
PTF

DWUMIĘSIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 30
ZESZYT 1
1979

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI

Wiceprezesa

Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ

Prof. dr BOHDAN KARCZEWSKI

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 (*Głównice*)

Dr JÓZEF KUŹMIŃSKI (*Katowice*)

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

Doc. dr KAROL KRÓP (*Kraków*)

Prof. dr hab. STANISŁAW SZPIKOWSKI (*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 (*Szczecin*)

Doc. 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 1

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

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

Nakład 2978+112 egz. Ark. wyd. 8. Ark. druk. 6¹/₁₆+2 wkl. Papier druk. sat. kl. III.
70 × 100, 80 g. Oddano do składania w październiku 1978. Podpisano do druku
w styczniu 1979. Druk ukończono w styczniu 1979. Zam. 744/78. E-8. Cena 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13

Krzyszyna Ławniczak, Ewa Sobczak

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Zastosowanie spektroskopii rentgenowskiej do badania struktury pasmowej ciał stałych

Applications of the X-ray Spectroscopy in Studies of the Band Structure of Solids

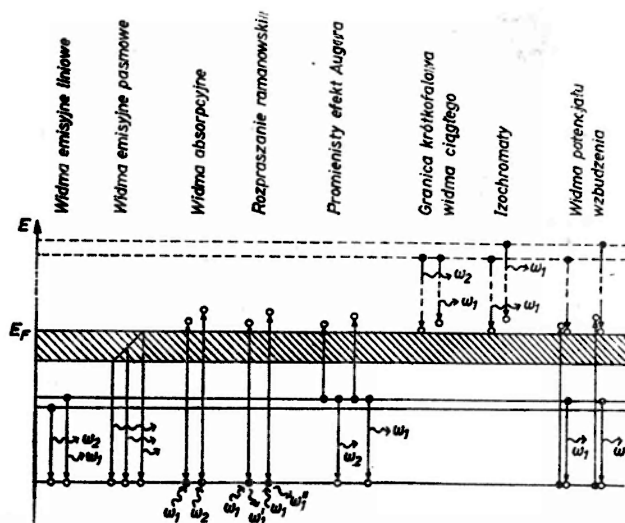
Abstract: Basic aspects of the X-ray emission spectra theory are shortly presented. The paper also reviews briefly experimental set-ups usually used in the X-ray analysis. Applications of X-ray emission spectra of the transition metals and their alloys in studies of the band structure of solids are discussed.

1. Wstęp

Spektroskopia rentgenowska nie jest nową dziedziną fizyki doświadczalnej. Już w okresie międzywojennym dokonał się wielki rozwój metod spektroskopii rentgenowskiej jako dominującej metody doświadczalnej badania struktury atomów. Obecnie spektroskopia rentgenowska przeżywa swą drugą młodość, podobnie jak inne pokrewne dziedziny takie, jak rentgenowska spektroskopia fotoelektronowa i spektroskopia Augera. Wynikami jej badań interesują się teraz nie tylko fizycy atomowi, ale przede wszystkim fizycy ciała stałego, fizykochemicy, astrofizycy i in., ponieważ w widmach promieniowania emitowanego lub absorbowanego przez materię zawartych jest wiele informacji o strukturze elektronowej i atomowej materii. Postęp w technice budowy aparatury naukowej, rozwój komplementarnych metod badawczych, a przede wszystkim rozwój teorii ciała stałego oraz rozwój numerycznych metod obliczeniowych, umożliwiają wydobywanie pełniejszych informacji oraz jednoznaczną interpretację obserwowanych zjawisk oddziaływania promieniowania elektromagnetycznego z materią.

W końcu lat 30. Siegbahn, Magnusson, O'Bryan i Skinner po raz pierwszy wykorzystali widma rentgenowskie do badania struktury elektronowej ciała

stałego. Umożliwiają one określanie niektórych parametrów struktury pasmowej kryształów oraz testowanie wyników obliczeń teoretycznych tej struktury. Pomiary elektronowego ciepła właściwego i podatności magnetycznej dają informacje o gęstości stanów elektronowych głównie na poziomie Fermiego, natomiast badania rozkładu natężenia w rentgenowskich pasmowych widmach emisyjnych dostarczają informacji o rozkładzie stanów elektronowych w całym pasmie walencyjnym, a w przypadku stopów i związków również informacje o strukturze elektronowej oddzielnie każdego ze składników oraz o zmianach,



Rys. 1. Schemat przejść elektronowych rejestrowanych w różnych typach widm rentgenowskich (ω oznacza częstość kołową fotonu towarzyszącego przejściu elektronowemu, zaczerknione kółeczka oznaczają stan początkowy elektronu, jasne kółeczka oznaczają stan końcowy elektronu, zakreskowanym pasem oznaczono zajętą część pasma walencyjnego)

jakie do tej struktury wprowadza obecność innych składników. Takich możliwości nie daje żadna inna metoda eksperymentalna.

Na rys. 1 zestawiono różne metody spektroskopii rentgenowskiej oraz naszkicowano schematycznie przejścia elektronowe, które rejestrowane są za pomocą poszczególnych metod. Poniżej opiszemy w skrócie te metody.

Rentgenowskie widma emisyjne liniowe są charakterystyczną cechą każdego pierwiastka i dlatego są one szeroko wykorzystywane w analizie składu chemicznego substancji. Położenia na skali energii tych charakterystycznych linii emisyjnych zależą od chemicznego otoczenia danego atomu (przesunięcia, zależne od otoczenia chemicznego, są niewielkie i wymagają spektrometrów z wysoką zdolnością rozdzielczą), stąd też ostatnio wzrasta zainteresowanie chemików tą dziedziną spektroskopii [1].

Widma emisyjne pasmowe powstają w wyniku przejść elektronów walencyjnych na niezajęty poziom wewnętrzny, zatem zawierają one informacje o rozkładzie energetycznym elektronów z pasma walencyjnego.

Widmo absorpcyjne czyli zależność współczynnika absorpcji od częstości promieniowania związane jest z przejściami elektronów z poziomu wewnętrznego do dozwolonych, niezajętych stanów w pasmie przewodnictwa, zatem zawiera ono informacje o rozkładzie niezajętych stanów elektronowych w pasmie przewodnictwa. Oba typy widm (emisyjne i absorpcyjne) są podobne pod względem reguł wyboru przejść elektronowych.

Rentgenowskie widma ramanowskie opisują rozpraszanie promieniowania rentgenowskiego ze zmianą częstości promieniowania przy jednoczesnym wzbudzeniu elektronu z poziomu wewnętrznego do wyższego niezajętego stanu w pasmie przewodnictwa.

Promienistemu efektowi Augera (podobnie jak bardziej znanemu efektowi Augera) towarzyszy przejście dwóch elektronów w atomie, w którym początkowo była dziura na jednym z wewnętrznych poziomów. Jeden elektron przechodzi niżej na poziom z dziurą, a energia tego przejścia jest rozdzielana na kwant promieniowania i na wzbudzenie drugiego elektronu do wyższego niezajętego stanu w pasmie przewodnictwa. Struktura widm ramanowskich oraz widm promienistego efektu Augera zawiera informacje o rozkładzie niezajętych stanów w pasmie przewodnictwa ciała stałego.

Krótkofalowa granica widma ciągłego powstaje przy przejściach elektronów ze stanu wysokowzbudzonego do najniższych niezajętych stanów w pasmie przewodnictwa wskutek hamowania elektronów w ciele stałym. Kształt widma ciągłego zależy w ogólności od rozkładu gęstości niezajętych stanów elektronowych w pasmie przewodnictwa.

Badania widma ciągłego metodą izochromat opierają się na pomiarze natężenia promieniowania ciągłego o wybranej częstości w funkcji energii początkowej elektronów emitujących promieniowanie ciągle wskutek hamowania ich w ciele stałym. Otrzymuje się podobne informacje o stanach elektronowych w pasmie przewodnictwa, jak w krótkofalowej granicy widma ciągłego.

Widma potencjału wzbudzenia linii promieniowania charakterystycznego i izochromaty widma charakterystycznego rentgenowskiego powstają w wyniku przejść dwuelektronowych. Jeden elektron ze stanu wysokowzbudzonego przechodzi do niższego stanu niezajętego w pasmie przewodnictwa, a energię przekazuje na wzbudzenie elektronu z poziomu wewnętrznego do pasma przewodnictwa. Miarą wydajności tych przejść dwuelektronowych, w zależności od początkowej energii pierwszego elektronu, jest natężenie promieniowania emitowanego przez atom wzbudzony w powyższy sposób. Jeżeli to natężenie mierzone jest tylko dla częstości linii emisyjnej charakterystycznej, związanej z danym poziomem, to otrzymuje się izochromatę widma charakterystycznego. Natomiast jeżeli mierzone są zmiany natężenia całkowitego promieniowania wychodzącego z próbki przy zastosowaniu techniki modulacyjnej (takiej jak w spektroskopii Augera [4]), to otrzymuje się widmo potencjału wzbudzenia.

W niniejszym artykule przedyskutujemy rentgenowskie widma emisyjne uwzględniając najważniejsze aspekty tej metody badawczej, a mianowicie: podstawy teoretyczne interpretacji tych widm, charakterystyczne cechy stosowanej aparatury oraz pokażemy przykłady zastosowania tej metody do badania struktury elektronowej zajętej części pasma walencyjnego w ciałach stałych. Nie będziemy wspominać o szerokim zastosowaniu emisyjnych widm rentgenowskich w mikroanalizie rentgenowskiej i w rentgenowskiej analizie fluorescencyjnej, ponieważ uważamy je za odrębny temat.

W następnym artykule, który ukaże się również w *Postęпах Fizyki*, przedyskutujemy w podobny sposób absorpcyjne widma rentgenowskie.

2. Teoria rentgenowskich widm emisyjnych pasmowych

W atomach izolowanych dozwolone poziomy energetyczne elektronów są dyskretne, więc widmo przejść elektronowych jest również dyskretne. Rentgenowskie widma emisyjne atomów izolowanych składają się więc z szeregu linii o określonych szerokościach naturalnych i noszą nazwę widm liniowych. W ciele stałym natomiast poziomy energetyczne elektronów, zwłaszcza elektronów z najbardziej zewnętrznych powłok, tworzą quasiciągłe pasma energetyczne. Jeżeli w procesie emisji biorą udział elektrony z tych pasm energetycznych, to takie widma emisyjne nazywamy widmami pasmowymi. Rozkład pasm energetycznych $E(\mathbf{k})$ elektronów w ciele stałym nazywa się strukturą pasmową. Niemożliwe jest obliczenie struktury pasmowej ciała stałego we wszystkich punktach trójwymiarowej przestrzeni wektora falowego \mathbf{k} , więc praktycznie oblicza się ją jedynie w punktach wysokosymetrycznych oraz na liniach łączących te punkty [2, 3].

Jeżeli jeden z elektronów danej powłoki atomu zostanie wyrzucony poza obręb tego atomu, to mówimy, że na danym poziomie elektronowym istnieje dziura, a atom znajduje się w stanie wzbudzonym. Praktycznie stosuje się różne metody wzbudzania, np. bombardowanie substancji fotonami rentgenowskimi, elektronami, protonami lub jonami. Stan wzbudzony atomu może zanikać na drodze przejścia elektronu z wyższego poziomu energetycznego na poziom z dziurą, przy czym wytwarzający się nadmiar energii może być emitowany w jednym z dwóch głównych procesów: emisji fotonu (tzw. przejście promieniste elektronu) lub emisji elektronu Augera [4] (bezpromieniste przejście Augera). Stosunek prawdopodobieństw wystąpienia tych procesów jest zróżnicowany w zależności od poziomu, na którym znajduje się dziura oraz od liczby atomowej pierwiastka. Ogólnie biorąc przejścia bezpromieniste są bardziej prawdopodobne dla stanów wzbudzonych atomu o energiach do około 4 keV, a dla wyżej wzbudzonych stanów atomu bardziej prawdopodobne są przejścia promieniste. Małe prawdopodobieństwo przejść promienistych w zakresie energii fotonów do 1 keV, czyli w zakresie miękkich promieni rentgenowskich, jest

poważną niedogodnością i powoduje konieczność stosowania dużej mocy źródła wzbudzania atomów.

Rozpatrzmy jednoelektronowy proces przejścia elektronu ze stanu o energii $E_v(\mathbf{k})$ w paśmie walencyjnym do stanu wewnętrznego * o energii $E_c(\mathbf{k})$. W wyniku tego przejścia emitowany jest foton rentgenowski o energii $\hbar\omega$ takiej, że spełniony jest związek

$$E_v(\mathbf{k}) - E_c(\mathbf{k}) = \hbar\omega, \quad (1)$$

gdzie $\omega = 2\pi\nu$ jest częstością kołową promieniowania. Jednoelektronowe funkcje falowe stanów początkowego i końcowego oznaczamy przez $\psi_v(\mathbf{k}, \mathbf{r})$ i $\psi_c(\mathbf{k}, \mathbf{r})$. Rozkład widmowy $I(\omega)$ natężenia emitowanych fotonów jest proporcjonalny do następującego wyrażenia:

$$I(\omega) \sim \omega^3 \int \frac{|p_{cv}(\mathbf{k})|^2 dS_{\mathbf{k}}}{|\text{grad}_{\mathbf{k}}[E_v(\mathbf{k}) - E_c(\mathbf{k})]|}, \quad (2)$$

gdzie $p_{cv}(\mathbf{k})$ jest elementem macierzowym operatora przejścia. W przybliżeniu dipolowym $p_{cv}(\mathbf{k})$ jest elementem macierzowym operatora pędu [5]

$$p_{cv}(\mathbf{k}) = \int \psi_c^*(\mathbf{k}, \mathbf{r}) \hat{p} \psi_v(\mathbf{k}, \mathbf{r}) d^3r = \langle \psi_c | \hat{p} | \psi_v \rangle = (E_c - E_v) \frac{i\mu}{\hbar} \langle \psi_c | \mathbf{r} | \psi_v \rangle. \quad (3)$$

Całka powierzchniowa w wyrażeniu (2) rozciąga się w przestrzeni \mathbf{k} po powierzchni stałej różnicy energii określonej wzorem (1). Energie stanów jednoelektronowych $E_v(\mathbf{k})$ i $E_c(\mathbf{k})$, jak również funkcje falowe $\psi_v(\mathbf{k}, \mathbf{r})$ i $\psi_c(\mathbf{k}, \mathbf{r})$ wyznacza się z jednoelektronowego równania Schrödingera.

Istnieje wiele różnych metod teoretycznych rozwiązywania równania Schrödingera dla tego przypadku, czyli wyznaczania elektronowej struktury pasmowej wraz z funkcjami falowymi elektronów. W przypadku, gdy stan końcowy elektronu jest zlokalizowany blisko jądra, wystarczy znać funkcje falowe jedynie w tym obszarze. Do tego celu służyć mogą metody ortogonalizowanych fal płaskich (OPW), metody dołączonych fal płaskich (APW) oraz metody funkcji Greena (KKR). Natomiast w przypadku, gdy przejście następuje do stanu rozciągniętego w całej przestrzeni komórki Wignera-Seitz'a [2] konieczna jest znajomość funkcji falowych i ich pierwszych pochodnych w obszarze całej komórki. Do tego przydatne są metody OPW i metody pseudopotencjału, natomiast nieprzydatne są metody KKR oraz oryginalna wersja APW.

W przypadku słabej zależności wyrażenia $|p_{cv}(\mathbf{k})|^2$ od wektora falowego \mathbf{k} można znacznie uprościć wyrażenie (2) przez wstawienie prawdopodobieństwa przejścia $P(\hbar\omega + E_c)$ uśrednionego po powierzchni stałej różnicy energii. Otrzymamy wtedy następujące prostsze wyrażenie, stosowane często w praktyce

$$I(\omega) \sim \omega^3 P(\hbar\omega + E_c) N(\hbar\omega + E_c), \quad (4)$$

gdzie $N(\hbar\omega + E_c)$ oznacza gęstość stanów elektronowych w paśmie walencyjnym.

* W zapisie $E_c(\mathbf{k})$ zaznaczyliśmy, że stan wewnętrzny może ogólnie zależeć od wektora falowego \mathbf{k} .

Rzeczywiste widmo emisyjne pasmowe, w odróżnieniu od teoretycznego widma obliczonego na podstawie modelu jednoelektronowego przy uwzględnieniu szerokości poziomu końcowego, jest bardziej rozmyte od strony niskoenergetycznej, ponadto różni się w kształcie krawędzi wysokoenergetycznej oraz towarzyszą mu linie satelitarne zwane liniami niediagramowymi. Różnice te są spowodowane efektami wielu ciał nie uwzględnionymi w modelu jednoelektronowym. Do takich efektów należą np. oddziaływania elektronu z plazmonami oraz tworzenie się stanów wielokrotnie zjonizowanych.

Fotony rentgenowskie wytwarzane w warstwie powierzchniowej materiału mogą ulegać selektywnej absorpcji zwanej samoabsorpcją, na drodze wyjścia z próbki. Im głębokość penetracji wzbudzających elektronów, a tym samym grubość warstwy emitującej promieniowanie, jest większa, tym efekt selektywnej absorpcji jest większy. Samoabsorpcja przejawia się w zmianie kształtu wysokoenergetycznej części pasma emisyjnego i dlatego w przypadku widm emisyjnych jest ona efektem niepożądanym. Z drugiej strony znajduje ona zastosowanie jako metoda pomiaru widma absorpcyjnego w okolicy krawędzi absorpcji, o czym napiszemy w następnym artykule dotyczącym widm absorpcyjnych.

Szerokość spektralna zmierzonej linii emisyjnej jest wynikiem nakładania się szerokości naturalnej linii oraz poszerzenia aparaturowego związanego m. in. z szerokościami szczelin pomiarowych spektrometru.

Główną przyczyną istnienia naturalnej szerokości linii emisyjnej jest czas życia stanu początkowego i stanu końcowego w procesie emisji fotonu. Czas życia dziury na poziomie wewnętrznym jest odwrotnie proporcjonalny do prawdopodobieństwa zaniku dziury zarówno w wyniku procesu promienistego jak również bezpromienistego. Regułą jest, że im poziom energetyczny jest głębszy, tym jego naturalna szerokość jest większa. Inną ważną przyczyną istnienia naturalnej szerokości linii jest struktura multipletowa stanów wzbudzonych. Różne stany multipletowe powstają wskutek różnego oddziaływania niesparowanego elektronu, znajdującego się na niecałkowicie zapełnionym poziomie wewnętrznym, z elektronami niezapełnionej powłoki zewnętrznej [6].

Również temperatura próbki i drgania sieci krystalicznej przyczyniają się do poszerzenia linii emisyjnej. Rozmycie termiczne widoczne jest przy wysokoenergetycznej krawędzi pasma emisyjnego (w okolicy energii Fermiego), a zależność tego rozmycia od temperatury T opisuje funkcja rozkładu Fermiego-Diraca

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/kT}}, \quad (5)$$

gdzie k jest stałą Boltzmann ($k = 7,244 \cdot 10^{-5}$ eV/K), E_F — energią Fermiego. Zwiększenie stałej sieci kryształu ze wzrostem temperatury powoduje zmniejszenie objętości strefy Brillouina w przestrzeni sieci odwrotnej, a tym samym pewne przesunięcia subtelnej struktury pasma emisyjnego.

Poszerzenie linii związane z szerokością poziomu wewnętrznego najlepiej aproksymuje się funkcją rozkładu Lorentza $L(E-E_0)$

$$L(E-E_0) = \frac{1}{4\delta^2 + (E-E_0)^2}, \quad (6)$$

gdzie δ jest szerokością połówkową, E_0 — parametrem. Poszerzenie linii związane z szerokością szczeliny spektrometru najlepiej aproksymuje się funkcją rozkładu Gaussa $G(E-E_0)$

$$G(E-E_0) = e^{-a(E-E_0)^2}, \quad (7)$$

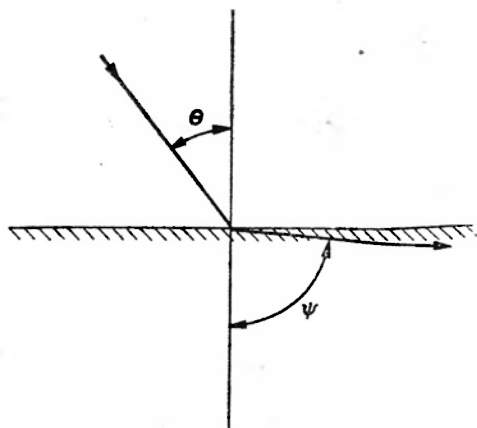
gdzie a zależy od szerokości energetycznej szczeliny spektrometru. Mierzone widmo emisyjne jest splotem rzeczywistego widma emisyjnego z funkcją spektrometru.

3. Aparatura

Ze względu na energię fotonów dzieli się spektroskopię rentgenowską na krótkofalową (dla długości fal $< 2 \text{ \AA}$) oraz długofalową (dla długości fal od około 2 \AA do około 600 \AA) zwaną też spektroskopią miękkich promieni rentgenowskich. Ten umowny podział jest wynikiem m. in. różnic w budowie spektrometrów stosowanych w tych dwóch przedziałach energii fotonów, a mianowicie w obszarze krótkofalowym używa się spektrometrów, w których wiązka promieniowania przechodzi przez powietrze, które słabo ją absorbuje, oraz stosuje się monochromatory krystaliczne, natomiast w obszarze długofalowym wymagane są spektrometry próżniowe ze względu na silną absorpcję promieniowania przez powietrze oraz często używa się monochromatorów w postaci odpowiednio wykonanych siatek dyfrakcyjnych * innych niż siatki używane dla światła widzialnego.

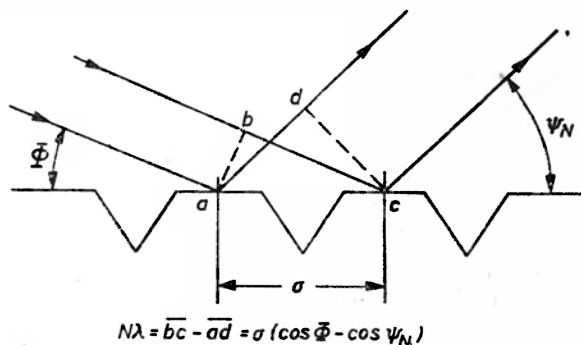
W przeciwieństwie do światła widzialnego współczynnik załamania promieni rentgenowskich przy przejściu od ośrodka rzadszego do ośrodka gęstszego jest mniejszy od 1, co ilustruje rys. 2. Zatem dla kątów padania θ większych od kąta granicznego θ_{gr} występuje całkowite odbicie zewnętrzne promieni rentgenowskich. Wartość θ_{gr} zależy zarówno od długości fali λ padającego promieniowania (zmniejsza się liniowo ze wzrostem długości fali λ), jak i od rodzaju ośrodka. Np. dla promieniowania o długości fali 10 \AA kąt graniczny θ_{gr} wynosi około 86° dla powierzchni złota w próżni oraz około $88,5^\circ$ dla powierzchni szkła w próżni, a dla promieniowania o długości fali 20 \AA wynosi on około 82° i 87° odpowiednio dla powierzchni złota i szkła. Jak widać, kąt graniczny θ_{gr} jest niewiele mniejszy od 90° , czyli aby otrzymać całkowite odbicie zewnętrzne, promieniowanie rentgenowskie musi padać prawie stycznie do powierzchni („ślizgająco”).

* W praktyce stosuje się także w długofalowym (do 100 \AA) przedziale monochromatory z kryształów organicznych, jednakże o zdolności rozdzielczej gorszej w porównaniu do siatek dyfrakcyjnych.



Rys. 2. Załamanie promieni rentgenowskich na granicy ośrodków (kąt załamania ψ narysowano jako przesadnie duży względem kąta padania θ)

Istnieje wiele typów siatek dyfrakcyjnych różniących się przede wszystkim przekrojem rys. Na rys. 3 pokazano przykładowo powiększony przekrój siatki dyfrakcyjnej Siegbahna, której rysy są po prostu rowkami (o szerokości równej szerokości obszaru między rowkami) wyciętymi równoległe na powierzchni



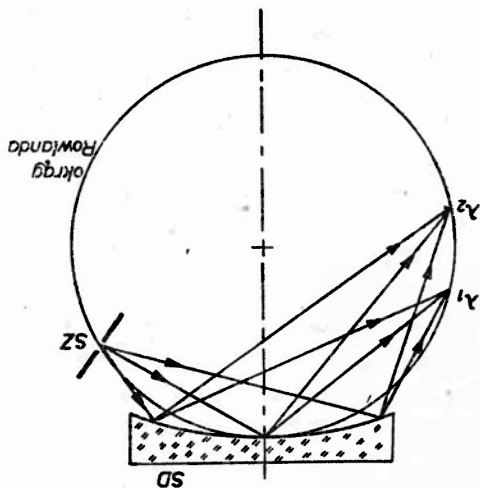
$$N\lambda = \overline{bc} - \overline{ad} = \sigma (\cos \Phi - \cos \psi_N)$$

Rys. 3. Przekrój poprzeczny siatki dyfrakcyjnej Siegbahna dla promieni rentgenowskich (w powiększeniu)

wklęsłej sferycznie o promieniu krzywizny zazwyczaj od 2 do 6 m, przy czym gęstość rys może być np. 600 rys/mm. Sferycznie wklęsła siatka dyfrakcyjna ogniskuje promieniowanie na okręgu Rowlanda, którego promień równy jest połowie promienia krzywizny siatki (rys. 4).

Mając siatkę dyfrakcyjną w postaci masywnego bloku szklanego z powierzchnią sferycznie wklęsłą i wyciętymi na tej powierzchni rysami można przez naporowanie cienkiej warstwy innej substancji np. złota, aluminium, tytanu itd. zmieniać jej własności odbijające, zwłaszcza w tych zakresach długości fal, w których występować może niepożądana absorpcja selektywna promieniowania w szkle.

Spektrometr do pomiaru rentgenowskich widm emisyjnych składa się z 3 głównych części: a) rozbiernej lampy rentgenowskiej, b) monochromatora w postaci siatki dyfrakcyjnej lub kryształu, c) układu detekcyjnego. Nie będziemy omawiać szczegółów budowy i zasady działania monochromatora oraz układu detekcyjnego [6], natomiast omówimy metody eksperymentalne wzbudzania rentgenowskiego widma emisyjnego w danej próbce.



Rys. 4. Geometria ogniskowania siatki dyfrakcyjnej (szczelina SZ, siatka dyfrakcyjna SD oraz obraz dyfrakcyjny sześciu leżą na okręgu Rowlanda)

W obszarze miękkiego rentgenowskiego najbardziej roz-
 powszechniona jest metoda wzbudzania promieniowania przez bombardowanie
 badanej substancji umieszczonej na anodzie lampy rentgenowskiej za pomocą
 elektronów emitowanych z katody. Anoda lampy rentgenowskiej musi być
 chłodzona wodą lub olejem, aby odprowadzić dużą ilość ciepła wytwarzanego
 w procesie bombardowania elektronami. W lampie rentgenowskiej muszą być
 spełnione warunki wysokiej próżni, natomiast w monochromatorze i układzie
 detekcyjnym próżnia nie musi być tak wysoka, jak w lampie.

Najłatwiej badać metale i stopy w postaci płytek lub cienkich warstw
 naparowanych na płytke z innego metalu ze względu na łatwość odprowadzania
 ciepła. Dodatkową zaletą takich próbek jest możliwość oczyszczenia powierzchni
 bombardowaniem jonowym. Trudniej jest badać substancje proszkowe, ale
 jest to możliwe poprzez wieranie danego proszku w powierzone np. miękkiej
 miedzianej płytce. Największe kłopoty eksperymentalne stwarzają cienkie folie
 i płytki z materiałów o słabym przewodnictwie elektrycznym i cieplnym oraz
 substancje, które mogą rozkładać się lub parować pod wpływem bombardowa-
 nia elektronami.

jest wzbudzanie fluorescencyjne pierwotnym promieniowaniem rentgenowskim. Unikamy wtedy problemu związanego z chłodzeniem próbki lub rozkładem substancji przy wzbudzaniu widma.

4. Wykorzystanie emisyjnych widm rentgenowskich do badania struktury elektronowej metali

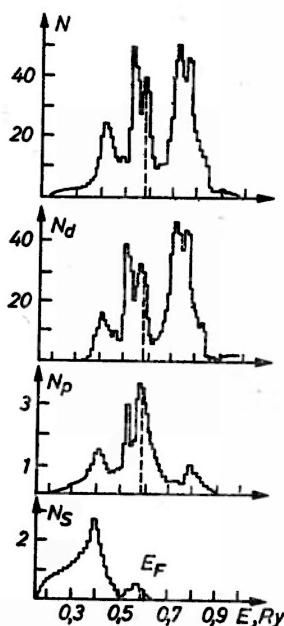
Rozkład natężenia w rentgenowskich widmach pasmowych jest określony rozkładem energetycznym elektronów w pasmie walencyjnym materiału oraz prawdopodobieństwem odpowiednich przejść elektronowych. Bardzo skomplikowana zależność od energii i pseudopędu elektronu elementów macierzowych prawdopodobieństwa przejścia czyni, jak dotychczas, praktycznie niemożliwym uzyskanie dokładnego „czystego” rozkładu gęstości stanów elektronowych w pasmie walencyjnym z rozkładu natężenia w widmie rentgenowskim. Jednak położenia na skali energii, niektórych szczególnych punktów krzywej rozkładu gęstości elektronów oraz szerokość energetyczną obsadzonej elektronami części pasma walencyjnego można określić z tych widm z dużą dokładnością.

Zestawienie widm rentgenowskich różnych serii pozwala na podstawie ich kształtu i podstawowych parametrów takich jak położenie na skali energii, szerokość, asymetria i natężenie, określić przynajmniej w sposób jakościowy wpływ prawdopodobieństwa przejścia na kształt widma. Subtelna struktura emisyjnych widm rentgenowskich odzwierciedla położenie pewnych charakterystycznych punktów krzywej rozkładu gęstości elektronów. Można więc założyć, że charakterystyczne punkty pasma, obserwowane na krzywych gęstości stanów, pojawiają się w widmach emisyjnych. Tak więc widma emisyjne mogą być wykorzystane jako kryterium prawidłowości obliczeń teoretycznych struktury pasmowej materiałów, co ma ogromne znaczenie dla teorii ciała stałego. Jednak, aby w sposób prawidłowy przeprowadzić takie porównanie należy obliczyć teoretycznie nie tylko krzywą rozkładu elektronów $N(h\omega + E_c)$, ale i rozkład natężenia $I(\omega)$ w widmie rentgenowskim.

Parametry eksperymentalne pasma otrzymane z widm rentgenowskich pozwalają również postulować postać funkcji falowych elektronów walencyjnych. Pasmowe widma rentgenowskie różnych serii odzwierciedlają rozkład gęstości w pasmie walencyjnym stanów o różnej symetrii, można więc na ich podstawie określić szerokość pasma i położenie na skali energii szczególnych punktów pasma. Informacji o rozkładzie energetycznym stanów o różnej symetrii w paśmie walencyjnym dostarczają jedynie widma rentgenowskie, nie można ich uzyskać nawet z tak szeroko ostatnio badanych widm fotoelektronowych, które zawierają informacje o sumarycznej gęstości elektronowej. Widma fotoelektronów uzupełniają więc informacje, jakie można uzyskać na podstawie widm rentgenowskich, nie mogą ich jednak zastąpić.

Na przykładzie wanadu postaramy się pokazać typowy sposób postępowania z danymi rentgenowskiej spektroskopii emisyjnej. Metodą uzupełnionych fal

plaskich (APW) [7] obliczono rozkłady parcjalne i rozkład całkowitej gęstości stanów w pasmie walencyjnym wanadu [8]. Gęstości te przedstawiono na rys. 5. Jak widać, w pasmie walencyjnym wanadu występują elektrony o symetrii typu s , p i d . Elektrony o symetrii s koncentrują się głównie blisko dna pasma. Rozkład energetyczny elektronów o symetrii d jest z grubsza taki, jak rozkład sumarycznej gęstości stanów. W gęstości stanów p najbardziej wyraźnie zaznaczony jest trzeci pik położony blisko poziomu Fermiego, natomiast w gęstości stanów d w części zapełnionej elektronami (dla energii mniejszych od poziomu Fermiego) największy jest pik drugi. Elektrony typu p i s zajmują większy przedział energii niż elektrony o symetrii d . Ale gęstość tych stanów w pasmie walencyjnym jest stosunkowo mała w porównaniu z gęstością stanów d , dlatego przede wszystkim te stany określają kształt sumarycznej gęstości stanów.

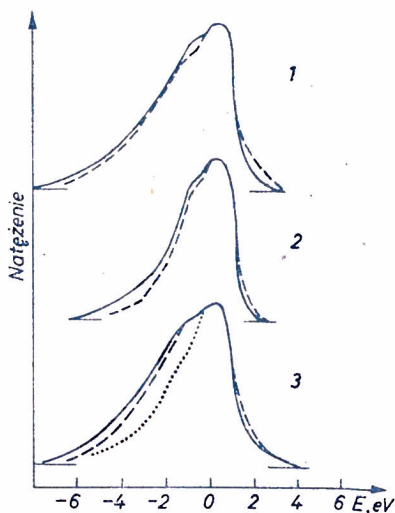


Rys. 5. Teoretycznie obliczony rozkład energetyczny całkowitej gęstości stanów w wanadzie oraz parcjalnych gęstości stanów [8]

Poziom Fermiego przechodzi przez trzecie maksimum gęstości stanów. Duża gęstość stanów na poziomie Fermiego jest charakterystyczna dla wszystkich metali nadprzewodzących o wysokiej temperaturze T_k przejścia do stanu nadprzewodnictwa.

Na podstawie tych obliczonych teoretycznie rozkładów gęstości stanów obliczono emisyjne pasmowe widma rentgenowskie serii K, L i M, następnie porównano je z widmami mierzonymi eksperymentalnie (rys. 6). Widmo K przedstawia rozkład stanów p , ponieważ powstaje w wyniku przejść elektronów

z pasma walencyjnego na poziom $1s$, a wkład do wypadkowego natężenia przejść kwadrupolowych $d \rightarrow 1s$ jest zanedbywalnie mały. W obliczeniach uwzględniono tylko przejścia dipolowe i otrzymano dobrą zgodność z widmem eksperymentalnym. Rozkład natężenia w widmie L_{III} związany jest z rozkładem w pasmie walencyjnym głównie elektronów typu d , wkład elektronów typu s wynosi około 1%. Widmo to powstaje w wyniku przejść elektronów walencyjnych na poziom $2p$. Najbardziej interesujący jest rozkład natężenia w widmie M_{III} . Powstaje on w wyniku przejść elektronów walencyjnych na poziom $3p$. Widmo to jest szersze od widma L_{III} i ma wyraźnie zaznaczone wybrzuszenie od strony mniejszych energii. Jak już wspomniano wcześniej, szerokość poziomu $2p$ jest większa niż szerokość poziomu $3p$, więc poszerzenie widma M_{III} nie może być związane ze zwiększeniem się szerokości poziomu wewnętrznego. Obliczenia teoretyczne wykazały, że poszerzenie to jest związane ze znacznym udziałem w widmie przejść $s \rightarrow 3p$. Na rys. 6 pokazano kształt

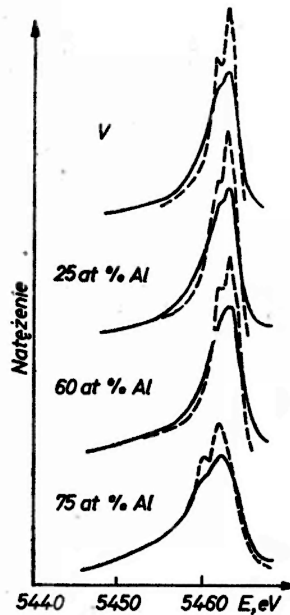


Rys. 6. Emisyjne pasma rentgenowskie wanadu mierzone eksperymentalnie (linia ciągła) i obliczone teoretycznie (linia przerywana i kropkowana) [8]. 1. Widmo K — rozkład elektronów p w pasmie walencyjnym. 2. Widmo L_{III} — rozkład elektronów d w pasmie walencyjnym. 3. Widmo M_{III} — rozkład elektronów $d + s$ w pasmie walencyjnym; linią przerywaną zaznaczono widmo emisyjne obliczone z uwzględnieniem przejść elektronów s z pasma walencyjnego na poziom $3p$, linią kropkową zaznaczono widmo obliczone bez uwzględnienia tych przejść

widma M_{III} obliczony z uwzględnieniem przejść $s \rightarrow 3p$ (linia przerywana) i bez tych przejść (linia kropkowana). Zmiana szerokości widma L_{III} i M_{III} związana jest więc z różnicą prawdopodobieństwa przejścia elektronów s z pasma walencyjnego na poziom $3p$ i $2p$. Tak więc niezgodność kształtu widm obliczonych teoretycznie z widmami mierzonymi eksperymentalnie wskazała na konieczność wyboru określonej postaci elementu macierzowego w obliczeniach prawdo-

podobieństwa przejścia. Ponieważ funkcje falowe elektronów określone są z pewnym błędem, to wyniki obliczeń prawdopodobieństwa przejścia dla elementu macierzowego w postaci $\langle \psi_c | r | \psi_v \rangle$ i $\langle \psi_c | V | \psi_v \rangle$ mogą się różnić. I tak prawdopodobieństwo przejścia obliczone z elementu w postaci $\langle \psi_c | r | \psi_v \rangle$ określa wkład do widma M_{III} przejść elektronów s na 2%, a element macierzowy w postaci $\langle \psi_c | V | \psi_v \rangle$ zwiększa ten wkład do 28%, co daje widmo zgodne z obserwowanym widmem eksperymentalnym.

Subtelna struktura widm w postaci dwóch maksimów odpowiada maksimum występującym w teoretycznie obliczonych krzywych rozkładu gęstości stanów elektronów. W obliczonych teoretycznie widmach uwzględniono szerokość wewnętrznego poziomu, na który następuje przejście, oraz szerokość aparaturową. Jak wpływają na kształt widma te dwa czynniki, możemy zobaczyć na rys. 7, gdzie pokazano mierzone eksperymentalnie widmo $K_{\beta_{2,5}}$ wanadu



Rys. 7. Widma $K_{\beta_{2,5}}$ wanadu i wanadu w stopach z aluminium. Linia ciągłą zaznaczono widma mierzone eksperymentalnie, linią przerywaną zaznaczono te same widma po uwzględnieniu poprawek związanych z szerokością poziomu wewnętrznego i szerokością aparaturową [9]

i widmo po dokonaniu poprawek ze względu na szerokość aparaturową i szerokość wewnętrznego poziomu. Według nomenklatury przyjętej w pracy [9], widmo $K_{\beta_{2,5}}$ powstaje w wyniku przejść elektronów walencyjnych głównie typu p na poziom K . Dobra zgodność obliczonych teoretycznie widm emisyjnych wanadu z widmami eksperymentalnymi, potwierdza słuszność przyjętych założeń teoretycznych.

5. Wykorzystanie emisyjnych widm rentgenowskich do badania struktury elektronowej stopów metali

Badania emisyjnych widm rentgenowskich poszczególnych składników w stopach o różnej zawartości tych składników oraz w stopach, w których jeden z tych składników zmienia się dają cenne informacje o naturze tworzących się wiązań atomowych, pozwalają ocenić udział w tych wiązaniach elektronów o określonej symetrii. Zestawienie widm różnych serii dla każdego ze składników pozwala określić zmiany w rozkładzie elektronów o różnej symetrii przy atomie danego składnika i powiedzieć, jakiego typu elektrony biorą udział w tworzącym się wiązaniu. Można również porównać widma jednej serii poszczególnych składników, co daje informację o zmianie rozkładu elektronów o określonej symetrii przy każdym ze składników. Okazuje się, że elektrony walencyjne danego składnika mogą zachowywać się różnie w zależności od rodzaju drugiego składnika.

Dla przykładu rozpatrzmy tu stop wanadu z aluminium oraz omówimy krótko inne stopy aluminium z metalami przejściowymi. Na rys. 7 przedstawiono widmo $K_{\beta_{2,5}}$ wanadu i wanadu w stopach z aluminium. Wszystkie parametry widma $K_{\beta_{2,5}}$ wanadu, które zebrano w tablicy 1, niewiele zmieniają się

Tablica 1

Cechy charakterystyczne widma $K_{\beta_{2,5}}$ wanadu w stopach z aluminium. (δE oznacza przesunięcie widma na skali energii, ΔE oznacza szerokość połówkową linii)

| Materiał | V $K_{\beta_{2,5}}$ | | | | |
|-----------------------------|---------------------|---------------------|--------------------------|---------------------|---------------|
| | Natężenie max. | Natężenie całkowite | $\delta E_{g.k.fal.}$ eV | δE_{max} eV | ΔE eV |
| V | 1,00 | 1,00 | 0,0 | 0,0 | 7,4 |
| V + 25 at% Al | 1,00 | 1,00 | -0,1 | -0,2 | 8,0 |
| V + 62 at% Al (V_5Al_8) | 1,04 | 1,03 | 0,0 | -0,5 | 8,0 |
| V + 75 at% Al (VAL_3) | 0,98 | 1,02 | -0,9 | -1,9 | 12,5 |
| Błąd | $\pm 0,02$ | $\pm 0,02$ | $\pm 0,3$ | $\pm 0,2$ | $\pm 0,2$ |

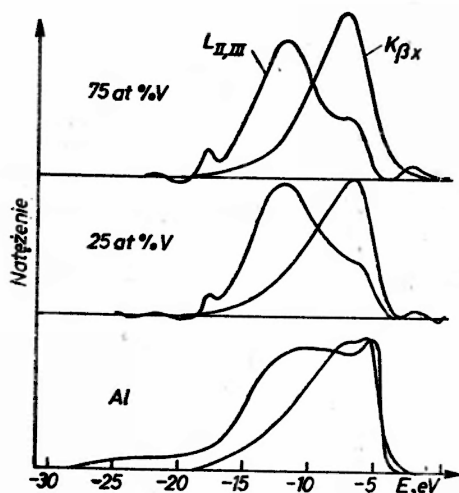
przy przejściu od czystego wanadu do roztworu stałego wanadu z aluminium (25% at. Al). Tak więc przy tworzeniu się roztworu stałego V i Al struktura elektronowa atomów wanadu nie zmienia się. Ale już przy tworzeniu się związków międzymetalicznych V_5Al_8 i VAL_3 parametry linii widma $K_{\beta_{2,5}}$ wanadu zmieniają się. Co prawda kształt linii $K_{\beta_{2,5}}$ wanadu zmienia się nieznacznie, ale występuje przesunięcie widma w kierunku mniejszych energii. Może to być spowodowane wzrostem gęstości elektronów o symetrii d w pobliżu atomu wanadu [10]. Na podstawie wielkości tego przesunięcia można przypuszczać, że gęstość elektronów d zwiększa się najbardziej w związku VAL_3 . Powstaje

pytanie, co powoduje wzrost gęstości elektronów d , czy wzrost ten powoduje lokalizacja elektronów d w pobliżu atomu wanadu, czy też przejście części elektronów od atomów aluminium do atomów wanadu i wypełnienie wolnych stanów o symetrii d przy atomie wanadu, a więc polaryzacja wiązania. Jeżeli przeanalizujemy teraz widmo $K_{\beta x}$ aluminium (rys. 8) to okazuje się, że widmo $K_{\beta x}$ Al w stopach jest bardziej wąskie niż w czystym aluminium i przesuwają się w kierunku mniejszych energii (patrz tablica 2), a natężenie całkowite linii zmniejsza się nieznacznie. Największa zmiana występuje znowu w stopie VAL_3 . Zmiana natężenia linii świadczy o pewnym zmniejszaniu ilości elektronów

Tablica 2

Cechy charakterystyczne widma $K_{\beta x}$ aluminium w stopach z wanadem. (δE oznacza przesunięcie na skali energii linii, ΔE oznacza szerokość połowkową linii)

| Materiał | Al $K_{\beta x}$ | | | | |
|-----------------------------|------------------|---------------------|--------------------------|---------------------|---------------|
| | Natężenie max. | Natężenie całkowite | $\delta E_{g.k.fal.}$ eV | δE_{max} eV | ΔE eV |
| Al + 75 at% V | 1,20 | 0,95 | -1,90 | -2,74 | 8,4 |
| Al + 38 at% V (V_3Al_8) | 1,32 | 0,96 | -0,90 | -1,36 | 10,0 |
| Al + 25 at% V (VAL_3) | 1,06 | 0,92 | -0,77 | -1,18 | 10,4 |
| Al | 1,00 | 1,00 | 0,00 | 0,00 | 11,7 |
| Błąd | $\pm 0,02$ | $\pm 0,03$ | $\pm 0,07$ | $\pm 0,05$ | $\pm 0,2$ |



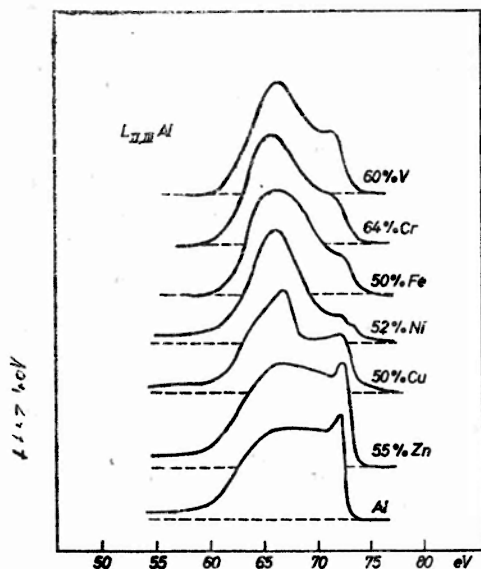
Rys. 8. Widmo $K_{\beta x}$ i $L_{II,III}$ aluminium i aluminium w stopach Al-V [9]. Widmo $K_{\beta x}$ przedstawia rozkład stanów p w pasmie walencyjnym, widmo $L_{II,III}$ przedstawia rozkład stanów s i d , z analizy tych widm można wnioskować, że w stopach Al-V stany s atomu Al są zlokalizowane głównie w pobliżu dna pasma, a stany p w pobliżu poziomu Fermiego

w pobliżu atomu Al, a przesunięcie linii o zwiększaniu gęstości stanów w innym punkcie pasma walencyjnego. Kształt pasmowego widma emisyjnego serii K zarówno dla wanadu, jak i dla aluminium zmienia się w stopach nieznacznie. Na rys. 8 przedstawiono również widma $L_{II,III}$ aluminium w stopach Al-V z pracy [9]. Widma te powstają przy przejściu walencyjnych elektronów o symetrii s , d na poziom $2p$. Jak widzimy, kształt tych widm zmienia się w sposób wyraźny, znacznie maleje natężenie wysokoenergetycznej części widma, powstaje natomiast wyraźne maksimum po stronie niskich energii w odległości około 8 eV od poziomu Fermiego. Następuje więc znaczne przesunięcie elektronów s , które lokalizują się teraz w pobliżu dna pasma. Ponieważ widmo $L_{II,III}$ związane jest z rozkładem w pasmie walencyjnym gęstości stanów s z niewielką domieszką stanów d , a widmo K_{β_x} z rozkładem gęstości stanów p , to należy z tego wnioskować, że w stopach Al-V stany s atomu Al są zlokalizowane głównie w pobliżu dna pasma, a stany p w pobliżu poziomu Fermiego. Tylko w pobliżu poziomu Fermiego mogą więc powstawać zhybrydyzowane stany s i p . Rozpatrzenie pasmowych widm emisyjnych innych serii dla atomów wanadu pozwoliłoby uzyskać pełniejszy obraz zmian rozkładu elektronów przy atomie wanadu. Na podstawie widm $K_{\beta_{2,5}}$ możemy powiedzieć tylko, że następuje wzrost gęstości stanów d w pobliżu atomów wanadu. Zmiana całkowitego natężenia widm $K_{\beta_{2,5}}$ wanadu i K_{β_x} aluminium świadczy o występowaniu w tych stopach polarno-kowalentnego wiązania (część elektronów aluminium jest zlokalizowana w pobliżu atomu wanadu). Występowanie tego wiązania nie wyklucza istnienia domieszki wiązania metalicznego, zawierającego głównie elektrony typu s i odpowiedzialnego za własności metaliczne tego stopu. Tak więc wzrost gęstości stanów d w pobliżu atomów wanadu jest związany zarówno ze wzrostem lokalizacji stanów d przy tym atomie, jak i z pewnym przepływem elektronów od atomu aluminium.

Aby określić ogólny charakter typów wiązań, jakie tworzy aluminium w stopach z innymi metalami, przebadano cały szereg stopów Al z innymi metalami. Na rys. 9 pokazano widmo $L_{II,III}$ aluminium i aluminium w stopach Al z różnymi metalami przy zawartości około 50% Al [11]. W każdym z tych stopów następuje przesunięcie maksimum widma w kierunku niższych energii, co świadczy o podobnym typie wiązania w tych stopach jak w rozpatrywanym szczegółowo stopie Al-V. Wyjątkiem są tutaj stopy Al-Zn, gdzie zmiany widma $L_{II,III}$ Al w stopach są bardzo nieznaczne, w porównaniu z tymi jakie występowały w stopach z metalami przejściowymi i metalami szlachetnymi. Należałoby stąd wnioskować, że rodzaj metalu, z jakim aluminium tworzy stop, ma istotny wpływ na wiązanie, jakie tworzy się pomiędzy stapianymi metalami. Wyraźne zmiany w widmie $L_{II,III}$ Al w stopach aluminium z metalami przejściowymi i szlachetnymi związane ze zmianą struktury elektronowej aluminium w tych stopach, spowodowane są więc istnieniem stanów d w pasmie walencyjnym tych metali.

W pracy Wengera i innych [12] badano szczegółowo zmiany liczby elektronów d w pobliżu jonu metalu przejściowego (rys. 10a) i zmiany liczby elek-

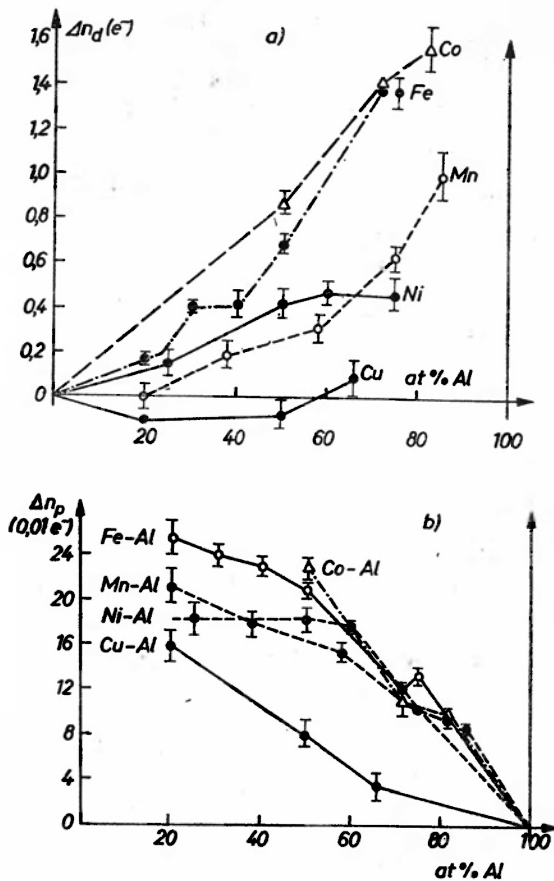
tronów p w pobliżu jonu Al (rys. 10b). Mierzono całkowite natężenie widma $K_{\beta\alpha}$ Al (pasmo walencyjne $\rightarrow K$) i linii K_{α} Al ($L_{II,III} \rightarrow K$) oraz całkowite natężenie widma L (pasmo walencyjne $\rightarrow L_{III}$) oraz linii L_I ($M_I \rightarrow L_{III}$) metalu przejściowego. Linie K_{α} aluminium i L_I metalu powstają przy przejściu elektronu pomiędzy poziomami wewnętrznymi, zmiana ich natężenia związana jest więc



Rys. 9. Widmo $L_{II,III}$ aluminium i aluminium w stopach z różnymi metalami o zawartości około 50% Al [11]. Obserwujemy przesunięcie maksimum widma $L_{II,III}$ aluminium w kierunku niższych energii, co świadczy o występowaniu podobnego typu wiązania co w stopach Al-V.

ze zmniejszaniem się ilości atomów emitujących tę linię. Pomiar natężenia tych linii pozwala więc unormować natężenie widm pasmowych. Zmiany natężenia unormowanych w ten sposób widm pasmowych będą już pochodzić tylko od zmian ilości elektronów w pasmie walencyjnym biorących udział w przejściu. W ten sposób pokazano, że gęstość stanów p w pobliżu atomu Al rośnie ze wzrostem zawartości metalu przejściowego w stopie. Wzrost ten jest różny dla różnych metali (patrz rys. 10b). Natomiast pasmo d metalu przejściowego w tych stopach zapełnia się wraz ze wzrostem zawartości Al. I tu również stopień tego zapełnienia zmienia się w zależności od rodzaju metalu (maleje od kobaltu do miedzi, rys. 10a). Z przesunięcia maksimum widma $L_{II,III}$ Al wynika, że przesunięcie ładunku następuje w kierunku od atomu aluminium do atomu metalu przejściowego.

Przedstawiony tutaj na podstawie badań rentgenowskich widm emisyjnych model wiązania aluminium w stopach z metalami przejściowymi i szlachetnymi potwierdza w ogólnym zarysie wyniki, jakie otrzymał Kudrnovsky i inni w pracy teoretycznej [13], w której metodą potencjału koherencyjnego obliczono widma emisyjne miękkiego promieniowania rentgenowskiego, zakładając



Rys. 10. a) Zmiany liczby elektronów d w pobliżu jonu metalu przejściowego w stopach z metalami przejściowymi [12]. b) Zmiany liczby elektronów p w pobliżu jonu aluminium w stopach z metalami przejściowymi [12]

w tych rachunkach, że w czasie łączenia metali typu Al z metalami przejściowymi lub szlachetnymi zmniejsza się lokalna gęstość stanów s , d w pobliżu atomu Al. Z obliczeń tych wynika również zężenie się widma $K_{\beta x}$ Al przy wzroście koncentracji metalu przejściowego, co obserwuje się w pomiarach eksperymentalnych (patrz tablica 2, gdzie zestawiono szerokości linii $K_{\beta x}$ Al w stopie Al-V).

Nieco inaczej wyjaśnił zmiany obserwowane w widmie $L_{II,III}$ Al w stopie $AuAl_2$ Switendiek [14], który w swoich obliczeniach teoretycznych założył hybrydyzację stanów d w paśmie walencyjnym złota ze stanami s i p w paśmie walencyjnym aluminium. W obliczeniach teoretycznych gęstości stanów przeprowadzonych w oparciu o to założenie otrzymano również znaczny wzrost gęstości stanów s w niskoenergetycznym obszarze pasma walencyjnego atomu aluminium. Wydaje się, że prawidłowa interpretacja powinna uwzględniać obydwa efekty.

Przytoczone tu przykłady pokazują, jak dalece znajomość kształtów widm rentgenowskich może pomagać w tworzeniu określonych modeli teoretycznych struktury elektronowej stopów. W podobny sposób przeprowadza się analizę widm rentgenowskich związków chemicznych, a na podstawie uzyskanych tą drogą informacji można określić rodzaj tworzącego się wiązania chemicznego. Spektroskopia emisyjnych widm rentgenowskich jest więc cennym narzędziem do badania struktury elektronowej stopów i związków.

Od niedawna istnieje możliwość przeprowadzania tego rodzaju badań w Instytucie Fizyki PAN w Warszawie. Środowiskowe Laboratorium Badań Rentgenowskich i Elektronomikroskopowych tego Instytutu dysponuje rentgenowskim spektrometrem siatkowym RSM-500 produkcji ZSRR, za pomocą którego można mierzyć rentgenowskie widma emisyjne w zakresie od 10 do 550 Å.

Literatura

- [1] A. Meisel, G. Leonhardt, R. Szargan, *Röntgenspektren und Chemische Bindung*, Leipzig 1977.
- [2] I. M. Cydilkowski, *Elektrony i dziury w półprzewodnikach*, PWN, Warszawa 1976.
- [3] J. M. Ziman, *Wstęp do teorii ciała stałego*, PWN, Warszawa 1977, rozdz. 3.
- [4] A. Bukaluk, R. Siuda, *Postępy Fizyki* **28**, 59 (1977).
- [5] A. Dawydow, *Mechanika kwantowa*, PWN, Warszawa 1967, str. 304.
- [6] L. V. Azároff, *X-Ray Spectroscopy*, New York 1974.
- [7] T. L. Loucks, *Augmented Plane Wave Method*, New York 1967.
- [8] W. W. Niemoszkalenko, W. N. Antonow, W. G. Aloszyn, *Teoreticzeskoje issledowanie elektronnoj struktury i rentgienowskich emissyjnych swojstw niekatorych pieriechodnych mietallow*, Institut Mietalofiziki AN USSR (1975).
- [9] W. W. Niemoszkalenko, *Rientgienowskaja emissjonnaja spektroskopija mietallow i splawow*, Nauka, Kiew 1972, str. 123.
- [10] A. T. Szuwaiew, G. M. Czieczin, *Izw. AN SSSR, Ser. fiz.* **28**, 935 (1964).
- [11] L. M. Watson, Q. S. Kapoor, D. Hart, *Proceedings of the International Symposium "X-Ray Spectra and Electronic Structure of Matter"*, t. 2, München 1973, str. 135.
- [12] A. Wenger, G. Burri, S. Steinemann, *Solid State Comm.* **9**, 1125 (1971).
- [13] J. Kudrnovský, L. Smečka, B. Velický, *Proceedings of the International Symposium "X-Ray Spectra and Electronic Structure of Matter"*, t. 2, München 1973, p. 94.
- [14] A. C. Switendick, *Proc. 3-rd IMR Symp. "Electronic Density of States"* Washington, NBS, 1971.

Roy F. Schwitters

Stanford Linear Accelerator Center
Stanford, USA

Cząstki elementarne obdarzone powabem *

Fundamental Particles with Charm

Abstract: The search for particles with this quantum-mechanical property has been a pre-occupation of high-energy physics. A few such particles have now been seen in the debris of electron-positron annihilations.

Na poziomie cząstek elementarnych materia charakteryzuje się zadziwiająco małą liczbą własności. Cząstka może mieć masę czy energię, może posiadać pęd, a także wewnętrzny moment pędu zwany spinem, może być obdarzona ładunkiem elektrycznym. Istnieją własności bardziej tajemnicze, jak własność zwana dziwnością, jest ich jednak niewiele. W większości przypadków daną cząstkę w pełni charakteryzuje zestaw kilku cech i nie ponad to nie daje się o niej powiedzieć.

Ponieważ tak niewiele jest podstawowych własności materii, odkrycie nowej stanowi wielkie wydarzenie w fizyce. Niedawno odkryto taką właśnie nową własność: nosi ona kokietyrzną nazwę „powab”. Atomy składające się na zwykłą materię nie mają powabu; własność tę można zauważyć jedynie wśród produktów wysokoenergetycznych zderzeń zachodzących pomiędzy cząstkami.

Pierwsza oznaka istnienia powabu pojawiła się w roku 1974. Odkryto wówczas cząstki obdarzone powabem w sposób ukryty. Ostatnio zaobserwowano cząstki jawnie powabne. Nie ulega wątpliwości, że jest to jedno z najważniejszych odkryć w fizyce wysokich energii w przeciągu ostatniego dziesięciolecia. Co więcej, rozwikłując zagadkę powabu fizycy nauczyli się bardzo wielu rzeczy o strukturze zwykłej materii.

* Artykuł, opublikowany w *Scientific American* 237 (4), 56 (1977), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy. [Translated with permission. Copyright © 1977 by Scientific American, Inc. All rights reserved]. (Przyp. Red.)

Większość obserwowanych w przyrodzie cząstek zaliczamy do jednej z dwóch kategorii — do leptonów lub do hadronów. Na leptony składają się jedynie cztery znane cząstki¹: elektron, mion i dwa rodzaje neutrina. Zarówno elektron, jak i mion mają ładunek elektryczny -1 i w zasadzie, z wyjątkiem masy, są one identyczne. (Mion jest około 200 razy cięższy od elektronu). Neutrino pozbawione są ładunku elektrycznego i najprawdopodobniej są bezmasowe. Istnieją też cztery antyleptony, pod pewnymi względami — jak masa — identyczne z odpowiednimi leptonami. Pozostałe ich własności są jednak dokładnie przeciwne niż u leptonów. Antyelektron na przykład, inaczej pozyton, posiada ładunek elektryczny równy $+1$.

Leptony uchodzą za tworzy elementarne, ponieważ nie dają się rozbić na mniejsze składniki. Nie posiadają one dających się wyznaczyć rozmiarów ani nie przejawiają oznak jakiegokolwiek wewnętrznej struktury. Z kolei hadrony są tworami złożonymi i istnieje wiele dowodów na to, że posiadają one wewnętrzną strukturę. Zidentyfikowano ponad 100 rodzajów hadronów, z których najbardziej znanymi są proton i neutron — składniki jąder atomowych. Od leptonów odróżnia hadrony zarówno ich mnogość jak i indywidualne własności.

Powszechnie uznawana obecnie teoria wydaje się tłumaczyć te różnice. Przyjmuje się w niej, że hadrony wcale nie są cząstkami elementarnymi, lecz pewnymi złożonymi obiektami, składającymi się z kilku prostszych składników zwanych kwarkami. Uważa się, że kwarki przypominają pod wieloma względami leptony; powinny być one np. cząstkami punktowymi pozbawionymi struktury. Nie ma jednak wątpliwości, że należą one do innej kategorii cząstek niż leptony. Oddziaływania zachodzące między nimi dominowane są przez siły nie mające zupełnie wpływu na leptony.

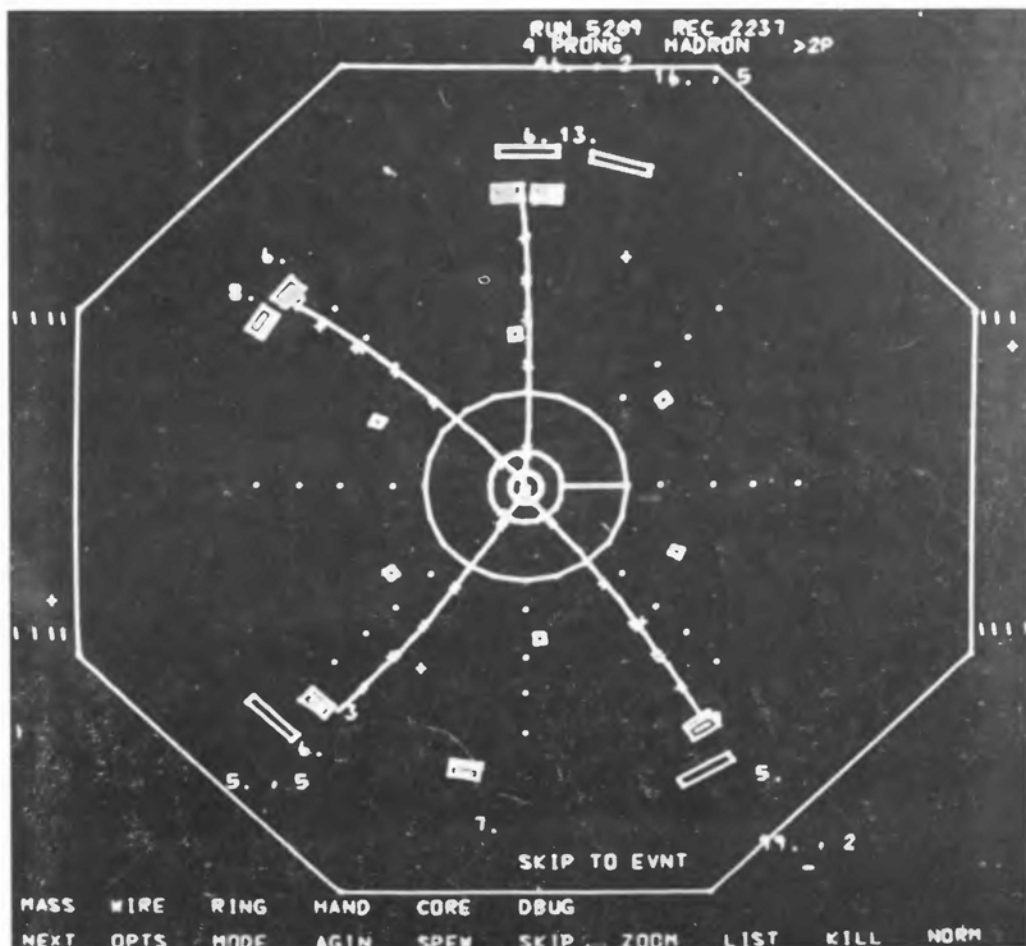
Fizycy rozróżniają w przyrodzie cztery podstawowe oddziaływania: w kolejności wzrastającej siły są to oddziaływania grawitacyjne, słabe, elektromagnetyczne oraz silne. Grawitacja wpływa na wszystkie cząstki i ma nieograniczony zasięg, jednakże efekty jej działania w odniesieniu do cząstek subatomowych² są znikome. Również oddziaływania słabe dotyczą wszystkich rodzajów materii. Mimo jednak, iż są one o wiele rzędów wielkości silniejsze od grawitacyjnych, ciągle są na tyle słabe, że można je zauważyć jedynie przy braku silniejszych oddziaływań.

Siły elektromagnetyczne działają wyłącznie na cząstki obdarzone ładunkiem elektrycznym; wśród nich są elektron i mion oraz wszystkie kwarki. Siły te wiążą ze sobą atomy i leżą u podstaw wszystkich makroskopowych własności materii, łącznie z własnościami chemicznymi.

Oddziaływaniami odróżniającymi leptony od hadronów, lub, zgodnie z teorią,

¹ Obecnie już sześć, odkryto bowiem nowy ciężki lepton τ , któremu prawdopodobnie towarzyszy odpowiednie neutrino; więcej informacji na ten temat znajdzie Czytelnik w jednym z najbliższych numerów *Postępów Fizyki* (przyp. tłum.).

² Tzn. cząstek, z których zbudowany jest atom. Nie ma na razie ogólnie przyjętych, krótkich odpowiedników polskich do angielskich nazw *subatomic particles* czy *subatomic physics* (przyp. tłum.).



Rys. 1. Rozpad cząstki powabnej odtworzony przy pomocy komputera na ekranie monitora. Przedstawiony jest tu schematycznie przekrój detektora cząstek, w którym zaszedł opisywany przypadek. Detektor ma kształt ośmiokąta; rzędy czterech punktów oznaczają radialne położenia czterech cylindrycznych komór iskrowych; najbardziej wewnętrzny okrąg w centrum obrazu przedstawia rurę z wiązką, w której zachodzą zderzenia elektronów z ich antycząstkami — pozytonami prowadzące do produkcji innych cząstek. Tory cząstek poprowadzone są przez punkty wyładowań w komorach iskrowych i kończą się na dwóch koncentrycznie położonych pierścieniach liczników scyntylacyjnych, z których wewnętrzne przedstawione są przez małe prostokąciki, a zewnętrzne przez większe i bardziej płaskie. W pokazanym tu przypadku tor cząstki zajmującej pozycję godziny 12 zidentyfikowano jako należący do ujemnie naładowanego mezonu K (K^-), a tor na pozycji godziny 7 jako odpowiadający dodatnio naładowanemu pionowi (π^+). Przypuszcza się, że te dwie cząstki są produktami rozpadu pewnej cząstki, oznaczanej D^0 , posiadającej nową własność materii zwaną powabem. Sama cząstka D^0 rozpada się zbyt szybko, by można ją było zaobserwować bezpośrednio. W zderzeniach elektron-pozyton cząstki powabne mogą być tworzone jedynie w kombinacji z powabnymi antycząstkami. W tym przypadku przypuszcza się, że antymaterialnym towarzyszem D^0 jest stan wzbudzony D^{*0} , produkty rozpadu którego zidentyfikowano jedynie przewizorycznie. Położony na dole schematu licznik scyntylacyjny, nie związany z żadnym torem cząstki, został być może wyzwolony przez kwant gamma wysłany w rozpadzie D^{*0} na D^0 . Cząstka ta mogłaby się rozpaść i doprowadzić do mionu (μ^-) w pozycji godziny 10, mezonu K (K^+) w pozycji godziny 5 i neutrino, które umknęłyby detekcji

leptony od kwarków, są oddziaływania silne. Żaden z leptonów nie reaguje na oddziaływania silne, ich wpływ odczuwają jedynie kwarki i hadrony (o których przyjmujemy, że są zbudowane z kwarków). Kwarki mogą oddziaływać z leptonami za pośrednictwem oddziaływań słabych i elektromagnetycznych, między sobą jednakże oddziałują prawie wyłącznie przez oddziaływania silne. Oddziaływania te są ponad 100 razy silniejsze od elektromagnetycznych oraz, przy obecnych energiach, około 10^{10} razy silniejsze od oddziaływań słabych.

Teoria, która wszystkie odmiany materii tłumaczy przy pomocy kilku zaledwie kwarków i leptonów jest wyjątkowo ekonomiczna, wymaga jednakże znacznych wyrzeczeń. Mimo że jest ona szeroko akceptowana, brak jest jakiegokolwiek potwierdzenia istnienia odosobnionego kwarku. Jak dotąd nikomu nie udało się wyodrębnić kwarku z hadronu. Niektórzy teoretycy sugerują wręcz, że być może kwarki są tak mocno związane wewnątrz hadronów, iż nigdy nie będziemy w stanie ich rozdzielić w laboratorium. Nie będziemy tu jednakże rozważać problemu istnienia kwarków; przyjmiemy, że są one pewnym sposobem interpretacji obserwowanych doświadczalnie zależności między cząstkami.

Hipoteza kwarkowa podana została w 1963 r. niezależnie przez Murray'a Gell-Manna i George'a Zweiga z Kalifornijskiego Instytutu Technicznego. W oryginalnej wersji pomysłu występowały trzy rodzaje kwarków, oznaczone przez u , d i s od słów *up* — górny, *down* — dolny i *strange* — dziwny oraz odpowiadające im trzy antykwarki oznaczone przez \bar{u} , \bar{d} i \bar{s} . Hadrony buduje się składając ze sobą kwarki i antykwarki zgodnie z prostymi regułami. Jedną z możliwości to związać razem jeden kwark z jednym antykwarkiem; tak powstała cząstka należy do grupy hadronów zwanych mezonami. Przykładem może być naładowany dodatnio pion (π^+) zbudowany z kwarka u i antykwarka \bar{d} . Inna z dopuszczalnych kombinacji składa się z trzech kwarków związanych ze sobą. Tak zbudowane hadrony zwane są barionami; zawierają one m. in. proton (skład kwarkowy: uud) i neutron (udd). Wreszcie z kombinacji trzech antykwarków można utworzyć antybariony.

Są to jedyne możliwe sposoby składania razem kwarków w celu utworzenia hadronów. Z łatwością wprowadzić można wyobrazić sobie inne kombinacje, jak np. cząstki zbudowane z dwóch kwarków lub jednego kwarka i dwóch antykwarków, jednakże takie hadrony po prostu nie istnieją.

Mierzalne własności hadronów wyjaśnia się prosto własnościami składających się nań kwarków. Wyjawszy masę, wszystkie własności materii niezbędne do identyfikacji danej cząstki elementarnej występują jedynie w nieciągłych porcjach czy kwantach. Nazywamy je liczbami kwantowymi i mierzymy w jednostkach będących liczbami całkowitymi i ułamkami prostymi. Dla przykładu, moment pędu obserwuje się wyłącznie w całkowitych lub półkwantowych porcjach (jeśli mierzony jest on w jednostkach naturalnych); wartości pośrednie są wykluczone. Ładunki elektryczne wszystkich zbadanych cząstek występują jedynie w całkowitych wielokrotnościach ładunku elektronu.

Większość hadronowych liczb kwantowych dana jest po prostu przez sumę

liczb kwantowych składających się nań kwarków. W przypadku ładunku elektrycznego wymaga to przypisania kwarkom dość niezwykłych liczb kwantowych: muszą one mieć ułamkowy ładunek elektryczny. Kwark u ma ładunek $+2/3$, kwarki d i s mają ładunki $-1/3$. Ładunki antykwarków są przeciwne. Tak więc w dodatnio naładowanym pionie, zbudowanym z kwarka u i antykwarka \bar{d} , ładunki $+2/3$ i $+1/3$ składają się do $+1$. Kwarki $u\bar{d}$ w protonie mające ładunki $+2/3$, $+2/3$ i $-1/3$ także dają w sumie $+1$. W neutronie ($u\bar{d}\bar{d}$) ładunki $+2/3$, $-1/3$ i $-1/3$ sumują się do zera. Wszystkie te wyniki zgadzają się ze znanymi ładunkami elektrycznymi hadronów.

Tablica 1

Lepton i kwarki stanowią jedyne większe klasy cząstek, o których sądzi się obecnie, iż są elementarne. Oba te rodzaje cząstek wydają się nieskomplikowanymi obiektami punktowymi bez jakiegokolwiek wewnętrznej struktury i bez mierzalnych rozmiarów. Istnieją cztery znane leptony układające się w pary. W początkowym sformułowaniu teorii kwarkowej występowały jedynie trzy kwarki: kwarki u i d tworzyły parę, kwark s nie miał natomiast towarzysza. Hipoteza powabu wprowadziła pewną symetrię pomiędzy leptonami i kwarkami przez dodanie czwartego kwarka c . Pomiedzy kwarkiem s , nośnikiem własności materii zwanej dziwnością, a kwarkiem c , odznaczającym się powabem, musi istnieć pewien specjalny związek. Do każdego z leptonów i kwarków istnieje antycząstka o dokładnie przeciwnych własnościach. Kwarki nie zostały wyodrębnione, wydaje się jednak, że są one składnikami innych cząstek

| Leptony | Masa (GeV) | Spin | Ładunek elektryczny | Kwarki | Masa (GeV) | Spin | Ładunek elektryczny | Dziwność | Powab |
|------------------------------|------------|------|---------------------|--------|------------|------|---------------------|----------|-------|
| Neutrino elektronowe ν_e | 0 | 1/2 | 0 | u | 0,1 | 1/2 | $+2/3$ | 0 | 0 |
| Elektron e^- | 0,0005 | 1/2 | -1 | d | 0,1 | 1/2 | $-1/3$ | 0 | 0 |
| Neutrino mionowe ν_μ | 0 | 1/2 | 0 | s | 0,4 | 1/2 | $-1/3$ | -1 | 0 |
| Mion μ^- | 0,105 | 1/2 | -1 | c | 1,5 | 1/2 | $+2/3$ | 0 | +1 |

W podobny sposób można potraktować inne liczby kwantowe. Jako przykład może służyć dziwność — liczba kwantowa przypisywana pewnym hadronom o nieoczekiwanie długim czasie życia. W modelu kwarków cząstki te wyróżniają się obecnością kwarka s bądź też antykwarka \bar{s} obdarzonych liczbą kwantową dziwności wynoszącą odpowiednio -1 i $+1$; pozostałe kwarki mają dziwność zero. Dziwność hadronu określa więc suma liczb kwantowych dziwności wszystkich składających się nań kwarków. Dodatnio naładowany mezon K (K^+) zbudowany z kwarka u i antykwarka \bar{s} ma dziwność $+1$.

Pojęcie dziwności wprowadzone zostało, by wytłumaczyć powolne rozpady pewnych hadronów odkrytych w latach pięćdziesiątych. Z reguły, ciężkie hadrony rozpadają się na skutek oddziaływań silnych, działających bardzo szybko; stąd, w pewnym sensie, bierze się ich nazwa. Hadron rozpadający się silnie żyje jedynie 10^{-23} sekundy zanim rozleci się na lżejsze hadrony. Proces

Tablica 2

Hadrony są cząstkami zbudowanymi z kwarków. Te, które nazywamy mezonami, składają się z kwarka i antykwarka; ten ostatni przedstawiamy symbolem odpowiedniego kwarka z umieszczoną nad nim kreską. Bariony składają się z trzech związanych razem kwarków; istnieją też antybariony złożone z trzech antykwarków. Własności hadronów (i innych cząstek) dają się przedstawić przy pomocy tzw. liczb kwantowych; przyjmują one wartości całkowite lub połówkowe. Pierwszym z hadronów wskazującym na istnienie powabu był mezon psi o składzie kwarkowym $c\bar{c}$. Ponieważ jednak liczby kwantowe powabu kwarka i antykwarka kasują się, wypadkowy powab psi jest równy zero. Najłżejszymi hadronami wykazującymi się powabem w jawnej postaci są mezony D^0 , D^+ i F^+ , z których pierwsze dwa zostały zaobserwowane.

Istnieją również pewne dane przemawiające za powabnym barionem Λ_c .

| Bariony | Hadron | Sym-bol | Skład kwarkowy | Masa (GeV) | Spin | Czas życia (s.) | Ładunek elektryczny | Dziwność | Powab |
|---------|----------------|-------------|----------------|------------|------|-----------------|---------------------|----------|-------|
| | Proton | p | uud | 0,938 | 1/2 | trwały | +1 | 0 | 0 |
| | Neutron | n | udd | 0,940 | 1/2 | 10^8 | 0 | 0 | 0 |
| | Lambda | Λ | uds | 1,116 | 1/2 | 10^{-10} | 0 | -1 | 0 |
| | Lambda powabna | Λ_c | udc | 2,260 | 1/2 | ? | 0 | 0 | +1 |

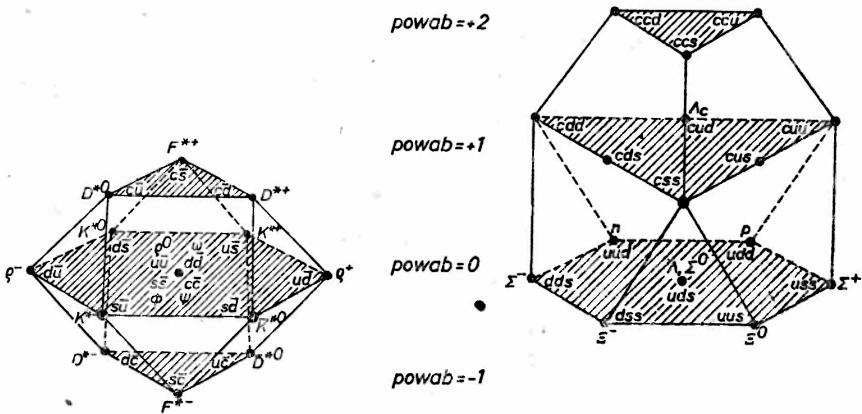
| Mezony | Mezony Pi | π^+ | $u\bar{d}$ | 0,140 | 0 | 10^{-8} | +1 | 0 | 0 |
|--------|----------------|---------|-----------------------|-------|---|------------|----|----|----|
| | | π^- | $d\bar{u}$ | 0,140 | 0 | 10^{-8} | -1 | 0 | 0 |
| | | π^0 | $u\bar{u} + d\bar{d}$ | 0,135 | 0 | 10^{-16} | 0 | 0 | 0 |
| | Mezony K | K^+ | $u\bar{s}$ | 0,494 | 0 | 10^{-8} | +1 | -1 | 0 |
| | | K^- | $s\bar{u}$ | 0,494 | 0 | 10^{-8} | -1 | +1 | 0 |
| | Fi | Φ | $s\bar{s}$ | 1,020 | 1 | 10^{-22} | 0 | 0 | 0 |
| | Psi | ψ | $c\bar{c}$ | 3,095 | 1 | 10^{-20} | 0 | 0 | 0 |
| | Mezony powabne | D^0 | $c\bar{u}$ | 1,863 | 0 | ? | 0 | 0 | +1 |
| | | D^+ | $c\bar{d}$ | 1,868 | 0 | ? | +1 | 0 | +1 |
| | | F^+ | $c\bar{s}$ | ? | 0 | ? | +1 | +1 | +1 |

ten nie może wpływać na żadne własności materii, np. wypadkowy ładunek elektryczny produktów rozpadu musi się równać ładunkowi elektrycznemu rozpadającej się cząstki. Żądanie to formułujemy mówiąc, że wszystkie liczby kwantowe muszą być zachowane.

W rozpadach silnych biorą udział również hadrony dziwne, o ile zachowana jest liczba kwantowa odpowiadająca dziwności. W języku modelu kwarków, konieczność zachowania dziwności powoduje, że kwark dziwny s musi przejść nietknięty do produktów rozpadu. Cięższe cząstki dziwne rzeczywiście rozpadają się w ten sposób na lżejsze cząstki dziwne. Ich czasy życia nie różnią się w sposób istotny od czasów życia innych silnie rozpadających się hadronów. Musi jednak istnieć w końcu grupa najłżejszych cząstek dziwnych, dla których

nie istnieją stany o niższej masie, którym mogłyby one przekazać kwark s . Są nimi mezony K i barion lambda (Λ).

Cząstki K i Λ nie mogą rozpadać się na skutek oddziaływań silnych. Na dobrą sprawę nie mogłyby się one w ogóle rozpadać, gdyby nie zadziwiająca cecha oddziaływań słabych: niektóre prawa zachowania spełnione ściśle w oddziaływaniach silnych i elektromagnetycznych mogą być zignorowane w oddziaływaniach słabych. Pomiedzy tymi częściowo zachowywanymi liczbami kwantowymi jest i dziwność; wynika z tego, że słabe oddziaływania mogą zmienić kwark s w kwark u lub d . Dzięki tym oddziaływaniom cząstki dziwne mogą rozpadać się na lżejsze niedziwne hadrony lub leptony. Cząstki rozpadające się jedynie na skutek oddziaływań słabych mają jednakże znacznie dłuższe czasy życia od hadronów rozpadających się silnie. Czasy życia cząstek K i Λ leżą w przedziale od 10^{-10} do 10^{-8} sek.



Rys. 2. Rodziny hadronów określają wszystkie dozwolone kombinacje kwarków. Dla każdej możliwej wartości wewnętrznego momentu pędu istnieją oddzielne rodziny; tutaj pokazane są mezony o spinie jednostkowym oraz bariony o spinie $1/2$. Do niedawna obserwowano jedynie cząstki w płaszczyźnie oznaczonej $Povab = 0$. Odkrycie cząstek powabnych dowodzi jednak, że muszą również istnieć wszystkie pozostałe cząstki. Cząstka ψ zamyka grupę czterech cząstek w środku tablicy mezonów o spinie 1. Cząstki D^0 , D^+ i F^+ należą do rodziny mezonów o spinie zero; w grupie cząstek o spinie jeden odpowiadają im stany związane oznaczane D^{*0} , D^{*+} i F^{*+} . Cząstki D^{*0} , D^{*+} i odpowiadające im antycząstki zostały już odkryte. Jak dotąd istnieje niewiele danych o obserwacji powabnych barionów

Kilka liczb kwantowych wymaga nieco bardziej skomplikowanego traktowania niż ładunek elektryczny i dziwność. Najbardziej znaną z nich jest spin. Oczekujemy, że wszystkie kwarki i leptony mają ten sam spin równy $1/2$; prawa mechaniki kwantowej wymagają, by miał on jedynie dwa możliwe ustawienia (w dowolnym układzie współrzędnych). Tak więc kwark i antykwark w mezonie mają spiny ustawione w tym samym kierunku bądź też w kierunkach przeciwnych. W pierwszym przypadku wypadkowy spin mezonu jest 1, w drugim 0. Z reguł tych wynika, że spin mezonu jest zawsze liczbą całkowitą. W barionie mamy również dwa możliwe ustawienia spinów: spiny

wszystkich trzech kwarków mogą być równoległe bądź też spin jednego kwarka może być skierowany w przeciwnym kierunku. Odpowiadają temu spiny baryonów $1/2$ i $3/2$, a więc zawsze połówkowe. Przejdźmy do bardziej złożonej sytuacji: układ związanych kwarków może dodatkowo posiadać orbitalny moment pędu: kwarki mogą krążyć jedne wokół innych lub też wokół wspólnego środka masy. Zwiększa on moment pędu hadronu o całkowite wielokrotności jednostki naturalnej. Duża liczba możliwych stanów momentu pędu danej kombinacji kwarków może doprowadzić do wystąpienia wielu cząstek o różnych wartościach momentu pędu oraz różnych energiach czy też masach. Mimo że zbudowane z tych samych kwarków, są one różnymi stanami materii.

Stosując prawo składania kwarków i zliczania ich liczb kwantowych można wytłumaczyć wszystkie własności hadronów. Każdy ze znanych hadronów daje się przedstawić jako kombinacja bądź to kwarka i antykwarka, bądź też trzech kwarków. Co więcej, każda dozwolona kombinacja kwarków odpowiada znanemu hadronowi. Nie stwierdzono tu żadnych luk.

I ta właśnie zupełność schematu klasyfikacyjnego hadronów została zakwestionowana z chwilą odkrycia w roku 1974 nowej cząstki. Był to hadron, nie mógł się on jednak składać z żadnej z dozwolonych kombinacji trzech kwarków, gdyż wszystkie one zostały już wykorzystane.

Nowa cząstka została odkryta niezależnie, i niemalże jednocześnie, przez dwie grupy doświadczalne posługujące się zupełnie różnymi technikami. Jedną z tych grup, złożoną z pracowników Massachusetts Institute of Technology oraz Brookhaven National Laboratory, wykryła tę cząstkę w doświadczeniu przeprowadzonym w Brookhaven i nazwała ją cząstką J . Druga grupa, do której i ja należałem, składała się z fizyków pracujących w Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) oraz Lawrence Berkeley Laboratory. Nasze dane o istnieniu nowej cząstki uzyskane zostały w doświadczeniu przeprowadzonym w SLAC, a na jej oznaczenie wybraliśmy grecką literę psi (ψ). Tą właśnie nazwą będę się w dalszym ciągu posługiwał. W ubiegłym roku fizykom kierującym obydwoma grupami, Samuelowi C. C. Tingowi z MIT oraz Burtonowi Richtrowi ze SLAC-u, przyznano wspólnie za ich odkrycie nagrodę Nobla³.

Nowa cząstka ma masę około 3,1 miliarda elektronowoltów (3,1 GeV). Jest to ponad trzy razy tyle co masa protonu, co stawia psi w rzędzie najcięższych znanych cząstek. Te z jej liczb kwantowych, które udało się zmierzyć, okazały się nie odbiegać od normy. Jest ona elektrycznie obojętna i ma zerową dziwność. Na produkty jej rozpadu składają się znane już cząstki, jak piony, elektrony i miony. Z tymi własnościami, psi mogłaby uchodzić za normalny hadron, nie wyróżniający się niczym prócz masy. Problem, jaki powstał, polegał na tym, że wszystkie stany materii z liczbami kwantowymi psi dawno już przypisano innym hadronom. W świecie zbudowanym z trzech rodzajów kwarków psi nie była potrzebna; co więcej — nie było tam dla niej miejsca.

Psi wyróżnia się jedną doświadczalną cechą — czasem życia, który jest

³ Patrz *Postępy Fizyki* 29, 147 i 175 (1978), (przyp. tłum.).

wyjątkowo długi. Znamy wiele hadronów o dużych masach, niemal wszystkie one rozpadają się jednak bardzo szybko na skutek oddziaływań silnych; ich czasy życia są przeważnie rzędu 10^{-23} sek. Cząstka psi również rozpada się na skutek oddziaływań silnych, tyle że jej czas życia wynosi około 10^{-20} sek., 1000 razy więcej niż czas życia przeciętnego hadronu o porównywalnej masie. Trzeba znaleźć jakieś wyjaśnienie tej długowieczności.

Podobnie długim czasem życia odznacza się inna cząstka, odkryty parę lat temu mezon Φ (Φ). Zbudowany jest on z kwarku dziwnego związanego z dziwnym antykwarkiem. Ponieważ dziwności kwarku i antykwarku kasują się, wypadkowa dziwność Φ jest zero. Cząstka Φ może rozpaść się na skutek oddziaływań silnych; wystarczy jedynie by kwark i antykwark uległy wzajemnej anihilacji. Taka reakcja zachowuje wszystkie liczby kwantowe, lecz mimo to wydaje się być wzbroniona. Czas życia Φ jest prawie 10 razy dłuższy od normalnie oczekiwanego.

Najprostszym sposobem umiejscowienia cząstki ψ wśród hadronów jest założenie, że jest ona mezonem utworzonym z nowego, ciężkiego kwarka związanego z odpowiadającym mu antykwarkiem. Taki układ automatycznie odzwierciedla liczby kwantowe psi. Długi czas życia można by tłumaczyć mechanizmem podobnym do tego, jaki opóźnia rozpad mezonu Φ : silne rozpady byłyby dozwolone lecz mogłyby być w jakiś sposób spowolnione.

Od chwili odkrycia cząstki psi przeważało przekonanie, że jest ona stanem związanym nowego kwarka i nowego antykwarka. Na wiarygodność tej hipotezy wpływał w dużym stopniu fakt, że istnienie czwartego kwarka zostało zaproponowane na długo przed odkryciem nowych hadronów i w oparciu o nie mające nic z nimi wspólnego przesłanki.

Wielu teoretyków zaproponowało wprowadzenie nowego kwarka jako naturalne rozszerzenie modelu sformułowanego przez Gell-Manna i Zweiga. Początkowo przemawiał za tym argument natury estetycznej opierający się na przypuszczeniu jakiegoś głębszego związku istniejącego pomiędzy leptonami i kwarkami. Ponieważ istnieją cztery znane leptony to — argumentowano — widmo cząstek elementarnych byłoby dużo bardziej atrakcyjne, gdyby istniały również cztery kwarki. Leptony występują parami, elektron z jednym neutrinem, a mion z drugim. Podobną parę tworzą kwarki u i d , kwark s natomiast nie ma towarzysza. Przeznaczeniem nowego kwarka byłoby wypełnienie tej luki. Musiałby on więc mieć ładunek elektryczny $+2/3$ oraz posiadać jakąś nową liczbę kwantową odróżniającą go od znanych kwarków. James D. Bjorken ze SLAC-u oraz Sheldon Lee Glashow z Uniwersytetu Harvarda nazwali ją powabem. Kwark powabny oznaczamy literą c (od ang. *charm*), odpowiadający mu antykwark — \bar{c} .

Powab jest czymś bardzo podobnym do dziwności: musi być zachowany we wszystkich oddziaływaniach silnych i elektromagnetycznych, ale nie w słabych. Dlatego też najbliższe cząstki powabne powinny rozpadać się jedynie na skutek oddziaływań słabych i odznaczać się odpowiednio długimi czasami

życia. Nie dotyczy to jednak cząstki ψ ; jej wypadkowy powab jest bowiem równy zero. Składają się na nią kwark c i antykwark \bar{c} , których liczby kwantowe powabu kasują się.

Istotny argument teoretyczny przemawiający za kwarkiem powabnym podał w roku 1970 Glashow we współpracy z Johnem Iliopoulosem i Lucianem Maianim. Nie wywodził się on w ogóle z rozważań dotyczących cząstek powabnych, dotyczył natomiast pewnych oddziaływań słabych cząstek dziwnych. Oddziaływania słabe mogą zachodzić z wymianą lub też bez wymiany ładunku elektrycznego pomiędzy oddziałującymi cząstkami. Do roku 1970 ustalono doświadczalnie pewną zagadkową korelację: z bardzo rzadkimi wyjątkami, dziwność zmieniała się w oddziaływaniach słabych wyłącznie wtedy, gdy przekazywany był ładunek elektryczny. Nie przenoszące ładunku, tzw. neutralne, prądy słabe nie zmieniały dziwności.

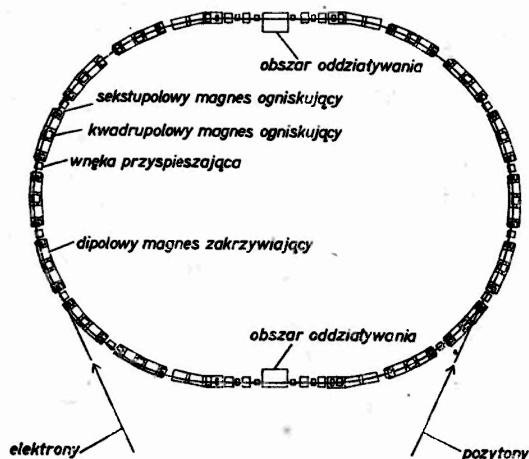
W modelu trzykwarkowym nie było wyraźnego związku między przekazem ładunku a zmianą dziwności. Glashow, Iliopoulos i Maiani wskazali, że dodanie czwartego kwarka c , ściśle związanego z kwarkiem s , mogłoby wytłumaczyć to tłumienie. Dlaczego tak się dzieje — to wynika z bardzo subtelnych rozważań kwantowo-mechanicznych. Czwarty kwark nie tłumi bezpośrednio oddziaływań zmieniających dziwność a zachodzących bez przekazywania ładunku. Prowadzi on natomiast do pojawienia się konkurencyjnego sposobu przebiegu reakcji, przy czym dzieje się to tak, że w efekcie następuje znoszenie się odpowiednich amplitud reakcji.

Zanim jeszcze odkryto cząstkę ψ , cząstki powabne zajmowały już wyróżnioną pozycję na długiej liście obiektów, których istnienie przewidziano, a których nigdy nie zaobserwowano. Hipoteza powabu była w stanie wytłumaczyć własności ψ , mogły tego jednak dokonać i inne teorie. Z drugiej strony model z powabem przewidywał więcej niż jedną nową cząstkę. Istnienie kwarku powabnego pociągałoby zatem za sobą konieczność pojawienia się całego widma nowych stanów materii. Niektóre z tych stanów wiązałyby się ściśle z ψ : składając się z kwarka c i antykwarka \bar{c} miałyby one jednak inne masy i inne wartości spinu. Kwark powabny musi również dać się składać z dotychczasowymi trzema kwarkami tworząc całą gamę nowych hadronów o niezerowym powabie. Szukając nowych cząstek można ustalić czy cząstka ψ składa się właśnie z kwarków nowego typu, czy też nie, jak również, czy kwarki te obdarzone są proponowaną liczbą kwantową powabu, czy też nie.

Przeprowadzone w SLAC doświadczenia, w których odkryto ψ , a następnie szukano dalszych cząstek obdarzonych powabem, wykorzystywały tę samą podstawową technikę. Zderzano ze sobą wysokoenergetyczne elektrony i ich antycząstki — pozytony, a interesujące cząstki znajdowano przeglądając produkty tych zderzeń.

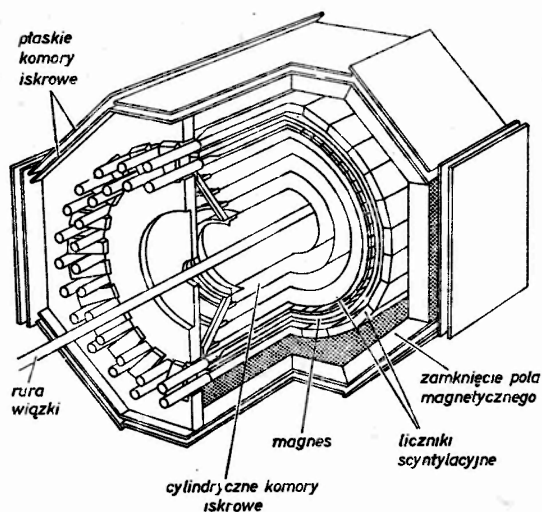
Samo zderzenie zachodzi w urządzeniu zwanym pierścieniem akumulującym. Elektrony i pozytony krążą w nim w przeciwnych kierunkach z prędkością równą niemal prędkości światła. Pierścień akumulujący w SLAC-u nosi nazwę SPEAR; zbudowano go w latach 1971—1972 pod kierunkiem Burтона Richtera

i Johna Reesa. Główną częścią pierścienia SPEAR jest aluminiowa komora próżniowa w kształcie torusa o średnicy 80 metrów i przekroju kilku cali. W czasie pracy pierścienia krąży w nim, w kierunku ruchu wskazówek zegara, około 10^{11} elektronów uformowanych w podobne do igieł „paczki” długości kilku centymetrów i grubości mniejszej niż jeden milimetr. Przeciwnie do kierunku wskazówek zegara krążą podobne paczki pozytonów. Podczas każdego obiegu tory tych paczek przecinają się dwukrotnie, a czas obiegu jest tak dobrany, że zderzenia zachodzą w obszarze dwóch krótkich prostoliniowych odcinków pierścienia, gdzie umieszczone są detektory cząstek. Pozostała część obwodu pierścienia komory próżniowej tkwi wewnątrz dużych elektromagnesów zakrzywiających tory elektronów i zapewniających ogniskowanie utworzonych z nich paczek. W czterech wnękach przyspieszających, pole elektromagnetyczne o częstotliwości radiowej dostarcza elektronom i pozytonom energii potrzebnej do uzupełnienia strat powstałych podczas ich ruchu po orbicie.

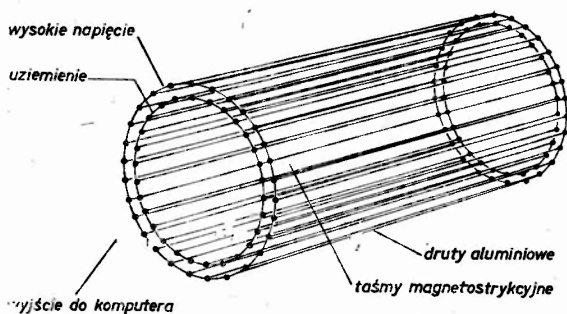


Rys. 3. Pierścień akumulujący cząstki w Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) był jednym z urządzeń, przy pomocy których odkryto cząstkę ψ oraz — bardziej współcześnie — w którym zaobserwowano mezony powabne. Długi na dwie mile akcelerator w SLAC-u dostarcza do owalnego pierścienia zwanego SPEAR elektrony i pozytony. Poruszając się w przeciwnych kierunkach utrzymywane są one w obrębie pierścienia przy pomocy magnesów zakrzywiających tory cząstek i ogniskujących wiązki w „paczki” mające kształt igieł. Każda z nich składa się z około 10^{11} cząstek i są one tak zsynchronizowane, że przechodzą przez siebie w dwóch prostoliniowych sekcjach pierścienia. Straty energii doznawane przez cząstki uzupełniane są we wnękach przyspieszających, do których przyłożone jest pole elektryczne o częstotliwości radiowej. Magnesy są w stanie utrzymać cząstki poruszające się w przeciwnych kierunkach, gdyż elektrony mają przeciwne do pozytonów ładunki

Elektrony i pozytony wytwarzane są przez akcelerator liniowy SLAC, długi na dwie mile. Na samym początku akceleratora elektrony są emitowane przez rozżarzone włókno, z grubsza tak jak w zwykłej lampie elektronowej. Po przyspieszeniu i zmianie kierunku ich ruchu wstrzykiwane są one do SPEAR-u. Dostarczenie pozytonów wymaga nieco bardziej skomplikowanej



Rys. 4. Detektor magnetyczny w SPEAR odegrał kluczową rolę w odkryciu cząstki ψ i mezonów powabnych. Składają się nań dwa rodzaje urządzeń: komory iskrowe i liczniki scyntylacyjne. Oba są czułe na cząstki naładowane elektrycznie powstałe w zachodzących w środku detektora zderzeniach elektron-pozyton. Trajektorie tych cząstek zakrzywiane są przez silne pole magnetyczne, a z wielkości tego zakrzywienia można określić ich pęd. Liczniki scyntylacyjne wykonane są z plastyku, który przy przejściu przez nie cząstki wysyła impuls światła; mierzą one czas lotu danej cząstki, a przez to jej prędkość. Znając prędkość i pęd cząstki można określić jej masę spoczynkową, jest to cenna wskazówka do jej identyfikacji



Rys. 5. Komora iskrowa w detektorze magnetycznym składa się z koncentrycznych warstw cienkich aluminiowych drutów; gdy przez detektor przechodzi cząstka, do warstw tych przyłożone zostaje wysokie napięcie. Na rysunku pokazano jedynie dwie warstwy; każda z komór ma ich w rzeczywistości cztery, komór takich jest cztery i posiadają one około 100 000 drutów. W czasie pracy komory druty te otacza gaz szlachetny łatwo ulegający jonizacji, gdy przelatuje przez nie cząstka naładowana elektrycznie. Pozostawione za nią zjonizowane atomy tworzą rodzaj przewodzącej ścieżki, którą przebiega pomiędzy drutami iskra. W ten sposób zaznaczone jest miejsce, w którym przez komorę przeszła cząstka. Informacja o nim rejestrowana jest przez układ magnetostrykcyjnych „taśm” ułożonych na końcu komory prostopadle do aluminiowych drutów. Impuls prądu płynący po rejestracji iskry przez aktywny drut wywołuje impuls w odpowiedniej taśmie magnetostrykcyjnej, ten zaś rozchodzi się jako fala dźwiękowa, którą można wykrywać i lokalizować

procedury. Najpierw, na jednej trzeciej długości akceleratora, przyspiesza się elektrony, następnie zderzają się one z miedzianą tarczą wytwarzając wiązkę cząstek wtórnych zawierającą elektrony, pozytony i promienie gamma. Pozostały odcinek akceleratora przystosowuje się następnie do przyspieszania jedynie pozytonów. Na wytworzenie akumulowanej wiązki wystarcza zaledwie kilka minut, potem cząstki mogą sobie krażyć nienaruszone nawet do kilku godzin.

Energię akumulowanych wiązek można wybierać z przedziału od 1,2 GeV do 4 GeV. Jednym z głównych powodów stosowania pierścieni akumulujących jest to, że cała wytworzona w nich energia może być zużyta na produkcję nowych cząstek. W zderzeniu elektronu z pozytonem następuje anihilacja obu tych cząstek, a ich masy i energie kinetyczne zamieniają się w stan czystej energii. Tak więc maszyna ta zdolna jest wyprodukować układy cząstek o całkowitych masach aż do 8 GeV.

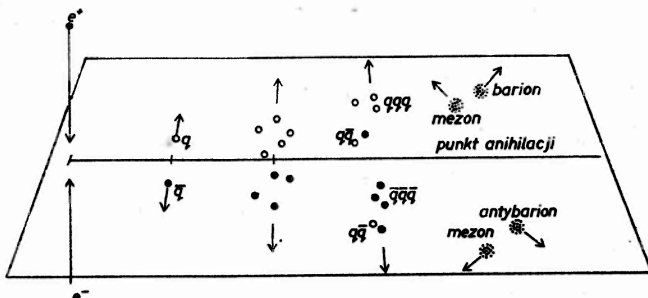
Uwalniana podczas anihilacji energia zawiera się w małym obszarze przestrzeni o wymiarach od 10^{-15} do 10^{-14} centymetra. W niewyobrażalnie krótkim przedziale czasu — potrzebnym na przebycie tej odległości przez sygnał świetlny — energia ta przekształca się w cząstki materialne, które następnie rozlatują się z punktu anihilacji. Cząstki, które mogą być tworzone z tej gęstej paczki energii, podlegają pewnym ograniczeniom. Jednym z oczywistych wymagań jest konieczność zachowania energii: masy spoczynkowe wytworzonych cząstek nie mogą przewyższać sumy energii elektronu i pozytonu. Zachowane być również muszą liczby kwantowe; to ostatnie żądanie nie jest jednak tak ograniczające jak mogłoby się to początkowo wydawać.

Anihilacja elektronu i pozytonu zachodzi za pośrednictwem sił elektromagnetycznych, jej bezpośrednim tworem jest foton, kwant energii elektromagnetycznej. Foton ten rozpada się tak szybko, że nie można go w ogóle zaobserwować, tym niemniej wyznacza on własności wszystkich stanów końcowych tego układu. Gdybyśmy zaobserwowali wszystkie produkty rozpadu tego wirtualnego fotonu i dodali do siebie ich liczby kwantowe to musiałyby się one złożyć do liczb kwantowych fotonu. W zderzeniach tych może również powstawać cząstka psi, jej liczby kwantowe pokrywają się bowiem dokładnie z liczbami kwantowymi fotonu: ma ona jednostkowy moment pędu, a wszystkie jej addytywne liczby kwantowe — otrzymywane przez zwykłe dodawanie liczb kwantowych składających się na nią kwarków — są równe zero.

Z tego punktu widzenia, pozornie silne ograniczenie, aby własności fotonu nie ulegały zmianie, okazuje się odpowiadać zupełnej niemalże swobodzie w tworzeniu dowolnej cząstki, byle tylko towarzyszyła jej odpowiednia antycząstka. W przypadku psi każda z produkowanych cząstek zawiera powab w sposób ukryty, ale niekoniecznie musi tak być. Mezon powabny mógłby np. być produkowany razem z drugim mezonem o przeciwnym powabie. Przy dostatecznie dużej energii wiązki można utworzyć niemal każdy stan materii (i antymaterii). Zderzenia w SPEAR są wystarczająco energetyczne, by wytworzyć do 50 pionów (w połowie π^+ i w połowie π^-) lub czterech protonów

razem z czterema antyprotonami albo nawet kompletny atom helu wraz z atomem antyhelu.

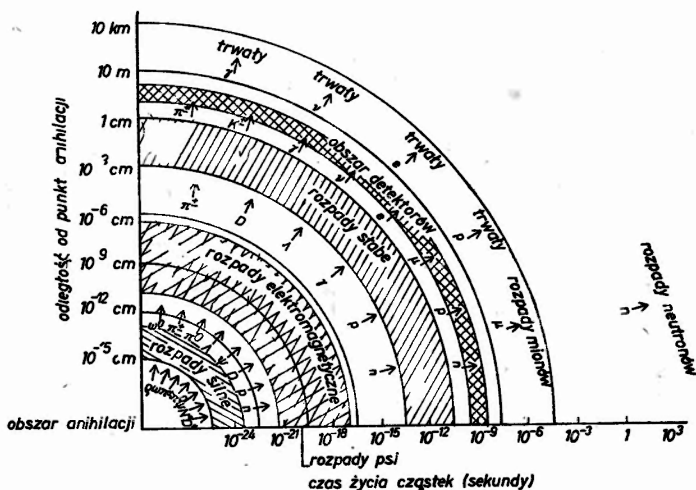
Cząstki, wylatując z obszaru anihilacji z prędkością bliską prędkości światła, najczęściej rozpadają się na kolejne, coraz to lżejsze i coraz to dłużej żyjące cząstki potomne. Większość ciężkich hadronów rozpada się silnie w czasie potrzebnym na przebycie 10^{-13} centymetra, co w przybliżeniu równa się średnicy typowego hadronu. Produktami tych rozpadów są lżejsze hadrony, takie jak piony, mezony K oraz protony i neutrony. Hadrony rozpadające się elektromagnetycznie przebywają przeważnie do 10^{-6} centymetra zanim wyemitują foton przechodząc tym samym w hadrony lżejsze. Większość cząstek rozpadających się na skutek oddziaływań słabych, takich jak barion dziwny lambda, przebywa kilka centymetrów nim zamienia się one w hadrony o najniższej masie, takie jak protony, neutrony i piony, którym towarzyszą leptony. W odległości dziesięciu centymetrów od punktu oddziaływania większość cząstek stanowią protony i neutrony, naładowane elektrycznie piony i mezony K , promienie gamma i leptony. Na drodze kilku metrów piony i mezony K rozpadają się na leptony pozostawiając jedynie protony, neutrony, promienie gamma, elektrony, miony i neutrino. Na odległościach jeszcze dalszych rozpadają się neutrony i miony.



Rys. 6. Anihilacja elektronu i pozytonu prowadzi do jednakowej liczby cząstek i antycząstek. Jeśli w wyniku zderzenia dochodzi do produkcji hadronów, wyjściowym produktem jest pojedynczy kwark i antykwark tego samego rodzaju. W udzielonej tej parze energii materializują się inne kwarki i antykwarki, które w końcu grupują się w pary i trójki, by utworzyć hadrony. Tylko te mogą być obserwowane

Zadaniem eksperymentatora jest zarejestrować możliwie największą liczbę tych cząstek i wydobyć z nich maksymalnie dużo informacji. W praktyce detektor można umieścić najbliżej w odległości paru centymetrów od obszaru oddziaływania, nie ma więc żadnej nadziei, by zaobserwować cząstki zanim znajdą zarówno oddziaływania silne jak i elektromagnetyczne. Z drugiej strony, detektory o rozmiarach większych niż parę metrów stają się zbyt drogie i nieporęczne, aby być użyteczne. Nawet w tak ograniczonym przedziale odległości można rejestrować jedynie cząstki naładowane i, w niektórych wypadkach, promienie gamma. Tym niemniej często możliwe jest odtworzenie, na podstawie zaobserwowanych cząstek, łańcucha wydarzeń prowadzących do ich

powstania. Obecność mezonów K wśród produktów rozpadu można np. uważać za wskazówkę, że wyprodukowane zostały cząstki dziwne. Promienie gamma wskazują na obecność rozpadów elektromagnetycznych, a leptony są dowodem przejścia cząstki rozpadającej się na skutek oddziaływań słabych.



Rys. 7. Kolejne rozpady następujące po anihilacji elektronu i pozytonu zamieniają olbrzymią różnorodność wytwarzanych cząstek w kilka trwałych, lub prawie trwałych, obiektów. Większość hadronów rozpadających się na skutek oddziaływań silnych kończy swe rozpady w czasie 10^{-23} s, przebiegłszy jedynie około 10^{-13} centymetra od punktu zderzenia. Wyjątkiem jest cząstka ψ : rozpada się ona na skutek oddziaływań silnych, lecz potrzebuje na to około 10^{-20} s. Produktami rozpadów silnych są dłużej żyjące hadrony, część z nich rozpada się następnie elektromagnetycznie przechodząc w jeszcze inne hadrony i kwanty gamma (γ). Najpowolniejsze są rozpady słabe, jednakże większość z nich dokonuje się zanim cząstka przebiegnie więcej niż około centymetr. Po rozpadach słabych pozostają jedynie leptony, kwanty gamma i najbardziej długożyciowe hadrony. Detektorów nie można umieszczać bliżej niż kilka centymetrów od obszaru anihilacji, wykrywają więc one produkty zderzenia dopiero gdy zajdzie już większość rozpadów. Mimo to produkty zderzenia można często identyfikować. Kwanty gamma wskazują na elektromagnetyczny rozpad jakiejś cząstki, leptony są dowodem rozpadu słabego, a mezony K sygnalizują obecność hadronu dziwnego

Detektor, w którym odkryto cząstkę psi, otacza jeden z obszarów oddziaływania w SPEAR. Zbudowali go fizycy ze SLAC-u i z Lawrence Berkeley Laboratory w czasie budowy SPEAR-u. Odpowiedzialność za poszczególne elementy tego detektora i jego programy komputerowe rozdzielona jest między pojedynczych ludzi i małe grupy z obu tych laboratoriów.

Główną częścią detektora jest 150-tonowy elektromagnes; objętość użyteczna jego pola ma kształt cylindra o średnicy trzech metrów i długości trzech metrów. W polu tym znajdują się cztery cylindryczne warstwy komór iskrowych rejestrujące tory cząstek naładowanych przelatujących przez detektor. Komory iskrowe składają się w sumie ze 100 000 aluminiowych drucików czułych na chwilową jonizację otaczającego je gazu, powodowaną przelotem

cząstki. Pole magnetyczne odchyła cząstki naładowane; mierząc krzywiznę ich torów można określić ich pędy.

Za komorami iskrowymi ustawione są liczniki scyntylacyjne. Rejestruje się w nich metodami fotoelektrycznymi krótkie rozbłyski światła emitowane podczas przelotu cząstki przez warstwę fosforyzującego plastyku. Rejestrację tę można precyzyjnie prowadzić w czasie, a stąd obliczać czas przelotu i prędkość cząstki. Znając tę prędkość oraz pęd cząstki jesteśmy w stanie wyznaczyć jej masę spoczynkową — ważną wskazówkę do jej identyfikacji. Porównanie prędkości i pędu stanowi podstawowy sposób rozróżniania trzech naładowanych hadronów, które żyją dostatecznie długo, by je rejestrować: pionów, mezonów K i protonów.

Najbardziej zewnętrzne warstwy liczników scyntylacyjnych i komór iskrowych oddzielone są od wnętrza detektora warstwami ołowiu i żelaza działającymi jak filtry. Różne cząstki mają różne zdolności przenikania przez te metale, co pozwala na odróżnienie hadronów od leptonów oraz, wśród samych leptonów, elektronów od mionów.

Wiązki elektronów i pozytonów przechodzą na ogół przez siebie bez żadnego oddziaływania. Mimo że każda paczka zawiera 100 miliardów cząstek, to leptony są tak małe — w istocie jak dotąd rozmiary ich wymykają się pomiarowi — że prawdopodobieństwo oddziaływania jest niewielkie. Z drugiej strony, wiązki poruszają się tak szybko, obiegając pierścień ponad milion razy na sekundę, że udaje się osiągnąć sensowną prędkość zbierania danych.

Detektor działa ilekroć, jednocześnie z przejściem przezeń wiązki, przez liczniki scyntylacyjne przelatują co najmniej dwie naładowane cząstki pochodzące z otoczenia obszaru oddziaływania. Po zarejestrowaniu takiego przypadku cała informacja z komór iskrowych i liczników scyntylacyjnych przekazywana jest do komputera, gdzie zapisuje się ją na taśmie magnetycznej. Ma to miejsce prawie co sekundę, lecz tylko kilka procent takich przypadków pochodzi z anihilacji elektronu z pozytonem. Pozostałe powodowane są przez promieniowanie kosmiczne oraz oddziaływania cząstek wiązek z pozostałymi jeszcze w komorze próżniowej drobinami gazu.

Zgromadzone na taśmie dane analizuje się przy pomocy innego komputera. Identyfikuje się i odrzuca przypadki stanowiące tło, a dla przypadków bardziej interesujących odtwarza się tory cząstek. W typowym przypadku zawierającym hadrony może być wykrytych cztery lub pięć cząstek; mierzy się ich pędy i prędkości oraz, w miarę możliwości, identyfikuje je.

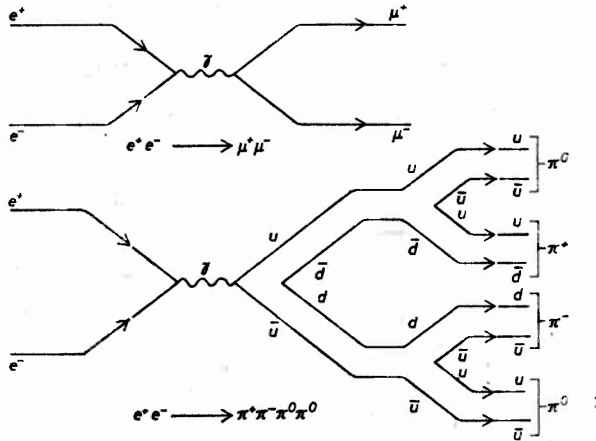
W każdej chwili przy obsłudze detektora i przy analizie danych pracuje około 35 fizyków. Mimo że wraz z przepływem studentów i pracowników okresowych zmienia się liczba członków naszego zespołu, to bez poświęcenia i talentu wielu z nich, cały ten olbrzymi aparat detekcji i analizy nie mógłby działać.

W momencie odkrycia cząstki psi w 1974 roku nie szukaliśmy cząstek powabnych, lecz byliśmy zaangażowani w znacznie szerszy program badań

nad strukturą hadronów. Zamierzaliśmy przetestować założenie, że hadrony zbudowane są z naładowanych elektrycznie cząstek punktowych, takich, jakimi przypuszczalnie są kwarki.

Elektrodynamika kwantowa, teoria sprawdzona z dużą dokładnością, jest w stanie podać przekroje czynne na produkcję cząstek w procesie anihilacji elektronu z pozytonem, o ile tylko cząstki te posiadają punktowe ładunki elektryczne. Są one proporcjonalne do sumy kwadratów ładunków tych cząstek. Przewidywanie to sprawdzone zostało dla przypadku elektronów i pozytonów, gdzie uzyskano dobrą zgodność z doświadczeniem. Przypuszcza się, że kwarki zachowują się w oddziaływaniach elektromagnetycznych identycznie jak leptoni, a więc ich produkcją powinny rządzić te same prawa.

Nie możemy, oczywiście, obserwować bezpośrednio w produktach zderzenia elektron-pozyton kwarków, nie stanowi to jednak żadnej przeszkody, by mierzyć



Rys. 8. Przypadki anihilacji można podzielić na dwie kategorie: na te, które prowadzą do par leptonowych, takich jak dodatnie i ujemne miony, oraz na te, w których tworzy się kwark i antykwark, prowadzące w końcu do układu hadronów. Jeśli zarówno leptoni, jak i kwarki mają punktowe rozkłady ładunków elektrycznych, można obliczyć ich względne częstości produkcji; określa je liczba rodzajów leptonów i kwarków oraz kwadraty ich ładunków. Pomiar częstości produkcji hadronów stanowi zatem test różnych modeli kwarkowych, odróżniając, dla przykładu, modele zawierające kwarki powabne od tych, które ich nie mają. W praktyce nie mierzy się absolutnych wartości częstości produkcji, określa się natomiast stosunek częstości produkcji hadronów do częstości produkcji mionów oznaczany literą R

przekrój czynny na ich produkcję. Przyjmuje się, że powstające wśród końcowych produktów anihilacji hadrony wywodzą się w końcu wszystkie z pojedynczej pary kwark-antkwark. Przekrój czynny na produkcję kwarków wyznaczony jest więc po prostu przez liczbę przypadków, w których pojawiają się hadrony. W praktyce nie mierzy się przekroju bezwzględnego, wygodniej jest mierzyć stosunek produkcji hadronów do produkcji mionów, zwyczajowo oznaczany literą R . W przypadku słuszności hipotezy kwarkowej, R powinno

równać się sumie kwadratów ładunków kwarków i być w przybliżeniu stałe, niezależnie od energii zderzenia.

Doświadczalny pomiar R jest prosty. Przy energiach pierścienia akumulującego SPEAR przypadki zawierające hadrony prawie zawsze mają trzy lub więcej cząstek w stanie końcowym, miony natomiast są zawsze wytwarzane parami i wylatują z równymi, lecz przeciwnie skierowanymi pędami. R można więc doskonale oszacować dodając po prostu do siebie liczby przypadków, w których zaobserwowano więcej niż dwie cząstki i dzieląc wynik przez liczbę przypadków dwuciałowych, w których cząstki wylatują w przeciwnych kierunkach.

Stosunek R stanowi ważny test teorii kwarkowych. Ponieważ jest on wyznaczany przez sumę kwadratów ładunków kwarków, może rozróżniać odmiany modeli różniących się liczbą kwarków lub też przypisywanymi im ładunkami.

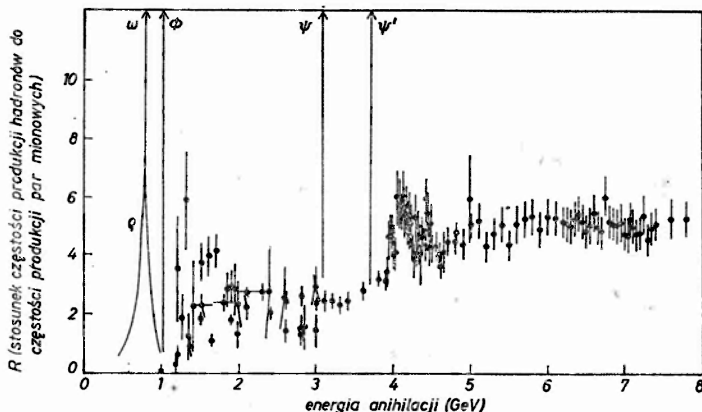
Wyznaczone doświadczalnie wartości R mają swoją interesującą historię: były one stale za duże z punktu widzenia aktualnie modnych teorii. W oryginalnym modelu Gell-Manna i Zweiga, z trzema kwarkami, R powinno równać się: $(2/3)^2 + (1/3)^2 + (1/3)^2$, co w sumie daje $2/3$. Z tej wartości R wynika, że każdym dwóm przypadkom zawierającym hadrony powinna towarzyszyć produkcja trzech par mionowych. Pierwsze pomiary R przeprowadzono przy użyciu pierścienia akumulującego ADONE we Frascati, we Włoszech. Pomiary te, przeprowadzone przy energiach poniżej 3 GeV, dały na R wartość nie $2/3$ ale około 2; innymi słowy, rejestrowano dwa razy tyle przypadków hadronowych co par mionowych.

Krótko potem teoria zgodziła się na pewien czas z doświadczeniem. Zaproponowano, by każdy z kwarków występował w trzech odmianach i w związku z tym wprowadzono nową liczbę kwantową zwaną powszechnie kolorem; hipoteza ta jest obecnie powszechnie przyjęta. Dopóki nie wyizoluje się pojedynczego kwarka, liczba kwantowa koloru pozostanie na stałe ukryta przed nami. Okazało się, że kolor jest nadzwyczaj pożyteczną hipotezą w objaśnianiu oddziaływań kwarków, jest on jednak czysto „wewnętrzna” liczbą kwantową i nie przewiduje żadnych dodatkowych hadronów. W istocie, wartość R jest jedną z niewielu oznak wpływu koloru na wyniki doświadczalne. Potrajając liczbę kwarków potraja się i R — do wartości równej 2.

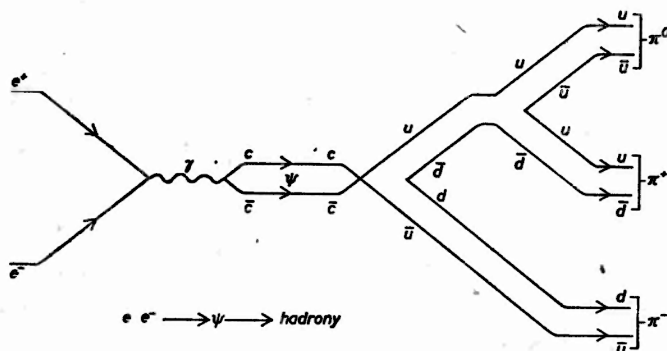
Nie było zbyt wiele czasu, by nacieszyć się tym wynikiem. Początek lat 1970 przyniósł dwa dalsze pomiary R wykonane przy wyższych energiach w pierścieniu akumulującym akceleratora elektronowego w Cambridge. Wykazały one, że przy energii 4 GeV wartość R wynosi 4, a przy 5 GeV rośnie niemalże do 6.

Wkrótce po przeprowadzeniu tych pomiarów akcelerator elektronowy w Cambridge został zamknięty, ale wstępny program doświadczeń w SPEAR, zaczynający się jesienią 1973 roku, potwierdził i uzupełnił te wyniki. Zmierzone R przy kilku energiach w niezbyt wielkich odstępach energetycznych. Poniżej 3 GeV wartość R wynosi 2,5, niezbyt daleko od wartości 2 oczekiwanej w przypadku trzech kwarków, każdego w trzech kolorach. Jednakże powyżej 4 GeV gwałtownie rośnie, by przy ponad 5 GeV przyjąć stałą wartość około 5,5.

Stało się oczywiste, że wchodzi tu w grę jakieś nowe zjawisko. By wyjaśnić zachowanie się tej krzywej nie wystarcza powab. Dodając do modelu kwark powabny (w trzech kolorach) podnosi się oczekiwaną wartość R jedynie do 3,3.



Rys. 9. Stosunek R rośnie od około 2,5 dla energii poniżej 3 GeV do około 5,5 dla energii powyżej 5 GeV. Najbardziej prawdopodobnym wytłumaczeniem tego wzrostu jest obecność w tym przedziale energii progu na produkcję nowego typu kwarków. Bardziej niż ogólny wzrost wartości R zwraca uwagę obecność szeregu wysokich i nadzwyczaj wąskich maksimumów. Trzy z nich zgrupowane około 1 GeV pochodzą z produkcji mezonów ρ , ω i Φ o budowie kwarkowej zawierającej kombinacje $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ i $s\bar{s}$. Ostre maksimum przy 3,1 GeV jest zbudowanym z pary $c\bar{c}$ mezonem ψ . Odkryto go w roku 1974 podczas pomiarów R , w 10 dni później znaleziono ψ' — stan wzbudzony tego samego układu $c\bar{c}$. Szerokie maksimum przy 4 GeV przedstawia kilka krótkożytych cząstek i uważane jest obecnie za próg na produkcję pary mezonów powabnych



Rys. 10. Cząstka psi może być tworzona pojedynczo w anihilacji elektronu z pozytonem, składa się bowiem z kwarka i antykwarka tego samego rodzaju. Bezpośrednim tworem zderzenia elektronu z pozytonem jest zawsze foton, rozpada się on jednak zawsze na inne cząstki zanim można go zaobserwować. Foton niesie jednostkowy moment pędu ale wszystkie pozostałe liczby kwantowe ma równe zeru; te same liczby kwantowe musi posiadać każda tworzona z niego cząstka. Jedną z takich cząstek jest ψ ; inne — to mezony ρ , ω i Φ . Psi rozpada się dzięki anihilacji powabnego kwarku z antykwarkiem dając normalne hadrony w rodzaju pokazanych tu trzech pionów

Te wprawiające w zakłopotanie wyniki wywołały duże zainteresowanie, prędko jednak zostały one przesłonięte przez odkrycie jeszcze jednej cechy krzywej R : maksimum, które zasygnalizowało obecność cząstki ψ . Na wykresie R ψ pojawia się jako wąski, niewiarygodnie wysoki kolec przy energii 3,095 GeV. Gdyby można go dokładnie wydzielić, byłby on 3000 razy większy niż otaczające go tło; innymi słowy, przy energii 3,095 GeV prawdopodobieństwo wytworzenia hadronów jest 3000 razy większe niż przy sąsiednich energiach. Takie wzmocnienie w produkcji hadronów nazywamy rezonansem. Gdy energia zderzenia elektronu i pozytonu jest dokładnie równa masie cząstki ψ , istnieje duże prawdopodobieństwo, że zostanie ona wytworzona. Następujący zaraz potem rozpad ψ daje hadrony obserwowane jako rezonans. Przy energiach nawet niewiele wyższych lub niższych od energii rezonansu nie można tak zbilansować energii i pędu, by powstawała jedynie cząstka ψ i przekrój czynny na produkcję hadronów maleje.

Bardziej jeszcze niż wysokość rezonansu ψ zdumiewa jego wyjątkowa wprost ostrość — własność związana z czasem życia cząstki. Czas życia rezonansu można określić właściwie jedynie na podstawie pomiaru jego szerokości. Część obserwowanej szerokości wynika ze skończonej zdolności rozdzielczej aparatury doświadczalnej. Jednakże nawet i w wypadku doskonałej aparatury maksimum nie ograniczałoby się wyłącznie do jakiejś ściśle określonej energii. Rozmycie energetyczne tego maksimum interpretuje się w mechanice kwantowej jako przejaw pewnej ostatecznej niepewności w mierzonej energii cząstki, która to niepewność wiąże się z jej czasem życia. Im krótszy jest ten czas życia, tym większa niepewność. Dzieje się tak, jak gdyby nie starczało czasu przed rozpadem cząstki na dokładne zmierzenie jej energii. W rozpatrywanym tu obszarze mas, większości rezonansów odpowiadają bardzo szerokie maksima — rzędu setek milionów elektronowoltów; szerokość rezonansu ψ wynosi 67000 elektronowoltów, lub inaczej, około 0,002 procentu jego całkowitej masy.

To nieoczekiwane odkrycie tak wąskiego maksimum na wykresie R spowodowało zmianę w sposobie pracy z pierścieniami akumulującymi. Zamiast gromadzić dane o produkcji hadronów dla kilku daleko od siebie leżących wartości energii, przeprowadzono poszukiwania z wielką zdolnością rozdzielczą i z możliwie najmniejszymi przedziałami pomiędzy poszczególnymi energiemi. Jak dotąd, pierwszy z przeglądów przeprowadzonych z wielką zdolnością rozdzielczą w SPEAR okazał się najpłodniejszy: 10 dni po odkryciu cząstki ψ odkryto w nim drugą cząstkę, blisko z nią związaną, o masie 3,684 GeV. Tę drugą cząstkę nazwano ψ' . Podobnie jak i ψ jest ona obojętna elektrycznie i ma spin równy jedności; nie jest ona tak długożyciowa jak ψ , ale ze swoją szerokością 228000 elektronowoltów jest nadal znacznie węższa od większości rezonansów.

Dalsze badanie krzywej R wykryło trzeci obiekt w okolicy 4,1 GeV. To maksimum jest znacznie mniej wyraźne, szerokość jego wynosi około 200 MeV. Nie od razu też było oczywiste, jak należy go interpretować.

Układ związany powabnego kwarku i powabnego antykwarku ma wiele wspólnego z prostymi atomami w rodzaju atomu wodoru. Tuż przed odkryciem psi Thomas Appelquist i H. David Politzer z Uniwersytetu Harvardzkiego zaproponowali dla tego typu układu związanego nazwę *charmonium*. Nasuwa ona analogię z innym, podobnym do atomu tworem jakim jest pozytronium, stan związany elektronu i pozytonu.

W modelu charmonium kwark i antykwark składające się na cząstkę psi mają spiny ustawione równolegle, nie mają natomiast orbitalnego momentu pędu. Cząstka ψ' jest stanem wzbudzonym tego układu, analogicznym do jednego ze stanów wzbudzonych atomu wodoru. Również i w tym stanie kwarki mają równoległe spiny i zerowy względny orbitalny moment pędu. Tak ustawione spiny kwarków składają się na jednostkowy spin każdego z tych mezonów. W fizyce atomowej, tego typu ustawienie spinów zwane jest układem *orto*, dlatego też cząstki ψ i ψ' możemy określić wspólnym mianem ortocharmonium.

Argumentując w dalszym ciągu zgodnie z zasadami fizyki atomowej, Appelquist i Politzer, byli w stanie przewidzieć dodatkowe postacie charmonium. Powinny np. istnieć również stany z zerowym orbitalnym momentem pędu ale o spinach kwarków ustawionych antyrównolegle. Tak ustawione spiny odejmują się prowadząc do cząstki o całkowitym momencie pędu równym zero. Tego typu układ oznaczamy przedrostkiem *para*, jego całkowita energia jest mniejsza od energii układu orto. Powinien więc występować jeden stan paracharmonium o masie nieco mniejszej niż masa ψ oraz drugi o masie nieco mniejszej niż masa ψ' . Kwark powinien też łączyć się z antykwarkiem w stanie o równoległym ustawieniu spinów i jednostkowym orbitalnym momencie pędu. Oczekujemy wystąpienia trzech takich stanów obejmowanych wspólną nazwą charmonium w fali *p* (jeszcze jedno określenie zapożyczone z fizyki atomowej). Wszystkie one powinny mieć masy leżące pomiędzy masą ψ a masą ψ' .

Konieczność zachowania liczb kwantowych fotonu sprawia, że anihilacja elektronu z pozytonem może prowadzić do powstania par kwark-antykwark jedynie w układzie *orto*. Dlatego też nie możemy w *R* obserwować maksimumów odpowiadających ani paracharmonium, ani charmonium w fali *p*. Powinna jednakże istnieć możliwość ich produkcji przez przejścia elektromagnetyczne zachodzące z $\bar{\psi}$ stanów ψ i ψ' . I znów przejścia takie są analogiczne do zachodzących w fizyce atomowej, gdzie atom może przechodzić ze stanu wzbudzonego do stanu o niższej energii emitując foton. Fotony emitowane w przejściach atomowych leżą przeważnie w widzialnej części widma promieniowania elektromagnetycznego; fotony pochodzące z przejść pomiędzy stanami charmonium są wysokoenergetycznymi promieniami gamma.

Najbardziej bezpośrednim podejściem w poszukiwaniu tych stanów jest produkcja dużej liczby cząstek ψ' i wyszukiwanie wśród produktów ich rozpadów „podejrzanych” promieni gamma. Tego typu doświadczenia podjęto w SPEAR oraz w pierścieniu akumulującym DORIS znajdującym się w ośrodku DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) koło Hamburga.

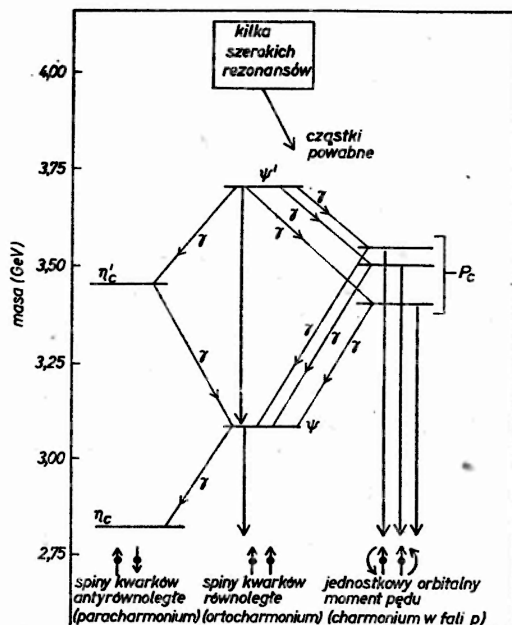
Główna trudność w rozpoznawaniu ważnych dla nas promieni gamma polega na odróżnieniu ich od mnóstwa innych fotonów wysyłanych w przypadkowych procesach. Pomocny jest tu fakt, że wszystkie fotony emitowane, podczas przejść pomiędzy dwoma danymi stanami posiadają tę samą energię. Powinny więc one dać sygnał wybijający się ponad przypadki pochodzące od tła, które charakteryzuje duży rozrzut energii. W pierwszych doświadczeniach tło było jeszcze dodatkowo stłumione przez wybór do dalszej analizy jedynie tych przypadków, które wydawały się odpowiadać konkretnym łańcuchom rozpadów. Zdecydowaliśmy się badać przypadki, w których cząstka ψ' wysyła foton rozpadając się do jakiegoś stanu pośredniego, ten z kolei wysyła jeszcze jeden foton i daje cząstkę ψ . Byliśmy tym samym w stanie wykluczyć z rozważań wszystkie przypadki, w których nie byłaby stwierdzona obecność cząstki ψ , a wraz z nią dokładnie dwóch fotonów. Tego typu metody „obeinania” wyników są częste w fizyce wysokich energii; są one w stanie zredukować setki tysięcy zarejestrowanych oddziaływań do garstki interesujących nas przypadków.

Pierwsze wyniki napłynęły od grupy doświadczalnej pracującej na DORIS; znaleziono tam 14 przypadków spełniających zadane warunki. Wkrótce potem nasza grupa w SPEAR dołożyła kilka nowych przypadków. Ta grupka przypadków dostarczyła pewnej ważnej informacji nie będącej sztucznym efektem powstałym w procesie selekcji — dotyczyła ona energii obu fotonów. W większości przypadków jeden z fotonów miał energię bliską 170 MeV; odejmując ją od masy cząstki ψ' wysnuliśmy wniosek, że rozpada się ona, przynajmniej od czasu do czasu, na pewien stan pośredni o masie około 3,5 GeV. Z kolei ten stan pośredni rozpada się prowadząc do cząstki ψ . Cząstka o masie 3,5 GeV okazała się jednym ze stanów charmonium w fali p , stanem o jednostkowym orbitalnym momencie pędu. Grupa z DORIS nazwała ją P_c . Od tego czasu zarówno w SPEAR, jak i w DORIS zgromadzono więcej przypadków tego tzw. kaskadowego rozpadu, znaleziono również dwa dalsze stany p o nieco innych masach.

Drugie ważne poszukiwanie przejść promienistych podjęła nasza grupa w SPEAR. Poszukiwaliśmy potwierdzenia, że ψ' rozpada się na stan końcowy zawierający jakiś konkretny zestaw hadronów i pojedynczy foton. Takie produkty rozpadu świadczyłyby o istnieniu pewnego pośredniego stanu *charmonium*, który rozpadałby się nie na ψ ale na zwyczajne hadrony. Zostaliśmy wynagrodzeni odkryciem, że znowu fotony skupiają się przy pewnych dyskretnych wartościach energii, z których dwie były identyczne z energiami obserwowanymi w rozpadach kaskadowych.

W przeciągu roku od odkrycia cząstki ψ wyłoniło się widmo ściśle związanych ze sobą stanów. Objęło ono nie tylko wzbudzenia w fali p , lecz również stan *paracharmonium* leżący tuż poniżej ψ' . Dwie grupy doświadczalne pracujące na DORIS uzyskały potwierdzenie istnienia stanu *paracharmonium* leżącego poniżej samego ψ ; jest to stan *charmonium* o najniższej masie. W końcu, w roku 1976, większość maksimumów w widmie promieniowania gamma cząstki ψ

zaobserwowano w jednym doświadczeniu przeprowadzonym przez fizyków z pięciu ośrodków: Uniwersytetu Maryland, Uniwersytetu Kalifornijskiego w San Diego oraz Uniwersytetów w Pawii, Princeton i Stanford. Widmo fotonów podobne jest do widma liniowego zwykłego atomu z jedną wszelako



Rys. 11. Widmo cząstek zawierające ψ składa się co najmniej z siedmiu stanów. Wszystkie one utworzone są z powabnego kwarka i powabnego antykwarka, różnią się jednakże spinem i orbitalnym momentem pędu. W anihilacji elektronu z pozytonem mogą być wytwarzane bezpośrednio jedynie ψ i ψ' , jedynie one mają bowiem te same liczby kwantowe co foton. Spiny kwarków w ψ skierowane są jednakowo, dając jednostkowy spin mezonu. Dwa stany o nieco niższej energii, oznaczone jako η_c i η_c' tworzone są w przypadku antyrównoległych spinów kwarków. Trzy stany o pośrednich masach, zwane wzbudzeniami w fali p , powstają gdy para kwarków o równoległych spinach uzyskuje jednostkowy orbitalny moment pędu. Układ związany powabnego kwarka i powabnego antykwarka przypomina pod wieloma względami prosty atom, stąd też stosowana jest do wszystkich stanów tego układu nazwa *charmonium*. Jak i w widmie poziomów energetycznych atomu, jeden stan może tu przechodzić, emitując foton, w inny stan o niższej energii

rzucającą się w oczy różnicą: energia typowego fotonu w przejściach atomowych wynosi zwykle kilka elektronowoltów, podczas gdy promienie gamma wysyłane w przejściach w *charmonium* mają energie kilkuset milionów elektronowoltów.

Widmo stanów hadronowych stanowi mocny dowód na to, że cząstka ψ i cała jej rodzina składa się z jakiejś cząstki związanej ze swoją antycząstką. Nie ma jednakże żadnej pewności, że cząstki te mają powab. We wszystkich stanach charmonium własność ta jest ukryta, uwidacznia się ona jedynie

w hadronach zawierających kwark lub antykwark powabny stowarzyszony z kwarkami niepowabnymi.

W zderzeniach elektronu z pozytonem tego typu hadrony powabne mogą powstawać jedynie parami. Skutkiem tego najniższa energia anihilacji, przy której mógłby pojawić się powab, jest równa dwóm masom najlżejszej cząstki powabnej. Tę energię progową można oszacować badając R . Dolną granicę stanowi tu masa cząstki ψ' : gdyby rozpatrywany próg leżał poniżej tej masy, wtedy sama cząstka ψ' rozpadałaby się szybko na parę cząstek powabnych i charakteryzowałoby ją maksimum znacznie szersze od obserwowanego. Znaczny wzrost R tuż powyżej masy ψ' , z kilkoma szerokimi maksimumami, sugeruje produkcję wysoko wzbudzonych stanów *charmonium* rozpadających się w sposób silny na cząstki o niezerowym powabie. Szukany próg leży więc pomiędzy 3,7 GeV a z grubsza 4 GeV. Sugeruje to, że najlżejsza cząstka powabna ma masę zawierającą się pomiędzy 1,85 GeV a około 2 GeV.

Podobnie jak i ciężkie cząstki dziwne, ciężkie cząstki powabne mogłyby rozpadać się silnie z zachowaniem powabu, przekazując kwark c lub antykwark \bar{c} do lżejszego stanu powabnego. Jednakże najlżejsze cząstki powabne powinny rozpadać się jedynie na skutek oddziaływań słabych, a zatem być względnie długożyciowe. Ich czasy życia mogłyby być rzędu 10^{-13} sekundy.

Oczekiwano, że najlżejsze stany powabne obejmą sześć mezonów, trzy z nich byłyby utworzone przez złożenie kwarka powabnego c z antykwarkami \bar{u} , \bar{d} lub \bar{s} , pozostałe trzy przez złożenie antykwarka \bar{c} z kwarkami u , d lub s . Mezony zawierające kwark powabny nazwano odpowiednio D^+ , D^0 i F^+ , a odpowiadające im antycząstki D^- , \bar{D}^0 i F^- .

Po czym można by rozpoznać cząstki powabne, gdybyśmy je znaleźli? Nawet w przypadku odkrycia długożyciowych mezonów o odpowiednich masach, jak ustalić, że wyróżniają się one powabem, a nie jakąś inną nową własnością materii? Odpowiedź na to pytanie tkwi w pewnym specjalnym związku, jaki musi zachodzić pomiędzy kwarkiem powabnym i kwarkiem dziwnym, by można było wytłumaczyć tłumienie zmieniających dziwność słabych prądów neutralnych. Związek ten powoduje, że wśród produktów słabego rozpadu cząstki powabnej powinna znajdować się cząstka dziwna. Jako wyraźny sygnał przypadku zawierającego rozpad cząstki powabnej służy mezon K , cząstka dziwna o najmniejszej masie.

Przytoczone własności rozpadów cząstki powabnej sugerują pewną doświadczalną metodę poszukiwania powabu. Polega ona na badaniu zderzeń elektron-pozyton powyżej masy ψ' , prowadzących do przypadków wielocząstkowych (zwykle zawierających hadrony), w których występowałyby długożyciowe cząstki zawierające wśród swoich produktów rozpadu mezony K .

Metoda, jaką się zwykle stosuje przeprowadzając takie badania, polega na przyjęciu jakiegoś szczególnego sposobu rozpadu, a następnie na wyodrębnieniu z danej próbki przypadków wszystkich tych, które mogłyby odpowiadać założonemu schematowi. Rozsądnie jest np. założyć, że niektóre z cząstek powabnych mogą się od czasu do czasu rozpaść na mezon K i dwa piony. Mogli-

byśmy więc wyodrębnić wszystkie przypadki zawierające właśnie te trzy cząstki. Mierzac dla każdego przypadku pędy produktów rozpadu możemy obliczyć masę cząstki pierwotnej. Jeśli zaobserwowane cząstki pochodzą rzeczywiście z jakiegoś jednego sposobu rozpadu, wtedy większość obliczonych mas będzie się skupiać wokół jakiejś jednej wartości. Z drugiej strony, gdyby wybór cząstek był czysto przypadkowy, to tak obliczone masy tworzyłyby szeroki i pozbawiony struktury rozkład. Ta często w fizyce wysokich energii stosowana procedura nazywana jest „polowaniem na maksima”.

Pierwsze nasze próby takich poszukiwań przeprowadzone przy energiach anihilacji około 4 GeV były bezowocne. Brak uchwytne go sygnału był zniechęcający, nie stanowił on jednak groźby dla hipotezy powabu. Mezony powabne mogłyby się rozpadać na wiele różnych sposobów i żaden z nich nie prowadziłby więc do dużej liczby przypadków.

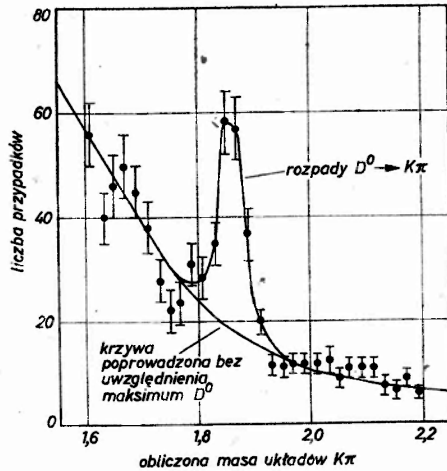
Tymczasem w doświadczeniach wykorzystujących zupełnie inne techniki zaczęły pojawiać się szczegółowe dane świadczące o produkcji cząstki powabnej. W doświadczeniach tych wykorzystywano wysokoenergetyczne zderzenia neutron z materią jądrową. Fakt, że oddziaływania neutron zachodzą na skutek oddziaływań słabych powoduje, że cząstki powabne mogą powstawać pojedynczo, a nie parami. W Brookhaven oraz w Europejskim Ośrodku Badań Jądrowych (CERN) na kilku zdjęciach znaleziono przypadki, które można było zinterpretować jako rozpady cząstek powabnych. W Fermi National Accelerator Laboratory (Fermilab) układ liczników cząstek zarejestrował liczne przypadki wyróżniające się obecnością w stanie końcowym dwóch leptonów. Te pary leptonowe stanowiły silny, lecz tym niemniej nieprzekonywający, dowód na rozpad cząstki powabnej o masie około 2 GeV. Z wyjątkiem jednego zdjęcia z komory pęcherzykowej, wykonanego w Brookhaven, żaden z tych przypadków nie dostarczył dość informacji, aby dokładnie określić masę cząstki pierwotnej.

W SPEAR kontynuowaliśmy zbieranie danych badając szeroką strukturę w R przy energii około 4 GeV. Wiosną 1976 roku znaleźliśmy w końcu maksimum. Użyliśmy udoskonalonych metod identyfikacji cząstek dziwnych, ponadto dysponowaliśmy znacznie większą próbką przypadków. Gerson Goldhaber i François Pierre z Lawrence Berkeley Laboratory wykryli małe, ale znaczące maksima przy energii 1,863 GeV w dwóch kanałach rozpadu prowadzących do emisji mezonów K i pionów.

Jeden typ przypadków odznaczał się występowaniem w stanie końcowym jednego mezonu K i jednego pionu o przeciwnym ładunku, tzn. $K^+\pi^-$ lub $K^-\pi^+$. W pozostałych przypadkach występował mezon K razem z trzema pionami o układzie ładunków $K^+\pi^-\pi^+\pi^-$ lub $K^-\pi^+\pi^-\pi^+$. Wszystkie te kombinacje cząstek mają wypadkowy ładunek elektryczny zero i wydają się pochodzić z rozpadu tego samego obiektu. Najbardziej prawdopodobnym kandydatem na ten obiekt jest obojętny elektrycznie mezon D^0 , utworzony z kwarku c i antykwarku \bar{u} .

Od tego momentu odkryto dodatkowe maksima. Najważniejsze z nich pochodzi z rozpadu naładowanego krewnego D^0 , mezonu D^+ . O istnieniu tego

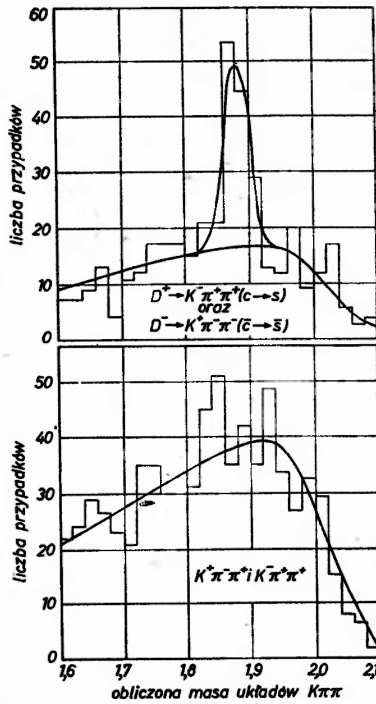
stanu świadczy maksimum przy energii 1,868 GeV w próbie przypadków prowadzących do kombinacji cząstek $K^-\pi^+\pi^+$. Znamienne jest, że w kanale rozpadu $K^+\pi^-\pi^+$ o tym samym wypadkowym ładunku równym $+1$ wyraźnie brak przy tej samej energii jakiegokolwiek maksimum. Tu subtelne rozróżnienie pomiędzy stanami ładunkowymi posiada proste i eleganckie wyjaśnienie w teorii powabu i stanowi najlepszy z posiadanych dowodów na jego istnienie. Mezon D^+



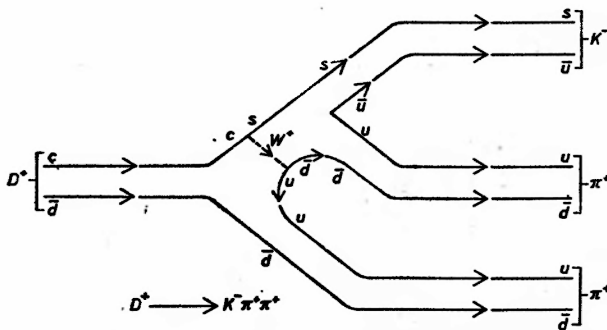
Rys. 12. Pierwszą z odkrytych cząstek powabnych była cząstka D^0 zbudowana z kwarka c i antykwarku \bar{u} . Odmienne niż ψ , D^0 jest jawnie powabna: liczby kwantowe kwarka c nie są kasowane przez odpowiednie liczby kwantowe antykwarka \bar{c} z tego samego hadronu. Jako najłżejszy z mezonów powabnych D^0 może się rozpaść jedynie na skutek oddziaływań słabych, zamieniających kwark powabny na kwark innego typu. Dzięki specjalnej zależności istniejącej pomiędzy dziwnością a powabem, kwark powabny przekształca się zwykle w kwark dziwny, oczekujemy zatem wśród produktów rozpadu wystąpienia hadronów dziwnych (np. mezonów K). D^0 odkryto jako maksimum w rozkładzie energii mezonów K i pionów o zerowym całkowitym ładunku elektrycznym ($K^+\pi^-$ lub $K^-\pi^+$). Tego typu kombinacje mogą powstawać w wielu niezwiązanych ze sobą procesach, liczba ich powinna jednak w sposób gładki maleć wraz ze wzrostem masy takiej pary. Obecność maksimum dla danej energii wskazuje, że na układ $K\pi$ rozpada się jakaś cząstka o tej właśnie masie

składa się z kwarka c związanego z antykwarkiem \bar{d} . Związek pomiędzy powabem a dziwnością mówi, że kwark c może rozpaść się na skutek oddziaływań słabych i przejść w kwark s , ale nie w antykwark \bar{s} . Mezon K^- zawiera kwark s , może więc być wytwarzany w rozpadach D^+ , mezon K^+ zawiera natomiast antykwark \bar{s} , a zatem, jak tego wymaga teoria, nie jest obserwowany w rozpadach D^+ . Tak dokładnych przewidywań nie dostarcza żaden z konkurencyjnych modeli nowych cząstek i żaden nie jest w tak dobrej zgodności z danymi doświadczalnymi.

W anihilacji elektronu z pozytonem cząstki powabne powstają zawsze parami; maksima, przy pomocy których je identyfikujemy, pochodzą natomiast od produktów rozpadu tylko jednego składnika takiej pary. Istnieje jednak



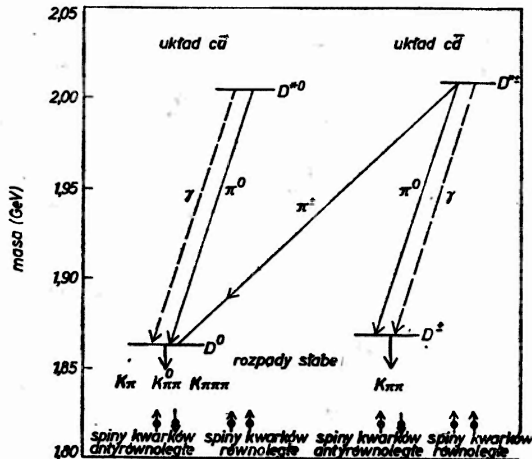
Rys. 13. Mezon D^+ dostarcza najsilniejszego dowodu na to, że nowo obserwowane cząstki posiadają powab. Powabny kwark w D^+ musi rozpaść się na kwark dziwny s wchodzący w skład mezonu K^- . Antycząstka względem D^+ , mezon D^- , zawiera powabny antykwark, który musi prowadzić do dziwnego antykwarka \bar{s} znajdującego się w mezonie K^+ . Zgodnie z tym sposobem rozpadu kombinacje mezonów K i pionów (rysunek górny) wskazują wyraźne maksimum dla energii około 1,87 GeV. Niemniej ważne jest to, że kombinacje, które mogłyby powstawać ze wzbronionych przejść od kwarku powabnego do antykwarku dziwnego, nie wykazują przy tej energii żadnej struktury (rysunek dolny)



Rys. 14. Do rozpadu mezonu D^+ dochodzi na skutek słabego oddziaływania pomiędzy kwarkami. Podczas gdy oddziaływania silne mogą jedynie kreować lub anihilować odpowiednio dobrane pary kwarków i antykwarków, oddziaływania słabe mogą zmieniać jeden rodzaj kwarka w inny. W rozpadzie mezonu D^+ słabe oddziaływanie przenoszone jest przez cząstkę zwaną W^+ . Kwark c wysyła W^+ zamieniając się w kwark s , następnie W^+ rozpada się na kwark u i antykwark \bar{d} . Analiza tego oddziaływania wykazuje, że zarówno powab, jak i dziwność nie są zachowane, natomiast zachowuje się ładunek elektryczny

możliwość wyciągnięcia wniosków o niektórych własnościach drugiego składnika. To, że obserwowana cząstka oraz cząstka unikająca detekcji poruszają się dokładnie w przeciwnych kierunkach powoduje, że oba te stany muszą mieć ten sam pęd. Ze znanego pędu i znanej całkowitej energii układu cząstek (równej energii anihilacji elektronu i pozytonu) można określić masę spoczynkową cząstki nieobserwowanej.

Analizując w ten sposób przypadki zawierające mezony D^0 i D^+ wykryliśmy, że w pewnych przypadkach cząstki nieobserwowane były po prostu antycząstkami \bar{D}^0 i D^- o masach identycznych z masami cząstek obserwowanych, wynoszących około 1,87 GeV. W widmie mas cząstek odrzutu zaobserwowaliśmy w okolicy 2,01 GeV bardziej wyraźne maksimum. Interpretuje się je jako dowód istnienia stanów wzbudzonych omawianych poprzednio mezonów, które oznacza się przez D^{*0} i D^{*+} . Gdyby ta interpretacja okazała się prawidłowa, wówczas stany o najniższej energii (D^0 i D^+) byłyby utworzone z kwarków o spinach ustawionych antyrównolegle, tak że odpowiednie mezony



Rys. 15. Widmo mezonów powabnych obserwowane w zderzeniach elektron-pozyton zawiera cztery stany oraz ich antycząstki. Stany o najniższej masie mają antyrównoległe spiny kwarków i całkowity spin równy zero; stany wzbudzone D^* zbudowane są z tych samych kwarków, lecz o spinach ustawionych równoległe, co prowadzi do mezonów o całkowitym spinie 1. Brakujący mezon powabny, który również miałby stany wzbudzone, to F^+ . Zbudowany jest on z kwarka c i antykwarka \bar{s} , jest więc równocześnie powabny i dziwny. Są pewne dowody, że, być może, F^+ był widziany w pewnym europejskim doświadczeniu, nie są one jednak przekonujące

miałyby zerowy moment pędu, natomiast w stanach wzbudzonych ustawione równoległe spiny kwarków prowadziłyby do jednostkowego momentu pędu odpowiednich mezonów. Hipotezę tę łatwo jest sprawdzić, od spinów cząstek zależą bowiem różne korelacje kątowe pomiędzy cząstkami a produktami ich rozpadów. Wstępne pomiary tych korelacji są zgodne z przytoczonym modelem.

Skoro wyznaczono masę cząstki ψ , to powinno się ją produkować na zwołanie i w dużych ilościach. Następne sukcesy doświadczalne nie przyszły jednak łatwo. Jawnie powabne stany materii okazały się zadziwiająco trudne do obserwacji. Po trzech latach intensywnych poszukiwań zarejestrowano zaledwie kilkaset przypadków, w których zidentyfikowano wszystkie produkty rozpadu cząstki powabnej. Jedynie garstka z nich to rozpady powabnych mezonów. Musi też istnieć duża grupa powabnych barionów zbudowanych z trzech kwarków. W Fermilab. zarejestrowano kilka przypadków odpowiadających powabnym barionom, jednakże większość własności tych cząstek czeka na odkrycie.

Z cząstek powabnych najbardziej tajemniczym jest mezon F^+ . Składa się on z kwarka c i antykwarka \bar{s} , jest więc zarówno powabny, jak i dziwny. W wielu laboratoriach trwają obecnie jego poszukiwania. Mimo braku przekonywujących dowodów nikt zbyt nie wątpi w jego ostateczne odkrycie⁴.

Nawet gdyby nie były to jeszcze wszystkie dowody przedstawione w sprawie istnienia powabu, nie może być dłużej żadnej wątpliwości co do werdyktu. Kwark powabny wziął się z pewnej abstrakcyjnej reguły symetrii wiążącej kwarki i leptony, reguły, którą można streścić jako zamiłowanie do porządku. Początkowo hipoteza ta była postawiona bez powoływania się na jakąkolwiek obserwację doświadczalną; obecnie mnóstwo doświadczeń prowadzi do niepodważalnego wniosku. O istnieniu powabnego kwarka świadczy całe widmo cząstek: ψ wraz z innymi stanami charmonium oraz powabne mezony D^0 i D^+ . Najbardziej nieodpartym dowód jest zarazem najbardziej wyrafinowanym: stanowi go specjalny związek zachodzący pomiędzy dziwnością a powabem przejawiający się w rozpadzie D^+ na trzy mezony $K^-\pi^+\pi^+$, a nie na $K^+\pi^-\pi^+$. Jeśli nie jest to powab, to — świetna jego imitacja.

Najbardziej znaczącym skutkiem odkrycia powabu jest zapewne głębsze zrozumienie zwyczajnej materii. Mówiło się często, że fizyce wysokich energii potrzebny jest odpowiednik atomu wodoru; względnie prosty układ związanych cząstek, który służył jako stałe źródło informacji w rozwoju mechaniki kwantowej 50 lat temu. Oczywiście model kwarkowy tworzy w pewnym sensie proste struktury typu atomowych dla wszystkich hadronów, jednakże aż do odkrycia cząstki ψ nie przejawiały się one zbyt w doświadczeniach. Obecnie dobrze określone przejścia pomiędzy stanami charmonium, zachodzące z emisją fotonów, dostarczają dokładnej analogii ze spektroskopią atomową w obszarze energii milion razy większych. Odkrycie powabu oznacza początek chemii kwarkowej.

Jeśli chodzi o kwark powabny, to można teraz uważać, że istnienie jego jest udowodnione, całkowicie mylnie byłoby jednak twierdzić, że sprawa ta powinna zostać zamknięta. Jednym z rzucających się w oczy problemów jest wartość R . Najbardziej wiarygodny model kwarków przewiduje dla R wartość

⁴ Najnowsze wyniki eksperymentów w DESY potwierdzają istnienie mezonów F o masie ok. 2 GeV (przyj. Red.).

3,3; wartość obserwowana bliska jest natomiast 5,5. Raz jeszcze R wydaje się za duże. Co więcej, rośnie liczba anomalnych przypadków obserwowanych zarówno w SPEAR, jak i w DORIS, których nie można prosto wytłumaczyć w obecnej wersji modelu kwarkowego, nawet włączywszy powab. Przypadki te charakteryzują się obecnością dwóch cząstek naładowanych, zwykle leptonów, oraz nieobserwowanych cząstek neutralnych mogących być neutrinami.

W chwili obecnej wydaje się, że zarówno te anomalne przypadki, jak i większość nadwyżki w R najlepiej tłumaczy hipoteza, że pojawia się piąty członek rodziny leptonów⁵. Miałby on masę około 2 GeV (4000 razy większą od masy elektronu) i mógłby być stowarzyszony z jeszcze jednym nowym leptonem — odpowiadającym mu neutrinem. W przypadku istnienia dodatkowych leptonów przyjemna symetria między leptonami i kwarkami byłaby oczywiście zniszczona. Oczywiście rozwiązaniem byłoby zapostulowanie istnienia większej liczby kwarków. Doniesiono już o wstępnych danych świadczących o pojawieniu się cząstek zawierających piąty rodzaj kwarka, pochodzą one z oddziaływań wysokoenergetycznych neutrino badanych w Fermilab⁶. Aby potwierdzić to odkrycie, potrzebne będą dalsze doświadczenia, wydaje się jednak, że przyszłość fizyki cząstek elementarnych jest co najmniej tak samo świetlana jak i ostatnia przeszłość.

Tłumaczył Grzegorz Wilk

Instytut Badań Jądrowych
Warszawa

Literatura

- [1] G. S. Abrams et al., *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1406 (1974).
- [2] M. K. Gaillard, B. W. Lee, J. L. Rosner, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 277 (1975).
- [3] S. L. Glashow, *Sci. American* **233** (4), 38 (1975).
- [4] G. S. Abrams et al., *Phys. Rev. Lett.* **37**, 255 (1976).
- Pomocne mogą być również następujące pozycje:
- [5] M. Kupczyński, *Postępy Fizyki* **28**, 275 (1977).
- [6] A. Szymacha, *Postępy Fizyki* **27**, 117 (1976).
- [7] G. Białkowski, *Postępy Fizyki* **27**, 575 (1976)
- [8] S. C. C. Ting, *Postępy Fizyki* **29**, 147 (1978).
- [9] B. Richter, *Postępy Fizyki* **29**, 175 (1978).
- [10] A. Jurewicz, *Postępy Fizyki* **29**, 345 (1978).
- [11] M. Szczekowski, *Postępy Fizyki* **29**, 305 (1978) (przyp. tłum.).

⁵ Już się pojawił! Patrz przypis na początku artykułu (przyp. tłum.).

⁶ Interpretacja doświadczeń neutrino wych okazała się w tym wypadku błędna. Natomiast grupa doświadczalna L. M. Ledermana z Columbia University odkryła w zderzeniach protonów z jądrami miedzi i platyny cząstkę *epsilon Y*. Jej masa wynosi około 9,5 GeV, brak jest jeszcze jasności czy są to dwa, czy też trzy blisko siebie położone rezonanse. Pierwszy z nich o masie 9,46 GeV zauważyły też ostatnio dwie grupy doświadczalne pracujące na DORIS w DESY. Patrz artykuł M. Szczekowskiego w niniejszym numerze *Postępów Fizyki* (przyp. tłum.).

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

Jerzy Wdowczyk

Institut Badań Jądrowych, Zakład VI
Łódź

Lajos Janossy (1912—1978)

Drugiego marca 1978 roku zmarł w Budapeszcie znany fizyk węgierski, profesor Lajos Janossy.

Lajos Janossy urodził się w Budapeszcie w 1912 roku. Studiował w Wiedniu i w Berlinie. Pracę naukową rozpoczął w Berlinie prowadząc pod kierunkiem Kolhörstera badania promieniowania kosmicznego. Doktoryzował się w 1937 r. Badania promieniowania kosmicznego kontynuował następnie w Londynie i Manchesterze jako jeden z bardzo aktywnych członków znakomitego zespołu kierowanego przez P. M. S. Blacketta. W okresie tym wniósł on znaczny wkład zarówno eksperymentalny, jak teoretyczny do badań wielkich pęków oraz składowej mezonowej promieniowania kosmicznego. Był współodkrywcą kaskad o dużej zdolności przenikania.

W 1947 r. L. Janossy został profesorem Instytutu Badań Podstawowych (Institute for Advanced Studies) w Dublinie i członkiem Irlandzkiej Akademii Nauk. W 1950 roku Profesor Janossy powrócił do Budapesztu, gdzie został członkiem Węgierskiej Akademii Nauk oraz profesorem Uniwersytetu w Budapeszcie. Był jednym z twórców i aktywnych organizatorów Centralnego Instytutu Fizyki w Budapeszcie i dyrektorem tego Instytutu w latach 1956—70. Wykazywał dużą aktywność organizacyjną. W latach 1961—63 pełnił funkcję przewodniczącego Międzynarodowej Agencji Atomowej, a przez wiele lat był wiceprezesem Węgierskiej Akademii Nauk oraz wiceprzewodniczącym węgierskiej Komisji Energii Atomowej.

Janossy był członkiem wielu zagranicznych akademii oraz laureatem wielu nagród i medali, m. in. otrzymał on w 1973 r. Medal im. Mikołaja Kopernika



Lajos Janossy

Opublikował on ponad sto prac poświęconych fizyce promieniowania kosmicznego, statystyce, teorii względności i innym działom fizyki. Jego opublikowana w 1948 roku monografia była pierwszym i przez wiele lat najbardziej wyczerpującym podręcznikiem fizyki promieniowania kosmicznego.

Janossy utrzymywał ożywione kontakty z fizykami polskimi, a kierowane przez niego laboratorium promieniowania kosmicznego Centralnego Instytutu Fizyki w Budapeszcie oraz powstałe w dużej mierze z jego inicjatywy Laboratorium Promieniowania Kosmicznego Bułgarskiej Akademii Nauk aktywnie współpracowały i nadal współpracują z laboratoriami w Polsce.

R O Z M O W Y

O książkach z fizyki

On the Books on Physics

Abstract: This is a discussion of the problems involved in the publication of the books on physics, both original and translated. It mainly concerns the activity of the Physics Department of PWN (Polish Scientific Publishers).

Dzisiejszą rozmowę poświęcamy sprawie polskich wydawnictw fizycznych, głównie — działalności wydawniczej Redakcji Fizyki PWN. W rozmowie wzięli udział: mgr Wojciech Frejlik — Kierownik Redakcji Wydawnictw Fizyki PWN, prof. Grzegorz Białkowski — Przewodniczący Zespołu Dydaktyczno-Wychowawczego Kierunku Fizyki i Astronomii przy Ministerstwie Nauki, Szkolnictwa Wyższego i Techniki oraz Zastępca Przewodniczącego Komitetu Redakcyjnego Biblioteki Fizyki (KRBF), prof. Iwo Białynicki-Birula — członek KRBF, prof. Andrzej Wróblewski — członek KRBF oraz Barbara Wojtowicz i Adam Sobiczewski z Postępów Fizyki

REDAKCJA

A. S.: Nie mamy na razie żadnych doświadczeń w *Postęпах Fizyki* w organizowaniu i prowadzeniu spotkań takich jak dzisiejsze. Jest to pierwsze spotkanie. Wydaje się, że w spotkaniach takich nie chodzi o wyczerpujące przedstawienie jakiejś kwestii. Nie jest też możliwe zebranie pełnego grona ludzi zaangażowanych w daną sprawę. Jako cel stawiamy sobie zdobycie dla Czytelników trochę podstawowych informacji o tym, co dzieje się w danej dziedzinie, jakie są problemy, trudności i tendencje w niej, jakie są też poglądy i opinie ludzi związanych z nią. Myślimy, że reakcja Czytelników, sugestie ich (z których już dotychczas wiele skorzystaliśmy) właściwie pokierują tymi spotkaniami w przyszłości i uzupełnią je (listy do Redakcji).

W dzisiejszym spotkaniu pragniemy poznać bliżej działalność Redakcji Fizyki PWN, zakres i skalę tej działalności, sposób pracy, dorobek i plany

Wagi tej działalności dla fizyki polskiej nie trzeba komentować. Działalności tej zawdzięczamy obecnie ok. 25 ksiązek rocznie, z reguły starannie dobranych i opracowanych. Fakt, że znajduje się wśród nich tak wartościowa seria jak Biblioteka Fizyki, że stosunkowo szybko wydawane są przekłady wartościowych pozycji zagranicznych, jak np. seria Laudauowska, Kurs Berkeleyowski, czy wykłady Feynmana zjednał Redakcji Fizyki duże uznanie w środowisku fizyków. Znajduje to swój wyraz w recenzjach ksiązek w *Postęпах*. W recenzjach tych są jednak i pewne, na ogół drobniejszej i bardziej szczegółowej natury, uwagi krytyczne i postulaty, którym pewnie także poświęcimy trochę uwagi w naszej rozmowie.

B. W.: Jaki jest udział Redakcji Fizyki PWN w wydawaniu polskich publikacji fizycznych?

W. F.: Redakcja Fizyki powstała w PWN w r. 1952 i do maja 1978 r. wydała 648 tytułów (w roku 1952 — 4 tytuły, w latach 1953—69 — 324 tytuły, w latach 1970—78 — 320 tytułów). Redakcja Fizyki PWN wydaje niemal wszystkie polskie publikacje książkowe z dziedziny fizyki należące do trzech następujących rodzajów: 1) podręczniki akademickie autorów polskich, 2) tzw. książki pomocnicze (tłumaczenia podręczników autorów obcych, zbiory zadań lub ćwiczeń), 3) monografie naukowe.

Poza Redakcją Fizyki, w PWN istnieje kilka innych redakcji zajmujących się wydawaniem publikacji fizycznych. Mianowicie, Redakcja Popularnonaukowa w Pionie Publikacji Matematyczno-Przyrodniczych PWN wydaje corocznie kilka tytułów popularnonaukowych z fizyki i astronomii — wiele z nich w znanej serii „Biblioteka Problemów”. Redakcja Skryptów PWN wydaje parę tzw. skryptów centralnych z fizyki rocznie.

A. S.: Co to są skrypty centralne?

W. F.: Skrypty centralne rozprawdane są przez Składnicę Księgarską na całą Polskę. Skrypt taki jest często kontynuacją skryptu uczelnianego, a jednocześnie fazą wstępną opracowania książkowego, jakby próbą książki, której wydaniem zajmować się już będzie Redakcja Fizyki.

W PWN działa także Redakcja Eksportowa, która (najczęściej we współpracy z jakimś wydawnictwem zagranicznym) wydaje książki autorów polskich w językach obcych.

Ponadto PWN w swoim Pionie Encyklopedii i Słowników wydało trzytomową Encyklopedię Fizyki, przygotowało do edycji hasła z dziedziny fizyki i astronomii do różnych edycji encyklopedii powszechnych oraz do mającej się ukazać w niedalekiej przyszłości Encyklopedii Fizyki Współczesnej.

W Pionie Publikacji Zleconych i w Redakcjach czasopism wydawane są różne czasopisma fizyczne i astronomiczne i inne wydawnictwa ciągłe (wśród nich *Postępy Fizyki*), materiały z konferencji, a także niektóre prace specjalistyczne finansowane przez PAN lub Instytuty Fizyki. W tym właśnie pionie wydawana jest zainicjowana przez PTF seria „Polish Men of Science”.

Poza PWN książki z fizyki wydają również: Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Wydawnictwa Szkolne i Pedagogiczne (oczywiście tylko dla szkół

podstawowych i średnich oraz nieliczne przeznaczone specjalnie dla nauczycieli), Państwowe Zakłady Wydawnictw Lekarskich (parę tytułów fizyki dla lekarzy), Wiedza Powszechna (szczególnie w serii popularnonaukowej), Książka i Wiedza (czasami) oraz bardzo wiele uczelni wyższych (w postaci nie tylko tzw. skryptów uczelnianych, a więc publikacji dydaktycznych dla studentów, lecz również specjalistycznych prac naukowych — zeszyty naukowe uczelni).

G. B.: Trudno zdać sobie dokładnie sprawę, co w wydawnictwach uczelnianych się dzieje. Ministerstwo (MNSWiT) wprawdzie żąda od uczelni planów wydawniczych i poddaje je wstępnej ocenie, ale bardzo często uczelnie informują Ministerstwo tylko o części wydawanych pozycji.

I. B.-B.: Wyrывkowo czasem dostaje się niektóre pozycje do recenzji i okazuje się, że często mają niski poziom.

W. F.: Mówiąc ogólnie, Redakcja Fizyki wydaje tylko około 1/5 wszystkich publikacji z fizyki, jednakże w dziedzinie książkowych publikacji dydaktycznych dla wyższych uczelni oraz większych monografii naukowych — odgrywa ona rolę pierwszoplanową skupiając ok. 90% edycji.

Książki opracowywane przez Redakcję Fizyki wydawane są bądź jako indywidualne pozycje edytorskie, bądź w następujących seriach wydawniczych: 1) Biblioteka Fizyki — książki autorów polskich mogące służyć jako podręczniki do studiowania fizyki w szkołach wyższych, poczynając od drugiego—trzeciego roku studiów, a kończąc na studiach doktoranckich. W tym ostatnim przypadku do serii Biblioteki Fizyki mogą być włączone także książki o charakterze częściowo monograficznym, zawsze jednak opracowane z uwzględnieniem potrzeb dydaktycznych. W Bibliotece Fizyki wyszło dotychczas 6 pozycji; 3 dalsze są w przygotowaniu. 2) Seria przekładów uzupełniająca Bibliotekę Fizyki. 3) Małe monografie naukowe — w tej serii, szczególnie ostatnio, ukazuje się bardzo mało tytułów.

G. B.: Tutaj można od razu zadać następujące pytanie: co z Biblioteką Klasyków Fizyki? Od lat zabiegamy o powstanie tej serii. Kłopoty leżą, zdaje się, w finansowaniu tej serii.

I. B.-B.: Mógłby to finansować np. Komitet Fizyki. Dla przykładu w Bibliotece tej powinny znaleźć się przynajmniej dwa takie tematy jak teoria względności i mechanika kwantowa.

A. S.: Czy Redakcja Fizyki korzysta ze stałych doradców, czy ma jakiś komitet doradczy?

W. F.: Poza licznym gronem indywidualnych doradców, recenzentów i konsultantów z różnych ośrodków naukowych i dydaktycznych, Redakcja Fizyki ma od pięciu lat (tj. od r. 1973) stały komitet doradczy. Jest nim Komitet Redakcyjny Biblioteki Fizyki, którego przewodniczącym jest prof. Andrzej Trautman. Ponadto, pewną opiekę nad polityką wydawniczą Redakcji sprawuje Zespół Dydaktyczno-Wychowawczy Ministerstwa NSWiT. Ministerstwo to jest podstawowym mecenasem finansującym niemal wszystkie książki wydawane przez naszą redakcję.

B. W.: Jak powstaje plan wydawniczy, jak typuje się tematy książek, jak dobiera autorów czy tłumaczy?

W. F.: Plan wydawniczy powstaje w wyniku dyskusji z przedstawicielami tych dwóch zespołów, o których mówiłem. Często konkretne propozycje wychodzą od Komitetu Redakcyjnego Biblioteki Fizyki, czasami autorzy sami się do nas zgłaszają, niektóre pozycje powstają z inicjatywy Redakcji Fizyki (dotyczy to głównie przekładów). Odwiedzamy ośrodki naukowo-dydaktyczne, szukamy kontaktów na zjazdach fizyków. Z tłumaczeniami jest podobnie. Redakcja korzysta tu często z katalogów znanych firm wydawniczych, czasem otrzymuje egzemplarze okazowe. Przed podjęciem decyzji tłumaczenia, książka jest recenzowana przez specjalistę. Ostatecznego zatwierdzenia dokonuje MNSWiT.

I. B.-B.: Chciałbym w tym miejscu zwrócić uwagę na sprawę wznowień. Wydaje mi się, że sytuacja jest tu zła. Im lepsza książka, tym trudniej ją dostać, zamiast na odwrót. Jest wiele pozycji z ostatnich lat, które się rozeszły i są zupełnie niedostępne.

W. F.: Generalnie rzecz biorąc, chyba tak nie jest, przynajmniej jeśli chodzi o Redakcję Fizyki. Ostatnio wznowiamy prawie wszystko co jest sprzedane i wartościowe. Fakt braku książki w sklepie nie oznacza jeszcze, że nakład jest wyczerpany — książki mogą być jeszcze w hurtowni. W każdym razie, w przypadku wyczerpania pożytecznej książki prosimy o sugestie co do wznowień. W tej sprawie zwróciliśmy się do Komitetu Redakcyjnego Biblioteki Fizyki prosząc o wskazanie na liście książek wydanych w ostatnich latach tych pozycji, które warto wznowić. Przystępujemy obecnie bowiem do przygotowania programu wydawniczego na lata 1981—85.

B. W.: *Postępy Fizyki* mogłyby zamieścić wykaz szczególnie użytecznych książek, które ukazały się nawet przed kilku laty i są teraz tylko pozornie nieosiągalne, bo leżą gdzieś w magazynach, jeśli oczywiście Redakcja Fizyki mogłaby taką listę dostarczyć.

I. B.-B.: Wracając do sprawy wyboru książek do przetłumaczenia, wydaje się, że dobrze by było, gdyby za każdą taką propozycją stało pewne środowisko, pewna grupa ludzi pracujących w danej tematyce. Ta grupa mogłaby być także pomocna przy doborze tłumaczy.

B. W.: Zrobienie dobrego przekładu jest rzeczą trudną, z czego doskonale zdajemy sobie sprawę, choćby na podstawie własnych doświadczeń — w *Postęпах Fizyki* też bywają artykuły źle tłumaczone. Recenzenci książek często krytykują jakość tłumaczenia.

W. F.: Rzeczywiście, w tłumaczeniach, nawet zdawałoby się dobrze wybranych tłumaczy, zdarzają się braki znajomości języka oryginału i języka polskiego, niedostateczna znajomość terminologii, a nawet błędy merytoryczne. Redakcja Fizyki nie zawsze jest w stanie sama, poprzez opracowanie redakcyjne, poprawić te błędy. W celu poprawienia sytuacji, doboru tłumaczy dokonujemy od 2 lat w porozumieniu z Komitetem Redakcyjnym Biblioteki Fizyki. Od roku

przyjęto zasadę recenzowania większości przekładów (zwłaszcza książek ukazujących się w serii uzupełniającej BF) jeszcze przed opracowaniem redakcyjnym.

A. S.: Czy w przypadku negatywnej recenzji możecie zerwać umowę z tłumaczem?

W. F.: Tak, i takie przypadki zdarzały się. Po prostu w przypadku bardzo złych tłumaczeń nie ma innego wyjścia. Poprawianie wymagałoby znacznie większej pracy niż tłumaczenie od nowa, a honorarium za prace redakcyjne jest znacznie niższe niż za tłumaczenie.

I. B.-B.: W *Postęпах Fizyki* też zdarzały się złe, czasem bardzo złe przekłady!

A. S.: Rzeczywiście, ale chyba nie ostatnio. Poświęcamy w Redakcji wiele uwagi i wysiłku sprawie jakości tłumaczeń. Potrzebna jest nam jednak także pewna presja z zewnątrz, ogólna atmosfera wagi tej sprawy. Dlatego prosimy zawsze reagować na złe tłumaczenia!

Wracając do przekładu książek, niektóre książki tłumaczone mają redaktorów naukowych, a inne nie. Czy dostrzegacie różnicę jakości między takimi przekładami?

W. F.: Oczywiście tak. Różnica jest istotna. Przekład mający redaktora naukowego jest z reguły lepszy od przekładu, który był bez redaktora, nawet po uwzględnieniu wszystkich uwag recenzenta i opracowaniu redakcyjnym. Naturalnie, korzystanie z redaktora naukowego wydłuża nieco cykl redakcyjny, ale zysk jest nieporównywalnie większy.

B. W.: Jak wygląda praca z tłumaczem? Jakie są kontakty między Redakcją Fizyki a tłumaczem w trakcie wykonywania przekładu? Byłoby chyba dobrze, gdyby redaktor naukowy współpracował z tłumaczem w czasie wykonywania tłumaczenia, a nie tylko po jego zakończeniu.

W. F.: Przed zawarciem umowy z tłumaczem przedstawia mu się wymagania Redakcji oraz umożliwia kontakt z konsultantami, zwłaszcza, gdy książka ma charakter interdyscyplinarny.

I. B.-B.: Jeszcze jedno: zdaje mi się, że Redakcja Fizyki mogłaby włożyć nieco większy wysiłek w to, aby poinstruować, przypilnować tłumacza, bo wydaje mi się, że tłumacz podpisuje umowę i już resztę zostawia się jemu. Potem przychodzi z gotowym, często złym dziełem. Natomiast brak jest chyba bardziej zdecydowanej postawy Redakcji Fizyki na samym początku. Dokładne poinstruowanie tłumacza prowadziłoby do tego, że zdawałby on sobie sprawę z różnych rzeczy. Często są to ludzie niedoświadczeni, nie wiedzą na czym przekład właściwie polega. Wydaje im się, że jest to rzecz bardzo prosta, a w rzeczywistości, na to, żeby dobrze tłumaczyć, trzeba mieć pewien warsztat.

W. F.: Nie dochodzi do podpisania umowy bez długiej rozmowy z tłumaczem i analizy dostarczonej przez niego próbki tłumaczenia. Analiza ta jest bardzo pomocna w szczegółowym, bardziej osobistym sprecyzowaniu wymagań redakcji. Jednak analiza próbki nie gwarantuje w pełni dobrej jakości całości przekładu.

G. B.: Czy nie można by dodatkowo kontrolować większej partii tłumaczenia, recenzując np. 1/4 czy 1/10 tekstu?

W. F.: W zasadzie widziałbym celowość tego typu kontroli, nie może być ona jednak ujęta formalnie w ramach umowy.

I. B.-B.: Ja tu widzę właśnie rolę redaktorów naukowych.

G. B.: Redaktora naukowego trzeba by powoływać na samym początku. Powinien on mieć możliwość doboru tłumaczy, z którymi będzie współpracował przez cały czas tłumaczenia.

I. B.-B.: Przecież książki tłumaczone mogą stać się bardziej wartościowe przez to, że będzie redaktor naukowy, który różne rzeczy do nich powprowadza.

G. B.: Może wiele rzeczy w nich unowocześnić.

A. W.: Trzeba podkreślić, że rola redaktora naukowego polega nie tylko na czuwaniu nad jakością tłumaczenia. Powinien on również uzupełnić literaturę pozycjami, które ukazały się już po opublikowaniu oryginału oraz pozycjami łatwo dostępnymi dla polskiego czytelnika, wskazać, które partie książki wymagałyby aktualizacji, wreszcie powinien przedstawić książkę polskiemu czytelnikowi, pisząc odpowiednią przedmowę, w której wyjaśni dlaczego ta właśnie książka została wybrana do tłumaczenia, jaką zajmuje pozycję w literaturze światowej na dany temat. Warto zwrócić uwagę, że chyba wszystkie książki tłumaczone na język rosyjski mają redaktorów naukowych.

I. B.-B.: Chciałbym jeszcze poruszyć sprawę rangi tłumaczenia jako pewnej działalności społecznej. Dotychczas było to traktowane jako sprawa prywatna tłumacza. Nie kontaktował się on ze swoim kierownictwem. Wydaje mi się, że dyrekcja instytutu powinna wiedzieć, kto i co tłumaczy i nawet dawać z tego tytułu pewne ulgi w pracy. Chodzi o stworzenie pewnej przychylniej atmosfery wokół tej bardzo przecież pożytecznej i godnej popierania działalności. Tym bardziej, że przy obecnych stawkach tłumaczenie trudno przecież uważać za pracę typowo zarobkową.

A. S.: Chcielibyśmy postawić bardzo ważne dla *Postępów Fizyki* pytanie: na ile recenzje ukazujące się w *Postęпах Fizyki* są pomocne Redakcji Fizyki?

W. F.: Recenzje są bardzo różne, nie zawsze obiektywne, niektóre za łagodne, niektóre zbyt surowe, źle wyważone. Np. recenzent znalazł w książce 20 błędów i na tym buduje opinię o całej książce czy przekładzie.

G. B.: W takim wypadku surowa opinia o książce może być rzeczywiście szkodliwa i krzywdząca.

W. F.: W książce oryginalnej — o czym recenzent nie mówi — było np. 50 błędów, które zostały poprawione w tłumaczeniu. W ogóle nie sposób znaleźć książki bez błędów. Zdarza się też, że recenzenci wytykają błędy nieistniejące.

G. B.: To już jest recenzja nierzetelna i trzeba napisać kontrrecenzję.

W. F.: Bywają też przypadki pewnych nieporozumień, gdy np. recenzent udowadnia, że książka jest niepotrzebna, bo nie nadaje się dla pierwszych dwóch lat politechnik, podczas gdy we wstępie czy na obwolucie wprost napisano, że jest ona przeznaczona tylko dla niektórych wydziałów tych uczelni. Pożyteczne byłoby opracowanie dokładnych wskazówek dla recenzentów; spora

liczba recenzji nie daje odpowiedzi na ważne pytania. Poza tym wskazówki takie mogłyby wpłynąć w pewien sposób na ujednoczenie kryteriów oceny.

I. B.-B.: Tak, recenzja powinna mieć pewną strukturę.

G. B.: Powinna odpowiadać na pewne standardowe pytania, może oczywiście wykroczyć poza nie, ale nie może ich pomijać.

A. S.: Podobnie, jak wymaga się tego od recenzji prac doktorskich czy habilitacyjnych.

B. W.: Nie chcielibyśmy jednak narzucać recenzentom jakiegoś zbyt sztywnego schematu. Ważne jest, żeby recenzja nie tylko dawała obraz dzieła, którego dotyczy, ale też żeby była napisana żywo i interesująco, żeby objawiała się w niej indywidualność recenzenta.

W. F.: Chciałbym tu dodać jeszcze, że Redakcja Fizyki należy do nielicznych redakcji, które mają tak systematycznie drukowane recenzje. Jest to rzecz naprawdę bardzo dla nas cenna.

A. S.: Jest to możliwe dzięki temu, że właśnie Wasza Redakcja przysyła nam bardzo systematycznie książki do oceny. Bardzo to sobie cenimy i my. Chcielibyśmy jeszcze się dowiedzieć, jak Redakcja Fizyki korzysta z recenzji w *Postęпах Fizyki*, czy np. wszystkie błędy wytknięte przez recenzenta są usuwane w następnym wydaniu?

W. F.: Redakcja Fizyki ma komplet recenzji z *Postępów Fizyki* i nie zdarza się, żeby błędy wytknięte nie zostały poprawione. Poza tym recenzje pomocne są przy doborze tłumaczy, recenzja może czasem zapobiec następnemu wydaniu źle opracowanej książki itp.

A. S.: Ostatnie pytanie — do wszystkich Państwa: jak sobie wyobrażacie dobrą recenzję? Rozumiem, że dobra recenzja powinna być użyteczna zarówno dla czytelnika, jak dla autora czy tłumacza oraz dla wydawcy.

A. W.: Powinna mówić dla kogo książka jest przeznaczona, czy jest dobrze napisana, ładnym językiem, jasno, przejrzysto, jaki ma dobór materiału.

G. B.: Powinna omawiać poziom opracowania, potrzebę wydania tego właśnie tytułu, czy są znacznie lepsze książki z danej dziedziny, czy nakład jest odpowiedni.

I. B.-B.: Musi też zawierać omówienie słabych stron książki.

A. S.: Jest to już chyba wszystko, na co pozwala nam dzisiaj czas i miejsce w *Postęпах Fizyki*. Przypuszczam, że do tematyki tej wrócimy jeszcze kiedyś oraz że poruszą ją także Czytelnicy w listach do Redakcji. Jak oczekiwaliśmy, poruszona została tylko drobna część spraw, jakie mogły tu wypłynąć. Stosunkowo sporo miejsca poświęciliśmy sprawie tłumaczeń i wydaje się, że niektóre uwagi mogą być pomocne Redakcji Fizyki. Sporo też było uwag cennych dla Redakcji *Postępów Fizyki* i dla współpracujących z nią recenzentów książek. Dziękujemy.

N O W O Ś C I N A U K O W E

Robert R. Galazka

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Pierwsze polskie eksperymenty technologiczne w kosmosie

First Polish Technological Experiments in Cosmic Space

Abstract: First Polish technological experiments performed in cosmic space are shortly described.

W czasie lotu pierwszego polskiego kosmonauty (27 czerwca — 5 lipca 1978 r.) zostały przeprowadzone dwa eksperymenty technologiczne otrzymania trójskładnikowych półprzewodników w warunkach nieważkości. Trzeci eksperyment z tego cyklu został przeprowadzony przez radzieckich kosmonautów pod koniec sierpnia 1978 r. Cały program nosi nazwę „Syrena” i został opracowany w Instytucie Fizyki PAN. Eksperymenty dotyczyły roztworów stałych typu:

CdHgTe — krystalizacja z fazy ciekłej — SS1 i SS2,

CdHgSe — krystalizacja z fazy gazowej SG1, SG2,

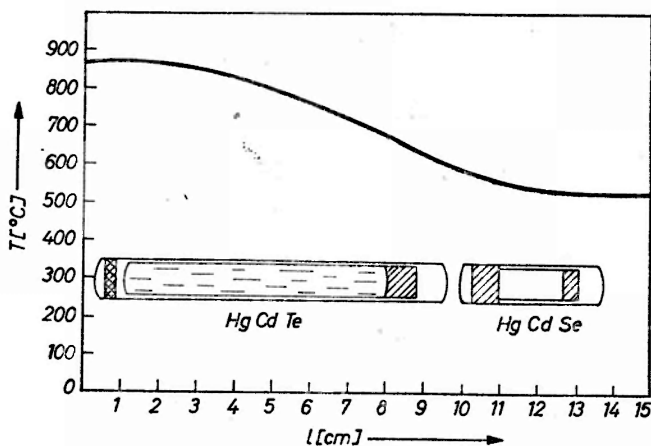
PbSeTe — krystalizacja z fazy gazowej SK1.

Wszystkie te materiały badane są w Instytucie Fizyki PAN od szeregu lat. Wypróbowano wiele metod technologicznych otrzymywania tego typu kryształów, dokładnie badano ich własności i możliwości zastosowań, określono wpływ różnych procesów technologicznych na własności fizyczne otrzymywanych materiałów. Zebrane doświadczenia pozwoliły na przedstawienie dokładnego programu eksperymentu kosmicznego, który został opracowany w lutym 1977 r. i, bez żadnych zmian, zatwierdzony do realizacji w czerwcu 1977 r. Polski projekt został w maju 1977 r. przedstawiony na I Międzynarodowej Konferencji Technologii Kosmicznej w Moskwie, gdzie spotkał się z pozytywną oceną uczestników Konferencji — reprezentantów wszystkich krajów — uczestników programu „Interkosmos”.

Następne etapy pracy zrealizowano w ścisłej kooperacji z Instytutem Badań Kosmicznych AN ZSRR w Moskwie.

Program eksperymentu „Syrena 1” przewidywał stopienie kryształu $Cd_{0,22}Hg_{0,78}Te$ w około 80% objętości, a następnie kierunkową krystalizację od niestopionej części kryształu, który

spełniał rolę zarodki. W tym samym eksperymencie obok ampuly z CdHgTe umieszczono w pojemniku-kapsule ampulę z kryształem $Cd_{0,1}Hg_{0,9}Se$. Ampuła ta znajdowała się w gradencie temperatury, który umożliwiał przesublimowanie części materiału w chłodniejszy koniec ampuly. Stalowe kapsuły z ampułami zostały przygotowane w Instytucie Fizyki PAN i dostarczone stronie radzieckiej w lutym 1978 r. Cały program eksperymentów z kryształami CdHgTe i CdHgSe został przygotowany do realizacji na radzieckim piecu kosmicznym „Splaw 01”. Rys. 2 przedstawia położenie ampul na tle charakterystyki pieca „Splaw 01” w chwili osiągnięcia maksymalnej żądanej temperatury. Eksperyment „Syrena 2” dotyczył



Rys. 2. Charakterystyka pieca i położenie ampul w chwili rozpoczęcia krystalizacji — obniżania temperatury

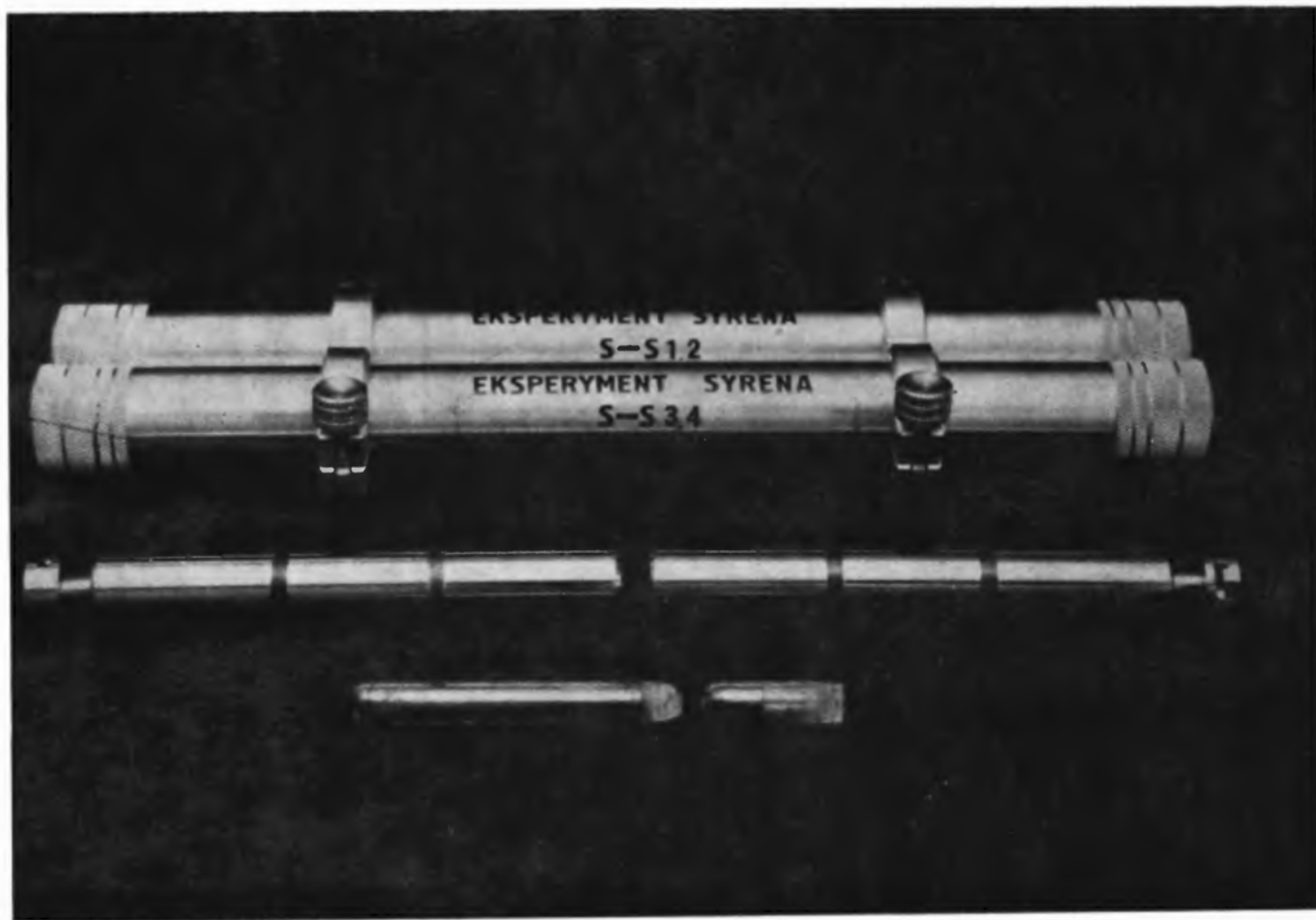
tych samych materiałów — zmieniony został czas krystalizacji (około 10 razy szybciej) oraz czas zatrzymania temperatury po osiągnięciu maksimum — 2 godz. w eksperymencie „Syrena 1” i 4 godz. 45 min. w eksperymencie „Syrena 2”. Trzeci eksperyment — sublimacja półprzewodnika $PbSe_{0,5}Te_{0,5}$ na monokrystaliczne podłoże — został przygotowany od strony materiałowej w IF PAN, natomiast ampule i kapsuły do krystalizacji w urządzeniu „Kryształ” przygotowała strona radziecka.

Przygotowanie eksperymentu wymagało przeprowadzenia całego szeregu badań testowych, jak np. sprawdzenie wytrzymałości i szczelności kapsuł stalowych, testy wibracyjno-przeciążeniowe, pełny cykl procesu w warunkach maksymalnie zbliżonych do kosmicznych itp. W IF PAN zbudowano dwa piece próżniowe o charakterystykach temperaturowych identycznych do urządzeń pracujących w kosmosie, na których symulowano eksperymenty kosmiczne. Prawie wszystkie te prace zostały wykonane w IF PAN. Jedyne testy wibracyjne i przeciążeniowe wykonano w Instytucie Lotnictwa w Warszawie i Centrum Naukowo-Produkcyjnym Półprzewodników. W sumie przy realizacji eksperymentu pracowało w IF PAN — z różnym wkładem czasu — 17 osób.

Wszystkie trzy eksperymenty przebiegały zgodnie z programem, bez awarii i zakłóceń. W lipcu, po locie polskiego kosmonauty, przekazano kapsuły z materiałem z eksperymentów „Syrena 1” i „Syrena 2” stronie polskiej. Ampuła z kryształem $PbSeTe$ została przekazana w grudniu 1978 r. w Warszawie.

Głównym celem eksperymentów było badanie wpływu nieważkości na procesy krystalizacji trójskładnikowych półprzewodników z fazy ciekłej i gazowej. Szczególnie interesujący był wpływ braku grawitacji na następujące cechy otrzymanych półprzewodników:

1. jednorodność kryształów,
2. doskonałość struktury krystalograficznej,



Rys. 1. Stalowe kapsuły przygotowane dla urządzenia „Splaw 01”. U góry opakowanie kapsuł, u dołu ampule z materiałami do krystalizacji, które znajdowały się wewnątrz kapsuł

3. wpływ ciśnienia par własnych materiału na proces wzrostu kryształu,
4. wpływ szybkości krystalizacji na jakość otrzymanego materiału.

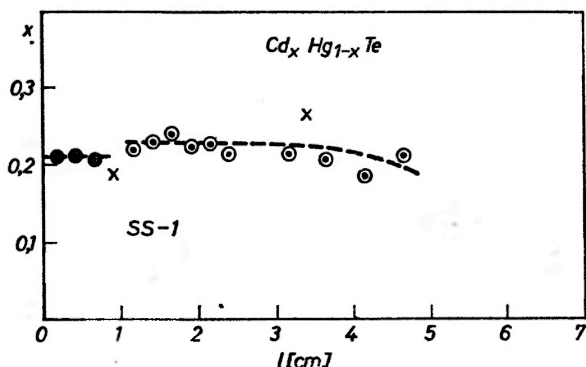
Z wielu względów są to pionierskie eksperymenty, np. w dotychczasowych eksperymentach technologicznych w kosmosie nie badano wpływu czynników wymienionych w punktach 3 i 4, czynników o dużym znaczeniu dla rozwoju technologii kosmicznej.

W chwili pisania tego artykułu w IF PAN zbadano morfologię powierzchni otrzymanych kryształów i skład chemiczny w różnych miejscach materiału. Przeprowadzono badania za pomocą mikros sondy elektronowej i mikroskopów elektronowych (T. Warmiński) oraz badania rentgenowskie struktury krystalicznej powierzchni (J. Auleytner, J. Bąk). Dotychczasowe badania potwierdziły szereg przewidywań dotyczących przebiegu procesu:

— kryształ w fazie ciekłej, na skutek dużego napięcia powierzchniowego nie zwilżał ścian ampule, krystalizacja przebiegała bez styku z kwarcową ampulą. Struktura krystaliczna materiału na powierzchni jest lepsza niż w analogicznych procesach na Ziemi;

— jakość kryształu polepsza się w miarę jego wzrostu; niestopiony materiał (zaródź) był polikrystaliczny ze względu na jednorodność wsadu, chodziło również o uniknięcie segregacji zależnej od kierunku krystalograficznego. Na Ziemi, w metodzie krystalizacji w ampule, na ogół obserwuje się proces odwrotny;

— jednorodność materiału pokazuje rys. 3. Tak dużego obszaru jednorodnego materiału nie uzyskuje się na Ziemi w żadnej metodzie otrzymywania kryształów CdHgTe.



Rys. 3. Skład kryształu $Cd_x Hg_{1-x} Te$ w funkcji długości; pełne kółka — niestopiona część materiału, pomiary wykonano na powierzchni kryształu

Przy krystalizacji CdHgSe z fazy gazowej zaobserwowano duże, bardzo dobrze wykształcone monokrystaliczne ziarna. Wydaje się, że szybkość wzrostu kryształu była większa w kosmosie niż na Ziemi, sprawa ta wymaga jednak dalszych badań.

W najbliższym czasie kryształy zostaną pocięte i rozpoczną się dokładne badania strukturalne ich wnętrza oraz badania ich własności elektrycznych, optycznych i fotoelektrycznych.

Marek Szczekowski

Instytut Badań Jądrowych
Warszawa

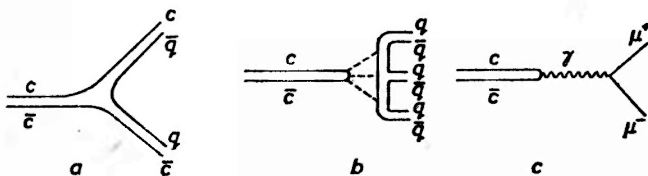
Piąty kwark?

The Fifth Quark?

Abstract: New results in elementary particle physics leading to a conjecture of the existence of a new quark are briefly described.

Odkrycia cząstek z rodziny ψ [1] i sukces, jaki zanotowała teoria interpretując te cząstki jako stany związane kwarka i antykwarka powabnego (*charm*) $c\bar{c}$ ¹ [2] pokazały, że jedną z najbardziej efektywnych metod poszukiwania kwarków nowego typu jest poszukiwanie ich stanów związanych $q\bar{q}$. Niezbyt jeszcze dobrze rozumiana teoretycznie reguła Okubo-Zweiga-Izuki (OZI) [3] mówi, że rozpady hadronowe tych stanów na cząstki nie zawierające nowych kwarków są silnie tłumione (rys. 1). Poniżej progu na produkcję stowarzyszoną cząstek z nowymi kwarkami stany związane $q\bar{q}$ będą więc bardzo wąskie, a ich rozpady elektromagnetyczne, np. na parę $\mu^+\mu^-$ (rys. 1c), które w przypadku zwykłych rezonansów stłumione są przez konkurencyjne dużo silniejsze rozpady hadronowe, będą odgrywać znacznie większą rolę.

Coraz większa masa nowych kwarków powoduje, że stany związane $q\bar{q}$ są rezonansami o dużej masie, a więc również o dużej liczbie dozwolonych energetycznie kanałów rozpadu.



Rys. 1. Diagramy kwarkowe opisujące rozpady cząstek z rodziny ψ ($c\bar{c}$). (a) Rozpad na dwa mezony powabne $c\bar{q}$ i $q\bar{c}$ dozwolony jest powyżej progu na produkcję stowarzyszoną cząstek powabnych. (b) Poniżej progu rozpady hadronowe na cząstki składające się z innych rodzajów kwarków opisywane są zwykle przez diagramy z gluonowymi stanami pośrednimi (linie przerywane). Reguła OZI mówi, że rozpady takie są jednak silnie stłumione w porównaniu z rozpadami przedstawionymi na rysunku (a), gdzie nie zachodzi anihilacja kwarków $c\bar{c}$. Powoduje to dłuższy czas życia dla stanów związanych leżących poniżej progu na rozpady typu (a) i zwiększenie udziału rozpadów elektromagnetycznych (c), które dla zwykłych rezonansów stłumione są przez małą stałą sprzężenia

¹ W analogii do pozytonium używa się tu nazwy *charmonium*.

Względna częstość rozpadu dla poszczególnych kanałów jest wobec tego mała (np. rzędu 1%). Aby znaleźć sygnał świadczący jednoznacznie o występowaniu nowego rezonansu w procesie produkcji², trzeba zwykle ograniczyć się do badania jednego kanału rozpadu. Liczba przypadków takiej reakcji jest więc przeważnie nieduża i sygnał ginie, zdominowany przez liczne reakcje innych typów. W poszukiwaniu stanów związanych nowych kwarków ogromnie ważne jest wobec tego wybranie takich reakcji, w których stosunek szukanego sygnału do tła jest duży. Tak właśnie jest przy badaniu inkluzywnej produkcji pary mionów w zderzeniach protonów z jądrami (A)



Bezpośrednia produkcja mionów stanowi w tym wypadku stosunkowo niewielkie tło dla poszukiwanej produkcji rezonansów (R) i ich rozpadu na $\mu^+\mu^-$



W takiej właśnie reakcji S. Ting i współpracownicy znaleźli w 1974 r. wąskie maksimum w układzie masy niezmienniczej dwóch mionów — cząstkę J/ψ o masie 3,1 GeV [4]. Poszukiwania takie prowadzono również od wielu lat za pomocą synchrotronu protonowego w laboratorium FNAL (Batawia, USA) przy wyższych energiach wiązki protonowej (rys. 2). W połowie roku 1977 grupa L. Ledermana, pracując na wiązce protonów o energii 400 GeV, otrzymała wyraźny sygnał — szerokie maksimum przy masie ok. 9,5 GeV, wyraźnie widoczne ponad szybko spadającym tłem. Nowa cząstka nazwana została ipsilonem (Y) [5]. W ciągu kilku następnych miesięcy udało się potroić statystykę przypadków w tym obszarze mas [6]. Otrzymano wówczas widmo pokazane na rysunku 3. Wyraźnie widoczne są dwa oddzielne maksima — Y i Y' . Być może istnieje również i trzecie — Y'' , lecz obecnie dane są jeszcze zbyt mało dokładne (tablica 1). Szerokości tych stanów (~ 500 MeV) są zgodne ze zdolnością rozdzielczą aparatury pomiarowej co wskazuje, że mogą to być wąskie rezonanse. Sytuacja wygląda więc bardzo podobnie do odkrycia cząstki ψ i sugeruje, że cząstki Y mogą być stanami związanymi nowego rodzaju kwarków o masie ok. 4,7 GeV.

Na początku 1978 roku sygnał produkcji Y i jego rozpadu na parę e^+e^- otrzymano również w eksperymentach prowadzonych za pomocą wiązek przeciwbieżnych proton-proton — ISR w CERNie [7]. Mała, bo kilkanaście przypadków licząca, próbka nie pozwoliła jednak w tych eksperymentach na dokładniejszą analizę danych.

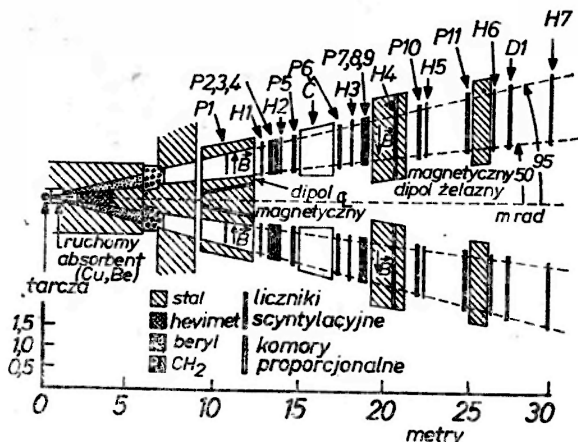
Dla cząstek z rodziny ψ widmo stanów układu $c\bar{c}$ zbadane zostało za pomocą akceleratorów wiązek przeciwbieżnych elektronów i pozytonów w laboratoriach SLAC (Stanford, USA) i DESY (Hamburg, RFN). Stany rezonansowe R widoczne są tu jako maksima na krzywej całkowitego przekroju czynnego dla anihilacji e^+e^-



W eksperymentach tego typu otrzymuje się dobrą zdolność rozdzielczą masy³ i spore statystyki przypadków. Małe tło ułatwia badanie wąskich stanów rezonansowych i ich kanałów

² W fizyce cząstek elementarnych wyróżniamy badanie rezonansów w procesach produkcji i w procesach formacji. W procesie produkcji rezonans występuje obok innych produkowanych cząstek (np. $\pi^-p \rightarrow e^0n_i \rightarrow \pi^+\pi^-$) i wykrywa się go jako maksimum w widmie masy efektywnej produktów rozpadu (np. $m_e = ((E_{\pi^-} + E_{\pi^+})^2 - (p_{\pi^-} + p_{\pi^+})^2)^{1/2}$). W procesie formacji rezonans występuje jako maksimum w przekroju czynnym, tzn. reakcja zachodzi przez rezonansowy stan pośredni (np. $e^+e^- \rightarrow e^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$).

³ Masa cząstki odpowiada tutaj sumie energii elektronu i pozytonu. Dokładność pomiaru energii ograniczona jest głównie przez promieniowanie synchrotronowe elektronów i pozytonów krążących na orbicie kołowej akceleratora. Szczegółowe omówienie eksperymentów na wiązkach przeciwbieżnych e^+e^- znajdzie czytelnik w artykule R. F. Schwittersa zamieszczonym w niniejszym numerze *Postępow Fizyki*.



Rys. 2. Schemat dwuramiennego spektrometru magnetycznego użytego do badania widma mas par mionów produkowanych w zderzeniach protonów z jądrami [5]. Miony produkowane na tarczy miedzianej lub platynowej przechodzą przez filtr berylowy, który zatrzymuje hadrony. Osłony ze stali i wolframu zapobiegają przenikaniu cząstek spoza aparatury. Koliatory ze stali i polietylenu uzupełniają osłonę aparatury. Odchylane w dwóch dipolach magnetycznych tory mionów mierzone są za pomocą komórek proporcjonalnych (P1 — P11) i układów hodoskopowych liczników scyntylacyjnych (H1 — H7). Progowe liczniki Czerenkowa (δ) pozwalają zapobiec wyzwalaniu układu pomiarowego przez zbyt niskoenergetyczne miony. Jednym z najtrudniejszych problemów doświadczalnych jest tu utrzymanie rozsądnej zdolności rozdzielczej pomiaru pędów mionów o dużej energii. Im wyższa energia cząstek produkowanych, a więc i mionów, tym grubsza warstwa absorbenta potrzebna jest do zatrzymania hadronów w warstwie filtrującej. Wraz z grubością absorbenta rośnie jednak również rozpraszanie kulombowskie mionów, co powoduje większe błędy przy pomiarze pędów

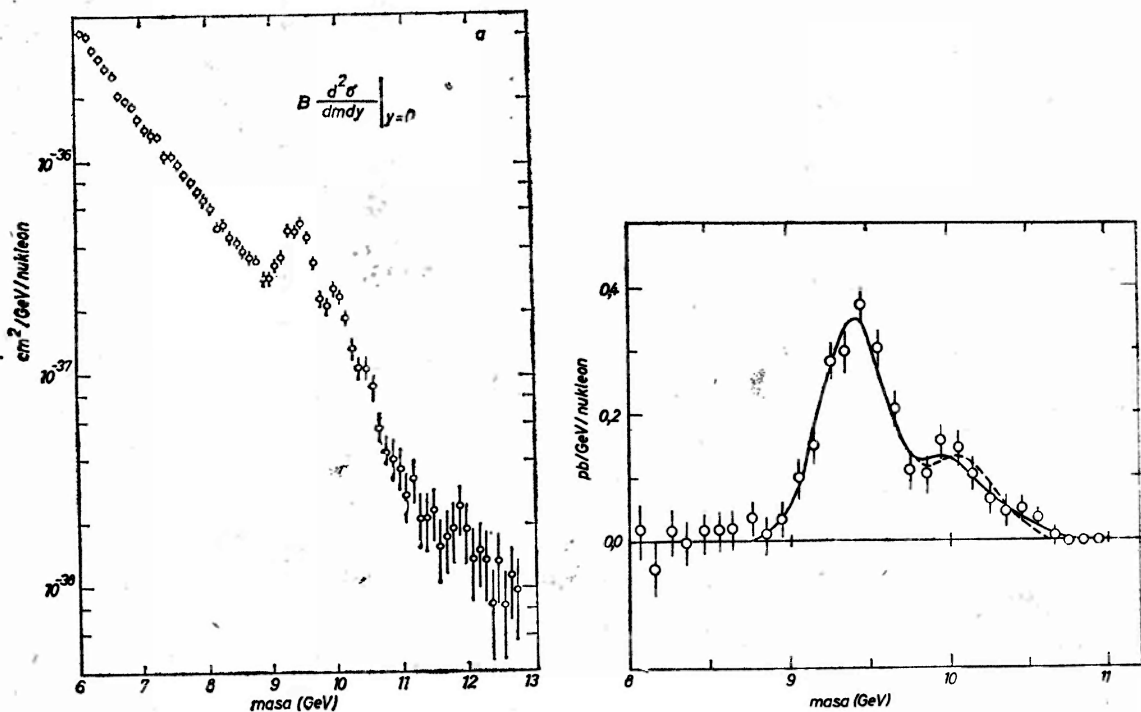
Tablica 1

Masy i przekroje czynne na produkcję rezonansów Y i ich rozpad na $\mu^+\mu^-$ w eksperymencie Ledermana [6]

| | Dopasowanie dwóch rezonansów | Dopasowanie trzech rezonansów |
|---|--|--|
| $Y \begin{cases} M_1 \\ B \frac{d\sigma}{dy} \Big _{y=0} \end{cases}$ | $9,41 \pm 0,013 \text{ GeV}$ $0,18 \pm 0,01 \text{ pb}$ | $9,40 \pm 0,013 \text{ GeV}$ $0,18 \pm 0,01 \text{ pb}$ |
| $Y' \begin{cases} M_2 \\ B \frac{d\sigma}{dy} \Big _{y=0} \end{cases}$ | $10,06 \pm 0,03 \text{ GeV}$ $0,069 \pm 0,006 \text{ pb}$ | $10,01 \pm 0,04 \text{ GeV}$ $0,065 \pm 0,007 \text{ pb}$ |
| $Y'' \begin{cases} M_3 \\ B \frac{d\sigma}{dy} \Big _{y=0} \end{cases}$ | — — | $10,40 \pm 0,12 \text{ GeV}$ $0,011 \pm 0,007 \text{ pb}$ |
| $\chi^2/\text{liczba stopni swobody}$ | 19,3/18 | 14,2/16 |

rozpadu. Tak więc i w przypadku cząstek Y można oczekiwać, że eksperymenty na wiązkach e^+e^- okażą się decydujące dla zbadania ich własności.

Masa cząstek Y wypadła jednak w bardzo niefortunnym obszarze (ok. 10 GeV). Akcelerator e^+e^- w SLAC-u i DESY przyspieszają wiązki elektronów i pozytonów do energii ok. 4 GeV, czyli mogą badać widmo mas cząstek do ok. 8 GeV. Wydawało się więc, że na

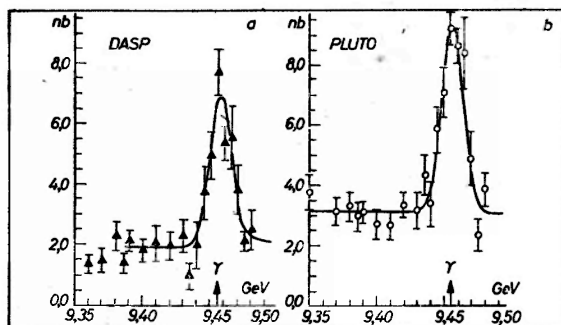


Rys. 3. (a) Zmierzony przekrój czynny na produkcję par mionowych w reakcji: $p + \text{jądrowo} \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \text{cokolwiek}$, jako funkcja masy niezmienniczej $\mu^+\mu^-$. Niewielki i szybko spadający ze wzrostem masy przekrój czynny sprawia, że uzyskanie znaczących statystyk przypadków w obszarze dużych mas $\mu^+\mu^-$ wymaga dużego wysiłku. Pokazane na rysunku dane reprezentują 2×10^{16} oddziaływań protonów z jądrami platyny i miedzi. Widać silną produkcję rezonansów w obszarze 9,5—10,5 GeV. (b) Widmo rezonansów po odjęciu tła. Pokazano tylko błędy statystyczne. Linię ciągłą dopasowano do danych przy założeniu trzech rezonansów, a linię przerywaną — przy założeniu dwóch rezonansów [6]

bardziej szczegółowe zbadanie cząstek Y przyjdzie poczekać aż do uruchomienia nowego akceleratora e^+e^- — CESR⁴ (Cornell University, USA) w październiku 1979 r. Zręczna modyfikacja akceleratora w DESY pozwoliła jednak w ciągu kilku miesięcy zwiększyć energię w układzie środka masy e^+e^- do ok. 10 GeV. Dwa pracujące już od dawna w DESY detektory PLUTO i DASP [8] rozpoczęły przeszukiwanie zakresu energii od 9,35 GeV, co 5 lub 10 MeV, mierząc całkowity przekrój czynny na anihilację e^+e^- w hadrony. Otrzymane wyniki przed-

⁴ Budowane obecnie akceleratorzy PEP w SLAC-u i PETRA w DESY zaprojektowane są na dużo wyższe energie 20—40 GeV i eksperymenty w obszarze mas ok. 10 GeV byłyby bardzo trudne do zrealizowania na tych akceleratorach.

stawiono na rys. 4. Obie grupy widzą wyraźny rezonans o masie $9,46 \pm 0,01$ GeV [9]⁵. Zmierzona gaussowska szerokość rezonansu wynosi $7,8 \pm 0,9$ MeV i zgadza się z teoretyczną oceną rozrzutu energii wiązek w pierścieniu akceleratora ok. 8 MeV. Rzeczywista, pełna szerokość rezonansu mierzona w połowie wysokości jest więc mniejsza niż 18 MeV.



Rys. 4. Przekrój czynny na produkcję cząstek przy różnych energiach w środku masy dla wiązki elektronów i pozytonów w akceleratorze DORIS w DESY. Wzniesienie odpowiadające cząstce Y widoczne jest wyraźnie w wynikach z detektorów DASP (a) i PLUTO (b)

Związek między scałkowanym przekrojem czynnym na produkcję rezonansu σ_h , masą rezonansu M_R , szerokością rozpadu w kanale $e^+e^- \rightarrow \Gamma_{ee}$, szerokością rozpadu w kanałach hadronowych Γ_h i całkowitą szerokością rezonansu Γ_{tot} dany jest wzorem

$$\int \sigma_h dE = \frac{6\pi^2 \Gamma_{ee} \Gamma_h}{M_R^2 \Gamma_{tot}} \quad (4)$$

Z pomiarów scałkowanego przekroju czynnego na produkcję rezonansu

$$\int \sigma_h dE = (330 \pm 100) \text{ nb} \cdot \text{MeV} \quad (5)$$

i ze wzoru (4), przy założeniu dominacji rozpadów na hadrony ($\Gamma_h \simeq \Gamma_{tot}$), można otrzymać wartość szerokości rozpadu Y w kanale e^+e^-

$$\Gamma_{ee} = 1,3 \pm 0,4 \text{ keV}.$$

Modele stanów związanych $q\bar{q}$, oparte na zastosowaniu nierelatywistycznego potencjału wiązania⁶, wiążą Γ_{ee} z ładunkiem kwarka. Otrzymana doświadczalnie wartość Γ_{ee} sugeruje, że

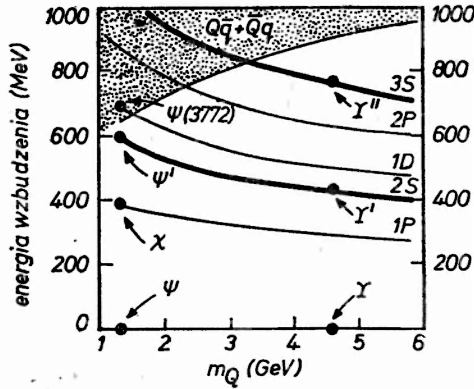
⁵ Ostatnie doświadczenia wykonane w DESY potwierdziły istnienie rezonansu Y' o masie $10,016 \pm 0,01$ GeV i szerokości rozpadu na $e^+e^- \rightarrow \Gamma_{ee} = 0,32 \pm 0,10$ keV. Otrzymana wartość Γ_{ee} zgadza się z hipotezą, że nowe kwarki mają ładunek $-1/3|e|$ (konferencja w Tokio — sierpień 1978 r.).

⁶ Stany związane kwarków powabnych $c\bar{c}$ opisane zostały zaskakująco dobrze przez nierelatywistyczne równanie Schrödingera z potencjałem

$$V(r) = -\frac{4\alpha_s}{3} \frac{r}{a^2} \quad (6)$$

Pierwszy wyraz ma postać znanego potencjału kulombowskiego i opisuje tu wymianę bezmasowego kwantu pola kwarkowego (gluonu) na małych odległościach między kwarkami (r). Drugi wyraz (przyjmowany na ogół w modelach jako liniowy) ma za zadanie opisać uwięzienie

nowe kwarki powinny mieć ładunek $-1/3|e|$, gdzie e jest ładunkiem elektronu [10]. Rozważania modelowe przewidują również bardzo bogate widmo stanów związanych $q\bar{q}$ dla nowych kwarków (rys. 5), [11]. Przypuszcza się, że widma stanów związanych dla ciężkich kwarków pomogą w rozwiązaniu jednego z najciekawszych ale i najtrudniejszych problemów w fizyce cząstek elementarnych — wiązania kwarków w cząstkach elementarnych.



Rys. 5. Przewidywany układ poziomów energetycznych stanów związanych $Q\bar{Q}$ w zależności od masy kwarków. Obszar zacieniowany odpowiada dozwolonym energetycznie rozpadom hadronowym na cząstki z nową liczbą kwantową ($Q\bar{q}$ i $q\bar{Q}$). Liczba leżących poniżej tego obszaru wąskich stanów związanych rośnie ze wzrostem masy kwarków. Pokazany na rysunku układ stanów związanych dla ciężkich kwarków ($m_Q \gtrsim 1$ GeV) otrzymano przy założeniu niezależnego od masy i spinów kwarków potencjału oddziaływania opisanego wzorem (6) [11]. Dla kwarków o masie poniżej 1 GeV nie można używać przybliżenia nierelatywistycznego rachunku potencjalnego. Dla najlżejszych kwarków u i d wiązanie kwark-antykwarok jest zbyt słabe, aby utworzyły stany związane. Obserwujemy więc tylko silnie rozpadające się rezonanse. Układ kwarków dziwnych $s\bar{s}$ jest przypadkiem granicznym. Rezonans $s\bar{s}$ — ϕ , leży też ponad progiem na silny rozpad $K\bar{K}$ ($s\bar{q}$ i $q\bar{s}$) i, gdyby wiązanie to było tylko nieco silniejsze, obserwowalibyśmy wąski stan związany $s\bar{s}$. Dla kwarków powabnych obserwowane stany związane zaznaczono na rysunku. Widmo wąskich stanów poniżej progu na produkcję stowarzyszoną cząstek z nową liczbą kwantową jest jeszcze bogatsze dla nowych kwarków (b). Na rysunku zaznaczono możliwe przypisanie nowo odkrytych cząstek stanom związanym układu $b\bar{b}$

Chociaż większość fizyków sądzi, że nowe cząstki są stanami związanymi nowych kwarków ($b\bar{b}$), przekonanie to oparte jest na razie głównie na uderzającej analogii obecnie odkrywanych cząstek do cząstek z rodziny ψ . Istnieją jednak i inne możliwości interpretacji tych cząstek (np. tzw. stany kolorowe), [12]. Podobnie jak w przypadku cząstek powabnych, bardzo ważne dla interpretacji rezonansów Y jest znalezienie całego widma stanów ($b\bar{b}$), a ostatecznym argumentem będzie odkrycie cząstek z nową liczbą kwantową (np. mezonów $b\bar{q}$ i $q\bar{b}$).

kwarków w cząstce elementarnej. Mamy więc trzy parametry przy opisie widma stanów układów kwark-antykwarok przez równanie Schrödingera: masę kwarka, stałą silnego sprzężenia α_s i parametr opisujący człon liniowy a . Zgodnie z ideami teorii asymptotycznej swobody oczekujemy, że stała silnego sprzężenia będzie maleć w miarę wzrostu masy kwarków. Tak więc przybliżenie nierelatywistyczne powinno być coraz lepsze dla coraz cięższych stanów związanych. Być może, że ciężkie układy $q\bar{q}$ (ψ , Y , ...) spełnią rolę analogiczną do roli atomu wodoru przy powstawaniu mechaniki kwantowej — posłużą jako proste układy dla sprawdzenia proponowanych teorii silnych oddziaływań cząstek elementarnych.

Literatura

- [1] M. Kupeczyński, *Postępy Fizyki* **28**, 275 (1977); B. Richter, *Postępy Fizyki* **29**, 175 (1978).
- [2] K. Gottfried, Proc. of the International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg 1977, s. 667.
- [3] S. Okubo, *Phys. Lett.* **5**, 165 (1963).
- [4] S. C. C. Ting, *Postępy Fizyki* **29**, 147 (1978).
- [5] S. W. Herb et al., *Phys. Rev. Lett.* **39**, 252 (1977).
- [6] W. R. Innes et al., *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1240 (1977).
- [7] CERN Courier **18**, 15 (1978).
- [8] J. Burmester et al., *Phys. Lett.* **66B**, 395 (1977); R. Brandelik et al., *Phys. Lett.* **56B**, 491 (1975); *Phys. Lett.* **67B**, 243 (1977).
- [9] Ch. Berger et al., raport DESY 78/21, maj 1978; C. W. Darden et al., raport DESY 78/22, maj 1978.
- [10] J. L. Rosner et al., *Phys. Lett.* **74B**, 350 (1978).
- [11] E. Eichten, K. Gottfried, *Phys. Lett.* **66B**, 286 (1977).
- [12] C. Quigg, Lectures on Charmed Particles, raport FERMILAB Conf. — 78/37-THY (1978).

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

II Międzynarodowa Szkoła Optoelektroniki Półprzewodnikowej „Cetniewo 1978“

W dniach 6—13 maja 1978 r. w Centralnym Ośrodku Sportu „Cetniewo” we Władysławowie odbyła się Międzynarodowa Szkoła Optoelektroniki Półprzewodnikowej zorganizowana przez Instytut Fizyki PAN w Warszawie pod protektoratem Polskiego Towarzystwa Fizycznego. W imprezie tej wzięło udział 238 uczestników z 17 krajów, w tym ze Związku Radzieckiego 27 osób, NRD 19 osób, Czechosłowacji 14 osób i Polski 140 osób.

W czasie trwania szkoły wybitni naukowcy i specjaliści w dziedzinie optoelektroniki półprzewodnikowej z wielu krajów świata wygłosili w języku angielskim 23 półtoragodzinne referaty przeglądowe z najważniejszych dziedzin optoelektroniki.

W problematyce dotyczącej zjawisk fizycznych w materiałach i przyrządach optoelektronicznych ciekawy referat na temat fizycznych właściwości materiałów półprzewodnikowych z grupy IV—VI jako substancji stosowanych do budowy laserów na daleką podczerwień, czy detektorów promieniowania podczerwonego wygłosił prof. L. Sosnowski z IF PAN. W tej samej grupie problemowej duże zainteresowanie wzbudził ilustrowany filmem referat G. R. Woolhouse'a z USA na temat generacji dyslokacji sieciowych w materiałach optoelektronicznych oraz zachowania się dyslokacji w procesie optycznego pobudzenia kryształu. Wśród problemów technologicznych na uwagę zasługuje referat prof. J. Nishizawy z Japonii, w którym przedstawiono zupełnie nową, unikalną w skali światowej metodę krystalizacji z fazy ciekłej warstw epitaksjalnych związków półprzewodnikowych III—V wykorzystującą aktywne oddziaływanie par pierwiastka z grupy V na roztwór, z którego krystalizowana jest warstwa. Przedstawiono liczne dane eksperymentalne dowodzące istnienia optymalnego ciśnienia tych par, przy którym otrzymuje się maksymalną wydajność luminescencji, minimalne stałe sieci oraz najlepsze struktury realne sieci krystalicznej warstw.

W grupie referatów poświęconych przyrządom optoelektronicznym szczególnym zainteresowaniem cieszył się referat prof. Yu. M. Popowa z ZSRR na temat złożonych układów warstwowych typu MNOS (metal — azotek — tlenek — krzem) w zastosowaniu do obudowy odwracalnych pamięci optycznych.

6 referatów poświęconych było problematyce laserów złączowych, zaś 3 referaty problematyce optyki zintegrowanej oraz zastosowaniu włókien szklanych w komunikacji optycznej. Wśród tych referatów szczególne zainteresowanie wzbudził referat J. C. Dymonta z Kanady na temat właściwości przyrządów optoelektronicznych z punktu widzenia ich zastosowania w układach komunikacji optycznej. Wyjaśniono w tym referacie rolę koherencji promieniowania laserów złączowych w procesie przekazywania informacji poprzez włókna szklane, rolę i fizyczne procesy degradacji włókien oraz przedyskutowano optymalne parametry jakie powinny mieć detektory lawinowe stosowane w liniach komunikacji optycznej.

Uczestnicy szkoły mogli się również zapoznać z aktualnie prowadzonymi badaniami oraz z programami produkcji przemysłów optoelektronicznych we Francji, w Kanadzie, Wielkiej Brytanii, Japonii i w Polsce, na podstawie pięciu 40-minutowych referatów reklamowo-

informacyjnych wygłoszonych przez J. Nishizawę — Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University, Sendai, Japonia, J. C. Dymonta — Bell Northern Research, Ottawa, Kanada, F. Auzela — Centre National d'Etudes des Telecommunications, Bagnaux, Francja, G. H. B. Thompsona — Standard Telecommunication Laboratories, Harlow, Anglia, i B. Mrozewicza — Instytut Technologii Elektronowej, UNITRA-CEMI, Warszawa.

Instytut Technologii Elektronowej UNITRA-CEMI z Warszawy zorganizował w Cetniewie wystawę aktualnie produkowanych w Polsce podzespołów optoelektronicznych, które zostały w tym Instytucie opracowane. Wystawa ta wzbudziła wśród uczestników szkoły wielkie zainteresowanie.

Szkoła pozwoliła na zaznajomienie słuchaczy z aktualnym stanem wiedzy w najważniejszych działach optoelektroniki oraz z aktualnymi tendencjami rozwojowymi tej dziedziny naukowo-technicznej.

Pełne teksty wykładów przedstawionych w czasie trwania szkoły zostaną wydrukowane w książce pt. „Semiconductor Optoelectronics — Proceedings of the Second International School on Semiconductor Optoelectronics Cetniewo 1978”, editor: M. A. Herman, PWN, Warszawa 1979.

Przewiduje się, że kolejna Międzynarodowa Szkoła Optoelektroniki Półprzewodnikowej organizowana przez Instytut Fizyki PAN odbędzie się w Cetniewie w drugiej połowie września 1981 roku. Szkoła ta będzie poświęcona wiedzy o technologii i właściwościach materiałów stosowanych w optoelektronice półprzewodnikowej.

M. A. Herman

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

III Seminarium Fizyki Powierzchni w Kudowie

Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego zorganizował III Seminarium Fizyki Powierzchni, które odbyło się w Kudowie w dniach od 6 do 10 maja 1978 roku. Dyrektorem Seminarium był R. Męclewski, a sekretarzem naukowym J. J. Czyżewski. W Seminarium wzięło udział 72 uczestników z krajowych ośrodków zajmujących się fizyką i chemią powierzchni ciała stałego, tj. z Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu, Instytutu Chemii Fizycznej oraz Instytutu Fizyki PAN w Warszawie, Politechniki Wrocławskiej, Politechniki Szczecińskiej, Instytutu Fizyki UMCS w Lublinie i Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego — oraz 10 gości zagranicznych (m. in. Z. Knor z Instytutu Fizyki Czechosłowackiej Akademii Nauk w Pradze, G. Regenfus z Uniwersytetu w Monachium, A. G. Fiedorus i W. K. Miedwiediew z Instytutu Fizyki AN USSR w Kijowie, Ch. Kleint z Uniwersytetu w Lipsku i inni).

W programie Seminarium znalazło się 9 referatów i 26 komunikatów. Wygłoszono następujące referaty: Z. Knor — *Discussion of models for the theoretical description of the surface interactions*, M. Steślicka — *Surface states and field ion microscopy of semiconductors*, G. Regenfus — *Spin polarization of field-emitted electrons from Ni and the Stoner-Wohlfarth band model*, R. Męclewski — *Potassium adlayers*, W. Romanowski — *Growth of metallic particles on nonmetallic substrates in the absence of an external supply of metal*, W. Świątkowski — *Wlijanije powierzchniowych efektów na sudbu pozitrona w metalie*, A. G. Fiedorus — *Wlijanije wzajemodziejstwa czerez podłożku na strukturu plienok elektropolożitelnych elementow, adsorbirowannych na grani (011) wolframa i molibdena*, W. K. Miedwiediew — *Wzajemodziejstwie elektropolożitelnych atomow na grani (112) kristalow wolframa i molibdena*, A. Jabłoński — *The back-scattering factor in quantitative Auger electron spectroscopy*.

Z przedstawionych komunikatów cztery dotyczyły teorii zjawisk powierzchniowych,

dziesięć prezentowało wyniki eksperymentalne otrzymane metodami mikroskopii polowej elektronowej i jonowej, sześć przedstawiało badania adsorpcji na pojedynczych płaszczyznach dużych monokryształów metali metodami dyfrakcji elektronów powolnych (LEED), spektroskopii elektronów Augera (AES), spektroskopii strat energetycznych elektronów (Loss spectra) i pomiaru zmian pracy wyjścia, a pozostałe komunikaty dotyczyły badań zjawisk powierzchniowych półprzewodników i dielektryków. Na specjalnie zorganizowanych popołudniowych sesjach dyskusyjnych obszernie dyskutowano aktualne problemy fizyki powierzchni.

Studenci ostatniego roku studiów fizyki zaprezentowali wyniki najciekawszych prac magisterskich w formie komunikatów, wyjątkowo wygłaszanych w języku polskim na sesji studenckiej.

Na zakończenie uczestnicy zwiedzali laboratoria Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu we Wrocławiu.

Materiały Seminarium będą wydane jako osobny tom „Acta Universitatis Wratislaviensis” (redaktorzy tomu — prof. R. Męclewski i dr K. Sendekka).

Jerzy Czyżewski

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Wrocławski

Konferencja „Fizyka Magnetyków 78” w Poznaniu

Instytut Fizyki UAM i Instytut Fizyki Molekularnej PAN zorganizowały w Poznaniu w dniach od 27 do 30 czerwca 1978 r. II Ogólnopolską Konferencję „Fizyka Magnetyków 78”. Otwarcia Konferencji dokonał prof. Szczepan Szczeniowski, inicjator i organizator badań nad magnetyzmem w Polsce. Udział w niej wzięły 222 osoby. Obrady toczyły się na 5 sesjach plenarnych, w 7 sekcjach specjalistycznych, na 2 sesjach plakatowych i na jednym posiedzeniu seminaryjnym.

Na posiedzeniach plenarnych wygłoszono następujące referaty: H. Cofta — *80-lecie urodzin prof. Szczepana Szczeniowskiego*, W. Trzebiatowski — *Magnetyzm aktywności*, H. Szymczak — *Tlenki magnetyczne z domenami cylindrycznymi*, A. Sukiennicki — *Domeny w cienkich warstwach magnetycznych*, B. Staliński — *Magnetyzm i struktura elektronowa wodoroków lantanowców*, A. Hrynkiwicz — *Badania materiałów magnetycznych metodami spektroskopii jądrowej*, J. Kociński — *Symetria kryształów a zjawiska krytyczne*, J. Klamut — *Przemiany fazowe w zewnętrznym polu magnetycznym*, A. Chełkowski — *Pole krystaliczne w metalach*, J. Morkowski — *Metoda koherentnego potencjału w teorii stopów magnetycznych*.

W sekcjach specjalistycznych oraz na sesjach plakatowych przedstawiono 168 komunikatów z badań własnych. Obejmowały one następujące grupy tematyczne: stopy magnetyczne, stopy i związki z ziemiami rzadkimi, teoria magnetyzmu metali i stopów, aktywność, tlenki magnetyczne, cienkie warstwy stopów, cienkie warstwy ferrytowe i granatowe, teoria cienkich warstw, technologia cienkich warstw, przemiany fazowe, magnony, badania mössbauerowskie, procesy magnesowania, magnetoptyka, problemy teoretyczne o zróżnicowanej tematyce.

Posiedzenie seminaryjne miało charakter dyskusji „okrągłego stołu” i poświęcone było problemom przejść fazowych i zjawisk krytycznych w magnetykach. Teksty referatów plenarnych oraz streszczenia komunikatów opublikowane zostały w Materiałach II Ogólnopolskiej Konferencji „Fizyka Magnetyków 78” i wręczone uczestnikom w dniu otwarcia konferencji.

W trakcie obrad uczestnicy konferencji mieli okazję zapoznania się z rozwojem dziedzin, które zapoczątkowane zostały pracami wykonanymi przed laty w Polsce i do których znaczący i uznany wkład wnieśli polscy uczeni. Godna uwagi jest też integrująca rola konferencji, umożliwiającej spotkania, wymianę informacji i poglądów wszystkich osób uprawiających badania w dziedzinie magnetyzmu w Polsce. Ma to istotne znaczenie, ponieważ badania magne-

tyczne subsydiowane są w ramach co najmniej trzech problemów (jeden rządowy i dwa międzyresortowe), z których każdy obejmuje tylko część badaczy pracujących w dziedzinie magnetyzmu.

Bogdan Fechner

Instytut Fizyki UAM
Poznań

Janusz Morkowski

Instytut Fizyki Molekularnej PAN
Poznań

Międzynarodowa konferencja „Rekombinacja w półprzewodnikach“ w Southampton

Miejscem organizowanych co dwa lata międzynarodowych konferencji poświęconych fizyce półprzewodników była w tym roku Wielka Brytania. Główna impreza odbyła się w Edynburgu i była ona poprzedzona satelitarną konferencją na temat rekombinacji w półprzewodnikach, zorganizowaną w dniach 30. 8 — 1. 9. 1978 r. na terenie Uniwersytetu w Southampton pod przewodnictwem prof. P. T. Landsberga.

W konferencji tej uczestniczyło ponad 150 osób z 23 krajów. Przedstawiono na niej ok. 80 referatów, w tym 40 na sesjach plakatowych. Referat wprowadzający wygłosił Sir Nevill Mott, szesnastoleczny laureat nagrody Nobla w dziedzinie fizyki.

Kilka problemów było szczególnie silnie zaakcentowanych na konferencji, co wyraziło się zarówno w doborze referatów, jak i w zainteresowaniu nimi podczas dyskusji. Jednym z tych problemów był mechanizm rekombinacji typu Augera. W procesie tym energia rekombinującej pary elektron-dziura jest przekazywana innemu nośnikowi prądu. Uważa się powszechnie, że ten kanał bezpromienistej rekombinacji dominuje przy wysokich poziomach wzbudzenia.

Innym mechanizmem, intensywnie badanym teoretycznie, jest rekombinacja wielofononowa, w której energia przekazywana jest na wzbudzenie wibracyjne centrum rekombinacji (defektu sieci lub domieszki) skąd następnie zostaje stopniowo rozproszona do sieci. Ponieważ centrum znajdujące się w silnie wzbudzonym stanie wibracyjnym ma znacznie większe prawdopodobieństwo przeskoku do sąsiedniego węzła sieci, procesowi rekombinacji może towarzyszyć przyspieszona migracja domieszek lub defektów. Zjawisko to ma duże praktyczne znaczenie gdyż może ono prowadzić do stopniowej degradacji przyrządów półprzewodnikowych pracujących przy wysokich poziomach wzbudzenia, np. diod elektroluminescencyjnych i laserów półprzewodnikowych.

Zjawisko degradacji jest również przyczyną bardzo dużego zainteresowania procesami rekombinacji bezpromienistej zachodzącej na dyslokacjach. W tej dziedzinie obserwuje się duży postęp, związany m. in. z rozwojem techniki EBIC (electron beam induced current). Przy pomocy tej techniki grupie z Oxfordu udało się stwierdzić znacznie większą efektywność rekombinacji na dyslokacjach rozszczepionych na częściowe dyslokacje Shockleya.

Wiele uwagi poświęcono efektom spinowym w zjawiskach rekombinacji bezpromienistej i w luminescencji jak również w procesach pompowania optycznego.

Problemem, który pozostaje ciągle aktualny jest rekombinacja promienista zachodząca poprzez stany związane elektronów i dziur: ekscytony swobodne oraz ekscytony związane na centrach domieszkowych. Przy wysokich koncentracjach ekscytonów swobodnych następuje fascynujące zjawisko ich kondensacji w „krople”, czemu towarzyszy zmiana charakteru widma promieniowania rekombinacyjnego.

Dwóch polskich uczestników konferencji z Instytutu Fizyki PAN przedstawiło dwa referaty na sesji plakatowej oraz jeden referat („invited paper”) w sekcji poświęconej rekombinacji na dyslokacjach.

Tadeusz Figielski

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

XI Letnia Szkoła Fizyki Jądrowej w Mikołajkach

Międzynarodowa Mazurska Letnia Szkoła, tradycyjnie organizowana na schyłku lata przez Uniwersytet Warszawski i Instytut Badań Jądrowych, zgromadziła w Mikołajkach w dniach 30 VIII — 10 IX 1978 r. około 150 fizyków. Połowa z nich pochodziła z instytutów krajowych, a reszta z blisko 20 krajów Europy, Ameryki i Afryki. W ciągu 11 lat istnienia ukształtował się pewien określony profil szkoły. Ma ona łączyć w sobie cechy konferencji naukowej o stosunkowo szerokim wachlarzu wykładów zawierających najświeższe informacje z — aczkolwiek bliskich sobie, ale różnych — dziedzin fizyki jądrowej, z typowymi cechami „szkoły” uwidocznionymi w strukturze programu i wykładów. Wykłady są długie (2-4-godzinne); łączą się one w bloki tematyczne i adresowane są do słuchaczy nie będących ekspertami w danym temacie. Szkoła nosi ogólną nazwę „Badanie struktury jądra za pomocą reakcji jądrowych”, a każdego roku w jej programie przewija się nieco inny temat główny. Zawsze jednak nie brakuje w nim miejsca dla zagadnień fizyki ciężkich jonów, charakterystyk jąder w stanach o wysokim spinie czy prostych jądrowych konfiguracji.

Tematyka tegorocznej szkoły po raz pierwszy objęła zagadnienia z pogranicza fizyki niskich i pośrednich energii. W zamierzeniu, jej tematem wiodącym miała być „materia jądrowa i jądra atomowe w stanach osobliwych”. Zapewne ostateczny kształt programu niezupełnie pokrył się ze wszystkimi pierwotnymi zamierzeniami, ale znalazły w nim miejsce hiperjądra, rezonanse nukleonowe, wpływ mezonowych stopni swobody na opis jąder atomowych. Właśnie te zagadnienia, związane z istnieniem w materii jądrowej stopni swobody różnych od stopni swobody opisujących jedynie stany ruchu nukleonów, dominowały w pierwszej części Szkoły. Po wykładzie A. M. Greena (Helsinki) omawiającym współczesne poglądy na temat mezonowej teorii oddziaływania nukleon-nukleon, H. Arenhövel (Moguncja) w sposób bardzo przejrzysty pokazał, jak mezonowe stopnie swobody i rezonanse nukleonowe mogą być uwzględnione w opisie stanów jądrowych przez wprowadzenie efektywnych operatorów. M. G. Huber (Erlangen) w pięknym wykładzie przedstawił ideę stanów jądrowych (ochrzczo-nych nazwą stanów A^*) będących spójną superpozycją rezonansów nukleonowych i omówił przejawy tego typu wzbudzeń w interpretacji danych doświadczalnych dotyczących rozpraszania mezonów π przez jądra atomowe. Obecny stan wiedzy o hiperjadrach i ich wzbudzeniach przedstawił w bardzo wyczerpujący sposób J. Pniewski (Warszawa). G. Emery (Bloomington) zaprezentował interesujące wyniki dotyczące badania struktury jąder za pomocą spektroskopii mezonów π wytwarzanych w jądrowych oddziaływaniach protonów o energiach przewyższających próg mezonowy. Wprawdzie nie istnieje jeszcze na tyle dobry opis mechanizmu tych reakcji, aby już teraz mogły one być stosowane do wiarygodnych badań strukturalnych, ale postęp jest tu obiecujący. Druga część szkoły bardziej związana była z zagadnieniami tradycyjnie należącymi do tzw. „fizyki jądrowej niskich energii”. W tej części programu można było wyróżnić kilka grup zagadnień. Bardzo obszernie reprezentowany był przegląd sytuacji w teoretycznym opisie procesów jądrowych metodą Hartree-Focka zależną od czasu (H. Flocard (Orsay), J. J. Griffin (Maryland)). Z ciekawszych punktów należy odnotować zaproponowany przez Griffina sposób likwidowania pojawiającego się w obliczeniach niefizycznego sprzężenia między różnymi kanałami wyjściowymi reakcji, poprzez wprowadzenie odpowiedniego uśrednienia czasowego macierzy S utworzonej zależną od czasu metodą Hartree-Focka. X. Campi (Orsay) przedstawił elementy formalizmu jedno- i dwuciałowej macierzy gęstości jądrowej i ich wignerowskich transformacji. Do innej grupy zagadnień należały problemy związane ze wzbudzeniami kolektywnymi jąder. V. G. Sołowiow (Dubna) w 3-godz. wykładzie podał elementy opisu stanów jądrowych za pomocą wzbudzeń fononowych sprzęgających się ze wzbudzeniami typu jednocząstkowego. Dzięki wprowadzeniu wielu, różnego rodzaju fononów, model ten może w zasadzie służyć do opisu bardzo szerokiego widma wzbudzeń jądrowych zarówno w obszarze niskich, jak i wysokich energii. Dobrym sprawdzianem modelu jest konfrontacja jego przewidywań w obszarze wysokich wzbudzeń z danymi eksperymentalnymi dotyczącymi rezonansów gigantycznych. W wielu wypadkach uzyskana zgodność jest za-

dowalająca. Rezonanse gigantyczne były również tematem innego wykładu: R. Pitthan (Monterey) dokonał przeglądu danych eksperymentalnych dotyczących wzbudzenia rezonansów gigantycznych w nieelastycznym rozpraszaniu elektronów. Interesujące są sugestie istnienia w jądrach ciężkich, poza gigantycznym rezonansem kwadrupolowym, innego rezonansu kwadrupolowego, występującego przy niższych energiach wzbudzenia. Jego powstanie można by wiązać z neutronami nadmiarowymi, które sprzegając się z oscylacjami cieczy neutronowej i protonowej, odpowiadającymi rezonansowi gigantycznemu, prowadzą do fragmentacji rezonansu. Eksperymentalne dane dotyczące istnienia tego dodatkowego rezonansu są jednak jeszcze bardzo kontrowersyjne i wymagają solidnego sprawdzenia. W kilku wykładach poruszone zostały zagadnienia fizyki ciężkich jonów. R. Stock (Darmstadt) przedstawił najświeższe wyniki dotyczące oddziaływań ciężkich jonów o dużych energiach. Wprawdzie wbrew oczekiwaniom sprzed paru lat nie zdołano dotychczas natknąć się na jakieś egzotyczne efekty, jednak uzyskane dane już obecnie w znacznym stopniu pozwoliły uściślić nasze wyobrażenia o procesach ujawniających się w zderzeniach dwóch fragmentów materii jądrowej. Ciekawe wyniki doświadczeń, przemawiające za tym, że synteza (fuzja) dwóch ciężkich jąder może nastąpić tylko przy określonych momentach pędu ruchu względnego, ograniczonych z góry i z dołu, przytoczył Th. Walcher (Heidelberg). Mianowicie, w widmach energii produktów głęboko nieelastycznego rozpraszania ciężkich jonów dają się zauważyć dwie grupy cząstek o znacznie zmniejszonej energii, które można interpretować jako wynik oddziaływania jąder o wartościach momentów pędów bliskich minimalnej i maksymalnej wartości l , przy których możliwa jest fuzja. Ten sam wykładowca omówił wyniki spektroskopii elektronów δ emitowanych w czasie oddziaływania ciężkich jonów. Wyniki te świadczą o tworzeniu się stanów „molekularnych” trwających wystarczająco długo, aby mogło nastąpić całkowite przebudowanie konfiguracji elektronów otaczających jądra jonów. Również R. W. De Vries (Los Alamos) część swego wykładu poświęcił efektom obserwowanym w elastycznym rozpraszaniu ciężkich jonów. Duże zainteresowanie wzbudził wykład z pogranicza fizyki jądrowej — bardzo pogładowe przedstawienie przez E. Sheldona (Lowell) zagadnień związanych z gwiazdami neutronowymi i czarnymi dziurami.

Wykłady odbywały się w godzinach porannych. Po przerwie popołudniowej zajęcia szkoły były wznawiane w godzinach wieczornych przeznaczonych na seminaria. Wśród wygłoszonych 20 seminariów, 10 pochodziło z ośrodków krajowych. Pośród zajęć nie związanych bezpośrednio z tematyką szkoły, olbrzymie zainteresowanie wzbudził wykład W. Ockelsa, jednego z trzech członków międzynarodowej zachodnioeuropejskiej ekipy astronautów, wybranych do odbycia w niedalekiej przyszłości lotu na amerykańskim promie kosmicznym „Shuttle”. Ockels, fizyk jądrowy z Groningen, współpracujący od lat z fizykami polskimi, w fachowy sposób opowiedział o 70 eksperymentach, które będą wykonane w ciągu tygodniowego lotu w pierwszym zachodnioeuropejskim laboratorium kosmicznym SPACELAB 1 umieszczonym na pokładzie promu. Wykład był zakończony fascynującym filmem z prób pierwszych samodzielnych lotów promu.

Mimo niełaskawej w tym roku pogody, w czasie wolnym od zajęć uczestnicy szkoły chętnie korzystali z atrakcji oferowanych przez Mazury. Mimo braku wiatru tradycyjne regaty żeglarskie budziły jak zwykle wiele emocji, a zwycięska drużyna — tym razem pod wodzą astronauty Ockelsa — została odpowiednio uroczysto potraktowana wodą na balu kapitańskim. Zbieranie grzybów, które pojawiły się w tym roku tak obficie, stało się pasją niemal wszystkich. Towarzysząca tym wszystkim poczynaniom atmosfera sprzyjała swobodnej i owocnej dyskusji. Sądzę, że udział w szkole dał uczestnikom wymierne korzyści naukowe, a do materiałów szkoły, które niebawem ukażą się w czasopiśmie *Nukleonika*, nie raz będą sięgać również ci, którym nie było dane branie udziału w jej zajęciach.

Piotr Decowski

Institut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski

R E C E N Z J E

Franciszek Kaczmarek: *Wstęp do fizyki laserów*, PWN, Warszawa 1978, str. 453, cena zł 80,— *

Książka F. Kaczmarka *Wstęp do fizyki laserów* jest pierwszą, oryginalną polską pozycją z zakresu współczesnej optyki i elektroniki. Dotychczasowe, nieliczne zresztą, polskie opracowania o identycznej lub zbliżonej tematyce nie miały tak wszechstronnego i wyczerpującego charakteru, nie zawierały tak bogatych informacji, ograniczając się zwykle do przedstawienia kilku lub kilkunastu typów laserów i to czasami na poziomie popularnonaukowym. Recenzowana praca jest owocem trudu fizyka-specjalisty w fizyce laserów i fakt ten w sposób oczywisty rzutuje nie tylko na organizację materiału, ale przede wszystkim na jego analityczno-syntetyczny sposób prezentacji. Książkę Kaczmarka trudno byłoby jednoznacznie gatunkowo zaklasyfikować. Moim zdaniem stanowi ona pracę o charakterze podręcznikowo-monograficzno-encyklopedycznym, co wynika z przyjętej przez autora metody wykładu i doboru informacji. O encyklopedycznym charakterze dyskutowanej pozycji świadczy nie tylko ogromna ilość zawartych w niej a zwięźle sformułowanych wiadomości, ale również i fakt, iż poszczególne rozdziały *Wstępu do fizyki laserów* są w wysokim stopniu autonomiczne, stanowiąc niejako odrębne całości. Trójprzymiotnikowy gatunkowo charakter książki ma swoje zalety i wady. Jego zaletą jest np. fakt, iż praca F. Kaczmarka może przyciągnąć uwagę nie tylko profesjonalistów fizyków i przedstawicieli różnych dyscyplin technicznych, ale również i studentów odpowiednich wydziałów uniwersytetów i politechnik. Wadę natomiast stanowi fakt, iż wymienieni wyżej potencjalni użytkownicy *Wstępu* mogą w trakcie jego studiowania odczuwać określone trudności, niedosyty, a także i przesyty.

Książka składa się z 37 rozdziałów, z których ostatnie 3 rozdziały (35, 36, 37) stanowią tzw. uzupełnienia. Na jej końcu zamieszczono dwa wzorowo wprost opracowane skorowidze: skorowidz nazwisk oraz skorowidz rzeczowy.

Aby dać czytelnikowi choćby przybliżone wyobrażenie o informacyjnym bogactwie recenzowanej pracy wymienię tytuły kolejnych rozdziałów: 1. Okres przed odkryciem laserów, 2. Analogia pomiędzy elektronicznym generatorem drgań elektromagnetycznych a kwantowym generatorem światła — laserem, 3. Elementarna teoria oscylatora (obwodu) tłumionego, 4. Laser rubinowy Maimana, 5. Charakterystyki przestrzenne, czasowe i spektralne emisji lasera rubinowego lub szklanego neodymowego, 6. Lasery stałe (nierubinowe) impulsowe i o działaniu ciągłym, 7. Szkice teorii rezonatorów optycznych, 8. Lasery gazowe atomowe (laser He-Ne Javana), 9. Lasery gazowe jonowe, 10. Lasery molekularne, 11. Lasery molekularne pracujące w pasmie submilimetrowym i milimetrowym, 12. Lasery stałe pracujące w układzie ze zmianą dobroci rezonatora optycznego (zmiana Q), 13. Lasery półprzewodnikowe,

* Otrzymaliśmy dwie recenzje tej książki. Ponieważ uzupełniają się one w pewnym stopniu, zdecydowaliśmy się, w drodze wyjątku, umieścić obie (przyp. Red.).

14. Lasery cieczowe, 15. Lasery barwnikowe, 16. Lasery chemiczne, 17. Wytwarzanie wyższych harmonicznych światła, 18. Wzmacniacze i generatory parametryczne światła, 19. Wymuszone rozpraszanie Ramana, 20. Wymuszone rozpraszanie typu Mandelstama, Brillouina (MB), 21. Wymuszone rozpraszanie entropowe (temperaturowe) i wymuszone rozpraszanie w skrzydle linii Rayleigha, 22. Zjawisko parametrycznej luminescencji, 23. Zmiany współczynnika załamania ośrodka w świetle silnej wiązki lasera, 24. Zjawisko autokolimacji i samoogniskowania światła, 25. Efekt cieplnego rozogniskowania się wiązki lasera, 26. Synchronizacja modów lasera, 27. Otrzymywanie i pomiary ultrakrótkich impulsów światła, 28. Przebiecie elektryczne gazów w wiązce światła lasera, 29. Zagadnienie uszkodzenia powierzchni i wnętrza dielektryków przez silną wiązkę światła lasera rubinowego, 30. Wytwarzanie plazmy i neutronów zogniskowaną wiązką lasera dużej mocy, 31. Laser „księżycowy”, 32. Elementy holografii, 33. Spektroskopia emisyjna i absorpcyjna za pomocą nano- i pikosekundowych impulsów światła, 34. Lasery rentgenowskie i w zakresie promieniowania gamma; Uzupełnienia: 35. Kwantowo-mechaniczny opis pola elektromagnetycznego, 36. Spójność światła, 37. Gęstość mocy promienistej i nateżenia pól elektrycznego i magnetycznego wiązek światła laserów.

Niemal każdy z rozdziałów zawiera wiele podstawowych oraz interesujących informacji o charakterze fizycznym, technicznym, technologicznym, ilustrowanych bardzo starannymi wykresami, rysunkami, tabelami i fotografiami, dobrze skorelowanymi z tekstem. Na końcu każdego rozdziału znajduje się spis literatury, z reguły wyczerpujący, składający się niemal wyłącznie z oryginalnych publikacji.

Z natury recenzowanej pracy i zaprezentowanego wyżej przeglądu rozdziałów wynika, iż tytuł pracy *Wstęp do fizyki laserów* nie jest adekwatny do jej treści. Jest on z jednej strony zbyt skromny, a z drugiej zbyt wiele obiecujący.

Rozważania i dyskusje autora nie zawsze są ściśle i kompletne. Między poszczególnymi rozdziałami brak jest niezbędnej spójności. Trafiają się czasem różne błędy i braki. Spostrzeżenia te postaram się teraz umotywić z pomocą odpowiednich przykładów. I tak już na samym wstępie (rozdział 3) autor w niepotrzebnie uproszczony sposób wprowadza tak ważny parametr, jakim jest dobroć układu Q . W rozdziale 4 (str. 29) należało wprost wprowadzić ścisłą definicję przekroju czynnego na absorpcję, co znakomicie rozjaśniłoby przytoczone tu, i w dalszych częściach pracy, rozumowania. Założenia teorii Kirchhoffa (rozdział 7, str. 67) nie zostały sformułowane dostatecznie precyzyjnie. Wreszcie za niezbyt ścisły i aktualny należy uznać wywód relacji nieoznaczoności (rozdział 35, str. 419) dla operatora fazy pola i operatora liczby cząstek. Autor ograniczył się w tym miejscu do powtórzenia procedury, przedstawionej w klasycznej pracy W. Heitlera *Kwantowa teoria promieniowania*. Nowsze, ściślejsze i pełniejsze opracowanie tego zagadnienia w kontekście promieniowania laserowego zawdzięczamy P. Carruthersowi i M. M. Nieto, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 387 (1965). W rozdziale 7 przedstawia autor teorię rezonatorów optycznych sformułowaną przez Foxa i Li. Nie należało jednak poprzedzić tylko na tym. Ten rozdział powinien być uzupełniony koniecznym i obszernym omówieniem prac H. Kogielnika, T. Li, G. D. Boyda, J. P. Gordona, M. Bertolotti'ego, których ogromnego wkładu do teorii wiązek laserowych i rezonatorów nie sposób pominąć. W rozdziale 26 § 3 cała dyskusja teoretyczna nad bardzo ważnym efektem synchronizacji modów sprowadzona została do zreferowania wyników kilku oryginalnych prac bez podania żadnych wyjściowych założeń. Skutek jest taki, że pewne wzory tego paragrafu są niejasne, a być może nawet błędne. W rozdziale 37, poświęconym m. in. gęstości mocy promienistej promieniowania laserowego, autor stosuje wzory (poczynając od (37.1)) ważne dla idealnej fali płaskiej. Z kontekstu wynika, iż wzory otrzymane na gęstość mocy tej fali w ognisku odpowiedniej soczewki w dobrym przybliżeniu opisują gęstość mocy zogniskowanej wiązki laserowej. Tak jednak nie jest. Fala płaska nie stanowi dobrego przybliżenia dla żadnej wiązki laserowej, co wynika właśnie ze wspomnianych już prac Kogielnika. O rozmiarach plamki w ognisku decydują takie parametry wiązki laserowej, jak promień jej talii i promień frontu fazowego. Reasumując, w przypadku wiązki laserowej wzór (37.1) należy zastąpić formułą zupełnie inną.

Wspominałem już, że między poszczególnymi rozdziałami a nawet paragrafami tego samego rozdziału brak jest łączności. Autor bardzo rzadko powołuje się na wyprowadzone uprzednio wzory. Dowodem tego są np. rozważania na str. 29 § 2, i na str. 30, 31 § 4, w których należało *explicito* utożsamić a z α_{12} . Na str. 31 (i poprzednich) gęstość spektralną promieniowania autor oznacza przez u_{ν} , na stronie zaś 47 przez ρ . Cały paragraf 1 (rozdział 17) poświęcony jest tensorowemu ujęciu zagadnienia generacji drugiej harmonicznej. Oczekujemy, oczywiście, iż ujęcie to zostanie spożytkowane. Tymczasem już w § 2 tego samego rozdziału pierwszy wzór na str. 202 w niczym do rozważań § 1 nie nawiązuje. W następnych partiach materiału nawiązań tych też nie obserwujemy. Trafiają się również w tekście recenzowanej pozycji i sformułowania błędne. Tak np. wbrew temu, co autor pisze na wstępie rozdziału 14 o odkryciu Morantza, stwierdzić należy, że laser na roztworze naftalenu w benzofenonie nigdy nie istniał i nie istnieje. Wyniki pracy Morantza (i innych) na ten temat zostały zaraz po ich opublikowaniu odwołane. Z poważniejszym błędem mamy do czynienia na str. 312, gdzie autor przedstawia rachunki Penzkoffera, których rezultaty dobrze opisują zachowanie się barwnika w rezonatorze lasera. Wbrew temu, co autor pisze, trzecie równanie we wzorze (26.10) opisuje nie absorpcję i emisję wymuszoną, a bilans energetyczny, realizujący się w układzie na skutek występowania w nim absorpcji i emisji. W warunkach stacjonarnych kładziemy tylko $d/dt = 0$ bez $d/dx = 0$, jak to na str. 312 sugeruje autor. W przeciwnym razie nie otrzymalibyśmy ważnej formuły (26.12), w której, nawiasem mówiąc, $(1+T)$ należy zastąpić przez $(1-T)$.

Książka Kaczmarka wykazuje też pewne braki innej natury. Np. w rozdziałach 8 i 9 poświęconych odpowiednio atomowym laserom gazowym i jonowym laserom gazowym autor opisuje pierwsze chronologicznie realizacje tych układów, a niemal zupełnie pomija konstrukcje najnowszych typów. Na str. 113 i 114 autor szkicuje rozwiązanie równania Schrödingera dla jednowymiarowego oscylatora harmonicznego, upatrując w tym zabiegu wstęp do opisu oscylacyjnych widm molekularnych. Można by oczekiwać, iż podobnego charakteru wstęp do opisu rotacyjnych widm molekularnych będzie również oparty na rozwiązaniu prostego przecież w tym przypadku równania Schrödingera. Tak jednak autor nie czyni odwołując się w tym przypadku do warunku kwantowego Bohra. Cierpi na tym jednolitość stylu podawania materiału. Na str. 148 sposób prezentacji wyników analizy Frantza, mającej na celu opis narastania gigantycznego impulsu świetlnego, jest bardzo niejasny. Zupełnie podobną uwagę można wypowiedzieć pod adresem sposobu prezentacji teorii wymuszonego rozpraszania ramanowskiego (SRS) (str. 254). Za nieaktualną trzeba uznać tabelę 15.2. W tej chwili moce wyjściowe laserów barwnikowych są rzędu dziesiątków i setek MW, a nawet (w przypadku synchronizacji modów) sięgają GW. Energie wyjściowe sięgają dziesiątków, a nawet setek dżuli. Dane zawarte w tabeli 15.2 zbyt skromnie (z różnymi niedomiarami) charakteryzują lasery barwnikowe, które zdobyły sobie już wyjątkową pozycję w całej rodzinie różnych typów laserów.

Bez szkody dla całości pracy mógłby autor opuścić rozdział 21 poświęcony wymuszonemu rozpraszaniu entropowemu, rozdział 32 „Elementy holografii” oraz dwa rozdziały 35 i 36 Uzupełnień. Zarówno pierwszy z nich „Kwantomechaniczny opis pola elektromagnetycznego”, jak i drugi „Spójność światła” nie wykazują najmniejszej korelacji ze wszystkimi rozdziałami pozostałymi.

Mimo wszystkich krytycznych uwag i komentarzy uważam, że *Wstęp do fizyki laserów* F. Kaczmarka jest książką pożyteczną, która z pewnością spełni określone zadania i zaspokoi wiele potrzeb.

Bohdan Karczewski

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski

Franciszek Kaczmarek: *Wstęp do fizyki laserów*, PWN, Warszawa 1978, str. 453, cena zł. 80,—

W pierwszych dniach ubiegłego roku ukazała się na półkach księgarskich nowa książka napisana przez świetnego dydaktyka i równocześnie fizyka posiadającego bogate doświadczenie w zakresie elektroniki kwantowej. Treść książki dokładnie odpowiada tytułowi. Książka zawiera 37 krótkich rozdziałów o przeciętnej ilości niespełna 12 stron poświęconych całej panoramie zagadnień techniki laserowej. Od historii odkryć poprzedzających powstanie pierwszych laserów, poprzez dyskusję podstawowych zasad ich działania, przechodzi autor do bardziej szczegółowego omówienia różnych odmian laserów i sposobów ich pracy. Począwszy od laserów gazowych atomowych, jonowych i molekularnych poprzez opis laserów na ciele stałym o pracy ciągłej i impulsowej, włączając generację impulsów gigantycznych i synchronizację modów kończy się ten przegląd na laserach półprzewodnikowych, cieczowych, barwnikowych i chemicznych. Z nowości zabrakło jedynie laserów spinowych spin-flip laser, laserów na centrach barwnych oraz wzmianki o laserach falowodowych. Książka obejmuje także szereg rozdziałów poświęconych optyce nieliniowej, szczególnie efektom, które stały się podstawą działania różnych odmian urządzeń laserowych, jak generacji harmonicznych światła i różnym rodzajom efektów parametrycznych oraz rozproszeń, a nawet zjawisku autokolimacji i samoogniskowaniu wiązek światła. Poruszone są problemy związane z efektami cieplnymi oraz zagadnienia uszkodzeń materiałów przy skrajnie dużych natężeniach pola elektrycznego fali świetlnej, ze zjawiskiem przebicia dielektrycznego w gazach włącznie. Z zastosowań techniki laserowej omówione są tylko cztery: wytwarzanie plazmy dla syntezy termojądrowej, pomiar odległości do księżyca, holografia i spektroskopia za pomocą ultrakrótkich — pikosekundowych impulsów świetlnych. Jest to więc obszernie wprowadzenie w bogatą tematykę techniki laserowej i powstałego na jej tle rozwoju fizyki nieliniowych zjawisk optycznych, z koniecznością jednak dość pobieżne i niekiedy świadomie uproszczone. Tylko dwa zagadnienia bliskie sercu autora zostały potraktowane nieco obszerniej, tj. generacja harmonicznych światła oraz wytwarzanie i pomiary ultrakrótkich impulsów. Zwięzłość opisu i dość ostra selekcja materiału, będące zaletą w książce pomyślanej jako podstawowy podręcznik, z którego studenci będą czerpać wiedzę o całkowicie nowym przedmiocie zostały uzupełnione blisko 300 rycinami, a w tym 76 zdjęciami częściowo barwnymi, ułatwiającymi śledzenie toku rozumowania autora. Ponad sześćset starannie dobranych pozycji bibliograficznych, do których odsyła autor czytelnika zainteresowanego dalszymi szczegółami poruszonej problematyki, w głównej mierze oryginalnych prac naukowych, czyni książkę cenną nawet dla pracowników naukowych pracujących w zakresie elektroniki kwantowej, dla których może być podręcznym odsyłaczem bibliograficznym.

Wydać by się mogło, że ponad trzyletni okres czasu potrzebny wydawcy do wypuszczenia książki na rynek spowoduje, że będzie ona wydana starannie. Niestety liczba usterek obarczających wydawcę jest w tej książce dość duża. Tym bardziej odczuwa się brak załączonej do książki erraty, która w każdej książce typu podręcznika jest chyba konieczna. Inaczej, studenci będą się uczyli, że półprzewodnik typu n ma niedomiar elektronów, że w laserze kadmowym są pary selenu, częstość 10^{14} Hz odpowiada zakresowi widzialnemu, w parach rubinu generuje się harmoniczne światła, szerokość widma emisji i absorpcji barwników wynosi tylko 150 MHz i szereg innych, nie licząc błędów we wzorach chemicznych, oznaczeniach poziomów energetycznych, wskaźnikach czy odnośnikach do literatury. Kilka kamyków muszą także wrzucić do ogródka autora. W dyskusji efektu Penninga (str. 106) przeskakuje z tokiem rozumowania od jonizacji metali do argonu i z powrotem, co utrudnia zrozumienie zagadnienia. Niezręcznie też wydają mi się przedstawione kwestie związane z różnymi oznaczeniami poziomów energetycznych neonu, z których mało doświadczony student mógłby wnioskować, że w neonie możliwe są różne rodzaje sprzężeń między elektronami, podczas gdy chodzi o różne przybliżone modele jednego i tego samego atomu. Z rys. 17.5 nie może wynikać, jak to sugeruje tekst wraz z rysunkiem, że dopasowanie fazowe jest możliwe tylko w kryształach optycznie ujemnych, gdyż generacja drugiej harmonicznej łącznie z dopasowa-

waniem fazowym występuje w kryształach optycznie dodatnich tak samo jak i w ujemnych. O możliwości wystąpienia kierunku dopasowania fazowego w kryształach jednoosiowych decyduje tylko dyspersja dwójłomności. Pomyłone są także sprawy związane z szerokością naturalną i dopplerowską linii przy omawianiu lasera ksenonowego Linforda. Eksperyment Svedberga (str. 128) nie dotyczy ultrafioletu próżniowego. Wyjaśnienie działania komórki Kerra (str. 138), a w szczególności powstawania polaryzacji kołowej, jest niepoprawne, gdyż bierze pod uwagę tylko amplitudy z pominięciem czynnika czasowego. Zastrzeżenia budzi używanie przez autora terminu „pompowanie optyczne” w szerokim sensie wszelkich metod uzyskiwania inwersji, podczas gdy powinno go się stosować, jak sądzę, w znaczeniu węższym, jako metody uzyskiwania inwersji poprzez absorpcję promieniowania w ośrodku czynnym. Na ryc. 8.11 omyłkowo zamieszczono mody lasera $\text{CaF}_2 : \text{Nd}^{3+}$ zamiast modów podczerwonego lasera He-Ne, choć omyłka trudna jest do spostrzeżenia. Ryc. 9.9 na barwnych wkładkach przedstawia widmo lasera helowo-selenowego, a nie helowo-kadmowego.

Książka napisana jest pięknym językiem, choć i do niej zakradły się sformułowania „na bazie”, czy w rodzaju „szerokość widmowa interferometru”. Skorowidz rzeczowy na końcu książki zrobiony jest mało starannie. Ponieważ książka wydana jest na dość dobrym papierze, jakość zdjęć jest przeważnie dobra. W kolekcji zdjęć twórców elektroniki kwantowej i optyki nieliniowej przydałyby się uzupełnienia, przede wszystkim Ali Javana, Bennetta oraz Frankena. Mimo, że jak już wspomniałem, okres wydania książki był znacznie dłuższy od czasu przygotowania przez autora rękopisu, aktualność książki zbyt mocno na tym nie ucierpiała. Jest to chyba wynikiem tego, że książka ta w zasadzie pomija zastosowania laserów, które są najsilniej rozwijane w ostatnich latach, natomiast sprawy podstawowe i burzliwy czas nowych odkryć są już chyba poza swoim okresem kulminacyjnym. W sumie jest to oryginalna monografia wypełniająca lukę na krajowym rynku podręczników akademickich. Jest także godna polecenia wszystkim, którzy interesują się laserami i tym, co wniosły one nowego do fizyki. Dość duży nakład, blisko 5000 egzemplarzy, jak na tak specjalistyczną książkę, pozwoli jeszcze przez kilka miesięcy na jej zakupienie.

Henryk Dymaczewski

Institut Fizyki UAM
Poznań

Kerson Huang: *Mechanika statystyczna*. Tłumaczyli z języka angielskiego Z. Ajduk i M. Cieplak, PWN, Warszawa 1978, str. 439, cena zł 70,—

Książka K. Huanga jest powszechnie uznanym wykładem mechaniki statystycznej dla zaawansowanych. Składa się ona z trzech części: 1. Termodynamika i teoria kinetyczna, 2. Mechanika statystyczna, 3. Wybrane zagadnienia mechaniki statystycznej oraz Uzupełnień. Można by dokonać też innego podziału książki. Część pierwszą stanowiłby wykład kursowy podstaw fizyki statystycznej oparty na rozdziałach wybranych z dwu pierwszych części książki. Na wykład kursowy złożyłoby się 7 rozdziałów, na łączną liczbę 19, a mianowicie: Zagadnienie teorii kinetycznej, Stan równowagi gazu rozrzedzonego, Klasyczna mechanika statystyczna, Zespół kanoniczny i wielki zespół kanoniczny, Doskonały gaz Fermiego, Doskonały gaz Bosego. Powyższe rozdziały określił Autor jako rdzeń książki. Objętościowo jest to około 130 stron, a więc mniej niż jedna trzecia całości. Otrzymujemy więc bardzo zwięzły, a świetnie napisany „podręcznik” fizyki statystycznej, który można zalecić studentom. Pozostałe rozdziały dwu pierwszych części książki można traktować jako obszernie uzupełnienia materiału kursowego.

Do bardziej szczegółowego omówienia wybrane zostały takie podstawowe zjawiska w fizyce fazy skondensowanej, jak magnetyzm i nadpłynność ^4He . W pierwszym przypadku, chodzi o jedno- i dwuwymiarowy model Isinga przy szczegółowym wyprowadzeniu rozwiązania Onsagera dla modelu dwuwymiarowego. W drugim przypadku, w oryginalny sposób przed-

stawiono teorię Landaua i Feynmana oraz podstawy stosunkowo prostego modelu twardych kul, przy pomocy którego usiłuje się prześledzić własności nadpłynności ^4He .

Omawiana monografia, dzięki oryginalnemu podejściu, uzupełnia podobne zagadnienia przedstawiane w wydanych stosunkowo niedawno książkach poświęconych fizyce statystycznej, jak np. D. N. Zubariewa czy L. D. Landaua i E. M. Lifszica.

W związku z tym, że książka Huanga napisana została w r. 1963, zasadniczy niedostatek odczuwa się przy czytaniu rozdz. 15 poświęconego przejściom fazowym. Odpowiednie uzupełnienie można np. znaleźć w cz. I nowo opracowanej, przy pomocy L. P. Pitajewskiego, *Fizyki statystycznej* (III wyd.) Landaua-Lifszica (ponadto w tym roku Ossolineum ma wydać książkę J. Klamut, K. Durczewski i J. Sznajd, *Wstęp do fizyki przejść fazowych*).

Tłumaczenie książki Huanga na język polski jest bardzo dobre, wydanie staranne. Jeśli chodzi o terminologię, to nasunęła mi się uwaga, że raczej zalecany jest termin „nadpłynność” (por. Encyklopedia Fizyki) niż użyty w przekładzie „nadciekłość”. Jeśli już nadciekłość, to może lepiej było napisać „dwucieczowy” zamiast „dwupłynowy” model Tiszy.

Zygmunt Galasiewicz

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Wrocławski

L I S T D O R E D A K C J I

Istota biofizyki

Biofizykę można ogólnie określić jako naukę o zjawiskach fizycznych zachodzących w układach biologicznych na różnych poziomach organizacji żywej materii: molekularnym (biofizyka molekularna), komórkowym (biofizyka komórki), organizmalnym (biofizyka układów złożonych). Niektórzy autorzy (np. A. Szent-Györgyi [1]) wydzielają jeszcze biofizykę submolekularną oraz biofizykę populacji i biocenozy (supraorganizmalną) [2, 3]. Do biofizyki zaliczane są również takie zagadnienia, jak badanie wpływu czynników fizycznych (promieniowania, pól elektrycznych, grawitacji, wibracji, nieważkości) na organizmy żywe.

Istniejącym tendencjom do „metodologicznego” definiowania biofizyki jako nauki stosującej metody fizyczne do badań układów biologicznych i to w zasadzie na poziomie molekularnym należy się zdecydowanie przeciwstawić, gdyż wypaczają one istotny sens biofizyki. Na poziomie molekularnym zaciera się częściowo granica między fizyką i chemią, i to zapewne stanowi źródło nieporozumień, m. in. uważanie biofizyki za gałąź biochemii, posługującą się metodami fizycznymi [4]. Należy więc jeszcze raz podkreślić, że biofizyka jest gałęzią fizyki.

Sam fakt stosowania fizycznych metod badawczych w biologii „nie czyni biofizyka”. Chociaż mikroskop jest instrumentem par excellence fizycznym, mikrobiolog czy botanik oglądający pod mikroskopem preparaty nie stają się przez to biofizykami, nawet jeśli zamienią mikroskop optyczny na elektronowy lub też na spektrofotometr.

Istota biofizyki polega na typowym dla fizyki sposobie formułowania problemów biologicznych, a następnie ich rozwiązywaniu w oparciu o podstawowe prawa fizyki [5]. Tak np. problem kodu genetycznego został po raz pierwszy sformułowany przez amerykańskiego fizyka G. Gamow [6]. Fizyczna istota problemu polega na założeniu istnienia jednoznacznego odwzorowania sekwencji nukleotydów w DNA na pierwszorzędową strukturę białek lub, innymi słowy, założeniu wzajemnej (i to ilościowej) odpowiedniości między informacją zawartą w DNA i w białku.

Podobne problemy kodów związanych z atomowo-molekularną strukturą materii są charakterystyczne dla fizyki. Na przykład własności chemiczne atomów zakodowane są, zgodnie z zasadami mechaniki kwantowej, w liczbach ich elektronów walencyjnych. Podobnie liczba protonów i neutronów koduje własności jądra atomowego, takie np. jak czas życia czy sposób rozpadu. I chociaż rozszyfrowywanie kodu genetycznego odbywało się głównie metodami biochemicznymi i mikrobiologicznymi, sam problem nie przestał być przez to problemem biofizycznym, ponieważ hipoteza istnienia kodu, sformułowana w kategoriach struktury i zakodowanej w niej informacji, jest właśnie typowym postawieniem problemu fizycznego.

Natomiast, podkreślmy to jeszcze raz, samo zastosowanie metod fizyki i matematyki do rozwiązywania zagadnień biologicznych, nie oznacza jeszcze, że zaliczają się one do biofizyki.

Drugą istotną cechą biofizyki jest matematyczne modelowanie zjawisk biologicznych. I znowu, samo stosowanie matematyki np. statystyki matematycznej do opracowania wyników

doświadczeń, „nie czyni biofizyka”. Matematykę bowiem stosuje się obecnie we wszystkich naukach, również humanistycznych. Natomiast cechą charakterystyczną fizyki, a więc również biofizyki, jest matematyczne modelowanie zjawisk.

Dla zrozumienia większości procesów zachodzących w przyrodzie ożywionej niezbędna jest integracja wszystkich działów biofizyki. Koniecznym warunkiem takiej integracji jest intensywny rozwój biofizyki teoretycznej. Dzięki fizyce teoretycznej zrozumieliśmy wzajemne powiązania pozornie odległych zjawisk, np. optycznych i elektromagnetycznych (teoria Maxwella). Podobnie biofizyka teoretyczna w oparciu o ogólne prawa fizyki, stosując przy tym ścisły aparat matematyczno-logiczny, powinna wyjaśnić własności organizmu w oparciu o własności pojedynczych komórek i oddziaływań między komórkami, własności organizmu — w oparciu o charakterystyki molekularne i oddziaływania międzycząsteczkowe, a własności molekuł biologicznie czynnych — w oparciu o prawa mechaniki kwantowej.

Spór o istotę i przedmiot biofizyki tylko pozornie ma charakter czysto akademicki. Chociaż bowiem biofizyków kształcimy w Polsce właśnie na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego (jako specjalizacja — po 3 latach studiów), fakt zaliczania biofizyki do nauk biologicznych powoduje niedostateczny udział fizyków w badaniach biofizycznych. A część wykształconych fachowców-biofizyków (począwszy od 1968 r. Uniwersytet Warszawski opuszcza 6-8 biofizyków rocznie) nie znajdując zatrudnienia zgodnego ze zdobytym wykształceniem, przekwalifikowuje się i zatrudnia często w instytucjach nie mających nic wspólnego z biofizyką.

Uświadomienie sobie faktu, że biofizyka jest częścią fizyki jest istotnym warunkiem przyciągnięcia fizyków do biofizyki i spowodowania posunięć organizacyjnych, które umożliwiłyby efektywną pracę biofizykom i fizykom medycznym [7].

Konieczne jest w szczególności powołanie komórki organizacyjnej, która zajmowałaby się specjalnie biofizyką teoretyczną i matematyczną. Umożliwiłoby to znaczne zmniejszenie „bezrobocia” biofizyków i dało nauce polskiej szanse włączenia się do coraz intensywniej rozwijanych na świecie, na Wschodzie i na Zachodzie, badań w zakresie biofizyki teoretycznej. Przy wysokim, światowym poziomie polskiej fizyki teoretycznej również biofizyka teoretyczna miałaby szanse szybkiego osiągnięcia poziomu światowego. Tym bardziej, że nie wymaga niezwykle kosztownej aparatury badawczej ani nakładów lokalowych.

Dzisiejszy wysoki poziom rozwoju fizyki teoretycznej w Polsce zawdzięczamy w dużej mierze dalekowzrocznej polityce naukowej profesora Leopolda Infelda, który nie ograniczył się do rozwijania swej własnej dziedziny, lecz jasno widział konieczność rozwijania także innych specjalności.

Kto z luminarzy naszej nauki „postawi” na rozwój biofizyki teoretycznej, postawi na młodych?

Włodzimierz Klonowski *

Institut Podstawowych Problemów Techniki
Warszawa

Literatura

- [1] A. Szent-Györgyi, *Wstęp do biologii submolekularnej*, PWN 1968.
- [2] W. Klonowski, *Czy istnieje biologia submolekularna?*, Kosmos, ... (w druku).
- [3] W. Klonowski, M. T. Klonowska, *Tajemnice biofizyki*, KAW, Warszawa 1978 (w druku).
- [4] Wielka Encyklopedia Powszechna PWN, t. I, hasło „Biofizyka”.
- [5] M. W. Wokensztejn, *Molekularnaya biofizyka*, Nauka, Moskwa 1975.
- [6] G. Gamow, *Nature* 173, 318 (1954).
- [7] W. Klonowski, M. Majewska, *Postępy Fizyki* 25, 219 (1974).

* Dr Włodzimierz Klonowski jest przewodniczącym Sekcji Biofizyki Oddziału Warszawskiego PTF i przewodniczącym Oddziału Warszawskiego Polskiego Towarzystwa Biofizycznego (przyp. Red.).

PTF

XXIII Pokazy z fizyki

W dniach 25—29 września 1978 r. odbyły się w Instytucie Fizyki UMCS tradycyjne „Pokazy z fizyki”. Koncepcja pokazów w ośrodku lubelskim została wysunięta i po raz pierwszy zrealizowana w roku 1953 przez prof. Wacława Staszewskiego. Głównym celem pokazów jest zainteresowanie fizyką młodzieży szkół średnich regionu lubelskiego. Pokazy są zawsze dużym przedsięwzięciem organizacyjnym, technicznym i dydaktycznym. W organizacji ostatnich, XXIII Pokazów z fizyki, uczestniczyły Oddział Lubelski PTF i Instytut Fizyki UMCS w Lublinie. Kierownikiem organizacyjnym pokazów był dr Janusz Zinkiewicz, a obowiązki przewodniczącego ich komisji dydaktycznej pełniła doc. dr hab. Danuta Stachórska.

W ramach XXIII Pokazów z fizyki przedstawiono eksperymenty z zakresu 9 tematów: siła dośrodkowa, drgania-fale-rezonans, efekty gيروسkopowe, układ relaksacyjny, ciśnienie atmosferyczne, własności światła laserowego, wrażenia barwne, fotokomórki i niskie temperatury. Według zgodnych ocen publiczności, nauczycieli fizyki i komisji dydaktycznej najbardziej atrakcyjnymi i dydaktycznie najlepiej pokazanymi były eksperymenty w ciągu tematycznym drgania-fale-rezonans i oryginalne eksperymenty związane z układem relaksacyjnym. XXIII Pokazy z fizyki obejrzało ponad 3 tysiące osób. Liczba widzów w całej historii pokazów przekroczyła 90 tysięcy osób.

Józef Pomorski

XVI Zgromadzenie Ogólne IUPAP

Leonard Sosnowski prezesem Unii

W dniach 17—20 września 1978 r. odbyło się w Sztokholmie, w siedzibie Królewskiej Szwedzkiej Akademii Nauk, XVI Ogólne Zgromadzenie Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP). Zasadniczym celem Zgromadzenia jest wybór nowych władz Unii (Komitetu Wykonawczego oraz Komisji Przedmiotowych). Równocześnie jednak zgromadzenie delegatów krajów wchodzących w skład Unii (jest ich 39, a byli obecni delegaci 29) stwarza bardzo dobrą okazję do przedyskutowania pewnych ogólnych problemów związanych ze współpracą międzynarodową, z działalnością fizyków z krajów rozwiniętych w pomocy krajom rozwijającym się itp. Wreszcie naukowy akcent, który towarzyszy tym zgromadzeniom, polega na zaproszeniu kilku wybitnych specjalistów, by w przeglądowych referatach przedstawili ostatnie osiągnięcia w reprezentowanej przez nich dziedzinie badań.

Polska jest jednym z najaktywniejszych członków IUPAP. Należy ona do 13 krajów, które w 1922 roku uczestniczyły w zjeździe założycielskim. Przedstawiciele polskiej fizyki sześciokrotnie pełnili funkcję wiceprzewodniczących Unii (ostatnio, pierwszym wiceprzewodniczącym był prof. Leonard Sosnowski). Również wielu Polaków uczestniczyło w pracach różnych Komisji Unii. Na obecnym zjeździe Polski Komitet Narodowy IUPAP był reprezentowany przez dwuosobową delegację (prof. T. Skaliński i doc. A. Kujawski).

Zgromadzonych na sesji inauguracyjnej Unii (w niedzielę, dnia 17 września) powitał w imieniu władz szwedzkich minister oświaty

J. E. Wikstroem, a w porannej sesji poniedziałkowej wziął udział król Szwecji Karol Gustaw XVI, który wysłuchał odczytu Kai Siegbahna o spektroskopii elektronowej.

Niezbyt fortunny rozkład lotów sprawił, że przybyliśmy do Sztokholmu w niedzielę 17, po południu. Mimo natychmiastowego udania się z lotniska do siedziby Akademii zdążyliśmy dopiero na zakończenie pierwszego z wykładów naukowych (D. A. Bromley mówił o granicach fizyki i ich roli w społeczeństwie).

Właściwe obrady Walnego Zgromadzenia rozpoczęły się od poniedziałku 18 (po wykładzie Siegbahna). Podzielono je na cztery sesje. W pierwszej, po części ogólnej, podjęto dyskusję nad działalnością komisji, rozważano sprawę ich ewentualnego łączenia, zakresu ich działalności programowej, wreszcie omawiano propozycje dotyczące ich składu osobowego. Ten ostatni punkt był poruszony już na pierwszej sesji, by umożliwić krytyczne przejście kandydatur zgłoszonych przez Komitet Wykonawczy na podstawie wniosków Komitetów Narodowych i Komisji i uzupełnienie ich ewentualnymi dodatkowymi wnioskami.

Sesję drugą poświęcono części sprawozdawczej (przewodniczącego, skarbnika, Komitetów Narodowych i Komisji). Dyskutowano również sprawę stosunków między IUPAP-em i ICSU (Międzynarodową Radą Unii Naukowych).

Sesja trzecia była poświęcona sprawozdaniu finansowemu, dyskusji nad przyszłą polityką Unii, a kulminacyjnym jej punktem były wybory Komitetu Wykonawczego i Komisji na okres 1978—81. Bliższe szczegóły dotyczące wyniku tych wyborów są podane w dodatku do tego sprawozdania. Tu nadmienimy tylko, że uznano za celowe połączenie Komisji C2 (Symbole, Jednostki, Nazewnictwo) z C13 (Masy Atomowe). Połączenie Komisji C15 (Fizyka Atomowa, Molekularna i Spektroskopja) z C17 (Elektronika Kwantowa) uznano za przedwczesne i odłożono do czasu przedyskutowania tego bezpośrednio przez zainteresowane komisje. Wreszcie co do komisji C8 (Półprzewodniki), C9 (Magnetyzm) i C10 (Fizyka Ciała Stałego) przeprowadzono wyraźne rozgraniczenie zakresu tematycznego ich działalności (szczególnie w stosunku do C10).

Prezesem Unii na okres 1978—81 wy-

brano jednogłośnie profesora Leonarda Sosnowskiego.

Ostatnia sesja poświęcona była dyskusji nad sprawami ogólnymi, jak np.: swobodna cyrkulacja uczonych, górna granica wysokości składek konferencyjnych (ustalono ją na 100 \$ dla wielkich konferencji typu A, z tym że suma ta winna obejmować koszty opublikowanych materiałów konferencji). Prezesa i Sekretarza Generalnego IUPAP uprawniono do przyznawania, na podstawie rekomendacji odpowiedniej Komisji, patronatu IUPAP dla małych konferencji specjalistycznych typu C. Inne wnioski, jakie zgłaszano, dotyczyły ważności ułatwień (m. in. ze strony władz celnych) przy wymianie materiałów i aparatury do badań, w szczególności dla laboratoriów w krajach rozwijających się, sprawy reprezentacji IUPAP-u w Unii Astrofizycznej. Potwierdzono również uchwałę Walnego Zgromadzenia z 1975 r. dotyczącą dezyderatu, by fizycy z ChRL zostali wciągnięci do współpracy z IUPAP-em. Komisja C2 rozprawiła między uczestników Walnego Zgromadzenia najnowsze (opublikowane w 1978 r.) zestawienie symbolów, oznaczeń i definicji.

Wspomniałem już o dwóch wykładach wygłoszonych w ramach programu naukowego. Pozostałymi były: Torleifa Ericsona (z CERN-u) o nieelektronowych atomach i Witalija Gołdańskiego z Moskwy o kwantowo-molekularnych zjawiskach tunelowania w chemii, biologii i astrofizyce. Wszystkie cztery wykłady były ogromnie interesujące i znakomicie wygłoszone.

Uzupełnieniem tego programu było przyjęcie delegatów na ratuszu, przez władze miejskie Sztokholmu i zwiedzanie miasta i okolic. Organizacja całego zgromadzenia była doskonała, a sekretariat lokalny zdumiewał swą sprawnością.

Władze IUPAP:

Komitet Wykonawczy — Prezes: L. Sosnowski (PL)

Poprzedni prezes: C. C. Butler (UK)

I Wiceprezes: K. Siegbahn (S)

Wiceprezisi: A. Abragam (F), D. A. Bromley (USA), R. Kaischew (BG), I. Imai (J), O. Madelung (D), P. Mazur (NL), Y. A. Ossipyan (USSR), D. Sette (I)

Sekretarz Generalny: L. Kerwin (CDN), Z-ca Sekretarza Generalnego J. S. Nilsson (S)

EPS

Komisje: (podajemy nazwiska przewodniczących, sekretarzy oraz polskich członków komisji)

Następne dziesięć lat

- C2+C13 (Symbole, Jednostki, Nazewnictwo i Masy Atomowe) — Przew.: L. Vilena (E), Sekr.: R. C. Barber (CDN)
- C3 (Termodynamika i Mechanika Statystyczna) — Przew.: L. P. Gorkov (USSR), Sekr.: P. C. Hemmer (N), I. Białyński-Birula
- C4 (Promienie Kosmiczne) — Przew.: S. Miyake (J), Sekr.: A. W. Wolfendale (UK)
- C5 (Najniższe Temperatury) — Przew.: D F. Brewer (UK), Sekr.: R. Tournier (F)
- C6 (Publikacje) — Przew. J. Hamilton (DK), Sekr.: F. Stenman (SF), W. Czyż
- C7 (Akustyka) — Przew.: R. T. Beyer (USA), Sekr.: B. L. Clarkson (UK), L. Filipczyński
- C8 (Półprzewodniki) — Przew.: C. Hilsum (UK), Sekr.: R. Enderlein (DDR), W. Zawadzki
- C9 (Magnetyzm) — Przew.: G. de Vries (NL), Sekr.: M. B. Stearns (USA)
- C10 (Fizyka Ciała Stałego) — Przew.: P. Nozières (F), Sekr.: H. Ehrenreich (USA)
- C11 (Cząstki i Pola) — Przew.: E. L. Goldwasser (USA), Sekr.: P. Falk-Vairant (CH), A. K. Wróblewski
- C12 (Fizyka Jądrowa) — Przew. F. Ajzenberg-Selove (USA), Sekr.: T. Mayer-Kuckuk (D), Z. Wilhelmi
- C14 (Nauczanie Fizyki) — Przew. A. P. French (USA), Sekr.: P. J. Kennedy (UK)
- C15 (Fizyka Atomowa, Molekularna i Spektroskopia) — Przew.: A. L. Schwalow (USA), Sekr.: C. Nordling (S)
- C16 (Fizyka Plazmy) — Przew.: M. B. Gottlieb (USA), Sekr.: H. Wilhelmsson (S)
- C17 (Elektronika Kwantowa) — Przew.: B. Lax (USA), Sekr.: K. Junge (DDR), A. Piekara

Jednym z delegatów do Międzynarodowej Komisji Ogólnej Teorii Względności i Gravitacji wybrano A. Trautmana.

26 września 1978 minęło dziesięć lat od założenia Europejskiego Towarzystwa Fizycznego. Z tej okazji *Europhysics News* zamieszcza streszczenie wywiadu z prof. Antonino Zichichi, prezesem EPS. Prof. Zichichi stwierdził, że EPS zostało zdecydowanie powszechnie uznane jako europejskie forum fizyki obejmujące wszystkie jej działy. Patrząc w przyszłość musimy rozważyć, jakie są nasze właściwe cele i co mamy nadzieję osiągnąć. W szerokim sensie, naszym celem jest rozwijanie kultury naszego świata. Zawsze można znaleźć uzasadnienie, aby stać w miejscu, aby patrzeć wstecz na to, co już zostało dokonane. To jest szczególnie prawdziwe, jeśli współpracować mają ludzie i organizacje związane z różnymi kulturami, religiami czy ustrojami politycznymi.

Zawsze mogą być rozbieżności między różnymi ludźmi i różnymi organizacjami. Naszą rolą jest szukać elementów jedności i wykorzystywać je. Musimy też opierać się tendencji zamykania się w oddzielne komórki. EPS jest towarzystwem wszystkich fizyków, towarzystwem, w którym mogą oni pracować dla wzajemnego pożytku.

Mamy np. obecnie w Europie w trakcie realizacji pewną liczbę wielkich zamierzeń, które interesują całą wspólnotę fizyków, a nie tylko specjalistów w poszczególnych dziedzinach. Wymienię tu urządzenie przeciwbieżnych wiązek elektronów i pozytonów, które mogłyby być wykorzystane we współpracy z innymi kontynentami; supersynchrotron mający produkować protony o energii rzędu 1 TeV, którego budowę rozważa się obecnie w ZSRR; europejskie źródło promieniowania synchrotronowego; JET (Joint European Thorus); radiointerferometr fal milimetrowych. EPS musi odegrać rolę w rozwoju tych zamierzeń, w ich koordynacji, a nawet w informowaniu o nich ogółu fizyków. Dlatego EPS organizuje sympozjum w związku z zebraniem Rady EPS w marcu 1979 w Rzymie, gdzie te zamierzenia będą przedstawione. Jest chyba słuszne, że gdy zbieramy fizyków tak wielu specjalności z całej Europy, to nie po-

Tadeusz Skaliński

winniśmy ograniczać się do omawiania jedynie spraw organizacyjnych.

Najbardziej istotną rolę w rozwoju naszej kultury odgrywają uniwersytety. Dlatego EPS musi się z konieczności opierać o świat akademicki, co bynajmniej nie oznacza wyłączenia jakiegokolwiek innej grupy fizyków. Jest więc słuszne, aby EPS odgrywał czynną rolę w tworzeniu nowych europejskich instytucji akademickich, naukowych i technicznych. EPS np. powinien być przygotowany do dyskusji o tworzeniu Europejskiego Uniwersytetu służącego czystej nauce oraz Politechniki Rejonu Morza Śródziemnego, mającej szczególne znaczenie dla krajów rozwijających się i przez to ukierunkowanej raczej ku naukom o Ziemi, naukom biologicznym i zagadnieniom zastosowań nauki.

Europa jest podzielona, a jednocześnie wzbogacona przez różnorodność języków i kultur, które obejmuje. Nie niszcząc bogactwa wypływającego z tej różnorodności, powinniśmy szukać jedności w praktycznym działaniu w takich sprawach, jak np. ujednoczenie norm kwalifikacyjnych dotyczących stopni naukowych oraz opracowanie jak najlepszych metod dydaktycznych. Wszyscy należymy do nowej Europy i mamy obowiązek wnieść udział w tworzenie nowych europejskich instytucji, które mają odpowiadać potrzebom nie tylko dnia dzisiejszego, ale i dalszej przyszłości.

Jednocześnie nie możemy ulegać mentalności wyspiarskiej i dać się opanować obsesji problemów lokalnych, uważając Europę za izolowany zakątek świata. Musimy być gotowi do współpracy z naszymi kolegami z innych kontynentów. Rozwój komunikacji jest pomocą do wzajemnego zrozumienia i wzajemnej tolerancji. Fizyka jest dziedziną, w której możemy i powinniśmy komunikować się, co stanowi nasz wkład do tworzenia światowej społeczności. Bez względu na jakiegokolwiek aktualne trudności, z którymi możemy się spotykać, światowe towarzystwo fizyczne jest czymś, do czego powinniśmy dążyć.

Stawiając sobie te długoterminowe cele, nie możemy oczywiście zaniedbywać bieżącej działalności naszego towarzystwa, koniecznej dla jego pomyślnego rozwoju. Na przykład organizowanie i koordynowanie konferencji

jest zadośćuczynieniem podstawowej potrzeby. Bardzo ważny, a jednocześnie bardzo skomplikowany jest wysiłek ku polepszeniu sytuacji w dziedzinie publikacji. Jeśli chodzi o najnowsze inicjatywy, to bardzo ważne są plany dotyczące wizytujących profesorów oraz stypendiów. Zrobiliśmy już skromny początek w tym kierunku. Teraz te plany muszą być rozszerzone i rozwinięte, aby stały się reprezentatywne dla całej Europy. Ustalony schemat wymiany wizytujących profesorów i stypendiów miałby ogromny wpływ na dojrzewające pokolenie fizyków i na ośrodki, w których będą pracować.

B. W.

Europhysics News 9, No 9, 1978

Nominacje na profesorów

Rada Państwa nadała następujące tytuły naukowe:

Tytuł profesora zwyczajnego nauk fizycznych otrzymali: Andrzej Budzanowski — prof. nadzw. w Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie, Stanisław Ogaza — prof. nadzw. w Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie.

Tytuł profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych otrzymali: Sylwester Porowski — dr hab. w Ośrodku Badawczo-Rozwojowym Wysokich Ciśnień w Celestynowie, Jerzy Wdowczyk — doc. w Instytucie Badań Jądrowych, Oddział w Łodzi.

Nominacje wręczył w Belwederze w dniu 26. IX. 1978 r. Przewodniczący Rady Państwa prof. Henryk Jabłoński.

E. W.

XXV lat Instytutu Fizyki PAN

Instytut Fizyki PAN obchodził XXV rocznicę swego istnienia. Z tej okazji odbyła się 19 października 1978 uroczysta sesja Rady Naukowej IF PAN. Dyrektor Instytutu prof. Jerzy Kołodziejczak przedstawił dwudziestopięcioletnią działalność Instytutu. Prezes PAN, prof. W. Nowacki w krótkim przemówieniu podkreślił rolę wybitnych fizyków, w szczególności prof. Leonarda Sosnowskiego,

w rozwoju Instytutu, po czym udekorował kilku szczególnie zasłużonych pracowników odznaczeniami państwowymi. Nagrody naukowe Sekretarza Naukowego PAN za osiągnięcia w koordynowanych przez IF PAN badaniach wręczył prof. J. Kaczmarek. Następnie odbyły się promocje doktorskie i wręczenie dyplomów doktorom habilitowanym.

W części popołudniowej wygłoszono dwa referaty naukowe. Prof. Julian Auleytner mówił o rentgenowskich i elektronomikroskopowych badaniach defektów sieci krystalicznej, a prof. Włodzimierz Zawadzki o transporcie elektronów w półprzewodnikach z wąską przerwą energetyczną.

W jednym z najbliższych zeszytów *Postępów Fizyki* zamieścimy artykuł na temat historii Instytutu Fizyki PAN.

B. W.

Profesor Jacob Kistemaker doktorem *honoris causa* UMCS

W dniu 23 października 1978 r. w Lublinie odbyła się uroczystość nadania tytułu doktora *honoris causa* Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej Jacobowi Kistemakerowi, profesorowi Uniwersytetu w Lejdzie i dyrektorowi Instytutu Atomowej i Molekularnej Fizyki w Amsterdamie. Promotorem doktoratu był doc. dr hab. Bogdan Adameczyk, dyrektor Instytutu Fizyki UMCS.

Prof. Jacob Kistemaker, światowej sławy fizyk holenderski, urodził się w Winkel w 1917 r. Doktorat uzyskał w roku 1945 na Uniwersytecie w Lejdzie, zaś tytuł profesora otrzymał w roku 1955.

Prof. Jacob Kistemaker kieruje ośrodkiem w Amsterdamie od roku 1947. Jest członkiem holenderskiej Rady d/s Badania Przestrzeni Kosmicznej, holenderskiej Rady d/s Energii, generalnym konsultantem naukowym d/s ultrawirówki w Holenderskim Centrum Reaktorowym, honorowym członkiem holenderskiego Towarzystwa Techniki Wysokich Próżni oraz członkiem wielu innych organizacji i stowarzyszeń naukowych. Prof. J. Kistemaker jest członkiem kolegów redakcyjnych czasopism fizycznych o światowej cyrkulacji, takich jak *Physica*, *Zeitschrift für Natur-*

forschung, *Radiation Effects* i *Journal of Physics D*.

Główna problematyka badawcza prof. J. Kistemakera dotyczy separacji izotopów, spektrometrii mas, oddziaływania elektronów i jonów z materią, fizyki plazmy, fizyki próżni i fizyki medycznej. Jego dorobek naukowy z tych dziedzin fizyki wynosi sto kilkadziesiąt prac.

W amsterdamskim instytucie kierowanym przez prof. J. Kistemakera pracuje zawsze kilkunastu pracowników naukowych z różnych ośrodków fizyki w świecie. W Instytucie tym przebywało także kilku pracowników Instytutu Fizyki UMCS, spotykając się tam z serdecznością i życzliwością. Wynikiem współpracy naukowej Instytutu Fizyki UMCS z Instytutem Atomowej i Molekularnej Fizyki są wspólne prace i publikacje.

Uroczystość nadania doktoratu h. c. odbyła się w Teatrze Akademickim UMCS. Prof. J. Kistemakerowi towarzyszyła małżonka. Sylwetkę prof. J. Kistemakera i jego osiągnięcia naukowe przestawił promotor doc. Bogdan Adameczyk. Dostojnemu doktorantowi dyplom wręczył rektor Uniwersytetu prof. dr hab. Wiesław Skrzydło. Na uroczystość nadania tytułu przybył ambasador Królestwa Holandii w PRL Evrhardus J. Korthals Altes. Oficjalnymi delegatami Instytutu Atomowej i Molekularnej Fizyki w Amsterdamie byli dr A. J. H. Boerboom i dr A. E. de Vries. Obecni byli także przedstawiciele wojewódzkich i miejskich władz Lublina oraz innych ośrodków naukowych w kraju. Piękną oprawę muzyczną nadały uroczystości zespoły artystyczne UMCS, chór i orkiestra kameralna „Camerata”.

Doktorat nadany prof. J. Kistemakerowi jest trzynastym doktoratem h. c. w historii UMCS, czwartym przyznany fizykowi. Poprzednikami prof. J. Kistemakera wśród fizyków byli Irena i Fryderyk Joliot-Curie oraz Sandor Szalay.

W dniu 24 X. 1978 r., przed posiedzeniem naukowym Lubelskiego Oddziału PTF, prorektor UMCS doc. dr hab. Kazimierz Sykut wręczył prof. J. Kistemakerowi medal Uniwersytetu „Nauka w służbie ludu”, przyznany wybitnemu uczoneму przez senat za zasługi w kształceniu kadry naukowej Uczelni.

Józef Pomorski

NAGRODA NOBLA

Nagrodę Nobla z fizyki za rok 1978 otrzymał w połowie Piotr Kapica za fundamentalne odkrycia i wynalazki w dziedzinie fizyki niskich temperatur, a w połowie Arno A. Penzias i Robert W. Wilson za odkrycie reliktowego promieniowania elektromagnetycznego.

Piotr Kapica

Jednym z laureatów nagrody Nobla przyznanej w r. 1978 w dziedzinie fizyki jest wybitny uczony z ZSRR Piotr (Leonidowicz) Kapica. Nagroda została przyznana za fundamentalne odkrycia i wynalazki w dziedzinie fizyki niskich temperatur.

Piotr Kapica urodził się 8 lipca 1894 r. w Kronsztadzie k. Leningradu. W roku 1918 ukończył Wydział Elektro-Mechaniczny Piotrogadzkiego Instytutu Politechnicznego. W czasie studiów zwrócił na siebie uwagę A. F. Joffego, pod którego kierunkiem pracował do r. 1921. W latach 1921—1934 przebywał w Anglii, gdzie pracował u Rutherforda na Uniwersytecie w Cambridge (Laboratorium Cavendisha). Doceniając pasję naukową Kapicy Rutherford wybudował dla niego w r. 1933 osobne laboratorium nazwane imieniem Monda (chemika i multimilionera). Gdy w r. 1934 Kapica wracał do kraju, Rutherford zdecydował się przekazać mu całe urządzenie owego laboratorium. Warto wspomnieć, że transportowi towarzyszył PAM Dirac.

Stopień doktora nauk matematyczno-fizycznych otrzymał w r. 1928; w rok później został członkiem korespondentem, a po 10 latach — członkiem rzeczywistym Akademii Nauk ZSRR.

Od r. 1939 Kapica był kolejno kierownikiem szeregu katedr na Uniwersytecie Moskiewskim. Od wielu lat jest dyrektorem słynnego Instytutu Problemów Fizycznych AN ZSRR, w którym pracami teoretycznymi kierował L. D. Landau.

W uznaniu zasług naukowych otrzymał wiele nagród i wyróżnień w ZSRR i za granicą. Został m. in. uhonorowany medalem Franklina, medalem Faradaya oraz członkostwem ponad dwudziestu akademii (od r. 1963 PAN) i stowarzyszeń naukowych.

Jest doktorem *honoris causa* Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie i Uniwersytetu Wrocławskiego.

Zainteresowanie Kapicy fizyką niskich temperatur zostało uwiecznione w r. 1934 pierwszym poważnym sukcesem. Zaproponował mianowicie nowy, najekonomiczniejszy ze znanych, typ skraplarki helu działającej cyklicznie. Nosi ona obecnie nazwę skraplarki Kapicy. Warto podkreślić, że wykonany przez projektodawcę egzemplarz skraplarki pracował od r. 1934 do r. 1949. Wynalazek ten pozwalający otrzymywać w sposób stosunkowo prosty znaczne ilości ciekłego helu przyczynił się znacznie nie tylko do rozwoju badań nad zadziwiającymi własnościami ciekłego helu, ale i do rozwoju wszelkich działów fizyki i techniki gdzie potrzebne są tzw. „temperatury helowe”.

Sam Kapica zajął się również bardzo intensywnie badaniami własności helu w pobliżu 2 K i w sposób najbardziej wnikliwy znalazł dla nich „wspólny mianownik”.

Hel został skroplony w r. 1908 przez Kamerlingh Onnesa, który w r. 1911 wykrył, że w okolicy 2.2 K gęstość helu osiąga maksimum. Od tego czasu zaczęto w pobliżu 2.2 K obserwować różne, trudne ówczasie do wyjaśnienia własności helu. Np. W. H. Keesom i polski fizyk M. Wolfke zauważyli w r. 1927, że stała dielektryczna helu doznaje małego skoku w okolicy 2.3 K. Uczeni ci pierwsi zrozumieli, że ciekły hel w temp. 2.3 K przechodzi z jednej fazy ciekłej do drugiej. Dla faz tych zaproponowali nazwy hel I i hel II, co obecnie jest powszechnie przyjęte.

W r. 1936 W. H. Keesom i pani A. P. Keesom (córka) wykryli olbrzymie przewodnictwo cieplne helu II (np. 10⁸ razy większe niż przewodnictwo czystej miedzi). Nazwali je „nadzwyczajnym przewodnictwem” ciepła, a F. London „termicznym nadprzewodnictwem”. W r. 1938 Kapica opublikował w *Nature* krótką pracę pt. „Lepkość ciekłego helu w pobliżu punktu λ ” *. Oszacował on, że lepkość helu poniżej punktu λ musi być mniejsza 10⁴ razy od lepkości gazowego wodoru. W pracy tej, nawiązując do prac dotyczących przewodnictwa cieplnego pisze: „... autor (tzn. P. Kapica — przyp. mój) wy-

* Por. np. Z. Galasiewicz, *Helium* 4, Pergamon Press, Oxford 1971, str. 338.

suwa hipotezę, która mówi, że nienormalne przewodnictwo cieplne nie jest wynikiem wyjątkowych własności termicznych helu II, ale że ciepło jest przenoszone przez prądy konwekcyjne, których występowanie może być antycypowane dzięki wyjątkowo wielkiej ciekłości helu II i dlatego autor sugeruje, aby nazwać ją nadciekłością (nadpłynnością) ... Tak więc reprezentuje pogląd, że hel II musi być rozpatrywany raczej jako ciecz nadpłynna niż «cieplonadprzewodząca». Tak zostało zaanonsowane odkrycie jednej z najciekawszych własności fazy skondensowanej, mianowicie nadpłynności helu. W następnej, bardzo obszernej pracy, pt. „Badania nad przekazem ciepła w helu II” opublikowanej w *J. Phys. USSE* (1941) zaprezentował Kapica szereg bardzo finezyjnych doświadczeń. W jednym z nich naczynie Dewara, wypełnione helem i zakończone kapilarą, zostało zanurzone w zbiorniku z helem II. W naczyniu był mały grzejnik. Gdy on działał, rejestrowany był przy pomocy wagi skręceń stały wypływ cieczy z naczynia Dewara. Ponieważ naczynie nie opróżniało się, wynikało, że istnieje wpływ do naczynia, ale nie związany z przepływem cieczy lepkiej. (W przypadku przeciwnie skierowanych strumieni „lepkich” waga skręceń nie reagowałaby). Tak więc strumień wychodzący przenosił ciepło i posiadał lepkość w przeciwieństwie do strumienia wchodzącego. W języku modelu dwucieczowego helu II, zaproponowanego przez teoretyków L. Tiszę i L. D. Landaua, pierwszy strumień może być zidentyfikowany jako przepływ składowej normalnej, a drugi — składowej nadpłynnej.

Z eksperymentu Kapicy wynika, że składowa nadpłynna może „przechodzić” przez składową normalną. Jest to podstawa mechanizmu „termicznego nadprzewodnictwa” helu mająca swoje źródło w jego nadpłynności.

Warto zauważyć, że publikując swoją pracę Kapica nie znalazł jeszcze powstającej w murach tego samego instytutu dwucieczowej teorii helu II Landaua, opublikowanej nieco później, ale też w r. 1941. Wysyłając do druku swoją pracę Landau znalazł już wyniki Kapicy i mógł stwierdzić, że jego teoria tłumaczy je w sposób idealny.

Badając przekaz ciepła w helu II, Kapica wykrył interesujące zjawisko zwane obecnie

„skokiem temperatury Kapicy”. Mianowicie zaobserwował on, że jeśli ciało stałe znajduje się w kontakcie z helem II i przez powierzchnię przekazywane jest do helu ciepło, to w cieczy, w warstwie 10^{-3} cm, powstaje stała różnica temperatur (skok) między ciałem stałym a cieczą, proporcjonalna do strumienia przekazywanego cieplą.

Kapica doszedł do wniosku, że granica między ciałem stałym a cieczą jest źródłem tzw. oporu cieplnego, zwanego dziś „oporem Kapicy”. Ponieważ hel jest uniwersalną cieczą kriogeniczną, niezbędną przy chłodzeniach wstępnych we wszystkich metodach otrzymywania najniższych temperatur, charakterystyki wymienników ciepła są określane w znacznej mierze przez opór Kapicy.

Tak można by szkiecowo przedstawić podstawowe rezultaty badań Piotra Kapicy, stanowiące fundamentalny wkład do fizyki niskich temperatur.

Związanie się Kapicy z helem doprowadziło w końcu lat czterdziestych do jeszcze jednego, a nieoczekiwanego sukcesu. Zajmował się on wtedy problemem budowy generatorów promieniowania o bardzo wysokich częstościach. Okazało się, że w helu w kolbie kwarcowej umieszczonej w wiązce promieniowania generatora powstało wyładowanie połączone z jasnym świeceniem. Po skonstruowaniu rezonatora promieniowania utworzona w jego centrum plazma elektronowa osiągnęła temperaturę rzędu miliona stopni. Odkryto tu nową drogę, której celem jest reaktor termojądrowy.

Najbliżsi współpracownicy nazywają Piotra Kapicę „centaurem”. Być może przysłowiowe zdrowie jednego z „duantów” tworzących centaury pozwoliło, po 40 latach oczekiwania, doczekać nagrody Nobla, która mu się absolutnie należała.

Zygmunt Galasiewicz

Arno A. Penzias i Robert W. Wilson

Odkrycie reliktoowego promieniowania elektromagnetycznego ma bardzo ważne implikacje kosmologiczne porównywalne ze stwierdzonym przez Hubble’a rozszerzaniem się Wszechświata. Trzeba tu wyraźnie podkreślić, że Penzias i Wilson odkryli promieniowanie

reliktowe zupełnie przypadkowo. Znanej amerykańskiej firmie Bell Telephone zlecono skonstruowanie i przetestowanie anteny do odbioru słabych sygnałów radiowych o częstotliwości 4080 Mc/s ($\lambda = 7,35$ cm). Antena ta miała służyć do utrzymywania łączności radiowej z sondami kosmicznymi serii Echo przeznaczonymi do badania otoczenia Słońca. Wybór częstotliwości nie był przypadkowy, z oszacowań wynikało, że zakłócenia wywołane przez wiatr słoneczny będą wówczas najmniejsze. W trakcie kalibrowania anteny w Bell Telephone Laboratories (Holmdel, New Jersey) Penzias i Wilson zauważyli, że antena rejestruje ciągle słaby sygnał. Gdyby źródłem sygnału było ciało doskonale czarne, to jego temperatura wynosiłaby $3,5 \pm 1,0$ K. Po dziesięciu miesiącach intensywnych badań okazało się, że sygnał ten nie zależy ani od kierunku ustawienia anteny, ani od pory dnia i roku oraz nie jest sztucznym efektem wywołanym przez układ wzmacniający. Oznaczało to, że źródłem sygnału jest obiekt astronomiczny, a raczej obiekty astronomiczne rozłożone jednorodnie w przestrzeni. Aby utwierdzić się w swoich przypuszczeniach, Penzias i Wilson skontaktowali się z położonym o 50 km dalej uniwersytetem w Princeton. Dopiero wówczas dowiedzieli się, że prawdopodobnie dokonali epokowego odkrycia.

W Princeton grupa fizyków pod kierunkiem R. H. Dickego pracowała właśnie nad skonstruowaniem anteny i specjalnego urządzenia do detekcji słabych sygnałów radiowych w zakresie centymetrowych długości fali. Zdaniem Dickego Wszechświat powinien być wypełniony promieniowaniem elektromagnetycznym o widmie zbliżonym do widma promieniowania ciała doskonale czarnego o temperaturze nie wyższej od 40 K, które jest pozostałością po wczesnych etapach ewolucji Wszechświata, kiedy to materia była jeszcze bardzo gęsta i bardzo gorąca. Konstrukowane urządzenie miało służyć do wykrycia tego promieniowania. W kilka tygodni po odkryciu Penziasa i Wilsona grupa w Princeton potwierdziła ich wyniki na długości fali 3,2 cm, a wkrótce radioastronomowie z Cambridge dokonali pomiaru na długości fali 21 cm.

Penzias i Wilson opublikowali swoje wyniki w krótkiej dwustronicowej notatce zatytułowanej „A measurement of excess antenna tem-

perature at 4080 Mc/s” zamieszczonej w *Astrophysical Journal* (142, 419 (1965)). Ich notatkę poprzedza równie zwięzła praca „Cosmic blackbody radiation” Dickego, Peeblesa, Rolla i Wilkinsona.

Aby przekonać się, czy odkryte promieniowanie jest poszukiwanym promieniowaniem reliktowym, trzeba było zbadać jego widmo i stwierdzić, czy odpowiada ono promieniowaniu ciała doskonale czarnego. Nie było to niestety takie proste, gdyż krótkie fale elektromagnetyczne są bardzo silnie pochłaniane przez cząsteczki pary wodnej.

Od 1941 roku dzięki obserwacjom McKellara wiadomo było, że w widmie gwiazdy ζ Ophiuchi występują linie CN, przy czym stosunek liczby cząsteczek w stanie wzbudzonym do liczby cząsteczek w stanie podstawowym był wyższy niż oczekiwano. McKellar oszacował nawet, zakładając, że cząsteczki znajdują się w kąpieli cieplnej, temperaturę kąpieli na 2.3 K. Po odkryciu Penziasa i Wilsona powrócono do tych obserwacji i dzięki nim udało się uzyskać informacje o energii promieniowania tła w milimetrowym obszarze długości fali. Dokładne pomiary radiometryczne dla fal milimetrowych przeprowadzono trzy lata temu. Potwierdziły one planckowski charakter widma promieniowania tła, a zatem i jego reliktowe pochodzenie.

Promieniowanie reliktowe mogło być odkryte już przeszło 30 lat temu. W 1945 roku G. Gamow wysunął hipotezę, że pierwiastki występujące obecnie w przyrodzie powstały we wczesnych etapach ewolucji Wszechświata, przy czym temperatura powinna być wówczas odpowiednio wysoka. Znając stosunek wodoru do helu Gamow oszacował, że obecnie promieniowanie reliktowe powinno mieć temperaturę około 10 K, a następnie Alpher i Herman i niezależnie Gamow w 1950 roku ocenili wartość tej temperatury na 5 K. Przez długi okres nikt nie potraktował poważnie tych przewidywań, być może dlatego, że teoria powstawania pierwiastków rozwijana przez Gamowa nie była w stanie wyjaśnić obserwowanego ich rozpowszechnienia. Wyniki Gamowa nie były znane radioastronomom. Dopiero na początku lat 60. R. H. Dicke w Stanach Zjednoczonych i J. B. Zeldowicz w Związku Radzieckim zaczęli interesować się modelem gorącego

Wszczęświata. Dwaj młodzi współpracownicy Zeldowicza I. D. Nowikow i A. G. Doroszkiewicz analizując dokładnie tło promieniowania elektromagnetycznego w 1964 r. wykazali, że energia promieniowania reliktowego w centymetrowym obszarze widma powinna być większa od energii tła promieniowania galaktyk. Było to pierwsze teoretyczne wykazanie możliwości obserwacyjnego odkrycia promieniowania reliktowego. Dicke natomiast chciał obserwacyjnie sprawdzić, czy jego koncepcja gorącego początku Wszczęświata była słuszna.

Los jednak sprawił, że pierwszego pomiaru temperatury promieniowania reliktowego dokonali przypadkowo Penzias i Wilson. Natomiast duże pretensje do losu o brak szczęścia może mieć Dicke, który w 1945 roku opracował układ pomiarowy do rejestracji słabych sygnałów radiowych w obszarze mikrofalowym, a w 1964 roku rozpoczął, po dokonaniu teoretycznych ocen, systematyczne przygotowania do badania tła promieniowania elektromagnetycznego.

Marek Demiański

Medal Lebidiewa

Prezydium Akademii Nauk ZSRR nadało Złoty Medal im. P. N. Lebidiewa za rok 1978 Izaakowi Konstantinowiczowi Kikoynowi w uznaniu jego fundamentalnych badań w dziedzinie fizyki ciała stałego, a w szczególności za badania zjawiska fotoelektromagnetycznego, zjawiska Einsteina-de Haasa w nadprzewodnikach, badania właściwości ferromagnetycznych oraz elektronowych właściwości ciekłych metali.

Kikoyn urodził się 28 marca 1908 r. w miejscowości Zagary. Studiował w leningradzkim Instytucie Politechnicznym. Przed wojną pracował w Leningradzie, potem w Świerdłowsku. Od 1943 r. prowadził pod kierunkiem Kurczatowa prace związane z fizyką i energią jądrową w Instytucie Energii Atomowej, jednak główną dziedziną jego zainteresowań jest fizyka ciała stałego. Kikoyn jest także profesorem Uniwersytetu Moskiewskiego i członkiem Akademii Nauk ZSRR. Ma również wielkie zasługi w zakresie kształcenia kadr naukowych, a będąc redaktorem

naczelnym czasopisma *Kwant* przyczynił się znacznie do ulepszania nauczania fizyki w szkołach średnich.

B. W.

Viestnik AN ZSRR No 8, 1978

Nowi członkowie amerykańskiej Akademii Sztuk i Nauk

Amerykańska Akademia Sztuk i Nauk dokonała wyboru nowych członków. Spośród fizyków zostali wybrani m. in.: Herbert L. Anderson (Univ. Chicago), Theodore H. Geballe (Stanford), Roman Jackiw (MIT), Arthur M. Jaffe (Harvard), George H. Vineyard (Brookhaven Nat. Lab.), Robert W. Wilson (Radio Physics Res. Dep., Bell Labs), Peter A. Wolff (MIT).

Na członków honorowych zagranicznych wybrani zostali: Brebis Bleaney (Oxford), Johannes Geiss (Bern), Kai Siegbahn (Upsala).

B. W.

Phys. Today 31, No 8, 1978

Nagroda Schottky'ego

Niemieckie Towarzystwo Fizyczne przyznało doroczną Nagrodę Schottky'ego za badania w dziedzinie fizyki ciała stałego. Otrzymali ją Bernhard Authier (Wacker-Chemtronie, Burghausen, RFN) i Horst Fischer (AEG-Telefunken, Heilbron, RFN) za „opracowanie nowych technologii ekonomicznej produkcji materiałów półprzewodnikowych”. Chodzi tu o specjalną technologię uzyskiwania polikrystalicznego krzemu do baterii słonecznych, pozwalającą na osiągnięcie wydajności baterii ok. 10%, podczas gdy dotychczasowe baterie polikrystaliczne miały wydajność 2—3%. Baterie z monokrystalicznego krzemu mają wydajność wprawdzie większą (12—14%), ale ich produkcja jest znacznie kosztowniejsza.

B. W.

Phys. Today 31, No 8, 1978

Rezonansowe wzbudzenie jonów biegnących kanałem w kryształach

Już w 1965 r. W. W. Okorokow zwrócił uwagę na możliwość wzbudzania jonów biegnących w kryształach (*ŽETF Pisma* 2, 175 (1965)). Próby doświadczalnego stwierdzenia tego zjawiska dawały dotychczas wyniki negatywne lub niejednoznaczne. Dopiero niedawno grupa fizyków i chemików z Oak Ridge National Laboratory opublikowała wyniki wskazujące na to, że przewidziany przez Okorokova efekt rzeczywiście zachodzi.

Jon biegnący kanałem z prędkością v doznaje periodycznych impulsów elektrycznych z częstością $\nu = k(v/d)$, gdzie d jest stałą sieci, a k liczbą całkowitą (1, 2, 3...). Rezonansowe wzbudzenie następuje wtedy, gdy różnica energii poziomów elektronowych biegnącego jonu podzielona przez stałą Plancka odpowiada częstości impulsów periodycznych, doznawanych przez jon. Doświadczenie wykonane w Oak Ridge polegało na przepuszczaniu wiązek jonów boru, węgla, azotu, tlenu lub fluoru przez bardzo cienkie kryształy złota lub srebra w kierunku kanałowania. Jony padające, przyspieszone uprzednio w akceleratorze tandemowym, były wodoropodobne, tzn. pozbawione były wszystkich elektronów z wyjątkiem jednego. Jon, który na swojej drodze w kanale został wzbudzony, traci następnie swój ostatni elektron łatwiej niż jon w stanie podstawowym. Po przejściu przez kryształ wiązka jonów była analizowana w polu magnetycznym, przy czym wyznaczano stosunek liczby jonów wodoropodobnych do liczby jonów pozbawionych ostatniego elektronu. Stwierdzono, że zależność tego stosunku od prędkości padających jonów wykazuje ostre minima dla prędkości odpowiadających częstościom rezonansowym.

B. W.

Phys. Rev. Lett. 40, 843 (1978)

Nowa skala temperatur

Komitety Doradcy d/s Termometrii Międzynarodowego Komitetu Wagi i Miar zatwierdził nową skalę temperatur „EPT-76”, która pokrywa zakres temperatur od 0.5 K

do 30 K. EPT-76 jest skrótem francuskiej nazwy „Echelle Provisoire de Température de 1976 entre 0.5 K et 30 K”. Temperatury na tej skali oznaczane są T_{76} .

Skalę zaprojektowano tak, aby usunąć rozbieżności między skalami opartymi o prężność pary ciekłego helu, IPTS-68, i temperaturą termodynamiczną w tym zakresie. EPT-76 łączy się z IPTS-68 przy temperaturze 27.1 K. Nowa skala oparta jest na jedenastu punktach stałych: czterech niższych punktach stałych skali IPTS-68, potrójnym punkcie neonu, punkcie wrzenia helu i punktach przejścia do nadprzewodnictwa kadmu, cynku, aluminium, indu i ołowiu.

Dokładny opis nowej skali zostanie podany w czasopiśmie *Metrologia* na początku r. 1979.

B. W.

Europhysics News 9, No 9, 1978

Ku ultraszybkim komputerom

Prędkość działania maszyny liczącej ograniczona jest szybkością rozchodzenia się sygnału. Gdyby nawet komputer był wyposażony w obwody logiczne i pamięci działające natychmiastowo, to i tak jego prędkość działania byłaby ograniczona przez czas jaki jest potrzebny, aby sygnał przeszedł z jednego podzespołu do drugiego. Stosowane w dzisiejszych komputerach elementy półprzewodnikowe generują ciepło, które musi być w jakiś sposób odprowadzane, aby uniknąć przegrzania. Problem dysypacji ciepła nakłada granicę na gęstość upakowania elementów półprzewodnikowych, a w konsekwencji na długość drogi sygnału.

Mając to na uwadze w ośrodku IBM w Yorktown Heights (USA) podjęto badania, które mogą doprowadzić do całkiem nowej technologii: elektroniki nadprzewodnikowej. Nie należy się wprawdzie spodziewać, aby w ciągu najbliższych paru lat zbudowano już komputer z elementów nadprzewodzących, ale postęp w tym kierunku jest już znaczny.

W IBM, ponad 50 fizyków i inżynierów zajmuje się tymi problemami. Również w Bell Laboratories, w związku z pracami nad przyrządami z superszybkim przełączaniem, prowadzi się podobne badania. Przełączniki nad-

przewodnikowe są znacznie szybsze od przełączników półprzewodnikowych, a przede wszystkim generują tylko nieznaczne ilości ciepła. Pozwoli to w przyszłości na bardzo gęste upakowanie elementów komputera, a zatem na uzyskanie komputera ultraszybkiego.

Elektronika nadprzewodnikowa rozwija się wykorzystując złącze Josephsona — dwa metale nadprzewodzące rozdzielone cieniutką warstewką (kilkadziesiąt Å) materiału nie nadprzewodzącego, zwykle tlenku któregoś z tych metali. Poniżej pewnej wartości krytycznej prąd elektryczny płynący między tymi dwoma nadprzewodnikami poprzez tlenek jest prądem nadprzewodzenia, tj. bez spadku napięcia na złączu, natomiast powyżej tej wartości krytycznej jest zwykłym prądem omowym ze spadkiem napięcia na złączu. Krytyczną wartość natężenia prądu można ponadto regulować przykładając zewnętrzne pole magnetyczne. Przejście od stanu normalnego do stanu nadprzewodzenia w złączu Josephsona jest wykorzystywane do zastosowania tego złącza jako przełącznika.

W technologii rozwijanej w IBM jako nadprzewodniki stosuje się stop ołowiu z indem i złotem oraz stop ołów-bismut, które są rozdzielone tlenkiem indu. Poszczególne elementy układu izolowane są warstwami tlenku krzemu i pięciotlenku niobu. Całość spoczywa na podkładce krzemowej.

W różnych ośrodkach prowadzi się badania zmierzające do zastosowania elementów nadprzewodnikowych zarówno w układzie logicznym komputera, jak i w szybkiej i polwolnej pamięci.

B. W.

Science 201, No 4356, 1978

Już nie „święta krowa“

Na wiosennym zebraniu Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego w marcu 1978 w Monachium dłuższe przemówienie wygłosił dr Josef Rembser, skarbnik NTF, a jednocześnie kierownik wydziału finansowania badań naukowych w federalnym ministerstwie nauki

i techniki. Główną treść referatu stanowiło przedstawienie wytycznych finansowania badań w RFN w dziedzinie fizyki w wyższych uczelniach oraz instytutach pozauczelnianych, włącznie z instytutami międzynarodowymi. Na marginesie głównego toku przemówienia, dr Rembser poruszył kilka tematów interesujących z ogólniejszego punktu widzenia.

Wspomniał m. in., że fizycy zaczynają odczuwać pewien niepokój w związku z nastrojami pojawiającymi się wśród publiczności, w szczególności w pewnych grupach społecznych, nieprzychylnymi dla nauki, a dla fizyki w szczególności. Naukę czyni się odpowiedzialną za wiele zła występującego we współczesnym świecie: za zbrojenia na poziomie wielokrotnie przewyższającym rzeczywiste potrzeby obronne mocarstw („overkill”), za rozwój broni masowego zniszczenia, za nieludzką technikę niszczącą zasoby naturalne i naturalne środowisko, za zmniejszanie liczby miejsc pracy przez automatyzację. Tego rodzaju tendencje występują w wielu krajach. W marcu 1977 znany amerykański tygodnik *Time* ogłosił artykuł pod tytułem „Nauka nie jest już świętą krową”, w którym omawia coraz powszechniejszą niechęć w stosunku do nauki i techniki występującą w USA.

W innym miejscu dr Rembser cytuje wypowiedź wybitnego fizyka niemieckiego C. F. von Weizsäckera: „Sercem i nerwem nauki są badania podstawowe, gdyż badania podstawowe zmieniają świat. Nauka stosowana jest czymś, co towarzyszy badaniom podstawowym. Kto chce zmieniać świat przez naukę, musi chcieć badań podstawowych. Kto chce przeszkodzić przemianie świata przez naukę, gdyż uważa taką przemianę za niebezpieczną, musi zapobiec rozwojowi badań podstawowych. Wtedy nauka stosowana zamrze sama z siebie”.

Dr Rembser, nie podając źródła swojej informacji i nie biorąc pełnej odpowiedzialności za jej ścisłość, powiedział, że według przybliżonej oceny w dzisiejszych czasach z tekstem każdej publikacji naukowej zapoznaje się gruntownie średnio 1.5 czytelnika, nie licząc autora.

Zastanawiająca jest uwaga dr Rembsera, że fizykom coraz trudniej jest porozumiewać się między sobą, przy czym dotyczy to nie tylko fizyków różnych specjalności, co już od pew-

nego czasu się zauważa, lecz także fizyków jednej specjalności lecz różnych generacji.

B. W.

Phys. Blatt. 34, No 10, 1978

Sylwester Kaliski
(1925—1978)

Dnia 16 września 1978 r. zmarł w wyniku obrażeń doznanych w wypadku samochodowym Sylwester Kaliski, wybitny specjalista z dziedziny fizyki technicznej.

S. Kaliski urodził się 19. XII. 1925 r. w Toruniu. Studiował na Politechnice Gdańskiej. Od 1951 r. był pracownikiem naukowym Wojskowej Akademii Technicznej w Warszawie, w r. 1958 został mianowany profesorem, w latach 1967—1974 był komendantem (rektorem) WAT. W r. 1962 został wybrany członkiem PAN. Od r. 1974 był ministrem Nauki, Szkolnictwa Wyższego i Techniki. Zorganizował i był pierwszym dyrektorem Instytutu Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy.

S. Kaliski był autorem około 550 prac z zakresu mechaniki, akustyki, teorii pól sprzężonych, teorii ciągłego wzmacniania ultra- i hiperdźwięków w kryształach półprzewodnikowych i laserowej mikrosyntezy termojądrowej. Był redaktorem naczelnym kwartalnika *Journal of Technical Physics*.

Był czterokrotnie laureatem Nagód Państwowych I stopnia.

Uniwersytet Łomonosowa w Moskwie i Uniwersytet w Sofii nadały mu stopień doktora *honoris causa*.

S. E. Frisz
(1899—1977)

Dnia 19 listopada 1977 r. zmarł Sergiej Edwardowicz Frisz, wybitny radziecki fizyk, członek Akademii Nauk ZSRR.

Frisz urodził się 19. VI. 1899 r. Studiował na wydziale matematyczno-fizycznym uniwersytetu w Petersburgu. Badania naukowe rozpoczął w Państwowym Instytucie Optycznym pod kierunkiem D. S. Roźdźestwieńskiego. Od 1934 r. był profesorem Uniwersytetu Leningradzkiego i kierownikiem Katedry Optyki tego uniwersytetu.

Początki działalności naukowej Frisza przypadły w okresie rozwoju teorii budowy atomu. Duże znaczenie miały jego badania eksperymentalne rozszczepienia zeemanowskiego oraz systematyczne badania widm atomowych, w szczególności zjonizowanego sodu, neonu, cezu i uranu. Z rozwojem fizyki jądrowej wiążą się pionierskie prace Frisza nad oddziaływaniem jąder z elektronami atomowymi, przejawiającym się w strukturze nadsubtelnej widm.

Później główną tematyką kierowanej przez Frisza katedry były zjawiska optyczne w plazmie, badania kształtu linii widmowych, badania mechanizmu wzbudzenia, wreszcie opracowanie metod analizy spektroskopowej gazów. Wiele prac poświęconych było także sprawom aparaturowym, m. in. opracowano metodę interferometryczną badania dyspersji anomalnej.

Frisz miał również wielkie zasługi jako dydaktyk. Był świetnym wykładowcą, a trzytomowy podręcznik fizyki ogólnej, napisany wspólnie z A. W. Timorjewą, był tłumaczony na wiele języków, m. in. doczekał się wielu polskich wydań.

Był redaktorem naczelnym czasopisma *Optika i Spektroskopia*, autorem fundamentalnych dzieł *Widma atomowe*, *Technika spektroskopii*, *Pomiary optyczne*.

Dużo uwagi poświęcał też Frisz organizacji nauki. Był jednym z inicjatorów i wieloletnim przewodniczącym Komisji Optyki Akademii Nauk ZSRR.

B. W.

UFN 125, No 4, 1978

Bogdan J. Karczewski
(1930—1978)

Dnia 10 grudnia 1978 r. zmarł Bohdan Jerzy Karczewski, wybitny badacz zjawisk optycznych, wiceprezes Zarządu Głównego Polskiego Towarzystwa Fizycznego, profesor Uniwersytetu Warszawskiego, członek Rady Naukowej Instytutu Fizyki PAN, były dyrektor Instytutu Fizyki Politechniki Warszawskiej.

Obszerniejsze wspomnienie o prof. Karczewskim zamieścimy w jednym z najbliższych zeszytów.

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 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 polskim i angielskim (wymagania te nie odnoszą się do recenzji książek, notatek do kroniki i sprawozdań ze zjazdów i konferencji).

4. Rozdziały, paragrafy, wzory, rysunki, tablice i odsyłacze do literatury należy numerować kolejno przy użyciu cyfr arabskich. Prosimy używać liter tylko łacińskich i greckich oraz nawiasów okrągłych, 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 w jednym egzemplarzu 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, 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 teoriu kvantovannykh polei*, Nauka, Moskva 1973, str. 240.

Skróty nazw czasopism i transliteracja z alfabetów nielacińskich 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. Przetrzymanie 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.—

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

| | |
|---|----|
| K. Lawniczak, E. Sobczak — Zastosowanie spektroskopii rentgenowskiej do badania struktury pasmowej ciał stałych | 3 |
| R. F. Schwitters — Cząstki elementarne obdarzone powabem (tłum. G. Wilk) | 23 |
| WSPOMNIENIA — ROCZNICE | |
| J. Wdowczyk — Lajos Janossy (1912—1978) | 53 |
| ROZMOWY | |
| O książkach z fizyki | 65 |
| NOWOŚCI NAUKOWE | |
| R. R. Gałązka — Pierwsze polskie eksperymenty technologiczne w kosmosie | 63 |
| M. Szczekowski — Piąty kwark | 67 |
| ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI | |
| M. A. Herman — II Międzynarodowa Szkoła Optoelektroniki Półprzewodnikowej „Cetniewo 1978” | 75 |
| J. Czyżewski — III Seminarium Fizyki Powierzchni w Kudowie | 76 |
| B. Fechner, J. Morkowski — Konferencja „Fizyka Magnetyków 78” w Poznaniu | 77 |
| T. Figielski — Międzynarodowa konferencja „Rekombinacja w półprzewodnikach” w Southampton | 78 |
| P. Decowski — XI Letnia Szkoła Fizyki Jądrowej w Mikołajkach | 79 |
| RECENZJE | |
| F. Kaczmarek — Wstęp do fizyki laserów (B. Karczewski) | 81 |
| F. Kaczmarek — Wstęp do fizyki laserów (H. Dymaczewski) | 84 |
| K. Huang — Mechanika statystyczna (Z. Galasiewicz) | 85 |
| LIST DO REDAKCJI | |
| KRONIKA | |

CONTENTS

| | |
|--|----|
| K. Lawniczak, E. Sobczak — Applications of the X-ray Spectroscopy in Studies of the Band Structure of Solids | 3 |
| R. F. Schwitters — Fundamental Particles with Charm | 23 |
| RECOLLECTIONS, ANNIVERSARIES | |
| J. Wdowczyk — Lajos Janossy (1912—1978) | 53 |
| DEBATES | |
| On the Books on Physics | 65 |
| SCIENTIFIC NEWS | |
| R. R. Gałązka — First Polish Technological Experiments in Cosmic Space | 63 |
| M. Szczekowski — The Fifth Quark | 67 |
| MEETINGS AND CONFERENCES | |
| REVIEWS | |
| LETTER TO THE EDITOR | |
| CHRONICLE | |