

---

**PTF**

**DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY  
UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY  
FIZYCZNEJ**

# **POSTĘPY FIZYKI**

**TOM 41  
ZESZYT 6  
1990**

---

**PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
WARSZAWA – ŁÓDŹ 1991**

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

Wiceprezesa

Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ  
Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr STANISŁAW G. ROHOZIŃSKI

Skarbnik

Doc. dr TADEUSZ PNIEWSKI

Członkowie Zarządu

Dr TERESA BIAŁECKA  
Prof. dr JERZY DEMBZYŃSKI  
Doc. dr STANISŁAW HAŁAS  
Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI  
Doc. dr STANISŁAW MICHALAK  
Prof. dr JÓZEF TERLECKI  
Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI – *Postępy Fizyki*  
Prof. dr WIESŁAW CZYŻ – *Acta Physica Polonica*  
Doc. dr JAN KALINOWSKI – *Delta*  
Prof. dr ROMAN INGARDEN – *Reports on Mathematical Physics*

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI (Białystok)	Doc. dr JERZY GAWIN (Łódź)
Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (Bydgoszcz)	Doc. dr MIECZYSLAW PIRÓG (Opole)
Doc. dr JÓZEF ŚWIĄTEK (Częstochowa)	Doc. dr STANISŁAW K. HOFFMANN (Poznań)
Doc. dr JERZY GRZYWACZ (Gdańsk)	Prof. dr ALEKSANDER SZYMAŃSKI (Rzeszów)
Doc. dr MIECZYSLAW F. PAZDUR (Gliwice)	Dr HENRYK WREMBEL (Słupsk)
Doc. dr WIESŁAWA ZAREK (Katowice)	Doc. dr TADEUSZ RFWAJ (Szczecin)
Dr ADAM S. WRÓŃSKI (Kielce)	Prof. dr STANISŁAW DEMBIŃSKI (Toruń)
Prof. dr JERZY Blicharski (Kraków)	Prof. dr JAN ŻYLICZ (Warszawa)
Doc. dr STANISŁAW HAŁAS (Lublin)	Doc. dr hab. MARIA SUSZYŃSKA (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69, tel. 21-26-86

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 41, ZESZYT 6  
1990

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
WARSZAWA-ŁÓDŹ 1991

## RADA REDAKCYJNA

Iwo Białynicki-Birula, Jerzy Czerwonko, Marek Demiański, Adam Kujawski, Marian Mięśowicz,  
Ludwik Natanson, Tadeusz Skaliński, Maciej Suffczyński, Józef Szudy, Przemysław Zieliński

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Adam Sobiczewski

*Członkowie Redakcji* — Tomasz Dietl, Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

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

*Redaktor techniczny PWN* — Krystyna Chęcińska

### Korespondenci Oddziałów PTF

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

Printed in Poland

Państwowe Wydawnictwo Naukowe — Oddział w Łodzi ul. Więckowskiego 13

Nakład 1221 + 79 egz. Ark. wyd. 7,50. Ark. druk. 5,50 + 3 wkł. Oddano do składania we wrześniu 1990 r. Podpisano do druku w styczniu 1991 r. Druk ukończono w styczniu 1991 r.  
Zam. 0686

Cena zł 6.000,—

Zakład Graficzny Wydawnictw Naukowych, Łódź, ul. Żwirki 2

*Adam Gula*

Międzyresortowy Instytut Fizyki i Techniki Jądrowej  
Akademia Górniczo-Hutnicza  
Kraków

*Zbigniew Oziewicz*

Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Wrocławski  
Wrocław

*Nikolai Popov*<sup>\*)</sup>

Leningradskij Institut Jądrowej Fizyki AN SSSR  
Gatczina, ZSRR

## Mionowa kataliza syntezy jądrowej

### Muon-catalyzed fusion

**Abstract:** The phenomenon of muon-catalyzed fusion of hydrogen isotopes is described. Recent theoretical and experimental results are presented and problems remaining to be solved are described. The possibility of using muon-catalyzed fusion in energy production is briefly discussed.

### 1. Wstęp

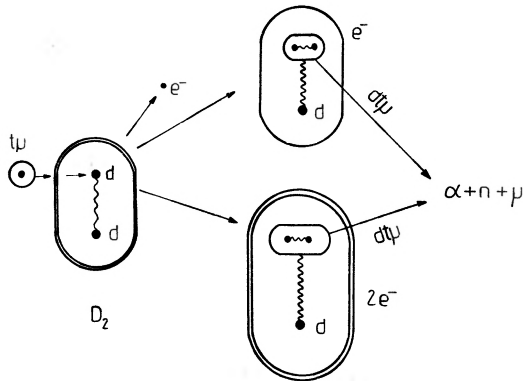
Ujemnie naładowany mion  $\mu^-$  zachowuje się w wielu procesach atomowych i molekularnych podobnie do elektronu – w szczególności tworzy mionowe analogony atomu wodoru  $p\mu$ , deuteru  $d\mu$  lub trytu  $t\mu$ . Jeżeli mion zostanie wprowadzony do mieszaniny izotopów wodoru, to proces tworzenia powyższych obiektów<sup>1</sup> następuje niemal natychmiast: dla mieszanin o gęstości  $N \approx 10^{22}$  atomów/cm<sup>3</sup> zachodzi on w czasie rzędu  $10^{-10}$  s, tj. 4–5 rzędów wielkości krótszym niż czas życia mionu w spoczynku który wynosi  $t_0 = 2.197 \mu\text{s}$ . (W procesach katalizy mionowej mion może być rozważany jako cząstka nierelatywistyczna).

Energia wiązania mionu w atomach mionowych jest rzędu kilku kiloelektronowoltów i odpowiada energii wiązania atomów elektronowych, przeskalowanym o czynnik będący stosunkiem zredukowanych mas mionu i elektronu,  $m_\mu/m_e \approx 207$ . Jednocześnie, dla promieni Bohra atomu mionowego  $a_\mu$  i elektronowego  $a_e$  mamy relację:  $m_\mu a_\mu = m_e a_e$ , tak więc  $a_\mu$  jest rzędu  $10^{-11}$  cm. Mionowy wodór jest zatem

<sup>\*)</sup> Profesor wizytujący w Międzyresortowym Instytucie Fizyki i Techniki Jądrowej AGH.

<sup>1</sup> W literaturze przyjęła się dla tych obiektów nazwa *muonic atoms* lub krócej  *$\mu$ -atoms*; ich polskie odpowiedniki będą używane w dalszej części tego artykułu.

obiektem małym w porównaniu ze zwykłymi rozmiarami atomowymi i molekularnymi. Jako że jednocześnie jest on obojętny elektrycznie, przenika przez powłoki elektronowe molekuł wodoru ( $H_2$ ,  $D_2$ ,  $DT$ , itp.) i może zbliżyć się do jednego z jąder na odległość rzędu  $a_\mu$ . Jądro atomu mionowego i napotkane jądro molekuly mogą wówczas zostać związane w układ będący analogonem molekularnego jonu wodoru, jak np.  $(dd\mu)^+$ ,  $(dt\mu)^+$ ,  $(pd\mu)^+$  itp. (rys. 1).



Rys. 1. Rysunek obrazujący najważniejsze procesy katalizy mionowej

Ponieważ wielkości molekularne ulegają analogicznemu przeskalowaniu, rozmiary takich jonów są też rzędu  $a_\mu$ , a energie względnego ruchu jąder wewnątrz nich rzędu  $10^2$  eV. Dla jąder związanych w takich układach warunki penetracji bariery kulombowskiej są więc zbliżone do warunków panujących we wnętrzu białego karła. Rzeczywiście, „gęstość” jąder wewnątrz mionowych jonów molekularnych jest rzędu  $10^{32}$   $\text{cm}^{-3}$ , a ich energia odpowiada temperaturze ok.  $10^6$  K. W tych warunkach synteza jąder wodoru zachodzi szybko: na przykład dla  $dd\mu$  następuje ona w czasie rzędu  $10^{-9}$  s, a dla  $dt\mu$   $10^{-12}$  s. W wyniku reakcji jądrowej wiązanie mionu zostaje zerwane i mion pojawia się w mieszaninie znów jako cząstka swobodna, zdolna zainicjować następny cykl procesów prowadzących do syntezy. Mion jest zatem katalizatorem reakcji syntezy. Stąd pochodzi nazwa opisanego powyżej zjawiska (ang. *muon-catalyzed fusion*). W literaturze spotyka się też inny termin: „zimna synteza” (ang. *cold fusion*)<sup>2</sup>. Wprowadzono go dla odróżnienia od syntezy w gorącej płazmie wodorowej. Makroskopowo bowiem mieszanina izotopów wodoru, w której mion katalizuje kolejne reakcje syntezy, posiada zwykłą, osiągalną w standardowych warunkach laboratoryjnych temperaturę i gęstość. Katalizę mionową obserwowano doświadczalnie w gazowych, ciekłych i stałych mieszaninach izotopów wodoru w zakresie temperatur 10 – 800 K i gęstości od 0,001 do 1,5 LHD (LHD =  $=4,25 \cdot 10^{22}$  atomów/ $\text{cm}^3$  odpowiada gęstości ciekłego wodoru). Duża gęstość jąder

<sup>2</sup>Ten sam termin został ostatnio użyty na określenie innego zjawiska: *cold fusion in condensed matter*, o którego odkryciu donieśli niedawno Fleishmann i Pons oraz Jones i Rafelski ze współpracownikami [78].

i „wysoka temperatura”, które umożliwiają katalizę mionową, odpowiadają mikroskopowym warunkom wewnątrz mionowych jonów molekularnych.

Spośród możliwych reakcji syntezy jąder izotopów wodoru, jakie mogą katalizować miony



obserwowano wszystkie z wyjątkiem reakcji (2c, d). Te elektromagnetyczne kanały mają małe prawdopodobieństwo w porównaniu z odpowiadającymi im kanałami (2a, b), tak, że ich obserwacja wymagałaby oddzielnych eksperymentów, które jak dotąd nie zostały wykonane.

Nie wszystkie miony zostają jednak oswobodzone – część z nich pozostaje po reakcji syntezy związana z jądrem helu



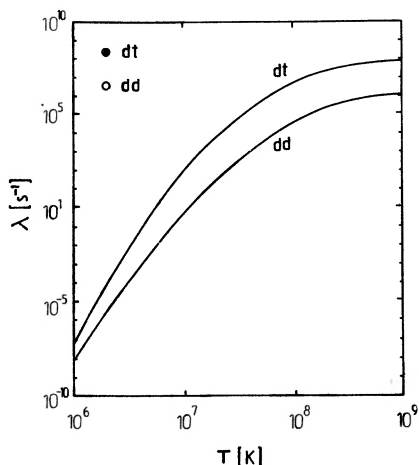
i analogicznie dla reakcji (2c, d) i (5a, b). Nie wyszczególniliśmy tu odpowiednika reakcji (2b), gdyż prawdopodobieństwo związania mionu z protonem lub trytonem jest bardzo małe [1].

Na rysunku 2 przedstawiony jest najprostszy schemat procesów mionowej katalizy syntezy jąder deuteru i trytu. Analogiczny schemat dla katalizy mionowej, zachodzącej w samym deuterze, przedstawia rys. 3. Zawiera on szczegóły, które dla prostoty zostały pominięte na rys. 2. W rzeczywistości „ścieżka”  $\mu \rightarrow d\mu \rightarrow dd\mu \rightarrow \dots$  powinna być zastąpiona grafem z rys. 3 i uzupełniona dodatkowymi przejściami, jak na przykład przejścia  $d\mu \rightarrow t\mu$  między różnymi stanami spinowymi. Inne ścieżki na rys. 2 posiadają podobną strukturę, tak że pełny obraz procesów zachodzących w dowolnej mieszaninie izotopów wodoru jest dość skomplikowany. Poszczególne procesy zostaną omówione w dalszej części artykułu.

Rysunek 4 daje porównanie szybkości reakcji syntezy  $d + t$  i  $d + d$  w gorącej plazmie i w katalizie mionowej. Wszystkie szybkości odpowiadają tej samej gęstości







Rys. 4. Temperaturowa zależność szybkości reakcji syntezy  $d + d$  i  $d + t$  w plazmie o gęstości LHD. Punkty naniesione przy  $T = 2 \cdot 10^6$  K odpowiadają szybkościom reakcji w katalizie mionowej dla tej samej gęstości tarczy i temperatur odpowiednio 300 K i 600 K

niej liczby reakcji katalizowanych przez jeden mion, tak by uzyskana energia przewyższała energię potrzebną na jego wyprodukowanie.

Badanie katalizy mionowej jest dziedziną interdyscyplinarną: łączy ono zagadnienia fizyki cząstek elementarnych, fizyki jądrowej, atomowej i molekularnej; w perspektywie zastosowań dochodzą do tego zagadnienia akceleratorowe, reaktorowe i energetyki.

W rozdziale 2 przedstawiony jest krótki rys historyczny rozwoju badań katalizy mionowej. Rozdział 3 zawiera bardziej szczegółowy opis podstawowych procesów składających się na to zjawisko, a rozdz. 4 przedstawia najważniejsze wyniki doświadczalne. Rozdział 5 zawiera krótkie omówienie perspektyw wykorzystania katalizy mionowej do produkcji energii.

## 2. Rys historyczny

Zjawisko katalizy mionowej zostało odkryte niezależnie przez kilku badaczy. Najpierw, w latach 1947–48 niemal jednocześnie przewidzieli je F.C. Frank [8] i A.D. Sacharow [9]. Frank próbował podać alternatywne wytłumaczenie śladów zaobserwowanych w emulsji fotograficznej naświetlonej promieniowaniem kosmicznym, które doprowadziły do odkrycia pionu przez Lattes, Occhialiniego i Powella [10]. Jedną z hipotez jaką rozważył Frank zakładała, że obserwowana przez Powella cząstka o energii ok. 5 MeV nie pochodzi z rozpadu pionu, lecz jest znanym już wówczas mionem, który został oswobodzony w reakcji (1a) (energia mionu w tej reakcji wynosi 5,4 MeV). Sacharow, który w tym czasie pracował nad syntezą jądrową, nieświadom pracy Franka, również podał opis zjawiska katalizy mionowej i – wyprzedzając dalszy rozwój badań – wyraził przekonanie o możliwości jego

zastosowania do produkcji energii. Kilka lat później, w r. 1954, zjawisko katalizy mionowej opisał niezależnie J.B. Zeldowicz [11].

W r. 1956 L.W. Alvarez, przeprowadzając eksperymenty w komorze pęcherzykowej wypełnionej ciekłym wodorem, zaobserwował zaskakujące ślady mionów o energii 5,4 MeV, które roboczo nazwano „interesting events” [12]. Nie znając poprzednich prac Franka, Sacharowa i Zeldowicza, zinterpretował je jako miony pochodzące z reakcji (1a) (komora wypełniona naturalnym wodorem zawierała domieszkę deuteru o koncentracji ok.  $1,5 \cdot 10^{-4}$ ). W wykładzie wygłoszonym z okazji wręczenia mu nagrody Nobla w r. 1968 tak opisuje wrażenie związane z tym (incydentalnym w jego eksperymentach) odkryciem: „Mieliśmy krótkie lecz podniecające przeżycie, gdy wydało się nam, że oto rozwiązaliśmy wszystkie problemy paliwowe ludzkości aż do skończenia świata. Kilka pośpiesznych oszacowań wskazywało na to, że w ciekłej mieszaninie HD pojedynczy ujemny mion, nim się rozpadnie, może katalizować taką liczbę syntez, że uzyskana energia wystarczy z nadmiarem na zasilenie akceleratora do produkcji dalszych mionów i uzyskanie ciekłego HD z wody morskiej. Podczas gdy wszyscy inni usiłowali rozwiązać ten problem podgrzewając plazmę wodorową do milionów stopni, my natknęliśmy się na rozwiązanie wymagające – wręcz przeciwnie – bardzo niskich temperatur. Jednakże wkrótce bardziej realistyczne oszacowania wykazały, że rozminęliśmy się z rzeczywistością o kilka rzędów wielkości”.

W odniesieniu do reakcji (1), którą obserwowano w mieszaninach wodoru i deuteru ten pesymistyczny wniosek był uzasadniony, gdyż w tym przypadku liczba cykli katalizy jest średnio mniejsza od jedności [1], tak że energetyczny koszt produkcji mionu przewyższa energię otrzymaną z syntezy jąder. Oszacowania teoretyczne, wykonane wkrótce potem dla reakcji (2) i (3) [13], dały podobny wynik. Pomiary wykonane dla reakcji (2) przy temperaturze  $T = 30$  K potwierdziły to przewidywanie [14, 15]. Teoria przewidywała też, że wyniki nie będą zależeć od temperatury, co z kolei zgadzało się z doświadczeniami dla reakcji (1) [15]. W tej sytuacji podniecenie szybko opadło i nastąpił okres, gdy o zjawisku katalizy mionowej zapomniano w większości laboratoriów świata.

Obecnie jesteśmy świadkami powrotu zainteresowania katalizą mionową. Okazało się mianowicie, że przewidywania teoretyczne były błędne, a ściślej mówiąc nie uwzględniały niektórych mechanizmów określających wydajność katalizy mionowej. Pierwszym sygnałem rozbieżności między teorią i doświadczeniem były pomiary wykonane w r. 1966 pod kierunkiem W.P. Dżelepowa i W.I. Pietruchina [16]. Wykonali oni eksperyment, który pokazał, że kataliza mionowa syntezy  $d + d$  zachodzi w temperaturze  $T = 240$  K ok. dziesięciokrotnie szybciej niż przewidywała teoria (przypomnijmy: potwierdzona poprzednimi doświadczeniami przy  $T = 30$  K). Był to przełomowy wynik, który wkrótce znalazł wytłumaczenie teoretyczne, podane przez estońskiego fizyka E.A. Vesmana [17]. Kierując się wcześniejszymi sugestiami S.S. Gerszteina i J.B. Zeldowicza [15] podał on inny, rezonansowy mechanizm tworzenia jonów  $dd\mu$ , dzięki któremu proces ten będzie znacznie szybciej niż przypuszczano poprzednio. (Omówimy to dokładniej w dalszej części artykułu).

W r. 1977 S.S. Gersztejn i L.I. Ponomariow [18] wykazali, że analogiczny mechanizm może mieć miejsce również w przypadku tworzenia jonów  $d\mu$ . Ze względu na energię wydzielaną w reakcji syntezy jąder deuteru i trytu ( $Q = 17,6$  MeV) potwierdzenie tego przewidywania mogło stanowić przełom dla perspektyw praktycznego wykorzystania katalizy mionowej. Potwierdzenie takie nadeszło w r. 1979 z Dubnej [19]. Grupa Dżelepowa dokonała tam pierwszego pomiaru reakcji (3) w deuterze z niewielką domieszką trytu. Wynik uzyskany dla temperatury pokojowej i gęstości ok. 0,05 LHD wskazywał, że jeden mion wprowadzony do mieszaniny deuteru z trytem o gęstości LHD może katalizować ok. 100 reakcji syntezy  $d + t$ .

Od tego czasu datuje się gwałtowny wzrost zainteresowania zjawiskiem katalizy mionowej. W r. 1983 S.E. Jones wykonał pomiary dla dużych gęstości mieszaniny D–T (0,35 ÷ 0,7 LHD), w szerokim zakresie temperatur (30 ÷ 800 K) i koncentracji trytu (0,05 ÷ 0,9). Podkreślić należy, że pomiary przy wysokich temperaturach i ciśnieniach są bardzo trudne ze względu na łatwość z jaką wodór penetruje ściany naczyń, prowadząc do osłabienia ich wytrzymałości. Dodatkową komplikację stanowi obecność radioaktywnego trytu. Eksperyment Jonesa dał wynik:  $X = 150 \pm 24$  reakcji syntezy  $d + t$  na jeden mion w ciekłej mieszaninie D–T ( $T = 34$  K) [4]. Podobny rezultat uzyskano w SIN (obecny Instytut Paula Scherera):  $X = 113 \pm 10$  (23 K) [20] oraz  $124 \pm 10$  w stałym D–T (13 K) [21]. Są to wyniki zachęcające, tym bardziej, że zmierzone parametry katalizy mionowej wskazują, iż w zakresie temperatur  $T < 800$  K i gęstości  $\phi \approx$  LHD nie wykluczają możliwości uzyskania ok. 300 reakcji  $d + t$  na jeden mion. Usprawiedliwia to zainteresowanie konkretnymi projektami zastosowania „zimnej syntezy” w energetyce. Pierwsze prace na ten temat przedstawił J.W. Pietrow [22] z Leningradzkiego Instytutu Fizyki Jądrowej. Pod jego kierunkiem pracuje tam obecnie grupa fizyków zajmujących się praktycznym wykorzystaniem katalizy mionowej. Podobny zespół powstał przy Uniwersytecie w Austin w Teksasie.

Doświadczalne badania katalizy mionowej są obecnie prowadzone w wielu światowych laboratoriach wyposażonych w fabryki mezonów: LAMPF (Los Alamos), TRIUMF (Vancouver), PSI (Zurych), KEK (Tsukuba), Rutherford Laboratory (Chilton), a także w Leningradzkim Instytucie Fizyki Jądrowej (Gatczyzna) i Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych (Dubna), które posiadają akceleratory protonów o energii ok. 1 GeV, o wystarczającym natężeniu wiązek. W badaniach tych uczestniczą fizycy z innych laboratoriów, m.in. grupa fizyków polskich.

### 3. Najważniejsze procesy katalizy mionowej

Poniżej opiszemy pokrótce najważniejsze procesy składające się na jeden cykl katalizy mionowej, podając jednocześnie najbardziej istotne wyniki teoretyczne i doświadczalne. Bardziej szczegółowe omówienie tych wyników odkładamy do następnego rozdziału.

### 3.1. Tworzenie atomów mionowych

W dotychczasowych eksperymentach wykorzystuje się wiązki ujemnych mionów pochodzące z rozpadu pionów,  $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$ , które z kolei powstają w zderzeniach protonów lub innych jąder przyspieszonych w akceleratorach. Typowa energia mionu wpadającego do mieszaniny izotopów wodoru w takich eksperymentach jest rzędu megaelektronowoltów. Miony ulegają szybko spowolnieniu do energii ok. 10 eV, kiedy to następuje proces



i podobnie jest dla pozostałych izotopów. Atom mionowy powstaje w stanie wzbudzonym,  $n \approx 14$  [23], i następnie szybko ulega deekscytacji do stanu podstawowego [23–25]. Łącznie, dla gęstej mieszaniny ( $\phi \approx \text{LHD}$ ), szybkość procesu tworzenia mionowych atomów izotopów wodoru w stanie podstawowym jest rzędu  $\lambda_a^0 = 10^4 \mu\text{s}^{-1}$ , tj. prawie pięć rzędów wielkości większa od szybkości rozpadu mionu,  $\lambda_0 = 1/t_0 = 0,455 \mu\text{s}^{-1}$ .

W tym artykule, zamiast przekrojami czynnymi będziemy posługiwać się szybkościami procesów ( $\lambda = n\sigma v$ ). Jest to wygodne, gdyż – wyrażone w odwrotnościach mikrosekundy – szybkości te są jednocześnie odniesione do podwojonej szybkości rozpadu mionu,  $\lambda_0$ . Wskaźnikiem 0 u góry będziemy oznaczać szybkości sprowadzone do LHD.

Atom mionowy, który pojawił się w mieszaninie izotopów wodoru może brać udział w różnych procesach, z których najważniejsze przedstawione są na rys. 2 i 3. Omówimy je pokrótce.

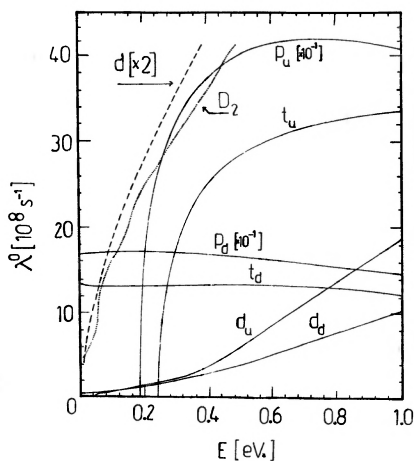
### 3.2. Rozpraszanie elastyczne i ze zmianą spinu

Rozproszenia atomów mionowych odgrywają zasadniczą rolę w kintyce katalizy mionowej [1, 25]; decydują one z jednej strony o procesie spowalniania atomów mionowych (które w procesach deekscytacji uzyskują energie odrzutu większe od energii termicznych [26]), a z drugiej, o udziale poszczególnych przejść spinowych w tworzeniu mionowych jonów molekularnych (rys. 3). Szczególne znaczenie procesów termalizacji i obsadzania stanów spinowych wynika z rezonansowego charakteru tworzenia mionowych jonów molekularnych  $dd\mu$  i  $dt\mu$  [17]. Mechanizm rezonansowy dominuje bowiem przy określonych kinetycznych energiach atomów mionowych, a te są różne dla przejść między poszczególnymi stanami spinowymi.

*Rozpraszanie elastyczne.* Chociaż, jak wspomniano we wstępie, atomy mionowe łatwo przenikają przez powłokę elektronową, jej wpływ na wartości przekrojów czynnych jest duży w przypadku rozpraszania elastycznego [25]. Wynika to stąd, że przy określaniu fazy elastycznego rozpraszania atomów mionowych na jądrach, odległości porównywalne z rozmiarami atomowymi dają istotne przyczynki. Dla ilustracji tego efektu w tab. 1 pokazano długości rozpraszania na samych jądrach i na atomach wodoru z uwzględnieniem ekranowania przez elektrony [27]. Dla uzyskania pełnego obrazu potrzebne są rachunki z uwzględnieniem molekularnej struktury centrów rozpraszających. Pierwsze takie wyniki uzyskano dopiero nie-

T a b l i c a 1. Dane dotyczące mionowych atomów izotopów wodoru: masa jądra, spiny atomu mionowego w stanie podstawowym, energia wiązania mionu w atomie, rozszczepienie nadsubtelne  $E_{nfs} = E(S_1) - E(S_2)$ , długości rozpraszania [27] w rozpraszaniu elastycznym  $Y\mu + Y$  ( $Y = p, d, t$ ): na gołych jądrach,  $a_g$ , i z uwzględnieniem ekranowania elektronowego,  $a'_g$ , wyrażone w jednostkach  $a_\mu = 2,56 \cdot 10^{-11}$  cm

jądro, izotop wodoru	masa [ $m_e$ ]	spiny $S_1, S_2$	energia wiązania [eV]	$E_{nfs}$ [eV]	$a_g$ [ $a_\mu$ ]	$a'_g$ [ $a_\mu$ ]
<i>p</i>	1836	1; 0	2528,4	0,183	-29	-37
<i>d</i>	3670	3/2; 1/2	2663,1	0,0485	4,9	-6,2
<i>t</i>	5497	1; 0	2711,2	0,241	-8,8	-27



Rys. 5. Zależność od energii w układzie środka masy dla szybkości rozpraszania elastycznego  $d\mu + D_2$  (linia kropkowana) i podwójonej szybkości dla  $d\mu + d$  (linia kreskowana) [30]. Linie ciągłe przedstawiają szybkości dla rozproszeń (11) – (13) [32], przy czym wskaźniki *d* oznaczają przejścia ze stanu o spinie wyższym do stanu o spinie niższym, a *u* przejścia odwrotne. Krzywe dla protonów podzielone są przez 10. Wszystkie szybkości odpowiadają LHD

dawno [28, 29]. Na rys. 5 przedstawiona jest zależność  $\lambda_{el}^0$  od energii dla elastycznego rozpraszania mionowego deuteru znajdującego się w stanie podstawowym [30]. Krzywa kropkowana odpowiada zderzeniom z molekułami  $D_2$ , a kreskowana z jądrami deuteru. Wyniki zgadzają się z eksperymentem [31] co do rzędu wielkości; jednak dla otrzymania bardziej kompletnego obrazu potrzebne są dodatkowe pomiary i rachunki teoretyczne.

*Rozpraszanie ze zmianą spinu (spin-flip).* W tym przypadku można oczekiwać, że poprawki od powłoki elektronowej będą małe [1]. Rysunek 5 pokazuje krzywe dla rozproszeń na jądrach tarczy, zachodzących ze zmianą spinu [32] atomu mionowego.

$$d\mu(3/2) + d \rightarrow d\mu(1/2) + d \quad (11)$$

$$p\mu(1) + p \rightarrow p\mu(0) + p \quad (12)$$

$$t\mu(1) + t \rightarrow t\mu(0) + t \quad (13)$$

(krzywe ciągłe). Wskaźniki  $d$  odpowiadają przejściom ze stanu o spinie wyższym (wyższa energia) do stanu o spinie niższym, a  $\mu$  przejściom odwrotnym. Różnice między energiami stanów struktury nadsubtelnej atomów mionowych zawarte są w tab. 1. Widać, że przy energiach z jakimi mamy do czynienia w katalizie mionowej:  $E = 3kT/2 < 100$  meV, przejścia odwrotne wnoszą istotne przyczynki jedynie w przypadku deuteru, dla którego różnica energii wynosi 49 meV – i to dopiero powyżej  $T = 100$  K [32, 33].

### 3.3. Wymiana izotopowa

Jeśli jądrem molekuly biorącym udział w zderzeniu jest cięższy izotop wodoru, to ważnymi kanałami rozproszeniowymi są tzw. procesy wymiany izotopowej:

$$p\mu + d \rightarrow d\mu + p + 135 \text{ eV} \quad (14)$$

$$d\mu + t \rightarrow t\mu + d + 48 \text{ eV} \quad (15)$$

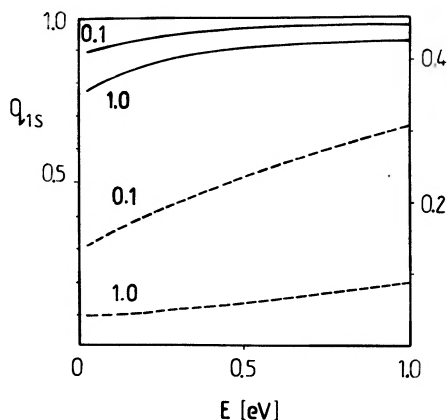
$$p\mu + t \rightarrow t\mu + p + 183 \text{ eV}. \quad (16)$$

Wskutek różnicy energii wiązania, ukazanych po prawej stronie (cięższym jądrom odpowiadają większe masy zredukowane  $m_\mu$ ), zachodzą one przy dowolnie małych energiach. Ze względu na wielkość tych różnic, w zakresie temperatur właściwych dla katalizy mionowej ( $T < 0,1$  eV) procesy odwrotne są ograniczone do zaniedbywalnych przyczynków, pochodzących od wysokoenergetycznego końca rozkładu Maxwella.

Dla najważniejszego spośród nich procesu (15) (linia łącząca wierzchołki  $d\mu$  i  $t\mu$  w grafie na rys. 2) szybkość, unormowana do gęstości LHD, wynosi  $\lambda_{dt}^0 = 280 \mu\text{s}^{-1}$  [1]. Jest to zatem proces ok. 600 razy szybszy od rozpadu mionu. Mimo tego, jest to proces powolny w porównaniu z innymi przejściami, prowadzącymi do syntezy  $d + t$ , i dlatego wpływa znacząco na wydajność katalizy mionowej. Zwróćmy tu uwagę, że jak sugeruje rys. 2, tworzenie  $dt\mu$  zachodzi w zderzeniach  $t\mu + D_2$  (lub  $t\mu + DT$ ), a nie zachodzi w analogicznych zderzeniach  $d\mu + T_2$  (lub  $d\mu + DT$ ). W pierwszym przypadku możliwy jest bowiem szybki proces rezonansowy, a w drugim jedynie procesy nierezonansowe, dające niewielkie przyczynki. (Przez  $DT$  oznaczamy molekułę, której jednym jądrem jest deuteron a drugim tryton).

Dla uzupełnienia konieczne są dwie dodatkowe uwagi:

a) Procesy (14)–(16) mogą zachodzić również między stanami wzbudzonymi atomów mionowych [34, 35]. W przypadku mieszaniny deuteru z trytem zwiększa to w sposób istotny wydajność katalizy mionowej. Im mniejszy jest ułamek atomów  $(d\mu)^*$ , które docierają do stanu podstawowego bez przekazania mionu trytonom (tzw. współczynnik  $q_{1s}$ ), tym większe jest prawdopodobieństwo stanu początkowego, umożliwiającego proces rezonansowy;  $q_{1s}$  jest więc bardzo ważnym parametrem rzutującym na możliwość praktycznego zastosowania katalizy mionowej [36].



Rys. 6. Zależność współczynnika  $q_{1s}$  od energii kinetycznej  $(d\mu)^*$  w stanie wzbudzonym  $n = 5$  dla gęstości mieszaniny D–T 0,1 LHD i 1,0 LHD [37]. Lewa skala i krzywe ciągłe odpowiadają  $c_i = 0,01$ , a krzywe kreskowane i skala prawa  $c_i = 0,5$

Rysunek 6 przedstawia teoretyczne wartości  $q_{1s}$  dla różnych gęstości mieszaniny deuteru z trytem i różnych koncentracji trytu w mieszaninie [37]. Rachunki zostały wykonane dla różnych założonych wartości energii kinetycznej atomu  $(d\mu)^*$  w stanie wzbudzonym  $n = 5$ . Otrzymane wyniki dobrze opisują dane doświadczalne Worobiowa i in. [6]; jednak dane uzyskane przez Jonesa wymagają większych  $q_{1s}$  [3]. Rozstrzygnięcie tego ważnego problemu będzie wymagać dalszych badań doświadczalnych i teoretycznych – w szczególności nie znany jest rozkład energii kinetycznej  $(d\mu)^*$  w poszczególnych stanach wzbudzonych [37].

b) Proces wymiany mionu zachodzi również z jądrami pierwiastków cięższych,  $Z > 1$  (rys. 2). Są to procesy szybkie i dlatego nawet niewielkie zanieczyszczenia mieszaniny izotopów wodoru cięższymi jądrami (domieszki rzędu 0,01%) powodują znaczącą utratę mionów dla procesu katalizy [15]. Szczególne znaczenie posiadają tutaj przejścia w  ${}^4\text{He}$  i  ${}^3\text{He}$ , jako że jądra te powstają w reakcjach syntezy ( ${}^4\text{He}$  i  ${}^3\text{He}$ ) oraz w rozpadzie trytu ( ${}^3\text{He}$ ). Również w tym przypadku ważne jest uwzględnienie poprawek elektronowych oraz przejść ze stanów wzbudzonych mionowych atomów wodoru. Z uwzględnieniem tych ostatnich, szybkości przejścia z protonu na  ${}^4\text{He}$  są rzędu  $10^5 \mu\text{s}^{-1}$  dla stanu  $n = 3$  i  $10^3 \mu\text{s}^{-1}$  dla stanu  $2s$  [38], co jest zgodne z istniejącymi oszacowaniami eksperymentalnymi [39, 40].

### 3.4. Tworzenie mionowych jonów molekularnych

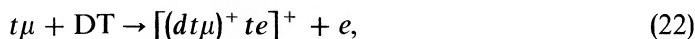
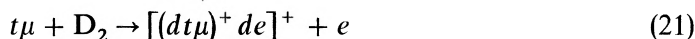
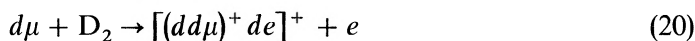
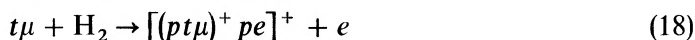
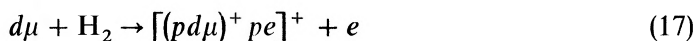
Jak wspomniano we wstępie, mionowy atom wodoru ma rozmiary rzędu  $a_\mu = 10^{-11} \text{ cm}$  i swobodnie przenika do wnętrza „zwykłych”, a więc „dużych” (rzędu  $10^{-8} \text{ cm}$ ) molekuł wodorowych. Jeżeli napotkany jądrem jest izotop nie cięższy od jądra atomu mionowego, to oprócz procesów rozproszeniowych istotną rolę zaczyna odgrywać tworzenie mionowych jonów molekularnych. W mieszaninie wszystkich trzech izotopów wodoru może powstawać sześć takich obiektów, a mianowicie:  $pp\mu$ ,

$pd\mu$ ,  $pt\mu$ ,  $tt\mu$ ,  $dd\mu$  i  $dt\mu$ , będących analogami molekularnych jonów wodoru:  $ppe$ ,  $pde$  itp.

Z punktu widzenia mionowej katalizy reakcji syntezy jądrowej, tworzenie  $pp\mu$  prowadzi do utraty mionu, gdyż nie towarzyszy mu żaden proces zachodzący przez oddziaływania silne. Jeśli chodzi o pozostałe obiekty, najwięcej uwagi poświęca się procesom tworzenia dwóch ostatnich:  $dd\mu$  i  $dt\mu$ . Doświadczalne badanie  $dd\mu$  w samym deuterze jest bowiem dobrym laboratorium dla sprawdzenia modeli teoretycznych [33, 41, 42] — zarówno ze względu na łatwiejsze warunki eksperymentu (brak trytu), jak stosunkowo prostą kinetykę (w szczególności mamy do czynienia tylko z jednym jonem  $dd\mu$ , nie ma wymiany izotopowej itp.). Pozwala to na badanie niektórych procesów, niemożliwych do zaobserwowania w eksperymentach z mieszaninami izotopów [41–44]. Z kolei, tworzenie  $dt\mu$  ma podstawowe znaczenie dla szybkości katalizy w mieszaninie deuteru z trytem, a stąd dla perspektyw praktycznego zastosowania katalizy mionowej.

Jak już wspomniano wcześniej, tworzenie mionowych jonów molekularnych przebiega poprzez dwa konkurujące mechanizmy: rezonansowy i nierezonansowy.

a) Proces nierezonansowy zachodzi z konwersją energii na elektronie



i podobnie dla innych kombinacji izotopowych. Mionowe jony molekularne ujęte w nawiasy okrągłe mogą być tworzone w różnych stanach rotacyjno-wibracyjnych ( $J, v$ ), a energię wiązania atomu mionowego z jądrem molekuly unosi jeden z orbitalnych elektronów. Odpowiednie energie wiązania są podane w tab. 2 dla różnych stanów ( $J, v$ ). Dla procesów nierezonansowych (17) ÷ (22) itp. przyjęła się też w literaturze nazwa „tworzenie augerowskie” (*Auger formation*). Należy tu zauważyć, że — tak jak jony wewnątrz nawiasów okrągłych w procesach (17) ÷ (22) są analogonami jonów molekuł wodorowych — tak całe obiekty ujęte w nawiasy kwadratowe są również analogonami jednokrotnie zjonizowanych molekuł  $H_2$ ,  $HD$  itp. Zaiste, jony związane mionem są obiektami małymi (rzędu  $a = 10^{-11}$  cm) i jednokrotnie dodatnio naładowanymi, a ponadto posiadają masę równą kilku masom protonowym. Same więc stanowią niejako „jądro” kwazimolekularnego kompleksu, np.  $[(dt\mu)^+ d2e]$ , którego drugim jądrem jest izotop wodoru (rys. 1). Takie kompleksy (kwazimolekuly) mają własności zbliżone do zwykłych molekuł wodorowych (energia dysocjacji, energia wibracyjnego i rotacyjnego ruchu jąder i in.) [45].



T a b l i c a 2. Teoretyczne wartości energii wiązania atomu mionowego  $X\mu$  z jądrem  $Y$  w mionowy jon molekularny  $X\mu Y$  ( $X, Y = p, d, t$ ) dla różnych stanów rotacyjno-wibracyjnych ( $J, v$ ) jonu [1, 76], wyrażone w elektronowoltach

$J$	$J = 0$		$J = 1$		$J = 2$	$J = 3$
	0	1	0	1	0	1
$p\mu p$	253,0	—	105,6	—	—	—
$p\mu d$	221,5	—	96,3	—	—	—
$p\mu t$	213,3	—	97,5	—	—	—
$d\mu d$	325,0	35,6	226,3	1,96	85,6	—
$d\mu t$	319,1	34,7	232,2	0,64	102,3	—
$t\mu t$	326,9	83,7	288,9	44,9	172,0	47,7

### b) Proces rezonansowy

Jeżeli energia wiązania mionowego jonu molekularnego jest mniejsza od energii dysocjacji kwazimoleuły (ok. 4,5 eV), to może zostać przekazana rotacyjno-wibracyjnym wzbudzeniom całego kompleksu. Jak widać z tab. 2, dla wszystkich kombinacji izotopowych istnieją tylko dwa takie stany: jeden dla  $dd\mu$  (energia wiązania ok. 2 eV) i drugi dla  $dt\mu$  (o energii 0,66 eV). Oba stany odpowiadają  $J = v = 1$ . Tworzenie  $dd\mu$  i  $dt\mu$  ma wtedy charakter rezonansowy i szybkość procesu silnie zależy od energii kinetycznej w układzie  $d\mu$ -molekuła (lub  $t\mu$ -molekuła). Rezonansowe wartości energii są określone przez strukturę poziomów obiektów w stanie początkowym (atomów mionowych i molekuł) i końcowym (kwazimoleuł). Wypiszemy poniżej wszystkie możliwe kombinacje izotopowe rezonansowego tworzenia jonów  $dd\mu$  i  $dt\mu$



Kompleksy kwazimolekularne w nawiasach kwadratowych znajdują się w stanach wzbudzonych, a pominięte w zapisie procesów (23) ÷ (28) rotacyjne i wibracyjne liczby kwantowe oznaczymy odpowiednio przez  $K'$ ,  $w'$ . Pominięte zostały dla uproszczenia również wskaźniki spinowe atomów mionowych  $d\mu$  i  $t\mu$  ( $F$ ) oraz

mionowych jonów molekularnych  $dd\mu$  i  $dt\mu$  ( $S$ ), jak też wskaźniki  $K$ ,  $w$ , odpowiadające stanom rotacyjno-wibracyjnym molekuł wodoru po lewej stronie. Rezonans w procesach (23) ÷ (28) zachodzi, gdy energia kinetyczna  $E_k$  w układzie środka masy atomu mionowego i molekuly spełnia warunek

$$E_k + E_b(F, S) = E(K, w; K', w'), \quad (29)$$

gdzie  $E_b(F, S)$  jest energią wiązania odpowiadającą spinom  $F$  atomu  $d\mu$  ( $t\mu$ ) i  $S$ , jonu  $dd\mu$  ( $dt\mu$ ), a  $E(K, w; K', w')$  jest różnicą między poziomami energii kwazimolekuly po prawej stronie (23) ÷ (28) i molekuly po stronie lewej. Na przykład, dla procesu (23) i  $K = w = 0$  oraz  $K' = 1$ ,  $w' = 7$ , energia rezonansowa przejścia  $F = 3/2 \rightarrow S = 1/2$  wynosi  $E_k = 5,9$  meV, a dla  $F = 1/2 \rightarrow S = 1/2$   $E_k = 50$  meV [42]. Odpowiadające tym energiom temperatury, dla których powyższe przejścia osiągają maksimum, są odpowiednio:  $T = 46$  K i  $T = 400$  K. Wyjaśnia to wspomnianą już obserwację, że  $dt\mu$  może być tworzone rezonansowo w procesie (26, 27), podczas gdy nie jest to możliwe dla stanu początkowego (24) lub  $d\mu + T_2$ . Stan podstawowy  $d\mu$  leży bowiem od 48 eV wyżej niż stan  $t\mu$ , co w konsekwencji daje w warunku (29) ujemne energie kinetyczne.

Procesy nierezonansowe zachodzą powoli, z szybkością niezależną lub bardzo słabą zależną od temperatury [1, 15], i wniosek ten pozostaje słuszny dla wszystkich możliwych kombinacji izotopów tworzących mionowy jon molekularny. Dla przykładu:  $\lambda_{pd\mu}^0 \approx \lambda_{tt\mu}^0 = 1,8 \pm 0,6 \mu s^{-1}$  [1, 15], w zgodzie z obliczeniami teoretycznymi [15]. Dla procesu (20), który jest zdominowany przez przejścia rezonansowe (23) (rys. 3), doświadczalne wyznaczenie wkładu nierezonansowego do  $\lambda_{dd\mu}$  wymaga starannej analizy kinetycznej danych z uwzględnieniem „back decay” (por. poniżej) i innych procesów [47]. Uzyskany wynik:  $0,044 \pm 0,003 \mu s^{-1}$  zgadza się z przewidywaniami teoretycznymi [15].

Liczby te wskazują na to, że procesy Augerowskiego tworzenia mionowych jonów molekularnych ograniczają liczbę cykli katalizy do  $X < 1$ . Jak wspomniano w rozdz. 2, był to zasadniczy powód, dla którego w końcu lat 50-tych zaniechano badań nad katalizą mionową. Szybkości rezonansowego tworzenia są natomiast znacznie większe: dla  $dd\mu$  są rzędu  $10 \mu s^{-1}$  [42, 48], a dla  $dt\mu$  100 – 1000  $\mu s^{-1}$  [2, 21]. Warunek (29) powoduje, że szybkość tworzenia  $dd\mu$  i  $dt\mu$  zależy od temperatury tarczy wodorowej, w której zachodzi proces. Wyniki te zostaną omówione dokładniej w następnym rozdziale.

### 3.5. Rozpady kwazimolekularnego rezonansu

Jeżeli pominąć stosunkowo powolny rozpad samego mionu, który zachodzi w każdym stadium katalizy mionowej, to czas życia kwazimolekularnych rezonansów (23) ÷ (28) jest określony przez trzy procesy: rozpad elastyczny (procesy odwrotne do (23) ÷ (28)), deekscytacje jonów  $dt\mu_{1,1}$  i  $dd\mu_{1,1}$  do niżej położonych stanów wibracyjno-rotacyjnych (tab. 2) oraz syntezą jądrową w tych jonach.

a) *Rozpad elastyczny*, dla którego przyjęła się nazwa „back decay”, zachodzi z szybkością określoną wzorem [42, 49]

$$\lambda_b = \text{const} e^{\frac{E_k}{kT}} (kT)^2 \lambda_{res}^0(T), \quad (30)$$

gdzie  $\lambda_{res}^0(T)$  jest szybkością rezonansowego tworzenia  $dd\mu$  lub  $dt\mu$ . „Back decay” zmniejsza oczywiście efektywność katalizy mionowej [48, 49]. Z dobrym przybliżeniem można przyjąć, że szybkość rezonansowego tworzenia  $dd\mu$  lub  $dt\mu$  zostaje zredukowana o czynnik będący stosunkiem sumy szybkości deekscytacji i szybkości syntezy w stanie  $J = 1, v = 1$  do tej sumy powiększonej o szybkość „back decay”. Efekt jest szczególnie znaczący dla procesu (23), gdzie szybkość syntezy [48, 49] jest porównywalna z szybkością „back decay” (ok.  $1000 \mu\text{s}^{-1}$ ), a szybkość deekscytacji jest mała (tab. 3). Dla  $dt\mu$  efekt jest natomiast niewielki ze względu na dużą szybkość deekscytacji do stanu  $J = 0, v = 1$  ( $10^{12} \text{s}^{-1}$ ).

T a b l i c a 3. Teoretyczne wartości parametrów charakteryzujących jony  $dd\mu$  i  $dt\mu$  produkowane rezonansowo: efektywny współczynnik przylepiania w reakcjach (6) i (7), szybkość syntezy w stanie  $J = 1, v = 1$  (stan początkowy), szybkość dominującej deekscytacji, liczby kwantowe stanu po deekscytacji (stan końcowy), szybkość syntezy w stanie końcowym [1]. (Szybkości wyrażone są w  $10^9 \text{s}^{-1}$ ).

	$\omega$	stan początkowy			stan końcowy	
		$J; v$	deeksc	synteza	$J; v$	synteza
$dd\mu$	0,12	1; 1	0,08	0,430	1; 0	1,5
$dt\mu$	0,006	1; 1	1140,	0,039	0; 1	1000.

b) *Deekscytacja jonów  $dd\mu$  i  $dt\mu$  ze stanu  $J = 1, v = 1$*  przebiega z wydzielaniem energii (por. tab. 2), która nie może być zaabsorbowana przez wzbudzenia kwazimolekuł (wzbudzenia wibracyjne mają ok. 0,2 eV, a rotacyjne ok. 5 meV [45]). Proces deekscytacji zachodzi przez konwersję energii na jednym z elektronów kwazimolekuły i stany końcowe są takie jak w procesach (20) ÷ (22). Szybka deekscytacja  $dt\mu_{1,1}$  do  $dt\mu_{0,1}$  posiada kluczowe znaczenie dla wydajności katalizy mionowej, gdyż w stanie  $J = 1, v = 1$  szybkość syntezy jest mała (tab. 3). Oczywiście, deekscytacja, prowadząc do rozpadu rezonansu, wyklucza „back decay”, tak że w stanach  $J = 0$  ( $v = 0$ ) jedynym istotnym procesem jest synteza. Trzeci kanał rozpadu kwazimolekularnych rezonansów, syntezę w stanie  $J = v = 1$ , omówimy osobno poniżej, jako że zachodzi ona niezależnie od tego jaki był proces tworzenia mionowych jonów molekularnych.

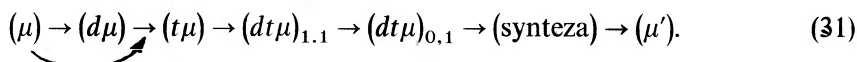
### 3.6. Synteza

Jak już wspomniano we wstępie, mionowe jony molekularne, wchodzące w skład kwazimolekuł (23) ÷ (28) lub ich jonów (17) ÷ (22), są obiektami małymi, a warunki

dla syntezy jąder wewnątrz niech są zbliżone do tych jakie panują w białych karłach. Szybkości syntezy w wybranych stanach ( $J, v$ ) przedstawia tab. 3. Podaje ona też teoretyczne wartości tzw. „współczynnika przylepiania mionu”  $\omega$  (ang. *muon sticking coefficient*), tzn. prawdopodobieństwa kanałów (6) ÷ (9) w odniesieniu do odpowiadających im kanałów (1) – (5), (1 –  $\omega$ ).

Jak widać z tab. 3, w wyniku syntezy większość mionów zostaje oswobodzona. W podziale energii reakcji unoszą one energie rzędu kiloelektronowoltów i, zgodnie z tym co zostało przedstawione na początku tego rozdziału, szybko ulegają spowolnieniu, a następnie związaniu z jądrem izotopu wodoru (10).

Jak widać z powyższej argumentacji, w grafie przedstawionym na rys. 2 istnieje jedna, szczególnie szybka „ścieżka”

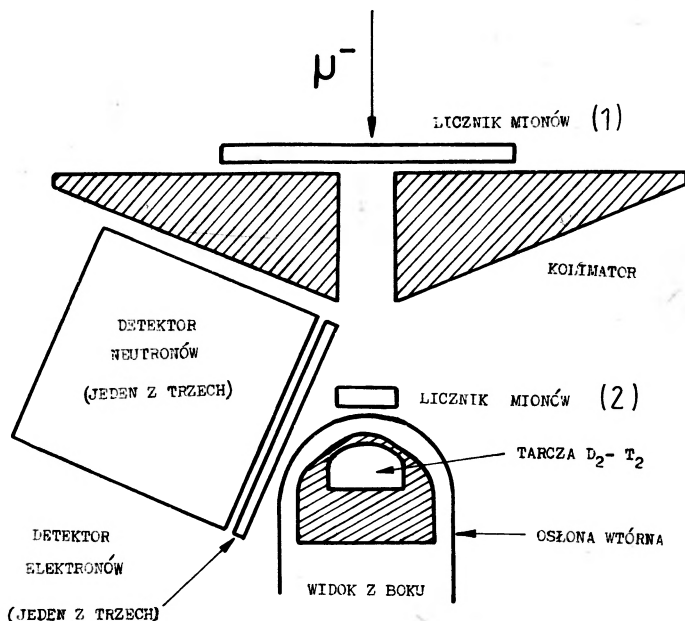


Istnienie tej szybkiej ścieżki powoduje, że czas trwania jednego cyklu katalizy w mieszaninie D–T o dużej gęstości (rzędu LHD) jest mały w porównaniu z czasem życia mionu. Ciąg procesów (31) jest tym szybszy, że część mionów, proporcjonalna do koncentracji trytu w mieszaninie, tworzy atomy  $t\mu$  bezpośrednio, omijając stosunkowo najpowolniejszy w całym ciągu (31) proces wymiany izotopowej (15). Szczęśliwą okolicznością jest, że ścieżka ta charakteryzuje się również wyjątkowo małym współczynnikiem przylepiania, którego wartości doświadczalne okazały się nawet mniejsze niż – i tak optymistyczne – przewidywania teoretyczne [1]. Wartości parametrów charakteryzujących ciąg procesów (31) omówimy poniżej przy opisie danych eksperymentalnych. Na koniec zauważyć należy, że ścieżka (31) prowadzi do syntezy jąder deuteru i trytu, w której wydziela się duża, w porównaniu z innymi reakcjami, energia  $Q = 17,6$  MeV.

#### 4. Najważniejsze wyniki doświadczalne

Poniżej omówimy najważniejsze wyniki doświadczalne, koncentrując się głównie na procesach (31) w mieszaninie deuteru i trytu. Pewną uwagę poświęcimy również doświadczeniom w samym deuterze, jako że posiadają one szczególne znaczenie dla określenia niektórych parametrów katalizy mionowej.

Rysunek 7 przedstawia schemat eksperymentu Jonesa, w którym uzyskano najważniejsze wyniki dla syntezy  $d + t$  [2–4]. Na podobnej zasadzie oparte były pomiary grupy Dzelepowa w Dubnej [19], Breunlicha w SIN (PSI) [20, 21] i Nagamine w KEK [50, 51]. Liczniki 1 i 2 rejestrują mion wpadający do tarczy, wypełnionej mieszaniną deuteru i trytu o zmiennej koncentracji względnej składników. Tarcza obserwowana jest przez trzy scyntylacyjne liczniki neutronów i trzy detektory elektronów. Te ostatnie służą do eliminacji tła poprzez odnotowanie rozpadu mionu  $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$ . Rejestrowane są sygnały odpowiadające neutronom o energii 14 MeV, pochodzącym z reakcji  $d + t$ , i tworzony jest ich rozkład czasowy względem sygnału od padającego mionu. Dla czasów powyżej 0,1 – 0,5  $\mu\text{s}$ , dla



Rys. 7. Schemat układu detekcyjnego w eksperymencie Jonesa i in. [2]

których wpływ procesów szybkich (tworzenie atomów mionowych, deekscytacje atomów i jonów molekularnych, synteza) staje się zaniedbywalny, rozkład ten jest dobrze przybliżony wzorem

$$dN/dt = \lambda_c \exp(-\lambda_n t) = \lambda_c \exp[-(\lambda_0 + W\lambda_c)t], \quad (32)$$

gdzie  $\lambda_n$  jest prawdopodobieństwem straty mionu w jednostce czasu,  $\lambda_0$  znaną szybkością rozpadu mionu,  $\lambda_c$  częstością cykli katalizy (*muon cycling rate*), która zgodnie z grafem na rys. 2, jest dobrze przybliżona wzorem<sup>3</sup>

$$\frac{1}{\lambda_c} = \frac{c_d q_{1s}}{c_t \lambda_{dt}} + \frac{1}{c_d \lambda_{dt\mu}}. \quad (33)$$

Koncentracje deuteru i trytu spełniają warunek:  $c_d + c_t \approx 1$ ,  $W$  jest prawdopodobieństwem straty mionu przez utworzenie  $Z\mu$  ( $He\mu$ ) wskutek przechwytu przez cięższe jądro lub przylepiania w procesie syntezy

$$W = \omega + \frac{c_d q_{1s} b_n \omega_d \lambda_{dd\mu} + c_z \lambda_{dz}}{c_t \lambda_{dt} + c_d \lambda_{dd\mu} + c_z \lambda_{dz} + \lambda_0} \cdot c_d + \frac{c_t \omega_t \lambda_{tt\mu} + c_z \lambda_{tz}}{c_d \lambda_{dt\mu} + c_t \lambda_{tt\mu} + c_z \lambda_{tz} + \lambda_0}. \quad (34)$$

<sup>3</sup>Dokładniejsze wzory podane są w [41, 52]. Wzory (32) ÷ (34) odpowiadają założeniu, że efektywność rejestracji aktów syntezy jest  $\varepsilon = 1$  i czas martwy aparatury  $\delta = 0$ . Dla  $\varepsilon < 1$  lub  $\delta > 0$  wzory ulegają nietrywialnej modyfikacji. Ogólne wyrażenia, z uwzględnieniem zarówno procesów szybkich jak i czynników pomiarowych zostały wyprowadzone w pracach [41, 53].

Czynniki  $\omega_d$ ,  $\omega$  i  $\omega_t$  są „efektywnymi” współczynnikami przylepiania mionu, odpowiednio w reakcjach (6), (7) i (8). (Tak zdefiniowane współczynniki uwzględniają również możliwość wtórnego oswoobodzenia mionu z  $\text{He}\mu$  w zderzeniach z molekułami tarczy),  $b_n = 0,58$  [5] jest prawdopodobieństwem kanału neutronowego syntezy  $d + d$ , (2a) i (6) (jak już wspomniano, prawdopodobieństwo przyklejenia mionu w kanale  $d + d \rightarrow t + p$  jest praktycznie zerowe). Pozostałe parametry są zdefiniowane na rys. 2. Jak widać ze wzorów (32) ÷ (34), pomiary przy różnych koncentracjach składników, gęstościach i temperaturach mieszaniny pozwalają określić parametry fizyczne procesów katalizy mionowej drogą dopasowania do doświadczalnych rozkładów czasowych.

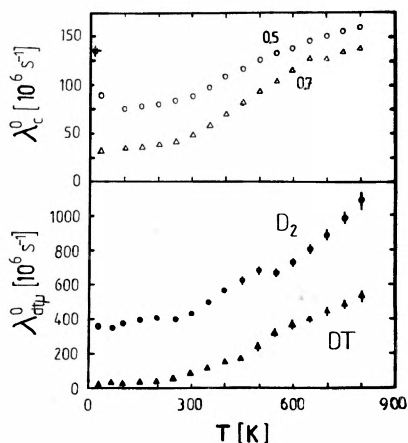
Wzory (33) i (34) wynikają bezpośrednio z inspekcji grafu na rys. 2 przy założeniu:  $\lambda(\text{fast}) \gg \lambda_0$  dla procesów szybkich, których parametry nie występują w wyrażeniach po prawej stronie. Zanieczyszczenia mieszaniny cięższymi jądrami utrzymywane są zwykle na niskim poziomie, tak że przyczynki  $c_z \phi \lambda_{dz}^0$  i  $c_z \phi \lambda_{tz}^0$  mogą być zaniebane. Bezpośredni wychwyty mionu przez jądro  $Z > 1$  daje przyczynki jeszcze mniejsze [15]. Nie dotyczy to oczywiście pomiarów przeprowadzanych celem określenia szybkości przechwyty mionu z jąder izotopów wodoru na jądra helu [3, 6, 54].

Liczba aktów syntezy przypadająca na jeden mion jest określona przez stosunek

$$X = \frac{\lambda_c}{\lambda_n}. \quad (35)$$

Wartości  $\lambda_n$  mierzymy doświadczalnie, korzystając ze wzoru (32). Szybkość  $\lambda_c$  może być również wyznaczona bezpośrednio z pomiarów, niezależnie od  $\lambda_n$  [52]. Jeśli mianowicie założyć, że miony nie są tracone w procesie katalizy, co formalnie jest równoważne przyjęciu  $\lambda_0 = \omega = \omega_d = \omega_t = c_z = 0$ , wówczas powinniśmy spodziewać się stałej w czasie częstości zliczeń  $\lambda_c$ . Taką sytuację możemy zrealizować dobierając odpowiednie kryteria rejestracji: w określonym przedziale czasu ( $t_i$ ,  $t_f$ ) budujemy histogramy tylko dla tych sygnałów syntezy, dla których po czasie  $t_f$  pojawił się co najmniej jeszcze jeden sygnał neutronu o energii 14 MeV. Oznacza to, że mion istniał jeszcze po czasie  $t_f$ .

Rysunek 8 przedstawia przykładową zależność  $\lambda_c^0$  od temperatury, otrzymaną dla koncentracji trytu 70% i 50% oraz gęstości mieszaniny 0,36 LHD (przedstawione szybkości są sprowadzone do LHD). Jednocześnie pokazane są krzywe przedstawiające szybkości tworzenia molekularnych jonów  $dt\mu$  w reakcjach (26) – (27). Jak widać z rysunku, szybkość tworzenia  $dt\mu$  zależy silnie od temperatury tarczy, co potwierdza rezonansowy charakter procesu. Ponadto widać, że krzywe rezonansowe nadal wzrastają przy 800 K, najwyższej temperaturze przy jakiej dotąd przeprowadzono pomiary [2, 3]. Warto tu zaznaczyć, że dla teoretycznych wartości energii składających się na warunek (29), maksimum zależności temperaturowej spodziewano się pierwotnie przy  $T = 540$  K [18] (molekuła  $D_2$  w stanie podstawowym oraz  $K' = 1$ ,  $w' = 3$ ), tak że zależność przedstawiona na rys. 8 była jedną (lecz nie jedyną) z przyjemnych niespodzianek, jakie przyniósł eksperyment Jonesa. Dokładniejsze rozważania [55] wykazują, że obraz rezonansowego tworzenia  $dt\mu$  jest bardziej

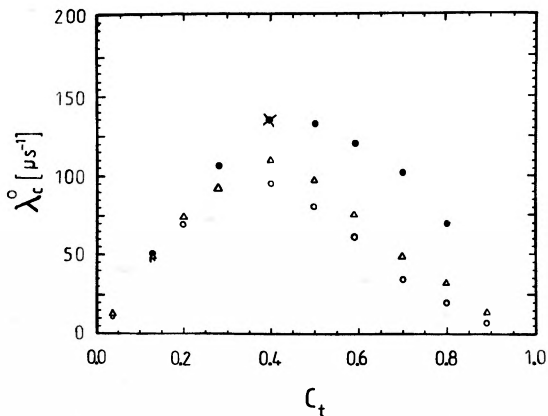


Rys. 8. Zależność od temperatury dla szybkości cyklu  $\lambda_c^0$  w mieszaninie D–T (górna część). Kółka odpowiadają  $c_t = 0,5$ , a trójkąty 0,7. Dolna część przedstawia  $\lambda_{dt\mu}^0$  w procesie (26) (kółka) i (27) (trójkąty) [2, 20]. Wszystkie szybkości są sprowadzone do LHD

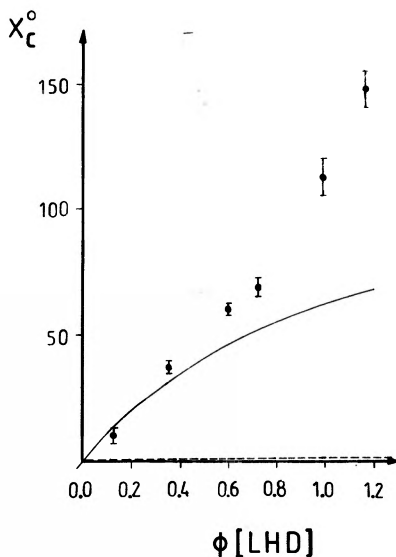
złożony. Atomy  $t\mu$  wynoszą bowiem z reakcji (15) energię odrzutu ok. 20 eV i w procesie spowalniania przechodzą przez energie rezonansowe, odpowiadające przejściom między różnymi stanami spinowymi i rotacyjno-wibracyjnymi obiektów w procesach (26) i (27). Obecne oszacowania każą spodziewać się maksimum  $\lambda_c$  przy  $T = 1200 \div 1500$  K [7], którego to zakresu jak dotąd nie udało się zbadać eksperymentalnie.

Na osobną uwagę zasługuje punkt dla stałej mieszaniny D–T (1,45 LHD) przy  $T = 13$  K, otrzymany dla koncentracji trytu 40% [21]. Zauważmy, że faktycznie zaobserwowana szybkość  $\lambda_c$  jest 1,45 raza większa od  $\lambda_c^0$  pokazanej na wykresie i wynosi  $193 \mu\text{s}^{-1}$ . Jest to najwyższa zmierzona dotychczas szybkość cyklu katalizy mionowej, przewyższająca 420 razy szybkość rozpadu mionu. (Ze względu na obecność innych kanałów utraty mionu liczba cykli wynosiła w tym eksperymencie  $X = 124 \pm 10$  na jeden  $\mu^{-1}$ ). Tak duża wydajność katalizy mionowej w tym zakresie temperatur nie była przewidziana teoretycznie i nie zapowiadały jej wcześniejsze dane Jonesa i innych. Jakościowo efekt ten da się wytłumaczyć, jeśli uwzględnić skończoną szerokość kwazimolekularnych rezonansów (26) i (27) [56, 57], która we wcześniejszych pracach była przyjmowana za zero. Skończona szerokość powoduje, że przy niskiej temperaturze zaznacza się wpływ rezonansów leżących poniżej progu [57]. Jak dotąd jednak nie ma zadowalającego ilościowo wytłumaczenia tak dużej wartości  $\lambda_c^0$  przy tej temperaturze.

Rysunek 9 pokazuje zależność  $\lambda_c^0$  od koncentracji trytu. Jak widać z rysunku, optymalną dla katalizy mionowej mieszaninę otrzymujemy gdy  $c_t = 0,3 \div 0,5$ . Na rys. 10 pokazano zależność liczby cykli, znormalizowanej do LHD,  $X^0 = \phi^{-1} X$ , od gęstości tarczy [58]. Ponieważ szybkość cyklu jest określona głównie przez  $\lambda_{dt}$  i  $\lambda_{dt\mu}$ , których wartości powinny być proporcjonalne do  $\phi$ , należałoby się spodziewać, że  $X^0$  będzie rosła z gęstością mieszaniny co najwyżej liniowo (w łańcuchu procesów katalizy mionowej występują też procesy niezależne od gęstości tarczy, jak np.



Rys. 9. Szybkość cyklu  $\lambda_c^0$ , znormalizowana do LHD, w zależności od koncentracji trytu  $c_t$  [2, 21], dla temperatur: 550 K (pełne kółka), 300 K (trójkąty), 100 K (puste kółka) [2] i 12 K (krzyżyk) [21]. Ostatni punkt odpowiada mieszaninie nierównowagowej  $D_2 - T_2$ , pozostałe mieszaninie równowagowej  $D_2 - DT - T_2$

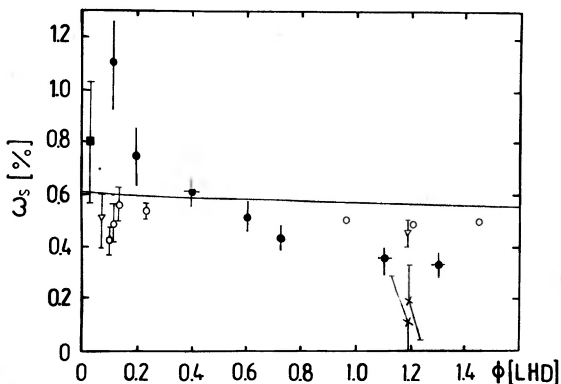


Rys. 10. Zależność średniej liczby cykli  $X$  na jeden  $\mu^-$ , znormalizowanej do LHD, od gęstości tarczy [58]. Linia przerywana przedstawia przewidywanie teoretyczne z lat pięćdziesiątych, ciągła z lat siedemdziesiątych, a punkty przedstawiają aktualne dane doświadczalne

deekscytacja  $dt\mu$  i synteza jąder). Tymczasem dane wykazują szybki wzrost  $X^0$  z gęstością. Jest to następna niespodzianka, którą jak dotychczas rozumiemy tylko częściowo. Istniejące próby wytłumaczenia tego efektu zakładają wpływ molekuł sąsiednich (zderzenia trzyciałowe, np.  $t\mu + D_2 + D_2$  w procesie (26)).

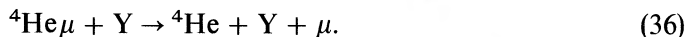
Rysunek 11 przedstawia wartości współczynnika przylepiania mionu do jądra  $^4\text{He}$  w reakcji (7), otrzymane w eksperymentach w LAMPF [3, 4, 58], SIN [20, 36]





Rys. 11. Zależność współczynnika  $\omega$  dla syntezy  $q dt\mu$  (reakcje (7)) od gęstości tarczy. Krzywa ciągła stanowi przewidywanie teoretyczne [36, 58]. Pełne kółka przedstawiają wartości doświadczalne otrzymane na podstawie wzorów (33, 34) w LAMPF [4], podobnie puste kółka i trójkąty – w PSI [20], krzyżyki – pomiary bezpośrednie w KEK [50, 51], a kwadrat – pomiar bezpośredni w LAMPF [58]

i KEK [50, 51]. Punkty Jonesa [3, 4] (wypełnione kółko) i Breunlicha [20, 36] (puste kółka i trójkąty) otrzymane były drogą dopasowań do wzorów (32) – (34). Jak widać, w pierwszym przypadku  $\omega$  maleje z gęstością mieszaniny. Wynik ten był zupełnym zaskoczeniem, gdyż  $\omega$  powinno zależeć tylko od parametrów wewnętrznych, opisujących jon  $dt\mu$ , i wpływ struktury kwazimolekuł  $[(dt\mu)t2e]$  lub  $[(dt\mu)d2e]$  powinien być zanedbywalny; tym bardziej trudno jest spodziewać się wpływu ich otoczenia. Jedynym oczywistym źródłem zależności  $\omega$  od gęstości może być wspomniany już wcześniej „stripping” mionów w zderzeniach  ${}^4\text{He}\mu$  z molekułami mieszaniny



Jon  $\text{He}\mu$  wynosi z reakcji (7) stosunkowo dużą energię kinetyczną, ok. 3,5 MeV, podczas gdy energia potrzebna na oderwanie mionu od  ${}^4\text{He}^{++}$  jest trzy rzędy wielkości mniejsza i wynosi ok. 11 keV. Spowalnianie  ${}^4\text{He}\mu$  do energii, poniżej której proces (36) przestaje być istotny, przebiega bardzo szybko [1, 59], tak że w eksperymencie obserwujemy „efektywny” współczynnik przylepiania

$$\omega = (1 - R)\omega^0. \quad (37)$$

gdzie  $\omega^0$  jest „początkowym” współczynnikiem („initial sticking”), odpowiadającym  ${}^4\text{He}\mu$ , który pojawia się bezpośrednio z reakcji (7). Jednakże, jak wykazują rachunki,  $R \approx 0,30$  [1, 59], co nie tłumaczy ilościowo ani wartości  $\omega$ , ani obserwowanej zależności od gęstości.

Poświęciliśmy tu dużo uwagi zależności  $\omega$  od gęstości w eksperymencie Jonesa, mimo że nie znalazła ona potwierdzenia w doświadczeniach Breunlicha. Ma to trojakie uzasadnienie: Po pierwsze, potwierdzenie małych wartości  $\omega$  przy dużych gęstościach i wysokich temperaturach miałyby kardynalne znaczenie dla perspektyw praktycznego zastosowania katalizy mionowej, jako że jest to podstawowy parametr ograniczający liczbę syntez na jeden mion. Po drugie, zrozumienie przyczyny tej

zależności pozwoliłoby być może znaleźć sposób na dalsze zmniejszenie wartości  $\omega$ . Po trzecie wreszcie, jak widać na rys. 11, pomiary wykonane w LAMPF [58] (pełny kwadrat) i KEK [50, 51] (krzyżyki) wydają się potwierdzać zależność  $\omega$  od gęstości. Ważne jest przy tym, że były to pomiary bezpośrednie w odróżnieniu od prac [3, 36], gdzie współczynnik  $\omega$  wyznaczono drogą dopasowań do wzorów (32) ÷ (34). W procedurze dopasowania ważną rolę odgrywają korelacje między parametrami, szczególnie między  $q_{1s}$  i  $\omega$ , których zależność od gęstości nie jest wystarczająco rozumiana.

Ze względu na ważność pomiarów bezpośrednich, kilka słów o obu eksperymentach. W LAMPF, oprócz rejestracji neutronów o energii 14 MeV, specjalny detektor rejestrował jony  ${}^4\text{He}^{++}$  i  $({}^4\text{He}\mu)^+$ , które wydostawały się na zewnątrz tarczy przez cienkie okienko mylarowe. Pomiar mógł być wykonany jedynie dla bardzo małych gęstości mieszaniny  $\phi \approx 1^{-3}$  LHD, takich by jony helu nie zatrzymywały się wewnątrz tarczy. Zwróćmy uwagę, że przy tak małych gęstościach zachodzi:  $\omega \approx \omega^0$ , a otrzymana wartość  $\omega^0 = 0,0080 \pm 0,0027$  [58] zgadza się z teorią ( $\omega^0 = 0,0088 \pm \pm 0,0005$ ) [1]. Narzucające się w tej sytuacji w sposób naturalny wytłumaczenie malenia  $\omega$  z gęstością procesem (36) nie daje jednak poprawnych wyników [59].

W eksperymencie przeprowadzonym w KEK sygnaturą reakcji (7) były kwanty promieniowania  $X$ , pochodzące z deekscytacji  $({}^4\text{He}\mu)^*$ , rejestrowane w koincydencji z neutronami o energii 14 MeV. Pomiar wykonano dla ciekłej mieszaniny D–T (1,2 LHD). Wyniki wydają się potwierdzać zależność  $\omega$  od gęstości, a także dopuszczają bardzo optymistyczne z punktu widzenia potencjalnych zastosowań katalizy mionowej wartości  $\omega \approx 10^{-3}$ . Jednak rozbieżności między poszczególnymi pomiarami i niezgodność z teorią skłaniają do ostrożności i oczekiwania na dalsze wyniki doświadczalne.

Jak widać z powyższego opisu, do doświadczalnego zbadania pozostaje wciąż najbardziej interesujący zakres: jednocześnie dużych gęstości ( $\phi \approx$  LHD) i temperatur (1000 ÷ 2000 K). Jest to jednak obszar, w którym eksperymenty są bardzo trudne.

Doświadczenia z samym deuterem są łatwiejsze, ze względu na nieobecność promieniotwórczego trytu. Ponadto, względna prostota kinetyki zmniejsza liczbę parametrów występujących w opisie zjawiska, co ułatwia analizę danych [33, 43]. Pozwala to na zbadanie niektórych procesów, które byłyby trudne do zauważenia w eksperymentach z mieszaninami izotopów, jak na przykład przejścia (11) między stanami spinowymi  $d\mu$  [44, 60], czy porównanie rezonansowego i nierezonansowego tworzenia mionowych jonów molekularnych [47]. Oczywiście, wyniki doświadczeń z samym deuterem są ważne też jako dane wejściowe dla analizy eksperymentów z mieszaninami izotopów wodoru.

Najpełniejsze wyniki dla katalizy mionowej w samym deuterze uzyskała grupa Worobiowa, która przeprowadziła oryginalny eksperyment, pozwalający na oddzielną rejestrację wszystkich jądrowych kanałów syntezy zachodzącej w jonie  $dd\mu$  [5, 6]. Detektorem zapewniającym stuprocentową efektywność rejestracji reakcji (2a), (2b) i (6) była sama tarcza, w której zachodziła synteza. Stanowiła ją wysokociśnieniowa komora jonizacyjna, wypełniona deuterem pod ciśnieniem  $p \approx 100$  atm. Aparatura

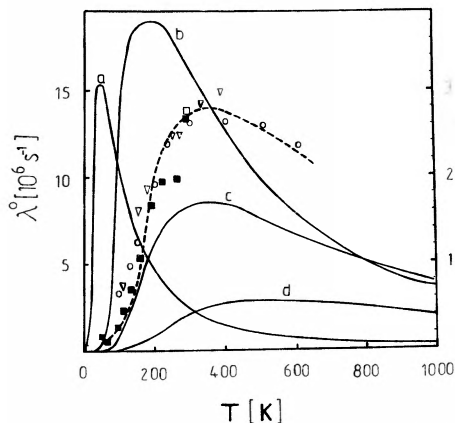
rejestrowała sygnały od naładowanych produktów syntezy. Na podstawie wysokości impulsów możliwe było odróżnienie sygnałów wywołanych przez pojedynczo i podwójnie naładowane jony  ${}^3\text{He}\mu$  i  ${}^3\text{He}^{++}$  (reakcje (6) i (2a)) oraz protony z reakcji (2b).

W ten sposób dokonano pierwszego bezpośredniego – i jak dotąd najdokładniejszego – pomiaru współczynnika przylepiania. Otrzymana dla reakcji (2a) wartość  $\omega_d = 0,122 \pm 0,003$  zgadza się bardzo dobrze z wartością przewidywaną teoretycznie [1].

Zaskakujący jest natomiast wynik dla stosunku prawdopodobieństw kanałów z neutronem i protonem w stanie końcowym.

$$r = N(d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n)/N(d + d \rightarrow t + p) = 1,39 \pm 0,03. \quad (38)$$

Wynik ten jak dotąd nie znalazł zadowalającego wytłumaczenia (symetria ładunkowa wymaga, by  $r = 1$ ). Koresponduje on natomiast z analogiczną asymetrią stwierdzoną dla fali  $P$  w rozpraszaniu  $d + d$  przy energiach 30–400 keV [61]. (Należy zwrócić uwagę, że tworzenie  $dd\mu$  w procesie (23) zachodzi również w fali  $P$ ).

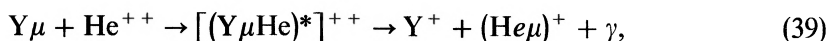


Rys. 12. Zależność szybkości tworzenia  $dd\mu$  od temperatur (prawa skala): kółka [4], kwadraty [16], trójkąty [6]. Krzywe ciągłe przedstawiają teoretyczne szybkości rezonansowego tworzenia  $dd\mu$  (lewa skala) dla poszczególnych przejść  $d\mu(F) \rightarrow dd\mu(S)$ : (a) –  $3/2 \rightarrow 1/2$ , (b) –  $3/2 \rightarrow 3/2$ , (c) –  $1/2 \rightarrow 1/2$  oraz (d) –  $1/2 \rightarrow 3/2$  [42]. Krzywa przerywana odpowiada krzywom (a–d) z uwzględnieniem „back decay”, przy założeniu szybkości syntezy w  $dd\mu$   $410 \mu\text{s}^{-1}$  [42] (prawa skala)

Rysunek 12 pokazuje dane dotyczące szybkości tworzenia  $dd\mu$  wraz z wynikami uzyskanymi w innych eksperymentach [3, 16] oraz przewidywaną teoretycznie zależność od temperatury (linia przerywana) [42]. Punkty i krzywa przerywana odpowiadają „efektywnej” szybkości, tj. zmniejszonej przez „back decay”. Krzywe ciągłe przedstawiają teoretyczne szybkości rezonansowego tworzenia  $dd\mu$  dla różnych stanów spinowych  $d\mu$  i  $dd\mu$  [42]. Opisują one poprawnie kształt krzywej przerywanej, jednakże jej normalizacja wymaga jeszcze wyjaśnienia (por. [42] i [47]).

Innym ważnym wynikiem było określenie szybkości przechwytu mionu przez jądra  ${}^4\text{He}$  i  ${}^3\text{He}$  z jąder deuteru. Są to bardzo istotne parametry dla perspektyw zastosowań katalizy mionowej, jako że będą one określać częstość wymiany paliwa

dla usunięcia helu powstającego w mieszaninie D–T z rozpadu trytu i w reakcjach syntezy. Pomiary wykonano dodając do mieszaniny izotopów wodoru domieszkę  $^4\text{He}$  lub  $^3\text{He}$  w ilości  $c(^4\text{He}) = 0,02$ . Uzyskane wyniki [6]:  $\lambda^0(d, ^3\text{He}) = (127 \pm 10) \mu\text{s}^{-1}$  i  $\lambda^0(d, ^4\text{He}) = (368 \pm 18) \mu\text{s}^{-1}$  dobrze zgadzają się z teorią [62] i potwierdzają istnienie „rezonansowego mechanizmu” przekazu mionu z jąder wodoru na hel, przewidzianego teoretycznie w r. 1981 [63]



gdzie  $Y = p, d$  lub  $t$ . Mechanizm ten objaśnia również wcześniejsze dane grupy dubnieńskiej [64] otrzymane dla protonów, jak też temperaturową zależność szybkości przechwyty z jąder trytu, zaobserwowaną w doświadczeniu grupy Jonesa [4]. Proces (39) dla przejść z deuteru na  $^4\text{He}$  obserwował też Nagamine [54], który wyznaczył widmo energetyczne kwantów  $\gamma$ . Zgadza się ono dobrze z przewidywaniem teoretycznym [62].

## 5. Perspektywy praktycznego zastosowania

Uzyskane w ostatnich latach wyniki doświadczalne, które omówiliśmy w poprzednim rozdziale, spowodowały duży wzrost zainteresowania wykorzystaniem katalizy mionowej do produkcji energii. Mimo, iż obraz fizyczny katalizy mionowej nie jest jeszcze dostatecznie zrozumiany, podjęte zostały prace nad projektami o charakterze zastosowawczym. Powstają też nowe pomysły, dotyczące na przykład przeprowadzenia katalizy mionowej w „chłodnej” płazmie ( $10^4 - 10^5$  K) [67], czy katalizy mionowej syntezy lekkich jąder o  $Z > 1$  [68]. Dziedzina dotycząca praktycznego zastosowania katalizy mionowej rozwinęła się już na tyle, że wymaga oddzielnego omówienia [69]. Ramy tego przeglądu pozwalają jedynie na bardzo szkicową prezentację.

Istnieją dwa zasadnicze ograniczenia fizyczne, które określają możliwość uzyskania dodatniego bilansu energii w katalizie mionowej. Są to:

- A. prawdopodobieństwo utraty mionu przez rozpad w czasie jednego cyklu katalizy, które jest określone przez szybkość cyklu katalizy  $\lambda_c$ , odniesioną do szybkości rozpadu mionu, oraz
- B. prawdopodobieństwo utraty mionu przez związanie go z jądrem o  $Z > 1$ .

W drugim przypadku w grę wchodzi dwa procesy: przyklepanie mionu (tworzenie  $\text{He}\mu$  w reakcjach 1b – 4b) oraz przechwyt mionu z  $t\mu$ ,  $d\mu$  lub  $p\mu$  na  $Z\mu$  – głównie w procesach (39).

Jeżeli chodzi o pierwsze ograniczenie, to największa szybkość cyklu została zaobserwowana w PSI przy  $T = 13$  K [21],  $\lambda_c \approx 193 \mu\text{s}^{-1}$ . Zatem, gdyby nawet pominąć straty mionów ujęte w punkcie B, to skończoność  $\lambda_c$  narzuca  $X < 425$ . Jednakże ograniczenie to może ulec istotnemu osłabieniu w obszarze dużych temperatur i gęstości. Szybkość cyklu rośnie silnie z gęstością i temperaturą (rys. 8 i 10), tymczasem dane przy wyższych temperaturach ( $T > 600$  K) ograniczają się do gęstości poniżej 0,4 LHD. Na szybkość cyklu wpływają głównie dwa procesy:

tworzenie  $dt\mu$  (26, 27) i wymiana izotopowa (15). Dla dominującego procesu tworzenia  $dt\mu$  jakim jest  $t\mu + D_2 \rightarrow [(dt\mu)d2e]^*$  (rys. 8), zależność temperaturowa jest szczególnie silna; zatem przy wyższych temperaturach ograniczenie to powinno być znacznie słabsze. Jak dotąd nie została podana żadna definitywna liczba ograniczająca szybkość tworzenia  $dt\mu$  [36]. Z drugiej strony, wymiana izotopowa między stanami wzbudzonymi  $d\mu^*(n) \rightarrow t\mu^*(n)$  ( $n = 2 \div 14$ ), może być w tym obszarze szybsza i współczynnik  $q_{1s}$  odpowiednio mniejszy. Oczywiście, hipoteza ta wymaga doświadczalnego potwierdzenia.

Zważywszy przytoczone powyżej argumenty, można przyjąć, że ze względu na czas trwania cyklu, osiągnięcie  $X \gtrsim 1000$  nie jest wykluczone.

Jeżeli chodzi o ograniczenie drugie, związane z tworzeniem głównie  $He\mu$ , to najistotniejszym parametrem jest  $\omega$ . Pomiar Nagamine (rys. 11), wykonany dla dużych gęstości w ciekłej mieszaninie, dopuszcza wprawdzie  $X \approx \omega^{-1} \gtrsim 1000$ , ale wymaga niezależnego potwierdzenia, szczególnie dla dużych temperatur.

Jak dotychczas  $\omega$  stanowi najsilniejsze ograniczenie wydajności katalizy mionowej. Stąd też rozważane są różne projekty zmniejszenia jego efektywnej wartości. Jedne z nich [70] mają na celu zwiększenie „strippingu” (36) poprzez utrzymywanie dużej energii  $He\mu$  w odpowiednio modulowanych polach elektrycznych; inne przewidują jonizację  $He\mu$  przez wiązkę laserową [71]. (Pole promieniowania lasera może też wydatnie zwiększyć szybkość tworzenia  $dd\mu$  i  $dt\mu$  [72]).

Straty mionów wskutek przechwyty przez jądra  $Z > 1$  będą określone w praktyce czystości mieszaniny D–T. Głównym problemem jest tutaj hel, produkowany w reakcjach syntezy i w rozpadzie trytu. Wielkość strat zależeć będzie od rozwiązań technicznych, dotyczących oczyszczania paliwa. W dotychczasowych rozważaniach zakłada się, że możliwe będzie utrzymanie takiej czystości mieszaniny izotopów wodoru, że głównymi pozostaną ograniczenia, jakie narzucają szybkość cyklu katalizy i współczynnik przylepiania [73].

Dla praktycznego zastosowania katalizy mionowej najważniejszym parametrem jest zatem średnia liczba cykli katalizy,  $X$ , jakie wywołuje w czasie swojego życia jeden mion, wprowadzony do czystej mieszaniny deuteru z trytem. Pomiarzy przedstawione na rys. 9 wykazują, że  $X$  osiąga maksimum przy koncentracji deuteru  $c_d = 1 - c_t = 0,05 \div 0,7$ . Gałęzie grafu na rys. 2, prowadzące do reakcji  $d + d$  i  $t + t$ , dają wówczas małe przyczynki. Na przykład: dla  $d\mu$  proces wymiany izotopowej  $d\mu \rightarrow t\mu$  jest wtedy ok. 100 razy bardziej prawdopodobny niż utworzenie  $dd\mu$ , a  $dt\mu$  jest tworzone przez  $t\mu$  ok. 100–300 razy częściej niż  $tt\mu$ . W tej sytuacji liczba reakcji syntezy  $d + t$  jest w przybliżeniu równa liczbie cykli katalizy w ogóle (włączywszy reakcje  $d + d$  i  $t + t$ ). Średnia energia syntezy wydzielana w jednym cyklu, będzie zatem w przybliżeniu równa 17,6 MeV. W bilansie energii trzeba wziąć pod uwagę także konieczność reprodukcji trytu: neutrony pochodzące z syntezy  $d + t$  dają w reakcji  $n + {}^6\text{Li} \rightarrow t + {}^4\text{He}$  dodatkowe 4,8 MeV. Energia uzyskiwana w jednym cyklu katalizy wynosi więc średnio  $Q \approx 22$  MeV.

Wydajność energetyczna katalizy mionowej określona jest stosunkiem

$$W = XQ/E_\mu, \quad (40)$$

gdzie  $E_\mu$  jest energią potrzebną dla wyprodukowania jednego „użytecznego” mionu, tj. mionu, który dotrze do mieszaniny D–T.

W zasadzie, minimalna wartość  $E_\mu$  jest energią potrzebną na wytworzenie pary  $\mu^+ \mu^-$  w spoczynku (211 MeV). Wówczas dla zrównania energii włożonej z energią uzyskaną („break even”) wystarczyłoby zaledwie 10 cykli katalizy. Nawet uwzględniając straty energii w akceleratorze i wydajność cyklu Carnota, wynik byłby pozytywny. Niestety, nie znamy takiego procesu, w którym z dużym przekrojem czynnym większość energii byłaby zamieniana na masę mionów. Na miejscu wszakże będzie tu przytoczyć uwagę Rafelskiego [1], iż przy wielkim postępie, jaki nastąpił w badaniach cząstek elementarnych i ich oddziaływań, wciąż nie wiemy jaki jest mechanizm powstawania masy leptonów, a zrozumienie tego mechanizmu może mieć znaczenie sięgające również katalizy mionowej.

Przy dzisiejszym stanie wiedzy, jedynym praktycznie dopuszczalnym sposobem otrzymywania odpowiednio intensywnych wiązek ujemnych mionów jest wykorzystanie rozpadu mezonów  $\pi^-$ , produkowanych w zderzeniach lekkich jąder, przyspieszonych w akceleratorach do energii ok. 1 GeV/nukleon z jądrami tarczy, również o małym  $Z$ . Same zasady zachowania ładunku, energii i pędu dają tu ograniczenie  $E_\mu > 2 \text{ GeV}/\mu^-$ . Jednakże część  $\pi^-$  jest tracona wskutek wychwytu przez napotkane po drodze jądra, zanim zdąży się rozpaść. Z kolei część  $\mu^-$  rozpadnie się nim dotrze do zbiornika z mieszaniną D–T lub nie trafi tam wskutek rozrzutu kierunków pędów w produkcji i rozpadzie  $\pi^-$ . Różne oszacowania [74] dają  $E_\mu = 6 \div 12 \text{ GeV}/\mu^-$ , choć mniejsze wartości też mogą okazać się możliwe [75].

Jeśli uwzględnić dodatkowo sprawność konwersji energii jądrowej na elektryczną i sprawność energetyczną akceleratora, to minimalna liczba cykli potrzebna dla uzyskania dodatniego bilansu energii wzrasta do ok.  $X = 1000$ . Jakkolwiek uzyskania tej liczby nie da się wykluczyć, to jednak możliwość taka nie została jak dotąd potwierdzona ani doświadczalnie, ani teoretycznie. W tej sytuacji zastosowanie katalizy mionowej jako samodzielnego źródła energii, opartego wyłącznie o reakcje syntezy jądrowej, jest zagadnieniem, które wymaga rozstrzygnięcia wciąż jeszcze na poziomie badań podstawowych.

Innym podejściem jest zastosowanie katalizy mionowej w systemach hybrydowych, w których synteza jądrowa jest źródłem nie tylko energii, lecz jednocześnie neutronów dla produkcji paliwa rozszczepialnego z uranu 238 lub toru 232. Dodatni bilans energetyczny można wówczas osiągnąć dla znanych już parametrów fizycznych katalizy mionowej, a możliwość praktycznej realizacji wydaje się być wystarczająco ugruntowana nawet przy obecnie osiągalnych rozwiązaniach technicznych. Dla podejścia hybrydowego kataliza mionowa stwarza szanse porównywalne do syntezy w gorącej plazmie i dlatego może być uważana za konkurencyjną również w stosunku do reaktorów powielających i metody spallacji neutronów.

Nad projektem hybrydowym, opartym na katalizie mionowej, pracuje grupa Pietrowa w Leningradzkim Instytucie Fizyki Jądrowej. W pracy [74] przyjęto następujące parametry dla testowego generatora o mocy 100 MW<sub>e</sub>:  $X = 130$ ,  $B_\mu = 12 \text{ GeV}/\mu^-$ , temperatura mieszaniny D–T  $T = 600 \text{ K}$ , gęstość  $\phi = 0,5 \text{ LHD}$ , koncentracja trytu  $c_t = 0,3$ , indukcja pola magnetycznego utrzymującego piony

i miony  $B = 11$  T, sprawność akceleratora  $\eta_{acc} = 0,6$ , prąd wiązki deuteronowej  $I_{acc} = 210$  mA. Ta ostatnia liczba wydaje się być najdalszą od obecnie osiągniętych parametrów. Jednak zadania zbudowania odpowiedniego urządzenia nie postawiono dotąd przed fizyką i inżynierią akceleratorową, a jego rozwiązanie jest raczej kwestią czasu i nakładów niż przeszkód o charakterze podstawowym.

### Podsumowanie

Spośród wielu parametrów opisujących katalizę mionową w mieszaninach izotopów wodoru udało się jak dotąd wyznaczyć zaledwie kilka. Uzyskany obraz nie jest jednoznaczny. Nie jest też zadowalający jeżeli chodzi o zgodność z teorią, aczkolwiek z punktu widzenia potencjalnych zastosowań katalizy mionowej jest on bardziej optymistyczny niż się spodziewano. Do wyjaśnienia pozostaje w szczególności wartość  $\omega$  i jej zależność od gęstości, temperaturowa zależność szybkości tworzenia  $d\tau$  oraz problem współczynnika  $q_{1s}$ . Dane doświadczalne, jakimi dysponujemy obecnie, stwarzają zachęcającą perspektywę. Podczas gdy w końcu lat siedemdziesiątych myślano o uzyskaniu 50 reakcji syntezy  $d + t$  na jeden mion (rys. 10), dzisiaj obserwujemy ich 150. Nadzieje przesunęły się do obszaru tysiąca cykli i coraz śmielej myśli się o katalizie mionowej jako samodzielnym źródle energii. Jednakże do wyjaśnienia pozostaje szereg zagadnień, między innymi tych, które wyłoniły się w trakcie dotychczasowych badań. Na dzień dzisiejszy kataliza mionowa pozostaje wciąż jeszcze wyzwaniem głównie dla fizyków.

Autorzy pragną wyrazić podziękowanie mgrowi Wilhelmowi Czaplinskiemu i mgr Elżbiecie Gule za pomoc w przygotowaniu tego artykułu. Artykuł przygotowany został w ramach prac objętych programem CPBP 01.10.

### Literatura

- [1] L.I. Ponomarev, referat przeglądowny na Int. Symp. MCF'87, Leningrad, 1987, *Muon Cat. Fus.* **3**, 629 (1988);  
J. Rafelski, referat przeglądowny na Muon Catalyzed Fusion Workshop, Sanibel Island, Florida, 1988, red. H.J. Mankhorst, American Inst. of Physics, New York, 1989.
- [2] S.E. Jones i in., *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1757 (1983).  
S.E. Jones, referat przeglądowny na Muon Catalyzed Fusion Workshop, Jackson Hole, Wyoming, 1984, red. S.E. Jones, National Idaho Eng. Laboratory, Idaho Falls, 1985.
- [3] S.E. Jones i in., *Muon Cat. Fus.* **1**, 21 (1987).
- [4] S.E. Jones i in., *Phys. Rev. Lett.* **56**, 588 (1986).
- [5] D.V. Balin i in., *Phys. Lett.* **B 142**, 173 (1984).
- [6] A.A. Vorobiev, referat przeglądowny na Int. Symp. MCF'87, Leningrad, 1987, *Muon Cat. Fus.* **2**, 17 (1988).  
D.V. Balin i in., *Muon Cat. Fus.* **2**, 241 (1988).
- [7] J.S. Cohen, M. Leon, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 52 (1985).
- [8] F.C. Frank, *Nature* **160**, 525 (1947).
- [9] A.D. Sacharow, Raport Inst. Lebediewa A.N. ZSRR, Moskwa, 1947.
- [10] C.M. Lattes, G.P.S. Occhialini, C. Powell, *Nature* **160**, 457 (1947).
- [11] J.B. Zeldovich, *Dokłady A.N. ZSRR* **95**, 493 (1954).
- [12] L.W. Alvarez i in., *Phys. Rev.* **105**, 1127 (1957).

- [13] J.D. Jackson, *Phys. Rev.* **106**, 330 (1957).
- [14] J.H. Doede, *Phys. Rev.* **132**, 1782 (1963).  
J.G. Fetkovich i in., *Phys. Rev. Lett.* **4**, 570 (1960).
- [15] S.S. Gershtein, L.I. Ponomariev, w *Muon Physics*, red. V.W. Hughes i C.S. Wu, Academic Press, New York 1975, tom. III, str. 141.
- [16] V.P. Dzhelepov i in., *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **50**, 1235 (1966);  
W.M. Bystricki i in., *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **76**, 460 (1979).
- [17] E.A. Vesman, *Zh. Eksp. Teor. Fiz., Pisma* **5**, 113 (1967).  
S.I. Vinicki, L.I. Ponomariev, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **47**, 444 (1979).
- [18] S.S. Gershtein, L.I. Ponomariev, *Phys. Lett.* **B 72**, 80 (1977).
- [19] W.M. Bystricki i in., *Phys. Lett.* **B 94**, 476 (1980); *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **80**, 1700 (1981).
- [20] W.H. Breunlich, referat przeglądowny na Int. Symp. MCF'86, Tokyo, 1986, *Muon Cat. Fus.* **1**, 29 (1987).  
W.H. Breunlich i in., *Phys. Rev. Lett.* **58**, 329 (1987).
- [21] C. Petitjean i in., *Muon Cat. Fus.* **2**, 37 (1988).
- [22] J.V. Petrov, *Nature* **285**, 466 (1980);  
J.V. Petrov, J.M. Szabelski, *Jad. Fiz.* **30**, 129 (1979);  
J.V. Petrov, E.G. Sakhnovski, *Atomkernenergie-Kerntechnik* **46**, 25 (1985).
- [23] M. Leon, H.A. Bethe, *Phys. Rev.* **127**, 636 (1962).
- [24] L.I. Ponomariev, G. Fiorentini, referat przeglądowny na Int. Symp. MCF'86, Tokyo, 1986, *Muon Cat. Fus.* **1**, 3 (1987).
- [25] N.P. Popov, referat przeglądowny na Int. Symp. MCF'87, Leningrad 1987, *Muon Cat. Fus.* **2**, 207 (1988).
- [26] L.I. Mienshykov, *Muon Cat. Fus.* **2**, 173 (1988).
- [27] A.W. Kravtsov, A.I. Mikhailov, N.P. Popov, *Phys. Lett.* **A 116**, 180 (1986).
- [28] A. Adamczak, W.S. Melezyk, *Muon Cat Fus.* **2**, 131 (1988); por. też: A. Adamczak, W. Melezyk, *Phys. Lett.* **A 118**, 181 (1986).
- [29] W.I. Fomichev, A.I. Mikhailov, *Muon Cat. Fus.* **2**, 137 (1988);  
A.I. Mikhailov, W.I. Fomichev, *Jad. Fiz.* (1989); por. też: A.V. Kravtsov, A.I. Mikhailov, N.P. Popov, *J. Phys.* **B 19**, 1323 (1986).
- [30] A. Adamczak, Preprint Uniwersytetu w Uppsali (1989).
- [31] A. Bertin, A. Vitale, *Riv. Nuovo Cim.* **7**, 1 (1984).
- [32] L. Bracci, C. Chiccoli, P. Passini, W.S. Melezyk, J. Woźniak, *Phys. Lett.* **A 137**, 435 (1989).
- [33] M. Bubak, W.M. Bystricki, A. Guła, *Acta Phys. Polon.* **B 16**, 575 (1985); A. Guła, M. Bubak, J. Niwicki, *Atomkernenergie-Kerntechnik* **46**, 205 (1985).
- [34] L.I. Mienshykov, L.I. Ponomariev, *Zh. Eksp. Teor. Fiz., Pisma* **39**, 542 (1984); **42**, 12 (1985);  
L.I. Mienshykov, L.I. Ponomariev, *Z. Phys.* **D 2**, 1 (1986).
- [35] A. Kravtsov, A.I. Mikhailov, S.J. Ovchinnikov, N.P. Popov, *Muon Cat. Fus.* **2**, 183 (1988).
- [36] C. Petitjean, referat przeglądowny na 15-th Symp. of Fusion Technology, Utrecht, September 1988.
- [37] A.V. Kravtsov, A.I. Mikhailov, N.P. Popov, *Phys. Lett.* **A 132**, 124 (1988).
- [38] A. Guła, A.V. Kravtsov, A.I. Mikhailov, Z. Oziewicz, N.P. Popov, preprint Inst. Fiz i Techniki Jądrowej AGH, INT 237/89, Kraków 1989;  
A. Guła, A.V. Kravtsov, N.P. Popov, referat na Int. Muon. Cat. Fusion Symp., Oxford, September 1989, preprint Inst. Fiz i Techniki Jądrowej AGH, INT 238/89, Kraków 1989.
- [39] M. Bubak, W.M. Bystricki, preprint ZIBJ, E1-86-107, Dubna, 1986.
- [40] A. Bertin i in., praca przedstawiona na Muon Catalyzed Fusion Workshop, Sanibel Island, Florida, 1988, red. H.J. Monkhorst, American Inst. of Physics, New York, 1989.
- [41] A. Guła, *Acta Phys. Polon.* **B 16**, 589 (1985).
- [42] M.P. Faifman, L.I. Mienshykov, L.I. Ponomariev, T.A. Strizh, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **92**, 1173 (1988).
- [43] A. Guła, P. Warszyński, E. Guła, *Phys. Lett.* **B 179**, 183 (1986); *Muon Cat. Fus.* **1**, 231 (1987).
- [44] P. Kammel, W.H. Breulich i in., *Phys. Lett.* **B 122**, 319 (1982); *Phys. Rev.* **A 28**, 2611 (1983).
- [45] M.P. Faifman, L.I. Mienshykov i in., *Z. Phys.* **D 2**, 79 (1986).
- [46] K.A. Aniol i in., *Muon Cat. Fus.* **2**, 63 (1988).



- [47] P. Warszyński, W. Czaplinski, A. Guła, *Muon Cat. Fus.* **3**, 511 (1988).
- [48] A. Guła, A. Adamczak, M. Bubak, *Phys. Lett. A* **109**, 224 (1985);  
M. Leon, *Phys. Rev. A* **33**, 4434 (1986).
- [49] A.M. Lane, *Phys. Lett. A* **98**, 337 (1983).
- [50] K. Nagamine i in., *Muon Cat. Fus.* **1**, 137 (1987).
- [51] K. Nagamine i in., *Muon Cat. Fus.* **2**, 73 (1988).
- [52] A.N. Anderson, referat na Muon Catalyzed Fusion Workshop, Jackson Hole, Wyoming, 1984, red. S.E. Jones, National Idaho Eng. Laboratory, Idaho Falls, 1985.
- [53] A. Guła, M. Bubak, E. Guła, *Atomkernenergie-Kerntechnik* **38**, 100 (1986).
- [54] K. Nagamine i in., *Muon Cat. Fus.* **2**, 217 (1988).
- [55] J.S. Cohen, M. Leon, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 605 (1984).
- [56] J.V. Petrov, *Muon Cat. Fus.* **1**, 219 (1987);  
J.V. Petrov, V.J. Petrov, A.I. Shlakhter, *Muon Cat. Fus.* **2**, 216 (1988);  
J.S. Cohen, M. Leon, N.T. Padial, referat na Muon Catalyzed Fusion Workshop, Sanibel Island, Florida, 1988, red. H.J. Monkhorst, American Inst. of Physics, New York, 1989.
- [57] P. Froelich, K. Szalewicz, H.J. Monkhorst, W. Kołos, B. Jeziorski, referat na Muon Catalyzed Fusion Workshop, Sanibel Island, Florida, 1988, red. H.J. Monkhorst, American Inst. of Physics, New York, 1989.
- [58] S.E. Jones, referat przeglądowy na Muon Catalyzed Fusion Workshop, Sanibel Island, Florida, 1988, red. H.J. Monkhorst, American Inst. of Physics, New York, 1989.
- [59] H.E. Rafelski, B. Muller, J. Rafelski, D. Trautman, R.D. Viollier, referat na Muon Catalyzed Fusion Workshop, Sanibel Island, Florida, 1988, red. H.J. Monkhorst, American Inst. of Physics, New York, 1989.
- [60] W.S. Meleżyk, J. Woźniak, *Phys. Lett. A* **116**, 370 (1986).
- [61] A.A. Vorobiov, L.I. Ponomariev, referat przeglądowy na IX Europ. Conf. on Few Body Probl., Tbilisi 1984, raport Leningradzkiego Inst. Fiz. Jądrowej, LNPI 1007/84, Leningrad, 1984.
- [62] V.K. Ivanow, A.W. Kravtsov, A.I. Mikhailov, N.P. Popov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **91**, 338 (1986).  
A.V. Kravtsov, A.I. Mikhailov, N.P. Popov, *J. Phys.* **B19**, 2579 (1986).
- [63] A. Aristov i in., *Jad. Fiz.* **33**, 1066 (1981).
- [64] W.M. Bystricki i in., *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **84**, 1257 (1983).
- [65] M. Leon i in., *Muon Cat. Fus.* **2**, 231 (1988).
- [66] T. Matsuzaki i in., *Muon Cat. Fus.* **2**, 217 (1988).
- [67] L.I. Mienshykov, preprint Inst. Kurczatowa 4589/2, Moskwa, 1988.  
L.I. Mienshykov, L.I. Ponomariev, *Zh. Eksp. Teor. Fiz., Pisma* **46**, 246 (1987); por.:  
M. Jandel, P. Froelich, G. Larson, C. Stodden, preprint Uniwersytetu w Uppsali, 1989.
- [68] D. Harley, B. Muller, J. Rafelski, referat na Muon Catalyzed Fusion Workshop, Sanibel Island, Florida, 1988, red. H. J. Monkhorst, American Inst. of Physics, New York, 189; por.:  
A.W. Kravtsov, N.P. Popov, G.E. Soliakina, *Zh. Eksp. Teor. Fiz., Pisma* **40**, 124 (1984).
- [69] Cz. Bobrowski i in., praca w przygotowaniu.
- [70] T. Tajima, S. Eliezer, R.M. Kulsrud, preprint IFSR/320, Austin, 1988.
- [71] H. Takahashi, *Muon Cat. Fus.* **1**, 375 (1987).
- [72] H. Takahashi, *Muon Cat. Fus.* **2**, 295 (1988).  
L. Chatterjee, preprint, Jadavpur University JUNHEP 86/1, Kalkuta, 1986;  
J. Rafelski, preprint CERN, TH-3679, 1979.
- [73] J.V. Petrov, *Muon Cat. Fus.* **1**, 351 (1987).
- [74] J.V. Petrov, *Muon Cat. Fus.* **3**, 525 (1988).
- [75] M. Jandel, M. Danos, J. Rafelski, preprint CERN, TH-4703, 1987;  
M. Jandel, referat na Muon Catalyzed Fusion Workshop, Sanibel Island, Florida, 1988,  
red. H.J. Monkhorst, American Inst. of Physics, New York, 1989.
- [76] S.I. Vinitzki, L.I. Ponomariev, *Element. Czast. i Jadra* **13**, 1336 (1982).
- [77] D.V. Balin, A. Guła i in., preprint Leningradzkiego Instytutu Fizyki Jądrowej, w przygotowaniu.
- [78] M. Fleishmann, S. Pons and M. Hawkins, *J. Electroanal. Chem.* **261**, 301 (1989);  
S.E. Jones i in., *Nature* **338**, 737 (1989).

*Leon M. Lederman*

Fermi National Accelerator Laboratory  
Batavia, Illinois  
USA

## **Obserwacje w fizyce cząstek – od dwóch neutrin do modelu standardowego\***

**Observations in particle physics from two neutrinos to the Standard Model**

*Nobel Lecture, December 8, 1988, Stockholm*

### **1. Wprowadzenie**

Koledzy moi Melvin Schwartz i Jack Steinberger, oraz ja sam, jako współlaureaci Nagrody Nobla za rok 1988, musieliśmy rozstrzygnąć taki oto dylemat. Mogliśmy jak w filmie „Rashomon”, opisać doświadczenie z dwoma neutrinami (jak je później nazwano) każdy po swojemu, opierając się na własnych wspomnieniach, w całkowicie obiektywny sposób jak przystało prawdziwym uczonym. Mogłoby to być interesujące dla socjologów i antropologów, ale poza tym groziłoby nudą – więc zdecydowaliśmy się dokonać logicznego podziału pracy. Doktor Schwartz, który dziesięć lat temu porzucił domenę fizyki, skoncentruje się na podstawie i szczegółach naszego eksperymentu. Doktor Steinberger zajmie się tematem wiązek neutrinowych, w której to dziedzinie od lat już odgrywa wiodącą rolę. Ja zgłosiłem się do omówienia „reszty”; była to pośpieszna decyzja, która doprowadziła do podstawowego tematu: jak odkrycie dwóch rodzajów neutrin okazało się jednym z pierwszych podstawowych kroków przy budowie naszego wyobrażenia o fizyce cząstek, które określamy mianem „Modelu Standardowego”, Oczywiście nawet ten „pierwszy krok” opiera się na uprzednio istniejącym zasobie wiedzy, do której możemy się odwołać. Mój wybór zagadnień będzie nie tylko subiektywny, ale wręcz obsesyjnie osobisty, jak przystało na tę onieśmiałającą ceremonię wręczenia nagród.

Zrelacjonuję tu ciąg doświadczeń, które stopniowo, i można rzec, krętą drogą doprowadziły do powstania Modelu Standardowego, stanowiącego eleganckie acz wciąż niekompletne podsumowanie całej wiedzy o fizyce cząstek. Model ten opisuje 12 podstawowych cząstek – fermionów, czyli sześć kwarków i sześć leptonów, zgrupowanych w trzy rodziny, i podlegających oddziaływaniom przenoszonym przez 12 bozonów cechowania. W mojej pracy eksperymentalnej korzystałem z wielu

---

\*Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 1988 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla. [Translated with permission. Copyright © 1989 by the Nobel Foundation] (przyp. Red.).

akceleratorów, takich jak: Synchrocyclotron (SC) w Nevis, Kosmotron i Synchrotron z Przemennym Gradientem (AGS) w Brookhaven National Laboratory (BNL), Bevatron w Berkeley, Synchrotron w Princeton, akceleratory w CERN-ie: Synchrotron Protonowy (PS) i Akcelerator Wiązek Przeciwbieżnych (ISR), akcelerator na 400 GeV w Laboratorium Fermiego, oraz Akcelerator Wiązek Przeciwbieżnych  $e^+e^-$  CESR w Uniwersytecie Cornella. Mogę tu tylko nadmienić o ogromnym, twórczym wysiłku, który doprowadził do powstania tych wspaniałych narzędzi nauki.

Należy też zdać sobie sprawę z równoległego postępującego rozwoju aparatury doświadczalnej. Rozwój ten, równie imponujący jak rozwój akceleratorów, umożliwił mnie i moim współpracownikom rejestrację zdarzeń subjadrowych z wciąż rosnącą dokładnością w przestrzeni i w czasie. Rozpocząłem od komór mgłowych Wilsona, zatrzymałem się na chwilę przy emulsjach fotograficznych, wykorzystałem postęp w technice komór dyfuzyjnych, dotarłem do prostych układów liczników scyntylacyjnych, a dalej – komory iskrowe, liczniki Czerenkowa ze szkłem ołowianym o dużej zdolności rozdzielczej, hodoskopy scyntylacyjne, aż wreszcie – coraz bardziej złożone układy wielodrutowych komór proporcjonalnych, kalorymetrów, liczników Czerenkowa z obrazem pierścieniowym, scyntylatorów, i to wszystko w połączeniu z niezwykle skomplikowanym systemem elektronicznego odczytu i gromadzenia danych.

Fizycy doświadczalni często specjalizują się w reakcjach wywołanych przez cząstki określonego rodzaju. Słyszałem jak opowiadano o niemłodych już fizykach, którzy zawsze badali tylko zderzenia elektronów! Spoglądając na moją własną biografię, mogę wyróżnić wyraźnie okresy, niezbyt w gruncie rzeczy różne od okresów rozwoju artysty – jak np. „błękitny okres” Picassa. Zacząłem od pracy z pionami, które wtargnęły w świat fizyki (1947) mniej więcej wtedy, gdy ja po cichu wstąpiłem w tenże świat. Później zająłem się mionami, badając ich własności i problem ich zastanawiającego podobieństwa do elektronów, aby szukać odpowiedzi na pytania Richarda Feynmana, „Dlaczego miony są ciężkie?” i Rabiego, „Kto je zamawiał?”. Miony, w postaci intensywnych wiązek z akceleratora AGS, okazały się skuteczną sondą do badania zdarzeń subjadrowych, zarówno w klasycznych doświadczeniach rozproszeniowych (jeden mion wchodzący i jeden wychodzący) jak i w zupełnie odmiennych od klasycznych (brak mionów wchodzących, dwa miony wychodzące). Krótka przygoda z obojętnymi kaonami poprzedziła moje zaangażowanie w program badań neutrinowych, o czym szczegółowiej opowiedzieli moi koledzy. Doszedłem wreszcie do badania zderzeń protonów o najwyższej osiągalnej energii, z produkcją leptonów. Faza ta zaczęła się w r. 1968 i trwała nadal w latach osiemdziesiątych.

Akceleratory i aparatura detekcyjna są niezbędne w badaniach cząstek elementarnych, ale niezbędna jest również pewna filozofia przewodnia. Moje własne podejście ukształtowało się na podstawie doświadczeń zdobytych w czasie studiów doktoranckich.

Elementem mojej pracy doktorskiej wykonywanej na Uniwersytecie Columbia była budowa komory Wilsona, która miała być zastosowana przy nowym synchro-

cyklotronie na 400 MeV budowanym w laboratorium w Nevis, 20 mil na północ od terenu uniwersytetu w Nowym Jorku.

I.I. Rabi był wówczas dziekanem wydziału fizyki, mistrzem i nauczycielem nas wszystkich. Interesował się niezmiernie nową fizyką, która wyłaniała się z doświadczeń przy akceleratorze o najwyższej na świecie energii. Opisałem kiedyś Rabiemu pewne osobliwe przypadki zaobserwowane w komorze, i bardzo go to podnieciło. Zdając sobie sprawę z tego, że dane nie były jeszcze zbyt przekonujące, starałem się wytłumaczyć, że daleko nam jeszcze do pomiarów rozstrzygających. Komentarz Rabiego, „Najpierw obserwacje, potem pomiary”, uświadomił mi rozróżnienie między „obserwacją” i „pomiarami”. Oba podejścia są niezbędne w rozwoju fizyki. Obserwacje – to doświadczenia otwierające nowe dziedziny. Aby je rozwinąć – potrzebne są pomiary. Obserwacje mogą mieć charakter jakościowy, i korzystać z aparatury o ograniczonej dokładności. Pomiary wymagają całego bogactwa odpowiednio dokładnej aparatury. Granice bywają tu, oczywiście, płynne. W ciągu następnych 30 lat zajmowałem się pomiarami o wielkiej dokładności, jak momentu magnetycznego mionu [1], masy, ładunku i czasu życia mionu [2], a także pomiarami średniej dokładności, jak wartości parametru  $\tau_0$  w rozpadzie mionu, rozpraszaniem elastycznym mionów [3], pomiarem czasu życia cząstek lambda i kaonów [4]. Prowadziłem również obserwacje zmierzające do stwierdzenia całkowicie nowych zjawisk. Te „obserwacje” tak właśnie nazwane zostały w tytułach odpowiednich prac od roku 1956; wymieniam niektóre z nich w porządku chronologicznym w tab. 1 i jako pozycje literatury [5–11]. Wybrałem je, ponieważ: 1) cenilem sobie każdą z nich, 2) były one dosyć istotne dla rozwoju fizyki cząstek w fascynującym okresie w latach 1950–80.

Tablica 1. Najważniejsze obserwacje

- Obserwacja długożyciowej cząstki typu  $V$  – (1956) [5]
- Obserwacja niezachowania parzystości i symetrii sprzężenia ładunkowego w rozpadach mezonów: moment magnetyczny swobodnego mionu – (1957) [6]
- Obserwacja reakcji neutrin przy wysokiej energii i istnienia dwóch rodzajów neutrin – (1962) [7]
- Obserwacja ciężkich par mionów w zderzeniach hadronów – (1970) [8]
- Obserwacja mezonów  $\pi$  z dużymi pędami poprzecznymi w zderzeniach proton – proton przy wysokich energiach – (1973) [9]
- Obserwacja rezonansu dimionowego o masie 9,5 GeV w zderzeniach proton – jądro przy 400 GeV – (1977) [10]
- Obserwacja cząstki  $Z'$  w CESR – (1980) [11]

## 2. Długożyciowe kaony obojętne.

### Obserwacja długożyciowej obojętnej cząstki $V$ [5]

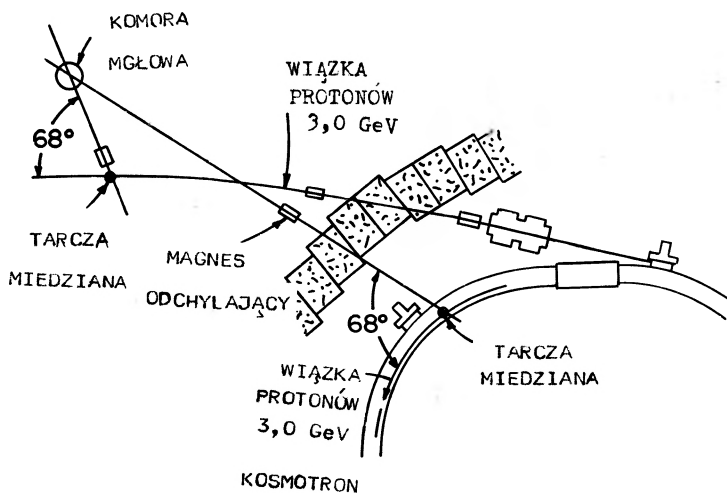
W roku 1955 Pais i Gell-Mann [12] zwrócili uwagę na wyjątkową sytuację obojętne mezonu  $K$  w fizyce cząstek. Odmienne niż np.  $\pi^0$ ,  $K^0$  nie jest identyczne ze swą antycząstką, choć nie sposób je rozróżnić poprzez rozpad. Na podstawie niezmienniczości względem sprzężenia ładunkowego wytwarza się osobliwa mieszan-

ka stanów cząstek:  $K^0$  i  $\bar{K}^0$  są stanami cząstek wyprodukowanych z określoną liczbą kwantową dziwności, natomiast dwa inne stany,  $K_L^0$  i  $K_S^0$  mają określone własności rozpadu i czasy życia.

Z wykładu teoretycznego wygłoszonego przez Abrahama Paisa na Uniwersytecie Columbia wiosną 1955 r. wynikało, że oprócz znanej cząstki  $K_S$ , o czasie życia  $10^{-10}$  s, powinna równie często występować cząstka o znacznie dłuższym czasie życia, dla której rozpad na dwa piony (tak jak rozpada się  $K_S$ ) byłby wzbroniony na podstawie niezmienniczości  $C$ . Jasność tego wykładu wyzwoliła równie jasne, moim zdaniem, przedsięwzięcie eksperymentalne przy zastosowaniu komory mgłowej, wynalezionej w r. 1896 przez szkockiego fizyka C.T.R. Wilsona. Komorę tę zastosowano po raz pierwszy do uwidocznienia śladów cząstek pochodzących z procesów rozpadu jąder w r. 1911. W latach późniejszych komory takie, umieszczone w polu magnetycznym, lub uzupełnione płytami ołowianymi, stanowiły podstawowe narzędzie fizyki promieni kosmicznych i pierwszych prac z akceleratorami. Za ich pomocą odkryto pozyton, mion, cząstkę lambda i „ $\theta$ ” (znaną dziś jako  $K_S^0$ ) oraz  $K^+$ . Trzeba jednak powiedzieć że jako narzędzie badawcze, komora Wilsona ma charakter bardziej „biologiczny” niż fizyczny, ze względu na podatność na skażenia, zniekształcenia śladów, i ogromnie długi czas powtarzania, około minuty. Uzyskanie dokładnych pomiarów pędów i kątów przy pomocy takiej komory wymagało łąta szczęścia, staroświeckiej znajomości solidnego rzemiosła, oraz – rzecz nie do zaniedbania – orientacji w środowiskowym zbiorze przepisów, rad, tradycji i uprzedzeń. Zwłaszcza długi czas powtarzania komór stanowił poważne utrudnienie w pracy przy akceleratorach. Odkrycie przez Donalda Glasera komory pęcherzykowej, i szybkie rozwinięcie tej techniki przez Luisa Alvareza dostarczyło fizykom znacznie wygodniejszego narzędzia, i w połowie lat pięćdziesiątych przy akceleratorach działało już niewiele komór mgłowych. W Uniwersytecie Columbia udało mi się osiągnąć pewien sukces przy użyciu 11-calowej komory zbudowanej przy synchrotronie w Nevis dla potrzeb mojej pracy doktorskiej na temat porównania czasu życia pionów dodatnich i ujemnych [13]. W tryumfalnym finale mej pracy doszedłem do wniosku (który później okazał się błędny), że równość wspomnianych czasów życia implikuje niezmienniczość względem sprzężenia ładunkowego w oddziaływaniach słabych!

W czasie swego działania w Nevis komora mgłowa dostarczyła wyników dotyczących rozpadu pionów [14], masy neutrina pochodzącego z rozpadu pionu [15] (tu pojawia się neutрино mionowe: odpowiedni wynik zostanie udoskonalony dekadę później), rozpraszania pionów [16] wraz z pierwszą wskazówką istnienia silnego rozpraszania ku tyłowi (który to efekt, co później odkrył E. Fermi, wskazywał na istnienie rezonansu „3,3”) oraz interferencji rozpraszania kulombowskiego i jądrowego w rozpraszaniu  $\pi^+$  i  $\pi^-$  na węglu. Badanie rozpraszania na węglu doprowadziło do analizy za pomocą modelu optycznego, co dziś jeszcze, po przeszło trzydziestu latach, stanowi jeden z głównych tematów fizyki pośrednich energii.

Gdy w BNL zaczął działać kosmotron, ok. r. 1953, zbudowaliśmy komorę o średnicy 36 cali, pracującą w polu magnetycznym o natężeniu 10 000 gaussów, do badania nowych cząstek  $\Lambda^0$  i  $\Theta^0$ , obficie produkowanych przez piony o energii ok.



Rys. 1. Układ doświadczalny do badania czasu życia

1 GeV. Komora wydawała się idealna do poszukiwania długożyciowych kaonów. Rysunek 1 pokazuje dwa zastosowane układy doświadczalne, a rys. 2 — przypadek  $K_L^0$  zarejestrowany w tej komorze. Kosmotron obficie produkował protony o energii 3 GeV, a dostęp do tarczy był, dzięki strukturze magnetycznej urządzenia, bardzo wygodny. Zastosowaliśmy następującą sztuczkę: należało wymieść z komory (przy pomocy pola magnetycznego) wszystkie cząstki naładowane, oraz obniżyć czułość na neutrony, stosując cienką ściankę komory i wypełniając komorę helem. W połowie r. 1956 nasz pięcioosobowy zespół ustalił istnienie  $K_L$ , i zaobserwował jego główne trzyciałowe kanały rozpadu. Nasza dyskusja alternatywnych interpretacji zaobserwowanych w komorze przypadków typu „V” była wyczerpująca i definitywna. W nadchodzących latach zmierzaliśmy czas życia  $K_L$ , zmieniając czas przelotu od tarczy do komory (komora i akcelerator pozostawały nieruchome). Ta tak zgrubnie zmierzona wartość czasu życia zgadza się dobrze z wartością tablicową z r. 1988. Mezon  $K_L$  był ostatnim odkryciem czcigodnej dziś komory mgłowej Wilsona.

W roku 1958 dokonaliśmy starannego przeglądu danych w poszukiwaniu możliwości dwuciałowego rozpadu  $K_L$ . Poszukiwanie to wynikało z szybkiego rozwoju wydarzeń w latach 1956—58. Niezmienniczość  $C$  była koronnym argumentem zastosowanym przez Paisa i Gell-Manna do zbudowania schematu mieszania obojętnych mezonów  $K$ , ale wydarzenia z r. 1957 (patrz dalej) udowodniły, że właśnie niezmienniczość  $C$  w rozpadach słabych jest silnie naruszona. Przewidywania Gell-Manna i Paisa okazały się jednak poprawne, i wobec tego Lee, Oehme i Yang [17] zastąpili niezmienniczość  $C$  — niezmienniczością  $CP$ , i w gruncie rzeczy, również niezmienniczością  $CPT$ . Niezmienniczość  $CP$  ściśle zabrania istnienia rozpadu

$$K_L \rightarrow \pi^+ + \pi^-,$$

a w naszej pracy z r. 1958, opartej na analizie 186 przypadków  $K_L$ , stwierdziliśmy: „... tylko dwa przypadki miały zerowy całkowity pęd poprzeczny w granicach

błędu,... i żaden z tych przypadków nie mógł być dwuciałowym rozpadem  $K_L^0$ . Górną granicę częstości rozpadu  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$  określamy na 0,6%... brak dwupionowego stanu końcowego zgadza się z przewidywaniami zasady niezmienniczości względem odwrócenia czasu” [18].

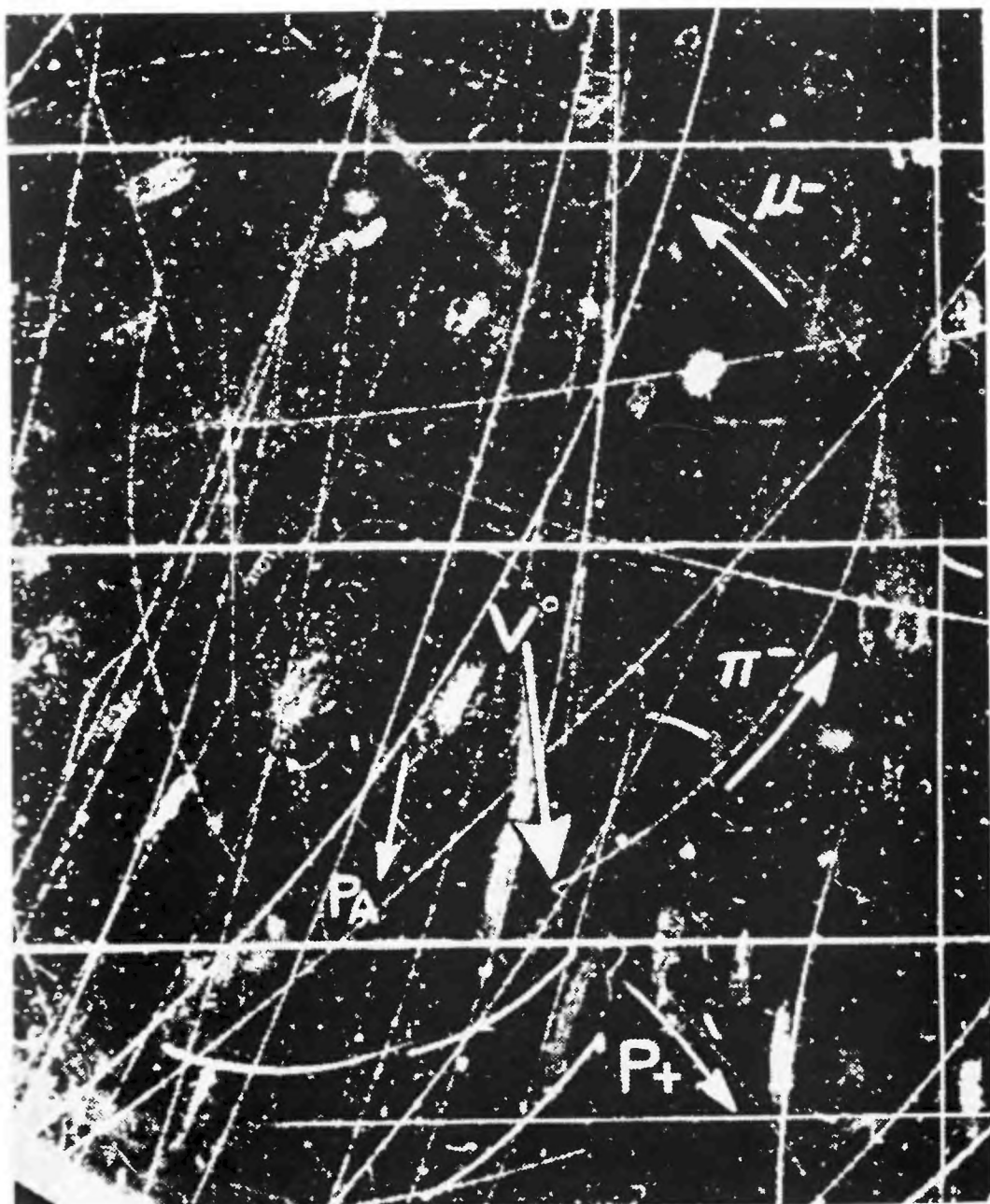
Sześć lat później przy znacznie potężniejszym akceleratorze AGS, V. Fitch i J. Cronin [19], wykorzystując postęp w dziedzinie komór iskrowych, zdołali zaobserwować znacząco większą liczbę rozpadów  $K_L^0$ . Znaleźli jawny dowód występowania rozpadów dwupionowych na poziomie 0,22%, wykazując przez to, że  $CP$  nie jest absolutną symetrią przyrody.

Badania  $K^0$  doprowadziły do istotnych ograniczeń na Model Standardowy. Z jednej strony posłużyły do uściślenia własności kwarku dziwnego, zaproponowanego przez Gell-Manna w r. 1963, z drugiej strony, słynna macierz mieszania kwarków Kobayashi-Maskawy (KM), z trzema rodzinami kwarków, okazała się dobrym sposobem jednoczesnego opisu danych związanych ze strukturą  $K^0$  oraz obserwacji naruszenia  $CP$ . Wreszcie, problem obojętnych mezonów  $K^0$  (zasadniczo – kanałów rozpadu  $K_S^0$ ) doprowadził do dalszej ważnej obserwacji naruszenia niezmienniczości względem sprzężenia ładunkowego ( $C$ ) oraz parzystości ( $P$ ), co stanowiło ważny krok w zrozumieniu oddziaływań słabych. W roku 1988, badanie obojętnych mezonów  $K$  pozostaje wiodącym elementem doświadczeń ze stacjonarną tarczą prowadzonych w Laboratorium Fermiego, w BNL i w CERN-ie.

### **3. Obserwacja niezachowania parzystości i symetrii względem sprzężenia ładunkowego w rozpadach mezonów [6]**

Latem 1956 r. w Brookhaven Lee i Yang rozważali zagadkę  $K$  (zagadkę  $\theta, \tau$ ) i zaproponowali kilka reakcji, w których można by zbadać możliwe niezachowanie parzystości  $P$  w słabych oddziaływaniach [20]. Na pierwszy rzut oka, każda z nich wydawała się bardzo trudna z punktu widzenia doświadczeń, ze względu na małość spodziewanych efektów. Tylko C.S. Wu, nasza koleżanka z Uniwersytetu Columbia, podjęła się wraz ze swymi współpracownikami z National Bureau of Standards (Narodowego Biura Wzorców), trudnego zadania polaryzacji źródła radioaktywnego. Gdy w czasie przyjęcia świątecznego w grudniu 1956 r. Wu poinformowała, że pierwsze wyniki wykazują silne łamanie parzystości w rozpadzie jąder  $^{60}\text{Co}$ , zdaliśmy sobie sprawę, że łańcuch reakcji łamiących parzystość:  $\pi \rightarrow \mu + \nu$ , a dalej  $\mu \rightarrow e + 2\nu$  nie doprowadzi do nieobserwowalnie małych efektów świadczących o tym złamaniu. „Efektem” była w tym przypadku asymetria emisji elektronów względem pierwotnego, wyhamowanego, spolaryzowanego mionu.

Doświadczenia zgromadzone w dwóch kluczowych dziedzinach uruchomiły ciąg zdarzeń, które doprowadziły od piątkowej dyskusji przy chińskim lunchu, tuż po Nowym Roku 1957, do ważnej obserwacji eksperymentalnej we wtorek rano. Jednym z czynników było to, że sporo już wiedziałem o tym, jak formuje się wiązki pionów i mionów w cyklotronie Nevis. W roku 1950, John Tinlot i ja zastanawialiś-

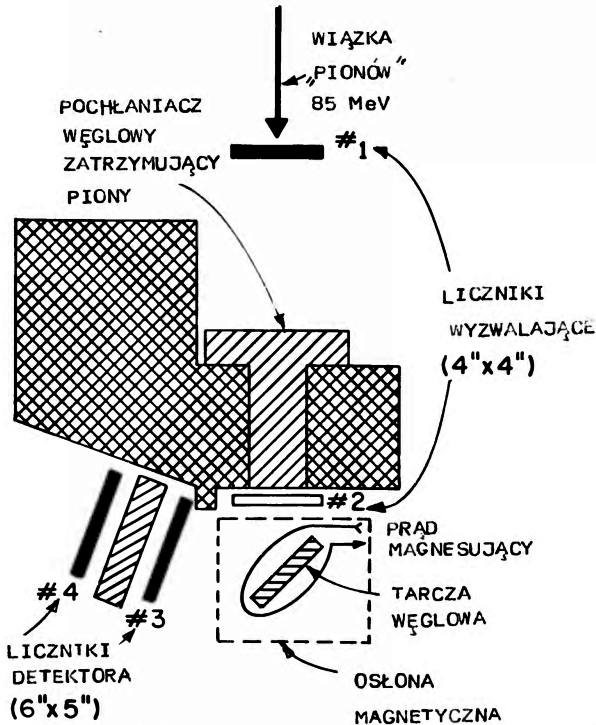


Rys. 2. Przykład rozpadu  $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$  cząstki neutralne.  $P_+$  zidentyfikowano jako pion na podstawie jonizacji.  $P_A$  jest śladem protonu, użytym do kalibracji jonizacji

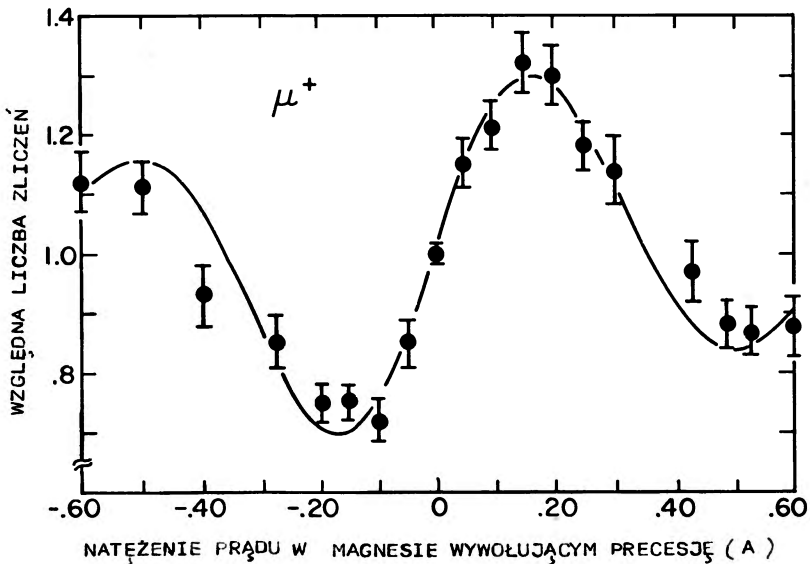


my się, jak doprowadzić piony do komory mgłowej. Do tej pory zewnętrzne wiązki pionowe były rzeczą nieznaną w istniejących cyklotronach takich jak w Berkeley, Rochester i Liverpoolu. Nakreśliśmy trajektorie pionów produkowanych przez protony o energii 400 MeV padające na tarczę wewnętrzną, w pobliżu granicznej orbity protonów, i odkryliśmy efekt ogniskowania polem brzegowym. W rezultacie piony mogą wyjść z akceleratora w postaci dobrze skolimowanej wiązki. Pozostawało tylko opracować sposób umieszczenia tarczy, oraz zmodyfikować grubą betonową osłonę tak, by „wypuścić” piony na zewnątrz. W ciągu miesiąca uzyskaliśmy pierwszą zewnętrzną wiązkę pionową, i zaobserwowaliśmy więcej pionów w komorze niż kiedykolwiek dotychczas widziano.

Drugi czynnik łączy się z osobą mego studenta, Marcela Weinricha, który badał czas życia ujemnych mionów w różnych ośrodkach. Aby przygotować mu wiązkę, prześledziliśmy wówczas proces rozpadu w locie pionów na miony. Subtelnym efektem, który zdołaliśmy odtworzyć w pamięci w czasie półgodzinnej jazdy w piątek wieczorem z Uniwersytetu Columbia do Nevis było to, że korelacja spinu mionu względem jego pędu w układzie środka masy zostanie zachowana w kinematyce rozpadu pionu w locie, co doprowadzi do powstania spolaryzowanej wiązki mionowej. Pozostawało sprawą całkowicie niejasną, czy mion zachowa swą polaryzację w miarę spowalniania od ok. 50 MeV do zatrzymania w ośrodku. Szanse pochwylenia elektronu i depolaryzacji wydawały się znaczne, ale przypomniałem sobie powiedzenie Rabiego: „Spin to śliska sprawa” i zdecydowałem się spróbować.



Rys. 3. Układ doświadczalny. Uzwojenie magnesu nawinięto na węgiel, aby uzyskać jednorodne pionowe pole 79 Gs/A



Rys. 4. Liczba zliczeń w zależności od natężenia prądu w magnesie. Krzywą ciągłą obliczono przy założeniu rozkładu kąтового elektronów postaci  $1 - 1/3 \cos \theta$ , z uwzględnieniem zdolności rozdzielczej

Stosując aparaturę Weinricha i mobilizując Richarda Garwina, eksperta od doświadczeń z precesją spinu (i od prawie wszystkiego innego), rozpoczęliśmy w piątek wieczorem pracę, która zakończyła się we wtorek rano stwierdzeniem asymetrii (wynikającej z łamania parzystości) dla elektronów z rozpadu względem spinu mionu – na poziomie 50 odchyleń standardowych. Rysunek 3 pokazuje nasz prosty układ doświadczalny, a rys. 4 – otrzymane dane. Publikując wyniki, sformułowaliśmy następujące 10 wniosków:

1. Duża asymetria obserwowana w rozpadzie  $\mu^+ \rightarrow e^+ + 2\nu$  dowodzi, że wiązka  $\mu^+$  jest silnie spolaryzowana.
2. Rozkład kątowy elektronów opisany jest wyrażeniem  $1 + \alpha \cos \theta$ , gdzie  $\alpha = -1/3$  z dokładnością 10%.
3. W obu reakcjach:  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$  oraz  $\mu^+ \rightarrow e^+ + 2\nu$  parzystość nie zachowuje się.
4. Zgodnie z twierdzeniem Lee, Oehme'go i Yanga, zaobserwowana asymetria dowodzi łamania niezmienniczości względem sprzężenia ładunkowego.
5. Czynniki  $g$  dla swobodnego  $\mu^+$  wynosi  $+2,00 \pm 0,10$ .
6. Zmierzona wartość  $g$  oraz rozkład kątowy rozpadu mionu dają duże prawdopodobieństwo, że spin  $\mu^+$  ma wartość  $1/2$ .
7. Zależność energetyczna zaobserwowanej asymetrii nie jest silna.
8. Miony ujemne, zatrzymujące się w węglu, wykazują także asymetrię (również z maksimum ku tyłowi) z  $\alpha = -1/20$ , czyli ok. 15% wartości dla  $\mu^+$ .
9. Moment magnetyczny  $\mu^-$  związanego w węglu jest ujemny, i w granicach niezbyt wielkiej dokładności zgodny z wartością dla  $\mu^+$ .

10. Obserwuje się silną asymetrię elektronów  $e^+$  ze spolaryzowanych  $\mu^+$  zatrzymanych w polietylenie i wapniu. W emulsji jądrowej asymetria jest o połowę mniejsza niż w węglu.

Nieźle jak na wyniki przedłużonego roboczego weekendu.

Zaobserwowany efekt dowiódł istnienia dwuskładnikowego neutrina, co wraz z wyznaczonymi w ciągu najbliższego roku parametrami rozpadów cząstek, ustaliło strukturę  $V - A$  dla oddziaływań słabych. Zastosowanie tej teorii w wysokich energiach doprowadziło do kryzysu: obliczone przekroje czynne dla oddziaływań słabych łamały unitarność! Teoretyczne próby zapobiegnięcia tej katastrofie potknęły się o brak dowodu występowania reakcji



Częstość tej reakcji obliczona przez naszego kolegę z Uniwersytetu Columbia, G. Feinberga [21] była  $10^4$  razy większa, niż wynikało to z danych. Kryzys ten, analizowany przez Feinberga, T.D. Lee i Bruno Pontecorvo, stworzył motywację dla eksperymentu z dwoma neutrinami. Pojawiła się też podstawa rozważania hipotezy bozonu pośredniczącego i, w dalszej perspektywie – unifikacji oddziaływań elektro-słabych.

Odkrycie w r. 1957 niezachowania parzystości w rozpadach pionu i mionu okazało się potężnym impulsem do dalszych badań. Przez dziesiątki lat „fabryki pionów” w Uniwersytecie Columbia, w Chicago, Liverpoolu, CERN-ie i w Dubnej rozwijały fizykę wykorzystującą spolaryzowane miony. Jednym z pierwszych zastosowań był precyzyjny pomiar momentu magnetycznego mionu, wykonany metodą rezonansu magnetycznego w Nevis w r. 1957 [1]. Wysoki stopień precyzji tych pomiarów był dla fizyków cząstek elementarnych nowością, musieli teraz opanować metody dokładnych pomiarów pól magnetycznych i odwracania spinu. Głębszym następstwem tych wczesnych pomiarów była wieloletnia obsesja w CERN-ie co do wartości czynnika  $g$  dla mionu. Pomiar ten stanowi najczulszy test elektrodynamiki kwantowej, i narzuca silne ograniczenia na ewentualne istnienie hipotetycznych cząstek, których sprzężenie z mionami naruszałoby idealną obecnie zgodność teorii z doświadczeniami.

Jeden z wniosków pracy z r. 1957 o niezachowaniu parzystości stwierdza z nadzieją, że „... być może spolaryzowane miony dodatnie i ujemne staną się potężnym narzędziem do badania pól magnetycznych w jądrach, atomach, i obszarach międzyatomowych”. Dziś „ $\mu$ SR” czyli mionowy rezonans spinowy znajduje szerokie zastosowanie w fizyce ciała stałego i chemii fizycznej, a metodzie tej poświęca się coroczne konferencje.

#### 4. Obserwacja reakcji neutrin przy wysokich energiach i istnienie dwóch rodzajów neutrin [7]

Jest to właściwie temat wykładu Melvina Schwartza, więc pominię tu szczegóły. Dwuneutrinowa droga (a może lepszą metaforą byłoby określenie: fragment układanki) do Modelu Standardowego przekroczyła kamień milowy, gdy w r. 1963

sformułowano hipotezę kwarkową. W pierwotnym sformułowaniu zarówno Gell-Manna jak i George'a Zweiga, układ trzech kwarków, tj. tryplet, uważano (podobnie, jak w innych opisach, np. w modelu Sakaty) za wystarczający do wyjaśnienia grupowania się hadronów w określone rodziny.

Przed pojawieniem się hipotezy kwarkowej, wielu teoretyków instynktownie popierało idee symetrii barionów i leptonów, ktoś nawet na tej podstawie odrzucał hipotezę dwóch neutrin ponieważ „... dwa rodzaje neutrin implikowałyby dwa rodzaje protonów”. Po wprowadzeniu modelu kwarków i ich zapachów, Bjorken i Glashow, w r. 1964, przekształcili idee symetrii barion–lepton w symetrię kwark–lepton, i wprowadzili pojęcie „powabu” [22]. Przewidzieli oni istnienie nowej rodziny cząstek, obdarzonych liczbą kwantową powabu. Hipoteza ta, i jej rozwinięcie przez Glashowa, Illiopoulosa i Maianiego (tzw. mechanizm GIM) w r. 1970 stanowiła następny etap budowy Modelu Standardowego [23].

W modelu GIM, struktura rodzin kwarkowych i uniwersalność oddziaływań słabych tłumaczą fakt niewystępowania słabych rozpadów poprzez prądy obojętne ze zmianą dziwności. Następuje to dzięki założeniu istnienia kwarku powabnego jako kontrpartnera drugiego neutrina:  $\nu_\mu$ . Gdy w r. 1974 odkryto w BNL i w SLAC-u w Stanfordzie cząstkę  $J/\psi$ , a następnie stwierdzono istnienie kwarku  $c$ , Model Standardowy (przynajmniej z dwiema rodzinami) można było uznać za sprawdzony doświadczalnie. W modelu tym występowała dubletowa struktura kwarków i leptonów:  $(u, d)$ ,  $(c, s)$ ,  $(e, \nu_e)$ ,  $(\mu, \nu_\mu)$ .

Jack Steinberger omówi w swym wykładzie dalsze konsekwencje tych obserwacji. W BNL, CERN-ie, Sierpuchowie i w Laboratorium Fermiego sformowano wiązki neutrinowe. Dostarczyły one bogactwa informacji o własnościach słabych oddziaływań (zarówno zachodzących za pośrednictwem prądów naładowanych jak i obojętnych), o funkcjach struktury kwarków i gluonów w protonach i neutronach, oraz rozpraszaniu czysto leptonowym neutрино–elektron.

## 5. Partony i kwarki dynamiczne

### 5.1. Obserwacja dimionów w zderzeniach protonów o pędzie 30 GeV/c [8].

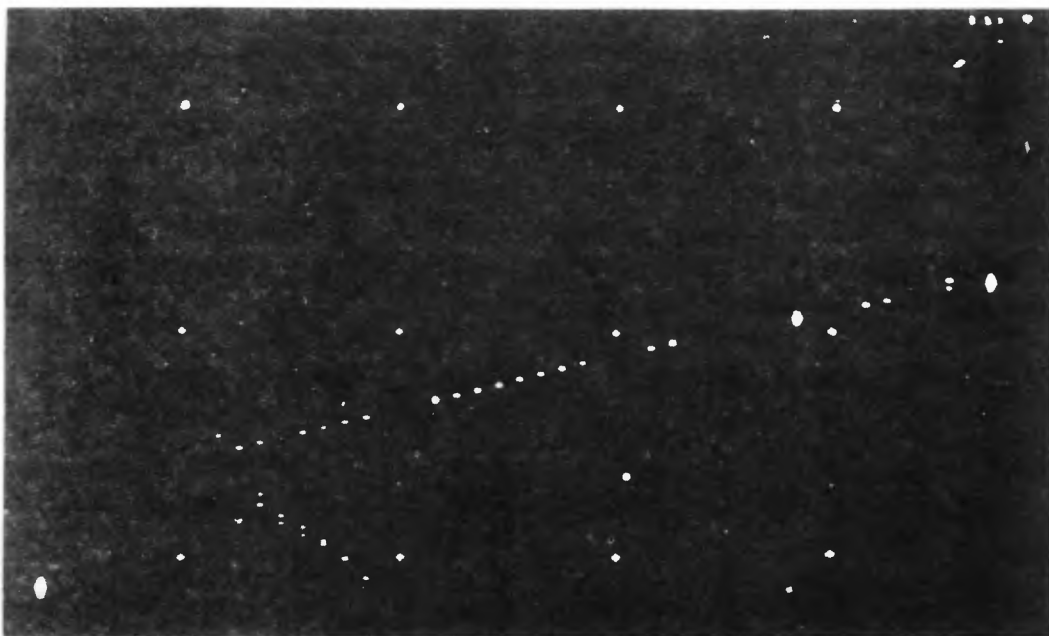
W końcowym etapie doświadczenia z dwoma neutrinami w BNL, zastosowano znacznie masywniejszy detektor, i potężną wiązkę neutrinową. W tym celu, wiązka protonowa z AGS została wyprowadzona na zewnątrz akceleratora, co nie było łatwym przedsięwzięciem, ponieważ przy efektywności wyprowadzenia zaledwie 95%, promieniowanie w akceleratorze osiągnęłoby niedopuszczalnie wysoki poziom.

Jednakże możliwość wyprowadzenia pionów pod kątem  $0^\circ$ , a nie  $7^\circ$  jak w początkowej fazie eksperymentu, dawała znaczący wzrost natężenia wiązki pionów, a zatem i neutrin. Dzięki temu drugi eksperyment neutrinowy, dla którego pojawiła się już zdrowa konkurencja CERN-u, mógł liczyć na tysiące przypadków, miast 50 jak w pierwszym etapie.

a)

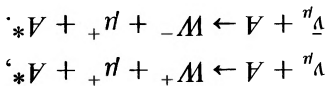


b)



Rys. 5a. Przypadek neutrinowy z widocznym długim śladem mionu i drugim, który też mógł należeć do mionu; b. Przypadek neutrinowy z długim śladem mionu i możliwym elektronem

Podstawowym celem było znalezienie cząstki  $W$ . Teoria słabych oddziaływań przewidywała określony przekrój czynny w zależności od masy. Produkcja  $W$  zachodzi w reakcjach

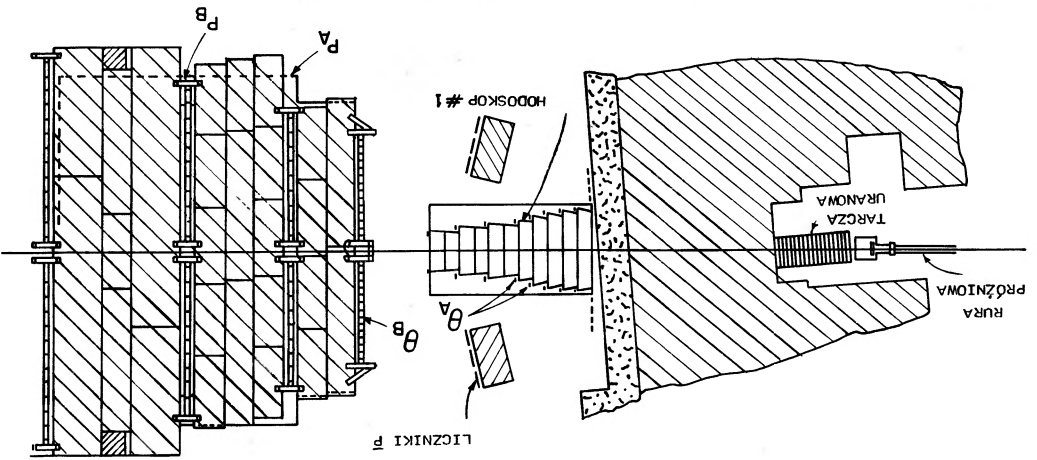


Ponieważ  $W$  rozpada się natychmiast, często na lepton naładowany i neutrino, w stanie końcowym pojawiają się dwa leptony o przeciwnych ładunkach w jednym wierzchołku. Na rysunkach 5a, b widzimy kandydatów na  $W$ . Ta metoda poszukiwania  $W$  była jednak mało czuła ze względu na stosunkowo małą energię neutrino produkowanych przez 30 GeV-owe protony w CERN-ie i BNL ( $E \approx 1$  GeV), ale oba zespoły ustaliły granicę

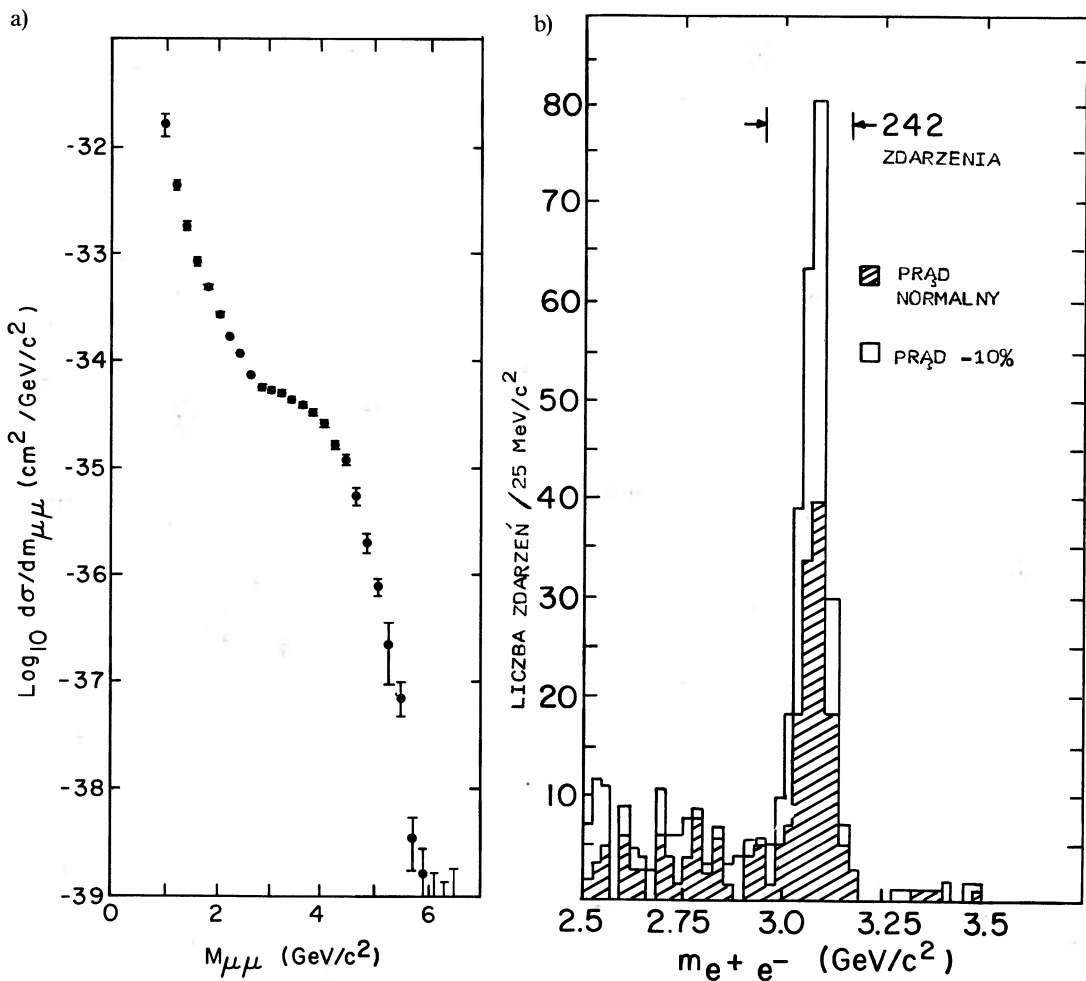
$$M^W > 2 \text{ GeV}.$$

Ustosłowaliśmy zaobserwować bezpośrednią produkcję  $W$  przez protony o energii 3 GeV; oczekiwana sygnatura tego procesu byłby mion o dużej energii poprzecznej ok.  $M^W/2$  wychodzący z punktu rozpadu  $W$ . Nie zaobserwowano mionów o takiej energii, co pozwoliło podwyższyć granicę na masę  $W$  do ok. 5 GeV [24]; ocena ta była jednak obciążona niepewnością teoretyczną dotyczącą produkcji  $W$  przez protony. Zastosowana metoda doprowadziła w sposób łagodny do pojawienia się nowego typu sondy procesów wysokich energii.

W celu poszukiwania  $W$ , tarcza produkująca neutrina została usunięta, a wiązka protonów wyprowadzona w poprzek uprzedniego toru pionów (22 m) i skierowana na grubą warstwę osłony neutronowej. Cieczkie  $W$  powinno spowodować pojawienie się mionów o dużym pedzie poprzecznym. W roku 1964 podjęte takie oceniło jako dostatecznie czułe dla rejestracji krótkożytych źródeł neutrino [24], np. ciężkich leptonów produkowanych przez 30 GeV-owe protony. Jednakże pojedynczy mion produkowany przez hipotetyczne  $W$  mógłby też pochodzić z pary wyprodukowanej przez wirtualny foton. Te uwagi krytyczne, sformułowane przez



Rys. 6. Układ do badania dimonów w Brookhaven



Rys. 7(a). Widmo mas dimionów przy 30 GeV. (b) Widmo mas par elektronów z doświadczenia w BNL z widocznym maksimum przy 3,1 GeV nazwanym „J”

Y. Yamaguchi i L. Okunia [25] nasunęły nam pomysł nowego rodzaju sondy oddziaływań na małych odległościach, a mianowicie wirtualnych fotonów.

Zaczelśmy więc zaraz projektować eksperyment, w którym można by śledzić rozpady wirtualnych fotonów na pary mionowe, licząc na to, że zależność przekroju czynnego od masy efektywnej pary mionów da się zinterpretować przy pomocy nie odkrytego dotąd mezonu wektorowego. Obserwacja miała polegać na śledzeniu fotonów wirtualnych za pośrednictwem dwumionowego stanu końcowego. W roku 1967 rozpoczęliśmy stosunkowo proste badania wydajności tworzenia par mionów powstających w zderzeniach protonów o pędzie 30 GeV. Do projektu dołączyli Emilio Zavattini z CERN-u, Jim Christensen, który właśnie ukończył pracę z grupą Fitcha i Cronina w Princeton, oraz Peter Limon, świeżo upieczony doktor z Wisconsin. Rysunek 6 pokazuje aparaturę, a rys. 7 – dane. Richard Feynman pouczył nas później, iż był to eksperyment **inkluzywny**:

$$p + U \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \text{cokolwiek.}$$

Liczba par mionowych malała szybko w zakresie od 1 GeV do granicy kinematycznej ok. 6 GeV, ale w obszarze ok. 3 GeV pojawiała się intrygująca zmiana nachylenia rozkładu. Pomiary mionów opierały się na wyznaczeniu zasięgu za pomocą scyntylatorów (ciekłych i plastikowych), przedzielanych blokami stalowymi. W każdym przedziale kątowym (było ich 18) mieliśmy cztery przedziały zasięgu; dla dwóch mionów odpowiadało to 5 000 przedziałów, na które mogliśmy podzielić widmo mas. Dalsze zwiększanie liczby przedziałów nie miało sensu ze względu na wielokrotne rozpraszanie w co najmniej 10 stopach stali. Mogliśmy więc tylko stwierdzić: „W obszarze mas w pobliżu  $3,5 \text{ GeV}/c^2$  zaobserwowane widmo można opisać przy pomocy nałożenia rezonansu oraz stromego kontinuum”. Ten eksperyment z lat 1968–69 został powtórzony w r. 1974 przez Auberta i in. [26], przy zastosowaniu spektrometru magnetycznego z wielodrutowymi komorami proporcjonalnymi. Znacznie ulepszona zdolność rozdzielcza pozwoliła wyodrębnić w widmie wyraźne maksimum – sygnał cząstki „J” (rys. 7a).

Wykorzystany przez nas potężny strumień  $10^{11}$  protonów w impulsie uczynił nasz eksperyment bardzo czułym na rzadkie procesy; udało nam się zarejestrować sygnały na poziomie  $10^{-12}$  całkowitego przekroju czynnego. Niezwykle istotnym czynnikiem w tego typu doświadczeniach z ogromną intensywnością wiązki było znalezienie niezawodnej metody uwalniania się od zdarzeń przypadkowych.

Drugim wynikiem naszego eksperymentu była jego interpretacja dokonana przez S. Drella i T-M Yana. Postulowali oni produkcję fotonów wirtualnych poprzez anihilację par kwark–antykwarck z cząstek zderzających się. Zastosowanie tego procesu, zwanego obecnie procesem Drella–Yana (oto jak teoretycy przechwytyują całą zasługę!) do analizy dynamiki kwarków staje się coraz bardziej skuteczne. Pozostaje ono nieco w tyle za analizą procesów rozpraszania głęboko nieelastycznego (DIS), metodą Bjorkena i współpracowników. W procesach typu DIS miony, elektrony i neutrino ulegają rozproszeniu na nukleonach z bardzo znaczną utratą energii. Proces Drella–Yana ma tę wadę, że silniej zależy od oddziaływań silnych w stanie początkowym, i obciążony jest przez to koniecznością poprawek wyższego rzędu. Z drugiej strony, kinematyka dileptonów daje bezpośredni dostęp do struktury hadronów i możliwość doświadczalnej kontroli istotnych parametrów funkcji rozkładu partonów. Proces Drella–Yana pozwala też badać funkcje struktury pionów, kaonów i antyprotonów, i można powiedzieć, że potężny „przemysł” Drella–Yana kwitnie dziś przy wszystkich akceleratorach protonowych.

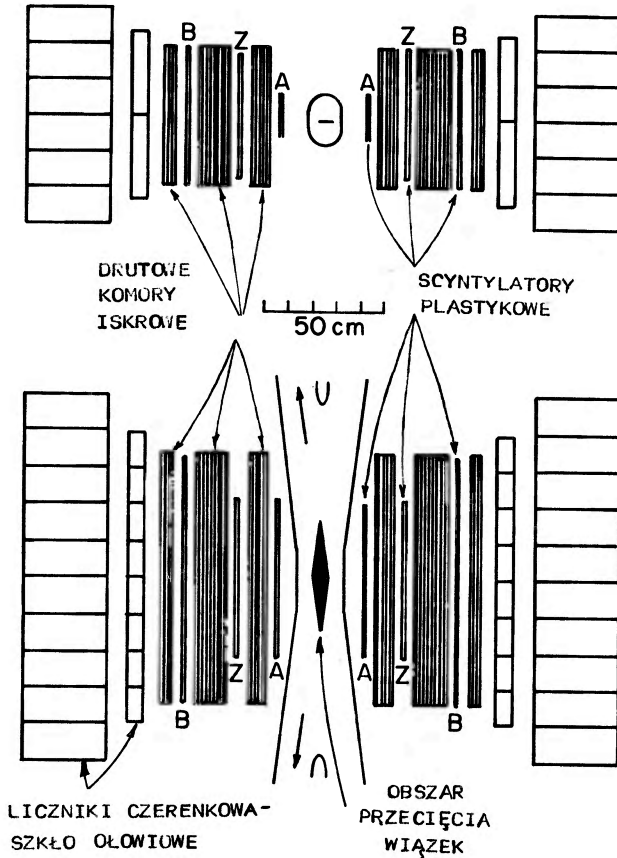
Podstawowym rezultatem tych doświadczeń i towarzyszącego im zalewu prac teoretycznych (pierwsze nasze wyniki spowodowały pojawienie się przeszło 100 takich prac!) było dopasowanie (bez parametrów swobodnych) dokładnych danych o dileptonach z obszaru czasopodobnego [27] do funkcji struktury nukleonu wyznaczonych na podstawie badania struktury nukleonu przy pomocy wiązek leptonów. Najdokładniejsze dane zebrane zostały przez grupę CDHS kierowaną przez Jacka Steinbergera, o czym mówi on w swym wykładzie. Ta zgodność wyników tak rozmaitych eksperymentów dotyczących kwarkowo-gluonowych skład-



ników materii przyczyniła się znacznie do nadania kwarkom realności zbliżonej do tej, która charakteryzuje cząstki elementarne, pomimo ograniczeń wynikających z uwięzienia.

## 5.2. Obserwacja mezonów z dużymi pędami poprzecznymi w zderzeniach proton – proton przy wysokich energiach [9]

Dynamika składników kwarkowo-partonowych została po raz pierwszy przekonująco zademonstrowana w przeprowadzonej przez Jamesa Bjorkena analizie i interpretacji doświadczeń z procesami DIS w SLAC-u w r. 1970. Należy tu oczywiście pamiętać o podejściu partonowym Feynmana. Praca Bermana, Bjorkena i Koguta (BBK) [28] stała się biblią fizyków badających zderzenia twarde. W roku 1971 rozpoczął pracę nowy układ ISR w CERN-ie, i fizycy doświadczalni mogli badać czołowe zderzenia protonów o pędzie  $30 \text{ GeV}/c$  z protonami o pędzie  $30 \text{ GeV}/c$ . Jako urządzenie o najwyższej osiągalnej ówczynie energii, ISR był znakomitym terenem do ćwiczeń strategii obserwacji. Pozostając pod wrażeniem sondy dileptonowej w BNL, i sugerowanej przez nią struktury, Rodney Cool

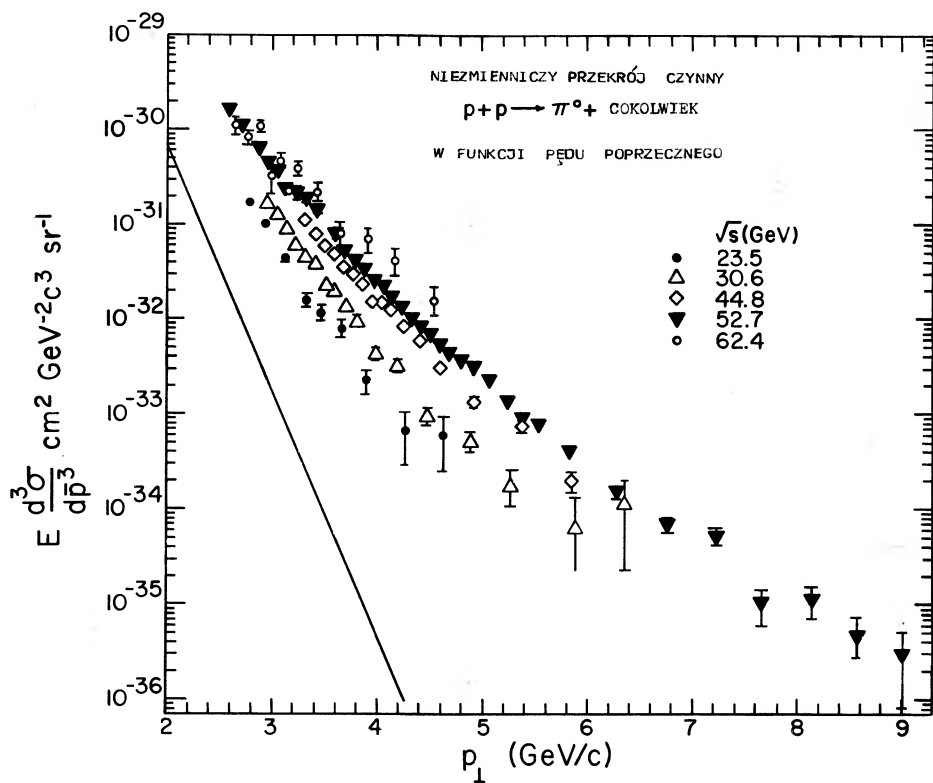


Rys. 8. Aparatura grupy CCR w CERN-ie, ISR

z Uniwersytetu Rockefellera i ja dokooptowaliśmy Luigiego DiLellę z CERN-u, aby pomógł nam zaprojektować eksperyment, w którym można by było bilansować zdolność rozdzielczą za cenę świetlności. Pamiętamy, że w BNL mogliśmy obserwować dimiony na poziomie  $10^{-12}$  całkowitego przekroju czynnego. Ceną za to była rozdzielczość jaką dałoby dno butelki od Coca Coli w porównaniu z soczewką firmy Nikon. Bilans rozdzielczości i świetlności miał być kluczowym elementem udoskonalania analizy procesów dileptonowych.

Od Carla Rubbii dowiedzieliśmy się o znakomitych własnościach szkła ołowiowego jako spektrometru elektromagnetycznego. Fotony i elektrony wywołują lawiny w ośrodku o dużym Z, i deponują swoją energię na stosunkowo krótkim przebiegu. Udoskonalenia techniczne doprowadziły do powstania szkła o dużej gęstości i zarazem znacznej przezroczystości, tak, że światło powstające jako promieniowanie Czerenkowa można doprowadzić ze szkła do wydajnych fotopowielaczy. Wielką zaletą szkła ołowiowego okazała się jego mała czułość na piony i kaony w porównaniu z elektronami i fotonami. Sześć miesięcy ciężkiej pracy w Brookhaven z wiązkami próbnymi pozwoliło nam dobrze opanować tę technikę, docenić jej zalety i poznać główną słabość – procesy kalibracji.

Na podstawie zdobytych doświadczeń zaprojektowaliśmy dwa układy detektorów, ustawione po dwóch stronach przecięcia wiązek w ISR; każdy układ pokrywał



Rys. 9. Dane o produkcji inkluzywnej  $\pi^0$

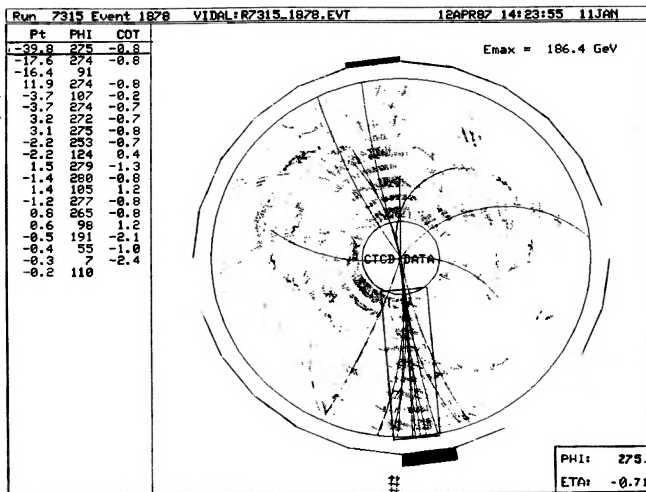
kąt bryłowy ok. jednego steradiana. Rysunek 8 pokazuje aparaturę CCR, a rys. 9 – dane.

Zespół CCR, czyli CERN–Columbia–Rockefeller powstał w r. 1971, aby kontynuować badania dileptonów prowadzone uprzednio w Brookhaven. W modę weszły właśnie badania par elektronów, i wokół punktu przecięcia wiązek pierwszego urządzenia z przeciwbieżnymi układami hadronów jakim był ISR umieszczono wielki układ detektorów ze szkła ołowiowego. Tutaj również wykrycie  $J/\psi$  zostało uniemożliwione przez wystąpienie interesującego i nieoczekiwanego tła – ale jednocześnie odkryto nową metodę badania oddziaływań na małych odległościach – poprzez emisję hadronów z dużymi pędami poprzecznymi.

Do tej pory sądzono, że produkcja hadronów spada wykładniczo ze wzrostem pędu poprzecznego. Pomiary zespołu CCR wykazały przy pędzie poprzecznym  $p_t \approx 3 \text{ GeV}/c$ , produkcję pojedynczych  $\pi^0$  o kilka rzędów wielkości silniejszą niż oczekiwano, co można było dokładnie zmierzyć przy pomocy detektorów ze szkła ołowiowego o dużej zdolności rozdzielczej. Produkcja ta zależała od pędu poprzecznego jak

$$p_t^{-8} \quad \text{przy} \quad \sqrt{s} = 62 \text{ GeV},$$

co stanowiło bardzo ostry test dla modelu kwarkowo–partonowego w latach 70., a dla chromodynamiki kwantowej (QCD) w latach późniejszych. Wkrótce po pierwszych obserwacjach CCR inne zespoły pracujące przy ISR potwierdziły ten wynik, ale tylko zespół CCR dysponował na tyle dokładnymi i bogatymi wynikami, aby móc przeprowadzić dopasowanie fenomenologiczne. Okazało się, że można dokonać bezpośredniego przejścia od otrzymanych wyników do opisu twardego rozpraszania parton–parton lub kwark–kwark. Badanie „inkluzywnej produkcji  $\pi^0$  przy dużych  $p_t$ ” przerodziło się w badanie struktury pękowej, obecnie tak



Rys. 10. Przypadek dwupękowy z Laboratorium Fermiego przy 1,8 TeV

widowiskowo obecnej w danych z największych akceleratorów z wiązkami przeciwbieżnymi proton – antyproton (rys. 10).

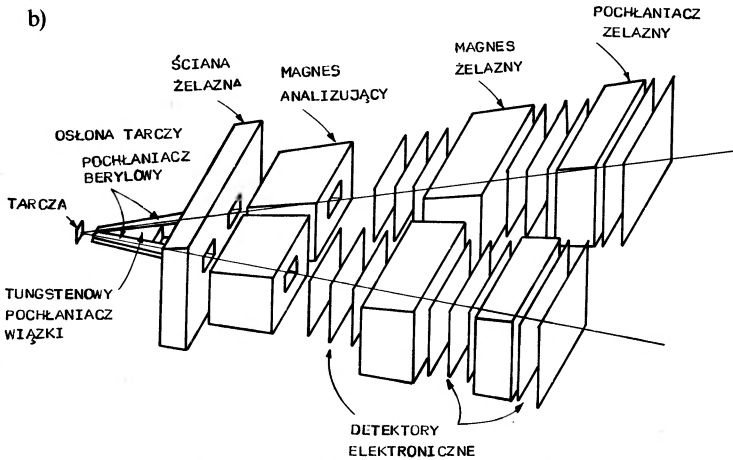
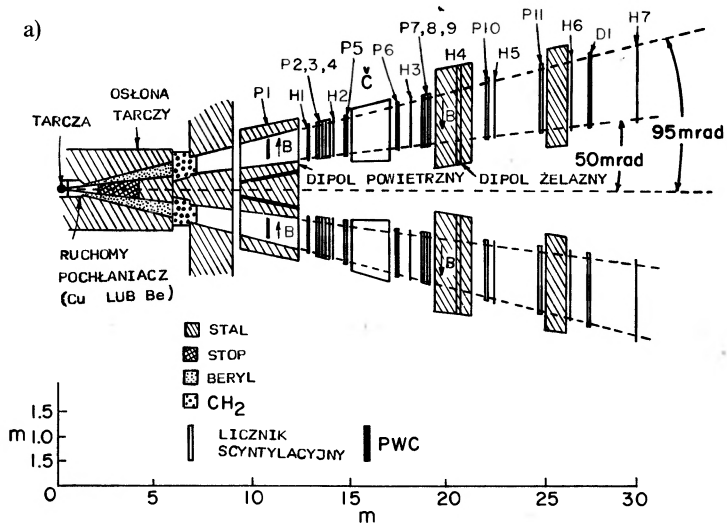
I tak przygody z dileptonami badanymi w BNL za pomocą liczników scyntylicyjnych i w ISR za pomocą szkła ołowiowego przyczyniły się do ugruntowania przekonania, że protony i piony są stanami związanymi uwięzionych kwarków, oddziałujących ze sobą poprzez wymianę gluonów, które z kolei same mogą produkować wirtualne pary  $q\bar{q}$ .

## 6. Trzecia generacja: Obserwacja rezonansu dimionowego przy 95 GeV w zderzeniach protonów o 400 GeV/c z jądrami [10]

W latach 1969–70, wyniki z BNL dotyczące dimionów wpłynęły nie tylko na projekt eksperymentu przy ISR, ale również projekt wykonania w Laboratorium Fermiego (wówczas znanym jeszcze jako NAL, i gdzie zamiast akceleratora był dopiero duży wykop w ziemi) specjalnego doświadczenia z dużą zdolnością rozdzielczą do badania par leptonów. Gdy skończono budowę akceleratora w r. 1973, zainstalowano przy nim jednoramienny spektrometr leptonów, który umożliwił połączenie pomiarów magnetycznych z identyfikacją elektronów za pomocą szkła ołowiowego, na poziomie  $10^{-5}$  rozróżnienia pionów od elektronów.

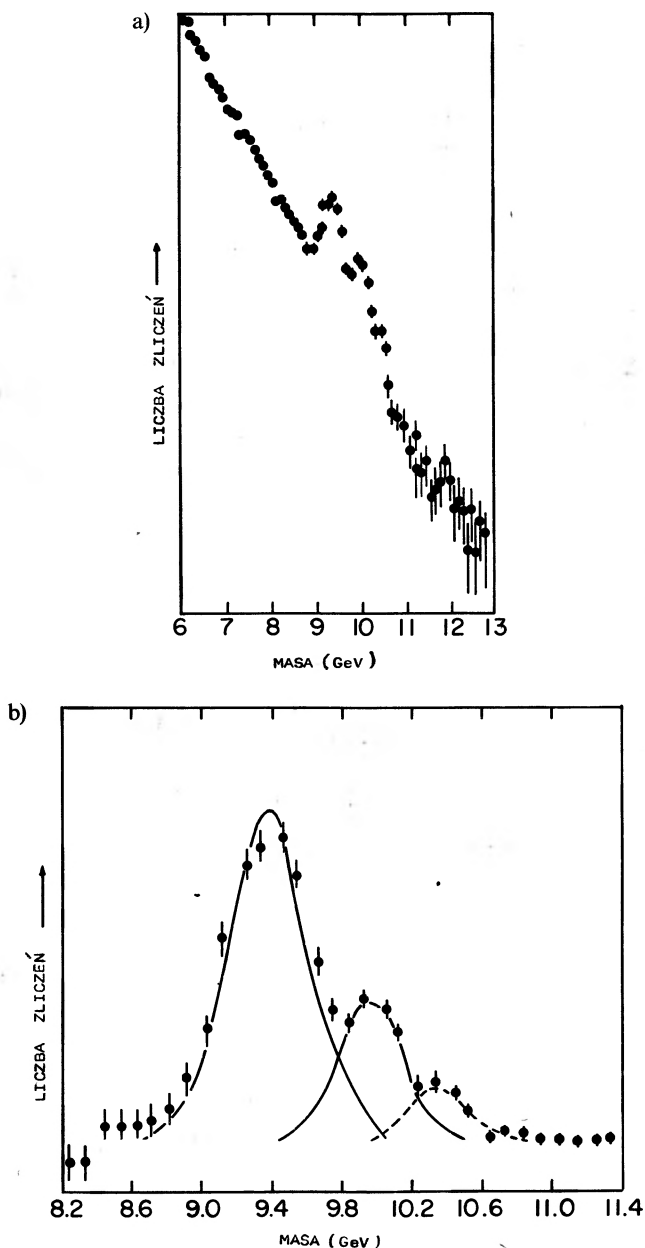
Gdy w roku 1974 współpraca laboratoriów Columbia – Fermilab – Stony Brook zajmowała się wyłącznie elektronami, w BNL i SLAC-u z radością odkryto cząstkę  $J/\Psi$ . Efekty z pojedynczymi leptonami okazały się niezbyt obiecujące i w r. 1975 powrócono do pierwotnie planowanej analizy par. W kolejnych naświetlaniach rosła liczba zderzeń z masą pary powyżej  $4 \text{ GeV}/c^2$ , by wreszcie osiągnąć kilkaset. W tej fazie eksperymentu pojawiały się i niknęły maksima rezonansowe. Zespół nabywał wprawę. Z początkiem r. 1977 nastąpiło skokowe udoskonalenie eksperymentu. Doświadczeni członkowie zespołu, Steve Herb, Walter Innes, Charles Brown i John Yoh dysponowali rzadką kombinacją wprawę, energii i głębokiej intuicji. Postanowiono przestawić układ tarczy, osłony i elementów detektora tak, by absorpcja hadronowa następowała w 30 calach berylu. Zmniejszenie wielokrotnego rozpraszania pozostających mionów podniosło zdolność rozdzielczą w masie do 2%, co stanowiło istotną poprawę w stosunku do 10–15% uzyskiwanych w BNL w r. 1968. Odfiltrowanie hadronów pozwoliło wykorzystać tysiąc razy więcej protonów uderzających w tarczę, niż przy uprzednim ustawieniu. Staranne usunięcie wszelkich nieszczelności i specjalne ustawienie ekranowania przyczyniło się do osiągnięcia właściwego kompromisu między doбором świetlności i zdolności rozdzielczej. Przy zastosowanym układzie można było wykorzystać ok. 1% padających protonów. Dla osiągnięcia maksymalnej akceptacji, komory wielodrutowe i wyzwalające liczniki syntylicyjne zgrupowano w pobliżu tarczy. Identyfikację mionu sprawdzano przed i poza toroidem żelaznym, w którym wyznaczano pęd mionu. Na rysunku 11a, b widzimy schemat aparatury.

Po miesiącu gromadzenia danych wiosną 1977 r. zarejestrowaliśmy 7 000 par mionów o masach powyżej  $4 \text{ GeV}/c^2$ , i na tle kontinuum Drella – Yana pojawiło się



Rys. 11(a). Schemat aparatury. Każde ramię spektrometru zawiera 11 komór proporcjonalnych PWC P1-P11, siedem hodoskopów scyntylacyjnych H1-H7, komorę dryfową D1 i gazowy progowy licznik Czerenkowa C. (b) Schemat eksperymentu dimionowego w Laboratorium Fermiego, który doprowadził do wykrycia cząstki ipsylon

osobliwe, szerokie i asymetryczne maksimum w pobliżu masy  $9,5 \text{ GeV}/c^2$  (rys. 12). W maksimum znajdowało się ok. 800 przypadków, kontinuum przebiegało gładko, a tło było zanedbywalnie małe, co sprawdziliśmy mierząc jednocześnie miony o jednakowych znakach, tak, że interpretacja rezonansowa była oczywista. Rezonans nazwaliśmy „ipsylon”, i w sierpniu 1977 r. praca została wysłana do druku. We wrześniu mieliśmy już 30 000 przypadków, a maksimum rozdzieliło się wyraźnie na trzy; ostatnie z nich miało kształt wyraźnie zaznaczonego ramienia. Odpowiednie stany nazwano  $\chi$ ,  $\chi'$  i  $\chi''$ . Wkrótce potem w akceleratorze DORIS w DESY wyprodukowano ipsylon w zderzeniach  $e^+e^-$ , i potwierdzona została jego interpretacja jako stanu związanego nowego kwarku  $b$  ze swą antycząstką  $\bar{b}$ . Rezonanse  $\chi'$



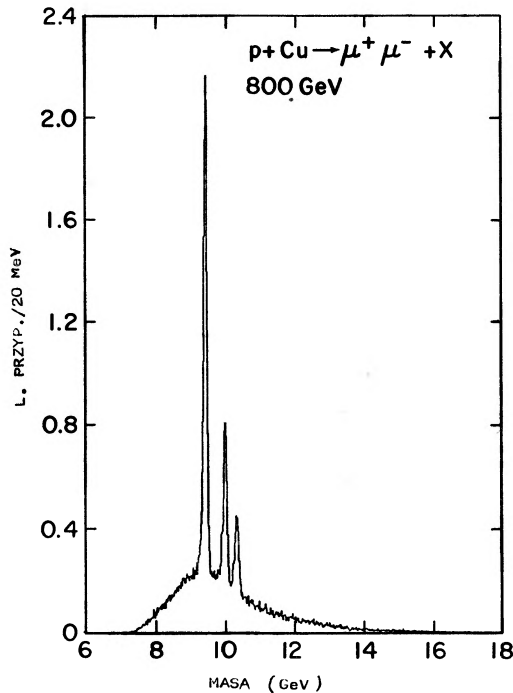
Rys. 12(a). Maksima na tle kontinuum Drella-Yana. (b) Maksima po odjęciu kontinuum

i  $\Upsilon''$  to stany  $2S$  i  $3S$  tego nierelatywistycznego „atomu”. W Modelu Standardowym dla kwarku  $b$  mieliśmy wybór między ładunkiem  $+2/3$  (jak kwark  $u$ ) lub  $-1/3$  (jak kwark  $d$ ). Dane z Laboratorium Fermiego wskazywały na wartość  $-1/3$ .

Szybko nastąpił dalszy rozwój sytuacji. Odkrycie ipsylonu w połączeniu z nieco wcześniejszym odkryciem przez Martina Perla i jego kolegów ze SLAC-u [29]

leptonu  $\tau$  spowodowało dodanie do Modelu Standardowego trzeciej rodziny – kwarku  $b$  o masie  $5 \text{ GeV}/c^2$  i leptonu  $\tau$  o masie  $2 \text{ GeV}/c^2$ . Potwierdziło to w całej rozciągłości domysł KM, że naruszenie  $CP$  będzie wymagać istnienia trzeciej rodziny (oczywiście znacznie tu upraszczam ogrom pracy teoretyków).

Układ  $b\bar{b}$  stanowił piękne uzupełnienie  $c\bar{c}$  (czarmonium) jako laboratorium pomiarowego do badania modeli potencjalnych silnych oddziaływań kwark-kwark. Włączyłem się w te badania, organizując grupę z Uniwersytetów Columbia i Stony Brook, która zaprojektowała spektrometr ze szkłem ołowiowym i jodkiem sodu, idealnie nadający się do spektroskopii  $\Upsilon$  przy akceleratorze CESR. Współpraca Columbia – Stony Brook (CUSB) rozpoczęła zbieranie danych w r. 1979 i wkrótce udało się zidentyfikować stan  $4S$  [11]. Jest to specjalnie ważny stan, ponieważ leży on powyżej progu na rozpady hadronowe do stanów  $B$ , czyli mezonów zawierających kwark  $b$  i lżejszy antykwark. Eksperymenty badające stany ipsylon prowadzono też w Laboratorium Fermiego. Stosowano w nich pomysłowe metody zwiększenia zdolności rozdzielczej bez straty światłości (rys. 13). Obecnie zidentyfikowano już wiele innych stanów, wraz ze stanami  $P$ , w tej nowej dziedzinie spektroskopii ciężkich kwarków.



Rys. 13. Dane z eksperymentu E – 605 w Laboratorium Fermiego

Badania stanów  $B$  w zderzeniach elektron-pozyton wskazują na to, że układ  $B$  zawiera w sobie większe bogactwo fizyki niż jego powabny odpowiednik – układ  $D$ . Mezony  $B^0$  mieszają się, podobnie jak  $K^0$  i  $\bar{K}^0$ . Zacytujmy tu jednego z głównych fenomenologów CERN-u, G. Altarelliego: „Zaobserwowanie przez zespół Argus z

DESY silnego mieszania  $B^0 - \bar{B}^0$  stanowi najważniejszy wynik tego roku [1987] w dziedzinie fizyki cząstek elementarnych”. Istnieje poważna możliwość, że naruszanie  $CP$ , obserwowane dotychczas **tylko** w układzie mezonów  $K^0$ , może być również obserwowane w układzie  $B^0$ . W różnych laboratoriach projektuje się „fabryki  $B$ ”, zwykle przy akceleratorach  $e^+e^-$  o dużym natężeniu. Modernizacja akceleratora w Laboratorium Cornella powinna umożliwić produkcję rzędu  $10^6$  par  $B\bar{B}$  na rok. Zanim to nastąpi, fizycy doświadczalni starają się rozwiązać niezwykle trudny problem detekcji  $B$  na tle rzędu  $10^6$  zdarzeń (np. w Laboratorium Fermiego w doświadczeniach z wiązką 800 GeV na stałej tarczy). Dla akceleratora w tymże laboratorium, ale z wiązkami przeciwbieżnymi projektowany jest detektor, który ma umożliwić rejestrację  $10^{10}$  par  $B\bar{B}$  w ciągu roku. Opierając się na doświadczeniach z r. 1988 można sądzić, że fizyka mezonów  $B$  będzie odgrywać coraz ważniejszą rolę w fizyce cząstek elementarnych w najbliższym dziesięcioleciu. Podstawowej motywacji dostarcza tu stwierdzenie związku między niezachowaniem  $CP$  i potrzebą wprowadzenia trzeciej rodziny cząstek. Naruszenie  $CP$  w połączeniu z ewentualnym niezachowaniem liczby barionowej odgrywa podstawową rolę w naszym rozumieniu ewolucji wszechświata – a więc i problemu, skąd się tu wzięliśmy. Dla fizyków o nieco skromniejszych horyzontach, parametry macierzy mieszania kwarków stanowią część podstawy Modelu Standardowego, a fizyka mezonów  $B$  zawiera w sobie klucz do tych parametrów.

Istnienie trzeciej rodziny implikuje istnienie kwarku  $t$ ; w CERN-ie i w Laboratorium Fermiego trwają jego poszukiwania.

Akcelerator SPS w CERN-ie, i jego odpowiednik w Laboratorium Fermiego dysponują wiązkami o dużym natężeniu, średnio  $200 - 400 \text{ nb}^{-1}$  na tydzień. Energia w Laboratorium Fermiego jest wyższa, wynosi 1,8 TeV, a w CERN-ie 0,63 TeV, ale wiele zależy od jakości danych, pomysłowych rozwiązań aparaturowych, no i, oczywiście, masy kwarku  $t$ . Można chyba bezpiecznie prorokować, że wkrótce ukaże się praca pod tytułem „Obserwacja kwarku  $t$ ”.

## 7. Główne problemy współczesnej fizyki neutrin

Na zakończenie chciałbym krótko podsumować stan naszej ignorancji na temat neutrin. Dane o oddziaływaniach neutrin dobrze zgadzają się z Modelem Standardowym dla oddziaływań elektroślabych i będą nadal stosowane do rozszerzenia naszej wiedzy o kwarkowych funkcjach struktury, kącie Weinberga, itd. Jednakże nie obserwowano dotychczas neutrina  $\nu_\tau$ , nie wiemy, czy istnieje czwarte neutrino, nie możemy odpowiedzieć na pytania o masę neutrina, o mieszanie zapachów, o stabilność neutrina, o jego moment magnetyczny, i o samą naturę antyneutrina – czy jest ono typu Diraca czy Majorany. Dwa czynniki sprawiają, że są to wszystko bardzo naglące pytania: 1) ich rozległe konsekwencje astrofizyczne, i 2) opinia, sformułowana przez Weinberga, że „... masa neutrina wiąże się z najgłębszymi pytaniami w zakresie fizyki cząstek”. Jest tak dlatego, że w Modelu Standardowym,



zawierającym zwykle kwarki, leptony i bozony cechowania, nie jest możliwe renormalizowalne oddziaływanie, które łamałoby zasadę zachowania liczby leptonów i nadawało masę neutrino. Wobec tego niezerowa masa neutrino byłaby sygnałem nowej fizyki, wychodzącej poza Model Standardowy – być może, ku skali Wielkiej Unifikacji, rzędu  $10^{15}$  GeV.

### 7.1. Trzecie neutrino, $\nu_\tau$

Nikt jeszcze nie wykonał doświadczenia z „trzema neutrino”. Dane z rozpadu leptonu  $\tau$  wyraźnie sugerują jego istnienie, ale brak jest bezpośredniego dowodu. Problem techniczny polega na tym, że trzeba przysunąć detektor do tarczy możliwie jak najbliżej, a jednocześnie odsunąć magnetycznie miony. Nie można dokładnie przewidzieć strumienia  $\nu_\tau$ , a konieczne osłony są niezwykle kosztowne. Dlatego właśnie brak jeszcze rozstrzygającego doświadczenia.

### 7.2. Czwarte neutrino?

Tak w skrócie można sformułować pytanie o liczbę rodzin. Poszukiwania jeszcze cięższych kwarków są w programie każdego nowego akceleratora, a wyniki są jak dotychczas negatywne, choć doświadczalnie ustala się tylko granice mas –  $M_Q > 40 \text{ GeV}/c^2$  (jak dla kwarku  $t$ ) i  $M_L > 20\text{--}40 \text{ GeV}$ , zależnie od rodzaju ciężkiego leptonu i założeń o masie odpowiedniego neutrino [29]. Astrofizyka narzuca tu istotne ograniczenia; w szczególności częstość występowania helu we Wszechświecie wiąże się z liczbą lekkich neutrino [30]. Rozważania dotyczące Wielkiego Wybuchu i nukleosyntezy mogą prawdopodobnie dopuścić istnienie dodatkowego lekkiego neutrino. Związek między kosmologicznym modelem powstania świata w Wielkim Wybuchu a liczbą rodzin w Modelu Standardowym jest jednym z najbardziej romantycznych epizodów w małżeństwie fizyki cząstek z kosmologią. Podstawą kosmologii Wielkiego Wybuchu jest pierwotna nukleosynteza: czyli „gotowanie lekkich pierwiastków w kociołku świata...” przy  $t \approx 1 \text{ s}$ . Astrofizykom udaje się otrzymać prawidłowe rozpowszechnienie deuteru, helu i litu. Sprawa helu 4 jest kluczowa; częstość jego występowania jest czułym miernikiem całkowitej gęstości promieniowania w chwili formacji. Wkład wnoszą tu wszystkie lekkie cząstki relatywistyczne, czyli fotony, elektrony, i trzy neutrino wraz ze swymi antycząstkami. Dodatkowa rodzina, zawierająca lekkie neutrino, jest już tylko na granicy zgodności. Wniosek jest następujący: być może istnieje czwarta rodzina, ale istnienie piątej, zawierającej lekkie neutrino, sprawiłoby astrofizykom wielki kłopot. Oczywiście – może istnieć coś poza strukturą rodzin. Wkrótce doczekamy się wyników doświadczeń ze zderzeń  $e^+e^-$  w CERN-ie z LEP-u (Large Electron Positron Collider) i w Stanfordzie z SLC (Stanford Linear Collider). Wyznaczona tam szerokość  $Z^0$  dostarczy informacji o liczbie par neutrino, na które może się on rozpaść<sup>1</sup>. Jest jeszcze inny powód nieustannego zainteresowania neutrino, związa-

<sup>1</sup> Wyniki te już istnieją. Grupy pracujące przy akceleratorze LEP uzyskały na liczbę lekkich neutrino wartość  $2,89 \pm 0,10$  (r. 1990), zaś grupa przy detektorze MARK II (SLC) – wartość  $2,8 \pm 0,6$  (G. S. Abrams et al., *Phys. Lett.* **63**, 2/73 (89)). (przyp. Red.).

ny z problemem ciemnej materii we Wszechświecie. Problem ten ściśle łączy się z pomiarem masy neutrina, i o tym teraz wspomnę.

### 7.3. Masy i oscylacje neutrin

W Modelu Standardowym położono masy neutrin równe zero, a zarówno całkowita liczba leptonowa  $L$  jak i zapach leptonowy  $L_i$  ( $i = e, \mu, \tau$ ) są ściśle zachowane. Niezerowa masa neutrina „otwiera okno na świat poza Modelem Standardowym”, i stanowi jeden z głównych punktów zainteresowania współczesnej fizyki cząstek. Możliwość oscylacji neutrin oznacza, że proces  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  nie jest ściśle wzbroniony, jak to wynikało z naszego doświadczenia z dwoma neutrinami. Temat ten jest nieustannie poruszany przez kosmologów, którzy coraz bardziej usiłują przyspieszyć uporządkowany rozwój fizyki cząstek (ach, cóż to za radość!), a także wiąże się z tzw. kryzysem neutrin słonecznych, z którym męczymy się od dziesiątków lat. Chodzi tu o rozbieżność między obserwowaną liczbą  $\nu_e$  przychodzących ze Słońca, a najlepszymi ocenami teoretycznymi. Wykrycie sygnału neutrinowego z Supernowej 1987A przyczyniło się do ożywienia zainteresowania tą tematyką.

Możliwość oscylacji neutrin po raz pierwszy zasugerował B. Pontecorvo w r. 1967 [31]. Mieszanie zapachów neutrin jest analogiem mieszania kwarków, opisanego macierzą KM. Podjęto liczne usiłowania obserwacji oscylacji przy akceleratorach wysokiej energii, w fabrykach mezonów, przy reaktorach – i w Układzie Słonecznym. Dla neutrin słonecznych jest to problem teorii: jak wyjaśnić niedostatek neutrin z procesów, dzięki którym świeci Słońce. Neutrinami słonecznymi zajmuje się co najmniej 14 sporych grup eksperymentalnych, no i wielokrotnie więcej teoretyków!

Do dziś dnia nie zaobserwowano przekonującego dowodu istnienia oscylacji, ani też niezerowej masy neutrina. Wiedzę na temat mas podsumowują aktualnie wyznaczone granice:

$$m(\nu_e) \leq 20 \text{ eV}/c^2$$

$$m(\nu_\mu) < 0,25 \text{ MeV}/c^2$$

$$m(\nu_\tau) < 35 \text{ MeV}/c^2.$$

Granice wystąpienia oscylacji określa się zazwyczaj, podając granice na różnice mas,  $\Delta$ , oraz sprzężone granice na kąt,  $\Theta$ , określający stopień mieszania. Powoli lecz nieustannie otwarte pole na wykresie dwuwymiarowym ( $\Delta^2$  w funkcji  $\sin 2\Theta$ ) zacieśnia się do dolnego lewego kąta, choć skala logarytmiczna zachęca doświadczalników do projektowania coraz to czulszych sprawdzianów.

Kosmologowie twierdzą, że żyjemy w świecie, w którym główna część materii jest ciemna (nie świecąca), i na razie nie zidentyfikowana. Jej większość (tak twierdzą) ma charakter niebarionowy; kandydatem byłaby tu jakaś słabo oddziałująca cząstka obdarzona niewielką masą (WIMP – weak interacting massive particle). Zasada maksymalnej prostoty sugeruje tu neutрино, a warunek na masę ma postać  $\Sigma m_i \approx 20 \text{ eV}$  ( $i = e, \mu, \tau$ ). Zwraca to znowu uwagę na  $\nu_\tau$ , co podkreśla Harari, sugerując potrzebę ponownego poszukiwania przejścia  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ . W urządzeniach typu

„fabryki pionów” (SIN, TRIUMF, LAMPF) trwają poszukiwania ewentualnych (słabych) naruszeń zasady zachowania zapachu leptonów w reakcjach takich jak

$$\mu^+ \not\rightarrow e^+ + \gamma \quad (\text{przy } B \text{ rzędu } 10^{-11})$$

$$\mu^+ \not\rightarrow e^+ e^+ e^- \quad (B < 10^{-12})$$

Udoskonalenie techniki eksperymentalnej pozwala na zwiększenie dokładności tego typu poszukiwań o rząd wielkości co siedem lat. Dla zupełności, należy wspomnieć o poszukiwaniach rzadkich rozpadów mezonów  $K$  w „fabrykach kaonów”. Mowa o fabrykach pionów, kaonów i mezonów  $B$  wyraźnie nam unaocznia stopień industrializacji fizyki cząstek. Celem fizycznym wszystkich tych badań pozostaje poszukiwanie subtelnych efektów związanych z nową fizyką, która dotyczy obszaru energii rzędu TeV i powyżej. Dla dojrzałego eksperymentatora są to podniecające doświadczenia, łączące otrzymane wyniki (jeżeli się je uzyskuje ...) z koniecznością starannej precyzji pomiarów.

Należy tu jeszcze wspomnieć o nowej generacji eksperymentów badających funkcje struktury przy pomocy wiązek znaczonych neutrin. Widzimy więc, że eksperyment z dwoma neutrinami z r. 1962, który tu został uhonorowany, dał asumpt badaniom, które obecnie, w r. 1988, nadal grają wiodącą rolę w fizyce cząstek, astrofizyce i kosmologii.

## 8. Uwagi końcowe

Chciałbym zakończyć tę historię Modelu Standardowego, która właściwie wcale nie jest historią. Od czasu do czasu przebiega ona głównym nurtem, jak wtedy, gdy eksperyment z dwoma neutrinami wpłynął na strukturę zapachów i rodzin w Modelu Standardowym. Niekiedy, a nawet częściej, skręca na boczne drogi, którymi prowadziły moje własne eksperymenty. Dlatego pominęliśmy kamienie milowe, jakimi były odkrycia prądów neutralnych, leptonu  $\tau$ , bozonów  $W$  i  $Z$ , czarmonium itd. Ominąłem też, i to drastycznie, zasadniczy wkład teoretyków, a także prześlizgnąłem się nad tematem kwarków, koloru, łamania symetrii itd.

Najbardziej jednak żałuję, że nie starcza mi czasu, aby powiedzieć więcej o akceleratorach, detektorach, i o ludziach, którzy je zbudowali. Cyklotron w Nevis został zbudowany pod wodzą Eugene’a Bootha i Jamesa Rainwatera; AGS, chyba najsprawniejszy akcelerator jaki kiedykolwiek powstał — przez Kena Greena, Ernesta Couranta, Stanleya Livingstona i Hartlanda Snydera; akcelerator w Laboratorium Fermiego — przez Roberta Wilsona i jego znakomity zespół. W pracy z detektorami wiele się nauczyłem od Georgesa Charpaka z CERN-u i Williama Sippacha z Uniwersytetu Columbia. Gdy tak pomijam szczegóły, przypomina mi się powiedzenie mego nauczyciela, przyjaciela i promotora, Gilberta Bernardiniego, który gdy pokazano mu szczegółowy plan cyklotronu w Nevis, wykrzyknął

„Pokażcie mi po prostu, którędy wychodzi wiązka”. Wreszcie, raz jeszcze proszę o wybaczenie teoretyków, w oczywisty sposób niezbędnych we wszystkich naszych przedsięwzięciach. Korzystałem wielokrotnie z ich wiedzy, a szczególnie wiele zawdzięczam T. D. Lee, M. Veltmanowi i J. D. Bjorkenowi.

Tłumaczyła z angielskiego  
*Helena Białkowska*

Instytut Problemów Jądrowych  
Warszawa

#### Literatura

- [1] T. Coffin, R. L. Garwin, L. M. Lederman, S. Penman, A. M. Sachs, *Phys. Rev.* **106**, 1108 (1957).
- [2] S. Devons, G. Gidal, L. M. Lederman, G. Shapiro, *Phys. Rev. Lett.* **5**, 330 (1960); S. Meyer et al., *Phys. Rev.* **132**, 2693 (1963).
- [3] R. W. Ellsworth, A. C. Melissinos, J. H. Tinlot, H. von Briesen, Jr., T. Yamanouchi, L. M. Lederman, T. Tannenbaum, R. L. Cool, A. Maschke, *Phys. Rev.* **165**, 1449 (1968); C. P. Sargent, M. Rinehart, L. M. Lederman, K. C. Rogers, *Phys. Rev.* **99**, 885 (1955).
- [4] H. Blumenfeld, W. Chinowsky, L. M. Lederman, *Nuovo Cimento* **8**, 296 (1958).
- [5] K. Lande, E. T. Booth, J. Impeduglia, L. M. Lederman, *Phys. Rev.* **103**, 1901 (1956).
- [6] R. L. Garwin, L. M. Lederman, M. Weinrich, *Phys. Rev.* **105**, 1415 (1957).
- [7] G. Danby, J. M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, J. Steinberger, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 36 (1962).
- [8] J. H. Christensen, G. S. Hicks, L. M. Lederman, P. J. Limon, B. G. Pope, E. Zavattini, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1523 (1970).
- [9] F. W. Büsser, L. Camilleri, L. DiLella, G. Gladding, A. Placci, B. G. Pope, A. M. Smith, J. K. Yoh, E. Zavattini, B. J. Blumenfeld, L. M. Lederman, R. L. Cool, L. Litt, S. L. Segler, *Phys. Lett.* **B46**, 471(73).
- [10] S. W. Herb, D. C. Hom, L. M. Lederman, J. C. Sens, H. D. Snyder, J. K. Yoh, J. A. Appel, B. C. Brown, C. N. Brown, W. R. Innes, K. Ueno, T. Yamanouchi, A. S. Ito, H. Jostlein, D. M. Kaplan, R. D. Kephart, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 252 (1977).
- [11] G. Finocchiaro, G. Giannini, J. Lee-Franzini, R. D. Schamberger Jr., M. Sivertz, L. J. Spencer, P. M. Tuts, T. Bohringer, F. Costantini, J. Dobbins, P. Franzini, K. Han, S. W. Herb, D. M. Kaplan, L. M. Lederman, G. Mageras, D. Peterson, E. Rice, J. K. Yoh, G. Levman, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 222 (1980).
- [12] A. Pais, M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* **97**, 1387 (1955).
- [13] L. Lederman, E. T. Booth, H. Byfield, J. Kessler, *Phys. Rev.* **83**, 685 (1951).
- [14] L. Lederman, J. Tinlot, E. Booth, *Phys. Rev.* **81**, 281 (1951).
- [15] L. M. Lederman, praca doktorska, Uniwersytet Columbia (niepublikowana).
- [16] H. Byfield, J. Kessler, L. M. Lederman, *Phys. Rev.* **96**, 17 (1952).
- [17] T. D. Lee, R. Oehme, C. N. Yang, *Phys. Rev.* **106**, 340 (1957).
- [18] M. Bardon et al., *Phys. Rev.* **110**, 780 (1958).
- [19] J. Christensen, J. Cronin, V. Fitch, R. Turlay, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 138 (1964).
- [20] T. D. Lee, C. N. Yang, *Phys. Rev.* **104**, 254 (1956).
- [21] G. Feinberg, *Phys. Rev.* **110**, 1482 (1958).
- [22] J. D. Bjorken, S. Glashow, *Phys. Lett.* **11**, 255 (1964).
- [23] S. Glashow, J. Illiopoulos, L. Maiani, *Phys. Rev.* **D2**, 1285 (1970).
- [24] R. Burns, G. Danby, E. Hyman, L. M. Lederman, W. Lee, M. J. Rettberg, J. Sunderland, *Phys. Rev. Lett.* **15**, 830 (1965).

- [25] Y. Yamaguchi, *Nuovo Cimento* **A43**, 193 (1966); L. Okun, niepublikowane.
- [26] J. J. Aubert et al., *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1404 (1974).
- [27] D. Kaplan et al., *Phys. Rev. Lett.* **40**, 435 (1978); A. S. Ito et al., *Phys. Rev.* **D23**, 605 (1981).
- [28] S. M. Berman, J. D. Bjorken, J. B. Kogut, *Phys. Rev.* **D4**, 3388 (1971).
- [29] M. Perl "Heavy Leptons in 1986", *Proc. of the XXIII Int. Conf. on High Energy Physics, Berkeley 1986*, red. S. C. Loken, World Scientific, Singapore 1987, str. 596.
- [30] G. Steigman, D. Schramm, J. Gunn, *Phys. Lett.* **66B**, 202 (1977).
- [31] B. Pontecorvo, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **53**, 1717 (1967), także *JETP (Sov. Fiz.)* **26**, 984 (1968).

## WSPOMNIENIA – ROCZNICE

Wojciech Nawrociak

Instytut Fizyki  
Uniwersytet im. Adama Mickiewicza  
Poznań

Arkadiusz Henryk Piekara \*  
1904 – 1989

W dniu 28 kwietnia 1989 roku zmarł w Warszawie Profesor Arkadiusz Henryk Piekara. Pogrzeb odbył się 5 maja na Cmentarzu Powązkowskim. Obok Rodziny Zmarłego uczestniczyli w pogrzebie przyjaciele, uczniowie i współpracownicy, świadomi tego, że żegnają człowieka niezwyklego, światowej sławy uczonego, wielce zasłużonego dla rozwoju fizyki w Polsce, świetnego dydaktyka i popularyzatora fizyki, wszechstronnego humanistę.

Arkadiusz Henryk Piekara urodził się w Warszawie 12 stycznia 1904 r. Już od dzieciństwa interesował się fizyką. Zapytany kiedyś, jakie były bezpośrednie przyczyny tego, że za kierunek swoich studiów wybrał fizykę odpowiedział: „... ja sobie chyba kierunku studiów nie wybierałem, ja się z nim urodziłem”.

Jako kilkunastoletni chłopiec zbudował w swoim domu laboratorium, w którym z wielkim zapałem wykonywał eksperymenty z zakresu elektryczności, optyki i chemii. Swoją wiedzę fizyczną pogłębił w Gimnazjum im. Tadeusza Rejtana pod kierunkiem nauczyciela fizyki, Bolesława Gaweckiego, którego zawsze wspominał z wielką wdzięcznością. Po ukończeniu gimnazjum w r. 1922, Piekara wstąpił na Wydział Filozoficzny Uniwersytetu Warszawskiego, gdzie studiował fizykę pod kierunkiem prof. Stefana Pieńkowskiego. W tym też roku rozpoczął swoją działalność popularyzatorską. W remizie strażackiej w Wołominie w 1922 r. wygłasza swój pierwszy publiczny odczyt na temat: „Co to jest elektryczność?”. Odczyt ten był bogato ilustrowany doświadczeniami wykonanymi przez prelegenta za pomocą własnych przyrządów przywiezionych do Wołomina za własne pieniądze.

W r. 1923 Piekara, student fizyki UW, został zaangażowany do Uniwersytetu Powszechnego, zorganizowanego przez PPS, na wykładowcę fizyki dla robotników. Działalność popularyzatorska, zaczęta w 1922 r. w Wołominie, do końca życia stanowiła ważny nurt jego działalności. W tej dziedzinie niewątpliwie osiągnął mistrzowski poziom.

---

\* Przypominamy Czytelnikom, że w *Postęпах Fizyki* opublikowane były dwie rozmowy z prof. Piekara: 35, 167 (1984) i 35, 287 (1984), w których wiele z przedstawionych tu faktów ma dodatkowe, bardzo osobiste naświetlenie (przyp. Red.).

Podczas studiów w Uniwersytecie Piekara zetknął się z wieloma fizykami, którzy odegrali istotną rolę w rozwoju fizyki polskiej (m.in. Stefan Pieńkowski, Mieczysław Wolfke, Szczepan Szczeniowski, Witold Majewski, Cezary Pawłowski, Andrzej Sołtan). Samodzielną pracę naukową rozpoczął w 1925 r. przygotowując pracę doktorską „Stała dielektryczna zawiesin i emulsji”.

W r. 1927 Piekara został asystentem prof. Pieńkowskiego. Było to niezwykle wyróżnienie. Pensja asystenta jednak nie wystarczała na utrzymanie i dlatego zmuszony był podjąć dodatkowo lekcje w dwóch gimnazjach warszawskich. Dobra opinia o jego działalności nauczycielskiej z pewnością spowodowała propozycję ministra Tadeusza Łopuszańskiego objęcia przez Piekarę posady nauczyciela fizyki w organizującym się w Rydzynie k. Leszna eksperymentalnym Gimnazjum im. Sułkowskich. Piekara przyjął propozycję ministra Łopuszańskiego i stał się bliskim jego współpracownikiem. W sierpniu 1928 r. przeniósł się do Rydzyny i tam w krótkim czasie zorganizował pracownię fizyczną na bardzo dobrym poziomie. W pracowni tej, obok pokazów ilustrujących wykłady, prowadził także prace badawcze wciągając do tych prac swoich uczniów. Piekara z całym zapałem oddał się w Rydzynie pracy wychowawczej, dydaktycznej i naukowej. Byli rydzyniacy do dzisiaj wspominają swojego Profesora z wielkim szacunkiem podkreślając, że imponował im wiedzą, pracowitością i różnorodnymi humanistycznymi uzdolnieniami. W r. 1930 otrzymał Piekara doktorat Uniwersytetu Warszawskiego, z wyróżnieniem: *Summis auspiciis Rei Publicae Polonorum*. W latach 1933–34 jako stypendysta Funduszu Kultury Narodowej odbył staż naukowy u profesora Aimé Cottona w Paryżu.

Po powrocie do kraju kontynuował w Rydzynie badania stałej dielektrycznej w zawiesinach oraz rozpoczął badania zjawiska nasycenia dielektrycznego, tj. zależności stałej dielektrycznej od natężenia pola elektrycznego w cieczech. W 1936 r. odkrył, wraz z bratem Brunonem, nowe zjawisko – dodatnie nasycenie dielektryczne w nitrobenzenie i następnie opracował teorię tego zjawiska. W r. 1937 Piekara habilituje się w Uniwersytecie Jagiellońskim na podstawie prac o stałej dielektrycznej układów rozdrobionych. Od 1937 r., pracując ciągle w Rydzynie, jest docentem Uniwersytetu Jagiellońskiego i jeździ do Krakowa na wykłady.

Podczas pobytu w Rydzynie Piekara utrzymywał kontakty naukowe z Uniwersytetem Poznańskim, głównie z prof. Kalandykiem z Wydziału Medycznego.

Wybuch wojny zastał Piekarę w Rydzynie. Jako docent UJ pojechał do Krakowa i tam, podczas „Sonderaktion Krakau”, 6 listopada 1939 r. został wraz z profesorami Uniwersytetu Jagiellońskiego aresztowany i osadzony najpierw w więzieniu karnym we Wrocławiu, następnie w obozie koncentracyjnym w Sachsenhausen i wreszcie w obozie w Dachau. Nawet w tych trudnych warunkach, w obozie w Sachsenhausen, prowadził tajne wykłady dla współwięźniów. Po zwolnieniu z obozu 29 maja 1940 r. zatrudniony został jako monter w elektrowni krakowskiej, a następnie jako technik w elektrowni w Mościcach, gdzie w tajemnicy przed okupantem wykonał szereg prac doświadczalnych i teoretycznych. W tym czasie wziął udział w kierowanej przez AK akcji badania próbnego pocisku V-2, który upadł niedaleko wsi Żurawica k. Sandomierza. Meldunek z opisem pocisku, jak również części silnika odrzutowego i sterów zostały przesłane przez dowództwo AK do Londynu.

Pod koniec wojny wykładał fizykę w podziemnym Uniwersytecie Jagiellońskim na kierunkach: chemicznym, lekarskim i farmaceutycznym. W 1945 r., po wyzwoleniu, podjął wykłady fizyki na Wydziale Lekarskim Uniwersytetu Jagiellońskiego.

W 1946 r. został mianowany profesorem nadzwyczajnym i objął obowiązki kierownika Katedry Fizyki I w Politechnice Gdańskiej. W trudnych powojennych warunkach stworzył tam poważną, dobrze wyposażoną placówkę naukową, gdzie z początku kontynuował swoje przedwojenne badania naukowe, a od 1950 r. podjął nową tematykę – badania własności ferroelektrycznych tytanianu baru. Z zespołem współpracowników – inżynierów i studentów, zbudował aparaturę do wytwarzania silnych pól elektrycznych i magnetycznych.

W 1946 r. Piekara przebywał przez 5 miesięcy w Paryżu, gdzie pracował przy cyklotronie w laboratorium chemii jądrowej prof. Fryderyka Jolioty. Następnie pojechał do Wielkiej Brytanii, gdzie przez 6 tygodni zwiedzał najważniejsze brytyjskie ośrodki naukowe. W 1947 r. ukazała się pierwsza książka popularno-naukowa Piekary – *Fizyka stwarza nową epokę*. W roku następnym ukazał się pierwszy podręcznik akademicki Piekary – *Elektryczność i budowa materii*. W następnych latach pojawiły się tak potrzebne na rynku księgarskim następne pozycje: *Podstawowe wiadomości z fizyki* (współautor B. Milewski) – podręcznik dla uczniów szkół średnich, *Mechanika i ciepło* – skrypt dla studentów politechniki i *Mikrofale i spektroskopia mikrofalowa* – mała monografia dla studentów, książka, z której wielu obecnie wybitnych specjalistów, uczyło się nowej dziedziny wiedzy – mikrofal.

W r. 1952, na zaproszenie Dziekana Wydziału Matematyki, Fizyki i Chemii Uniwersytetu Poznańskiego, Piekara przenosi się do Poznania, gdzie obejmuje kierownictwo Katedry Fizyki Doświadczalnej po prof. Szczepanie Szczeniowskim. Obaj profesorowie pracując umiejętnie z grupą młodych zapaleńców stworzyli to, co dziś można nazwać fizyką poznańską. Rozwój fizyki w Uniwersytecie Poznańskim szedł w parze z rozwojem zakładów PAN: Magnetyków, Dielektryków i Radiospektroskopii, z których po 20 latach powstał Instytut Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu. Podczas pobytu Piekary w Poznaniu, oprócz tematyki prowadzonej już w Gdańsku, rozwinięte zostały badania oddziaływań molekularnych i zapoczątkowane badania magnetoptycznych zjawisk w silnych, stałych i impulsowych, polach magnetycznych. Kierowane przez Piekarę zespoły szybko przyłączyły się do badań w dziedzinie kwantowych generatorów promieniowania – maserów i laserów. W Poznaniu, w niedługim czasie po podjęciu badań, skonstruowano maser amoniakalny oraz lasery rubinowe i gazowe. Piekara zdawał sobie sprawę, że to właśnie laser stwarza tę dawno oczekiwaną możliwość badań zjawisk nieliniowych w silnych polach elektrycznych wiązek laserowych. Dzięki wszechstronnemu przygotowaniu do badań zjawisk nieliniowych, w chwili pojawienia się laserów udało się Piekarze i jego uczniom dokonać znacznego postępu w optyce nieliniowej. Tu, w Poznaniu, Piekarę zafascynowało samoogniskowanie się wiązki laserowej – zjawisko, którym pasjonował się do ostatnich lat życia. Za jego pobytu w Poznaniu rozpoczęto także w jego zespole badania radiospektroskopowe, badania wpływu wysokiego ciśnienia na dielektryki i ferroelektryki, badania struktury cieczy. W okresie poznańskim



przygotowana została do druku bardzo dziś popularna książka *Piekary Nowe oblicze optyki*.

W 1965 r. Piekara zostaje zaproszony do Uniwersytetu Warszawskiego i tam na Wydziale Chemii obejmuje kierownictwo nowo utworzonej Katedry Fizyki. Któryś raz w swoim życiu, od podstaw, z grupą nowych uczniów, tworzy w krótkim czasie dobrze zorganizowany i naukowo silny ośrodek, w którym prowadzone są badania zjawisk nieliniowych w dielektrykach, rozwijane są nowe źródła laserowe, prowadzone są badania w dziedzinie holografii, autokolimacji i struktury fotonu.

W 1965 r. przez pewien czas Piekara pełnił funkcję dyrektora Instytutu Fizyki PAN.

Całkowity opublikowany dorobek Profesora jest okazały i obejmuje blisko 200 pozycji, w tym ok. 130 oryginalnych prac naukowych i kilkanaście książek i monografii. Wyniki jego prac cytowane są w literaturze specjalistycznej oraz w podręcznikach i monografiach. Jego nazwisko wpisane jest na trwałe do historii rozwoju fizyki dielektryków i optyki nieliniowej.

W dowód uznania zasług Piekary dla rozwoju fizyki w Uniwersytecie Adama Mickiewicza w Poznaniu, senat tej uczelni w styczniu 1984 r. nadał mu tytuł doktora *honoris causa*.

Profesor Piekara wielokrotnie był nagradzany i wyróżniany odznaczeniami państwowymi za działalność naukową i dydaktyczną. Szczególnie cieszył go Medal im. Mariana Smoluchowskiego przyznany mu przez Polskie Towarzystwo Fizyczne. Piekara był często zapraszany na konferencje międzynarodowe, gdzie jego wystąpienia spotykały się z dużym zainteresowaniem słuchaczy.

Z całą pewnością Profesor Piekara należy do najwybitniejszych polskich fizyków współczesnych. Osobowość jego, fizyka i humanisty, wycisnęła niezatarte piętno w życiu naukowym w Polsce.

Żegnamy go z wielkim żalem.

## ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

*Henryk Szydłowski*

Instytut Fizyki  
Uniwersytet Adama Mickiewicza  
Poznań

### Kierunki dalszej modernizacji pracowni fizycznej I Instytutu Fizyki UAM

#### Propositions for modernizing of physics laboratory I at the Institute of Physics of the Mickiewicz University

*Abstract:* A new model of instruction in physics laboratory, called "partnership based cooperation", is proposed. It favours the cooperation between instructor and student. A new type of activities is proposed, called "laboratory based blackboard exercises" for the first year of physics. During these activities students are asked to carry out simple physical measurements and learn the application of mathematical statistics in elaborating the obtained results.

#### 1. Dotychczasowy przebieg modernizacji

Rozważania nasze rozpoczniemy od stwierdzenie truizmu: pracownia dla studentów musi być tak zorganizowana i wyposażona, by tematyka doświadczeń i metody badań odpowiadały tematyce współczesnej fizyki, a wyposażenie było zbliżone do tego, które stosowane jest w laboratoriach naukowych i przemysłowych. Ponieważ w miarę rozwoju fizyki i techniki wszystkie te czynniki nieustannie się zmieniają, zachodzi konieczność ciągłej modernizacji laboratoriów studenckich.

Modernizacja Pracowni Fizycznej I w IF UAM postępuje w trzech kierunkach: tematyki, aparatury i analizy wyników pomiarowych [1]. Wprowadza się nowe, ważne i trudne tematy (precesja, efekt naskórkowy) [2]. Modernizacja analizy wyników doprowadziła do zamiany prymitywnych metod „obliczania błędów” na metody statystyczne analizy wyników. Ciągła modernizacja tematyki doświadczeń i metod analizy wyników doprowadziła do tego, że na przełomie lat 60-tych i 70-tych pracownia była jednym z najtrudniejszych przedmiotów [3]. Było to spotęgowane zupełnym brakiem synchronizacji z wykładami.

W latach 70-tych wprowadzono w pierwszym semestrze przedmiot „Statystyczne metody opracowania wyników pomiarów”, co uwolniło studentów od konieczności samodzielnego opanowania sposobów obliczania niepewności pomiarowych, a ponadto dało możliwość zapoznania się z podstawowymi metodami wnioskowania statystycznego. Znajomość statystyki stworzyła bardziej sprzyjające warunki do odejścia od tradycyjnej metody wykonywania pomiarów według instrukcji. Stanowiska pomiarowe dobrano w taki sposób, by każde z nich dawało możliwość wykonania różnych badań. Student sam wybiera cel doświadczenia i hipotezę rzeczową, a pomiary planuje i wykonuje w taki sposób, by mógł hipotezę udowodnić za pomocą jednej z metod statystycznych [4]. Na przykład, jedno ze stanowisk mikrofalowych pozwala badać dyfrakcję, odbicie oraz absorpcję mikrofal. Student może przyjąć hipotezę, że długość fali obliczona z dyfrakcji i zmierzona falomierzem jest taka sama, a w doświadczeniu hipotezę

tę może zweryfikować testem dwóch średnich. W ten sposób do pracowni wprowadzono wymaganie wyboru problemu doświadczalnego [5], co chociaż w części kompensuje ujemne konsekwencje braku możliwości pełnego wyboru tematu doświadczeń.

Zadawalającą synchronizację laboratorium z innymi przedmiotami udało się uzyskać dopiero w latach 80-tych, odkąd UAM sam decyduje o planach studiów [6, 7].

## 2. Obecny stan pracowni

Przy tworzeniu planu studiów starano się zapewnić korelację i synchronizację przedmiotów, która ułatwia realizację celów nauczania każdego z nich. W przypadku laboratoriów, których celem jest nauczenie eksperymentu, przyjęto zasadę, że przygotowanie teoretyczne powinno poprzedzać pracę w laboratoriach. Z tego powodu wykłady odpowiedniego działu fizyki, teoria pomiarów, a nawet pracownia elektroniki powinny poprzedzać zajęcia w pracowni (tab. 1). Zgodnie z tą samą zasadą pracownia elektroniki jest poprzedzana wykładami z elektryczności i z elektroniki oraz zadaniami z elektryczności w pracowni fizycznej I.

Tablica 1. Pracownia fizyczna I i przedmioty z nią związane w planie studiów fizyki Instytutu Fizyki UAM

przedmiot	sem. 1	sem. 2	sem. 3	sem. 4
Fizyka ogólna:				
mechanika	4/2/e *			
ciepło		2/1/e		
elektryczn. i magn.		2/1/e		
fale i kwanty			4/2/e	
fiz. atomu i cząstki				2/1/e
fiz. jądra i cząstek				2/1/e
fiz. c. stałego sem. 5				
Rachunek prawdopodob. i teoria pomiarów	2/2/z			
Programowanie		0/3/z		
Pracownia fizyczna I:				
mech. i elektryczn.		0/4/z		
fale i własn. materii				0/3/z
Elektronika (wykład)		2/0/z		
pracownia elektroniki			0/4/z	

\* (4/2/e oznacza 4 godz. wykładu i 2 godz. ćwiczeń rachunkowych w tygodniu oraz egzamin końcowy, z – zaliczenie).

Obowiązujący w UAM program zapewnia przygotowanie merytoryczne do pracowni w zakresie: fizyki (studenci znają odpowiedni dział fizyki; wysłuchali wykładów lub nawet zdali egzamin), opracowania danych (znają statystykę matematyczną) i elektroniki (w sem. 4; znają sprzęt elektroniczny, gdyż ukończyli pracownię elektroniki). Przygotowanie do zajęć w pracowni polega więc na powtórzeniu i uzupełnieniu wiadomości o problemy związane z samym eksperymentem, metodą pomiaru i aparaturą.

W tradycyjnym laboratorium rola instruktora sprowadza się głównie do odpytywania z wiadomości teoretycznych i sprawdzania wyników pomiarów (wykonanych wg instrukcji), oczywiście ze szkodą dla kształcenia umiejętności eksperymentalnych. Z tego powodu starano się stworzyć warunki zachęcające studentów do korzystania z pomocy instruktorów przy wykonywaniu eksperymentu, opracowania wyników pomiarowych, prowadzenia dziennika pomiarów i pisaniu protokołów (raportów). Składa się na

to zmniejszenie nacisku na sprawdzanie wiadomości teoretycznych oraz wprowadzenie końcowego kolokwium praktycznego z umiejętności eksperymentalnych. Kolokwium to polega na wykonaniu na ocenę doświadczenia wybranego losowo z doświadczeń poprzednio już wykonywanych przez danego studenta, a ocenie podlega sposób wykonywania, celowość i planowanie pomiarów, wyniki i ich opracowanie oraz przedstawiony raport. Zajęcia w pracowni stanowią niejako przygotowanie do kolokwium, a w przygotowaniu tym pomagają instruktorzy.

Zrealizowany u nas model laboratorium nie da się zidentyfikować z żadnym z podanych w literaturze [8]. Można by nazwać go modelem partnerskim. W tabeli 2 zestawiono główne cechy modelu partnerskiego i porównano je z modelem „klasycznym”, który w rzeczywistości nigdzie nie jest w pełni realizowany, lecz stanowi pewien umowny punkt odniesienia.

Poza niewątpliwymi osiągnięciami istnieją pewne trudności związane z nauczaniem eksperymentu:

A. Bardzo słabe przygotowanie szkolne z eksperymentu lub zupełny jego brak.

Tablica 2. Podstawowe cechy modeli pracowni fizycznych

klasyczny	partnerski
Pracownia jest zależna i skorelowana z wykładami z fizyki	Pracownia jest niezależna od wykładów z fizyki, lecz tematycznie wykład wyprzedza pracownię
Pracownia nie jest poprzedzona żadnymi zajęciami wprowadzającymi	Pracownię poprzedzają zajęcia ze statystyki lub metod opracowania wyników dośw.
Doświadczenia są wyznaczane przez kierownictwo lub instruktora	Studenci mogą wybierać tematy doświadczeń lub wersję pomiarów, a pomiary wykonują według własnej propozycji
Wymaga się samodzielnego opanowania i stosowania metod obliczania niepewności maksymalnych (po krótkim wykl.)	Do analizy wyników stosuje się metody wnioskowania statystycznego opanowane przed rozpoczęciem pracowni
Doświadczenia wykonuje się ściśle wg instrukcji lub opisu	Wymaga się planowania pomiarów w celu uzyskania wyników optymalnych
Na każdym zajęciach sprawdza się znajomość teorii zjawiska	Na zajęciach dyskutuje się metodę i szczegóły techniczne pomiarów
Protokół z każdego doświadczenia zawiera opis teoretyczny i jest sprawdzany	Instruktor pomaga opanować sztukę prowadzenia dziennika pomiarów i pisanie raportu
Zaliczenie uzyskuje się na podstawie zaliczenia wykonanych doświadczeń (oraz kolokwium z teorii)	Obowiązuje końcowe sprawdzenie umiejętności eksperymentalnych, opracowania wyników i pisanie raportu
Istnieje dystans między instruktorem a studentem spowodowany permanentnym stanem egzaminacyjnym	Na wszystkich zajęciach z wyjątkiem zajęć sprawdzających realizuje się partnerstwo instruktorów i studentów

**B.** Brak motywacji do pracy w semestrze pierwszym. Studenci nie widzą potrzeby wielokrotnego powtarzania pomiarów, obliczania odchyłeń standardowych, współczynników regresji liniowej, czy też wnioskowania statystycznego.

**C.** Niechęć do samodzielności, a szczególnie do wybierania problemów doświadczalnych. Z reguły wszyscy wybierają tę samą wersję i najchętniej wykonują pomiary według ścisłej instrukcji zaczerpniętej z podręczników. (Nowe wydanie podręcznika „Pracownia fizyczna” [9] nie zawiera instrukcji szczegółowych).

**D.** Niechęć instruktorów do wprowadzania nowości. W pracowni prowadzą zajęcia głównie adiunkci, którzy cały swój wysiłek koncentrują na pracy naukowej, a zajęcia ze studentami traktują jako zło konieczne. (Istotnie, z reguły ci, którzy bardzo poważnie traktowali swoje obowiązki dydaktyczne zostali „wyrotowani”).

### 3. Plan doskonalenia pracowni

W celu usunięcia trudności wyszczególnionych w punktach **A** i **B**, w semestrze **I** wprowadzono nowy rodzaj zajęć, które roboczo nazwaliśmy ćwiczeniami laboratoryjno-rachunkowymi. Ćwiczenia te odbywają się w laboratorium i rozpoczynają się od pomiarów, w których dany problem się ujawnia. I tak na przykład wprowadzanie pojęć statystycznych rozpocznie się wykonaniem pomiarów: np. oporu elektrycznego oporników o identycznych parametrach nominalnych, średnicy pręta, masy poszczególnych przedmiotów pozornie takich samych itp. Pomiary mają podwójny cel. Studenci uczą się wykonywania bezpośrednich pomiarów (czego nie nauczyła ich szkoła), a uzyskane wyniki posłużą do stawiania problemów statystycznych: obliczania średniej, odchylenia standardowego, przedziału ufności, przedstawienia graficznego, wnioskowania statystycznego itp.

Od pomiarów rozpocznie się również weryfikacja hipotez statystycznych. Na przykładzie konkretnych wyników uczy się stawiania hipotez rzeczowych i statystycznych, a następnie stosowania metod ich weryfikacji. Na przykład testem dwóch średnich weryfikuje się zgodność wyników pomiarów oporu dwóch serii oporników, które mają takie same nominalne wartości oporu, lecz różną moc, lub pochodzą z innej wytwórni lub innej serii produkcyjnej.

W przypadku regresji liniowej rozpoczyna się od wykonania pomiaru jakichkolwiek wielkości wykazujących zależność liniową, np. wydłużenia sprężyny od obciążenia. Uzyskane wyniki służą do opanowania sztuki analizy graficznej, określenia nachylenia prostej, a następnie do stosowania metod statystycznych obliczania parametrów prostej.

W zajęciach tych na plan pierwszy wysuwa się problemy statystyczne i metrologiczne, a niemal pomija się problemy czysto fizyczne. Same doświadczenia planuje się w ten sposób, by studenci nauczyli się wykonywać pomiary za pomocą prostych przyrządów, np. sekundomierzem, mikromierzem, wagą analityczną, cyfrowymi miernikami czasu i napięcia itp. Łączny czas przeznaczony na pomiary fizyczne nie przekracza 10–20% zajęć. Pozostały czas przeznacza się na opanowanie umiejętności wykorzystywania wzorów statystycznych i metod analizy wyników.

Obliczenia wykonuje się początkowo za pomocą zwykłych kalkulatorów. Pozwala to lepiej poznać istotę obliczeń statystycznych i samą statystykę. Dopiero pod koniec semestru uczy się korzystania z komputera i z gotowych programów obliczeniowych. Zaleca się również korzystanie z programów uczących, które bardzo pasjonują studentów.

Dla studentów fizyki nadal prowadzi się wykłady z rachunku prawdopodobieństwa i statystyki matematycznej. Ich program obejmuje: prawdopodobieństwo i rozkłady statystyczne, pojęcia próby i populacji, metody wnioskowania statystycznego i weryfikacji hipotez, stosowanie testu chi kwadrat, korelacji i regresji oraz planowania pomiarów. Zatem ćwiczenia laboratoryjno-rachunkowe stanowią zarówno uzupełnienie wykładów, jak i przygotowanie do laboratorium.

Potrzebą chwili jest nie tylko usunięcie wyszczególnionych trudności, lecz również spełnienie wymogów stawianych przez komputeryzację. Z wielu możliwości wybrano następujące:

– Stosowanie komputerów do wykonywania złożonych obliczeń statystycznych, w tym analizy regresji, niepewności pomiarowych i wnioskowania statystycznego.

- Indywidualne wykorzystywanie programów uczących. Szczególnie dotyczy to analizy niepewności pomiarowych.
- Sterowanie pomiarami, zbieranie danych i ich opracowanie, czyli zastosowanie komputera „on line”.

W celu realizacji pierwszych dwóch zastosowań tworzy się bibliotekę programów obliczeniowych i uczących, z której student korzysta według własnego uznania. Ostatnie zadanie rozwiązuje się przez stworzenie kilku przykładowych doświadczeń całkowicie skomputeryzowanych, które pozwolą zapoznać się z istotą zastosowania komputera do automatyzacji pomiarów i obliczeń. Po prostu ten problem włącza się jako jeden z punktów do programu pracowni. Nie przewiduje się komputeryzacji większej liczby doświadczeń, gdyż to byłoby sprzeczne z założeniami pracowni, która musi uczyć całokształtu wiedzy eksperymentalnej. Nie przewiduje się również wykorzystania komputera do symulacji wyników eksperymentalnych, ponieważ i to jest sprzeczne z ideą pracowni, chociaż nie wyklucza się możliwości szerokiego wykorzystania symulacji w programach uczących. Najnowszym kierunkiem modernizacji jest stosowanie komputera jako jednego z przyrządów w doświadczeniach fizycznych (oscyloskop z pamięcią itp.).

### Zakończenie

Ćwiczenia laboratoryjno-rachunkowe wprowadzono po raz pierwszy w r. 1987/88 dla studentów chemii. Przed rozpoczęciem zajęć sformułowano bardzo ogólne ramy, które każdy z prowadzących miał wypełnić według własnego pomysłu. Prowadzenie eksperymentalnych zajęć laboratoryjno-rachunkowych powierzono pracownikom, którzy kiedyś prowadzili po raz pierwszy ćwiczenia ze statystyki, a następnie wdrażali statystyczne metody opracowania wyników do pracowni fizycznej I. Uzyskano w ten sposób trzy równoległe i niezależne, ale bardzo zgodne sposoby realizacji ćwiczeń. Zebrane doświadczenia posłużyły do sformułowania bardziej rygorystycznego programu na rok 1988/89.

Po zakończeniu zajęć zorganizowano seminarium podsumowujące, na którym sposób prowadzenia zajęć uzyskał bardzo pozytywną ocenę zarówno studentów jak i przedstawicieli Rady Naukowej Wydziału Chemii.

Należy dodać, że przedstawione propozycje nie wyczerpują możliwości modernizacji pracowni. Realizacja wielu innych nowości będzie możliwa po uzyskaniu nowych pomieszczeń.

\* \* \*

Dziękuję serdecznie paniom dr M. Kotłowskiej, dr A. Kozak, dr B. Szafrąńskiej i panu drowi M. Januszczykowi za bardzo ofiarną współpracę przy wprowadzaniu ćwiczeń laboratoryjno-rachunkowych opisanych w niniejszym artykule.

### Literatura

- [1] H. Szydłowski, „I pracownia fizyczna”, *Postępy Fizyki* **17**, 131 (1966).
- [2] E. Ziółkowska, H. Szydłowski, „Some remarks on skin effect experiment in undergraduate laboratory”, *Am. J. Phys.* **52**, 270 (1984).
- [3] H. Szydłowski, „Wykorzystanie podręczników w laboratorium fizycznym”, *Dydaktyka Szkoły Wyższej* **1(57)**, 149 (1982).
- [4] H. Szydłowski, „Mathematical Statistics in Students' Laboratories”, *Am. J. Phys.* **45**, 1180 (1974).
- [5] E. Ziółkowska, H. Szydłowski, „Zastosowanie problemowej metody laboratoryjnej w pracowni fizycznej I”, *Postępy Fizyki* **28**, 87 (1977).
- [6] H. Szydłowski, „Kształcenie nauczycieli fizyki w IF UAM”, *Fizyka w Szkole* **28**, no. 3 (158), 174 (1982).
- [7] H. Szydłowski, „Educational Physics at A. Mickiewicz University”, *Europhys. Educ. News* **12**, 8 (1984).
- [8] H. Szydłowski, „Modele laboratoriów fizycznych”, *Postępy Fizyki*, **32**, 61 (1981).
- [9] H. Szydłowski, *Pracownia fizyczna* (wyd. VI), PWN, Warszawa 1989.

## ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

### XXX Zjazd Fizyków Polskich – Wrażenia uczestnika

W dniach od 11 do 15 września 1989 r. odbył się w Warszawie XXX Zjazd Fizyków Polskich. Wzięło w nim udział 460 osób, w tym ok. 250 członków PTF. Spory był udział nauczycieli – ok. 100. Było również 9 uczniów i początkujących studentów – stypendystów Krajowego Funduszu Na Rzecz Dzieci. Był to zjazd jubileuszowy nie tylko ze względu na numerację, ale przede wszystkim z uwagi na przypadającą na ten rok 70-tą rocznicę powstania Polskiego Towarzystwa Fizycznego<sup>1</sup>. Do tego jubileuszu nawiązano w dwu przemówieniach powitalnych na otwarciu Zjazdu, wygłoszonych przez przewodniczącego Komitetu Organizacyjnego prof. Mariana Grynberga i prezesa PTF prof. Janusza Zakrzewskiego, który dokonał oficjalnego otwarcia Zjazdu. Zarówno ceremonia otwarcia jak i wszystkie posiedzenia Zjazdu odbywały się na terenie Uniwersytetu Warszawskiego w gmachu Auditorium Maximum. W czasie inauguracji Prezes Zakrzewski wręczył medale im. Mariana Smoluchowskiego za lata 1987, 1988 i 1989 profesorom Wojciechowi Królikowskiemu, Andrzejowi Hrynkiewiczowi i Zdzisławowi Szymańskiemu, przyznane im za wybitne osiągnięcia naukowe. Miłym akcentem kończącym ceremonię otwarcia było wręczenie nagród PTF.

Program Zjazdu obejmował 17 referatów plenarnych wygłoszonych na pięciu sesjach przedpołudniowych, jedną sesję plakatową poświęconą wyłącznie problemom dydaktyki fizyki na wszystkich poziomach nauczania oraz dwie dyskusje panelowe.

W pierwszym dniu Zjazdu wygłoszono dwa referaty plenarne. W pierwszym z nich prof. A. K. Wróblewski (Warszawa) przedstawił bardzo ciekawe, ale mało znane dzieje i programy nauczania fizyki w założonym w r. 1804 Liceum Warszawskim, którego pierwszym dyrektorem był Samuel Bogumił Linde. Drugi referat na tej sesji (prof. J. Klamut, Wrocław) poświęcony był nadprzewodnictwu wysokotemperaturowemu. Po południu tego samego dnia odbyła się prawie trzygodzinna dyskusja panelowa na temat „Fizyka i fizycy w gospodarce narodowej”. Zamiarem organizatorów było, aby dyskusja ta koncentrowała się na roli fizyków w tworzeniu nowoczesnych technologii i małych przedsiębiorstw. Niestety, mimo energicznych starań podejmowanych przez prowadzącego panel prof. Jacka Baranowskiego (Warszawa) dyskusja ta nie była w pełni udana, a niektóre jej fragmenty przypominały kiepskie narady produkcyjne z niedawnej przeszłości. Najciekawszy – moim zdaniem – był początek panelu, na którym najpierw prof. S. Porowski (Warszawa) wygłosił minireferat o roli nowoczesnych technologii w gospodarce oraz o nowych, rodzących się w Polsce inicjatywach technologicznych. Kolejne wystąpienia to głosy dwóch fizyków, związanych z działającymi w Polsce małymi firmami produkującymi detektory podczerwni i aparaturę laserową. Dalsza dyskusja była jednak chaotyczna i mało ciekawa, ale to już nie wina organizatorów, lecz raczej symptom ogólnego marazmu i braku pomysłów na sukces w sferze gospodarczej.

Drugi dzień Zjazdu rozpoczął się referatem prof. I. Białynickiego-Biruli (Warszawa) na temat „Mechanika kwantowa wczoraj, dziś i jutro”. Referat ten został poświęcony pamięci Profesora Wojciecha Rubinowicza w stulecie jego urodzin. W następnym referacie prof. F. Kaczmarek (Poznań) dokonał ciekawego porównania systemów kształcenia fizyków w Polsce i na świecie. Współczesnej fizyki jądrowej dotyczył referat prof. J. Żylicza (Warszawa). Wreszcie na zakończenie tej sesji plenarnej prof. M. Demiański (Warszawa) wygłosił fascynujący referat na temat supernowej z roku 1987. Po południu tego dnia odbyła się druga sesja panelowa. Tym razem poświęcona była roli fizyków w edukacji narodowej. Panel ten, któremu przewodniczył prof. J. Ginter (Warszawa) koncentrował się głównie na problemach programów nauczania fizyki w szkołach, egzaminów wstępnych z fizyki na wyższe uczelnie

<sup>1</sup> Ścisłe biorąc, w 1919 r. powstało Towarzystwo Fizyczne w Warszawie. Polskie Towarzystwo Fizyczne powstało w 1920 r. (przyp. Red.).

oraz zagadnieniach związanych z kształceniem nauczycieli. Ton dyskusji nadawali nauczyciele fizyki (chyba wyłącznie ze szkół warszawskich), którzy zgłosili bardzo wiele zastrzeżeń dotyczących nowych programów i podręczników szkolnych. Większość dyskutantów krytykowała testowe egzaminy wstępne z fizyki, szczególnie na akademie medyczne. Doc. I. Stępniewski (Warszawa) na podstawie danych Ministerstwa Edukacji Narodowej przedstawił dramatyczną sytuację kadrową w szkolnictwie wykazując, że w najbliższych latach liczba nauczycieli fizyki drastycznie zmaleje. Podstawowym problemem chwili obecnej staje się zatem sprawa dopływu do szkolnictwa odpowiedniej liczby nowych nauczycieli.

Trzeci dzień Zjazdu rozpoczął się referatem doc. M. Napiórkowskiego (Warszawa) na temat chaosu w klasycznych i kwantowych układach dynamicznych. Następnie doc. T. Suski (Warszawa) mówił o badaniach wysokociśnieniowych w fizyce półprzewodników. Po przerwie, prof. R. Troć (Wrocław) przedstawił referat o stanach ciężkofermionowych w magnetykach i na zakończenie tej sesji doc. R. Tanaś (Poznań) mówił o świetle ściśniętym. Po południu odbyła się jedyna podczas tego Zjazdu sesja plakatowa, zaś wieczorem uczestnicy spotkali się na bardzo sympatycznej kolacji w Jabłonie.

W czwartym dniu Zjazdu pierwsze dwa poranne referaty poświęcone były metodom eksperymentalnym w fizyce wysokich energii (dr hab. H. Abramowicz, Warszawa) i teorii cząstek elementarnych (prof. S. Pokorski, Warszawa). Dla mnie wydarzeniem tego dnia był referat prof. Łukasza A. Turskiego, który ze swadą mówił o przemianach fazowych a ściślej (jak to głosił tytuł) o tym, „co każdy fizyk powinien o nich wiedzieć, lecz zawsze wstydził się o to zapytać”. Na zakończenie tej sesji doc. W. Gawlik (Kraków) mówił o elektrodynamice atomu we wnęce rezonansowej.

Ostatni dzień Zjazdu rozpoczął się referatem doc. M. Lewensteina (Warszawa) na temat fizyki sieci neuronowych, a właściwie o tym jak fizyk wyobraża sobie mózg. Po nim ks. prof. M. Heller (Kraków) mówił o geometryzacji i unifikacji fizyki w kontekście kosmologicznym. Ostatni referat Zjazdu (doc. T. Dietl, Warszawa) dotyczył półprzewodników poniżej 1 K.

Bezpośrednio po oficjalnym zamknięciu Zjazdu jego uczestnicy mieli możliwość wysłuchania niezwykle ciekawego Wykładu im. Mariana Smoluchowskiego za rok 1989, który wygłosił prof. Ryszard Gajewski z Departamentu Energii USA. Temat tego wykładu „Fuzja — nadzieja czy iluzja?” przyciągnął komplet słuchaczy.

Zjazdowi towarzyszyły 3 wystawy:

„Co fizykowi może być potrzebne i można kupić za złotówki?“, „Fizycy w niekonwencjonalnych przedsięwzięciach gospodarczych” i „Książka dla każdego fizyka”.

Zjazd był dobrze zorganizowany i toczył się w przyjemnej atmosferze. Miała na to niewątpliwie wpływ — poza gościnnością gospodarzy — panująca przez cały czas przepiękna wrześniowa pogoda. Odbywał się on w przełomowym dla Polski momencie tworzenia nowego rządu. W trzecim dniu Zjazdu na wniosek przewodniczącego Komitetu Organizacyjnego prof. M. Grynberga uczestnicy wysłali do premiera T. Mazowieckiego telegram z wyrazami poparcia dla jego misji.

Organizatorzy włożyli wiele trudu, aby w trudnym okresie hiperinflacji zapewnić wszystkim uczestnikom jak najlepsze warunki uczestnictwa, dyskusji i spotkań towarzyskich. Za sprawne przeprowadzenie Zjazdu i za gościnność należą się Komitetowi Organizacyjnemu słowa uznania i wdzięczności ze strony wszystkich uczestników.

*Józef Szudy*

Instytut Fizyki UMK  
Toruń

### Europejska Konferencja Elektroniki Kwantowej w Dreźnie

W dniach od 28 sierpnia do 1 września 1989 r. odbyła się w Dreźnie II Europejska Konferencja Elektroniki Kwantowej — EQEC'89 zorganizowana przez Centralny Instytut Optyki i Spektroskopii Akademii Nauk NRD, Uniwersytet im. Schillera w Jenie i Towarzystwo Fizyczne NRD. Pierwsza konferencja z tej nowej serii spotkań europejskich specjalistów z dziedziny fizyki laserów, powstałej z





Sala obrad Zjazdu. Na pierwszym planie od lewej: Bronisław Średniawa, Ryszard Sosnowski, Andrzej Hrynkiewicz, Tomasz Hofmokl, Marek Cieplak (fot. Artur Świdorski)



Za kulisami: Mirosław Łukaszewski, Joanna Konwicka, Marian Grynberg, Michał Findeisen (fot. Artur Swiderski)

inicjatywy Sekcji Elektroniki Kwantowej Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (EPS), odbyła się w Hanowerze w 1988 r. Sekcja ta sprawuje odąd patronat nad konferencjami EQEC. Obecna konferencja była równocześnie kontynuacją znanych konferencji niemieckich z dziedziny elektroniki kwantowej pt. „Lasers und Ihre Anwendungen”, które odbywały się w NRD w odstępach trzy- lub czteroletnich, zazwyczaj w Dreźnie. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był prof. W. Brunner (Berlin), natomiast Komitetowi Programowemu przewodniczył prof. H. Walther (Monachium). Powołano również Komitet Doradczy. W obu tych komitetach pracowali znani uczeni z krajów europejskich. Polskę reprezentował prof. A. Kujawski (IF PAN) w Komitecie Doradczym. Językiem konferencji był język angielski.

W konferencji wzięło udział ok. 420 osób, w tym najlicniejsza grupa z ZSRR (ok. 120 osób) i NRD (ok. 100), a ponadto ok. 100 osób z krajów zwanych dawniej socjalistycznymi i ponad 100 uczestników z innych krajów, głównie RFN i pozostałych krajów europejskich, a ponadto z USA, Kanady i Japonii. Stosunkowo nieliczna była delegacja polska, licząca 10 osób (Warszawa, Poznań). Uczestników konferencji zakwaterowano w znanej sieci czterech drezdeńskich hoteli, usytuowanych w centrum miasta przy pięknym ciągu handlowo-spacerowym.

Prace konferencji toczyły się w dwóch równoległych sesjach, przed i po południu, na których wygłaszano 30 minutowe referaty sekcyjne i 15 minutowe komunikaty z prac własnych oraz w trzech wieczornych sesjach plakatowych. Wygłoszono również 4 referaty plenarne (45 minutowe), dwa w czasie wspólnej sesji tuż po otwarciu konferencji, a pozostałe w ostatnim dniu jej trwania. Taka organizacja prac konferencji umożliwiała dość swobodny wybór interesujących referatów. Łącznie przedstawiono 53 referaty, 54 komunikaty i 180 prac na plakatach. Po każdym referacie przewidziano czas na pytania i krótką dyskusję. Streszczenia wszystkich prac zakwalifikowanych do prezentacji, zostały wydane w dwóch tomach materiałów konferencyjnych, w serii „Europhysics Conference Abstracts”, publikowanej przez EPS.

Konferencje EQEC są z założenia konferencjami o szerokiej tematyce, mającymi stanowić przegląd najnowszych osiągnięć we wszystkich ważniejszych dziedzinach elektroniki kwantowej i optyki nieliniowej. Charakter taki miała również omawiana konferencja, której sesje poświęcono następującym zagadnieniom: fizyce i technologii laserów, własnościom powierzchni, optoelektronice, optyce nieliniowej, spektroskopii, oddziaływaniu promieniowania laserowego z plazmą oraz podstawowym problemom fizycznym. Większość z tych tematów stanowiła przedmiot obrad w czasie dwóch, a nawet trzech sesji. Plakaty zgrupowane były w trzech sesjach, zgodnych tematycznie z poprzedzającymi je sesjami.

Z uwagi na obszerną tematykę, trudno jest dokonać szczegółowego omówienia poruszanych zagadnień. Dlatego postaram się przedstawić pokrótce tylko te referaty, które wydały mi się najciekawsze ze względu na temat lub osobę referenta. Otwarcia konferencji dokonał prof. K. Junge, dyrektor Centralnego Instytutu Optyki i Spektroskopii AN NRD, który przewodniczył też pierwszej sesji plenarnej. Na sesji tej przedstawiono dwa referaty: S. A. Achmanowa (Moskwa) – „W kierunku nieliniowych optycznych analogów sieci neuronowych” i H. Wellinga (Hannover) – „Badania laserów fotojonizacyjnych wykorzystujących przejścia wewnętrzne pompowanych miękkim promieniowaniem X”. W swym obszernym wystąpieniu Achmanow zajął się m.in.: nieliniową dynamiką falową i optyką nieliniową ośrodków kubicznych, komputerami optycznymi, bistabilnością, oddziaływaniami podłużnymi i poprzecznymi, nieliniowymi oddziaływaniami falowymi w optyce oraz zasadami sprzężenia dwuwymiarowego. Dużo uwagi poświęcił referent uślnie badanym oddziaływanom poprzecznym (zachodzącym w przekroju wiązki laserowej), w których główną rolę odgrywają zjawiska nieliniowe. Jako ośrodek nieliniowy stosuje się ostatnio często ciekłe kryształy, umieszczone w zamkniętym rezonatorze kołowym. W takich układach powstają różne rodzaje fal (fale spiralne, fale zwijające się, rotujące i wibrujące), w zależności od siły sprzężenia. Tę część wykładu, podobnie jak i omówione później analogie między optyką nieliniową i optyką liniową, zilustrowano filmem o symulacji komputerowej. Po przedstawieniu zagadnień turbulencji optycznej i wykazaniu, iż wszystkie rodzaje nieliniowych zjawisk dynamicznych można realizować w optyce przez właściwy dobór skali i topologii oddziaływań podłużnych i poprzecznych, mówca zreferował obecny stan badań nad skonstruowaniem cyfrowego procesora optycznego (istnieją już modele liniowych analogowych procesorów optycznych, wykorzystujące optyczne metody fourierowskie), z czasem przelazenia rzędu  $10^{-12}$  s oraz optycznych modeli neuronowych struktur mózgu. W modelu takim analogiem neuronu jest nieliniowy pasywny rezonator optyczny.

Jednakże data zbudowania maszyny cyfrowej, która wykorzystywałaby procesor optyczny, trudna jest obecnie do określenia. W kolejnym referacie plenarnym H. Welling przedstawił obecny stan badań w dziedzinie laserów krótkofalowych, a zwłaszcza laserów X. Lasery te znajdują wkrótce zastosowanie przede wszystkim w fotolitografii, gdzie umożliwią uzyskanie znacznie lepszej niż dotychczas zdolności rozdzielczej (rzędu 1 nm) oraz w holografii, zwłaszcza żywych komórek, molekuł, czy też holografii powierzchni. Mówca przedstawił kolejno różne sposoby otrzymywania krótkofalowego promieniowania laserowego, takie jak zjawiska nieliniowe (np. mieszanie fal w gazach), lasery na swobodnych elektronach, antystokesowskie promieniowanie ramanowskie, bardzo silną jonizację (np. z  $\text{Se}^{24+}$  uzyskuje się generację o długości fali 20,6 nm) oraz fotojonizację wewnętrznych powłok atomu. Większość z przedstawionych sposobów charakteryzuje się niewielką sprawnością, co wynika najczęściej z wieloetapowości stosowanych procesów. Przykładowo konwersja promieniowania laserowego w kryptonie, wykorzystująca zjawisko dwufotonowego reonansowego mieszania częstości, wychodząca od promieniowania lasera yagowego, a kończąca się na promieniowaniu laserowym o długości fali kilkunastu nanometrów, zachodzi poprzez 12 kolejnych procesów nieliniowych. Nowe możliwości oferują tutaj lasery fotojonizacyjne, w których generacja zachodziłaby na przejściach wewnętrznych, pompowane za pomocą miękkiego promieniowania rentgenowskiego powstałego w plazmie wytworzonej przez laser wzbudzający. Lasery takie byłyby wydajnym źródłem promieniowania krótkofalowego o długości fali ok. 20 nm. Pierwsze badania w tej dziedzinie wykonano w Hannoverze ze znanym laserem kadmowym, w którym stwierdzono wzrost sprawności i energii wyjściowej przy wzbudzeniu miękkimi promieniami X emitowanymi z plazmy generowanej za pomocą lasera Nd:YAG. Szczególnie obiecujące są badania atomów rtęci. Można się spodziewać, że wkrótce dojdzie do zbudowania krótkofalowego przestrajalnego fotojonizacyjnego lasera o sprawności dochodzącej do kilkudziesięciu procent.

Po tym referacie rozpoczęły się już obrady w sekcjach. Należy wspomnieć o referacie N. Kroo (Budapeszt) w sekcji poświęconej fizyce laserów. Przedstawił on stan badań w dziedzinie laserów wykorzystujących ciało stałe, ostatnio znów szybko się rozwijającej. Wprowadzane są nowe, wydajne materiały laserowe (np. szkła fosfatowe z wysoką koncentracją neodymu, różnego typu granaty), następuje miniaturyzacja laserów, ciągle też poszerza się zakres ich zastosowań, zwłaszcza w medycynie i mikrotechnologii. Szczególnie wyraźny postęp można zauważyć w konstrukcji i zastosowaniach laserów wykorzystujących ciało stałe, pompowanych fotodiodami lub laserami półprzewodnikowymi. W kolejnym referacie F. K. Kneubühl (Zurych), omawiał stan badań w dziedzinie laserów z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym, w której dziedzinie jest on cenionym specjalistą. W laserach tych nie stosuje się zwierciadeł dla uzyskania dodatniego sprzężenia zwrotnego, lecz realizuje się je poprzez braggowskie rozpraszanie na periodycznych zmianach współczynnika załamania światła i równocześnie na periodycznych zmianach współczynnika wzmocnienia w ośrodku laserowym. W ten sposób mechanizm sprzężenia zwrotnego rozłożony jest wzdłuż całej periodycznej struktury wytworzonej w ośrodku aktywnym. Kolejną ważną cechą laserów z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym jest wysoka selektywność spektralna. W omawianej sesji przedpołudniowej wygłoszono jeszcze pięć komunikatów z badań własnych. Podobnie interesujące i pracowite były również kolejne dni konferencyjne. Dużo uwagi poświęcono takim zagadnieniom, jak generacja i kształtowanie femtosekundowych impulsów światła (referaty fizyków z Jeny, Stuttgartu, Wilna, liczne plakaty), spektroskopia pojedynczych atomów i jonów (referaty fizyków z Bonn, Garching, Lejdy, Monachium, Paryża), spektroskopia ramanowska i spektroskopia w podczerwieni (referaty fizyków z Amsterdamu, Bayreuth, Berlina, Châtillon, Sofii), różne zagadnienia statystyki fotonów (referaty fizyków z Berlina, Haify, Jeny, Ołomuńca, Rzymu), włókna optyczne (referaty fizyków z Brna, Hannoveru, Moskwy), czy też technologia różnych urządzeń elektroniki kwantowej, przedstawionej zwłaszcza w komunikatach z badań własnych.

Na zakończenie warto wspomnieć o barokowej architekturze, licznych muzeach i szczególnej atmosferze Drezna, tak blisko związanego z dziejami naszego kraju. Obrady konferencji toczyły się w pobliżu Zwingeru, w zabytkowych salach starego ratusza. Szkoda tylko, że panująca pogoda (deszcze i chłód), nie pozwoliły w pełni cieszyć się urokami tego pięknego miasta.

W czasie konferencji odbyło się posiedzenie Rady Sekcji Elektroniki Kwantowej EPS, na którym przedstawiono sprawozdanie z działalności Rady za okres ostatniego roku oraz podano terminy i miejsca kolejnych konferencji. Trzecia konferencja EQEC odbędzie się w Edynburgu we wrześniu 1991 r., a następną w Wiedniu.

*Zdzisław Błaszczak*

Institut Fizyki UAM  
Poznań

## RECENZJE

W. N. Orajewski: **Plazma na Ziemi i w kosmosie**, tłum. z jęz. rosyjskiego B. Atamaniuk, PWN, Warszawa 1989, s. 198, nakład 3000 egz., cena zł 800.-

Książka ta stanowi świetne wprowadzenie do fizyki plazmy. Polecam ją zwłaszcza młodym fizykom, których ta stosunkowo nowa i dynamicznie rozwijająca się dziedzina interesuje, bądź to jako ewentualna specjalizacja, bądź jako uzupełnienie głównego nurtu zainteresowań. Można ją czytać już na drugim roku studiów. Gdyby nie liczne drobne błędy i niedopatrzzenia, można by nawet mówić o dziele wybitnym.

Książka zawiera 6 rozdziałów, które można czytać oddzielnie. Oto one: 1) Plazma – czwarty stan materii; 2) Podstawowe prawa zachowania plazmy; 3) Zagadnienia kontrolowanej syntezy termojądrowej; 4) Magneto hydrodynamika stosowana; 5) Magnetyczne pole Ziemi i zjawiska plazmowe w bliskim kosmosie; 6) Kosmiczne twory plazmowe i zjawiska plazmowe w dalekim kosmosie. Poza tym tłumaczka, Pani Atamaniuk, opracowała krótki skorowidz (3 strony).

Pierwszy rozdział stanowi opis plazmy jako ośrodka, jej występowania w przyrodzie oraz przyczyn dużego nią zainteresowania badaczy. Nie ma tu wzorów (poza prawem Ohma). Czyta się z ciekawością. Drugi rozdział zawiera już sporo wzorów, zwłaszcza dotyczących ruchu pojedynczego ładunku w polu elektromagnetycznym. Bardzo cenne jest tu wytłumaczenie różnic między gazem neutralnym i plazmą. Jest to charakterystyczne dla całej książki: Autor skupia się na sprawach najważniejszych i wprowadza tylko tyle rachunków, ile trzeba, by je zrozumieć. Opisane są właściwości elementarne plazmy, równowaga jonizacyjna oraz podany jest opis kinetyczny plazmy (tym razem bez wzorów). Różne procesy dyfuzyjne oraz tarcie elektronowo-jonowe są opisane jasno i dokładnie (jak na książkę tego typu). Wprowadza się, bez wyprowadzenia, równania magneto hydrodynamiczne i wzory na rozchodzenie się kilku rodzajów fal. Nie pominięto tak zdawałoby się trudnych zjawisk jak tłumienie Landaua, solitony plazmowe, czy też zjawiska turbulentne. Rozdział drugi stanowi trzon książki.

Zagadnienie kontrolowanej syntezy termojądrowej potraktowano poważnie, wyważając teorię i opisy urządzeń. Trochę przesadnie podkreśla się zasługi badaczy radzieckich, zwłaszcza przy opisie grzania tarcz deuterowo-trytowych relatywistycznymi wiązkami elektronów. Czytelnik po przeczytaniu tego rozdziału nigdy nie domyśliłby się, że Amerykanie (i inni) już przegonili ZSRR w badaniach tokamakowych. Ale są tu jednak pewne informacje o badaniach amerykańskich i przesadne podkreślanie zasług badaczy radzieckich nie jest zbyt nachalne. Tu, jak w całej książce, wszędzie wydobywa się istotę zagadnienia. Wypunktowano wymogi, jakie będzie musiał spełnić reaktor termojądrowy typu stacjonarnego, jak i typu inercyjnego. Nigdzie Autor nie zdradza preferencji dla jednego z tych dwóch głównych typów reaktora, co mu się bardzo chwali. W ogóle książkę cechuje pewien dystans do opisywanych spraw.

Po krótkim rozdziale na temat generatorów magneto hydrodynamicznych (MHD) (rozd. 4) następuje bardzo ciekawy opis zjawisk plazmowych w kosmosie (rozd. 5). Teoria dynama (teoria pochodzenia magnetycznego pola ziemskiego) została doprowadzona do r. 1980 i jej opis czyta się niemal jak powieść. (Szkoda tylko, że przekreślono pisownię nazwiska nieżyjącego już fizyka brytyjskiego Bullarda, nawiasem mówiąc mojego przyjaciela). Równie dobre są opisy plazmy magnetosferycznej, pasów Van Allena, fali uderzeniowej "bow shock" itp. Ostatni rozdział zawiera właściwie popularno-naukowy opis kosmicznych tworów plazmowych lub też tworów o pochodzeniu plazmowym (gwiazdy neutronowe, czarne dziury).

Skorowidz mógłby być dłuższy, ale chwała Tłumaczce i za te trzy strony.

Widać z powyższej wyliczanki, że książka opisuje lub też wspomina prawie wszystkie najciekawsze zagadnienia, związane z fizyką plazmy i jako tako zbadane do r. 1980. W zasadzie wzbudza tylko zazdrość, że się jej samemu nie napisał. Dokładnie mówiąc, wzbudzałaby zazdrość, gdyby nie liczne drobne potknięcia, o których trzeba jednak wspomnieć.

Na str. 28 Autor cytuje wzór na odchylenie cząstki naładowanej w polu ładunku punktowego. Nie wprowadza tego wzoru, ale podaje przybliżone rozumowanie, które mogłoby być dobrym uzasadnie-

niem jakościowym. Nikt od tego typu rozumowania nie wymaga, by współczynnik liczbowy się zgadzał! Jednak rozumowanie zostało „oszukane” (zgubiono czynnik  $\sqrt{3}$ ) tak, by otrzymać pełną zgodność ze ścisłym wzorem. Na str. 108 myli się prędkość grupową z fazową przy opisie fali Alfvena. Na str. 118 mówi się o „powierzchni okręgu”. Powierzchnia ta jest, jak wiadomo, równa zero. Na str. 122 zgubiono  $\Delta Q_p$  we wzorze (111.15), co nie pozwala zrozumieć wprowadzenia kryterium Lawsona. Na str. 133 i 134 oznacza się pole magnetyczne w plazmie przez  $B$ , a w próżni obok plazmy przez  $H$ . Takiej konwencji nikt na świecie nie stosuje i jest ona myląca ( $B$  to zwykle indukcja). Na str. 139 pisze się o Arcymowiczu jako o osobie żyjącej, a zmarł już w 1971 r.! Skoro książka wyszła w 1980 r., jest to rzecz wręcz niepojęta. Rysunki 20 i 29a przedstawiają to samo, a rys. 35 trzeba oglądać przez lusterko. Hinduski fizyk Saha występuje tu jako Sacha. Ponadto znalazłem następujące, mniej istotne dla zrozumienia treści, ale ważne jednak błędy:

numer wiersza lub wzoru	jest	powinno być
28 <sub>5</sub>	$2\rho$	$2\sqrt{3}\rho$
28 <sub>6</sub>	$\tau_0 = 2/v$	$\tau_0 = 2\sqrt{3}\rho/v$
37 <sub>9</sub>	natężeniem prędkości	prędkością
38 <sup>13</sup>	pola elektrycznego	pola magnetycznego
wzór II.23	$\tau = 1/\bar{v}_{wzg}$	$\tau = l/\bar{v}_{wzg}$
43 <sup>14</sup>	dalekie – z małymi	dalekie i z małymi
44 <sub>3</sub>	całkowaniem ...	całkowaniem od $\rho_{\perp}$ do $\rho_{max}$
45 <sub>3</sub>	małymi kątami	dużymi kątami
55 <sup>17</sup>	$\rho/\rho_{max} (2x)$	$\rho_{max}/\rho$
57 <sup>20</sup>	Sacha	Saha
71 <sup>10</sup>	dyfuzji	dyfuzji prostopadłej
wzór II.130	$\sigma E^2$	$\sigma E^2/2$
wzór II.130a	$\tau_N \approx$	$\tau_N \sim$
wzór II.142	$\frac{\Delta n}{n} \approx \frac{\Delta p}{p}$	$\frac{\Delta n}{n} \approx \gamma \frac{\Delta p}{p}$ lub $\Delta n/n \sim \Delta p/p$
97 <sub>16</sub>	statystyczne pole	statyczne pole
wzór II.186	$\left  \begin{array}{l} -\omega\rho_0 k \\ ks^2 \\ \rho_0 \end{array} \right  - \omega$	$\left  \begin{array}{l} -\omega\rho_0 k \\ ks^2 \\ \rho_0 \end{array} \right , -\omega$
wzór III.24	$2\delta a/a$	$\delta a/a$
153 <sup>3</sup>	natężenie	napięcie

Tłumaczenie Pani Atamaniuł jest bardzo żywe i widać pełne zrozumienie przedstawionych zagadnień oraz opanowanie terminologii polskiej. Wszystkie zauważone usterki zaliczyłem Autorowi, który zapewne jako gentleman nie zaprotestuje.

Reasumując, książka jest bardzo dobra i z pewnością będzie poczytna. Autor należy niewątpliwie do czołówki badaczy radzieckich, a drobne potknięcia można będzie z łatwością wyeliminować z kolejnego wydania. Książka wypełnia lukę na polskim rynku wydawniczym. Po usunięciu błędów warto będzie pomyśleć o drugim wydaniu i o większym nakładzie.

Eryk Infeld

Institut Problemów Jądrowych  
Warszawa

J. M. Kreiner: *Astronomia z astrofizyką*, PWN, Warszawa 1988, s. 340, wyd. I, nakład 8000 egz., cena zł 400.-

Książka *Astronomia z Astrofizyką* Jerzego Marka Kreinera jest podręcznikiem tego przedmiotu dla studentów szkół wyższych. Powstała na podstawie wykładu przedmiotu „astronomia z astrofizyką” dla IV roku fizyki specjalności nauczycielskiej prowadzonego przez Autora najpierw na Uniwersytecie Śląskim w Katowicach, a później w Wyższej Szkole Pedagogicznej w Krakowie. Stanowi nowoczesną wersję przez wiele dziesięcioleci panującego, powstałego w początku lat pięćdziesiątych i w kolejnych wydaniach gruntownie uzupełnianego, podręcznika *Astronomii Ogólnej* Eugeniusza Rybki. Ma dać studentom fizyki i nauczycielom niezbędną wiedzę dla nauczania w szkołach średnich przedmiotu „fizyka z astronomią”, a także może stanowić pomoc dla wszystkich zainteresowanych czytelników w podnoszeniu ich kultury astronomicznej i wiedzy o problemach współczesnej astronomii.

Już w „Przedmowie” Autor deklaruje swoje *credo* dotyczące problematyki astronomicznej w nauczaniu astronomii. Mówi wyraźnie, że w nauczaniu tego przedmiotu należy się skupić na specyfice metod astronomicznych, budowie najważniejszych obiektów spotykanych we Wszechświecie i ewolucji materii. I w zasadzie do tych zagadnień ogranicza on treść swojej książki i wybór taki uważam za trafny.

W stosunku do „klasycznego” wspomnianego wyżej podręcznika Eugeniusza Rybki, Autor pomija w swej książce zagadnienia astronomii sferycznej, zajmującej się metodami określania położenia ciał niebieskich i rachuby czasu oraz astronomii praktycznej, która ma szerokie zastosowanie w geodezji i kartografii. Obok teorii ruchu ciał niebieskich czyli tzw. mechaniki nieba zagadnienia te stanowią trzon tego, co nazywało się astronomią w tradycyjnym (klasycznym), chyba nawet XIX-wiecznym, znaczeniu tego terminu. Współczesna astronomia jest w rzeczy samej astrofizyką, bo stosuje cały arsenał metod badawczych fizyki do badania otaczającego nas świata odległych źródeł promieniowania i skupisk materii. Oczywiście inne jest postępowanie i uwarunkowania, gdy chcemy badać dochodzące do Ziemi promieniowanie gamma czy X, widzialne czy radiowe, czy chcemy mierzyć jego kierunki czy też analizować parametry związane np. z pomiarem jego natężenia itp. Ale to wszystko daje nam współczesny obraz Wszechświata, a wiedza o tym Wszechświecie tradycyjnie nazywa się astronomią. I książka J. M. Kreinera jest systematycznym wykładem właśnie problemów współczesnej astronomii, z powodzeniem więc mogłaby nosić tytuł „Astronomia Współczesna”. Nie jest to oczywiście wykład astronomii elementarnej, odkrywający dla czytelnika podstawowe pojęcia i zjawiska astronomiczne. Czytelnik tej książki powinien posiadać już pewną kulturę astronomiczną, pewne obycie z terminologią i zjawiskami zachodzącymi w otaczającym nas świecie. Ale takie obycie w zasadzie zapewnia już edukacja w polskiej szkole podstawowej i średniej.

*Astronomia z Astrofizyką* składa się z 13 podstawowych rozdziałów ujmujących, w tradycyjnym podziale i układzie, problemy współczesnej astronomii. Rozdziały te poprzedzone są krótkimi: przedmową i wstępem oraz zestawieniem ważniejszych dat z historii astronomii. To ostatnie Autor uważa za syntetyczne wprowadzenie historyczne. Na zakończenie Autor podaje wybór literatury, który w zasadzie jest spisem książek i podręczników astronomicznych (w tym skryptów uniwersyteckich), które zostały wydane w Polsce w latach 70-tych i 80-tych, oraz skorowidz nazwisk i skorowidz rzeczowy. Ponadto, poza zawartością głównych rozdziałów, podany jest wykaz tabel (19) i 22 kolorowe obrazy różnych obiektów kosmicznych.

Rozdział pierwszy poświęcony jest metodom badań astronomicznych. Po bardzo krótkim przedstawieniu ograniczającej roli atmosfery ziemskiej, Autor omawia kolejno uwarunkowania obserwacyjne i instrumenty badawcze w widzialnym, radiowym, podczerwonym, ultrafioletowym i wysokoenergetycznym przedziale widma elektromagnetycznego. Oczywiście bardzo krótko i syntetycznie, bo wszystko na 40 stronach. Można się zgodzić, że dla obserwacji w podczerwieni nie można było poświęcić więcej niż 2 strony, ale chyba zbyt lakonicznie omówione są niesłychanie ważne w dzisiejszym rozumieniu fizyki Kosmosu obserwacje w ultrafiolecie, którym poświęca Autor również 2 strony. O najbardziej produktywnym ze wszystkich dotychczas zbudowanych przez człowieka narzędzi obserwacyjnych, obserwatorium IUE (International Ultraviolet Explorer), Autor wspomina zaledwie w 5 zdaniach. Rozdział 2 przedstawia Ziemię jako planetę. Na 10 stronach omówione są: kształt, rozmiary i masa Ziemi, jej wnętrze

i atmosfera, pole magnetyczne, ruch obrotowy i ruch obiegowy wokół Słońca. Trochę więcej miejsca (16 stron) Autor poświęca Księżycowi i zjawiskom przez niego wywoływanym (zaćmienia, pływy morskie, precesja osi ziemskiej). Problemy związane z obserwowanym ruchem planet oraz teorią ich ruchu (ruchu punktu materialnego w polu grawitacyjnym) zawarte są w rozdziale czwartym, zatytułowanym „Mechanika ciał Układu Planetarnego”. W tym rozdziale znajduje się też paragraf poświęcony ruchowi sztucznych satelitów Ziemi i sond kosmicznych. Stosunkowo pokaznych rozmiarów rozdział piąty (27 stron tekstu plus zdjęcia) przedstawia warunki fizyczne panujące na, lub w ciałach Układu Planetarnego: planetach i ich satelitach, tzw. małych ciałach Układu Planetarnego (asteroidy, meteoryty, komety) i przestrzeni międzyplanetarnej. Rozdział ten jest bogato dokumentowany materiałem fotograficznym (w tym 15 zdjęć kolorowych uzyskanych przy pomocy stacji kosmicznych) i syntetycznymi tabelami. Te pięć rozdziałów wypełnia połowę objętości recenzowanej książki. Cała wiedza o świecie gwiazd (wraz z naszym Słońcem) i galaktyk przedstawiona jest w drugiej połowie objętości książki (w 8 rozdziałach). Słońce, jego fizyka i zjawiska zachodzące w jego atmosferze i na powierzchni są przedmiotem treści rozdziału szóstego. Ten pierwszy kontakt czytelnika z gwiazdą jaką jest Słońce wykorzystuje Autor do przypomnienia praw promieniowania oraz przedstawienia problemów analizy widmowej, badania struktury wewnętrznej gwiazd, źródeł ich energii i problemów transportu energii ku powierzchni gwiazdy. Podstawowym parametrem gwiazd i związkom zachodzącym między nimi poświęca Autor rozdział siódmy, a w ósmym przedstawia główne cechy charakterystyczne różnych typów gwiazd. Podwójne i wielokrotne układy gwiazd, gromady i asocjacje gwiazdowe omówione w rozdziale dziewiątym wraz z krótkim rozdziałem jedenastym omawiającym ewolucję gwiazd dopełniają treści poświęcone przedstawieniu podstawowych faktów i współczesnego rozumienia fizyki gwiazd.

W sumie, przedstawienie podstawowych danych obserwacyjnych i ich wzajemnych powiązań, czyli fizyka świata gwiazd, referowana jest na 95 stronach podręcznika J. Kreinera. Stanowi to ok. 36 procent objętości całej książki. Strukturze naszej Galaktyki, innym galaktykom (czyli temu co nazywamy astronomią pozagalaktyczną) oraz kosmologii Autor poświęca tylko 14 procent objętości recenzowanej książki. Te wzajemne proporcje są dość wyważone, ale współczesne tendencje badawcze wyraźnie wskazują na potrzebę ich zmiany. Astronomia pozagalaktyczna jest dzisiaj polem niezwykle intensywnych badań, a kosmologia współczesna jest tak szybko rozwijającą się i pasjonującą dziedziną badań, że nie sposób będzie rezerwować dla przedstawienia nawet jej elementów tylko 8 stron podręcznika mającego ambicję obejmowania problemów współczesnej astronomii. Nie jest jasne dla recenzenta, dlaczego Autor omawia problemy ewolucji gwiazd dopiero po przedstawieniu budowy Galaktyki, podczas gdy mógłby ułożyć ten rozdział w ciągu innych rozdziałów dotyczących gwiazd, przed wspomnianym wyżej rozdziałem dziesiątym. Dyskusyjne też może być włączenie materii międzygwiazdowej do rozdziału traktującego o układach wielokrotnych i gromadach gwiazdowych, zamiast do rozdziału omawiającego budowę Galaktyki.

W sumie jednak książka Kreinera jest syntetycznym i wewnętrznie dość dobrze wyważonym kompendium współczesnej wiedzy astronomicznej (oczywiście na tyle, na ile pozwalały faktycznie tylko 264 strony jej tekstu). Zasluguje na uznanie za przystępny język i zwarty opis przedstawianych zjawisk, za staranne opracowanie redakcyjne i za bogatą dokumentację fotograficzną. Rysunki są przejrzyste, ale fotografiom ujął urody nie najlepszy papier, na którym wydrukowano książkę. Tylko kilka z przedstawionych fotografii uważam za nie najlepiej dobrane. Spośród zauważonych nieścisłości wymienię, że zdjęcie kamery Schmidta na str. 26 nie jest zdjęciem teleskopu toruńskiego, mimo że tak głosi podpis. Nieścisły też jest podpis pod zdjęciem 6 na str. 25. Atut zwartości i syntetyczności ujęcia treści książki podkreślony jest jeszcze przez stosunkowo liczne i dobrze skonstruowane tabele. Skorowidz rzeczowy i skorowidz nazwisk znakomicie ułatwiają korzystanie z tego podręcznika i zapewne będą wysoko cenione przez studentów w gorączkowych chwilach przedegzaminacyjnych.

Książka J. M. Kreinera niewątpliwie wypełnia istotną lukę w polskiej literaturze astronomicznej. Jest godna polecenia czytelnikom *Postępów Fizyki* i głównym jej adresatom, tj. studentom fizyki. Odda duże usługi nauczycielom fizyki z astronomią, uczniom starszych klas szkół średnich i szerokiemu gronu miłośników astronomii. Ja sam chętnie ją polecam starym studentom i dbam, aby pilnie ją studiowali.



A. W. Astachow: **Kurs fizyki**, t. 1. **Mechanika, Teoria kinetyczna**, tłumaczył z języka rosyjskiego Andrzej Senatorski, WNT, Warszawa 1988, s. 468, wyd. I, nakład 3000 egz., cena zł 700.-

Jest to pierwszy z planowanych trzech tomów kursu fizyki ogólnej (t. 2: Pole elektromagnetyczne, t. 3: Fizyka kwantowa), przeznaczanego dla studentów studiów technicznych (górnictwych) i przyrodniczych, a być może także dla studentów fizyki i nauczycieli.

Autorzy (drugi autor: J. M. Szirokow, pracujący wraz z Astachowem nad następnymi tomami) stwierdzają w Przedmowie, że książka opracowywana jest na podstawie eksperymentalnego programu, który powstał w katedrze fizyki Moskiewskiego Instytutu Górniczego i jest owocem zebranych na tym polu doświadczeń. Zasadniczym celem kursu jest przedstawienie fizyki jako nauki spójnej, podkreślenie jej wewnętrznej logiki. Wpłynęło to na kolejność i sposób przedstawienia poszczególnych zagadnień (cz. I: mechanika klasyczna i relatywistyczna, ruch cząstek w polach sił, ruch ciała sztywnego, drgania i fale; cz. II: teoria kinetyczno-molekularna, w tym statystyczne funkcje rozkładu, podstawy termodynamiki i zjawiska transportu);

Oryginalność podręcznika polega na jego nowoczesności: szczególnie nowoczesne jest w pierwszym tomie ujęcie mechaniki (równania Hamiltona, powiązanie zasad zachowania z własnościami symetrii przyrody). Zawarty w podręczniku materiał wyraźnie przekracza minimum wymagane podczas egzaminu z fizyki na studiach technicznych (zwłaszcza górniczych) w Polsce, tym bardziej, że obserwujemy u nas — niestety — zdecydowaną tendencję do ograniczania kursu fizyki na niektórych kierunkach tych studiów. Dlatego byłoby według mnie błędem polecanie tej książki studentom jako podręcznika podstawowego. Może on stanowić jedynie lekturę uzupełniającą w zakresie wybranych zagadnień, przy czym wybór ten powinien być dokonany przez wykładowcę bardzo starannie. Tekst podręcznika jest bowiem dość trudny, a w wielu miejscach niejasny i może wprowadzić czytelnika w błąd. Twierdząc, że jego studiowanie jako jedyne podręcznika mogłoby doprowadzić do powstania w świadomości studentów mylnych poglądów na wiele zagadnień. Poglądy te musiałyby być „prostowane” przez wykładowcę lub inne źródła wiedzy. Przykłady:

s. 52: „Poruszający się zegar idzie wolniej, niż zegar spoczywający. Jeżeli czas upływający między jakimikolwiek następującymi po sobie zdarzeniami, zmierzony spoczywającym zegarem wyniesie  $\Delta t$ , to czas, dzielący te same zdarzenia, zmierzony zegarem poruszającym się będzie mniejszy od  $\Delta t$  i równy

$$\Delta t' = \Delta t \sqrt{1 - V/c^2} < \Delta t$$

gdzie  $V$  oznacza prędkość jednego zegara względem drugiego,  $c$  — prędkość światła. Zjawisko to, nazywane lorentzowskim skróceniem (lorentzowską kontrakcją) czasu, wykazuje, że upływ czasu nie ma charakteru bezwzględnego, lecz zależy od prędkości”.

W tym przypadku sam tłumacz czuje się w obowiązku interweniować natychmiast i sam wyjaśnia czytelnikowi o co naprawdę chodzi; czyni to w odnośniku u dołu strony. Czy to jednak zapobiegnie złu, skoro na s. 56 znów czytamy: „Jak wynika ze zjawisk skrócenia lorentzowskiego czas własny biegnie zawsze najwolniej...” Moim zdaniem jest to przykład typowej gadaniny, niejasnej lub nic nie wnoszącej. Po co używać tego rodzaju sformułowań, zamiast „nazywać rzeczy po imieniu”?

s. 127: „Całkowita energia dowolnego układu czy to odosobnionego, czy też poddanego działaniu stałego pola zewnętrznego, którego części oddziałują na siebie równie siłami tarcia, składa się zatem z sumy energii ruchu mechanicznego i cieplnego i suma ta zawsze pozostaje zachowana”.

s. 307: „Wymiana ciepła wiąże się bezpośrednio z tym, że energia wewnętrzna jest wartością średnią całkowitej energii cząstek wchodzących w skład danego ciała”.

s. 428: „Różnica między gazami jedno- i wieloatomowymi polega między innymi na tym, że w tych ostatnich można zaobserwować zjawisko dyspersji dźwięku”. Mimo iż Autor poświęca dość dużo uwagi dyspersji w gazach dwuatomowych, czytelnik nie dowie się jakie znaczenie praktyczne ma to zjawisko w powietrzu, nigdzie bowiem nie znajdzie informacji dla jakich konkretnie częstotliwości ono występuje.

Odnoszę wrażenie, że najwięcej korzyści ze studiowania podręcznika Astachowa mogliby odnieść czytelnicy „wtajemniczeni”, dla których nie będzie on stanowił źródła wiedzy (co do prawidłowości spełniania tej funkcji można wszak mieć wiele zastrzeżeń), lecz jedynie przykład pewnego oryginalnego ujęcia, które może być przedmiotem dyskusji.

*Stanisław Salach*

Międzyresortowy Instytut Fizyki  
i Techniki Jądrowej AGH  
Kraków

## LIST DO REDAKCJI

## W sprawie „kwarka”

Nie tak dawno dowiedziałem się, że pewni językoznawcy polscy, prawdopodobnie w porozumieniu z pewnymi polskimi fizykami, wypowiedzieli się autorytatywnie, że dopełniacz od rzeczownika „kwark” powinien brzmieć „kwarka” a nie „kwarku” jak się to już spontanicznie utarło. Nową formę zdołano jakoś w niedługim czasie narzucić redakcjom tak znakomitych czasopism popularyzujących fizykę polskiemu czytelnikowi, jak *Postępy Fizyki*.

Moim zdaniem, jak również zdaniem sporej liczby fizyków, z którymi miałem okazję rozmawiać na ten temat, zmiana ta jest wyraźnym i nawet niepokojącym wykroczeniem przeciwko spontanicznej praktyce mowy ojczystej. Opinię tę pragnę uzasadnić kilkoma przykładami. Mówimy mianowicie bez żadnego wahania: „Na Sycylii w głębi wyniosłego wulkanu znajdowała się kuźnia boga Wulkanu” oraz podobnie: „Rozległe tereny wspaniałego parku otaczały rezydencję koreańskiego prezydenta Parka”.

Zauważmy, że w obu przykładach występuje podwójna forma dopełniacza od tak samo brzmiącego w mianowniku rzeczownika mającego dwa znaczenia, raz nieożywione a raz ożywione (i personalne). Tę samą podwójną formę dopełnienia odczuwam spontanicznie jako poprawną w zdaniach: „Nazwa kwarku, cząstki fizycznej, pochodzi od zagadkowego kwarka, pewnego rodzaju irlandzkiego elfa wymyślonego przez Joyce’a w jego *Finnegan’s Wake*” oraz podobnie: „Nazwa Elfu, francuskiej sieci stacji benzynowych, mogłaby pochodzić od elfa, istoty bajecznej, pełnej wdzięku i niezwykłej energii”.

Użyłem powyżej argumentu spontaniczności wypowiedzi, który wydaje mi się przekonujący dla osób przywykłych do posługiwania się na co dzień tzw. literacką polszczyzną. Być może istnieje też argument „naukowy” dostrzegalny dla wnikliwych językoznawców. Za istnieniem takiego strukturalnego argumentu przemawiałyby zbieżność brzmieniowa rzeczowników takich jak „park” czy „bark” o oczywistych dopełniaczach nieożywionych „parku” i „barku”. Może więc również od strony językoznawczej forma „kwarku” jest poprawna w znaczeniu nieożywionym, zaś forma „kwarka” (podobnie jak „Parka”) stosuje się w znaczeniu ożywionym, dla podkreślenia osobowości istoty bajecznej (czy rzeczywistej). Takie właśnie rozwiązanie zaakceptowałem spontanicznie w moim przytoczonym wyżej przykładzie. Gdyby ktoś miał wątpliwości, czy fizyczny kwark nie jest jednak osobą, można przytoczyć przykłady innych cząstek fizycznych: protonu, neutronu i elektronu z ich nieożywionym dopełniaczem (nie mówimy „protona”, „neutrona” ani „elektrona”). Dodajmy na koniec, że nieożywioną formą biernika jest „kwark” (jak „park”), zaś ożywioną „kwarka” (jak „Parka”). Mówimy więc, że fizyk opisuje „kwark”, choć nie widzi „kwarku”, Joyce zaś opisał „kwarka”, choć również nie widział „kwarka”.

Chciałbym w każdym razie zaprotestować przeciwko narzuconemu przymusowi posługiwania się nieporadnym moim zdaniem dopełniaczem „kwarka” w przypadku kwarku, cząstki fizycznej.

Wojciech Królikowski

Instytut Fizyki Teoretycznej UW  
Warszawa

# KRONIKA

## PTF

### Oddział Kielecki

Dnia 29 marca 1990 odbyło się walne zebranie Oddziału Kieleckiego PTF, na którym omówiono działalność ustępującego Zarządu Oddziału w okresie 1987–1990.

W minionej kadencji zorganizowano 14 posiedzeń naukowych (w tym 2 z udziałem gości zagranicznych) oraz prowadzono działalność popularyzacyjną wśród młodzieży szkolnej w ramach tzw. otwartych drzwi uczelni.

Zarząd na następną kadencję został wybrany w następującym składzie: przewodniczący – Adam Stanisław Wroński, z-ca przewodniczącego – Stanisław Kałuża, skarbnik – Roman Suchanek, sekretarz – Jacek Semaniak, członek Zarządu – Zbigniew Włodarczyk.

Oddział Kielecki liczy 40 członków.

*Małgorzata Suchańska*

### Nagroda Marii Skłodowskiej-Curie

Nagrodę Marii Skłodowskiej-Curie, przyznaną przez Wydział III Polskiej Akademii Nauk co roku na przemian fizykom i chemikom za wybitne prace wykonane w okresie ostatnich sześciu lat, otrzymali w 1989 r. doc. dr hab. Roman Micnas (ur. 1947 r.) i doc. dr hab. Stanisław Robaszkiewicz (ur. 1947 r.) – obaj z Uniwersytetu Adama Mickiewicza w Poznaniu.

W ostatnim dziesięcioleciu Micnas i Robaszkiewicz rozwijali teorię układów elektronowych z lokalnym oddziaływaniem przyciągającym (tzw. teoria tworzenia par elektronowych w przestrzeni rzeczywistej).

Teorie Micnasa i Robaszkiewicza dotyczą różnorodnych układów z lokalnym tworzeniem par elektronowych. Jednak największe znaczenie ma fakt, że można je zastosować do wyjaśnienia wyso-

kotemperaturowego nadprzewodnictwa w tlenkowych perowskitach. Najważniejsze osiągnięcia Micnasa i Robaszkiewicza to:

- zbadanie właściwości układów o silnym oddziaływaniu przyciągającym elektronów i pokazanie, że układ par lokalnych jest w tym przypadku równoważny gazowi oddziałujących naładowanych ( $2e$ ) bozonów z twardym rdzeniem w sieci, a nadprzewodnictwo w tym układzie można uważać za nadciekłość naładowanych bozonów;

- zbadanie efektów współistnienia par lokalnych i wędrownych elektronów i pokazanie, że w układzie takim może wystąpić całkowicie nowy mechanizm nadprzewodnictwa, uwarunkowany hybrydyzacją i ładunkowym oddziaływaniem wymiennym między parami lokalnymi i elektronami;

- wyjaśnienie zaobserwowanej doświadczalnie w tlenkach nadprzewodników wysokotemperaturowych w stanie normalnym liniowej zależności oporu elektrycznego od temperatury.

Warto zaznaczyć, że idea par lokalnych oraz odkrycie nadprzewodnictwa w perowskitach  $Ba(PbBi)O_3$ , w których takie właśnie pary elektronowe występują, były głównym powodem dla którego K. A. Müller i J. G. Bednorz zajęli się nadprzewodnictwem tlenków.

*Henryk Szymczak*

### Wykłady im. Aleksandra Jabłońskiego

W roku 1987 Rada Naukowa Instytutu Fizyki Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu postanowiła organizować raz do roku z okazji kolejnych rocznic urodzin (26 lutego) Aleksandra Jabłońskiego (1898–1980) specjalny wykład powszechny jego imienia jako wyraz pamięci o twórcy toruńskiego ośrodka fizyki.

Pierwszy wykład im. Aleksandra Jabłońskiego wygłosił w r. 1988 prof. Andrzej Trautman (IFT UW), zaś drugi (1989) – prof. Andrzej Hrynkiwicz (IFJ, Kraków). Trzeci wykład wygłosił 1 marca 1990 prof. Łukasz Turski (ZFT PAN, Warszawa) pt. „Użyteczność fizyki”.

*Józef Szudy*

### Nagroda ICO

Na XV kongresie ICO (Międzynarodowej Komisji Optyki) w Garmisch-Partenkirchen została wręczona doroczna Nagroda ICO za osiągnięcia w optyce dokonane przed ukończeniem czterdziestego roku życia. Nagrodę za r. 1989 otrzymał Demetri Psaltis, profesor California Institute of Technology w Pasadenie za wybitny wkład do naszej wiedzy o optycznym przetwarzaniu informacji, holografii, rozpoznawaniu wzorów, sieci neuronowej, pamięci optycznej. Psaltis jest jednym z pionierów optycznych obliczeń numerycznych.

ICO Newsletter, Oct. 1989

B. W.

### Nagroda Hewletta-Packarda

Nagrodę Hewletta-Packarda Europejskiego Towarzystwa Fizycznego za wybitne osiągnięcia w dziedzinie fizyki ciała stałego otrzymali w 1990 r. Roberto Car i Michele Parrinello z International School for Advanced Studies w Trieście. Nagrodę przyznano za „rozwnięcie nowej i silnej metody rachunków *ab initio* dynamiki molekularnej”.

Współpraca laureatów zaczęła się w r. 1985. Parrinello od dłuższego już czasu prowadził symulacje komputerowe dynamiki molekularnej (MD). Metoda ta polega na numerycznych obliczeniach trajektorii ruchu układu atomów (od kilkudziesięciu do kilku tysięcy) w czasie rzędu pikosekund. Pozwala to na badanie własności statystycznych układów złożonych. W MD zakłada się, że spełnione jest przybliżenie adiabatyczne Borna-Oppenheimera i że ruch atomów opisany jest przez mechanikę klasyczną. Oddziaływanie między atomami opisane jest na ogół przez potencjały modelowe.

Na przełomie lat siedemdziesiątych i osiemdziesiątych pokazano, że własności ciał stałych można obliczyć „z pierwszych zasad” (*ab initio*) stosując teorię funkcjonału gęstości. W metodzie tej zastępuje się kwantowy problem wielu ciał równoważnym układem jednocząstkowych i samouzgodnionych równań Schrödingera. Stosowane następnie przybliżenie lokalnej gęstości pozwala na proste i dokładne uwzględnienie wymiany i korelacji elektronów. Roberto Car stosował to podejście w obliczeniach struktury elektronowej półprzewodników. Było ono jednak zbyt czasochłonne w obliczeniach numerycznych, by można je było

stosować do obliczeń MD układów interesujących fizycznie.

Wspólne prace Cara i Parrinello zaowocowały opracowaniem nowego podejścia, które łączy w sposób efektywny MD i teorię funkcjonału gęstości. Rozważa się tam fikcyjny układ dynamiczny, którego energia potencjalna jest funkcjonałem elektronowych i jądrowych stopni swobody. Nowością przyspieszającą (a w praktyce — umożliwiającą) obliczenia jest jednoczesna relaksacja wszystkich stopni swobody. Uprzednio stosowaną procedurą było znajdowanie minimum energii elektronów przy ustalonej konfiguracji jąder, a następnie siły działającej na jądra (tj. przeprowadzono samouzgodnienie dla każdej konfiguracji). Nowy schemat obliczeniowy zapewnia, że dynamika elektronów jest znacznie szybsza od dynamiki jąder. W rezultacie dynamika jąder w układzie fikcyjnym dobrze reprodukuje dynamikę Borna-Oppenheimera jąder układu rzeczywistego. Co więcej, zastosowanie procedury „symulowanego wygrzewania” (numerycznego schładzania) pozwala na znalezienie równowagowej geometrii układu.

Metoda Cara i Parrinello stosowana jest w kilku ośrodkach mających dostęp do superkomputerów. Mimo uproszczeń jest ona bowiem bardzo czasochłonna. Metoda znalazła zastosowanie przede wszystkim w fizyce półprzewodników. Dotychczas zbadano:

- 1) geometrię i własności kilkuatomowych agregatów Si,
- 2) rekonstrukcję i dynamikę powierzchni Si,
- 3) dyfuzję atomów H w krzemie krystalicznym.

Najnowsze obliczenia wykonano dla ciekłego Si i GaAs oraz dla amorficznego Si. We wszystkich przypadkach zgodność z doświadczeniem (wyznaczonymi czynnikami struktury, widmami fononów) jest dobra. Sama zaś metoda pozwoliła na głębokie zrozumienie własności badanych układów na poziomie atomowym.

Piotr Boguslawski

### Nagroda Gentnera i Kastlera

Nagrodę Gentnera i Kastlera, przyznaną na przemian przez Niemieckie Towarzystwo Fizyczne (DPG) i Francuskie Towarzystwo Fizyczne, otrzymał w 1989 r. od DPG Pierre Bergé z Centrum Badań Jądrowych w Saclay za „owocne

badania dynamicznych zjawisk krytycznych w mieszaninach dwuskładnikowych oraz za cenny wkład do badań chaosu w układach nieliniowych”.

Bergé (ur. 1934) zajmował się początkowo fizyką ciała stałego, w szczególności własnościami centrów barwnych. Później, stosując te same metody optyczne, badał dynamiczne własności mieszanin dwuskładnikowych w pobliżu przejść krytycznych.

Stosując precyzyjną metodę pomiaru prędkości cieczy badał wspólnie z M. Dubois statyczne i dynamiczne własności cieczy nieliniowych. Badania te dały początek doświadczalnym pracom Bergé dotyczącym ustalania się chaosu.

Wspólnie z teoretykiem Y. Pomeau i eksperymentatorem C. Vidalem napisał Bergé książkę *Porządek w chaosie*, która stała się już klasyczną monografią.

*Phys. Bl.* 46, No. 3 (1990)

B. W.

### Medal Holwecka

Medal Holwecka jest przyznawany co roku wspólnie przez Francuskie Towarzystwo Fizyczne i brytyjski Instytut Fizyki za prace wykonane w ciągu ubiegłych 10 lat.

W 1990 r. otrzymał go Roger Cowley, profesor Uniwersytetu Oxfordzkiego, za badania rozpraszania promieni  $X$  i neutronów.

Odbierając Medal Cowley powiedział, że dwa z kierunków podejmowanych przez niego badań zostały wybrane niemal przypadkowo, a w każdym razie nie były zaplanowane w projektach przedstawionych dla uzyskania funduszy na badania. Były to: wpływ pola magnetycznego na dalekie uporządkowanie w antyferromagnetykach (pierwsze stwierdzenie, że wpływ taki istnieje) oraz odkrycie rozproszenia promieni  $X$  w pobliżu położń braggowskich, wywołanego warunkami powierzchni.

Cowley jest członkiem Towarzystwa Królewskiego i honorowym redaktorem *Journal of Physics C: Condensed Matter*.

*Phys. World* 3, No. 4 (1990)

B. W.

### Nagroda Crafoorda

We wrześniu 1989 król szwedzki Karol XVI Gustaw wręczył Jamesowi Van Allenowi, profeso-

rowi Uniwersytetu Iowy, Nagrodę Crafoorda w dziedzinie geofizyki. Została przyznana przez Szwedzką Królewską Akademię Nauk za „pionierskie badania przestrzeni, w szczególności za odkrycie cząstek o dużej energii schwytych w polu geomagnetycznym, tworzących pasy promieniowania — pasy Van Allena — wokół naszej planety Ziemi”.

Van Allen odkrył w 1958 r. olbrzymi strumień protonów i elektronów uwięziony w zewnętrznym polu magnetycznym Ziemi. Cząstki te zaobserwowano przy pomocy pierwszych satelitów Explorer I i Explorer III, których zadaniem było prowadzenie przeglądu natężenia promieniowania kosmicznego ponad atmosferą. Wyniki te zapoczątkowały nową dziedzinę badań — fizykę magnetosfery.

Nagroda Crafoorda została ufundowana w 1980 r. przez szwedzkiego przemysłowca Holgera Crafoorda i jego żonę Annę-Gretę. Nagrodę przyznaje Królewska Akademia Nauk za osiągnięcia w matematyce, astronomii, biologii i geofizyce (kolajno).

*Phys. Today* 43, No. 2 (1990)

B. W.

### Wyrazy uznania dla polskich fizyków

Akademia Nauk w Getyndze nadała w 1989 r. Julianowi Auleytnerowi, profesorowi w Instytucie Fizyki PAN w Warszawie, tytuł honorowy Profesora im. Gaussa. Tytuł ten otrzymali również m.in. Thomas J. Bogdan (National Center for Atmospheric Research, Boulder, Colorado, USA) i K. Maeda (Uniwersytet Tokijski, Japonia).

Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne (APS) wybrało na swojego „fellow” Jerzego Langera, profesora w Instytucie Fizyki PAN w Warszawie. Do godności „fellow” wybierani są ci członkowie APS, którzy przyczynili się do postępu fizyki swoimi samodzielnymi, oryginalnymi badaniami lub którzy oddali inną specjalną usługę sprawie nauki. Z fizyków (i matematyków) stale pracujących w Polsce tytuł „fellow” Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego otrzymali: Zdzisław Wilhelm (IFD UW), Władysław Fiszdón (Wydział IV PAN) i Marian Mięśowicz (AGH, Kraków). „Fellows” stanowią ok. 10% wszystkich członków APS.

B. W.

### Finlandia w CERN-ie

W kwietniu 1990 na nadzwyczajnym posiedzeniu Rady CERN-u została przyjęta od 1 stycznia 1991 na członka tej organizacji Finlandia. Decyzja udziału w CERN-ie musi być jeszcze ratyfikowana przez parlament fiński. Finlandia będzie piętnastym państwem członkowskim CERN-u.

Składka członkowska Finlandii wyniesie w 1991 r. ok. 2,6 mln dol. Po okresie pięcioletniej próby udział finansowy Finlandii ma wzrosnąć do 1,95% budżetu CERN-u (czyli w wartościach 1990 r. wyniesie ok. 600 mln dol. rocznie).

*Phys. Bl.* 46, No. 6 (1990)

B. W.

### Austria w ILL

Od kwietnia 1990 r. Austria została „naukowym członkiem” Instytutu Lauego-Langevina (ILL) w Grenoble. Austria będzie pokrywać 1,5% budżetu tej międzynarodowej instytucji, a fizycy austriaccy będą mogli przedstawiać projekty swoich prac na tych samych zasadach jak naukowcy z głównych państw członkowskich. Na analogicznych warunkach przystąpiła do ILL w 1987 r. Hiszpania, a w 1988 r. Szwajcaria. Głównymi państwami członkowskimi są: Francja (od 1967 r.), RFN (od 1967 r.) i Wielka Brytania (od 1973 r.) i one ponoszą główny ciężar wydatków budżetowych.

W Instytucie Lauego-Langevina prowadzi się badania przede wszystkim z zakresu fizyki ciała stałego, materiałoznawstwa, chemii i fizyki jądrowej. W ILL pracuje rocznie ok. 2400 naukowców z różnych krajów.

*Phys. Bl.* 46, No. 5 (1990)

B. W.

### Katedra UNESCO Historii Nauki

Dla wzmocnienia międzynarodowej współpracy intelektualnej UNESCO postanowiła ufundować katedry UNESCO. Jedną z pierwszych jest Katedra UNESCO Historii Nauki w Międzynarodowym Centrum Fizyki Teoretycznej w Trieście. Na tę katedrę został powołany Jagdish Mehra (USA).

Mehra postanowił wygłosić 3 cykle wykładów: historyczny rozwój fizyki w XX stuleciu, życie i dzieło naukowe wielkich pionierów, którzy tworzyli obraz fizyki w XX w., historia zmieniających się poglądów na Wszechświat – od Pitagorasa do Stephena Hawkinga.

*News from ICTP*, No. 26/27 (1989)

B. W.

### Ossipjan w Radzie Prezydenckiej

Prezydent ZSRR powołał do Rady Prezydenckiej znanego fizyka J. A. Ossipjana, dyrektora Instytutu Fizyki Ciała Stałego w Czerńogółowce, wiceprezesa Akademii Nauk ZSRR i prezesa-elekta IUPAP.

Ossipjan, który uzyskał doktorat w 1955 r. w Moskiewskim Instytucie Stali i Stopów, zajmuje się badaniami doświadczalnymi przejść fazowych, fizyką dyslokacji, odkrył zjawiska fotoplastyczne w półprzewodnikach. Ostatnio skupia uwagę na badaniach nadprzewodników wysokotemperaturowych. Jest także jednym z założycieli fizyczno-matematycznego czasopisma *Kwant* przeznaczanego dla uczniów.

W latach studenckich miał znaczne osiągnięcia w boksie.

Ossipjan ma opinię zręcznego dyplomaty-naukowca.

*Phys. Today* 43, No. 5 (1990)

B. W.

### Oddziaływanie promieniowaniem kosmicznego z promieniowaniem reliktyowym

W zeszycie *Nature* z 1 czerwca 1990 redaktor tego czasopisma John Maddox ogłosił artykuł na temat aktualnych zagadnień fizyki promieniowania kosmicznego.

W artykule tym autor przedstawia rozważania i poglądy Jerzego Wdowczyka z Łódzkiego Oddziału Instytutu Problemów Jądrowych oraz A. W. Wolfendale'a z Uniwersytetu w Durham (Anglia), których autorytet w tej dziedzinie jest uznawany powszechnie. Obaj ściśle współpracują.

Niedawno opublikowali wspólną pracę (*Astrophys. J.* 349, 35 < 1990 >) o możliwości oddziaływania między promieniowaniem kosmicz-

nym a uniwersalnym promieniowaniem elektromagnetycznym, którego rozkład widmowy odpowiada rozkładowi widmowemu promieniowania ciała doskonale czarnego w temperaturze 2,7 K.

Problem, czy promieniowanie kosmiczne jest zjawiskiem ograniczonym przynajmniej głównie, do wnętrza poszczególnych galaktyk, czy też zjawiskiem supergalaktycznym, zawiera istotne implikacje dla historii rozwoju Wszechświata w pierwszych chwilach po Wielkim Wybuchu.

Promieniowanie kosmiczne jest przedmiotem intensywnych badań od kilkudziesięciu lat, ale jeszcze nie znaleziono jednoznacznych odpowiedzi na tak zasadnicze pytania, jak kwestia lokalizacji źródeł promieniowania kosmicznego oraz kwestia mechanizmu przyspieszania cząstek promieniowania kosmicznego do wysokich energii.

Skutkiem oddziaływań z cząstkami ośrodka, poprzez który biegnie, strumień promieniowania kosmicznego zmienia swój skład. Pewne cząstki giną, a inne są produkowane. Dzieje się tak kiedy promieniowanie kosmiczne przechodzi od granicy atmosfery ziemskiej do powierzchni Ziemi, ale także kiedy biegnie przez przestrzeń międzygwiazdową. Prawdopodobieństwa oddziaływań, które byłyby do zaniedbania dla krótszych odcinków, stają się znaczące, kiedy długość drogi jest rzędu rozmiarów galaktyki, a czas przelotu – porównywalny z wiekiem galaktyki.

Według Wdowczyka i Wolfendale'a nie ma podstaw do przypuszczania, że istnieje jakiś górny kres energii cząstek promieniowania kosmicznego. Wprawdzie nie obserwuje się cząstek o energii powyżej  $10^{30}$  eV, ale wynika to po prostu z faktu, że metody, jakimi obecnie dysponujemy, nie są zdolne do detekcji cząstek wyższej energii.

*Nature* 344, No. 6261 (1990)

Ludwik Natanson

### Angielski wydawca radzieckich czasopism

Brytyjski Instytut Fizyki będzie od r. 1991 wydawał dwa nowe angielskojęzyczne czasopisma radzieckie: *Soviet Lightwave Communications* i *Journal of the Moscow Physical Society*.

Ta decyzja jest wynikiem rozmów trwających od ponad roku między wydawcą brytyjskim a Akademią Nauk ZSRR, radzieckimi firmami wydawniczymi i fizykami radzieckimi. Teksty do publikacji będą przygotowywane w ZSRR w systemie TEX i przesyłane do obróbki elektronicznej do

Anglii, co znacznie skróci czas wydawania w porównaniu z czasem produkcji czasopism tłumaczonych na Zachodzie.

*Journal of the Moscow Physical Society* ma być czasopismem ogólnofizycznym ze szczególnym akcentem na te dziedziny, które są w ZSRR rozwijane najsilniej. Redaktorem Naczelnym ma być Kiełdysz (Inst. Fizyki im. Liebidiewa, Moskwa).

*Soviet Lightwave Communications* będzie mieć jako Redaktora Naczelnego A. M. Prochorowa (Inst. Fizyki Ogólnej, Moskwa). Tematyka obejmie optoelektronikę, optykę scaloną, włókna optyczne i połączenia optyczne. Prace przedłożone do publikacji będą miały dwóch recenzentów: jednego w ZSRR i jednego na Zachodzie.

Prowadzone są również rozmowy w sprawie wydawania innych czasopism radzieckich.

*Phys. World* 3, No. 6 (1990)

B. W.

### E. Amaldi (1908 – 1989)

Dnia 5 grudnia 1989 zmarł Edoardo Amaldi, wybitny fizyk włoski.

Amaldi urodził się 5 września 1908 w Carpaneto (Piacenza). Rozpoczął studia na wydziale inżynieryjnym Uniwersytetu Rzymskiego, ale wkrótce przeniósł się na fizykę. W 1929 r. uzyskał dyplom na podstawie pracy o zjawisku Ramana w benzenie. Początkowo prowadził badania doświadczalne wspólnie z Emilio Segré, z fizyki atomowej i molekularnej. Później wspólnie z Rasettim, Segré, d'Agostinem i Pontecorvem, pod kierunkiem Fermiego, zajął się fizyką jądrową, a szczególnie oddziaływaniami neutronów z materią. Był współodkrywcą wielu izotopów promieniotwórczych. Odkrył efekt wiązań chemicznych moderatora.

W 1937 r. został profesorem fizyki doświadczalnej Uniwersytetu Rzymskiego. Skutkiem faszystowskich ustaw antysemickich szkoła Fermiego rozpadła się. Fermi i wielu jego współpracowników musiało emigrować. Amaldi, który pozostał we Włoszech, potrafił podtrzymać poziom fizyki rzymskiej. Wyniki jego badań oddziaływania szybkich neutronów z protonami i deuteronami stały się podstawą tzw. optycznego modelu jądra.

W latach powojennych zajął się fizyką promieniowania kosmicznego. Metodą emulsji jądrowych poszukiwał nowych cząstek. Tą samą metodą ba-



dał antyprotony produkowane przez Bevatron w Berkeley. W CERN-ie kierowana przez niego grupa badała zderzenia proton-proton. W końcu lat siedemdziesiątych zajął się zagadnieniem obserwacji promieniowania grawitacyjnego i doprowadził do przygotowania odpowiednich detektorów kriogenicznych.

Na szczególnie uznanie zasługuje organizacyjna działalność Amaldiego. W latach 1957–60 był prezesem IUPAP-u. Był promotorem idei wspólnego europejskiego laboratorium. W latach 1952–54 był sekretarzem generalnym CERN-u i kierował wówczas projektowaniem i początkiem konstruowania laboratoriów genewskich. Był pierwszym przewodniczącym Europejskiego Komitetu Przyszłych Akceleratorów.

Olbrymnie są też jego zasługi dla fizyki włoskiej, przede wszystkim dla tego, że dzięki niemu wielu włoskich fizyków powróciło po wojnie z emigracji. W latach 1945–65 był dyrektorem włoskiego Centrum Fizyki Jądrowej (INFN). Ostatnio został wybrany prezesem Accademia Nazionale dei Lincei. Był także członkiem amerykańskiej Narodowej Akademii Nauk, Akademii Nauk ZSRR, doktorem *honoris causa* Uniwersytetów w Oxfordzie i w Glasgow.

*Phys. World* 3, No. 2 (1990)

B. W.

### A. D. Sacharow (1921–1989)

Dnia 14 grudnia 1989 zmarł w Moskwie Andrei Dmitriewicz Sacharow, wybitny radziecki fizyk teoretyk, rzecznik wolności sumienia, praw ludzkich, otwartości w życiu publicznym.

Sacharow urodził się 21 maja 1921 w Moskwie. Ojciec jego był wykładowcą fizyki w Instytucie Pedagogicznym. Studia odbywał na Uniwersytecie Moskiewskim, który ukończył w 1942 r. Przez następnych parę lat pracował w przemyśle zbrojeniowym. Dokonał tam usprawnień (włącznie z patentem) dotyczących kontroli jakości produkcji. Mimo braku kontaktu z innymi fizykami rozpoczął samodzielne badania naukowe, m.in. na temat właściwych warunków dla zachodzenia reakcji łańcuchowej w mieszaninie naturalny uran – moderator. Po wojnie zaczął pracować w Instytucie Fizyki im. Lebediewa w Moskwie pod kierunkiem Igora Tamma. Doktoryzował się w 1947 r. na podstawie pracy, w której przedstawił swoją teorię

przebieg jądrowych między stanami o zerowym momencie pędu.

W tym okresie Tamm utworzył niewielką grupę młodych zdolnych ludzi, aby zająć się zbadaniem możliwości zbudowania broni jądrowej wykorzystującej zjawisko syntezy lekkich jąder. Wkrótce Tamm i Sacharow zostali przeniesieni do specjalnego tajnego instytutu, w którym zajmowano się tymi zagadnieniami. Sacharow pozostawał tam do 1968 r. i odegrał zasadniczą rolę w doprowadzeniu do skonstruowania radzieckiej bomby wodorowej. Zajmował się także problemem pokojowego wykorzystania energii jądrowej. Wspólnie z Tammem opracował w 1950 r. koncepcję magnetycznego reaktora termojądrowego, tzw. tokamaka. Inną drogą do uzyskiwania produkcji energii, zaproponowaną przez Sacharowa, byłaby katalizacja mionowa. Wykorzystał tu zjawisko, na które zwrócił w innym kontekście uwagę F. C. Frank. Mianowicie ujemny mion tworzy wraz z deuteronem lub trytonem układ podobny do atomu wodoru lecz ok. 200 razy mniejszy. Ponieważ układ taki jest obojętny elektrycznie, więc może zbliżyć się na bardzo małą odległość do drugiego takiego samego i wtedy może zajść reakcja syntezy jądrowej.

Również pomysłem Sacharowa była kumulacja magnetyczna, metoda uzyskiwania ekstremalnie wielkich pól magnetycznych polegająca na kompresji średnio silnych pól przez implozję otaczającego materiału (na tej drodze grupa jego współpracowników uzyskała natężenia pola ok. 16 MG).

W początku lat sześćdziesiątych zaczął się konflikt Sacharowa z władzami. Początkiem był jego protest przeciw nadmiernym i niepotrzebnym próbnym wybuchom jądrowym. W 1968 r. został zwolniony z tajnego instytutu i powrócił do zespołu Tamma w Instytucie Lebediewa. Zajął się znów badaniami podstawowymi. Zainteresowały go zagadnienia kosmologiczne, teoria pola i teoria cząstek elementarnych. W 1966 określił przyczyny, które spowodowały, że Wszechświat rozwinął się do obecnego stanu asymetrii barionowej (tzn. dlaczego Wszechświat zawiera tylko materię – bariony i leptony, a nie zawiera prawie antymaterii). Tezą Sacharowa było, że wobec łamania symetrii *CP* rozpad barionu nie jest analogiczny do rozpadu antybarionu, który zachodzi szybciej. W dostatecznie szybko rozszerzającym się Wszechświecie populacja antybarionów nie mogła się utrzymać. Wnioskiem z tej samej analizy była hipoteza nietrwałości protonu (choć o bardzo długim czasie życia). W dziesięć lat później inni fizycy

doszli do tego samego wniosku i rozpoczęły się próby wyznaczenia czasu życia protonu, które nie dały jednak oczekiwanych rezultatów.

Sacharow był zdania, że rozszerzanie się Wszechświata jest tylko jednym stadium jego pulsacji, która ma wiele punktów zwrotnych (na osi czasu), w których przypada maksimum gęstości i w których zmienia się zwrot strzałki czasu, co prowadzi do modelu „wielowarstwowego Wszechświata”.

W pracach z okresu 1967–75 przedstawił ideę, że grawitacja wynika z fluktuacji kwantowych próżni („grawitacja indukowana”, jak zostało to nazwane przez późniejszych autorów).

Razem z Tammem występował ostro przeciw Łysence. W prosty, matematyczny sposób wykazał rolę mutacji w pojawianiu się chorób dziedzicznych i możliwość wzrostu zachorowań na raka i osłabienia odporności immunologicznej.

Wcześniej zdał sobie sprawę, że mieszkańcy Ziemi narażeni są na szkodliwe skutki promieniowania pochodzącego z wybuchów jądrowych w atmosferze i wielokrotnie występował przeciw pró-

bom broni jądrowej, twierdząc, że wcale nie są konieczne dla jej udoskonalania. Być może, że jego protesty przyczyniły się do podpisania w 1963 r. paktu między ZSRR i USA o częściowym zakazie prób jądrowych. W połowie lat sześćdziesiątych występował w obronie dysydentów i napisał swój słynny manifest wydany zagranicą (a w ZSRR w „samizdacie”) „Rozważania nad postępem, pokojowym współistnieniem i swobodą intelektualną”. Był członkiem radzieckiego komitetu praw człowieka. W 1975 przyznano mu Pokojową Nagrodę Nobla, której władze ZSRR nie pozwoliły mu osobiście odebrać.

Po zaprotestowaniu przeciw inwazji radzieckiej w Afganistanie, został w 1980 r. zesłany na rodzaj aresztu domowego w mieście Gorki, skąd dopiero w grudniu 1986 został uwolniony decyzją Gorbaczowa.

W 1988 Akademia Nauk ZSRR wybrała go do swego prezydium.

## INFORMACJE DLA AUTORÓW

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

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

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

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

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

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

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

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

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

9. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

[1] A. 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 teoriyu 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.

10. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem Redakcji. Przetrzymywanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

11. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamówić odpłatnie przy przesyłaniu korekty autorskiej. Cena za 1 egz. odbitki o objętości 16 s. wynosi zł 400.-

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

## WARUNKI PRENUMERATY

Wpłaty na prenumeratę przyjmowane są tylko na okresy kwartalne. Informacji o cenach udzielają urzędy pocztowe oraz oddziały kolportażowe w miastach.

### Prenumeratę przyjmują:

- oddziały kolportażowe właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora – odbioru zamówionych egzemplarzy dokonuje prenumerator w wyznaczonych punktach sprzedaży lub w inny, uzgodniony sposób,
- urzędy pocztowe i listonosze – od prenumeratorów z terenów wiejskich lub innych miejscowości, w których nie ma oddziałów kolportażowych, a w miastach tylko od osób niepełnosprawnych – poczta zapewnia dostawę zamówionych egzemplarzy pod wskazany adres pod warunkiem uiszczenia dodatkowej opłaty za każdy doręczony egzemplarz. Wysokość opłat za każdy kwartał ustala poczta.
- Centrala kolportażu Prasy i Wydawnictw, 00-958 Warszawa, konto PBK XIII Oddział Warszawa 370044-1195-139-11 – tylko od prenumeratorów zlecających dostawę za granicę.

Prenumerata ze zleceniem dostawy za granicę jest o 100% wyższa; w przypadku zlecenia dostawy drogą lotniczą – koszt dostawy lotniczej w pełni pokrywa prenumerator.

### Terminy przyjmowania prenumeraty:

- na kraj i za granicę – do 20.XI. na I kw. roku następnego  
do 20.II. na II kw.  
do 20.V. na III kw.  
do 20.VIII. na IV kw.

**Bieżące i wcześniejsze numery** można nabyć w Księgarni Państwowego Wydawnictwa Naukowego, ul. Miodowa 10, Warszawa. Również można je nabyć, a także zamówić (przesyłka za zaliczeniem pocztowym) we Wzorcowni Ośrodka Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych PAN, Pałac Kultury i Nauki, 00-901 Warszawa.

Subscription orders for all the magazines published in Poland available through the local press distributors or directly through the

Foreign Trade Enterprise

ARS POLONA

00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, Poland

Our bankers:

BANK HANDLOWY S.A. 20 1061-710-15107-87

## SPIS TREŚCI

A. Guła, Z. Oziewicz, N. Popov — Mionowa kataliza syntezy jądrowej . . . . .	319
L.M. Lederman — Obserwacje w fizyce cząstek — od dwóch neutrin do modelu standardowego (tłum. H. Białkowska) . . . . .	349
WSPOMNIENIA — ROCZNICE	
W. Nawrocik — Arkadiusz Henryk Piekara (1904—1989) . . . . .	375
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI W SZKOLACH WYŻSZYCH	
H. Szydłowski — Kierunki dalszej modernizacji pracowni fizycznej I Instytutu Fizyki UAM . . . . .	379
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI . . . . .	385
RECENZJE . . . . .	389
LIST DO REDAKCJI . . . . .	395
KRONIKA . . . . .	397

## CONTENTS

A. Guła, Z. Oziewicz, N. Popov — Mion-catalyzed fusion . . . . .	319
L.M. Lederman — Observations in particle physics from two neutrinos to the Standard Model . . . . .	349
RECOLLECTIONS — ANNIVERSARIES	
W. Nawrocik — Arkadiusz Henryk Piekara (1904—1989) . . . . .	375
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
H. Szydłowski — Propositions for modernizing of physics laboratory I at the Institute of Physics of the Mickiewicz University . . . . .	379
MEETINGS AND CONFERENCES . . . . .	385
REVIEWS . . . . .	389
LETTER TO THE EDITOR . . . . .	395
CHRONICLE . . . . .	397