i kinematycznych. Jednakże zwiększa ono koszty doświadczeń, gdyż analiza taka wymaga zaangażowania czasu dużych komputerów.

## 5. Zakończenie

Mamy nadzieję, że na podstawie tego pobieżnego przeglądu czytelnik zobaczył, jak trudna była decyzja ECFA o budowie LEP. Za budową tego akceleratora przemawiają bardzo poważne argumenty fizyczne. Badania prowadzone z jego pomocą pozwoliłyby rozstrzygnąć najistotniejsze problemy, które powstały w fizyce cząstek elementarnych, nauce o podstawowych siłach działających w przyrodzie i o strukturze materii.

Z drugiej strony budowa LEP stanowi ogromne przedsięwzięcie techniczne o skali niespotykanej dotychczas w laboratoriach fizycznych, wymagające zaangażowania odpowiednio wielkich nakładów finansowych. Nie wszystkie problemy związane zarówno z budową samych pierścieni akumulujących, jak i stosowanych później technik eksperymentalnych są już rozwiązane do końca. Wprawdzie produktem ubocznym każdego takiego przedsięwzięcia są, dzięki

wyzwoleniu inwencji twórczej społeczności fizyków i techników, liczne rozwiązania techniczne, które wkrótce znajdują inne zastosowania, to główny cel jego jest czysto poznawczy.

I to jest chyba najpiękniejsze, że decyzja o budowie LEP, mimo wszystkich trudności i wątpliwości, już zapadła i że w prace nad projektem urządzenia włączyli się fizycy i technicy z 15 krajów świata.

#### Literatura

- [1] W. Gajewski, M. Świącki, *Postępy Fizyki* **26**, 189 (1975).
- [2] A. Szymacha, *Postępy Fizyki* **27**, 117 (1976).
- [3] W. Gajewski, M. Świącki, *Postępy Fizyki* **27**, 323 (1976).
- [4] S. Weinberg, *Postępy Fizyki* **27**, 343 (1976).
- [5] G. Białkowski, *Postępy Fizyki* **27**, 575 (1976).
- [6] R. Hofstadter, *Postępy Fizyki* **28**, 9 (1977).
- [7] M. Kupczyński, *Postępy Fizyki* **28**, 275 (1977).
- [8] A. Para, *Postępy Fizyki* **28**, 405 (1977).
- [9] Y. Nambu, *Postępy Fizyki* **28**, 631 (1977).
- [10] W. B. Berestecki, *Postępy Fizyki* **28**, 659 (1977).
- [11] J. Zakrzewski, *Postępy Fizyki* **29**, 45 (1978).
- [12] S. C. C. Ting, *Postępy Fizyki* **29**, 147 (1978).
- [13] B. Richter, *Postępy Fizyki* **29**, 175 (1978).
- [14] R. Schwitters, *Postępy Fizyki* **30**, 23 (1979).
- [15] M. Szczekowski, *Postępy Fizyki* **30**, 67 (1979).

#### Artykuły przeglądowe o pierścieniach akumulujących $e^+e^-$ i o LEP

- [1] B. H. Wiik, G. Wolf, *Electron-positron Interactions*, Wykłady w Letniej Szkole w Les Houches (1976).
- [2] *Physics with very high energy  $e^+e^-$  colliding beams*, Materiały grupy ekspertów do badań LEP, Preprint CERN 76—18, 1976.

*Philip W. Anderson*

Bell Telephone Laboratories Inc,  
Murray Hill, New Jersey  
oraz Princeton University  
Princeton, New Jersey, USA

## Zlokalizowane momenty magnetyczne i stany zlokalizowane \*

### Local Moments and Localized States

[*Nobel Lecture held on 8 December 1977 in Stockholm*]

W uzasadnieniu przyznania mi nagrody Nobla wymieniono moje prace z dziedziny magnetyzmu oraz fizyki układów nieuporządkowanych. Chciałbym tu przedstawić rozwój jednej idei z każdego z kierunków wymienionych w tym uzasadnieniu. Obie te teorie różnią się w istotny sposób. Teoria zlokalizowanych momentów magnetycznych w metalach była w pewnym sensie łatwa: ujęła ona w prostym matematycznym modelu idee, które w czasie jej powstania były już zarysowane. Przyjęto ją łatwo i na trwałe dzięki jej prostocie i temu, że pojawiła się ona we właściwym momencie. Trudności matematyczne, które jeszcze zawierała, zostały niemal zupełnie usunięte w ostatnich kilku latach.

Z teorią lokalizacji było inaczej: niewielu było takich, którzy w nią wtedy wierzyli, a jeszcze mniej dostrzegało jej znaczenie; między tymi, którzy początkowo nie rozumieli jej w pełni, był z pewnością jej autor. Czeka ona jeszcze na odpowiednią matematyczną obróbkę i chcąc odpowiedzieć na najprostsze nawet pytania jej dotyczące, należy uciekać się do poniżających metod symulacji numerycznej. Dopiero teraz, głównie dzięki wysiłkom Sir Nevilla Motta, poczyną ona zyskiwać powszechne przyjęcie.

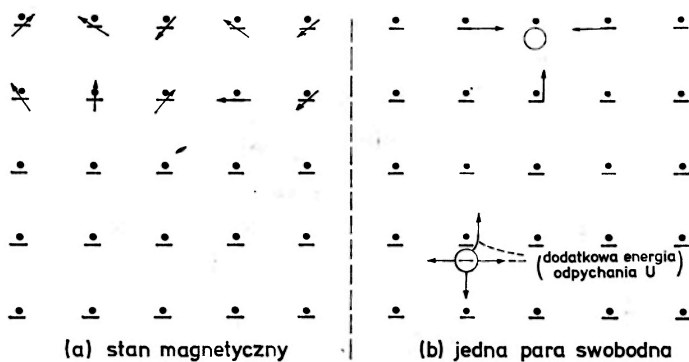
Z drugiej strony te dwie, udane w końcu, koncepcje mają też wiele wspólnego: po pierwsze płynęły one pod prąd triumfalnego wtedy pochodzenia pasmo-

\* Wykład noblowski wygłoszony 8 grudnia 1977 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla. [Translated with permission. Copyright © 1978 by the Nobel Foundation]. Pragniemy zwrócić uwagę Czytelników, że wersja angielska wykładu ukazała się także w *Rev. Mod. Phys.* 50, 191 (1978). (Przyp. Red.).

wej teorii ciał stałych kładąc nacisk na **lokalność**: stawiając problem, w jaki sposób moment magnetyczny czy też stan własny może być związany w sposób trwały z pewnym ograniczonym obszarem. Ta fascynacja lokalnością, a więc obszarem niepowodzeń a nie sukcesów teorii pasmowej jest chyba wspólna wszystkim nam trzem<sup>1</sup>. Po drugie, obie idee narodziły się w odpowiedzi na oczywiste sygnały doświadczalne przeczące panującym ówczesnie założeniom; po trzecie, spłotły one moją pracę z pracą moich dwóch znakomitych kolegów, z którymi dzielę zaszczyt Nagrody, po czwarte wreszcie, oba zagadnienia są nadal bardzo aktualne w 1977 roku.

## 1. „Model Andersona”: Zlokalizowane momenty magnetyczne w metalach

Aby zobaczyć skąd pochodzą istotne elementy modelu, który zaproponowałem dla zlokalizowanych momentów magnetycznych w metalach, pomocnym będzie przedstawienie tła historycznego. Dwa lata wcześniej napisałem pracę na temat „nadwymiany” [1], w której przedyskutowałem pochodzenie i oddziaływanie momentów magnetycznych w nieprzewodzących kryształach magnetycznych takich, jak  $MnO$ ,  $CuSO_4 \cdot 5H_2O$  itp. Opisałem te substancje jako coś, co dziś powinniśmy nazwać „izolatorem Motta” po nieprzewodzącej stronie przejścia Motta, którego — jak wiem od Sir Nevilla — nie będzie on



Rys. 1. Mechanizm Motta-Peierlsa dla stanu magnetycznego. Stan ze swobodną parą posiada dodatkową energię  $U$  odpychania dwóch elektronów znajdujących się w tym samym węźle

w swoim odczycie niestety omawiał. Mówiąc krótko, idąc za sugestią Peierlsa rozwinął on ideę, że te sole magnetyczne nie są przewodzące dlatego, że wzbudzenie elektronowe związane z aktem jonizacji wymagałoby dodatkowej energii wzbudzenia  $U$ , która potrzebna jest do zmiany konfiguracji dwóch odległych atomów z  $d^n + d^n$  na  $d^{n-1} + d^{n+1}$ . Ta energia  $U$  jest w istocie energią kulombowskiego odpychania między dwoma elektronami z tego samego węzła sieci

<sup>1</sup> przypominamy, że obok P. W. Andersona nagrodę Nobla otrzymali w 1977 r. Sir Nevill Mott i J. Van Vleck (Przyp. Red.).

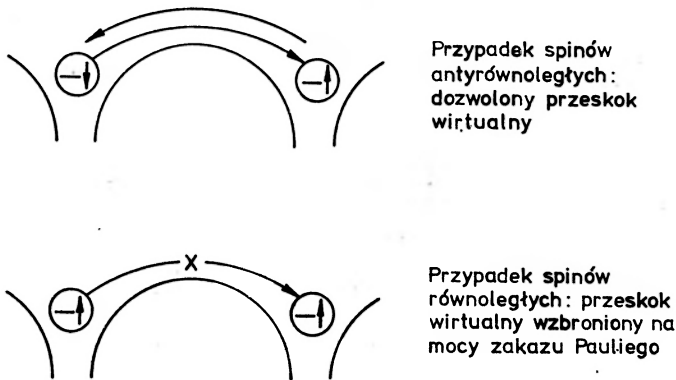
i może być ona całkiem duża (patrz rys. 1). Do opisu takiej sytuacji za proponowałem hamiltonian modelowy (zwany obecnie hamiltonianem Hubbarda)

$$H = \sum_{i,j,\sigma} b_{ij} c_{i\sigma}^{\dagger} c_{j\sigma} + \sum_i U n_{i\uparrow} n_{i\downarrow} . \quad (1)$$

Wielkości  $b_{ij}$  reprezentują tu amplitudę przeskoku elektronu z jednego położenia węzłowego w drugie — przeskoku takiego, jaki pokazano na prawej połowie rys. 1.  $U$  jest energią odpychania między dwoma elektronami o przeciwnym spinie znajdującymi się na tym samym węźle (spiny równoległe są oczywiście wykluczone). Przy pomocy wzoru (1) — odpowiednio uogólnionego — można było zrozumieć dominowanie oddziaływania antyferromagnetycznego spinów w izolatorach Motta, do których zalicza się zarówno znany już starożytnym „kamień magnetyczny” albo magnetyt, jak i tak ważne dla techniki granaty i ferryty. Oddziaływania, o których mowa, spowodowane są wirtualnymi przeskokami elektronów tam i z powrotem pomiędzy sąsiednimi położeniami węzłowymi, co możliwe jest tylko dla antyferromagnetyka, w którym odpowiedni orbital jest nie zajęty. Koncepcja ta po zastosowaniu prostego rachunku zaburzeń, daje

$$J_{ij} = \frac{-2b_{ij}^2}{U} , \quad (2)$$

gdzie  $b$  zdaje sprawę ze skłonności elektronów do przeskoków między węzłami i do tworzenia pasma. (Pochodzenie wzoru (2) staje się bardziej oczywiste



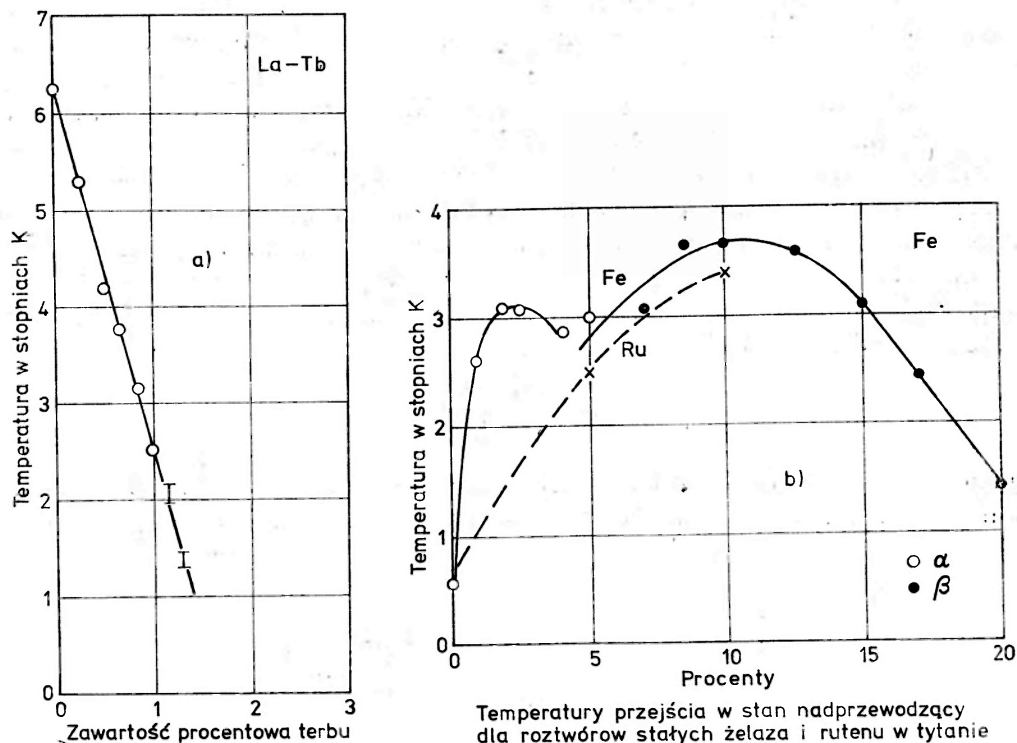
Rys. 2. Przeskok wirtualny jako źródło nadwymiany

jeżeli obejrzymy rys. 2.) Pokazałem później szczegółowo, w jaki sposób wyjaśnić można znane z eksperymentów prawa opisujące takie oddziaływania, i w jaki sposób oszacować można parametry  $b$  i  $U$  na podstawie danych doświadczalnych [2].

Wpływ wewnątrzwęzłowego oddziaływania kulombowskiego  $U$  na magnetyzm metali — w przeciwieństwie do izolatorów — zasugerowany został po



raz pierwszy przez Van Vlecka i zbadany w czasie ostatniej wojny w pracy doktorskiej Hurwitza [3] oraz omówiony w podstawowej tu pracy, z którą zapoznałem się w 1951 roku, a opublikowanej w roku 1953 [4]. Duży wpływ wywarła też na mnie mała konferencja poświęcona magnetyzmowi metali, zwołana we wrześniu 1953 roku przez grupę Oxford-Harwell w Oxfordzie w Brasenose College, na której przedstawiłem trochę jakościowych pomysłów mogących wyjaśnić pochodzenie magnetyzmu w materiałach grupy żelaza.



Rys. 3. Wpływ domieszek magnetycznych na  $T_c$  nadprzewodnika (a); dla domieszek niemagnetycznych  $T_c$  rośnie (b)

Ważniejsze jednak było moje pierwsze zetknięcie się na tej konferencji z koncepcjami Friedela i Blandina dotyczącymi stanów rezonansowych, zwanych też stanami wirtualnymi [5, 6]. Istotą koncepcji Friedela było — po pierwsze — to, że często lepiej jest opisywać domieszki w metalach nie przy pomocy orbitali atomowych, ale poprzez rozproszeniowe przesunięcia fazowe elektronów pasmowych. W wielu przypadkach, przesunięcia te miałyby postać rezonansową. Po drugie — spiny w przypadku domieszek magnetycznych mogły być opisane przy pomocy rozproszeniowych przesunięć fazowych zależnych od spinu.

W tym czasie Matthias i Suhl zajmowali się bardzo intensywnie w laboratoriach Bella eksperymentami i teorią dotyczącymi wpływu magnetycznych centrów rozpraszających na nadprzewodnictwo [7]. Dla wielu atomów z grupy

pierwiastków ziem rzadkich, spadek  $T_c$  spowodowany obecnością domieszek magnetycznych jest wyraźny i bardzo gwałtowny (patrz rys. 3a), jest on na-  
 wet gwałtowniejszy dla większości domieszek metali przejściowych. Na przy-  
 kład, domieszkowanie Fe na poziomie  $10^{-5}$  unięstwa nadprzewodnictwo  
 w Mo. Jednak w wielu innych przypadkach, np. Fe w Ti, nominalnie magne-  
 tyczny atom nie ma żadnego wpływu, albo powoduje wzrost  $T_c$  (jak na rys. 3b).  
 Systematyczne studia nad powstawaniem momentów magnetycznych prze-  
 prowadził Clogston wraz ze współpracownikami [8]. Do tego czasu nie poświę-  
 cono wiele uwagi (wyjątek — patrz [6]) problemowi, co rzeczywiście znaczy  
 moment magnetyczny w metalu: na przykład, w szeroko zakrojonych bada-  
 niach Owensa i współpracowników [9] oraz Zimmermanna [10] nad Mn w Co,  
 a także w obliczeniach Yosida [11] postulowało się zlokalizowany spin atomowy  
 dany od Boga i oznaczony  $S$ , sprzężony ze swobodnymi elektronami przy po-  
 mocy empirycznie dobranej całki wymiaru  $J$ . Odpowiadający temu hamil-  
 tonian jest dokładnie tym, który nazywamy dziś hamiltonianem Kondo

$$(3) \quad H = \sum_{k\sigma} \epsilon_k n_{k\sigma} + JS \cdot s,$$

gdzie

$$s = \sum_{k\sigma} c_{k\sigma}^+ \sigma c_{k\sigma}$$

jest lokalną gęstością spinów elektronów swobodnych w położeniu domieszki.  
 „Model Andersona” [12] jest najprostszy modelem, w którym dochodzi  
 się w sposób naturalny do elektronowego mechanizmu powstawania takiego  
 momentu. Wprowadza się istotny tu wewnątrzowy czion wymiaru  $U$ ,  
 a atom domieszki opisuje się przy pomocy dodatkowego orbitalu  $\varphi_a$ , przypi-  
 sując mu obsadzenie  $n_a$  i operator kreacji  $c_a^+$  ponad stanami elektronów swo-  
 bodnych w pobliżu powierzchni Fermiego metalu (oczywiście, „nadzupelność”  
 układu stanów nie jest tu istotną trudnością, co pokazalem później [13]).  
 Fizyka w tym tkwiaca powina stać się jasna po odwołaniu się do rys. 4. Ha-  
 miltonian ma postać:

$$(4) \quad H = \sum_{k\sigma} \epsilon_k n_{k\sigma} + U n_a n_a + H^a (n_a + n_a) + \sum_{k\sigma} V_{ak} (c_{k\sigma}^+ c_{ka} + c.c.),$$

gdzie poza czlonem odpowiadającym elektronom swobodnym i czlonem mag-  
 netycznym  $U$ , mamy czlon  $V_{ak}$  opisujący przejście tunelowe ze stanu  $d$  do  
 do stanu  $k$ , który reprezentuje przejście poprzez barierę odrodkową i prze-  
 kształca zlokalizowany orbital  $\varphi_a$  w jeden z rezonansów Friedela. Rezonans  
 ten powinien mieć szerokość

$$(5) \quad \Delta = x \langle V_{ak}^2 \rangle \rho(H^a).$$

i w nieobecności  $U$  powinien być scentrowany wokół  $H$  — energii rezonansu  
 $d$  (jesli tylko gęstość stanów,  $\rho$ , jest wystarczająco wolnozmienna — patrz po-  
 nowie rys. 4).

pierwiastków ziem rzadkich, spadek  $T_c$  spowodowany obecnością domieszek magnetycznych jest wyraźny i bardzo gwałtowny (patrz rys. 3a), jest on nawet gwałtowniejszy dla większości domieszek metali przejściowych. Na przykład, domieszkowanie Fe na poziomie  $10^{-5}$  unicestwia nadprzewodnictwo w Mo. Jednak w wielu innych przypadkach, np. Fe w Ti, nominalnie magnetyczny atom nie ma żadnego wpływu, albo powoduje wzrost  $T_c$  (jak na rys. 3b). Systematyczne studia nad powstawaniem momentów magnetycznych przeprowadził Clogston wraz ze współpracownikami [8]. Do tego czasu nie poświęcono wiele uwagi (wyjątek — patrz [6]) problemowi, co rzeczywiście znaczy moment magnetyczny w metalu: na przykład, w szeroko zakrojonych badaniach Owena i współpracowników [9] oraz Zimmermanna [10] nad Mn w Co, a także w obliczeniach Yosidy [11] postulowało się zlokalizowany spin atomowy dany od Boga i oznaczony  $S$ , sprzężony ze swobodnymi elektronami przy pomocy empirycznie dobranej całki wymiany  $J$ . Odpowiadający temu hamiltonian jest dokładnie tym, który nazywamy dziś hamiltonianem Kondo

$$H = \sum_{k\sigma} \varepsilon_k n_{k\sigma} + JS \cdot s, \quad (3)$$

gdzie

$$s = \sum_{kk'} c_{k\sigma}^+ \sigma_{\sigma\sigma'} c_{k'\sigma'}$$

jest lokalną gęstością spinów elektronów swobodnych w położeniu domieszki.

„Model Andersona” [12] jest najprostszym modelem, w którym dochodzi się w sposób naturalny do elektronowego mechanizmu powstawania takiego momentu. Wprowadza się istotny tu wewnątrzwęzłowy człon wymiany  $U$ , a atom domieszki opisuje się przy pomocy dodatkowego orbitalu  $\varphi_a$ , przypisując mu obsadzenie  $n_{a\sigma}$  i operator kreacji  $c_{a\sigma}^+$  ponad stanami elektronów swobodnych w pobliżu powierzchni Fermiego metalu (oczywista, „nadzupełność” układu stanów nie jest tu istotną trudnością, co pokazałem później [13]). Fizyka w tym tkwiąca powinna stać się jasna po odwołaniu się do rys. 4. Hamiltonian ma postać:

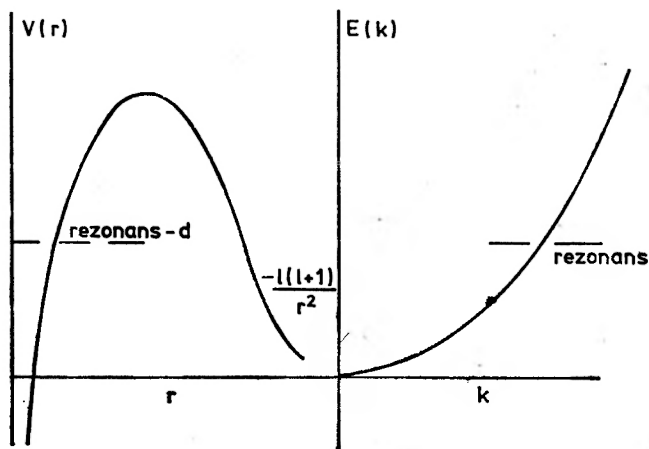
$$H = \sum_{k\sigma} \varepsilon_k n_{k\sigma} + U n_{a\uparrow} n_{a\downarrow} + E_a (n_{a\uparrow} + n_{a\downarrow}) + \sum_{k\sigma} V_{ak} (c_{a\sigma}^+ c_{k\sigma} + \text{c.c.}), \quad (4)$$

gdzie poza członem odpowiadającym elektronom swobodnym i członem magnetycznym  $U$ , mamy człon  $V_{ak}$  opisujący przejście tunelowe ze stanu  $d$  do do stanu  $k$ , który reprezentuje przejście poprzez barierę odśrodkową i przekształca zlokalizowany orbital  $\varphi_a$  w jeden z rezonansów Friedela. Rezonans ten powinien mieć szerokość

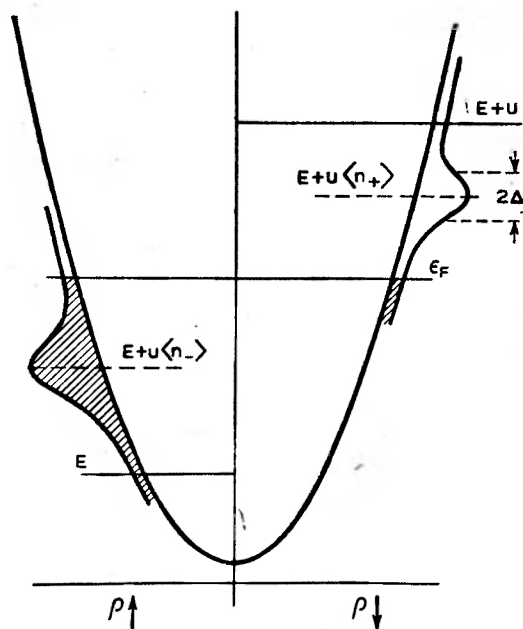
$$\Delta = \pi \langle V_{ak}^2 \rangle \rho(E_a). \quad (5)$$

i w nieobecności  $U$  powinien być scentrowany wokół  $E$  — energii rezonansu  $d$  (jeśli tylko gęstość stanów,  $\rho$ , jest wystarczająco wolnozmienna — patrz ponownie rys. 4).

Proste rozwiązanie tego hamiltonianu uzyskane rachunkiem Hartree-Focka wykazało, że jeśli  $E_d$  znajduje się nieco poniżej  $E_F$  i jeśli  $\Delta/U < \pi$ , to rezonans rozszczepi się tak jak pokazano na rys. 5 (z pracy oryginalnej). Mamy



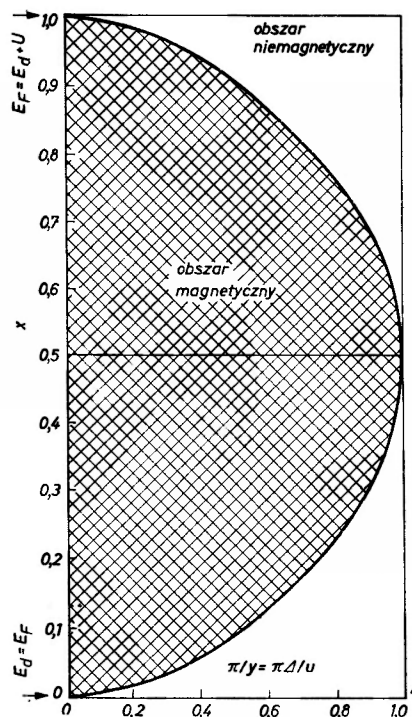
Rys. 4. Rezonans  $d$  wynika z tunelowania przez barierę odśrodkową



Rys. 5. Rozszczepienie spinowe poziomów energetycznych w przypadku magnetycznym

wtedy dwa stany rezonansowe, po jednym dla każdego znaku spinu. Jeden z nich, leżący poniżej poziomu Fermiego jest prawie całkowicie obsadzony, a drugi — powyżej tego poziomu — prawie pusty. Prowadzi to do pary równoważnych, spolaryzowanych magnetycznie rozwiązań, po jednym dla każdego

kierunku spinu. W rozwiązaniach tych stan zlokalizowany  $\varphi_d$  wieszany jest w rozproszeniowe stany elektronów swobodnych: nie ma więc żadnych zlokalizowanych stanów elektronowych, ale istnieje zlokalizowany moment magnetyczny. Obszar magnetyczny — według teorii Hartree-Focka — pokazano na rys. 6. Parametry można oszacować z danych chemicznych lub z pierwszych zasad i wydaje się bardzo rozsądne, że Mn lub Fe powinny być, jak się to obserwuje, domieszkami niemagnetycznymi w metalach wieloelektronowych, ale magnetycznymi na przykład w Cu.



Rys. 6. Obszar magnetyczny w przestrzeni parametrów dla „modelu Andersona”

Wydaje się to i istotnie jest zachwycająco prostym wyjaśnieniem prostego zjawiska. Matematyka w nim tkwiąca została bezwstydnie zapożyczona (albo uproszczona) z fizyki jądrowej (Friedelowskie udoskonalenie teorii rezonansów Wignera). Podobne zjawiska występują w fizyce jądrowej, gdzie noszą nazwę „rezonansów analogowych”. Niemniej spowodowało to otwarcie nadzwyczajnych i wciąż aktualnych, szeroko rozgałęzionych, szlaków prowadzących do interesującej fizyki.

Przed przedyskutowaniem niektórych z nich niech mi wolno będzie powiedzieć trochę o prostocie tego modelu, która do pewnego stopnia jest bardziej pozorną niż rzeczywistą. Sztuka budowania modelu polega na wyłączeniu pewnych rzeczywistych ale nieistotnych części składowych problemu, co pociąga

za sobą pewne niebezpieczeństwa zarówno dla budowniczego, jak i dla czytelnika. Budowniczy może pominąć coś autentycznie istotnego; czytelnik zaś, wyposażony w zbyt wyrafinowane możliwości doświadczalne lub zbyt precyzyjne obliczenia, może przyjąć dosłownie schematyczny, model którego głównym celem jest demonstracja możliwości. W moim przypadku pozostawiłem na uboczu: 1) strukturę krystaliczną i atomową naturę macierzystego metalu, co rzeczywiście jest prawie nieistotne. 2) Degenerację poziomów  $d$ , co prowadzi do dość istotnych wyników fizycznych zbadanych najpierw w dodatku omawianej pracy, a później dużo lepiej przez Caroliego i Blandina [14]. W dodatku pokazałem, że jeśli rezonans jest dostatecznie szeroki w porównaniu z innymi oddziaływaniami wewnętrznymi w orbitalu  $d$ , to różne orbitale  $d$  będą jednakowo obsadzone, jak się to zazwyczaj obserwuje, dla domieszek metali przejściowych. W przeciwnym razie orbitalne stopnie swobody będą „niewygaszone”, jak ma to prawie zawsze miejsce dla atomów pierwiastków ziem rzadkich. 3) Pomiąłem wszystkie efekty korelacyjne poza  $U$ ; uzasadnieniem jest tu podstawowa idea „cieczy Fermiego”, zgodnie z którą elektrony w metalu zachowują się tak, jakby były swobodne, ale wszystkie ich parametry różnią się od ich wartości obliczonych w naiwny sposób: są one znormalizowane, a nie takie jak dla „nagiego” elektronu. Jest to największa pułapka dla nieostrożnych i jest to w sposób istotny związane z pewnymi podstawowymi koncepcjami Friedela dotyczącymi rozproszeniowych przesunięć fazowych oraz idei Landaua dotyczącymi cieczy Fermiego. Pomiąłem także wiele realnych możliwości — niektórymi z nich zajmujemy się wkrótce.

Jedno z moich najgłębiej zakorzenionych przeświadczeń, jeśli chodzi o styl badania naukowego, polega na tym, że natura stawia przed nami wiele faktów trudnych do przyjęcia wobec prymitywności nierelatywistycznej teorii kwantów i mechaniki statystycznej i że w tej sytuacji samo wskazanie rozsądnego mechanizmu nie pozostawia wątpliwości co do poprawności wyjaśnienia. Robimy to tym chętniej, jeżeli wyjaśnienie to pozwala przewidzieć poprawnie pewne nieznane dotąd fakty, jak to miało miejsce w przypadku korelacji istnienia momentu magnetycznego z niską gęstością stanów, wygaszania orbitalnego momentu pędu dla wszystkich domieszek posiadających konfigurację poziomu  $d$  taką, jak to poprzednio opisano, oraz odwrotnej polaryzacji wymiany dla swobodnych elektronów, którą wkrótce przedyskutujemy. Bardzo często taki uproszczony model rzuca więcej światła na rzeczywiste działanie natury niż mnóstwo rachunków „ab initio” dotyczących konkretnych sytuacji zawierających, nawet tam gdzie są poprawne, tyle szczegółów, że zaciemniają raczej niż odsłaniają rzeczywistość. Zdolność do zbyt precyzyjnego liczenia lub mierzenia może być raczej wadą niż korzyścią, bo często to, co ktoś mierzy lub oblicza, jest nieistotne z punktu widzenia badanego mechanizmu. Ponadto, doskonałe obliczanie odtwarza po prostu Przyrodę, ale jej nie wyjaśnia.

Wracając do kwestii dalszej ewolucji problemów wynikających z modelu, który wyżej omawiałem, żałuję, że nie mam tu miejsca na przedyskutowanie niektórych z nich. Zamiast tego pokażę tabelę głównych pochodnych kierun-

ków modelu, a następnie omówię jeden z nich na tyle, aby pokazać równanie i wykres wzięte z jednej z ostatnich prac.

Tablica 1

Pochodne kierunki Modelu Andersona (MA)

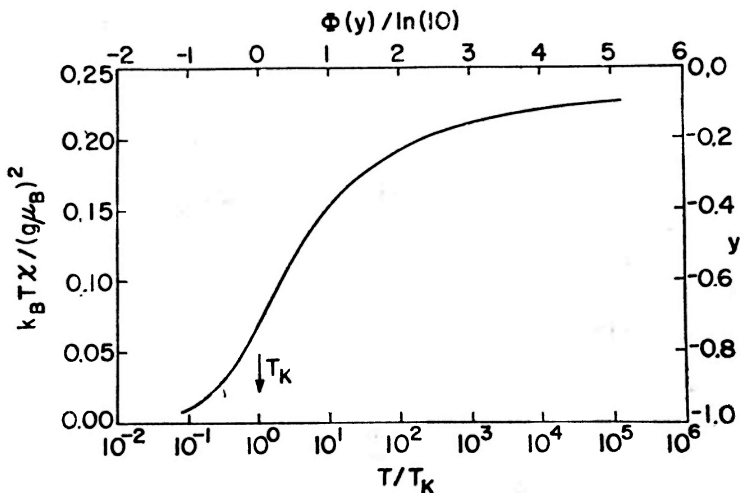
- I. MA jako ścisły model teoriopolowy — patrz tekst:
  - a) MA = Kondo; Anderson, Clogson, Wolff, Schrieffer
  - b) Podstawowe trudności obu modeli: Alexander, Schrieffer Kondo, Suhl, Nagaoka, Abrikosov
  - c) Rozwiązanie modelu Kondo: PWA, Yuval, Hamann, Yosida, Wilson, Nozières, itd.
  - d) Rozwiązanie MA: Hamann, Wilson, Krishna-Murthy, Wilkins, Haldane, Yoshida, itd.
- II. „Mikrokosmiczne” spojrzenie na magnetyzm w metalach; oddziałujące MA i prawa dla oddziaływań wymiennych w stopach, Alexander, PWA [15], Moriya [16].
- III. Zastosowania do innych układów
  - a) Atomy i molekuly na powierzchniach, Grimley [17], Newns [18], itd.
  - b) Domieszki magnetyczne w półprzewodnikach, Haldane [19].
  - c) Ekranowanie  $\dagger$  fonony, — $U$ : mieszana wartościowość, centra powierzchniowe, itd. Haldane [20]. I można tak dalej w nieskończoność.

Kierunkiem, któremu chciałbym poświęcić trochę uwagi jest aspekt I modelu. Wziął się on z bardzo fizycznego pytania: jaki jest znak i wielkość oddziaływania spin — swobodny elektron. Już w roku 1959, zanim omawiany model pojawił się, zrobiłem podczas dyskusji na konferencji w Oxfordzie żartobliwy zakład o jeden funt z (obecnie Sir) Walterem Marshalllem twierząc, że polaryzacja elektronów swobodnych wywołana przez spiny w metalach powinna być ujemna z tego samego mniej więcej powodu jak w nadwymianie: obsadzony stan spinowy **poniżej** poziomu Fermiego jest odpychający, a stan spinowy powyżej tego poziomu jest przyciągający, ponieważ być on obsadzony przez swobodne elektrony o tym samym spinie. Wraz z Clogstonem opublikowaliśmy to w ramach modelu Andersona [21]. Peter Wolff nadał temu bardziej formalną postać i opublikował później wraz z Schriefferem [22] jako perturbacyjną równoważność modeli „Kondo” i „Andersona”, gdzie cała wymiana  $J$  ze wzoru (3) miała postać

$$J = \frac{2\Delta}{\pi} \left( \frac{1}{E_d} - \frac{1}{E_d + U} \right), \quad (\Delta = \pi \langle |V_{ak}|^2 \rangle \rho(E_F)) \quad (6)$$

Wkrótce okazało się jednak, że zarówno model Kondo, jak i Andersona nie zachowują się w sposób rozsądny w niskich temperaturach (Kondo [23], Suhl [24], Schrieffer [25], itd.), lecz prowadzą tam do przykrych rozbieżności, co zdawało się sygnalizować zanikanie zlokalizowanego momentu magnetycznego. Najlepszym opisem fizycznym tego co się dzieje (zainteresowanym szerszym przeglądem niespecjalistom wystarczy zapewne seria mych artykułów w *Comments on Solid State Physics*) jest to, że w wysokich temperaturach lub przy wysokich energiach (krótki czas) przedstawione wyżej teoria Hartree-

-Focka jest poprawna i pojawia się swobodny spin. W miarę obniżania energii efektywne wiązanie antyferromagnetyczne między tym spinem a gazem elektronów swobodnych osiąga — dzięki pewnego rodzaju dodatniemu sprzężeniu zwrotnemu — bardzo dużą wartość, stając się ostatecznie tak silne, że może przyczepić doń elektron o antyrównoległym spinie i tym samym uczynić go niemagnetycznym. Jest to bardzo bliski analog procesu trwałego „uwieżenia” kolorowych stopni swobody we współczesnej teorii kwarków [26] i jest przepięknym przykładem ciągłego przepływu idei i technik obliczeniowych pomiędzy fizyką wielu ciał a kwantową teorią pola.



Rys. 7. Podatność w modelu Kondo obliczona przez Wilsona

Przeprowadzone w ostatnich latach szeroko zakrojone badania przy użyciu teorii grupy renormalizacji (która, w niemal współczesnej postaci została po raz pierwszy zastosowana w problemie tu omawianym [27]) doprowadziły wreszcie do rozwiązania problemu zwanego „zagadnieniem Kondo”. Bardzo zwięzłym sposobem opisu tego rozwiązania są obliczenia Wilsona [28] (rys. 7) dla wzrostu przenikalności z temperaturą. Dla porównania oraz celem pokazania zadziwiającej precyzji transformacji Schrieffera-Wolffa, na ostatnim z serii rysunków dotyczących zagadnienia tu omawianego, pokażemy wynik obliczeń Krishna-Murthy dla modelu Andersona (rys. 8) oraz przedstawimy jeden wzór: pochodzący z pracy doktorskiej Haldane’a ścisłą relację wiążącą oba modele [20],

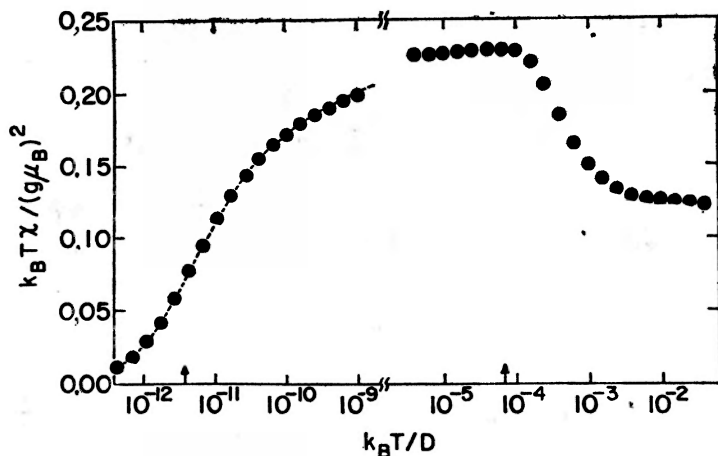
$$T_K = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{2\Delta U}{\pi} \right)^{1/2} \exp \left[ \frac{E_d(E_d + U)}{2\Delta U} \right]. \quad (7)$$

Pozwala ona ustalić własności jednego modelu na podstawie drugiego, np.:

$$\chi(t \rightarrow 0) = \frac{0,103}{T_K} \text{ itd.}$$



Jestem głęboko zobowiązany londyńskiemu *Times*-owi za artykuł o Idi Aminie, z którego dowiedziałem się, że „kondoizm” w języku Swahili oznacza „rabunek z bronią w rękę”. Nie jest to chyba złe określenie tej matematycznej



Rys. 8. Podatność w modelu Andersona wskazująca na równowagę z modelem Kondo (za Krishna-Murthy i współpr. [29])

dżungli modeli; H. Suhl miał jakoby powiedzieć, że nigdy dotąd żaden z tak niewiarygodnie prostych hamiltonianów nie spowodował tyle zamieszania w literaturze przedmiotu i w narodowym budżecie badawczym.

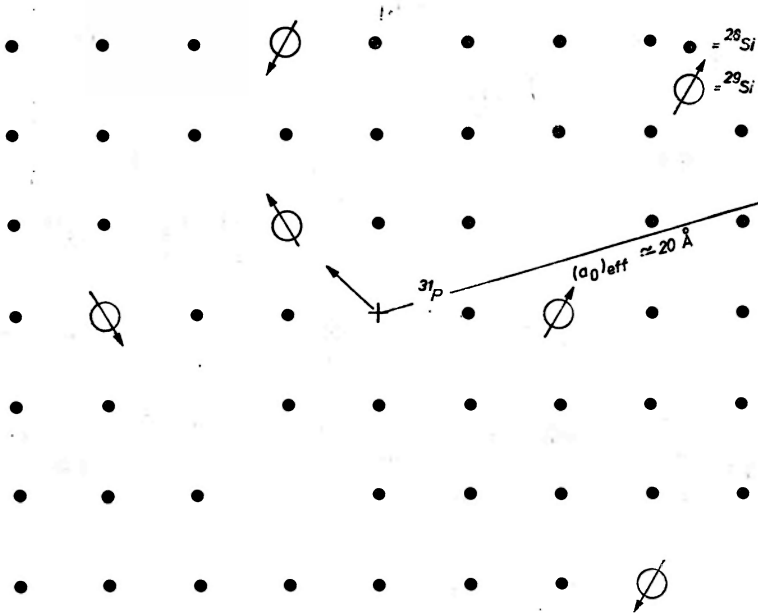
## 2. Początki teorii lokalizacji

Na początku roku 1956 utworzony został w Laboratoriach Bella nowy wydział teoretyczny, zorganizowany głównie przez P. A. Wolffa, C. Herringa i mnie. Nasz statut był dość niezwykły jak na laboratorium przemysłowe w tamtych czasach: mieliśmy działać na sposób akademicki z doktorami-stażystami, z niesformalizowanym i demokratycznym kierownictwem oraz z aktywnym programem wizyt naukowych. Tego pierwszego lata mieliśmy szczęście przyjmując dużą grupę gości, z których dwóch związanych z tą historią to: David Pines i Elihu Abrahams<sup>2</sup>.

Trzech z nas wybrało sobie jako temat badań efekty relaksacji magnetycznej obserwowane w serii pięknych doświadczeń nad rezonansem paramagnetycznym na donorach w Si, rozpoczętych przez Boba Fletchera i kontynuowanych później przez George Fehera. Feher badał (głównie) rezonans para-

<sup>2</sup> Warto może wspomnieć, że teoretykami, zatrudnionymi tego lata na stałe lub czasowo w Laboratoriach Bella, byli między innymi: a) (na stałe lub na dłuższy okres) P. W. Anderson, C. Herring, M. Lax, H. W. Lewis, G. H. Wannier, P. A. Wolff, J. C. Phillips; b) (czasowo) E. Abrahams, K. Huang, J. M. Luttinger, W. Kohn, D. Pines, J. R. Schrieffer, P. Nozieres; c) (na stałe, ale nie w grupie teoretycznej) L. R. Walker, H. Suhl, W. Shockley.

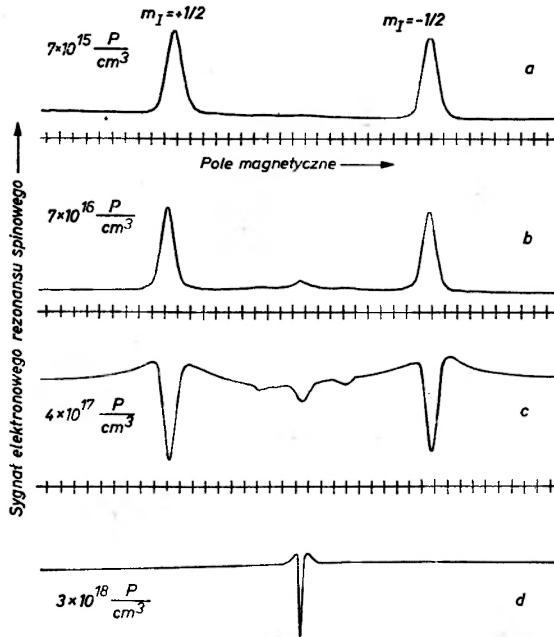
magnetyczny w temperaturze helowej na układzie domieszek donorowych (np. P, As itp.) w bardzo czystym Si, w zakresie koncentracji  $10^{15}$ – $10^{18}$  domieszek na  $\text{cm}^3$ , obejmującym koncentrację dla której tworzy się „pasma domieszkowe: około  $6 \times 10^{17}$ . W powyższych temperaturach większość donorów była neutralna (poza tymi, które opróżnione zostały przez kompensujące domieszki akceptorowe takie, jak B, Al lub Ga) z czterema elektronami walencyjnymi wchodzącymi w wiązania i wodoropodobnym orbitalem zajęтым przez pozostały elektron, którego efektywny promień Bohra jest rzędu  $20 \text{ \AA}$  na skutek



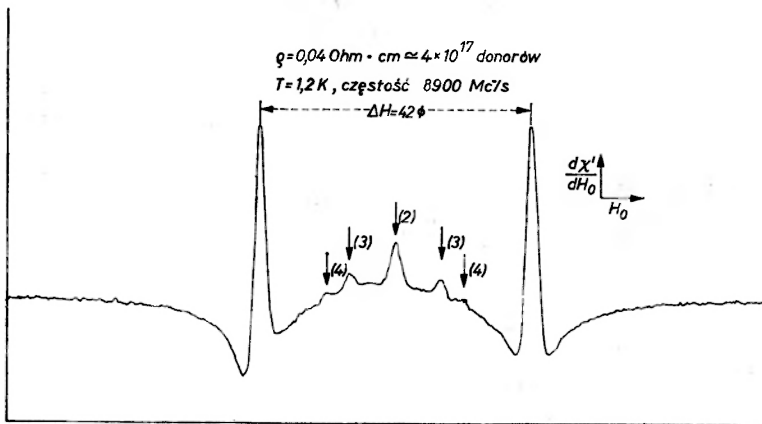
Rys. 9. Donorowe funkcje falowe w Si oraz jądra  $^{29}\text{Si}$ ; obraz schematyczny

dużej stosunkowo wartości stałej dielektrycznej i małej masy efektywnej (rys. 9). Swobodny spin tego dodatkowego orbitalu donorowego wchodzi w oddziaływanie nadsubtelne z jądrem donoru (np.  $^{31}\text{P}$  lub As), co prowadzi do wyraźnej struktury nadsubtelnej (hfs) [30], pokazanej na rys. 10a i 10b. Podstawienia izotopowe wykazały ponadto, że większa część poszerzenia resztkowego linii wynika także z oddziaływań nadsubtelnych rozciągającego się na dużym obszarze orbitalu z rozrzuconymi przypadkowo (na poziomie ok. 5%) jądrami  $^{29}\text{Si}$  w naturalnym Si, i że dla odpowiednio niskich koncentracji donorów — rzędu  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  — czasy relaksacji spin-spin i spin-sieć równe były wielu sekundom. Linie były „niejednorodnie poszerzone” tak, że można było stosować wiele dokładnych technik doświadczalnych. Feher i Fletcher [31] sondowali już wtedy problem, który nazwalibyśmy obecnie przejściem Mott-Andersona w tych materiałach (rys. 10a). W miarę wzrostu koncentracji pojawiają się stopniowo linie cząstkowej hfs oznaczające grona 2, 3, 4 lub więcej spinów, dla których całki wymiany między donarami dominują nad rozszcze-

pieniem nadsubtelnym, a spiny elektronowe widzą cząstkowo każde z jąder donorowych wchodzących w skład grona. (Dobry tego przykład przedstawia rys. 10b.) Wreszcie dla koncentracji około  $6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  ma miejsce nagłe przejście



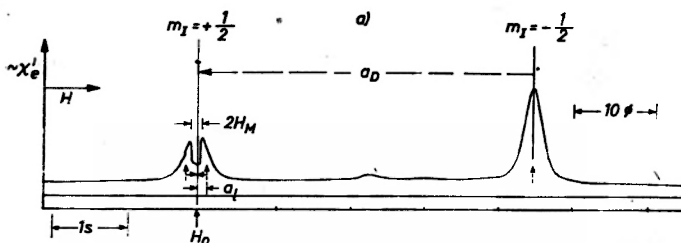
Rys. 10. a). Donorowe struktury nadsubtelne w EPR dla koncentracji donorów ( $P$ ) wzrastających i przechodzących przez punkt przejścia metal-izolator Motta-Andersona



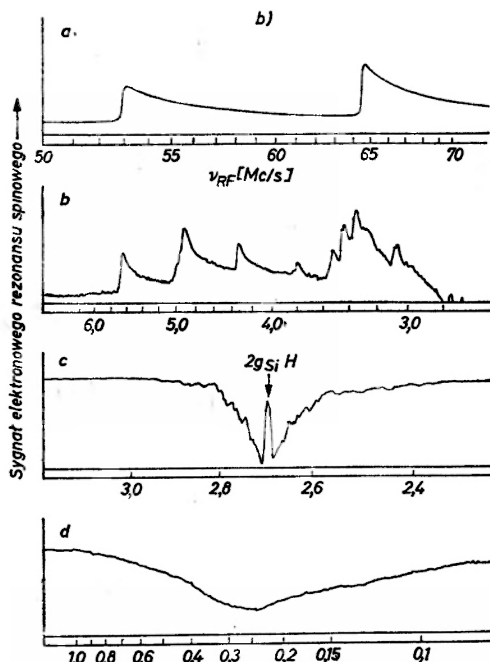
Rys. 10 b). Przykład dobrze ukształtowanych linii pochodzących od oddziaływań z gronami

do jednorodnie poszerzonej linii elektronu swobodnego: elektron znalazł się w tym momencie w „pasmie domieszkowym”. Pines, Bardeen i Slichter [33] rozwinęli właśnie wtedy teorię relaksacji spin-sieć dla donorów i naiwnie spo-

dziewaliśmy się, że wkrótce będziemy umieli zastosować ją do wyników Fehera. W rzeczywistości jednak nie pojawiła się żadna próba teoretycznego wyjaśnienia obserwowanych przez Fehera zjawisk relaksacyjnych, lecz tylko opis jego eksperymentów [34]. Doszliśmy wkrótce wszyscy trzej do wniosku, że zetknęliśmy się z sytuacją bardziej złożoną, z której niewiele rozumieliśmy. W szczególności, zupełnie niezrozumiałe były dla nas niezmiernie ostre, o dobrze określonych brzegach „pakiety spinowe”, na których istnienie wskazywały doświad-



Niejednorodne poszerzenie linii w krzemie domieszkowanym fosforem ( $\rho = 0,25 \Omega \text{ cm}$ ,  $T = 1,2 \text{ K}$ ,  $H_0 = 3000 \text{ G}$ ) w eksperymentach ENDOR  
Pakiety spinowe zorientowane są tak jak pokazują strzałki

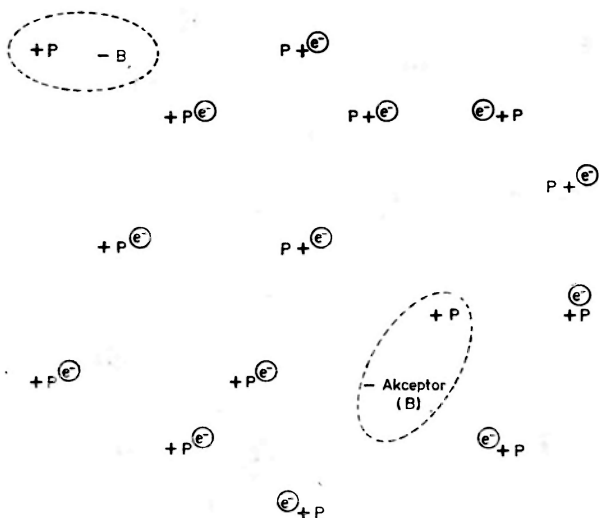


Widmo rezonansu podwójnego w Si domieszkowanym fosforem  
 $\approx 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T = 1,3 \text{ K}$ ,  $\nu_e \approx 9000 \text{ Mc/s}$

Rys. 11 a) Widmo ENDOR z „wygryzieniem linii”. W czasie wysycenia pewnej wybranej częstości (11a) przyłożono zmienny sygnał o rosnącej częstości radiowej (11b). Należy zwrócić uwagę na powolne wypełnianie się linii (regeneracje wykładnicze) na rys. 11b: czas zmieniania częstości wynosi kilka minut. Jest to relaksacja sprzężenia spinu  $^{29}\text{Si}$  z siecią wzmożona przez przyłożony sygnał radiowy

czenia takie jak „wygryzienie linii, a następnie piękny efekt „ENDOR” [32, 34] (podwójny rezonans elektronowo-jądrowy). (W doświadczeniu ENDOR Feher wybierał pakiet spinowy wysycając linię przy określonej częstotliwości (wygryzienie linii na rys. 11a), a następnie śledził częstotliwość NMR (magnetycznego rezonansu jądrowego) jąder  $^{29}\text{Si}$  oddziałujących z pakietem spinów pobudzając układ odpowiednią częstotliwością radiową i obserwując zanik wysycenia tego pakietu (rys. 11b). Na rysunku tym wielosekundowy czas powrotu do sytuacji wyjściowej po przebiegnięciu przez linię ENDOR jest dowolnym oszacowaniem czasu relaksacji  $T_2$  pakietu, gdyż układ ten jest ciągle wzbudzony. Każdy zatem z elektronów związanych z donorami  $P$  ma swą własną częstotliwość, którą utrzymuje przez wiele sekund lub minut.

Zakładaliśmy od samego początku słuszność podstawowych koncepcji Motta dotyczących ruchu elektronu: ze względu na obecność niewielkiej liczby kompensujących akceptorów, większość donorów jest obsadzona dzięki odpychaniu kulombowskiemu i mamy do czynienia z obserwowanym paramagnetycznym układem spinowym. W. Kohn, tak mi się wydaje, zasugerował, że puste donory — dzięki przyciąganiu kulombowskiemu — powinny znajdować się w pobliżu ujemnie naładowanych, kompensujących je akceptorów (patrz rys. 12). Ruch elektronów był więc niewielki i zanotowaliśmy jedynie nieznaczne

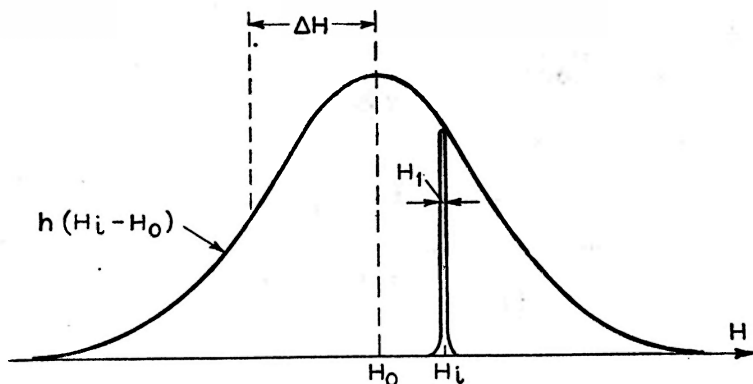


Rys. 12. Hipotetyczne wiązanie naładowanych donorów do akceptorów

skrócenie czasów relaksacji w miarę zbliżania się do tego co dziś nazywamy przejściem „Motta-Andersona”. Wygodnie nam wtedy było w siebie wmówić, że nie trzeba żadnego nadzwyczajnego mechanizmu, który zapobiegałby poruszeniu się naładowanych wzbudzeń elektronowych. (Było to akurat w tym samym czasie, kiedy — mając na celu wykrycie tego ruchu — zasugerowałem Geballe’owi zbadanie relaksacji dielektrycznej w tych materiałach. Doprowadziło to do odkrycia dobrze teraz znanej zależności Pollaka-Geballe’a [35]

mówiącej, że przewodnictwo zmienia się jak  $\omega^{0.8}$ . Dla mnie wtedy brak przewodnictwa w pasmie domieszkowym był poważnym problemem zarówno w tym, jak i w wielu innych układach.)

Żadne argumenty oparte na oddziaływaniu kulombowskim nie ustrzegły nas przed drugim dylematem: braku dyfuzji spinowej. W roku 1949, Bloembergen wysunął koncepcję dyfuzji spinowej w układach spinów jądrowych [36], którą od tamtego czasu potwierdzono doświadczalnie wiele razy. W myśl tej koncepcji oddziaływania dipolarne powodują wzajemne precesje, które w wysokotemperaturowym stanie paramagnetycznym układu spinowego mogą



Rys. 13. „Pakiety spinowe” i dyfuzja widmowa

drogą dyfuzji wyróżnić temperaturę spinową w przestrzeni dając tym samym możliwość relaksacji spinom jądrowym na przykład, przez przedyfundowanie w otoczenie domieszki ze spinem. Do obliczenia tego procesu użył on prostego oszacowania wynikłego ze złotej reguły oraz teorii przypadkowego błędzenia.

W myśl wprowadzonego przez Portisa w roku 1953 pojęcia losowego „poszerzenia niejednorodnego” [37] osiągnięcie całkowitego zrównoważenia jest utrudnione w obrębie jednej linii. Zamiast tego mówi się o „pakietach spinowych” spinów mających określoną częstość rezonansową w obrębie linii (rys. 13). (Pakiety takie są oczywiście rozłożone przypadkowo w przestrzeni; w układach makroskopowo niejednorodnych obserwowano to zjawisko dużo wcześniej.) Portis oszacował, że jeśli oddziaływanie sąsiednich spinów wynosi  $J_{ij}$ , to czas życia pakietu spinowego powinien być rzędu [38],

$$\hbar/\tau \cong \pi |J_{ij}|_{\text{ave}}^2 \frac{Z}{W}, \quad (8)$$

gdzie  $W$  jest szerokością linii; wzór ten jest oczywistą konsekwencją złotej reguły. Kiedy jednak Elihu Abrahams oszacował  $J_{ij}$  dla naszego układu, okazało się, że zgodnie ze wzorem (8),  $\tau$  powinno zmieniać się w granicach 0.1— $10^{-6}$  s,

podczas gdy pakiety spinowe Fehera w typowym doświadczeniu ENDOR pozostawały nasycone przez okres 10—100 sekund. Jego oszacowania zostały sprawdzone przy pomocy efektu oddziaływań w „gronach” z rysunków 10.

W moich notatkach, pod datą 20. 6. 1956 znajduję wzmiankę o dyskusji z Pinesem, podczas której — w celu wyjścia z tych kłopotów — zaproponowałem twierdzenie typu „wszystko lub nie”. Następnie pod datą 31. 10. 1956 pojawia się notatka optymistycznie nazywana „dowodem” „twierdzenia Andersona” — niezbyt jeszcze wyrafinowana wersja mojej ostatecznej pracy, którą mimo wszystko trudno traktować jako „dowód”; w rzeczywistości nie istnieje on do dziś. Wydaje mi się, że mówiłem też o tym niezainteresowanemu audytorium na Międzynarodowym Sympozjum Fizyki Teoretycznej w Seattle. Faktycznie jednak pracy tej nie ukończyłem aż do chwili, która nastąpiła niedługo po tym, jak opowiedziałem o niej niemal równie niezainteresowanej grupie stałych pracowników oraz gości w dniach 10 i 17 lipca 1957 roku. W tym okresie naprzykrzałem się najwidoczniej każdemu „moim” twierdzeniem: Peter Wolff dał mi krótki kurs teorii zaburzeń, Conyers Herring wyszukał użyteczne preprinty prac Broadbenta i Hammersleya o nowej wtedy teorii perkolacji, Larry Walker wysunął jakąś sugestię, George Wannier postawił istotne pytanie, itd. Ale o ile pamiętam, ogólne nastawienie kolegów było takie, aby mi poprawić samopoczucie.

Proszę mi teraz pozwolić na zaprezentowanie podstaw rozumowania, jakie wówczas przedstawiłem [39], w dużo jednak nowocześniejszym języku (matematyka jest w zasadzie ta sama). Nie sędzę, że jest to jedyny lub ostateczny sposób zrobienia tego. Z wielu względów lepszą może być, na przykład, dyskusja — taka, jaką przeprowadził Thouless ze współpracownikami — oparta na koncepcji minimum przewodnictwa metalicznego Motta, o której on sam wspomni. Myślę jednak, że sposób, który zaprezentuję, pozwala dojrzeć najlepiej istotę tego zadziwiającego nieergodycznego zachowania. Przepraszam za tę krótką wycieczkę w stronę matematyki, ale proszę mi wierzyć, że przytoczę tu możliwie najmniejszą jej ilość.

Pierwszym problemem było stworzenie modelu, który zawierałby tylko rzeczy niezbędne. Był on dość prosty: zlinearyzowany, losowy model „ciasnego wiązania” cząstek nieoddziałujących:

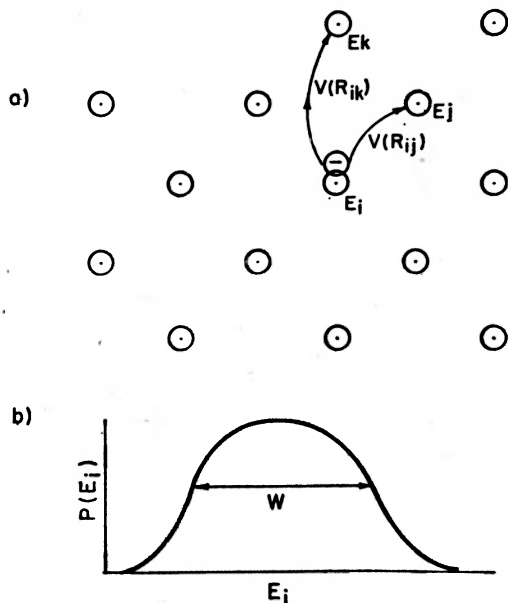
$$H = \sum_i E_i n_i + \sum_{ij} V_{ij} c_i^\dagger c_j, \quad (9)$$

gdzie „hoppingowe” całki  $V_{ij}$  wybrano jako nielosowe funkcje argumentu  $r_{ij}$  (położenia  $i$  mogą przypadać w położeniach sieciowych, jeśli tego chcemy), natomiast  $E_i$  wybrane zostały z losowego rozkładu prawdopodobieństwa o szerokości  $W$  (rys. 14). Wielkości  $c_i$  mogą być współrzędnymi oscylatora harmonicznego (fononowymi), operatorami elektronowymi lub spinorami, dla których  $V_{ij} \cong J_{ij}$ ; oddziaływania  $J_{ij}$   $S_i^z S_j^z$  oraz odwrócenia spinu zostały zamie-

bane. Istotne jest tu to, że hamiltonian (9) prowadzi do liniowego równania ruchu

$$i\hbar\dot{c}_i^{\dagger} = E_i c_i^{\dagger} + \sum_j V_{ij} c_j^{\dagger}. \quad (10)$$

Gdyby  $W$  było równe zeru, a wszystkie  $E_i$  równe sobie (powiedzmy: równe zeru), to równanie (10) opisywałoby pasmo stanów blochowskich o szerokości równej około  $2\bar{V}_{ij}$ . Dla  $W \ll \bar{V}_{ij} = V$ , teorie transportu opracowane ostatnio przez Van Hove'a i Luttingera [40] powinny oczywiście opisywać rozpraszanie fal swobodnych (powiedzmy dla uproszczenia: elektronów) na domieszkach.



Rys. 14. Model dyfuzji w sieci nieuporządkowanej: a) węzły i całki hoppingowe, b) rozkład prawdopodobieństwa dla  $E_i$

Jeśli zaś z drugiej strony,  $W \gg V$ , to powinno ono opisywać nasz układ lokalnych pól oddziaływań nadsubtelnych, dużych w porównaniu z  $J_{ij}$ ; albo przypadkowo rozłożonych energii kulombowskich i energii naprężeń dużych w porównaniu z całkami hoppingowymi dla przeskoków elektronów między domieszkami.

Narzuca się w tym miejscu potraktowanie  $W$  jako zaburzenia w pierwszym, a  $V_{ij}$  jako zaburzenie w drugim przypadku; ale wcale nie jest oczywiste, że zachowanie się teorii zaburzeń jest zupełnie inne w każdym z tych dwóch przypadków. Celem uściślenia, użyjmy „rezolwenty” albo też operatora Greena, który opisuje wszystkie ściśle funkcje falowe  $\varphi_a$  i odpowiadające im energie  $E_a$ :

$$G = \frac{1}{E-H}; \quad \text{tzn.} \quad G(r, r') = \sum_a \varphi_a(r) \frac{1}{E-E_a} \varphi_a(r'), \quad (11)$$



gdzie  $\varphi_a$  i  $E_a$  są ścisłymi funkcjami falowymi i energiami własnymi hamiltonianu (9). W konwencjonalnym, „transportowym” przypadku wchodzimy do teorii zaburzeń ze stanami typu fal płaskich

$$\varphi_k^0 = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_i e^{ik \cdot R_i} \varphi_i$$

o energiach

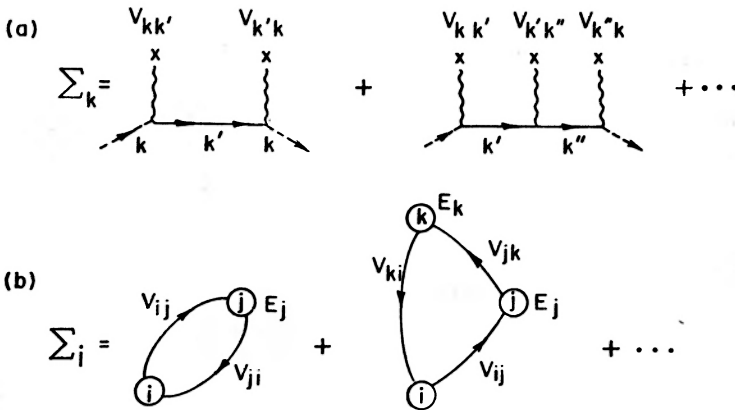
$$E_k = \sum_{(i-j)} V_{ij} \cos k(R_i - R_j),$$

o których założymy, że są jedynie słabo zaburzone obecnością rozproszeń spowodowanych przypadkowo fluktuującymi  $E_i$ . Energie  $E_k$  tworzą kontinuum w granicy nieskończonego układu, co wykorzystamy do przeformułowania teorii zaburzeń; otrzymujemy wtedy

$$G_{kk} = \frac{1}{E - E_k - \Sigma(k, E)} \quad (12)$$

gdzie  $\Sigma$  zwana „energją własną” sama jest dana szeregiem perturbacyjnym (rys. 15a)

$$\Sigma = \sum_{k' \neq k} (V_{kk'})^2 \frac{1}{E - E_{k'}} + \sum_{k'', k' \neq k} \frac{V_{kk'} V_{k''k'} V_{k'k}}{(E - E_{k'}) (E - E_{k''})} + \dots \quad (13)$$



Rys. 15. a). Diagramy energii własnej w konwencjonalnej teorii „propagatorowej” b) Diagramy energii własnej w teorii „lokatorowej”

który, ze względu na to, że  $E_k$  tworzą kontinuum, ma nieznikającą część urojoną, gdy  $E$  schodzi na oś rzeczywistą

$$\lim_{\text{Im} E \rightarrow \pm 0} \text{Im} \Sigma = \pm \pi \int |V_{kk'}|^2 \delta(E_{k'} - E) + \dots \quad (14)$$

Zwróćmy uwagę na to, że  $V_{kk'}$  pochodzi tu od szerokości  $W$ , a nie od  $V_{ij}$ .

Równanie to oznacza, że  $E_k$  ma skończoną szerokość, a  $\text{Im}G$  — będące gęstością stanów — jest ograniczoną, ciągłą funkcją  $E$  (rys. 16):

$$\lim_{s \rightarrow \pm 0} G_k(E + is) = \frac{1}{E - E_k - \text{Re}\Sigma \mp i\Delta(E)}. \quad (15)$$

Funkcja  $G$  ma istotne cięcie wzdłuż osi rzeczywistej i w każdym węźle mamy kontinuum stanów energetycznych o dowolnych energiach z pasma: stany te zwiemy obecnie „rozciągniętymi”. Zatem, na mocy definicji  $G$  danej w (11) mamy

$$\text{Im}G(i, i; E) = \pi \sum_{\alpha} |\varphi_{\alpha}(r_i)|^2 \delta(E - E_{\alpha}). \quad (16)$$

Transformując (15) tak, by otrzymać  $G_{ii}$ , przekonujemy się, że każde z  $|\varphi_{\alpha}(r_i)|^2$  jest infimezymalnie małe, rzędu  $\frac{1}{\sqrt{N}}$ , co w granicy  $N \rightarrow \infty$  daje w położeniu węzła rzeczywiste kontinuum stanów o dowolnej energii. Istnieją oczywiście reguły sumacyjne mówiące, że każdy stan gdzieś się znajduje i że żaden stan nie został zgubiony:

$$\sum_i |\phi_{\alpha}(i)|^2 = \sum_{\alpha} |\phi_{\alpha}(i)|^2 = 1, \quad (17)$$

które są spełnione dla funkcji  $\phi_{\alpha}(i) \sim (\sqrt{N})^{-1}$ , gdzie  $N$  jest liczbą zarówno wszystkich  $\alpha$ , jak i wszystkich  $i$ .

Mój wkład polegał właśnie na wykazaniu, że nie jest to jedyny możliwy przypadek, różny od przypadku pustego pasma energetycznego, czy też zbioru stanów dyskretnych takich, jakie można znaleźć w pobliżu izolowanego potencjału przyciągającego w rodzaju atomu wodoru. To co ja pokazałem, to to, że można mieć do czynienia z kontinuum w energii, ale nie w przestrzeni. Można to uwiarygodnić natychmiast robiąc rachunek zaburzeń w odwrotnej kolejności.

W przypadku tym  $E_i$  traktuje się jako duży człon, a wyjściowymi funkcjami własnymi i energiami własnymi są

$$\phi_i^0 = \varphi_i, \quad E_i^0 = E_i, \quad (18)$$

a  $V_{ij}$  jest zaburzeniem. W tym przypadku (który Larry Walker radził mi nazwać „cisport”), używany szeregu „lokatorów” zamiast „propagatorów”, ponieważ „lokator”  $G_{ii}$  jest użyty zamiast „propagatora”  $G_{kk}$ . Jest on postaci

$$G_{ii}(E + is) = \frac{1}{E + is - E_i - \Sigma_i(E + is)} \quad (19)$$

gdzie energia własna  $\Sigma$  dana jest teraz szeregiem podobnym na pierwszy rzut oka do (13) (rys. 15b):

$$\Sigma_i = \sum_{j \neq i} \frac{(V_{ij})^2}{E - E_j} + \sum_{j, k \neq i} \frac{V_{ij} V_{jk} V_{ki}}{(E - E_j)(E - E_k)} + \dots \quad (20)$$

Jeśli w tym miejscu zrobimy jeden drobny błąd, wtedy natychmiast otrzymamy znowu wynik Portisa (8); mianowicie jeśli uśrednimy w jakikolwiek sposób, wtedy otrzymujemy,

$$\text{Ave}\left\{\lim_{s \rightarrow 0^+} (\text{Im}\Sigma(E+is))\right\} \cong \frac{\langle V_{ij}^2 \rangle}{W}. \quad (21)$$

Istnieje jednak bardzo ważna, podstawowa prawda dotycząca układów nieuporządkowanych, o której zawsze musimy pamiętać: **żaden rzeczywisty atom nie jest średnim atomem, ani też żaden eksperyment nie jest wykonywany na statystycznym zespole próbek.** To, co rzeczywiście musimy znać, to rozkład prawdopodobieństwa wielkości  $\text{Im}\Sigma$ , a nie jej wartość średnią, gdyż interesują nas jedynie indywidualne przypadki. Chciałbym podkreślić, że to podejście jest bardzo ważne i z gruntu nowe: wyraża ono gotowość zajmowania się **rozkładami**, a nie wartościami średnimi. W większości ostatnich osiągnięć w dziedzinie podstaw fizyki materiałów amorficznych ten sam rodzaj postępowania miał istotne znaczenie, z czego wynika, że układ nieuporządkowany należy traktować nie jako brudny układ regularny, ale należy do niego podchodzić w sposób zasadniczo odmienny.

Mając to na uwadze wystarczy, jak się okazuje, zbadać tylko pierwszy wyraz w (20). Przyjmijmy najpierw skończone  $s$ , a dopiero potem przejdziemy do granicy  $s \rightarrow 0$ . Dla skończonego  $s$ ,

$$\text{Im}\left(\frac{\Sigma}{s}\right) = \sum_j \frac{|V_{ij}|^2}{(E-E_j)^2 + s^2}.$$

Warunkiem na to, by funkcja  $\text{Im}\left(\frac{\Sigma}{s}\right)$  miała ostre maksimum w położeniu  $E_j$  jest, by  $E_j$  znalazło się nie dalej niż o  $s$  od  $E$  oraz, by  $V_{ij} > s$ . Celem oszacowania prawdopodobieństwa tego, że  $V_{ij}$  jest dostatecznie duże, przyjmujemy uzasadnioną fizycznie, wykładniczą postać funkcji falowych, wówczas

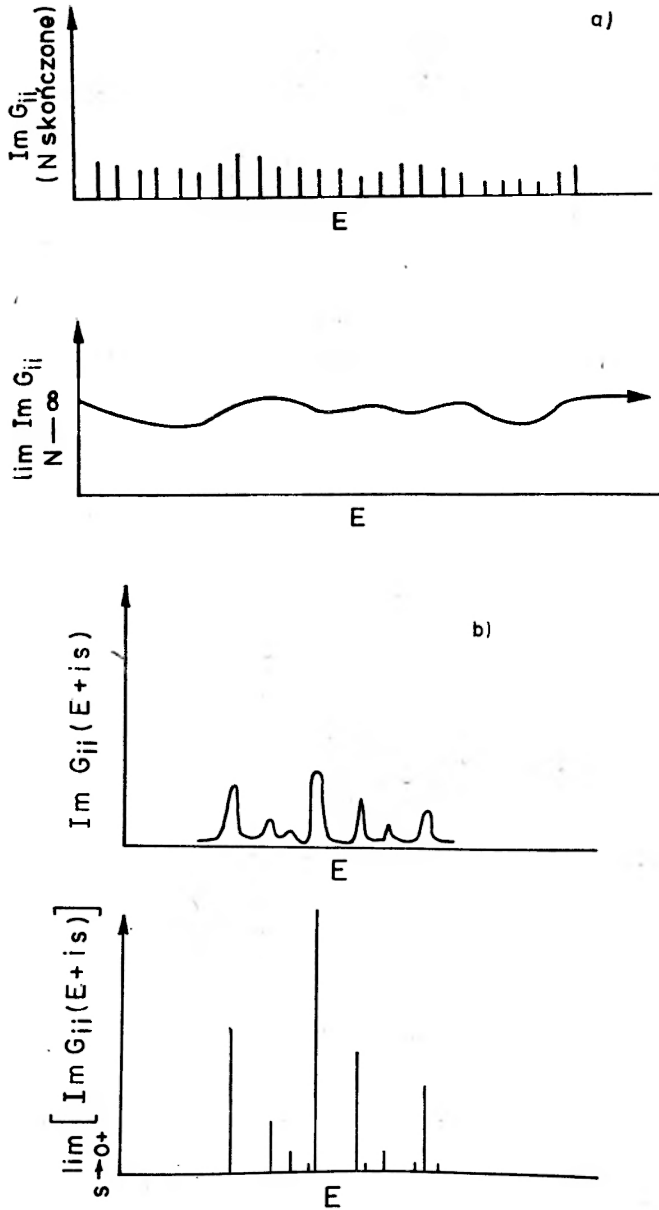
$$V(R) = V_0 e^{-R/R_0}.$$

W przedziale energii rzędu  $s$  znajduje się  $Ns/W$  porcji energii  $E_j$  na jednostkę objętości ( $N$  jest liczbą węzłów na jednostkę objętości), a z warunku  $V > s$  wynika, że

$$V > s : R < R_0 \ln \frac{s}{V_0}.$$

Prawdopodobieństwo tego, że  $V > s$  i jednocześnie  $E-E_j < s$  wynosi:

$$P(V > s, |E-E_j| < s) = N \cdot \frac{4\pi R_0^3}{3} \left(\frac{s}{W}\right) \left(\ln \frac{s}{V_0}\right)^3 \quad P(s \rightarrow 0) = 0.$$



Rys. 16. a).  $\text{Im } G_{ii}$  w przypadku rozciągłym; b)  $\text{Im } G_{ii}$  w przypadku zlokalizowanym

Można to łatwo przekształcić i pokazać, że rozkład prawdopodobieństwa wielkości  $\text{Im } \Sigma$  ma zasadniczo następującą postać

$$\lim_{s \rightarrow 0} P\left(\text{Im}\left(\frac{\Sigma}{s}\right) = X\right) dX = \frac{dX}{X^{3/2}} e^{-s/X} \quad (22)$$

“Well, in *our* country,” said Alice, still panting a little, “you’d generally get to somewhere else— if you



ran very fast for a long time as we’ve been doing.”

“A slow sort of country!” said the Queen. “Now, *here*, you see, it takes all the running *you* can do, to keep in the same place.

Rys. 19. Wysiłki w celu uniknięcia lokalizacji (Dodgson)

o rozbieżnej wartości średniej, tak jak być powinno; tym niemniej rozkład jest skończony tak, że  $\text{Im} \Sigma \propto s$  i nie istnieje tu skończone cięcie wzdłuż osi rzeczywistej.

Jeżeli zastanowimy się przez chwilę nad tym, co to oznacza, okaże się to bardzo proste. Możemy spełnić regułę sumacyjną (17) **nie** dzięki temu, że każde  $\phi_a(i)$  jest *infinitesimalnie* małe, ale dzięki temu, że mamy dyskretny szereg skończonych wartości: największe  $\phi_a^4$  jest rzędu 1, następne rzędu 1/2, itd., itd. (patrz rys. 16b). Zatem  $\text{Im} G_{ii}$  jest sumą dyskretnych nieskończonych szeregów funkcji  $\delta$  o zbieżnych współczynnikach. Jest to przypadek **zlokalizowany**.

Mamy już dość tej całej matematyki, ale na szczęście jest to wszystko, czego będziemy potrzebowali. Reszta sprowadza się po prostu do pytania, kiedy taka procedura ograniczająca się do najniższego rzędu jest uzasadniona, a kiedy się ona załamuje.

Przeważającą część oryginalnej pracy poświęciłem temu, jak postępować z wyższymi wyrazami szeregu i pokazaniu, że nie prowadzą one do zmian jakościowych: ich rzeczywisty wpływ sprowadza się do takiej **renormalizacji**  $V_{ij}$  oraz  $E_j$ , że gdyby nawet  $V_{ij}$  było początkowo krótkozasięgowe, to staje się ono efektywnie wykładnicze; ponadto wielkości  $V_{ij}$  poszerzają, oczywiście, widmo. Jeśli rzeczy tak się mają, to można stwierdzić, że z przypadkiem rozciągniętym możemy mieć do czynienia tylko, gdy teoria zaburzeń załamuje się. Ma to miejsce wtedy, gdy wyższe wyrazy w teorii zaburzeń „renormalizują”  $V(R_j)$  i rozszerzają jego zasięg coraz dalej tak, że funkcja zlokalizowana wykładniczo przestaje nią być, aż w końcu osiągnięta zostaje „krawędź ruchliwościowa” czy też „przejście Andersona”.

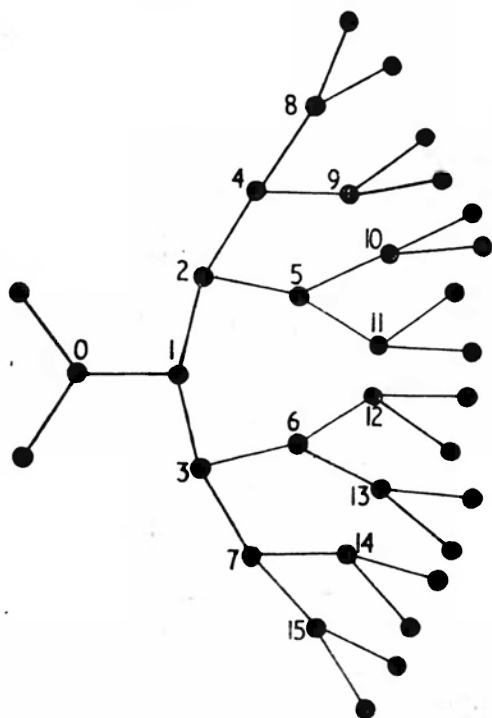
W tym miejscu zaczynamy dochodzić do niektórych z tych koncepcji, które opisał Profesor Mott<sup>3</sup>. Po pierwsze jasne jest, że szereg dający energię własną jest funkcją  $E$ , tzn. położenia, w którym znajdujemy się na rzeczywistej osi energii; on pierwszy zatem przestanie być zbieżny dla pewnej szczególnej wartości  $E$ : odpowiadającej „krawędzi ruchliwości”.

Dla rozważanego modelu sensownie jest przyjąć — co więcej jest to częsta sytuacja — że mamy przypadek zlokalizowany dla pewnych energii, a rozciągnięty dla innych, które są od siebie oddzielone „krawędzią ruchliwościową”. Znaczenie tego faktu docenił Mott.

Oszacowałem tę rozbieżność czy też „przejście Andersona” w mojej pracy oryginalnej używając bardzo konserwatywnych przybliżeń, ale dopiero dużo później okazało się [41], że obliczenie to było **ściśle** dla przypadku „drzewa Cayleya” czy też sieci Bethgo (rys. 17). Dużo wcześniej Borland [42] oraz Mott i Twose [43] wykazali, że lokalizacja ma zawsze miejsce w jednym wymiarze (również przypadek drzewa Cayley’a o  $K = 1$ ). Ponieważ łatwo przekonać się, że drzewo Cayley’a jest siecią o nieskończonym wymiarze  $d$  (choć

<sup>3</sup> N. Mott, *Elektrony w szkle*, *Postępy Fizyki* 29, 563 (1978), (Przyp. Red.).

o skończonej liczbie najbliższych sąsiadów), jest więc tak, jak gdyby delokalizacja miała najpierw zachodzić dla pewnego niższego, krytycznego wymiaru  $d_c$ , którego wartość ocenia się jako 2 na podstawie teorii skalowania Thoulessa [44]. Te argumenty wymiarowe (lub równoważne im argumenty Thoulessa) rozproszyły po pierwsze moje wcześniejsze obawy, że moje przybliżenia diagramowe mogłyby być nieuzasadnione: w rzeczywistości **zanizają** one raczej

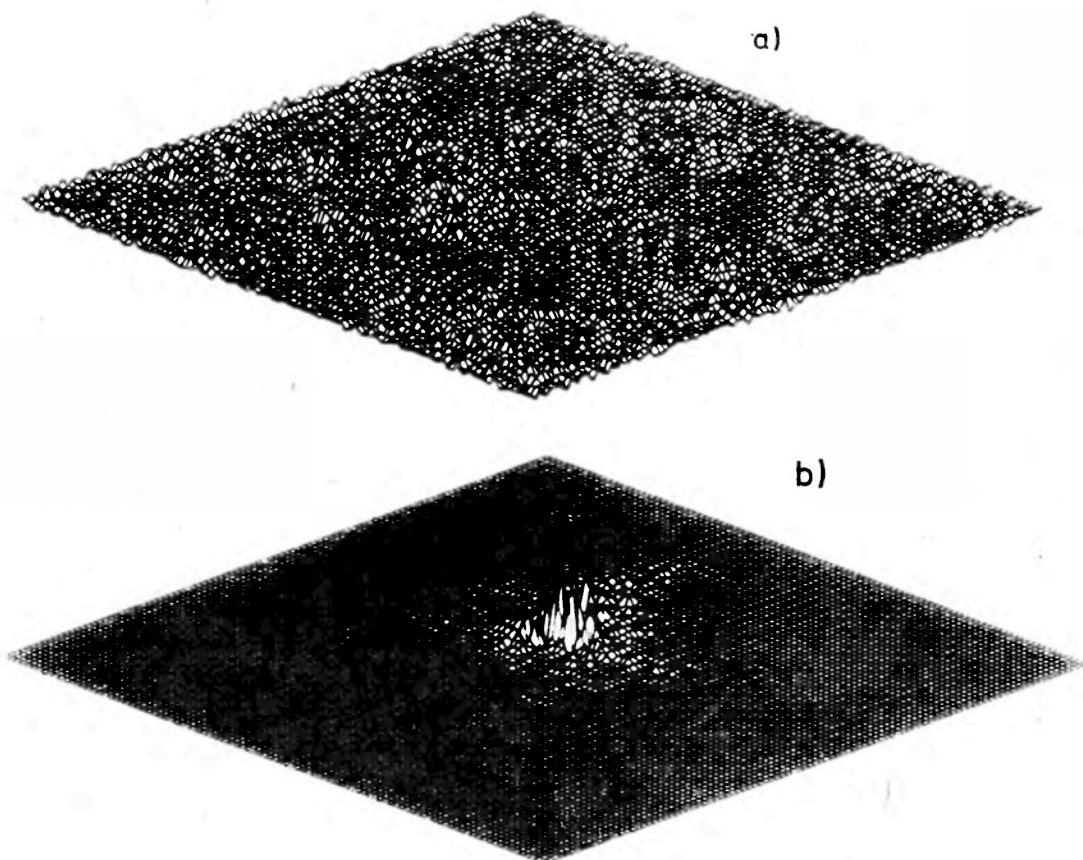


Rys. 17. „Drzewo Cayleya” dla którego teoria lokalizacji jest ścisła

lokalizację niż ją przeceniają. Drugim powodem, dla którego odczuwałem zniechęcenie w początkach pracy, było to, że nie mogłem pojąć, w jaki sposób można uwzględnić pominięte oddziaływania i obawiałem się, że mogłyby one także spowodować delokalizację. Oczywiście stwierdzenie, że izolator Motta lokalizuje bez nieuporządkowania, właśnie z powodu oddziaływań, uwolniło mnie od tych obaw: można łatwo przekonać się, że efekty Motta i Andersona wspomagają się, a nie znoszą wzajemnie, o czym wspomniałem w moich uwagach na temat „szkieł Fermiego” [45], która to praca mniej lub bardziej zaznacza moment mojego ponownego zainteresowania się tym problemem. Obecne moje żywe zainteresowanie tymi zagadnieniami bierze się stąd, że czuję iż teoria lokalizacji z uwzględnieniem oddziaływań zaczyna nabierać kształtów; zarówno w pracach mojego zespołu, jak i w tym co omówi Profesor Mott. Jest godnym

uwagi, że w niemal wszystkich przypadkach oddziaływania grają istotną rolę, a mimo to wiele wyników nie zostało przez nie zbyt poważnie zmienionych.

Zakończę więc na tym i pozostawię uzupełnienie opowiadania Profesorowi Mottowi. Chciałbym jednak dodać dwie rzeczy: po pierwsze ilustracje pięknej symulacji komputerowej wykonanej przez Yoshino i Okazaki [46], które powinny przekonać największych sceptyków, że lokalizacja rzeczywiście zachodzi. Na obu przedstawionych rysunkach  $W$  różni się o czynnik 1.5, co jak widać powoduje zmianę typowej funkcji falowej od rozciągłej do skrajnie zlokalizowanej (patrz rys. 18).



Rys. 18. Komputerowa demonstracja lokalizacji (opublikowana za zgodą Yoshino i Okazaki):  
a)  $W/V = 5.5$ , b)  $W/V = 8.0$

Wreszcie, jak Państwo zauważyli, zaszliśmy aż tak daleko tylko po to, by uwiązać w jednym miejscu momenty magnetyczne — w pierwszym przypadku, a elektory — w drugim. Sytuację tę zapowiadały już prace wybitnego mate-



matyka XIX wieku o nazwisku Dodgson, jak to pokazuje ostatni rysunek (rys. 19). „Bo tu jak widzisz, trzeba biec tak szybko, jak się potrafi, żeby zostać w tym samym miejscu”<sup>4</sup>.

Tłumaczył Zbigniew Gortel

#### Literatura

- [1] P. W. Anderson, *Phys. Rev.* **115**, 2 (1959).
- [2] P. W. Anderson, *Solid State Phys.* (F. Seitz, D. Turnbull, Red.) **14**, 99 (1963).
- [3] H. Hurwitz, nieopublikowana praca doktorska, Harvard 1941.
- [4] J. H. van Vleck, *Rev. Mod. Phys.* **25**, 220 (1953).
- [5] J. Friedel, *Can. J. Phys.* **34**, 1190 (1956); Suppl. *Nuovo Cim.* VII, 287 (1958).
- [6] A. Blandin, J. Friedel, *J. Phys. Radium.* **20**, 160 (1959).
- [7] H. Suhl, B. T. Matthias, *Phys. Rev.* **114**, 977 (1959).
- [8] A. M. Clogston, B. T. Matthias, M. Peter, H. J. Williams, C. Corenzwit, R. C. Sherwood, *Phys. Rev.* **125**, 541 (1962).
- [9] J. Owen, M. Browne, W. D. Knight, C. Kittel, *Phys. Rev.* **102**, 1501 (1956).
- [10] L. T. Crane, J. E. Zimmerman, *Phys. Rev.* **123**, 113 (1961).
- [11] K. Yosida, *Phys. Rev.* **106**, 893 (1957).
- [12] P. W. Anderson, *Phys. Rev.* **124**, 41 (1961).
- [13] P. W. Anderson, W. L. McMillan, Proc. Varenna School of Physics XXXVII (1966), p. 50, Academic Press, N. Y. 1967.
- [14] B. Caroli, A. Blandin, *J. Phys. Chem. Solids* **27**, 503 (1966).
- [15] S. Alexander, P. W. Anderson, *Phys. Rev.* **133**, A1594 (1964).
- [16] T. Moriya, Proc. Varenna School of Physics XXXVII (1966), p. 206, Academic Press, N. Y. 1967.
- [17] T. B. Grimley, *Proc. Phys. Soc. (Lond.)* **90**, 757; **92**, 776 (1967). p. także A. J. Bennett, L. M. Falicov, *Phys. Rev.* **151**, 512 (1966).
- [18] D. M. Newns, *Phys. Rev.* **178**, 1123 (1969).
- [19] F. D. M. Haldane, P. W. Anderson, *Phys. Rev.* **B13**, 2553 (1976).
- [20] F. D. M. Haldane, Praca doktorska, Cambridge 1977.
- [21] P. W. Anderson, A. M. Clogston, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **6**, 124 (1961).
- [22] J. R. Schrieffer, P. A. Wolff, *Phys. Rev.* **149**, 491 (1966).
- [23] J. Kondo, *Prog. Theor. Phys.* **32**, 37 (1964).
- [24] H. Suhl, *Phys. Rev.* **138**, A515 (1965); A. A. Abrikosov, *Physics* **2**, 21 (1965).
- [25] J. R. Schrieffer, D. C. Mattis, *Phys. Rev.* **140**, A1412 (1965).
- [26] P. W. Anderson, Proc. Conf. on Gauge Theories, p. 311, Northeastern Univ., Arnowitt i Nath, Red., MIT Press 1976.
- [27] P. W. Anderson, G. Yuval, D. R. Hamann, *Phys. Rev.* **B1**, 4464 (1970).
- [28] K. G. Wilson, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 773 (1975).
- [29] H. R. Krishna-Murthy, J. W. Wilkins, K. G. Wilson, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1101 (1975).
- [30] R. C. Fletcher, W. A. Yager, A. N. Holden, W. T. Read, F. R. Merritt, *Phys. Rev.* **94**, 1392 (1954).
- [31] G. Feher, R. C. Fletcher, E. A. Gere, *Phys. Rev.* **100**, 1784 (1955).
- [32] G. Feher, *Phys. Rev.* **114**, 1219 (1959).
- [33] D. Pines, J. Bardeen, C. P. Slichter, *Phys. Rev.* **106**, 489 (1957). p. także E. Abrahams, *Phys. Rev.* **107**, 491 (1957).

<sup>4</sup> Lewis Carroll, *O tym, co Alicja odkryła po drugiej stronie lustra*, tłum. Maciej Słomczyński, Czytelnik, Warszawa 1972, s. 35.

- [34] G. Feher, E. A. Gere, *Phys. Rev.* **114**, 1245 (1959).
- [35] M. Pollak, T. H. Geballe, *Phys. Rev.* **122**, 1742 (1961).
- [36] N. Bloembergen, *Physica* **15**, 386 (1949).
- [37] A. M. Portis, *Phys. Rev.* **91**, 1071 (1953).
- [38] A. M. Portis, *Phys. Rev.* **104**, 584 (1956).
- [39] P. W. Anderson, *Phys. Rev.* **109**, 1492 (1958).
- [40] p. na przykład W. Kohn, J. M. Luttinger, *Phys. Rev.* **108**, 590 (1957).
- [41] P. W. Anderson, R. Abou-Chacra, D. J. Thouless, *J. Phys.* **C6**, 1734 (1973).
- [42] R. E. Borland, *Proc. Roy. Soc.* **A274**, 529—45 (1963).
- [43] N. F. Mott, W. D. Twose, *Adv. Phys.* **10**, 107—63 (1961).
- [44] D. C. Licciardello, D. J. Thouless, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1475—8 (1975).
- [45] P. W. Anderson, *Comments in Solid State Physics* **2**, 193 (1970).
- [46] S. Yoshino, M. Okazaki, *J. Phys. Soc. Japan* **43**, 415—423 (1977).

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

*Tadeusz Skaliński*

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

### O działalności naukowej Stefana Pieńkowskiego — w 25 rocznicę śmierci \*

#### Scientific Activity of Stefan Pieńkowski — On the 25th Anniversary of His Death

*Abstract:* Stefan Pieńkowski (1883—1953) was the director of the Institute of Experimental Physics of the University of Warsaw from 1919 until his death. He was the founder of the Polish school of photoluminescence. An outline of his own research and that of his pupils working under his leadership is presented.

Zadaniem moim jest przypomnienie (a niemałej części Czytelników przedstawienie) sylwetki naukowej Stefana Pieńkowskiego, wielkiego badacza i twórcy polskiej szkoły fotoluminescencji.

Cofnijmy się więc myślą do wczesnych lat dwudziestych, gdy po wykończeniu części centralnej i zachodniego skrzydła budynku przy ul. Hożej, w dniu 30 stycznia 1921 roku odbyła się skromna uroczystość inauguracji Zakładu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego. Jaką była fizyka wówczas, gdy uzyskawszy dla swego Zakładu własną siedzibę rozpoczął Pieńkowski działalność badawczą w Warszawie?

Był to okres w fizyce, kiedy, po pierwszych wielkich sukcesach modelowej teorii kwantowej Bohra budowy atomu wodoru, zaczęły się rysować po-

---

\* Referat wygłoszony na uroczystym konwersatorium poświęconym 25 rocznicy śmierci profesora Stefana Pieńkowskiego. Odbyło się ono dn. 20 listopada 1978 r. w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego. Pragniemy przypomnieć Czytelnikom, że wcześniejsze artykuły o prof. Pieńkowskim ukazały się w *Postęпах Fizyki* 5, 227 (1954); 6, 271(1955); 14, zes. 6 (1963) i 20, 643 (1969) (Przyp. Red.).



Stefan Pieńkowski (1883—1953)

ważne trudności natury zasadniczej, nie tylko przy próbach rozszerzenia tej teorii na układy bardziej złożone (atom dwuelektronowy, cząsteczka dwuatomowa), lecz również przy zastosowaniu jej do prób wyjaśnienia (według zasady odpowiedniości) reguł wyboru, reguł natężeniowych i polaryzacji. Już próba opisanie budowy atomu helu skończyła się niepowodzeniem, a odkrycie subtelnej budowy widm pogłębiło występujące trudności. Oczekiwano wówczas nowych wielkich odkryć, które pozwoliłyby na wyjście z impasu.

W dziedzinie spektroskopii podstawowym dziełem pozostawał od 1908 r. *Handbuch der Spektroskopie* Kaysera. W 1923 r. ukazało się pierwsze wydanie książki Pringsheima: *Fluorescencja i fosforescencja w świetle nowych teorii atomowych*. Wznawiana była ona i rozszerzana w 1925 i w 1928 r. Tom XXIII dzieła: *Handbuch der Physik* o ogólnym tytule „Kwanty” (wydany w 1926 r.) zawierał m. in.: artykuł Pauliego „O teorii kwantów”, Ladenburga — „O metodach wyznaczania stałej Plancka  $h$ ” (której wartość uśrednioną według najlepszych ówczesnych pomiarów przyjmowano jako  $h = (6,55 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$  erg. s), Pringsheima „Wzbudzanie emisji przez naświetlenie” (będący niewiele zmienioną wersją jego książki z 1925 r.) oraz Francka i Jordana „O wzbudzaniu przejść kwantowych przez zderzenia”. W zapowiedziach wydawniczych były wówczas książki Grotriana — *O graficznym przedstawianiu widm*, a równocześnie z drugim wydaniem Pringsheima w 1925 r. ukazały się Backa i Landégo *Efekt Zeemana i struktura multipletowa* oraz Hunda *Widma liniowe*

*i periodyczny układ pierwiastków*. Nieco później, bo w 1927 r. ukazało się pierwsze wydanie znanej książki Sommerfelda *Atombau und Spektrallinien*. W literaturze fizycznej panował wówczas niepodzielnie język niemiecki, a czołowym czasopismem było *Zeitschrift für Physik*.

Podstawową trudnością, jaką napotymano przy próbach interpretacji widm, była nieznamość istnienia spinu elektronowego i konieczność wprowadzania *ad hoc* pewnych hipotez w celu wyjaśnienia obserwowanych układów linii widmowych. Co prawda, już pod koniec 1924 r. Louis de Broglie opublikował swą sławną pracę w *Annales de Physique*, lecz w owym czasie nie było to bardzo poczytne pismo i mało który z fizyków z obszaru językowego niemieckiego lub anglosaskiego czytywał publikowane po francusku rozprawy.

Początek nowego okresu należy więc liczyć od końca 1925 i początku 1926 roku, kiedy to Uhlenbeck i Goudsmit sformułowali postulat istnienia spinu elektronowego, a Schrödinger i Heisenberg ogłosili w *Zeitschrift für Physik* prace o mechanice falowej (Schrödinger) i mechanice macierzowej (Heisenberg). Okres tej wielkiej rewolucji pojęciowej, drugiej już w dziejach fizyki XX w., zamknęła praca Diraca podająca w 1928 r. relatywistyczną teorię atomu wodoru.

Jakkolwiek więc w samym początku lat dwudziestych nie widać było jeszcze jasnego schematu interpretacyjnego widm atomów i prostych cząsteczek, wybór przez Pieńkowskiego tematyki spektroskopowej jako głównej tematyki prac Zakładu uznać należy za niezwykle trafny i podyktowany świadomą oceną ogromnego, otwierającego się przed spektroskopią pola poszukiwań badawczych o największym znaczeniu poznawczym i centralnej ważności dla sprawdzenia rozwijających się wówczas teorii.

Równie wielki przełom następował w latach dwudziestych w technikach badawczych spektroskopii. Poprzednio, głównym przedmiotem badań były (mowa tu o widmach atomów i najprostszych cząsteczek) widma emisyjne wzbudzone w łuku, iskrze elektrycznej lub w wyładowaniach w rozrzedzonym gazie (jak również w tzw. rurkach Geisslera). Stosunkowo mniej badano widma absorpcyjne, a wzbudzanie optyczne widm należało w owych czasach do rzadkości. Stawiano pierwsze kroki w pomiarach czasu świecenia fluorescencji i polaryzacji jej promieniowania. W dziedzinie widm par cząsteczkowych, przez długie lata stosowano dla ich rozwikłania empiryczne wzory Delandresa, później dopiero uzasadnione na gruncie fizyki kwantowej.

Rozwinięcie tematyki w dziedzinie badań fotoluminescencji i absorpcji wymagało wprowadzenia nowych technik pracy laboratoryjnej, przede wszystkim nowoczesnej techniki wysokiej próżni. Prace wykonane w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej UW wykazują w tej dziedzinie od początku osiągnięcie najwyższego światowego standardu w swej niezwyklej staranności i pedantyczności przygotowania komórek fluoryzujących, absorpcyjnych i źródeł wzbudzających.

Jak przy różnych okazjach wspomniano, między osobistą pracą badawczą Pieńkowskiego a pracami jego uczniów istniała swoista jedność. Pieńkowski był inicjatorem prac (choć czasem robił to w taki sposób, że młodemu pra-

cownikowi mogło się wydawać, że to on sam wymyślił sobie temat). W czasie ich wykonywania, w nieomal codziennych dyskusjach podsuwał pracownikom najrozmaitsze pomysły i idee, pomagał przy formułowaniu wniosków i przy interpretacji wyników, wreszcie nadawał pracy ostateczny szlif. Nie dopisywał jednak nigdy swego nazwiska do nazwiska autora pracy, pragnąc dać w ten sposób młodemu badaczowi zachętę do dalszych badań.

Przejdźmy obecnie do tematyki prac i uzyskanych wyników. Pierwsze publikacje ze spektroskopii pojawiają się w 1924 r. Dotyczą one tzw. świecenia opóźnionego w parach rtęci i w rozrzedzonym powietrzu. Po przerwaniu wzbudzającego świecenie wyładowania łukowego między elektrodami, przez czas stosunkowo długi ( $\mu\text{s}$  a nawet  $\text{ms}$ ) pozostaje świecąca kolumna gazu. Widmo tego świecenia zawiera zarówno linie, jak i pasma. Gdy wyładowanie zachodzi w strumieniu atomowym, świecenie opóźnione powoduje rozmycie obszaru wzbudzenia, a analiza przy użyciu zwierciadła wirującego i spektrografu pozwala na stwierdzenie wykładniczego charakteru zaniku, przy czym stałe zaniku dla różnych linii trójki widzialnej rtęci są różne. Podobne różnice znaleziono również dla różnych pasm. Zresztą w tej fazie badań było jeszcze grubo przedwczesne oczekiwać wyjaśnienia mechanizmów przekazywania wzbudzenia oraz natury nośników świecenia. Dopiero w latach trzydziestych powrócono do poszukiwania związków między atomami rtęci w stanach metatrwałych i wzbudzeniem świecenia cząsteczek  $\text{Hg}_2$  o długim czasie zaniku.

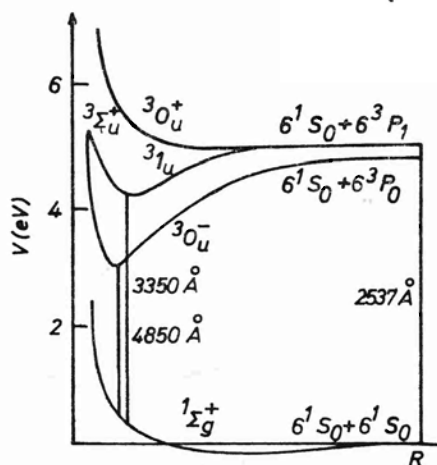
Pewne niezwykle aspekty przedstawia praca H. Jeżewskiego o pasmach występujących przy wyładowaniu w mieszaninie par rtęci i wodoru. Druga część pracy poświęcona jest dodatkowym badaniom nad warunkami występowania bardzo dalekich linii serii widmowych. Badaniami objęto obie serie poboczne rtęci, w których uzyskano przejścia aż do  $n = 27$ . Jakże współcześnie brzmi dyskusja tej części pracy zestawiająca rozmiary tak wysoko wzbudzonych atomów (dziś mówimy o atomach rydbergowskich) ze średnią drogą swobodną i średnią gęstością atomów w parze. Wystarczy tu powiedzieć, że np. atom sodu wzbudzony do stanu o  $n = 30$  ma wielkość przekraczającą  $1000 \text{ \AA}$  (przy czym kadłub atomu nie przekracza  $1 \text{ \AA}$ ). Dopiero rozwój technik laserowych (w szczególności techniki wielofotonowego wzbudzenia z eliminacją rozszerzenia dopplerowskiego) umożliwił rozwinięcie tych badań w ostatnich latach <sup>1</sup>.

Zagadnienie natury widma pasmowego, towarzyszącego fluorescencji liniowej par rtęci i kadmu, było, począwszy od lat dwudziestych, szeroko dyskutowane w kilku czołowych laboratoriach uprawiających badania spektroskopowe. Pierwsze prace (Wood i Steubing w 1909 r. oraz Wood i van der Lingen w 1921) zasygnalizowały zagadnienie. Podjął je następnie w kilku pracach lord Rayleigh, zaś ośrodek warszawski zaatakował je cyklem szeroko zakrojonych badań rozpoczętych w połowie lat dwudziestych. Postawione problemy można

<sup>1</sup> W pracach nad świeceniem opóźnionym w powietrzu i w parach rtęci brali udział: Maria Asterblum, Witold Majewski, Maria Pietruszyńska-Majewska, Witold Bernhardt, Henryk Jeżewski i Konstanty Jodko-Narkiewicz.

by zestawić w następujących punktach: 1) Ustalenie, jakim nośnikom można przypisać emisję tych pasm (trzeba tu nadmienić, że wyznaczone dla pary rtęci wartości stosunku  $c_p/c_v$  wskazują, że para ta jest jednoatomowa; jeśli więc występują w niej cząsteczki  $Hg_2$ , to ich liczba musi być niezmiernie mała, a więc i energia wiązania musi być bardzo niewielka w porównaniu z  $kT$ ). 2) Wnioskowanie o stanie tych nośników w chwili wzbudzenia i o tym jakie są ich koleje po emisji przez szczegółowe badanie charakteru widma, warunków jego wzbudzenia, wpływu temperatury i ciśnienia pary. 3) Rozszerzenie badań podjętych początkowo nad rtęcią na inne atomy o podobnych strukturach powłoki elektronowej (Cd i Zn).

Wykonano w tej dziedzinie dziesiątki prac zapoczątkowanych osobistą pracą Pieńkowskiego o budowie i naturze pasma o  $\lambda$  od 2476,3 do 2482,7 Å, które na podstawie momentu bezwładności oszacowanego ze struktury rotacyjnej widma, przypisano cząsteczce  $HgH$  (wodorku rtęci). Przeprowadzono bardzo szczegółowe badania nad kadmem i cynkiem. Wskazały one, że istnieją daleko idące analogie między strukturami widm pasmowych wszystkich trzech pierwiastków. Oczywiście, nie mogę tu wchodzić w szczegóły prac, których opublikowano kilkadziesiąt. W rezultacie tych wieloletnich badań przyjęto



Rys. 1. Układ krzywych potencjalnych oddziaływania dwóch atomów rtęci zależnie od ich stanu i odległości. Po prawej stronie (część krzywej odpowiadającej znacznym odległościom oddziałujących atomów) oznaczono stany atomowe. W części odpowiadającej małym wartościom  $R$  oznaczono stany cząsteczkowe. Tytułem przykładu zaznaczono dwa spośród siedmiu układów pasm

opracowaną przez Mrozowskiego następującą interpretację: Przebieg krzywych potencjalnych układu atomów  $Hg-Hg$  i  $Hg-Hg^*$  ( $Hg^*$  oznacza atom rtęci w stanie wzbudzonym) wskazuje, że o ile układ  $Hg-Hg$  jest nietrwały (krzywa potencjalna z bardzo płytkim minimum), to szereg układów  $Hg-Hg^*$  (w szczególności, gdy  $Hg^*$  odpowiada jednemu ze stanów  $6^3P_0$ ,  $6^3P_1$ ,  $6^1P_1$ ,  $7^3S_1$ ) jest trwałych i krzywa ma głębokie minimum (rys. 1). Są więc możliwe (i wystę-

pują w rzeczywistości) dwa typy wzbudzenia układu Hg-Hg\* prowadzące do emisji pasm: 1) Zderzenie atomu wzbudzonego do odpowiedniego stanu atomowego z atomem w stanie podstawowym i utworzenie w takim zderzeniu wzbudzonej cząsteczki Hg<sub>2</sub>\*. 2) Absorpcja kwantu w momencie zderzenia dwóch atomów — jeżeli dla przejścia molekularnego przy konfiguracji odpowiadającej zderzeniu jest spełniony warunek Francka-Conzona. Łatwo zrozumieć, że każdy z procesów będzie zależał od temperatury i ciśnienia pary, ale w zupełnie inny sposób. W przypadku pierwszym, w którym zachodzi wzbudzenie atomów, będą to efekty wynikające z reabsorpcji promieniowania wzbudzającego, w drugim — przez zmianę prawdopodobieństwa zachodzenia różnych konfiguracji zderzających się atomów w stanie podstawowym. W podanym schemacie, każde z występujących pasm jest przyporządkowane odpowiedniemu przejściu. Schemat ten, podany w latach trzydziestych, pozostał aktualny do dziś, chociaż przed trzema laty ukazały się prace wprowadzające doń pewne nieznaczne korektury<sup>2</sup>.

Następnym zagadnieniem podjętym przez Zakład Fizyki Doświadczalnej było badanie pasm cząsteczek pierwiastków należących do VI kolumny układu periodycznego (S<sub>2</sub>, Se<sub>2</sub>, Te<sub>2</sub>). Pierwiastki te w stanie pary występują w postaci cząsteczek o różnej liczbie atomów (obok cząsteczek dwuatomowych występują również cząsteczki wieloatomowe). Stosunkowa zawartość cząsteczek poszczególnych rodzajów zależy od ciśnienia i temperatury pary. Pasma badane pochodzą wyłącznie od cząsteczek dwuatomowych; ich natężenie zależy więc w sposób istotny od warunków doświadczenia. Fluorescencję można w nich wzbudzać zarówno światłem białym, jak i monochromatycznym (np. wybranymi liniami łuku rtęciowego). W późnych latach dwudziestych zbadano w Zakładzie na Hożej wiele nowych serii rezonansowych tych pierwiastków. Określenie wzbudzenia jako monochromatyczne należy przyjąć *cum grano salis*. Analiza interferometryczna wykazała, że jedna linia chłodzonego łuku rtęciowego, używanego do wzbudzania widm, pokrywa czasem kilka linii absorpcyjnych jodu (J<sub>2</sub>) lub selenu (Se<sub>2</sub>). Badania omawianych pasm prowadzono również w absorpcji przy użyciu układów o bardzo wielkiej zdolności rozszczepiającej<sup>3</sup>.

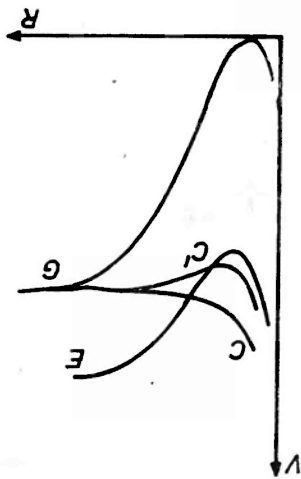
Ważnym kierunkiem dalszego rozwoju tej tematyki było podjęcie zagadnienia magnetycznego i zderzeniowego wygaszania fluorescencji. W końcu

<sup>2</sup> W pracach nad fluorescencją liniową i pasmową par rtęci kadmu i cynku brali udział: Władysław Kapuściński, Stanisław Mrozowski, Andrzej Sołtan, Aleksander Jabłoński, Leonard Sosnowski, Irena Mrozowska, Ewa Kalinowska, Jadwiga Brzozowska, Tadeusz Zamłyński, Ludwik Job, Alojzy Kotecki, Janina Świętosławska, Fabian Śpiewankiewicz, Jerzy Zieliński, Maria Okoniówna, Zdzisław Zajac i Aniela Faterson.

<sup>3</sup> W pracach nad fluorescencją pasmową S<sub>2</sub>, Se<sub>2</sub> i Te<sub>2</sub> oraz nad widmami absorpcji w tych pierwiastkach uczestniczyli: Pol Swings (stypendysta z Belgii, późniejszy profesor i dyrektor Instytutu Astrofizyki w Liège), Jean Génard (stypendysta z Belgii, późniejszy profesor Politechniki w Liège), Witold Kessel, Maria Moraczewska, Jadwiga Rakowicz-Pogorzelska, Stanisław Pasierbiński, Barbara Schmidtówna, Wiktor Ehrenfeucht, Halina Grünbaumówna i Ludwik Natanson.



lat dwudziestych i na początku trzydziestych dyskutowano możliwość bezpromienistego rozpadu wzbudzonej cząsteczki w wyniku zjawiska predysocjacji (V. Henri, G. Herzberg). Taki rozpad może nastąpić wówczas, gdy krzywa potencjalna związanego stanu wzbudzonego przecina się z krzywą odpychania innego stanu oraz, jeśli oba stany są scharakteryzowane takimi liczbami kwantowymi, że przejście między nimi jest dozwolone przez reguły wyboru (Kronig) (rys. 2). Jest to tzw. predysocjacja naturalna charakteryzująca się tym,



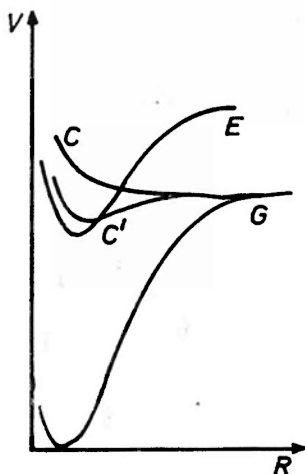
Rys. 2. Układy krzywych potencjalnych objaśniające zjawisko predysocjacji (krzywe odpowiadają cząsteczce  $S_2$ ). Krzywa stanu wzbudzonego  $B$  przecina dwie krzywe  $C$  i  $C'$  odpowiadające (w zależności od konfiguracji atomów) układ odpychający (krzywa  $O$ ) lub niezwykłe słabo związaną cząsteczkę (krzywa  $O'$ ). Stany  $B$  odpowiadające punktom przecięcia lub nawet zbliżenia do  $O$  i  $O'$  są niestwale i prowadzą do rozpadu cząsteczki

ze linie fluorescencji przy podjęciu do granicy odpowiadającej punktowi przecięcia krzywych potencjalnych rozmywają się i zanikają. Powstają się one ponownie przy wyższych stanach oscylacyjnych. Zresztą, aby zjawisko to zachodziło, wystarczy znać zbliżenie się krzywych potencjalnych; bédziemy jednak dla skrótu mówić o ich przecięciu się. Zarówno silne pole magnetyczne, jak i zderzenia z atomami gazu obcego mogą, w przypadku przecięcia się poziomów, między którymi przejście jest wzbronione, spowodować przelamanie obowiązującego zakazu przejścia i wywołać bezpromienisty rozpad przez proces predysocjacji wymuszonej. Teorię predysocjacji magnetycznej dla jonu rozmył Van Vleck. Przewiduje ona, że wygaszenie magnetyczne fluorescencji  $Q$  w następujący sposób zależy od natężenia pola magnetycznego  $H$ :

$$Q = bH^2(a + bH^2)^{-1},$$

gdzie  $a$  i  $b$  są to stałe, przy czym  $a = \tau^{-1}$  ( $\tau$  czas życia stanu wzbudzonego). Badania w Zakładzie przeprowadzono dla  $J_2$ , uzyskując w szerokim obszarze natężenia pola dobrą zgodność z przytoczonym tu wzorem teoretycznym. W  $Te_2$ ,

lat dwudziestych i na początku trzydziestych dyskutowano możliwość bezpromienistego rozpadu wzbudzonej cząsteczki w wyniku zjawiska predysocjacji (V. Henri, G. Herzberg). Taki rozpad może nastąpić wówczas, gdy krzywa potencjalna związanego stanu wzbudzonego przecina się z krzywą odpychania innego stanu oraz, jeśli oba stany są scharakteryzowane takimi liczbami kwantowymi, że przejście między nimi jest dozwolone przez reguły wyboru (Kroniga) (rys. 2). Jest to tzw. predysocjacja naturalna charakteryzująca się tym,



Rys. 2. Układy krzywych potencjalnych objaśniające zjawisko predysocjacji (krzywe odpowiadają cząsteczce  $S_2$ ). Krzywa stanu wzbudzonego  $E$  przecina dwie krzywe  $C$  i  $C'$  odpowiadające (w zależności od konfiguracji atomów) układ odpychający (krzywa  $C$ ) lub niezwykle słabo związaną cząsteczkę (krzywa  $C'$ ). Stany  $E$  odpowiadające punktom przecięcia lub nawet zbliżenia do  $C$  i  $C'$  są nietrwale i prowadzą do rozpadu cząsteczki

że linie fluorescencji przy podejściu do granicy odpowiadającej punktowi przecięcia krzywych potencjalnych rozmywają się i zanikają. Pojawiają się one ponownie przy wyższych stanach oscylacyjnych. Zresztą, aby zjawisko to zachodziło, wystarczy znaczne zbliżenie się krzywych potencjalnych; będziemy jednak dla skrótowi mówili o ich przecinaniu się. Zarówno silne pole magnetyczne, jak i zderzenia z atomami gazu obcego mogą, w przypadku przecinania się poziomów, między którymi przejście jest wzbronione, spowodować przełamanie obowiązującego zakazu przejścia i wywołać bezpromienisty rozpad przez proces predysocjacji wymuszonej. Teorię predysocjacji magnetycznej dla jodu rozwinął Van Vleck. Przewiduje ona, że wygaszenie magnetyczne fluorescencji  $Q$  w następujący sposób zależy od natężenia pola magnetycznego  $H$ :

$$Q = bH^2(a + bH^2)^{-1},$$

gdzie  $a$  i  $b$  są to stałe, przy czym  $a = \tau^{-1}$  ( $\tau$  czas życia stanu wzbudzonego). Badania w Zakładzie przeprowadzono dla  $J_2$ , uzyskując w szerokim obszarze natężeń pola dobrą zgodność z przytoczonym tu wzorem teoretycznym. W  $Te_2$ ,

wzbudzonym liniami łuku rtęciowego, stwierdzono magnetyczne wygaszenie fluorescencji (jednakowe dla linii stokesowskich wzbudzonej serii i inne dla linii antystokesowskich). Pomiar był jednak przeprowadzony tylko dla jednej wartości natężenia pola, przewidywań teorii Van Vlecka nie można było więc sprawdzić. Tu znowu może będzie ciekawe dodać, że badania predysocyjnego wygaszania fluorescencji w jodzie (zarówno naturalnego, jak magnetycznego) podjęto przed niewiele laty w Laboratorium Spektroskopii Hertzowskiej ÉNS w Paryżu (dawne laboratorium Kastlera). Tym razem do wzbudzenia fluorescencji użyto przestrajanego lasera barwnikowego o małej szerokości spektralnej, co pozwoliło wzbudzać czyste serie rezonansowe i bardzo precyzyjnie określać poziomy, przy których rozpoczyna się wygaszanie.

Oczywiście samo wygaszanie fluorescencji w parach jodu czy telluru nie stanowi jednoznacznego argumentu na rzecz magnetycznie wzbudzonej predysocjacji (lub też predysocjacji wywołanej przez zderzenia z obcym gazem). Jednak równoczesne stwierdzenie wzrostu absorpcji w obszarze wygaszania silnie potwierdzało postawioną hipotezę. Takie potwierdzenie uzyskano zarówno dla jodu jak i selenu przez interferometryczne badanie poszczególnych linii absorpcyjnych w obszarze predysocjacji oraz zmian widma absorpcji obserwowanego w szerokim obszarze <sup>4</sup>.

Mniej szczegółowo badano widma par innych pierwiastków, jak serie rezonansowe Bi<sub>2</sub>, fluorescencję atomową par srebra, fluorescencję rezonansową atomową i cząsteczkową par antymonu i ołowiu, wreszcie widma absorpcyjne Bi i In (w tym ostatnim wykryto również fluorescencję atomową).

Gdy na przełomie lat dwudziestych i trzydziestych Rubinowicz i Błaton ogłosili swe prace teoretyczne o przejściach multipolowych, w Zakładzie podjęto badanie zjawiska Zeemana we wzbronionych liniach He.

Nie można wreszcie pominąć milezeniem podjętych już na początku lat trzydziestych prac spektroskopowych w dziedzinie dalekiego (schumannowskiego) nadfioletu i zbadania, (mimo ogromnych trudności technicznych) występujących w tym obszarze pasm CS<sub>2</sub>. I tu Pieńkowski widział wyraźnie nowe, ważne dziedziny rozwoju badań spektroskopowych <sup>5</sup>.

Niemalą część prac Zakładu obejmowało badanie widm roztworów sub-

<sup>4</sup> Wygaszanie predysocyjne fluorescencji przez działanie pola magnetycznego lub przez zderzenia z atomami gazu obcego badali: Jean Génard, Ewa Scholz, Roman Smoluchowski, Stanisław Rouppert, Tadeusz Skaliński, Władysław Opechowski, Jan Fridrichson (stypendysta z Łotwy) i Antoni Przeborski.

<sup>5</sup> Badanie fluorescencji i absorpcji różnych pierwiastków prowadzili: Ag — widmo fluorescencji atomowej: Władysław Kapuściński; Bi<sub>2</sub> — widmo fluorescencji cząsteczkowej: Janina Parysówna; widmo absorpcyjne: Aleksandra Trojecka; Mn — widmo fluorescencji atomowej: Jan Fridrichson; Pb<sub>2</sub> — widmo fluorescencji cząsteczkowej: Wanda Kłoskowska, Maria Domaniewska Krügerowa, Ludwik Natanson; In — widmo fluorescencji i absorpcji: Renia Wajnkranc; Sb — widmo fluorescencji: Reinhard Siksa (stypendysta z Łotwy). Efekt Zeemana w liniach wzbronionych w He: Ludwigs Jansons (stypendysta z Łotwy, późniejszy profesor Uniwersytetu w Rydze). Spektroskopia w nadfiolecie próżniowym — CS<sub>2</sub>: Eryk Hauptman.

stancji fluoryzujących od klasycznych barwników takich, jak fluoresceina i rodamina aż do złożonych związków pierścieniowych syntetyzowanych w Krakowie przez Dziewońskiego i w Warszawie przez Lampego. Oczywiście, podobnie jak w badaniach nad świeceniem par, tak i w przypadku świecenia złożonych cząsteczek w roztworach interesuje Pieńkowskiego głównie mechanizm przetransformowania energii wewnątrz cząsteczki w procesie: absorpcja — przetworzenie — emisja. Dlatego też badaniom fluorescencji towarzyszą zawsze badania absorpcji, badanie wpływu rozpuszczalnika (natury, polarność, lepkości), stężenia substancji fluoryzującej, temperatury, porównanie świecenia związków nieznacznie tylko różniących się między sobą (np. podstawnikami). W związku z tymi badaniami skonstruowano w latach trzydziestych fluorometr — przyrząd do pomiarów czasów świecenia fluorescencji aż do ok.  $3 \cdot 10^{-10}$  s. Było to w owym czasie jedno z najdoskonalszych urządzeń tego typu w świecie.

Był, i to nie tak dawno, okres, gdy celowość tego typu badań była silnie krytykowana. Nie chciałbym wdawać się tu w polemiki z ówczesnymi krytykami. Wypada jednak powiedzieć, że ogromna część spośród przebadanych związków w Zakładzie na Hożej znalazła następnie zastosowanie w technice laserowej (bądź jako ciała czynne w laserach barwnikowych, bądź jako filtry bierne służące do formowania impulsu laserowego). Może też warto przypomnieć w epoce automatycznej rejestracji widm przy użyciu dwuwiązkowych układów spektrofotometrycznych wyposażonych w czułe fotopowielacze i znakomitą elektronikę, że w latach dwudziestych jedynym odbiornikiem promieniowania (oprócz oka dla obszaru widzialnego widma i prymitywnych komórek fotoelektrycznych) była klisza fotograficzna, a uzyskanie rozkładu natężeń w widmie z rozkładu zaczernienia emulsji uzyskiwano na drodze żmudnej techniki fotometrii fotograficznej<sup>6</sup>.

W Zakładzie, tak bardzo zaangażowanym w badania spektroskopowych, nie mogło pozostać bez echa odkrycie przez Ramana i niezależnie przez Landsberga i Mandelsztama, zjawiska rozproszenia światła przez ciecze bądź kryształy ze zmianą długości fali. Niemal niezwłocznie po otrzymaniu notatki Ramana opublikowanej w *Nature* rozpoczęto badania w tej dziedzinie. Tematyka początkowych prac wynikała z ogólnych tendencji panujących w tej dziedzinie w świecie. Zaczęto więc od badania widm ramanowskich izomerów i porównywano widma cząsteczek organicznych z różnymi podstawionymi grupami. Prowadzono też badania kształtu i rozszerzenia linii rayleighowskiej (tj. rozproszonej bez zmiany długości fali). Jednak na czoło tych prac wysu-

<sup>6</sup> Badania fotoluminescencji, absorpcji i czasów życia stanów wzbudzonych w roztworach prowadzili: Aleksander Jabłoński, Waclaw Szymanowski, Bolesława Twarowska, Apolonia Wrzesińska, Maria Makowiecka, Bela Hurwicz, Paulina Margulies, Zofia Lewkowicz, Zofia Gryglewicz, Kazimiera Morkowska, Stanisław Rafałowski, Estera Rakower, Jerzy Starkiewicz, Ludwika Kozłowska-Starkiewicz, Aleksander Sikora, Stanisława Harasimiukówna, Winston Cram (stypendysta z USA, z Uniwersytetu w Wisconsin), Stanisława Dembicka-Saturnina Woszczerowicz, Bogna Klarner.

nosząc wyniki pomiarów do stałej sieci kryształu NaCl). Uzyskano bardzo dobrą zgodność z teoretycznymi wzorami de Broglie'a.

Na zakończenie tego przeglądu kilka słów o badaniach rentgenowskich prowadzonych przez Pieńkowskiego. Jakkolwiek ten kierunek badań w całości kształcie jego działalności odgrywał raczej wtórną, drugoplanową rolę w porównaniu ze spektroskopią optyczną, to jednak od początku jego działalności był stale przedmiotem zainteresowania i aktywności badawczej. Dotyczyło to zarówno badań w zakresie spektroskopii rentgenowskiej, jak i badań strukturalnych. Stosunkowo bardzo wcześnie zainicjował próbę wyjaśnienia natury obrazu utajonego w naświetlonej emulsji fotograficznej. Samego Profesora w początku lat trzydziestych zainteresowała metoda Polanyi'ego badania struktury krystalicznej włókien celulozy w drewnie, zależność struktury od wieku drewna i wpływ na nią środków impregnujących. W wyniku późniejszych kontaktów z paleobotanikami rozszerzył te badania na strukturę żywic i kauczuków kopalnych. Inne badania strukturalne podejmowane już pod koniec życia dotyczyły grafitu i innych postaci węgla (sadza). Motorem podjęcia tych badań były perspektywy zastosowania badanych substancji w przemyśle reaktorowym. Do badań tych było konieczne źródło punktowe promieni X — stąd wynikała idea zbudowania lampy rentgenowskiej o punktowym ognisku. Zainteresowanie tą sprawą objawiał Pieńkowski jeszcze w ostatnich tygodniach życia dyskutując o niej już w klinice, na dwa tygodnie przed śmiercią, z młodym podówczas magistrem Julianem Auleytnerem.

W dziedzinie spektroskopii rentgenowskiej dużo uwagi poświęcał zagadnieniu wtórnej budowy krawędzi pochłaniania. Celem prac było sprawdzenie teorii R. L. Kroniga, według której jedynym czynnikiem decydującym o wtórnej budowie krawędzi pochłaniania jest typ budowy krystalicznej. W przypadku stopu dwóch metali, gdy atomy jednego ze składników wbudowują się w sieć krystaliczną drugiego, wtórna struktura winna być dla obu krawędzi identyczna. Okazało się tymczasem, że o ile struktury takie były w istocie identyczne dla  $\text{CuS}$  i  $\text{Cu}_2\text{S}$  to dla  $\text{CuFeS}_2$  okazały się one zupełnie różne. Bez wątplenia musiał tu działać jeszcze inny czynnik oprócz struktury krystalicznej pochłaniającego układu. W tej dziedzinie kontynuowano badania dla Ge i jego związków.

Może na zakończenie tego przeglądu warto wspomnieć, że tuż po wojnie Pieńkowski podjął badania rentgenowskich linii emisyjnych platyny, w poszukiwaniu przewidywanej teoretycznie przez Rubinowicza linii pochodzącej z przejścia kwadrupolowego <sup>8</sup>.

Trudno mi zakończyć inaczej, niż to zrobiłem przed dziesięciu laty, gdy obchodziliśmy uroczystość nadania Uniwersyteckiemu Instytutowi Fizyki Doświadczalnej imienia jego twórcy. Powiedziałem wówczas: „Gdy przerzuci się karty pożółkłych już tomów czasopism, w których publikowane były prace Zakładu, widać, że we wszystkim, co się działo w owym czasie w świecie w op-

<sup>8</sup> W badaniach rentgenowskich współpracowali z Pieńkowskim: Irena Bobrówna, Andrzej Sołtan, Leopold Jurkiewicz, Tadeusz Dryński, Roman Smoluchowski, Stanisław Wroński, Stanisław Morkowski, Zofia Mizgier i Irena Manteuffel.

tyce atomowej i molekularnej, zaznaczał się silny udział Profesora i kierowanego przezeń Zakładu. Ten udział pozostał w postaci trwałego wkładu do gmachu wiedzy. Jednak ograniczenie się tylko do takiego stwierdzenia jest o wiele za skromne. W dziejach fizyki polskiej okres 1919-1953 będzie na zawsze związany z jego nazwiskiem. Ze szkoły Stefana Pieńkowskiego wyszło wielu obecnych profesorów wyższych uczelni. Jego wpływ zaważył na wszystkich sprawach związanych z rozwojem nauki polskiej. Wszyscy liczyli się z jego światłym zdaniem, jako ze zdaniem niekwestionowanego autorytetu”.

Wielkim wydarzeniem w życiu Zakładu Fizyki Doświadczalnej był Międzynarodowy Zjazd Fizyków poświęcony fotoluminescencji (20—25. V. 1936). Był to jeden z pierwszych w świecie zjazdów specjalistycznych, a pierwszy w dziedzinie fotoluminescencji. Zgromadził on najwybitniejszych specjalistów w tej dziedzinie (Pringsheim, Finkelburg, Hanle, Rompe, Swings, F. Perrin, Pohl, Tomasek, Duschinsky). Niektórzy z uczestników musieli w ostatniej chwili odwołać swój przyjazd (Kondratiew, Kastler, Landsberg, Mandelsztam, Jean Perrin, Wawilow), jednak ich referaty zostały wydrukowane, a niektóre odczytane. Z polskich uczestników oprócz Pieńkowskiego ogłosili referaty: Kapuściński, Mrozowski, Jabłoński i Niewodniczański. Było to prawdziwe wielkie święto Zakładu. W przemówieniu powitalnym Pringsheim mówił o Zakładzie jako o jednym z głównych światowych ośrodków badań fotoluminescencji i o Pieńkowskim, jako o jego wielkim twórcy. Do dziś ten zjazd jest wspominany przez pozostałych przy życiu jego uczestników jako wielkie wydarzenie naukowe.

*Roman Mierzecki*

Instytut Podstawowych Problemów Chemii  
Uniwersytet Warszawski

## Pięćdziesiąta rocznica odkrycia zjawiska Ramana

### The 50th Anniversary of the Discovery of the Raman Effect

*Abstract:* The scattering of light by molecules with a change of wavelength, now called the Raman effect, was discovered in 1928. The article gives an account of the history of this discovery which was made independently by C. V. Raman in India and by L. Mandelshtam and G. Landsberg in USSR.

W roku 1978 minęło pięćdziesiąt lat od odkrycia zjawiska znanego powszechnie jako zjawisko Ramana. Zostało ono odkryte równocześnie i niezależnie przez dwie grupy badaczy, grupę moskiewską i grupę kalkucką w lutym 1928 r, przewidywane jednak było w uprzednio już opublikowanych kilku pracach teoretycznych. Fakty te warto przypomnieć w związku z minionym jubileuszem, zwłaszcza że zarówno Akademia Nauk ZSRR, jak i Indyjska Akademia Nauk przedstawiły obecnie dokumentacje odkrycia.

Dwie z prac teoretycznych poprzedzających odkrycie zjawiska oparte były na zaproponowanej w roku 1923 przez Nielsa Bohra zasadzie komplementarności. Posługując się pojęciami prostej teorii kwantów A. Smekal opublikował w roku 1923 w *Naturwissenschaften* [1] równanie, w którym na podstawie prawa zachowania energii przewidział pojawienie się w widmie światła rozproszonego pasm o zmienionej częstotliwości. W roku 1925 H. A. Kramers i W. Heisenberg w oparciu o tę samą zasadę komplementarności wyprowadzili równanie posługując się tensorowym ujęciem rozpraszania z uwzględnieniem stacjonarnych stanów układu [2]. Rok wcześniej J. Cabannes przedstawił w paryskiej Akademii Nauk [3] rozważania na ten temat modulacji częstotliwości światła padającego przez wewnętrzne oscylacje układu rozpraszającego, a zatem na drodze czysto klasycznej przewidział on pojawienie się w widmie linii o zwiększonej i zmniejszonej częstotliwości.

Badania doświadczalne rozwijały się zupełnie inną drogą. Leonid I. Mandel-

sztam zajmował się od roku 1918 rozpraszaniem światła w kryształach i doszedł do wniosku, że częstość światła rozproszonego winna być przesunięta względem częstości światła padającego skutkiem oddziaływania z drganiami sieci, oraz że przesunięcie to winno być rzędu  $10^{-5}$  częstości światła padającego. Te teoretyczne rozważania opublikował on w 1926 r. [4], cztery lata po ogłoszeniu pracy L. Brillouina [5] na podobny temat. W dniu 21 lutego 1928 roku współpracownik Mandelsztama Grzegorz Landsberg zauważył na fotografii widma światła lampy rtęciowej rozproszonego przez kryształ kwarcu linie o częstościach przesuniętych [6]; lecz przesunięcie to pięćset razy przewyższało teoretyczne przewidywania Mandelsztama. Obserwacja wymagała więc dokładnego sprawdzenia.

W tym samym okresie czasu Chandrasekhara Venkata Raman, który od roku 1919 zajmował się badaniem rozproszenia światła widzialnego i rentgenowskiego przez ciecze i kryształy, skupił uwagę na barwie światła rozproszonego przez ciecze. Stosując Słońce jako źródło światła i filtry komplementarne stwierdził w roku 1923, że skład widmowy światła rozproszonego różni się od składu widmowego światła padającego. Tę zmianę składu widmowego przypisał on słabej fluorescencji, która, jak sądził, pochodziła od zanieczyszczeń. Po kilkuletnich bezowocnych próbach takiego oczyszczania cieczy, by była ona wolna od owej „fluorescencji”, doszedł w początku roku 1928 do wniosku, że owa zmiana składu widmowego jest cechą charakterystyczną każdego rozproszenia światła. Po wysłaniu w dniu 16 lutego do czasopisma *Nature* listu o odkryciu nowego promieniowania [7] (opublikowanego w numerze z dnia 31 marca) Raman postanowił zastąpić Słońce lampą rtęciową i w dniu 28 lutego jego współpracownicy stosując mały spektroskop *à vision direct* zauważyli wizualnie rozmyte pasma przesunięte względem linii rtęciowej [8]. W wysłanym w dniu 8 marca liście [9] (opublikowanym w *Nature* dnia 21 kwietnia) C. V. Raman donosi o tym fakcie stwierdzając, że wielkość przesunięcia jest jednakowa dla kilku badanych cieczy. W opisanych warunkach eksperymentalnych można było rzeczywiście stwierdzić jedynie różnice intensywności, lecz nie różnice częstości obserwowanych pasm.

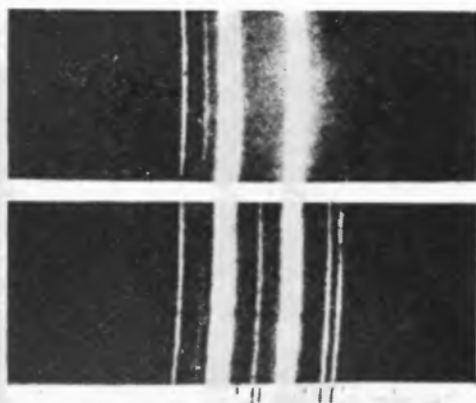
Jednak już kilka dni później, w referacie wygłoszonym w Bangalore dnia 16 marca i rozpowszechnianym w *Indian Journal of Physics* w dniu 31 marca [10] C. V. Raman przedstawił fotografie widm światła rozproszonego przez kilkanaście cieczy; podkreślił, że w każdym z tych widm, od siebie różnych, występuje po kilka przesuniętych pasm, a wielkości niektórych z tych przesunięć są zgodne z częstościami światła absorbowanego w podczerwieni. Wyjaśnienie zjawiska powiązał z wzorem Kramersa i Heisenberga oraz przeprowadził analogię ze zjawiskiem Comptona, który właśnie wówczas otrzymał nagrodę Nobla. Raman zwrócił też uwagę, że dla związków o podobnej budowie chemicznej położenie niektórych przesuniętych pasm jest identyczne. Krótkie streszczenie tego referatu w formie listu wysłane zostało do *Nature* w dniu 22 marca i opublikowane w dniu 5 maja 1928 r. [11].

W międzyczasie w dniu 23 kwietnia I. Roccard przedstawił w Akademii





C. V. Raman (1888—1970)



Scattering by liquid benzene. Top: Incident Spectrum, Bottom: Scattered Spectrum  
(C.V. Raman, Ind. J. Phys. p 387, March 1928.)



L. I. Mandelsztam (1879—1944)



G. S. Landsberg (1890—1957)

Nauk w Paryżu [12] wywód oparty na publikacji Ramana w *Indian Journal of Physics*, z którego wynikało, że obserwowane przesunięcia powinny odpowiadać częstościom absorbowanym w podczerwieni, a w tydzień później J. Cabannes przed tym samym zgromadzeniem przypomniał swój wywód z 1924 roku [3].

Badacze radzieccy potwierdzili w okresie tych dwu miesięcy swoją obserwację z dnia 21 lutego i znając jedynie dwa pierwsze listy Ramana do *Nature* wysłali do *Naturwissenschaften* w dniu 6 maja notatkę o swoim odkryciu [13], podkreślając zgodność przesunięcia częstości z częstością absorbowaną w podczerwieni oraz wyrażając przypuszczenie, że donoszą o tym samym zjawisku, o którym w wymienionych listach donosił C. V. Raman. Doniesienie zostało opublikowane 13 lipca.

Jak z tego widać, omawiane zjawisko zostało odkryte całkowicie niezależnie i na zupełnie różnych drogach przez uczonych hinduskich i radzieckich przypadkiem prawie dokładnie w tych samych dniach lutego 1928 roku. Obie grupy badaczy, a także badacze francuscy niezależnie od siebie podali prawidłowe jego wyjaśnienie. Mimo to w roku 1930 przyznano za to odkrycie nagrodę Nobla wyłącznie C. V. Ramanowi z całkowitym pominięciem badaczy radzieckich.

Przyznanie nagrody Nobla dowodziło, jak wielkie znaczenie przywiązywano pięćdziesiąt lat temu do tego odkrycia. Sądono bowiem, że metoda ramanowska będzie znacznie prostsza niż metoda absorpcji w podczerwieni, wówczas bardzo aparaturowo skomplikowana. Już w roku 1928 ogłoszono 70 prac na temat nowego zjawiska, w roku następnym liczba ta wynosiła 120. J. Cabannes i P. Daure w czerwcu 1928 roku zaproponowali dla nowego zjawiska nazwę zjawiska Ramana [14] obecnie powszechnie przyjętą. W 1929 roku G. S. Landsberg i M. Leontowicz wprowadzili nazwę „kombinacyjne rozproszenie światła” stosowaną w Związku Radzieckim [15]. W Polsce badania ramanowskie podjęły już w 1928 roku dwie grupy badaczy, jedna, kierowana przez prof. Stefana Pieńkowskiego w Zakładzie Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego [16], w skład drugiej wchodził S. Ziemecki, K. Jodko-Narkiewicz i M. Wolfke [17].

Prawdziwy rozwój badań ramanowskich rozpoczął się jednak dopiero kilkanaście lat temu po zastosowaniu laserów jako źródła światła. Liczba prac ramanowskich opublikowanych w ciągu roku 1978 osiągnie według oszacowań 1800. Co dwa lata w różnych krajach odbywają się Ramanowskie Konferencje Międzynarodowe, na których przedstawiane są aktualne badania. W jubileuszowym roku 1978 konferencja taka odbyła się w Bangalore, w mieście, gdzie pracował C. V. Raman i gdzie złożone są jego popioły.

#### Literatura

- [1] A. Smekal, *Naturwissenschaften* **11**, 873 (1923).
- [2] H. A. Kramers, W. Heisenberg, *Z. Phys.* **31**, 681 (1925).
- [3] J. Cabannes, *C. R. (France)* **186**, 1201 (1928).

- [4] L. I. Mandelshtam, *Zh. Russk. Fiz. Khim. Obshch.* **58**, 381 (1926).
- [5] L. Brillouin, *Ann. Phys. (France)* **17**, 98 (1922).
- [6] Wg kserokopii listu L. I. Mandelshtama do O. Chwolsona z dnia 17 grudnia 1928 r. udostępnionej uczestnikom II Wszeczhwiązkowej Konferencji na temat Spektroskopii Ramanowskiej w Moskwie, w czerwcu 1978 r.; por. też S. L. Mandelshtam, L. I. Fabelinskiy, G. L. Landsberg w G. S. Landsberg, *Isbranne Trudy*, red. L. I. Fabelinskiy, AN SSSR, 1958, str. 5 oraz M. M. Sushchinskiy *Kombinacionnye rassiejanie*, Znanie, Moskwa 1978, str. 65.
- [7] C. V. Raman, K. S. Krishnan, *Nature* **121**, 619 (1928).
- [8] S. Ramaseshan, *Raman Memorial Lecture*, Bangalore (India), 3 marzec 1978; S. Bhagavantam, Proc. VI ICRS, Bangalore 1978, Heyden, London 1978, tom I, str. 3.
- [9] C. V. Raman, *Nature* **121**, 619 (1928).
- [10] C. V. Raman, *Indian J. Phys.* **2**, 387 (1928).
- [11] C. V. Raman, K. S. Krishnan, *Nature* **121**, 711 (1928).
- [12] I. Rocard, *C. R. (France)* **186**, 1107 (1928).
- [13] L. I. Mandelshtam, G. Landsberg, *Naturwissenschaften* **16**, 557 (1928).
- [14] J. Cabannes, P. Daure, *C. R. (France)* **186**, 1583 (1928).
- [15] G. Landsberg, M. Leontowitsch, *Z. Phys.* **53**, 439 (1929).
- [16] W. Czapska, *C. R. (France)* **189**, 32 (1919); S. Pieńkowski, *Acta Phys. Pol.* **1**, 87, 309 (1932).
- [17] S. Ziemecki, K. Jodko-Narkiewicz, *Naturwissenschaften* **17**, 876 (1929); M. Wolfke, S. Ziemecki, *Acta Phys. Pol.* **1**, 271 (1932).

„Kierunki Fizyki — Ważny Zjazd Fizyków Europejskich w Yorku

już po raz czwarty, tym razem w Wieldkiej Brytanii, zorganizowało w dniach 25-29 września 1978 r. Europejskie Towarzystwo Fizyczne swą generalną konferencję — tradycyjny zjazd fizyków Europy. Trzy zjazdy poprzednie — Florencja 1969, Wiesbaden 1972, Bukareszt 1975, — a także drugi szereg tematycznych specjalistycznych sympozjów, konferencji, letnich szkół i seminarjów urządzanych przez to miłośnickie, do zaledwie dziesięć lat istniejące Towarzystwo mocno już ugruntowały jego rolę aktywnego organizatora międzynarodowej współpracy. Wiadomo na przykład, że ponad 30% wszystkich konferencji fizycznych w Europie, mających charakter międzynarodowy, jest organizowane przez E.T.F. lub pod jego patronatem; ale generalne konferencje zajmują wśród nich miejsce szczególnie: ogarniają one swą tematyką całą fizykę, a zwłaszcza te jej tereny, na których postępy badań jest najszybszy i gdzie najintensywniej się jej związki z innymi naukami.

W tym roku odbywała się taka konferencja pod hasłem „Kierunki Fizyki” (*Trends in Physics*). Zgodnie z decyzją Międzynarodowego Komitetu Programowego, w skład którego wchodził także autor tego sprawozdania, konferencja była kompozycją złożoną z osmiu równoległych spotkań się wszystkich specjalistycznych oraz z szeregu sesji plenarnych, na których

Tematyka sympozjów specjalistycznych była wybrana tak, aby pokazać niektóre tylko, ale najbardziej ważne, żywo i aktualnie problemy poszczególnych działów fizyki. A więc na przykład fizykę jądrową reprezentowały badania z dziedzin fizyki jonów, fizykę wysokich energii i cząstek elementarnych — kwarki. A oto nazwy sympozjów: fizyka powierzeń i właściwości fazowe, optyka nowoczesna, astrofizyka jądrowa, plazma gorąca w przestrzeni i laboratorium, fizyka ciężkich jonów, promieniowanie synchrotronowe, kwarki. W ramach większych sympozjów specjalistycznych zorganizowane były sesje plakatowe.

Chociaż i przy wyborze tematyki wykładow sesji plenarnych organizatorzy kierowali się jej ważnością i aktualnością, zwracając jednak uwagę na to, by wykłady reprezentujące poszczególne działy fizyki miały formę przystępną i były nadmierowane w zasadzie do „nieproblematycznej” i odbiorcy przystępnej w dowolnym dziale fizyki; preferowano przy tym rozwiązania znaczących trudności. Typowym przykładem takiej właśnie tematyki są zagadnienia promieniowania synchrotronowego, które wykonywane jest obecnie w wielu dziedzinach fizyki, chemii, biologii. Poświęcono im nie tylko wykład plenarny prof. S. P. Kapitcy i program jednego z sympozjów specjalistycznych, ale także monopontacyjną wystawę obronującą stan obecny i perspektywy rozwoju tej nowej gałęzi techniki eksperymentalnej.

Czytelność na pewno oczekują odpowiedzi na pytanie: co nowego przyniosła konferencja w Yorku. Sądzę, że każdy z jej uczestników miałby inną odpowiedź i prawdopodobnie znalazłby w swej dziedzinie, tej, którą sam stale, zawodowo uprawia, niewiele nowego w stosunku do in-

formacji dostarczanych mu obficie przez bieżące numery czasopism i rozmaite konferencje

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

## „Kierunki Fizyki“ — Walny Zjazd Fizyków Europejskich w Yorku

Już po raz czwarty, tym razem w Wielkiej Brytanii, zorganizowało w dniach 25-29 września 1978 r. Europejskie Towarzystwo Fizyczne swą generalną konferencję — tradycyjny zjazd fizyków Europy. Trzy zjazdy poprzednie — Florencja 1969, Wiesbaden 1972, Bukareszt 1975, — a także długi szereg rozmaitych specjalistycznych sympozjów, konferencji, letnich szkół i seminariów urządzanych przez to młodzieństwo, bo zaledwie dziesięć lat istniejące Towarzystwo mocno już ugruntowało jego rolę aktywnego organizatora międzynarodowej współpracy. Wiadomo na przykład, że ponad 30% wszystkich konferencji fizycznych w Europie, mających charakter międzynarodowy, jest organizowane przez ETF lub pod jego patronatem; ale generalne konferencje zajmują wśród nich miejsce szczególne: ogarniają one swą tematyką całą fizykę, a zwłaszcza te jej tereny, na których postęp badań jest najszybszy i gdzie najsilniejsze są jej związki z innymi naukami.

W tym roku odbywała się taka konferencja pod hasłem „Kierunki Fizyki” (*Trends in Physics*). Zgodnie z decyzją Międzynarodowego Komitetu Programowego, w skład którego wchodził także autor tego sprawozdania, konferencja była kompozycją złożoną z ośmiu równolegle odbywających się sympozjów specjalistycznych oraz z szeregu sesji plenarnych, na których spotykali się wszyscy uczestnicy konferencji.

Tematyka sympozjów specjalistycznych była wybrana tak, aby pokazać niektóre tylko, ale najbardziej ważne, żywotne i aktualne problemy poszczególnych działów fizyki. A więc na przykład fizykę jądrową reprezentowały badania z dziedziny ciężkich jonów, fizykę wysokich energii i cząstek elementarnych — kwarki. A oto nazwy sympozjów: fizyka powierzchni, przejścia fazowe, optyka nowoczesna, astrofizyka jądrowa, plazma gorąca w przestrzeni i w laboratorium, fizyka ciężkich jonów, promieniowanie synchrotronowe, kwarki. W ramach większości sympozjów specjalistycznych zorganizowane były sesje plakatowe.

Również i przy wyborze tematyki wykładów sesji plenarnych organizatorzy kierowali się jej ważnością i aktualnością, zwracając jednak uwagę na to, by wykłady reprezentujące poszczególne działy fizyki miały formę przystępną i były zaadresowane w zasadzie do „niespecialisty”, to jest do odbiorcy pracującego w dowolnym dziale fizyki; preferowano przy tym problematykę o charakterze międzydyscyplinarnym, mającą stosunkowo dużą szansę zainteresowania znacznej liczby słuchaczy. Typowym przykładem takiej właśnie tematyki są zagadnienia promieniowania synchrotronowego, które wykorzystywane jest obecnie w wielu dziedzinach fizyki, chemii, biologii. Poświęcono im nie tylko wykład plenarny prof. S. P. Kapięcy i program jednego z sympozjów specjalistycznych, ale także monotematyczną wystawę obrazującą stan obecny i perspektywy rozwoju tej nowej gałęzi techniki eksperymentalnej.

Czytelnicy na pewno oczekują odpowiedzi na pytanie: co nowego przyniosła konferencja w Yorku. Sądzę, że każdy z jej uczestników miałby inną odpowiedź i prawdopodobnie znalazłby w swej dziedzinie, tej, którą sam stale, zawodowo uprawia, niewiele nowości w stosunku do informacji dostarczanych mu obficie przez bieżące numery czasopism i rozmaite konferencje

specjalistyczne, jakich organizuje się w świecie cała mnogość. Jednak nie o to przecież chodziło organizatorom konferencji. Miała ona być przede wszystkim przeglądem ukazującym ogólne „trendy” występujące dziś w fizyce, w różnych jej działach, i na pewno zadanie to spełniła: zwróciła ona uwagę uczestników na szczególną ważność niektórych odcinków rozległego frontu fizyki. Na przykład, moją szczególną uwagę skierowała na postępy badań eksperymentalnych weryfikujących jedną z najwybitniejszych, jak sądzę teorii, jakie zrodziły się w ostatnim dziesięcioleciu — teorii Weinberga i Salama, unifikującej oddziaływania słabe i elektromagnetyczne; wspomnę tu choćby tylko eksperyment przeprowadzony w Stanfordzie z rozpraszaniem spolaryzowanych elektronów na protonach, w którym ujawniło się charakterystyczne dla słabego oddziaływania niezachowanie parzystości świadczące o występowaniu prądów neutralnych. Ważnym odkryciem dokonany również w ostatnich latach w dziedzinie słabych oddziaływań jest znalezienie leptonu  $\tau$  ( $m_\tau \approx 2$  GeV), który wzbogacił tę nieliczną rodzinę cząstek elementarnych nie oddziałujących silnie, do której zaliczyliśmy dotychczas jedynie elektrony, miony i ich odpowiednie neutrina. Odkrycie to może mieć duże znaczenie dla dalszego rozwoju fizyki cząstek elementarnych. Największe jednak zainteresowanie uczestników konferencji, jeśli chodzi o tę właśnie dyscyplinę, przyciągały postępy kwantowej chromodynamiki (QCD) — teorii oddziaływań kwark-gluon, która jak się wydaje, jest bardzo płodną teorią hadronów i ich silnych oddziaływań. Kwarki zdają się ujawniać daleko idące analogie w stosunku do leptonów. Te hipotetyczne cząstki, których istnienie coraz mniej budzi wątpliwości, nigdy nie były dotychczas eksperymentalnie wyizolowane, to jest obserwowane jako cząstki swobodne. Można jednak uważać, że trzy kwarki składają się na nukleon, zaś para kwark i antykwark tworzy mezon, a dane doświadczalne wskazują na istnienie aż pięciu „odmian” kwarków:  $u$ ,  $d$ ,  $s$ ,  $c$ ,  $b$  (*up*, *down*, *strange*, *charm*, *beauty*). Pewne przesłanki teoretyczne sugerują istnienie kwarka szóstego (oznaczonego literą  $t$ ). W ten sposób mielibyśmy jednakową liczbę leptonów ( $e$ ,  $\mu$ ,  $\tau$ ,  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$ ) i kwarków ( $u$ ,  $d$ ,  $s$ ,  $c$ ,  $b$ ,  $t$ ). I może właśnie tych dwanaście cząstek elementarnych stanowiłoby łącznie z pośrednimi bozonami  $W^\pm$  i  $Z^0$  oraz fotonem i gluonami podstawowe składniki materii?

W dziedzinie fizyki jądrowej najżywiej zdają się rozwijać badania nad oddziaływaniem ciężkich jonów z jądrami atomowymi. Na europejskim froncie tych badań przybyło znakomite nowe narzędzie — ciężkojonowy akcelerator UNILAC uruchomiony w 1976 roku w Darmsztadzie; przyspiesza on wszelkie jony aż do uranu włącznie (8,5 MeV/nukleon). Wkrótce zaczynają pracować następne akceleratory ciężkich jonów: cyklotrony — VICSII w Berlinie Zachodnim i U400 w Dubnej, a także tandem na 30 MV w Daresbury i GANIL w Caen. Dzięki akceleratorom ciężkojonowym stały się możliwe badania jąder atomowych w stanach o wielkiej wartości spinu. Dotychczas obserwowane były indywidualne poziomy o momencie pędu sięgającym wartości 40  $\hbar$ , ale można oczekiwać, że np. średnio ciężkie jądra ( $A \approx 150$ ) mogą być wprawiane w tak silny ruch obrotowy, że zanim ulegną rozszczepieniu osiągają moment rzędu równy 100  $\hbar$ . Struktura jąder w takich stanach i mechanizmy prowadzące do ich wzbudzenia są obecnie przedmiotem intensywnych badań. Mówił o tym wykład prof. B. Mottelsona.

Od kilkunastu lat w polu zainteresowania fizyków (nie tylko jądrowych) stoją poszukiwania pierwiastków superciężkich. Wiele prac teoretycznych wskazuje na to, że „wyspa” względnie stabilnych pierwiastków powinna znajdować się w okolicach liczby protonów  $Z = 114$  i liczby neutronów  $N = 184$  (choć niektóre inne prace podają wartość  $Z = 100$ ,  $Z = 126$ , a także  $N = 228$ ). Przewiduje się, że jądra o takiej właśnie lub zbliżonej zawartości nukleonów powinny mieć czas życia porównywalny z wiekiem Ziemi. Nic więc dziwnego, że w wielu laboratoriach podjęto poszukiwania tych pierwiastków w próbkach pochodzenia ziemskiego i pozaziemskiego. Krytyczny przegląd wyników tych badań dał w swym wykładzie prof. Hermann. Obraz nakreślony przez niego jest raczej pesymistyczny: żadna z dotychczasowych prób znalezienia pierwiastków superciężkich w przyrodzie nie doprowadziła do pozytywnych wyników, które byostały się testom sprawdzającym. Prognozy na przyszłość są także niezachęcające.

Znacznie większe nadzieje można wiązać z próbami syntezy tych intrygujących pierwiastków dokonywanej za pomocą reakcji ciężkojonowych. Prowadzi się je w Berkeley, Dubnej

i Darnsztatdzie. Stosowano więc, ale jak dotąd bez powodzenia, reakcje fuzji, np. reakcję  $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$  wiodącą do silnie wzbudzonego jądra  $^{296}116$ , które pozbywa się nadmiaru energii poprzez emisję kilku neutronów. W ostatnich latach usiłowano syntezować jądra superciężkie również na drodze reakcji „głęboko niesprężystego rozpraszania”, w której zachodzi transfer wielu nukleonów pomiędzy zderzającymi się ze sobą jądrami ciężkimi. W Darnsztatdzie badano metodami radiochemicznymi produkty takiej reakcji zachodzącej pomiędzy jonami  $^{238}\text{U}$  i jądrami tarczy  $^{238}\text{U}$  i oceniono wielkość przekroju na tworzenie się w tym procesie izotopów pierwiastka  $Z = 114$ . Przekrój ten okazał się wystarczająco duży ( $10^{-34} \text{ cm}^2$ ), by usprawiedliwić nadzieje na praktyczną realizację syntezy pierwiastków superciężkich na tej właśnie drodze.

Duże zainteresowanie uczestników konferencji wzbudziły również doniesienia o postępie niektórych innych badań prowadzonych przy użyciu akceleratorów ciężkojonowych, a zwłaszcza badań quasi-molekuł powstających w zderzeniach dwóch atomów (o liczbach atomowych  $Z_1$  i  $Z_2$ ). Jeśli jądra takich atomów zbliżają się do siebie na dostatecznie małą odległość, elektrony ich wewnętrznych powłok rozmieszczają się wokół dwóch centrów ładunku tworząc kwazimolekularne orbity. Aczkolwiek czas życia takiej kwazicząsteczki jest bardzo krótki, rzędu  $10^{-18}$  —  $10^{19}$  sekundy, można obserwować emisję promieniowania X z przejść pomiędzy wewnętrznymi orbitami molekularnymi. Pomiar widm takiego promieniowania były przeprowadzone dla długiego szeregu różnych układów ( $Z_1 + Z_2$ ) poczynwszy od układu „fluor + aluminium” ( $Z_1 + Z_2 = 22$ ) aż do układu „uran + uran” ( $Z_1 + Z_2 = 184$ ). Pozwoliły one wyciągnąć wnioski dotyczące struktury orbit molekularnych tworzących się przy maksymalnym zbliżeniu dwóch jąder. Wydaje się, że tego rodzaju eksperymenty otwierają widoki na badania zachowania się elektronów w bardzo silnych polach elektrycznych i magnetycznych i stwarzają okazję do weryfikacji kwantowej elektrodynamiki w takich ekstremalnych warunkach.

W programie Sympozjum Nowoczesnej Optyki na czoło zostały wysunięte teoretyczne i techniczne zagadnienia nieliniowej optyki. Dużo mówiło się o procesach wielofotonowych, takich jak np. przejścia atomowe, w których atom absorbuje jednocześnie kilka fotonów promieniowania laserowego. Wiele referatów dotyczyło laserów i techniki laserowej. Szczególnie żywe zainteresowania zdawały się budzić informacje o laserach o małej długości fali, mające rozległe perspektywy rozmaitych praktycznych zastosowań, zwłaszcza w naukach biologicznych, np. w badaniach struktury złożonych cząsteczek. Obecnie można generować spójne promieniowanie długości fali do 35 mm, a istnieją realne możliwości obniżenia tej granicy do 10 mm. Znaczne postępy można odnotować i w technice wytwarzania ultrakrótkich, pikosekundowych impulsów laserowych. Technika ta znajduje ciekawe zastosowania m. in. w spektroskopii ramanowskiej (metoda CARS-Coherent AntiStokes Raman Spectroscopy), w oryginalnej metodzie „dwuimpulsowej” używanej do badania struktury wielkich cząsteczek wieloatomowych, w diagnostyce gorącej plazmy itd.

Do programu konferencji włączono również zagadnienia dydaktyki fizyki. Ciekawy odczyt prof. Fullera (St. Zjedn.) był poświęcony „strategii” nauczania fizyki w oparciu o słynne koncepcje prof. Jeana Piageta dotyczące intelektualnego rozwoju człowieka. Zgodnie z poglądami tego znakomitego psychologa i filozofa szwajcarskiego, twórcy epistemologii genetycznej, rozwój intelektualny dokonuje się poprzez „samoregulację” — proces analogiczny do procesu adaptacji gatunków podlegających ewolucji. Rozwój dziecka i młodzieńca biegnie od myślenia „konkretnego” do „formalnego”. W procesie samoregulacji osoba ucząca się bierze aktywny udział w poszukiwaniu związków i wzorów umożliwiających jej rozwiązywanie sprzeczności i wprowadzanie ładu i porządku logicznego do zespołu nowych faktów doświadczalnych, bo „rozumieć to znaczy odkrywać lub odtwarzać przez ponowne odkrycie”. A jaki jest cel nauczania fizyki? „Prawdziwym celem edukacji jest tworzenie ludzi zdolnych do robienia nowych rzeczy, a nie tylko powtarzania tego, co inne pokolenia zrobiły... Drugim celem edukacji jest kształtowanie umysłów, które winny być krytyczne, a nie przyjmować wszystkiego, co im się podaje. Wielkim niebezpieczeństwem są dziś slogany, opinie potoczne, utarte sposoby myślenia”.

W programie konferencji znalazło się również miejsce dla problematyki wzajemnych zwią-



ków fizyki i społeczeństwa. Poświęcono im specjalną sesję oraz dwa wykłady plenarne: „Sytuacja fizyki w krajach rozwijających się” (prof. M. K. G. Menon z Indii) oraz „Fizyka a wyścig zbrojeń” (prof. F. Barnaby, International Peace Research Institute).

W czasie konferencji odbyło się również kilka zebrań Europejskiego Towarzystwa Fizycznego, a mianowicie posiedzenie Rady Towarzystwa, walne zgromadzenie (General Assembly) oraz zebrania Komitetu Wykonawczego.

Miejscem konferencji był York — niezwykle uroczne, zabytkowe miasto w północnej Anglii, a raczej leżące w jego pobliżu miasteczko uniwersyteckie, Heslington, którego pięć kolegiów malowniczo, a fantazyjnie rozrzuconych wokół jeziora, wśród nienagannie strzyżonych trawników i sędziwych drzew, dało na tydzień gościnę tysiącowi gości przybyłych tu z całej Europy. Poza Anglikami najwięcej zjechało do Yorku fizyków z Niemiec Zach. i Francji. Dopisali także i Polacy przyjeżdżając w liczbie aż dwudziestu osób; zasługa w tym niemała głównego organizatora konferencji, to jest E.T.F, które spośród trzydziestu stypendiów, jakie przeznaczyło dla młodych fizyków, by im umożliwić udział w konferencji, aż dziesięć przyznało Polakom.

Konferencję w Yorku można na pewno ocenić wysoko i uznać ją za imprezę udaną. Miała ona bogaty i ciekawy program naukowy i nienaganą organizację, za którą z pewnością należy się pochwała profesorowi O. S. Heavensowi i jego Lokalnemu Komitetowi Organizacyjnemu. Wprawdzie nie przyniosła ta konferencja żadnych, jak mi się wydaje, sensacyjnych doniesień o wielkich, a dotychczas niepublikowanych, odkryciach naukowych, ale jednak odegrała ważną rolę informacyjną dając interesujący przegląd aktualnej sytuacji na głównych odcinkach frontu badań fizycznych. Sądzę również, że przyczyniła się ona do integracji fizyki, uwypuklając i oświetlając wzajemne związki poszczególnych jej działów.

*Zdzisław Wilhelmi*

Instytut Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytet Warszawski

## **Zagadnienia fizyki i społeczeństwa na IV Generalnej Konferencji EPS w Yorku**

Sprawa powiązań fizyki ze społeczeństwem miała w obradach czwartej Generalnej Konferencji Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (York, 25-29 wrzesień 1978 r.) mocny akcent. Dyskusje i referaty na ten temat odbywały się nie tylko na oddzielnym sympozjum, ale również na posiedzeniach plenarnych.

Rola fizyki w społeczeństwie jest istotna nie tylko z tego powodu, że fizyka wyjaśnia otaczające nas zjawiska natury, ale również dlatego, że metoda „fizycznego” myślenia jest najbardziej adekwatną metodą myślenia człowieka. Słynny szwajcarski psycholog i dydaktyk, profesor Piaget widzi fizykę jako przedmiot nauczania, który bardziej wpływa na intelektualny rozwój młodego człowieka niż jakakolwiek inna dziedzina naukowa, której celem jest konfrontacja doświadczenia z teorią i uważa, że umiejętności zdobyte w czasie studiowania fizyki pozostają, po ukończeniu szkoły, już na całe życie. Stąd też tak istotna staje się sprawa dydaktyki fizyki.

W przeszłości, problem „jak uczyć fizyki” był głównie problemem nielicznej grupy fizyków poświęcających się dydaktyce fizyki, lecz z biegiem czasu stał się domeną dużej części fizyków. Profesor Piaget sugeruje następującą myśl przewodnią w nauczaniu fizyki: „Używaj metody aktywnej, która daje młodzieży szeroki horyzont do wytworzenia nawyku spontanicznego badania i wymagaj, żeby każda nowa prawda (prawo przyrody) była uczona przez odkrycie — albo przynajmniej przez rekonstrukcję — a nie wprowadzana po prostu tylko do pamięci studenta”.

Fizycy powinni wykazywać inicjatywę w popularyzacji osiągnięć swojej dziedziny fizyki — zarówno bezpośrednio, jak też i poprzez radio, telewizję i film. Sprawa kontaktów fizyków ze społeczeństwem jest ważna też z tego powodu, że fizycy po uzyskaniu dyplomu mogą pracować w różnych dziedzinach działalności naukowo-technicznej, nie tylko w instytucjach czysto fizycznych. Mają oni większą „ruchliwość” niż naukowcy z innych dziedzin, dzięki surowemu treningowi, jaki daje studiowanie tego przedmiotu (tak np. w ostatnim okresie nagroda Nobla z ekonomii oraz z biologii i medycyny przyznana była naukowcom z podstawowym wykształceniem z fizyki). Jak wykazują ostatnie lata, fizycy są w innych instytucjach nawet bardzo pożądanymi. Dlatego właśnie wydziały fizyki wyższych uczelni nie mogą kształcić fizyków z myślą o wyłącznym wykorzystaniu ich w instytucjach czysto fizycznych. Problemy interdyscyplinarne na styku fizyki i techniki, fizyki i biologii, fizyki i medycyny, fizyki i ochrony środowiska itd., odgrywają dla społeczeństwa i rozwoju nauki coraz ważniejszą rolę. Oczekuje się udziału fizyków w rozwiązywaniu tak istotnego problemu, jak problem nowych źródeł energii. Poważnej roli fizyków należy oczekiwać w rozwiązywaniu wielu innych problemów światowych, czemu dano wyraz w referatach plenarnych: „Fizyka i kraje rozwijające się” oraz „Fizyka i wyścig zbrojeń”.

Fizyka była i jest częścią ogólnoludzką kulturę. Nie może jej zatem braknąć tam, gdzie nowo powstałe państwa odrabiają zaległości historyczne i rozwojowe. W krajach rozwijających się winna ona być jednym z podstawowych elementów wykształcenia, w którym rozumienie praw natury i umiejętność stosowania metod naukowych odgrywa zasadniczą rolę. Musi być ona tam ściśle powiązana z potrzebami społeczeństwa i przemysłu. Jak społeczność fizyków może pomagać rozwijającym się krajom? Wydaje się, że najpierw trzeba poznać indywidualne, specyficzne potrzeby danego kraju i jego poziom kulturalno-cywilizacyjny. W tym celu — jako zasadę można przyjąć kontakty osobiste, organizowanie konferencji w krajach rozwijających się, a ponad wszystko, kształcenie młodych fizyków z tych krajów. Powinno się dostarczać aparaturę — w ramach współpracy — ale aparatura ta nie może być aparaturą przestarzałą. W tej dziedzinie działalności zrobiono jeszcze bardzo mało.

Problem następny, dotyczący fizyki i wyścigu zbrojeń, ma ogromną wagę. Bezpośrednie i szerokie korzystanie z naukowców, a w szczególności fizyków i inżynierów w pracach dotyczących nowych metod zbrojeniowych datuje się szczególnie od okresu drugiej wojny światowej. Stan ten znacznie przybrał na sile głównie z tego powodu, że supermocarstwa nie rozbroiły się bezpośrednio po drugiej wojnie światowej. Dziś — około 400000 naukowców, tj. ok. 40% naukowców zatrudnionych w badaniach podstawowych i stosowanych, pracuje nad zagadnieniami militarnymi. Badania wojskowe pochłaniają sumę ok. 30 miliardów dolarów rocznie, tj. znacznie więcej niż poświęcają rządy całego świata na badania podstawowe i stosowane, nastawione na wykorzystywanie pokojowe.

Podstawowe prace jakie są prowadzone na wielką skalę, to prace nad bronią jądrową i metodami jej przenoszenia. Już teraz, jedna siódma część zmagazynowanych materiałów jądrowych wystarczyłaby do całkowitego zniszczenia życia na Ziemi. Fakt, że użycie jednej bomby jądrowej mogłoby wywołać eskalację światowej wojny jądrowej, jest przekonującym dowodem na to, aby wymagać się zakazu dalszej produkcji broni jądrowej i unieszkodliwienia już istniejącej. Następna sprawa wiąże się z pytaniem natury etycznej: czy można wydawać tyle pieniędzy i środków na cele wojenne, gdy na świecie jest jeszcze tyle biedy i niedostatku. Zdaniem dra Barnaby, dyrektora Międzynarodowego Instytutu Badań Pokojowych, w Sztokholmie, obowiązkiem naukowców, w szczególności fizyków, jest działalność przedstawiająca skutki tych badań militarnych; aby docierała ona do jak najszerszej opinii publicznej (realizują to naukowcy np. poprzez konferencje Pugwash). Wielu bowiem polityków i wojskowych w różnych krajach nie zdaje sobie dokładnie sprawy z konsekwencji tego, co daje dziś nauka zastosowana do celów niszczenia.

Tych kilka uwag nie wyczerpuje bogactwa treści zawartych w materiałach konferencji. Dobrze jest zatem, że konferencje generalne Europejskiego Towarzystwa Fizycznego — które są jakby parlamentem społeczności fizyków europejskich — poruszają takie problemy, żywo

interesujące szersze kręgi społeczeństwa. Społeczeństwo bowiem, w którym żyje naukowiec i które naukę finansuje, musi być partnerem w rozmowie z naukowcem. W szczególności, wiele problemów fizyki nadaje się właśnie do szerszej dyskusji, wykraczającej poza ramy czystej fizyki.

Włodzimierz Zych

Instytut Fizyki  
Politechnika Warszawska

### Jubileuszowe konferencje zjawiska Ramana:

## II Wszeczwiązkowa Konferencja Rozproszenia Ramanowskiego w Moskwie VI Międzynarodowa Konferencja Spektroskopii Ramanowskiej w Bangalore.

Pięćdziesiąta rocznica odkrycia zjawiska Ramana uczczona została dwiema konferencjami o zasięgu międzynarodowym. W Bangalore, w mieście, w którym C. V. Raman spędził ostatnie 37 lat swego życia, VI Międzynarodowa Konferencja na temat Spektroskopii Ramanowskiej (4-9 września 1978 r.) zgromadziła ponad 300 delegatów ze wszystkich kontynentów; wśród nich 72 z Indii, 64 ze Stanów Zjednoczonych, 54 z Francji, 20 z Wielkiej Brytanii, 20 z RFN, 11 z Japonii, 6 z ZSRR, 5 z Polski, 2 z Jugosławii, 1 z NRD. W Moskwie, gdzie L. I. Mandelsztam i G. S. Landsberg niezależnie od Ramana i równocześnie odkryli to samo zjawisko, odbyła się II Wszeczwiązkowa Konferencja na temat Rozproszenia Ramanowskiego (19-22 czerwca 1978 r.), w której wzięło udział ponad 200 badaczy z różnych ośrodków radzieckich, a ponadto 15 gości z Bułgarii, Francji, RFN, Kanady, NRD, Polski i Węgier.

Pierwsze sesje obu konferencji poświęcone były historii odkrycia zjawiska. Problem ten omawiamy w oddzielnej, rocznicowej notatce<sup>1</sup>. Pozostałe sesje poświęcone były przedstawieniu aktualnego stanu badań. Na konferencji w Moskwie przedstawiono 10 referatów plenarnych i 143 komunikaty sekcyjne, w Bangalore — 38 referatów plenarnych i 264 komunikaty sekcyjne, w tym 5 komunikatów przedstawili delegaci polscy: dr dr H. Barańska, R. Mierzecki, A. Mierzejewski i T. Suski.

Wykłady i komunikaty przedstawione na konferencji w Moskwie dotyczyły głównie podstaw zjawiska Ramana. W Bangalore podkreślano przede wszystkim liczne zastosowania tego zjawiska. Największa liczba wystąpień na obu Konferencjach dotyczyła badań struktury kryształów w oparciu o oscylacje niskiej częstości, tzw. *soft modes*. Rezonansowe rozproszenie ramanowskie (RRS) pozwala badać przerwę energetyczną kryształów półprzewodnikowych. Teoria nieliniowych zjawisk ramanowskich rozwijana jest szczególnie w Związku Radzieckim. Zjawiska te rozpatrywane są jako rozproszenie czterofotonowe i nazywane są Aktywną Spektroskopią Kombinacyjnego Rozproszenia (ASKR). Prof. Achmanow omawiał w Moskwie odmianę ASKR, spójną elipsometrię ramanowską (Coherent Raman Ellipsometry — CREM) i jej zastosowanie do rozdzielania nakładających się pasm. W Bangalore w wielu wykładach i komunikatach dyskutowano zastosowanie innej odmiany ASKR — spójnego rozproszenia antystokesowskiego (Coherent Antistokes Raman Scattering — CARS) w połączeniu ze zjawiskiem rezonansowym do badania substancji fluoryzujących, gazów oraz rozcieńczonych roztworów. Metody te nadają się szczególnie do badań układów biologicznych. Zastosowanie to było przedmiotem referatów na obu konferencjach. M. in. prof. E. D. Schmid (RFN) badał trwałość mostków wodorowych utrzymujących spiralną postać białek i kwasów nukleinowych w zależności od kwasowości środowiska i temperatury.

<sup>1</sup> *Postępy Fizyki* 30, 187 (1979) (Przyp. Red.).

Prof. M. Delhaye (Francja) w wystąpieniach na obu konferencjach wskazał, że w ciągu pięćdziesięciu lat czas konieczny do zarejestrowania widma ramanowskiego skrócił się do  $10^{-11}$  sekundy i osiągnął granicę określoną przez zasadę nieoznaczoności Heisenberga. Dalsze skracanie czasu rejestracji musiałyby spowodować znaczne rozmycie pasm ramanowskich. Najmniejszy konieczny rozmiar badanej próbki (20 mikronów) umożliwił konstrukcję mikroskopu ramanowskiego, za pomocą którego można ustalać chemiczny skład zanieczyszczeń i domieszek w kryształach i ich umiejscowienie. A. M. Aglacow przedstawił w Moskwie konstrukcję lasera pracującego na parach miedzi, szczególnie przydatnego do wzbudzenia widma ramanowskiego.

Materiały II Wszeczwiązkowej Konferencji na temat rozproszenia Ramanowskiego wydane zostały przez Akademię Nauk ZSRR w postaci jednego tomu o objętości 312 stron. Materiały konferencji w Bangalore pod nazwą *Proceedings of the VI International Conference on Raman Spectroscopy* wydała f-ma Heyden, Londyn, w 1978 roku. Tom I zawiera referaty plenarne (420 str.), tom II (536 stron) — komunikaty sekcyjne.

Uczestnicy konferencji w Bangalore mieli możliwość odwiedzenia Instytutu Naukowego im. Ramana, który jest obecnie jednym z wiodących na świecie ośrodków badania ciekłych kryształów. Przy tym Instytucie zorganizowane jest muzeum, które przechowuje zbiory naukowe C. V. Ramana, oryginalne przyrządy, za pomocą których odkryte zostało zjawisko Ramana oraz materiały biograficzne dotyczące tego laureata nagrody Nobla.

*Roman Mierzecki*

Instytut Podstawowych Problemów Chemii  
Uniwersytet Warszawski

## **IX Wszeczwiązkowa Konferencja Optyki Koherentnej i Nieliniowej w Leningradzie**

Wszeczwiązkowe Konferencje Optyki Koherentnej i Nieliniowej (OKiN) odbywają się co dwa lata w różnych ośrodkach naukowych ZSRR. Konferencje te są organizowane pod patronatem Rady Naukowej Akademii Nauk ZSRR ds. Optyki Koherentnej i Nieliniowej. Obecna konferencja, poświęcona pamięci akademika R. W. Chochłowa (zmarłego tragicznie w roku 1977), odbyła się w Leningradzie w dniach 13—16 czerwca 1978 r. Przewodniczącym Komitetu Programowego był A. M. Prochorow.

W IX Konferencji OKiN wzięło udział około 1100 osób, w tym ponad 1000 z ZSRR oraz 80 osób z trzynastu innych państw. Delegacja polska, licząca 33 osoby, była najliczniejszą delegacją zagraniczną: w jej skład wchodziło 14 pracowników IF UAM z Poznania, 16 — z różnych warszawskich instytucji naukowych, dwie osoby z Gdańska oraz jedna z Łodzi.

Tematyka konferencji, obejmująca szeroko rozumiane zagadnienia badań podstawowych i aplikacyjnych elektroniki kwantowej i optyki nieliniowej, została podzielona na 12 następujących działów tematycznych — sekcji:

1. Nowe lasery różnych typów — lasery gazowe, lasery rentgenowskie i  $\gamma$ , lasery ekscymery i neodymowe, nowe metody pompowania,
2. Lasery przestrajalne,
3. Optyka zintegrowana, lasery heterozłączone,
4. Nowości optyki nieliniowej, optyka nieliniowa kryształów i półprzewodników,
5. Nieliniowe zjawiska propagacji światła,
6. Selektywne działanie promieniowania na materię, laserowa separacja izotopów,
7. Nowe metody spektroskopii laserowej,
8. Atomy, molekuly, elektrony i jony w silnym polu optycznym,
9. Nieliniowe efekty rezonansowe — przetwarzanie promieniowania laserowego,
10. Zjawiska pikosekundowe, spektroskopia pikosekundowa,

11. Zjawiska koherentne i kwantowe — superradiacja, statystyka fotonów, efekty kolektywne, spolaryzowane układy kwantowe,
12. Nowości w laserowym rozpraszaniu światła.

Obrady konferencji toczyły się równocześnie w czterech salach gmachu Leningradzkiego Instytutu Nauk Politycznych, dobrze wyposażonych w środki audiowizualne; zapewniono też synchroniczne tłumaczenie referatów na język angielski. Ogółem wygłoszono 4 referaty plenarne oraz 22 referaty sekcyjne (przeglądowe), w których omówiono rozwój i stan aktualny wymienionych wyżej dziedzin; przedstawiono również 455 komunikatów z prac własnych (w tym 5 z IF UAM), prezentujących najnowsze wyniki badań teoretycznych i eksperymentalnych. Streszczenia komunikatów wydano drukiem w dwu tomach materiałów konferencji, które ukazały się zarówno w języku rosyjskim jak i angielskim. Referaty plenarne i wybrane referaty sekcyjne zostaną opublikowane w numerze grudniowym czasopisma *Izwestija Akademii Nauk SSSR, Seria Fizika*, 1978.

Otwarcia konferencji dokonał A. Prochorow, który przedstawił krótki przegląd dotychczasowych konferencji i omówił ich rolę w rozwoju elektroniki kwantowej i optyki nieliniowej w ZSRR. Do ważnych, obecnie żywo się rozwijających gałęzi elektroniki kwantowej zaliczył mówca lasery pikosekundowe, lasery barwnikowe i przestrajalne, lasery  $\gamma$  (które, jak sądzi, uda się skonstruować i wprowadzić do użytku do końca naszego wieku) oraz różne zastosowania laserów w optyce zintegrowanej. W kolejnym referacie M. Mirosznikow przedstawił historię rozwoju optyki i przemysłu optycznego w ZSRR, który stanowi silną bazę optyki i elektroniki kwantowej. Omówił też przyczyny, które decydują o niezwykle doniosłej roli optyki i elektroniki kwantowej w rozwoju nauki i przemysłu. Jak stwierdził mówca, obecnie prawie żadna gałąź nauki nie może w swoich badaniach obyć się bez metod optycznych.

Prace Laboratorium Optyki Nieliniowej MGU im. R. W. Chochołowa, omówił S. Achmanow. Tematyka badacza tego Laboratorium, zapoczątkowana i rozwijana przez R. Chochołowa, obejmuje następujące zagadnienia: spektroskopię pikosekundową, lasery parametryczne, teorię nieliniowej propagacji promieniowania lasera, zjawiska nieliniowe wyższych rzędów, spójną spektroskopię ramanowską, efekty nieliniowe w przekazywaniu energii promieniowania optycznego oraz zjawiska optyki koherentnej i statystycznej. Referat S. Achmanowa będzie wydrukowany w czasopiśmie *Priroda* pod koniec roku 1978. W ostatnim referacie plenarnym A. Boncz-Brujewicz przedstawił rozwój nowych kierunków badawczych w optyce i ich związek z nowymi materiałami elektroniki kwantowej i optyki nieliniowej. W czasie trzech następnych dni obrad konferencyjnych wygłaszano referaty sekcyjne i związane z nimi tematycznie komunikaty z prac własnych, zakwalifikowane do prezentacji ustnej. Pozostałe komunikaty prezentowano w formie plakatowej.

Uczestnikom konferencji umożliwiono też zwiedzenie czołowych ośrodków naukowych Leningradu, prowadzących badania w zakresie elektroniki kwantowej i optyki nieliniowej oraz opto-elektroniki i optyki zintegrowanej. Należy podkreślić wysokie zaawansowanie badań naukowych oraz zauważalny, w porównaniu z ubiegłymi latami, postęp w wyposażeniu aparaturowym laboratoriów, w których znajduje się też dużo aparatury z krajów zachodnich.

W programie konferencji przewidziano też czas na poznanie miasta, jego zabytków i historii.

*Zdzisław Błaszczak*

Instytut Fizyki UAM

#### IV Międzynarodowa Konferencja o Kształtach Linii Widmowych w Windsor

W dniach od 31 lipca do 4 sierpnia 1978 roku odbyła się w Windsor, Ontario (Kanada), IV Międzynarodowa Konferencja na temat Kształtów Linii Widmowych. Sugestia organizowania w odstępach dwuletnich regularnych konferencji specjalistycznych poświęconych efek-

tom rozszerzenia linii widmowych została podana w roku 1971 na spotkaniu Sekcji Fizyki Atomowej i Elektronowej Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego. Pierwsza konferencja tego cyklu została zorganizowana przez H. Jacobsona w Knoxville, Tennessee (USA) w roku 1972. W roku 1974 S. Y. Chen przewodniczył Komitetowi Organizacyjnemu II Konferencji w Eugene, Oregon (USA). Kolejna zaś III Konferencja została zorganizowana przez D. D. Burgessa w Imperial College w Londynie w roku 1976. Tematyka tych konferencji obejmuje zagadnienia wpływu oddziaływań międzyatomowych lub międzycząsteczkowych w fazie gazowej na kształt, przesunięcie i szerokość połówkowej linii widmowych.

Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego tegorocznej Konferencji był Wiliam E. Baylis z Uniwersytetu w Windsor. Komitet Naukowy tworzyli: W. Wiese (NBS, Waszyngton), W. E. Baylis, D. D. Burgess (Londyn), D. Voslamber (EURATOM-CEA, Fontenay-aux-Roses, Francja), G. L. Hammond (White Oak, Maryland, USA), B. Wende (Berlin Zach.), A. Ben-Reuven (Tel-Aviv, Izrael) oraz R. J. Exton (NASA, Hampton, Virginia, USA). W konferencji wzięło udział około 120 osób (w tym 5 z Polski), reprezentujących większość ośrodków na świecie, w których prowadzone są badania doświadczalne lub teoretyczne rozszerzenia linii widmowych. Program konferencji obejmował 15 plenarnych referatów przeglądowych, 68 komunikatów z prac własnych oraz dwie dyskusje okrągłego stołu.

Otwarcia konferencji dokonał Prezydent Uniwersytetu Windsorskiego dr J. Francis Leddy. W czasie sesji inauguracyjnej D. N. Stacey (Oxford) wygłosił referat przeglądowy na temat rozszerzenia rezonansowego linii zwracając szczególną uwagę na kilka ciągle jeszcze w pełni nie wyjaśnionych aspektów tego zjawiska. Na tej samej sesji G. Pichler (Zagrzeb) przedstawił interesujące wyniki badań doświadczalnych rozszerzenia rezonansowego w parach metali alkalicznych.

Dominującym zagadnieniem konferencji był problem wyznaczania parametrów opisujących potencjały oddziaływań międzyatomowych, w oparciu o dane dotyczące kształtu, szerokości połówkowej i przesunięcia ciśnieniowo rozszerzonych linii widmowych. Temu problemowi poświęcono 6 sesji plenarnych. K. Niemax (Kilonia, RFN) dokonał przeglądu ostatnich wyników uzyskanych w dziedzinie badań profilu skrzydeł dubletów atomów alkalicznych, zaburzonych przez atomy gazów szlachetnych. Wiele komunikatów wygłoszonych na tych sesjach było poświęconych porównaniu wyników doświadczalnych z obliczeniami opartymi o potencjały pół-empiryczne typu Baylisa i PASCAL-VANDEPLANQUE'a lub też o potencjały empiryczne typu Lennarda-Jonesa. Na sesjach tych zauważalny był udział Polaków. T. Grycuk (Uniwersytet Warszawski) przedstawiła wyniki badań wykonanych wspólnie z E. Paluchą, dotyczących wpływu temperatury na pasma satelickie przy linii rezonansowej rtęci zaburzonej przez krypton. A. Bielski (UMK, Toruń) zreferował wyniki pracy wykonanej wspólnie z E. Lisieckim i J. Wolnikowskim, dotyczącej badań interferometrycznych rozszerzenia kilku linii neonu w warunkach wyładowania jarzeniowego w czystym neonie i w mieszaninie helowo-neonowej.

Specjalna sesja była poświęcona efektom ciśnieniowym w liniach wzbronionych. A. Tam (Bell Labs, Murray Hill) wygłosił referat przeglądowy na temat ostatnich wyników w tej dziedzinie, opracowany wspólnie z W. Happerem (Columbia University, Nowy Jork). Szczególną uwagę w tym referacie poświęcono możliwości zastosowania wymuszonej przez zderzenia emisji quasi-molekularnej w mieszaninach par metali alkalicznych i gazów szlachetnych do uzyskania akcji laserowej.

Dużo uwagi na konferencji poświęcono wpływowi zderzeń na profile linii powstających w wyniku przejść dwufotonowych przy zastosowaniu metod spektroskopii bezdopplerowskiej. Zagadnieniom tym poświęcono dwa referaty przeglądowe. R. Vetter (CNRS, Orsay) przedstawił zebrany dotąd materiał doświadczalny na ten temat, zaś P.R. Berman (Nowy Jork) przedstawił referat pt. „Spektroskopia laserowa a zderzenia”, w którym omówił niektóre aspekty teoretyczne efektów ciśnieniowych w przejściach dwufotonowych.

Innym zagadnieniem, na którym skupiono wielką uwagę był problem roli zderzeń w rozpraszaniu światła laserowego w gazach. J. Carlsten (JILA, Boulder) omówił ostatnie doświadczenia, które doprowadziły do wykrycia nowych, niezwykle interesujących efektów. O pró-

bach teoretycznego opisu tych efektów mówił w swym referacie przeglądowym J. Cooper (JILA, Boulder).

Osobna sesja Konferencji była poświęcona nowym metodom obliczeniowym. Na tej sesji J. Fiutak (Uniwersytet Gdański) omówił problemy związane z obliczaniem profilu linii w ramach formalizmu przestrzeni Liouville'a i przedstawił niektóre rezultaty osiągnięte na tej drodze w ośrodku gdańskim. Autor niniejszego sprawozdania wygłosił komunikat zawierający wyniki pracy, w której zaproponowano metodę uwzględnienia przejść zachodzących w otoczeniu klasycznych punktów zwrotu w obliczeniach kształtu linii.

Wiele uwagi na konferencji (5 sesji) poświęcono starkowskiemu rozszerzeniu linii w plazmie. C. F. Hooper (Gainesville, Floryda) wygłosił referat zawierający obszerną dyskusję na temat rozszerzenia starkowskiego jonów wodoropodobnych o dużej wartości liczby atomowej  $Z$  w gorącej, gęstej plazmie. B. Yaakobi (Rochester) omówił pomiary starkowskich profilów linii NeIX i NeX emitowanych z plazmy wytwarzanej przez gigantyczne impulsy laserowe. Stężenie elektronów w tej plazmie wynosiło  $10^{23}$  cm<sup>-3</sup>. Interesujące wyniki obliczeń starkowskich kształtów pierwszych sześciu linii serii Lymana wodoropodobnych jonów węgla, tlenu, neonu, magnezu, aluminium i krzemu rozszerzonych przez elektrony i jony w gęstej plazmie przedstawił H. R. Griem (College Park, Maryland). Kwantowo-mechaniczne rachunki starkowskich profilów linii serii Balmera wodoru omówił N. Tran Minh (Meudon, Francja), zaś B. Wende (Berlin Zach.) przedstawił rezultaty pomiarów szerokości linii  $L_{\alpha}$  i  $L_{\beta}$  wodoru w plazmie gęstej.

Specjalna sesja była poświęcona starkowskiemu rozszerzeniu linii helu. Na tej sesji C. S. Diatta (Dakar, Senegal) wygłosił trzy komunikaty, zawierające wyniki prac wykonanych wspólnie z A. Czernichowskim (Wrocław) i J. Chappelle (CNRS, Orleans, Francja) dotyczących starkowskiego rozszerzenia i przesunięcia kilku linii (zarówno dozwolonych, jak i wzbronionych) helu.

Ogólnie biorąc na konferencji windsorskiej przedstawiono wiele nowych i niezwykle interesujących wyników teoretycznych i doświadczalnych. Konferencja ta wskazała również kierunki dalszego rozwoju badań w dziedzinie ciśnieniowego rozszerzenia linii. W czasie konferencji odbyła się sesja robocza, na której przedyskutowano niektóre zagadnienia programowe. W szczególności zwrócono uwagę na konieczność zorganizowania w przyszłości specjalnych sesji poświęconych zastosowaniom astrofizycznym. Zdecydowano również, że następna V Konferencja odbędzie się w lipcu 1980 roku w Berlinie Zachodnim. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego V Konferencji został obrany prof. dr B. Wende (Physikalische-Technische Bundesanstalt, Berlin Zach.).

*Józef Szudy*

Instytut Fizyki UMK  
Toruń

#### XIV Międzynarodowa Konferencja Fizyki Półprzewodników w Edynburgu

Tegoroczna, czternasta już w serii organizowanych co dwa lata, pod egidą IUPAP, Międzynarodowa Konferencja Fizyki Półprzewodników (4—8. IX. 1978 r.) nie odbiegała ani formą, ani rozmiarami od swych bezpośrednich poprzedniczek. Była ona — jak nakazuje tradycja — przeglądem tego, co się obecnie dzieje w fizyce półprzewodników. Ponieważ zaś dzieje się wiele nowego, tegoroczna konferencja miała intensywność i atmosferę taką, jaką mają konferencje poświęcone młodym i rozwijającym się dyscyplinom naukowym.

Wbrew pesymistom, którzy już w latach pięćdziesiątych głosili, że w przeciagu dekady zniknie nauka o półprzewodnikach, a zostanie tylko sama technologia elementów i materiałów półprzewodnikowych, fizyka półprzewodników wydaje się znowu wchodzić w okres prężnego rozwoju. Paradoksalnie, w dużej mierze jest to właśnie zasługą technologii.

Tak więc, aby podać kilka przykładów, postępowi w wytwarzaniu MOSFET-ów<sup>1</sup> (i podobnym im układom) zawdzięczamy rozwój fizyki systemów dwuwymiarowych. Postęp w technice posługiwania się wiązkami molekularnymi w epitaksjalnym wzroście kryształów wieloskładnikowych zapoczątkował badania supersieci, które otworzyły nowy zupełnie rozdział badań w fizyce półprzewodników. Czy też, wreszcie, na skutek doskonalenia technologii, powstały półprzewodniki warstwowe, struktury niezmiernie interesujące w zastosowaniach i z punktu widzenia samej fizyki.

Takim właśnie „fabrykowanym strukturom” i problemom fizycznym, które dzięki nim można badać, poświęcono znaczną część programu konferencji.

Dwa z siedmiu plenarnych referatów konferencji oraz 4 z 34 sesji (na których przedstawiano 15-minutowe referaty) poświęcono problemom związanym z dwuwymiarowymi układami. Dziedzina ta zdaje się wchodzić w okres bardziej ścisłych sformułowań teoretycznych. W dziedzinie eksperymentu nastąpiło tu pewne nasycenie, lecz doświadczenia z domieszkowaniem warstw jonami sodu (Hartstein, Fowler i współpracownicy), czy też doświadczenia z „przechylnymi płaszczyznami” (Stiles, referat plenarny) ciągle pokazują, że wiele nowego można się jeszcze tu spodziewać. Metoda „przechylnych płaszczyzn”, tzn. płaszczyzn o orientacji minimalnie odbiegającej od orientacji wysokiej symetrii, była jedną z atrakcji konferencji. W krzemie, na powierzchni lekko odchylonej od (100), obserwuje się efekty związane z pojawieniem się mini-przerw i mini-pasm energetycznych, które powstają na skutek oddziaływania międzypolinowego. Krzem, jak to na przykład wskazuje ten eksperyment, dominuje w badaniach powierzchniowych. Zaczynają się tu jednak pojawiać materiały wąskoprzerwowe jak PbTe i  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ .

W referacie plenarnym poświęconym supersieciom, Sai-Halasz (grupa IBM-owska, której *spiritus movens* jest Leo Esaki) zademonstrował, jak skomplikowanej aparatury wymaga wytwarzanie tych struktur. Sterowana komputerem wiązka molekularna nakłada na podłoże w regularnych odstępach warstwy nawzajem na siebie nałożonych różnych półprzewodników. Deformacje stref Brillouina, w kierunku prostopadłym do warstw, dają periodyczną strukturę pod-pasm i pod-stref wzbronionych. Własności fizyczne takiej super-sieci odbiegają znacznie od własności materiałów użytych w epitaksji, na skutek efektu podobnego do tego, dla którego propagacja elektronu w sieci typu Kroniga-Penney'a jest inna niż w próżni.

Intensywnie bada się też półprzewodniki warstwowe (poświęcono im jeden referat plenarny i jedną sesję Konferencji). Spodziewane są tu rozległe zastosowania, zwłaszcza w budowie baterii słonecznych. Półprzewodniki warstwowe są, wraz z supersieciami, układami, w których ponad wszelką wątpliwość istnieją fale gęstości. O falach gęstości mówił Falicov w referacie plenarnym zamykającym Konferencję.

Triumfalny w latach sześćdziesiątych pochód półprzewodników amorficznych zmienił się w postęp okupowany żmudnymi rachunkami oraz skomplikowanymi eksperymentami. W tamtych latach wydawało się, że zastosowania półprzewodników amorficznych będą ogromne. Nie sprawdzilo się to jednak w całej rozciągłości. Obecnie intensywnie pracuje się nad amorficznym Si domieszkowanym wodorem (sesja konferencji), znowu z nadzieją zastosowań. Może to służyć za przykład istnienia bardzo silnej obecnie korelacji pomiędzy zastosowaniami a rozwojem badań. Jest to niewątpliwie związane z trudnościami finansowymi, których powszechność jest zjawiskiem w najwyższym stopniu niepokojącym. Tłumaczy to też, w pewnym stopniu, zainteresowanie fizyków „fabrykowanymi układami”.

Niejakie rozczerowanie materiałami amorficznymi spowodowało powrót wielu fizyków do problemów przewodnictwa domieszkowego w ortodoksyjnych półprzewodnikach, która to dziedzina była dotąd poligonem dla sprawdzania koncepcji z zakresu fizyki półprzewodników amorficznych. Pasmu domieszkowemu poświęcono dwie sesje, domieszkom płytkim i gębkim, po jednej. Pokazano, że pasmo  $D^-$  (górne Hubbarda) rzeczywiście istnieje w półprzewodnikach. Mówił o tym Kobayashi na specjalnej wieczornej sesji zorganizowanej z inicja-

<sup>1</sup> MOSFET — skrót od: Metal-Oxide-Semiconductor-Field-Effect-Transistor; tranzystor polowy z bramką odizolowaną od podłoża warstwą tlenku.



tywy Sir Nevilla Motta (drugim referatem sesji był referat Peppera o przejściu Andersona w układach dwuwymiarowych). Resztę czasu poświęcono (jak powiadają, również z inicjatywą Sir Nevilla) próbowaniu szkockich whisky.

Sesja poświęcona głębokim domieszkom pokazała, jak znaczny postęp osiągnięto w tej dziedzinie, zwłaszcza poprzez zrozumienie oddziaływań sieciowych (Morgan, Jaros).

Laserem i technice laserowej poświęcono znaczną ilość miejsca. Można rzec, że nie istnieją właściwie prace optyczne prowadzone bez laserów. Poza rozszanymi po całym programie pracami prowadzonymi przy użyciu lasera, odbyła się specjalna sesja, złożona z samych przeglądowych referatów, poświęcona oddziaływaniu promieniowania laserowego z półprzewodnikami. Podobna w formie sesja została poświęcona defektom i ich wprowadzaniu do półprzewodnika, pomyślana jako sesja materiałowa.

Mimo specjalnej sesji zatytułowanej „Nowe Materiały” zadziwiająco mało poświęcono miejsca nowościom w tej dziedzinie. Krzem i niektóre związki  $A_3B_5$  panują w dziedzinie zastosowań. Domieszki są badane w czterowartościowych oraz szerokoprzerwowych półprzewodnikach. Te ostatnie są szczególnie ważne w dziedzinie domieszek głębokich i badań nad relaksacją sieci.

Wiele uwagi (dwie sesje już pierwszego dnia konferencji) poświęcono półprzewodnikom wąskoprzerwowym i magnetycznym. W szczególności (co zresztą podkreślił Stradling w podsumowaniu konferencji) interesujące są w tej grupie półprzewodniki zawierające jony manganu. Dzięki oddziaływaniom spinowym radykalnie zmieniają się parametry wyjściowego materiału i pojawiają się efekty nieznanne w innych materiałach (np. oscylacje amplitudy efektu Szubnikowa-deHaasa w funkcji temperatury). Ponieważ problematyka związana z półprzewodnikami wąskoprzerwowymi domieszkowanymi manganem została zainicjowana w ośrodku warszawskim i jest tam dalej rozwijana, ze znacznym powodzeniem, było nam szczególnie przyjemnie zobaczyć, że nasza pozycja w tej dziedzinie jest doceniana na forum międzynarodowym. Mianowicie, referat przeglądowy dotyczący tych materiałów wygłosił Robert Gałązka z IF PAN. Był to pierwszy referat przeglądowy konferencji, co również świadczy o uwadze, jaką się przykłada obecnie do tej dziedziny. Jednym z najbardziej komentowanych elementów referatu było opisanie anomalnie dużego efektu Faradaya w półprzewodnikach z manganem, który przypisuje się powstawaniu bardzo silnego, efektywnego pola magnetycznego na skutek oddziaływań spinowych.

Warto jeszcze wspomnieć o udziale fizyków z Polski na konferencji. Na 375 referatów (185 wygłoszonych i 90 poddanych dyskusji) 15 było z Polski lub z udziałem fizyków z Polski. W konferencji uczestniczyło 16 fizyków z Polski. Grupa warszawska była najliczniej reprezentowana, z racji samej liczby ludzi zajmujących się półprzewodnikami w Warszawie, jak i dzięki energicznym zabiegom Profesora Sosnowskiego dla znalezienia funduszy na udział tak okazałej grupy ludzi. Dobrze się też stało, że mogło być nas tak wielu. Była to bowiem niezwykle interesująca konferencja. W tak krótkim opisie nie sposób opowiedzieć o wszystkim, pominięto tutaj, dla przykładu problemy kropki w Ge i Si, ekscytonów, przejść fazowych, efektów spinowych etc. Możemy tylko mieć nadzieję, że materiały konferencji ukażą się szybko. Nadzieja ta jest chyba dobrze uzasadniona, ponieważ organizacja konferencji była niesłychanie sprawna. Wybór Edynburga jako miejsca konferencji — wspaniały. Mogli się o tym przekonać wszyscy, a w szczególności uczestnicy wycieczek, które Komitet Organizacyjny przygotował dla tych, którzy chcieli oderwać się od intensywności sesji naukowych. Odbył się też bankiet, na którym, powiadają, podano gotowanego (!) jelenia, udawadniając tym samym raz jeszcze, że fizyka brytyjska stoi o wiele wyżej od brytyjskiej sztuki kulinarnej.

*Jan Chroboczek*

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

## R E C E N Z J E

Fredricke Reif: *Fizyka statystyczna*. Tłumaczyli z języka angielskiego T. Coghren i J. Łoskiewicz, PWN, Warszawa 1973, str. 394, cena zł 80,—

*Fizyka statystyczna* F. Reifa jest ostatnim tomem tak zwanego kursu berkeleyowskiego, z którego od szeregu lat korzystają w Polsce studenci pierwszych lat fizyki, a nawet i innych specjalności. Kurs jest dziełem zespołu znanych specjalistów z różnych dziedzin fizyki. Od czasu ukazania się pierwszego wydania minęło już piętnaście lat. Charakterystyczną cechą kursu berkeleyowskiego jest zerwanie z tradycyjnym podziałem fizyki nie tylko na działy jak Mechanika, Ciepło, Elektryczność i Optyka, ale i na fizykę współczesną oraz klasyczną.

Szybki rozwój fizyki w ostatnim stuleciu spowodował, że do tradycyjnego kursu dodawano to wszystko, co wniosły nowe odkrycia, szczególnie w zakresie cech mikroobektów, chrzcząc to wszystkim mianem fizyki współczesnej. W ten sposób odróżniano nowe fascynujące odkrycia, które zmieniły w zasadniczy sposób nasz pogląd na naturę i charakter praw fizyki, od tego, co mieściło się w schemacie dotychczasowym, a co nazwano fizyką klasyczną.

W miarę rozwoju fizyki, pojawiania się nowych odkryć i postępującego procesu ich zrozumienia, podział ten stawał się jednak coraz mniej uzasadniony. To, co kiedyś bywało współczesne, rewolucjonizowało nasze wyobrażenia, stawało się z czasem klasyczne ustępując miano współczesności coraz to nowym odkryciom. Niemniej w dydaktyce podział ten trwał długo i w pewnym stopniu utrzymuje się nadal. Natura jednak stanowi jedność. Podstawowe prawa rządzące mikroobektami powinny więc w możliwie prosty sposób łączyć się z opisem cech układów makroskopowych. Idea ta przyswiecała już Boltzmannowi i Smoluchowskiemu jeszcze na długo przed odkryciem struktury atomu i mechaniki kwantowej. Ukazanie tego powiązania przy zastosowaniu najniezbędniejszego aparatu matematycznego było celem, jaki postawił sobie autor. W wykładzie zrezygnował z przedstawienia historycznego rozwoju omawianych teorii. Rozważania swe ogranicza do przypadków podlegających statystyce Boltzmannu. Nie pociąga to jednak za sobą ograniczenia wykładu do tradycyjnego powiązania go jedynie z termodynamiką fenomenologiczną. Materiał obejmuje szereg problemów, które były w centrum zainteresowań związanych aktualnymi badaniami w czasie, kiedy podręcznik powstał. Przykłady bazują więc nie tylko na gazie doskonałym i zjawiskach transportu, ale i w niemalym stopniu na układach spinów w polu magnetycznym czy rozważaniach ruchu cząstki w pudle.

Podręcznik podzielony został na trzy zasadnicze części. W pierwszej, składającej się z dwóch rozdziałów, autor omawia w sposób prosty i bardzo obrazowy podstawowe pojęcia fizyczne, jak: fluktuacje w stanie równowagi, procesy odwracalne i nieodwracalne, dążenie do stanu równowagi, temperaturę bezwzględną, energię. Po tych wiadomościach przechodzi do omówienia podstawowych pojęć z rachunku prawdopodobieństwa. W sposób bardzo przejrzysty i poglądowy dochodzi do rozkładu dwumienneo, omawia różne wartości średnie i kończy na ciągłym rozkładzie prawdopodobieństwa. Część ta napisana jest w sposób bardzo prosty i pouczający. Sądzę, że student może dobrze zrozumieć podstawy fizyczne, jak i matematyczne fizyki statystycznej. W drugiej części, składającej się z trzech rozdziałów, daje autor podstawy, teoretyczne fizyki statystycznej. Obejmuje ona: statystyczny opis układu wielu cząstek, postulaty teorii statystycznej, oddziaływanie termiczne, wprowadzenie pojęcia entropii, bez-

względnej temperatury oraz rozkładu kanonicznego. Wreszcie wiąże wprowadzone wcześniej parametry makroskopowe z wielkościami molekularnymi oraz omawia metody doświadczalne ich wyznaczania. Na zakończenie, wprowadza podział parametrów na intensywne i ekstensywne. W trzeciej części zostały omówione, w trzech niezależnych rozdziałach, szczegółowe opracowania teoretyczne dotyczące: 1) rozkładu kanonicznego w klasycznym przybliżeniu, gdzie podano niektóre jego praktyczne zastosowania jak makswelewski rozkład prędkości cząstek gazu i zasadę ekwipartycji energii, 2) zasad termodynamiki z omówieniem warunków równowagi przy wykorzystaniu pojęć entropii i energii swobodnej Gibbsa, 3) przedstawienia, w elementarny lecz bardzo pogładowy sposób, kinetycznej teorii procesów transportu. Każdy rozdział zakończony jest zbiorem zadań, których celem jest utrwalenie materiału oraz jego praktyczne opanowanie. Całość kończą uzupełnienia i przypisy matematyczne, w których omówiono rozkłady Gaussa i Poissona oraz podano wzory matematyczne, z których można korzystać przy rozwiązywaniu zadań.

W książce, a dokładniej w całym berkeleyowskim kursie, stosuje się układ jednostek CGS. Utrudnia to nieco korzystanie z niego przy obowiązującym u nas układzie SI. Niewątpliwie każdy fizyk powinien znać oba układy jednostek, jednak w podręcznikach kursów podstawowych należałoby stosować układ obowiązujący, tym bardziej, że staje się on coraz bardziej stosowany w praktyce, nie wyłączając badań podstawowych.

Książka napisana jest w sposób jasny, zrozumiały, choć porusza problemy trudne. Materiał usystematyzowany jest w sposób logiczny choć nie konwencjonalny. Program wykładu jest dobrze przemyślany, choć może niejedno chcielibyśmy zmienić czy uzupełnić. Książka napisana jest głównie z punktu widzenia potrzeb określonego zespołu laboratoriów i dlatego materiał w niej zawarty, a szczególnie przykłady, nie zadowoli wszystkich. Można go zmienić, rozszerzyć, dać inny zespół przykładów. Jednak przy takich zmianach należy zachować ostrożność, by nie zburzyć wewnętrznego układu logicznego. Kurs jako całość jest oryginalnym osiągnięciem i niewątpliwie znacznie różni się od tradycyjnych. Ważną zaletą podręcznika, jak i całego kursu, jest ograniczenie materiału encyklopedycznego na rzecz syntetycznych, ogólnych ujęć. W tym kierunku nie można jednak pójść zbyt daleko, bo choć taki podręcznik może być pouczający dla bardziej zaawansowanych czytelników, nie wyłączając pracowników nauki, to jednak może okazać się zbyt trudny dla początkujących. Dlatego jest rzeczą niezmiernie ważną, by poza materiałem teoretycznym przerobić możliwie dużo zadań, które tworzą z nim zwartą całość. Sądzę, że ujemną stroną podręcznika, jak i całego kursu, jest zbyt mała ilość opisów pouczających doświadczeń, ułatwiających czytelnikowi zrozumienie materiału. Pozwalają one też na wykonanie doświadczeń we własnym zakresie w kole naukowym czy w innych zespołach. Niewątpliwie, wprowadzenie takich opisów zwiększyłoby objętość książki, ale z pożytkiem dla czytelnika.

Szata graficzna książki jest niestety mało atrakcyjna; zwłaszcza bezbarwne ilustracje powodują, że podręcznik jest bardzo monotony. Reprodukcje zdjęć też nie są najlepsze; dla przykładu chociażby, na stronach 232 i 233 kriostat i aparatura do pomiaru ciepła właściwego są tak zamazane że umieszczanie takich zdjęć wydaje się niecelowe. Szata graficzna odbiega od oryginału, mimo że tłumaczenie ukazało się znacznie później.

Tłumaczenie książki jak i terminologia fizyczna są poprawne, w dobrej polszczyźnie.

Wydanie książki było bardzo celowe. Uzyskaliśmy podręcznik niewątpliwie nowoczesny, przydatny dla dydaktyki.

*August Chelkowski*

Instytut Fizyki UŚ  
Katowice

## PTF

Podajemy skład Zarządów oraz liczbę członków Oddziałów (stan w końcu października 1978):

*Oddział Białostocki*

Przewodniczący — Eudokia Ostaszewicz, wiceprzewodniczący — Fabian Grądzki, sekretarz — Mieczysław Kucharczyk, skarbnik — Zdzisław Lasocki, członek Zarządu — Klara Turowska. Liczba członków — 32.

*Oddział Bydgoski*

przewodniczący — Mikołaj Rozwadowski, wiceprzewodniczący — Wiesław Berdowski, sekretarz — Aleksandra Wronkowska, skarbnik — Andrzej Kociszewski, członkowie Zarządu — Wiesława Dymel, Bronisław Grzegorzewski, Stanisław Trawiński. Liczba członków — 28.

*Oddział Częstochowski*

przewodniczący — Stefan Szymura, wiceprzewodniczący — Jacek Dworakowski, sekretarz — Jan Wójcik, skarbnik — Teresa Kuderska, członkowie Zarządu — Józef Drabecki, Antoni Faber, Helena Zbrojkiewicz. Liczba członków — 68.

*Oddział Gdański*

przewodniczący — Bronisław Jachym, wiceprzewodniczący — Józef Terlecki i Kazimierz Knapieński, sekretarz — Irena Witort, skarbnik — Krystyn Kozłowski, członkowie Zarządu — Mieczysław Chybicki, Andrzej Januszajtis, Jędrzej Smulkowski, Stefania Stipal. Liczba członków — 155.

*Oddział Gliwicki*

przewodniczący — Andrzej Sycz, wiceprzewodniczący — Franciszek Kumasza, sekretarz — Krystyna Skrodzka, skarbnik — Andrzej Walanus, członkowie Zarządu — Roman Kolano, Norbert Wójcik, Michał Kobylński, Kazimierz Wanat, Jan Białoń. Liczba członków — 91.

*Oddział Katowicki*

przewodniczący — Józef Kuźmiński, wiceprzewodniczący — Bogdan Jankowski, sekretarz — Janusz Frąckowiak, skarbnik — Alicja Habrowska, członkowie Zarządu — Janina Drużkowska-Cader, Zygmunt Gburski, Józef Greupner, Krzysztof Jankowski, Janusz Michnik. Liczba członków — 110.

*Oddział Koszaliński*

przewodniczący — Witold Precht, wiceprzewodniczący — F. Garszczyński, sekretarz — J. Żmijan, skarbnik — R. Orlik, członek Zarządu — A. Małecka. Liczba członków — 30.

*Oddział Krakowski*

przewodniczący — Karol Krop, wiceprzewodniczący — Andrzej Staruszkiewicz, sekretarz — Lilianna Aniola-Jędrzejek, skarbnik — Andrzej Chrzastowski, członkowie Zarządu — Andrzej Białas, Zbigniew Bochnacki, Jan Czubek, Kazimierz Grotowski, Andrzej Hryniewicz, Marian Mięslowicz, Adam Strzałkowski, Kacper Zalewski. Liczba członków — 270.

*Oddział Lubelski*

przewodniczący — Stanisław Szpikowski, wiceprzewodniczący — Bogdan Adamczyk, sekretarz Tomasz Goworek, skarbnik — Barbara Gładyszewska, członkowie Zarządu — Maksymilian Piłat, Janusz Zinkiewicz, Henryk Dacewicz. Liczba członków — 153.

*Oddział Łódzki*

przewodniczący — Jerzy Jateczak, wiceprzewodniczący — Henryk Małecki, sekretarz — Ryszard Braun, skarbnik — Jerzy Dresler, członkowie Zarządu — Julian Ławrynowicz, Przemysław Adamski, Liczba członków — 187.

*Oddział Opolski*

przewodniczący — Apolonia Wrzesińska, wiceprzewodniczący — Bolesław Grabowski, sekretarz — Józef Musielok, skarbnik — Wiesława Rudzińska, członkowie Zarządu —

Danuta Bągiel, Tadeusz Górecki, Ryszard Pietrzak. Liczba członków — 67.

#### *Oddział Poznański*

przewodniczący — Jerzy Pietrzak, wiceprzewodniczący — Jan Stankowski i Andrzej Pilawski, sekretarz — Leokadia Bobrowicz, skarbnik — Tadeusz Hilezer, członkowie Zarządu — Andrzej Dobek, Mirosław Drozdowski, Andrzej Graja, Maciej Kozirowski, Asja Olechnowicz-Kozak, Zygmunt Przeniczny, Danuta Zommer. Liczba członków — 191.

#### *Oddział Rzeszowski*

przewodniczący — Aleksander Szymański, wiceprzewodniczący — Roman Ampel, sekretarz — Maria Inglot-Siemaszko, członkowie Zarządu — Czesław Jankiewicz, Maria Leśniak, Zofia Malak. Liczba członków — 55.

#### *Oddział Szczeciński*

przewodniczący — Tadeusz Rewaj, wiceprzewodniczący — Jan Budziński, sekretarz — Alina Lakner-Małowicz, skarbnik — Bronisław Bystron, członkowie Zarządu — Mieczysław Prajsnar, Jerzy Majszczyk. Liczba członków — 62.

#### *Oddział Toruński*

przewodniczący — Stanisław Łęgowski, wiceprzewodniczący — Józef Szudy, wiceprzewodniczący d/s Pododdziału Olsztyńskiego — Regina Drabent, sekretarz — Józefina Turlo, skarbnik — Stanisław Orzeszko, członkowie Zarządu — Jerzy Wolnikowski, Janusz Szatkowski, Józef Olszewski. Liczba członków 119 (w tym 18 członków należy do Pododdziału Olsztyńskiego).

#### *Oddział Warszawski*

przewodniczący — Maciej Suffczyński, wiceprzewodniczący — Aniela Wolska, sekretarz — Zbigniew Gortel, zastępcy sekretarza — Maria Kraińska, Bronisław Orłowski, skarbnik — Aleksandra Kopystyńska, członek Zarządu — Ewa Skrzypczak. Liczba członków — 436.

#### *Oddział Wrocławski*

przewodniczący — Kazimierz Wojciechowski, wiceprzewodniczący — S. Miękiś, sekretarz — Jolanta Rogowska, skarbnik — Stanisław Kaszczyszyn, członkowie Zarządu — S. Przeszalski, W. Karwowski, E. Trojnar, T. Hoffman, L. Wojda, H. Wojewoda. Liczba członków — 241.

### Nowy Zarząd Oddziału Poznańskiego

Dnia 17 listopada 1978 r. zakończył swą, ponad czteroletnią, działalność Zarząd Oddziału Poznańskiego PTF pracujący pod przewodnictwem doc. dra hab. Jerzego Pietrzaka. Ustępujący Zarząd ma na swoim koncie kilka osiągnięć, które zjednały mu sympatię poznańskich fizyków i sprawiły, że Towarzystwo odgrywało pożyteczną i ważną rolę w życiu naukowym regionu północno-zachodniego. Tradycyjną formą działalności PTF jest organizowanie spotkań i odczytów naukowych. Forma ta przybrała w Poznaniu w ostatnich latach zmodyfikowany i bardziej atrakcyjny kształt; zamiast odczytów zorganizowano cykl spotkań z wybitnymi fizykami polskimi, którzy mówili o swych osiągnięciach, warsztacie naukowym, a niekiedy również o sprawach niemalże osobistych. W latach 1974—75 odbyło się 7 posiedzeń naukowych z cyklu „Spotkania z twórcami nauki polskiej”. Oddział Poznański PTF gościł również wybitnych uczonych zagranicznych.

Zarząd Oddziału przywiązywał wielką wagę do podnoszenia sprawności kształcenia fizyków w regionie poznańskim. W tym celu reaktywizowano Sekcję Pedagogiczną, która zorganizowała cykle wykładów dla nauczycieli oraz młodzieży szkół średnich. Podkreślić należy również rozwinięcie współpracy z Młodzieżowym Towarzystwem Przyjaciół Nauk im. Edukacji Narodowej w Poznaniu. Współpraca ta polegała na organizowaniu wykładów i udostępnianiu pracowni naukowych IF UAM, IFM PAN i IF PP dla prac eksperymentalnych członków tego Towarzystwa. Działalność skierowana na pracę z uczniami utalentowanymi została wysoko oceniona przez Ministerstwo Oświaty i Wychowania i zalecona przez resort do rozpowszechniania w całym kraju.

Pragnąc przyjść z pomocą w przygotowaniu się do egzaminów wstępnych kandydatom na studia wyższe organizowano coroczne seminaria z fizyki. Wkładem Oddziału Poznańskiego PTF do dzieła podnoszenia poziomu przygotowania kandydatów na kierunku ściśle wyższych uczelni była organizacja czterech kolejnych Olimpiad Fizycznych.

Na uwagę zasługuje również współpraca ze stowarzyszeniami techników oraz z przemysłem. Wśród licznych i bardzo potrzebnych form podkreślenia wymaga stała współpraca fizyków z technnikami w zakresie opracowywania i konstruowania aparatury naukowo-badawczej i kontrolno-pomiarowej z dziedziny radiospektroskopii i elektroniki kwantowej.

Walne Zebranie Oddziału Poznańskiego PTF, które odbyło się 17 listopada 1978 r. w auli Instytutu Fizyki Molekularnej PAN, uświetnił wykład prof. dra Franciszka Kaczmarka na temat najnowszych osiągnięć w zakresie transmisji sygnałów optycznych w falowodach. Walne Zebranie wybrało nowy Zarząd Oddziału Poznańskiego PTF w składzie: J. Pietrzak (przewodniczący), J. Stankowski, T. Hilczer i N. Piślewski (z-cy przewodniczącego), L. Bobrowicz (sekretarz), B. Nogaj (skarbnik) oraz A. Graja, E. Śniadek, Z. Przeniczny, H. Ratajczyk, R. Paszyński, S. Hoffmann, B. Piątek i D. Zommer (członkowie).

*Andrzej Graja*

#### Nagrody PTF

W roku 1978 Komisja Nagród i Odznaczeń PTF oraz Komisja Nagród Dydaktycznych PTF przyznały następujące nagrody:

Medal im. Mariana Smoluchowskiego przyznany został Włodzimierzowi Trzebiatowskiemu za osiągnięcia w badaniach magnetyzmu związków uranu.

#### Nagrody naukowe

Przyznano dwie równorzędne nagrody zespołom: Ryszard Goncezarek i Lucjan Jacak z Wrocławia za badania nad podatnością magnetyczną nadpłynnego  $^3\text{He}$  w fazie B. oraz Paweł Kamasa, Michał Ostafin i Jerzy Pietrzak z Poznania — za prace w dziedzinie spektrometrii jądrowego-rezonansu kwadrupolowego.

#### Nagrody magisterskie

Komisja przyznała dwie równorzędne nagrody magisterskie: Markowi Wolfowi z Wrocławia za pracę pt. „Algebra Virasoro w modelach dualnych” oraz Zbigniewowi Liro z Warszawy — za pracę „Badania własności

optycznych  $\text{ZnS:Ni}$ ”. Przyznano także 2 wyróżnienia: Andrzejowi Czachorowi (pośmiertnie) z Krakowa za pracę „Model klasterów dyfrakcyjnych jako gluonowych wzbudzeń cząstek pierwotnych”; Jerzemu Słabemu z Warszawy za pracę „Odtwarzanie hologramów Fouriera przy pomocy promieniowania niespójnego”.

#### Nagrody dydaktyczne

mgr Jan Szafraniec — VI Liceum Ogólnokształcące im. J. Kochanowskiego w Radomiu; mgr Zbigniew Chmielewski — Elektromechaniczne Zakłady Naukowe im. M. Kasprzaka, Warszawa; mgr Urszula Koprowska — Zespół Szkół Samochodowych nr 2 im. Orłowskiego w Warszawie; mgr Wiesław Kremer — II Liceum Ogólnokształcące, Kraków; mgr Hanna Miłusińska — Liceum Ekonomiczne nr 3, Warszawa; mgr Stefan Żyliński — V Liceum Ogólnokształcące, Szczecin.

*B. W.*

#### EPS

#### Oddział Fizyki Atomowej

Nowy zarząd Oddziału Fizyki Atomowej ukonstytuował się jak następuje:

przewodniczący — E. W. Otten (Moguncja), sekretarz — I. Martinson (Lund), członkowie — T. Andersen (Aarhus), F. Gianturco (Bari), H. G. Gilbody (Belfast), W. Kołos (Warszawa), I. Kovács (Budapeszt), S. Leach (Orsay), M. Leduc (Paryż), J.-C. Lehmann (Paryż), M. R. C. McDowell (Egham).

#### Oddział Fizyki Jądrowej

Nowym przewodniczącym (na miejsce ustępującego C. van der Leuna) został A. Strzałkowski (Kraków), wiceprzewodniczącym jest teraz C. van der Leun (Utrecht), a sekretarzem — J. F. Sharpey-Schafer (Liverpool).

#### Oddział Fizyki Plazmy

Nowy zarząd Oddziału Fizyki Plazmy ukonstytuował się jak następuje:

przewodniczący — F. Engelmann (FOM, Nieuwegein), członkowie — D. Callebaut (Antwerpia), F. J. de Hoog (Eindhoven), J. P. Dougherty (Cambridge), A. Gibson (Abingdon), G. Grieger (Garching), G. Mou-

rier (Velizy), D. D. Rytow (Nowosybirsk), M. Samain (Fontenay-aux-Roses), A. Sestero (Frascati), F. Troyon (Lausanne), H. Wilhelmsson (Göteborg).

*Europhysics News* 9, No 12, 1978

B. W.

### Nagrody Sekretarza Naukowego PAN

Ustalonym zwyczajem Sekretarz Naukowy PAN przyznał w końcu ubiegłego roku nagrody naukowe. Spośród fizyków nagrody otrzymali (na pierwszym miejscu podajemy kierowników zespołów):

Sylwester Porowski (Ośr. Bad. Rozw. Wysokich Ciśnień UNIPRES, PAN); Wacław Bujanowski (Ośr. Bad. Rozw. Wysokich Ciśnień UNIPRESS PAN); Maciej Grabski (Inst. Inż. Materiałowej PW); Wacław Pachla (Ośr. Bad. Rozw. Wysokich Ciśnień UNIPRESS PAN); Stefan Podlasin (Ośr. Bad. Rozw. Wysokich Ciśnień UNIPRESS PAN); Ludwik Styczyński (Ośr. Bad. Rozw. Wysokich Ciśnień UNIPRESS PAN); Stefan Wojciechowski (Inst. Inż. Materiałowej PW) za „Opracowanie metod wysokociśnieniowej obróbki plastycznej (hydroekstruzja)”.

Robert Gałązka (Inst. Fizyki PAN); Jan Gaj (IFD UW); Jerzy Ginter (IFD UW); Jacek Kossut (Inst. Fizyki PAN); Andrzej Mycielski (Inst. Fizyki PAN); Jerzy Mycielski (IFT UW); Michał Nawrocki (IFD UW); Zbysław Wilamowski (Inst. Fizyki PAN) za „Odkrycie nowej klasy związków półprzewodnikowych ze zlokalizowanymi momentami spinowymi”.

Janusz Baszyński (IF Molek. PAN); Janusz Dubowik (IF Molek. PAN); Stefania Sułkowska (IF Molek. PAN); Bogdan Szymański (IF Molek. PAN) za „Zbadanie własności magnetycznych monokrystalicznych warstw ferrytowych”.

Jerzy Małecki (IF Molek. PAN); Jan Jadžyn (IF Molek. PAN); Andrzej Wójtowicz (IF Molek. PAN) za „Badania procesu przeniesienia protonu”.

Włodzimierz Kołos (IPPChem. UW); Bogumił Jezierski (IPPChem. UW); Lucjan Piela (IPPChem. UW) za „Opracowanie nowych metod obliczania oddziaływań międzymolekularnych w układach skondensowanych”.

Jan Klamut (Inst. Niskich Temp. i Badań Strukturalnych PAN); Krzysztof Durczewski (Inst. Niskich Temp. i Badań Strukturalnych PAN); Ewa Sobula (Inst. Niskich Temp. i Badań Strukturalnych PAN); Józef Szajd (Inst. Niskich Temp. i Badań Strukturalnych PAN) za „Wpływ anizotropii i pola magnetycznego na przejście fazowe i krytyczne zachowanie magnetyków”.

B. W.

### Nagroda Holwecka

Medal i Nagrodę Holwecka — wspólne wyróżnienie Francuskiego Towarzystwa Fizycznego i brytyjskiego Instytutu Fizyki — otrzymał w r. 1978 William Vinen (Birmingham) za badania nadciekłości, rozpraszania światła w ciekłym helu oraz tłumienia ultradźwięków w nadprzewodnikach.

*Physics Today* 31, No 9, 1978

### Nagrody Leninowskie

Nagrody im. Lenina otrzymali w r. 1978 W. S. Letochow (Moskwa) i W. P. Czebotajew (Nowosybirsk) za fundamentalny wkład do nieliniowej spektroskopii laserowej.

*Viestnik AN SSSR* No 11, 1978

### Medal dla Salama

Abdus Salam, założyciel i dyrektor Międzynarodowego Centrum Fizyki Teoretycznej w Triście, otrzymał od Amerykańskiego Instytutu Fizyki Złoty Medal im. J. T. Tate za decydujący wkład w powstanie i kierowanie centrum, które otwiera wyjątkową sposobność dla fizyków z krajów rozwijających się do współpracy z przodującymi fizykami z całego świata. Umożliwia to podnoszenie produktywności fizyki na uniwersytetach w krajach rozwijających się i wzmacnia współpracę międzynarodową na skalę światową.

Medal im. J. T. Tate został ustanowiony w r. 1961 i jest przyznawany tylko co kilka lat, raczej w uznaniu wybitnych zasług

w organizacji fizyki niż za osiągnięcia badawcze. A. Salam jest fizykiem pakistańskim. Był przewodniczącym Komitetu Doradczego d/s Nauki i Techniki ONZ, wiceprezesem IUPAP, stałym doradcą naukowym prezydenta Pakistanu. Salam jest bardzo wybitnym fizykiem i ma wielkie osiągnięcia w dziedzinie fizyki cząstek elementarnych.

*Physics Today* 31, No. 9, 1978

B. W.

### Nagrody OSA

Amerykańskie Towarzystwo Optyczne (Optical Society of America) przyznało 3 nagrody za r. 1978:

Nagrodę Wooda otrzymał Peter P. Sorokin (Watson Research Center, IBM) za wkład w udoskonalenie i zastosowania lasera strojonego.

Nagrodę Lippincotte'a, która jest wspólną nagrodą OSA, Coblenz Society i Society of Applied Spectroscopy, otrzymał Bryce L. Crawford (Univ. of Minnesota) za badania w dziedzinie spektroskopii widm oscylacyjnych i molekularnej dynamiki cieczy.

Nagrodę Meggersa otrzymał Robert P. Maden (National Bureau of Standards) za pionierskie eksperymenty, które wykazały efektywność zastosowania promieniowania synchrotronowego jako źródła dalekiego nadfioletu oraz za badania spektroskopowe stanów wzbudzonych wewnętrznych powłok i autojonizacji gazów szlachetnych.

*Physics Today* 31, No 9, 1978

B. W.

### Nagroda Problemów

Nagrodę miesięcznika *Problemy* za rok 1978 otrzymał prof. Józef Werle (IFT UW) za popularyzację zagadnień fizyki i jej implikacji filozoficznych oraz humanistycznych.

### Symbole, jednostki i słownictwo w fizyce

Komisja Symboli, Jednostek i Słownictwa Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej wydała dokument UIP 20 (1978)

„Symbols, Units and Nomenclature in Physics” zawierający rekomendacje zatwierdzone przez kolejne Zebrania Ogólne IUPAP w latach 1948 i 1975. Dokument ten zastępuje dotychczas obowiązujący dokument UIP 11 (SUN 65-3) 1965. Rekomendacje w nim zawarte są w ogólnej zgodzie z rekomendacjami następujących organizacji międzynarodowych: Międzynarodowej Organizacji Standaryzacji, Ogólnej Konferencji Wagi i Miary (1948—1975), Międzynarodowej Unii Chemii Czystej i Stosowanej, Międzynarodowej Komisji Elektrotechnicznej — Komitetu Techniczne IEC/TC 25, Międzynarodowej Komisji Oświetlenia.

Dokument UIP 20 zawiera następujące rozdziały: 1) Wielkości fizyczne — rekomendacje ogólne, 2) Jednostki — rekomendacje ogólne, 3) Liczby, 4) Symbole pierwiastków chemicznych, nuklidów i cząstek, 5) Stany kwantowe, 6) Słownictwo, 7) Rekomendowane symbole wielkości fizycznych, 8) Rekomendowane symbole matematyczne, 9) Międzynarodowe symbole jednostek, Dodatek I — Układy wielkości i jednostek w elektryczności i magnetyzmie, Dodatek II — Podstawowe stałe fizyczne. Dodatek II zawiera dane — 1973 rekomendowane przez CODATA.

Dokument „Symbole, jednostki i słownictwo w fizyce” został opublikowany w czasopiśmie *Physica* 93A, 1 (1978).

B. W.

### Symposium w Lublinie z okazji stulecia urodzin Einsteina

W dniach 17 i 18 listopada 1978 r. odbyło się w Katolickim Uniwersytecie Lubelskim sympozjum z okazji zbliżającej się setnej rocznicy urodzin Alberta Einsteina, która, jak wiadomo, przypada 14 marca 1979 r. Organizatorami sympozjum było Towarzystwo Naukowe KUL i Specjalizacja Filozofii Przyrody Wydziału Filozofii Chrześcijańskiej KUL. Program sympozjum zawierał m. in. następujące referaty:

wiceprezes PAN prof. Andrzej Trautman (IFT UW) — *Einstein a geometryzacja fizyki*,  
doc. Andrzej Staruszkiewicz (IF UJ) — *Co znaczą słowa Einsteina „Bóg jest pomyślny, ale nie jest złośliwy”*,



prof. Stanisław Szpikowski (IF UMCS) — *Idee relatywistyczne w mechanice kwantowej*,

prof. Jerzy Rayski (IF UJ) — *Stosunek Einsteina do teorii kwantów*,

ks. doc. Michał Heller (KUL) — *Einstein a Lemaître*,

prof. Mieczysław Subotowicz (IF UMCS) — *Weryfikacja ogólnej teorii względności*.

B. W.

#### Kolokwium na temat syntezy jądrowej przy pomocy ciężkich jonów

Trzecie kolokwium z serii dorocznych spotkań na temat „Syntezy inercyjnej wywołanej wiązkami ciężkich jonów o energii rzędu GeV” odbyło się w Argonne w dniach od 19 do 26 września 1978. Wśród 158 uczestników większość stanowili uczeni amerykańscy, ale byli obecni również uczeni europejscy i japońscy.

Przedmiotem dyskusji była możliwość powodowania implozji pastylek deuterowo-trytowych przez silne strumienie wysokoenergetycznych ciężkich jonów w celu uzyskania syntezy jądrowej. Studia w tej dziedzinie prowadzi się obecnie w Argonne, Berkeley i Brookhaven. Przewiduje się urządzenia o mocy szczytowej 100 TW i energii impulsu około 1 MJ. Ilość energii odbieranej przez tarczę ma wynosić 20 MJ na gram materiału tarczy.

W Argonne rozważa się możliwość użycia synchrotronu o wysokiej częstotliwości impulsów. Projekty przygotowywane w Brookhaven i w Berkeley oparte są na założeniu użycia akceleratorów liniowych wysokiej częstotliwości i pierścieni akumulujących.

Amerykańskie ministerstwo energetyki przewiduje ukończenie budowy urządzenia eksperymentalnego HIDE (Heavy Ion Demonstration Experiment) w październiku 1981 r.

Prace nad syntezą jądrową subwencjonowane przez ministerstwo energetyki prowadzone są w trzech wyżej wymienionych laboratoriach oraz w Lawrence Radiation Laboratory w Livermore.

CERN Courier 18, No 11, 1978

B. W.

#### Jubileusz Amaldiego

W dniach od 7 do 9 września 1978 r. odbyło się w Rzymie sympozjum pt. „Perspektywy fizyki fundamentalnej”, zorganizowane przez Uniwersytet Rzymski dla uczczenia siedemdziesiątej rocznicy urodzin Edoardo Amaldiego. Sympozjum zgromadziło około 500 fizyków z całego świata. Omawiano zagadnienia z tych dziedzin fizyki, w które Amaldi wniósł bardzo poważny wkład: spektroskopii atomowej, fizyki neutronów, promieniowania kosmicznego, fizyki cząstek elementarnych.

Amaldi ma też ogromne zasługi w organizowaniu fizyki: działał we władzach Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (był prezesem IUPAP-u w kadencji 1957—60), w Europejskim Towarzystwie Fizycznym, ma wielki udział w powstaniu i rozwoju CERN-u.

Amaldi jest członkiem Academia dei Lincei oraz wielu zagranicznych akademii nauk i towarzystw naukowych.

CERN Courier 18, No 10, 1978

B. W.

#### Wielkie maszyny

W dniach od 15 do 21 października 1978 r. odbyło się w Laboratorium im. Fermiego kolokwium urządzone przez Międzynarodowy Komitet Przyszłych Akceleratorów (ICFA).

ICFA powstał pod patronatem Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej jako forum dla dyskusji między przedstawicielami różnych regionów świata na temat eksploatacji akceleratorów aktualnie czynnych lub przewidywanych. Poza projektami bardziej konkretnymi, dotyczącymi bliższej przyszłości, ICFA jest również terenem dyskusji w przedmiocie budowy — zapewne w dalszej przyszłości — kolosalnego akceleratora nazwanego VBA (Very Big Accelerator).

W kolokwium wzięło udział około 40 osób z Europy zachodniej i wschodniej, Stanów Zjednoczonych, Japonii oraz Chin, pierwszy raz reprezentowanych na takim zebraniu.

Stworzono grupy robocze celem przestudiowania siedmiu zagadnień: (1) akcelera-

tory protonów, (2) zderzenia wiązek przeciwbieżnych: protony-protony, protony-antyprotony, elektrony-protony, (3) akceleratory elektronów i pierścienie akumulujące, (4) eksperymenty neutrinowe, (5) eksperymenty hadronowe, (6) eksperymenty leptonowe i fotonowe, (7) detektory.

Grupa zajmująca się zagadnieniem akceleratorów protonowych określiła podstawowe parametry rozważanej maszyny VBA: energia 20 TeV, natężenie  $10^{13}$  protonów na sekundę, pole magnetyczne 10 T przy użyciu elektromagnesów nadprzewodnikowych, promień pierścienia przyspieszającego około 12 km.

Dużo uwagi poświęcono sprawie efektów zakłócających, mogących pojawiać się przy przyspieszaniu cząstek do bardzo wysokich energii. Między innymi omawiano możliwość wystąpienia zjawiska, któremu nadano barbarzyńską nazwę „beamstrahlung”. Chodzi o promieniowanie synchrotronowe wysyłane przez elektrony biegnące przez pole magnetyczne, wytworzone przez prąd elektryczny, jaki stanowi poruszający się pakiet pozytonów i o promieniowanie synchrotronowe wysyłane przez pozytony biegnące przez pole magnetyczne, wytwarzane przez prąd elektronowy.

CERN Courier 18, No 11, 1978

B. W.

**A. Schild**  
(1921—1977)

Dnia 24 maja 1977 r. zmarł Alfred Schild, wybitny specjalista w dziedzinie teorii względności.

Alfred Schild urodził się 7 września 1921 r. w Turcji w rodzinie austriackiej pochodzenia żydowskiego. W 1939 r. uciekł z zajętej przez hitlerowców Austrii. Przybył do Anglii, gdzie został internowany i odesłany do Kanady. Tam studiował na uniwersytecie w Toronto, gdzie w 1942 r. poznał Leopolda Infelda i został jego uczniem, a później współpracownikiem i przyjacielem. W 1957 r. został profesorem Uniwersytetu Texas w Austin. Na tym stanowisku rozwinął intensywną działalność, której wynikiem było stworzenie aktywnego ośrodka badań w dziedzinie teorii względności, przyczynił się również do rozwoju badań w Uniwersytecie Texas nad mechaniką statystyczną i fizyką cząstek elementarnych. Był inicjatorem i organizatorem Teksaskich Sympozjów Astrofizyki Relatywistycznej. Był również członkiem Międzynarodowego Komitetu Ogólnej Teorii Względności i Grawitacji.

Prace Schilda dotyczyły przede wszystkim zagadnienia ruchu i struktury cząstek, ścisłych rozwiązań równań Einsteina, kwantowania grawitacji oraz konforemnej struktury czasoprzestrzeni. Łączył przy tym wyobraźnię geometryczną z wybitnymi zdolnościami analitycznymi. Pisał stylem prostym i eleganckim. Wspólnie z Infeldem ogłosił kilka prac na temat kosmologii i ruchu ciał próbnych. Krótko przed śmiercią napisał przedmowę do książki Infelda *Why I Left Canada* (McGill-Queen's University Press, Montreal and London 1978). W tłumaczeniu na polski ukazała się książka J. L. Synge'a i A. Schilda *Rachunek tensorowy* (PWN, Warszawa 1964).

B. W.

## 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. Maszynopisy pracy (oryginał i jedną pełną — z rysunkami, tablicami itd. — kopię) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja Postępów Fizyki, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres do dalszej korespondencji (do przesłania korekty i honorarium autorskiego). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

2. 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.

3. 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).

4. 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 pochyłonych kresiek), kwadratowych czy sześciennych i wpisywać je ręcznie przy braku odpowiednich czcionek.

5. 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).

6. 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.

7. 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.

8. 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. Shirkov, Vvedenie v teoryu kvantovannykh polei, Nauka, Moskva 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.

9. 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. Przetrzymywanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

10. 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.—

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

## POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

### *Warunki prenumeraty czasopisma*

Cena prenumeraty: półrocznie zł 45.—  
rocznie zł 90.—

Prenumeratę na kraj przyjmują Oddziały RSW „Prasa—Książka—Ruch” oraz urzędy pocztowe i doręczyciele w terminach: do dnia 25 listopada na styczeń, I kwartał, I półrocze roku następnego i cały rok następny.

do dnia 10 każdego miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty na pozostałe okresy roku bieżącego.

Jednostki gospodarki uspołecznionej, instytucje i organizacje społeczno-polityczne składają zamówienia w miejscowych Oddziałach RSW „Prasa—Książka—Ruch”.

Zakłady pracy w miejscowościach, w których nie ma Oddziałów RSW oraz prenumeratorzy indywidualni, zamawiają prenumeratę w urzędach pocztowych lub u doręczycieli.

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę, która jest o 50% droższa od prenumeraty krajowej, przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto PKO nr 1531—71, w terminach podanych dla prenumeraty krajowej.

Bieżące i archiwalne numery można nabywać lub zamówić we Wzorcowni Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter), 00-901 Warszawa oraz w księgarniach naukowych „Domu Książki”.

### INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order stating the period of time, subscriber's name and address can be sent to any subscription agent or directly to Foreign Trade Enterprise ARS POLONA—RUCH, 00-680 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, P. O. Box 1001, Poland.

Please send payments (annual subscription US \$ 18) to the account of ARS POLONA—RUCH through Bank Handlowy S. A., Traugutta 7, 00-067 Warszawa, Poland.

**Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma**

## TREŚĆ

A. Trautman — Zagadnienie promieniowania grawitacyjnego w pracach Alberta Einsteina . . . . .	107
W. Gajewski, M. Święcki — Wiązki przeciwbieżne elektronów i pozytonów a fizyka cząstek elementarnych . . . . .	117
P. W. Anderson — Zlokalizowane momenty magnetyczne i stany zlokalizowane (tłum. Z. Gortel) . . . . .	147
WSPOMNIENIA — ROCZNICE	
T. Skaliński — O działalności naukowej Stefana Pieńkowskiego — w 25 rocznicę śmierci . . . . .	175
R. Mierzecki — Pięćdziesiąta rocznica odkrycia zjawiska Ramana . . . . .	187
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
Z. Wilhelmi — „Kierunki Fizyki” — Walny Zjazd Fizyków Europejskich w Yorku . . . . .	191
W. Zych — Zagadnienia fizyki i społeczeństwa na IV Generalnej Konferencji EPS w Yorku . . . . .	194
R. Mierzecki — Jubileuszowe konferencje zjawiska Ramana: II Wszechzwiązkowa Konferencja Rozproszenia Ramanowskiego w Moskwie; VI Międzynarodowa Konferencja Spektroskopii Ramanowskiej w Bangalore . . . . .	196
Z. Błaszczak — IX Wszechzwiązkowa Konferencja Optyki Koherentnej i Nieliniowej w Leningradzie . . . . .	197
J. Szudy — IV Międzynarodowa Konferencja o Kształtach Linii Widmowych w Windsor . . . . .	198
J. Chroboczek — XIV Międzynarodowa Konferencja Fizyki Półprzewodników w Edynburgu . . . . .	200
RECENZJE	
F. Reif — Fizyka statystyczna (A. Chełkowski) . . . . .	203
KRONIKA	

## CONTENTS

A. Trautman — The Problem of Gravitational Radiation in Albert Einstein's Papers . . . . .	107
W. Gajewski, M. Święcki — Electron-Positron Storage Rings and Elementary Particle Physics . . . . .	117
P. W. Anderson — Local Moments and Localized States . . . . .	147
RECOLLECTIONS — ANNIVERSARIES	
T. Skaliński — Scientific Activity of Stefan Pieńkowski — On the 25th Anniversary of His Death . . . . .	175
R. Mierzecki — The 50th Anniversary of the Discovery of the Raman Effect . . . . .	187
MEETINGS AND CONFERENCES	
REVIEWS	
CHRONICLE	