

---

PTF

# POSTĘPY FIZYKI

TOM 30  
ZESZYT 6  
1979

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY  
UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY  
FIZYCZNEJ

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI

Wiceprezesa

Prof. dr GRZEGORZ BIAŁKOWSKI

Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ

Sekretarz Generalny

Doc. dr PIOTR DECOWSKI

Skarbnik

Prof. dr AUGUST CHELKOWSKI

Członkowie Zarządu

Prof. dr JERZY CZERWONKO

Prof. dr FRANCISZEK KACZMAREK

Prof. dr JAN STANKOWSKI

Dr hab. JAN TÓKE

Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — „Postępy Fizyki”

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — „Acta Physica Polonica”

Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI — „Delta”

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

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

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

Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (*Bydgoszcz*)

Doc. dr STEFAN SZYMURA (*Częstochowa*)

Doc. dr BRONISŁAW JACHYM (*Gdańsk*)

Dr ANDRZEJ SYCZ (*Głiwice*)

Dr JÓZEF KUŹMIŃSKI (*Katowice*)

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

Prof. JACEK HENNEL (*Kraków*)

Doc. dr MAKSYMILIAN PIŁAT (*Lublin*)

Doc. STANISŁAW MICHAŁAK (*Łódź*)

Doc. dr hab. JÓZEF KUSZ (*Opole*)

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

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

Doc. dr TADEUSZ REWAJ (*Szczecin*)

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

Doc. JAN PETYKIEWICZ (*Warszawa*)

Prof. dr hab. KAZIMIERZ WOJCIECHOWSKI (*Wrocław*)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69

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

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 30, ZESZYT 6

P A Ń S T W O W E   W Y D A W N I C T W O   N A U K O W E  
1979

## RADA REDAKCYJNA

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

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Adam Sobiczewski

*Członkowie Redakcji* — Barbara Wojtowicz, Wojciech Rozmus, Marek Szczekowski

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

## Korespondenci Oddziałów PTF

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

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

Nakład 3008 + 102 egz. Ark. wyd. 9,0. Ark. druk. 6<sup>3</sup>/<sub>16</sub> + 7 wkl. Papier druk. sat. kl. III. 70 × 100, 70 g. Oddano do składania w sierpniu 1979. Podpisano do druku w grudniu 1979. Druk ukończono w grudniu 1979. Zam. 576/79. Cena zł 15.—

*Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13*

*Jerzy Pniewski*

Instytut Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa

## Początki fizyki hiperjąderek \*

### Hypernuclear Physics: The Beginnings

*Abstract:* A retrospect of the early stages of hypernuclear studies is presented. Main steps in the development of hypernuclear physics are recollected and confronted with the progressing understanding of the elementary particle problems at that time.

#### 1. Wstęp

Odkrycie możliwości wiązania hiperonu  $\Lambda$  w jądrze atomowym doprowadziło do poznania nowych struktur jądrowych, nazwanych hiperjądrami, w których hiperon  $\Lambda$  pojawił się jako trzeci, niezależny od neutronu i protonu, składnik jądrowy. Powstała w ten sposób fizyka hiperjąderek została uznana za nową dziedzinę badań fizyki, stojącą na pograniczu fizyki jądrowej i fizyki cząstek elementarnych. Przed odkryciem hiperjąderek nie było żadnych przewidywań teoretycznych co do ich istnienia. Dla ustalenia roli, jaką to odkrycie odegrało, warto prześledzić drogę rozwoju fizyki cząstek elementarnych z owego okresu.

#### 2. Wpływ odkrycia hiperjąderek na rozwój pojęć fizyki cząstek elementarnych

W końcu lat czterdziestych zaobserwowano w komorze Wilsona rozpady ciężkich mezonów obojętnych i naładowanych (Rochester i Butler [1]; Brown i wsp. [2]). W roku 1951 przekonano się o istnieniu dwóch cząstek obojętnych o różnych masach, które nazwano cząstkami  $V_1^0$  i  $V_2^0$ . Jedna z nich miała masę większą od protonu, druga wyraźnie mniejszą (Armenteros i wsp. [3]), pierwsza rozpadała się na proton i cząstkę lekką, druga na dwie cząstki lekkie. Uważano, że mezony  $\pi$  są tymi lekkimi cząstkami, chociaż ich

\* Artykuł niniejszy pomyślany jest jako pierwsza część cyklu kilku artykułów poświęconych fizyce hiperjąderek. Każda część ma być pewną, zamkniętą w sobie całością. Bliższa informacja o dalszych częściach podana jest na końcu artykułu. (Przyp. Red.).

odróżnienie od mionów nastęrczało poważne trudności. Wkrótce jednak znaleziono przypadki, w których rozpoznano ich typowe oddziaływanie lub charakterystyczny dla pionu rozpad (Leighton i wsp. [4]; Bridge i wsp. [5]). W ten sposób przyjęto następujące schematy rozpadów:  $V_1^0 \rightarrow p + \pi^-$  oraz  $V_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$  i obserwowane cząstki  $V_1^0$  i  $V_2^0$  były w istocie hiperonami  $\Lambda$  i mezonami  $K^0$ . Jednocześnie powstał wtedy problem pogodzenia dwóch faktów: z jednej strony cząstki  $V^0$  były stosunkowo łatwo produkowane w szybkich procesach oddziaływań wysokich energii, z drugiej — ich czas życia w zestawieniu z aktem produkcji był bardzo długi ( $\tau \gtrsim 10^{-10}$  s). Zgodnie z przyjętą identyfikacją, cząstki wtórne należały do silnie oddziałujących, w związku z czym obserwowane rozpady powinny zachodzić w czasie rzędu  $10^{-22}$  s. Właściwie podobny problem istniał również w przypadku ciężkiego mézonu naładowanego ( $\tau \rightarrow 3\pi$ , [2]), a potem pojawił się dla naładowanego hiperonu (Bonetti i wsp., 28. 1. 53<sup>1</sup> [6]).

Na początku roku 1952 Pais (22. 1. 52, [7]) szuka wyjścia z impasu w trafnym skądinąd założeniu produkcji nowych cząstek parami, co jednak w jego ujęciu nie wykluczało możliwości łącznej produkcji dwóch hiperonów (dwóch cząstek  $V_1^0$ ). Natomiast Peaslee (12. 2. 52, [8]) próbuje rozwiązać problem opierając się na zasadzie zachowania izospinu i parzystości, na razie jednak nie znajduje zadowalającego wyjaśnienia.

Tymczasem odkrycie hiperjader w drugiej połowie 1952 roku (Danysz i Pniewski, 20. 10. 52 [9]) sprawiło, że podjęty problem ukazał się w jeszcze bardziej jaskrawym świetle. W istocie cząstka  $V_1^0$  (hiperon  $\Lambda$ ), wytwarzana w szybkich procesach zachodzących między silnie oddziałującymi cząstkami, które jak słusznie sądzono były nukleonami, dawała się następnie wiązać z tymi nukleonami nie ulegając szybkiemu rozpadowi. Dwa nowe przypadki zaobserwowane bezpośrednio po pierwszym (Tidman i wsp., 15. 12. 52 [10]); Crussard i Morellet, 5. 1. 53 [11]) wskazywały na poprawność pierwotnej interpretacji opartej na wiązaniu cząstki  $V_1^0$  i w tej sytuacji należało jedynie próbować lepiej zrozumieć właściwości nowych cząstek.

W połowie roku 1953 fakt istnienia struktur hiperjadowych jest po raz pierwszy brany pod uwagę jako nowy element w rozważaniach fizyki cząstek elementarnych. Peaslee (10. 6. 53 [12]), analizując osobliwość wiązania cząstki  $V_1^0$  w jądrze atomowym, dochodzi do wniosku, że musi istnieć wzbronienie specjalnej natury hamujące szybki rozpad cząstki  $V_1^0$  i w konkluzji wprowadza nową wielkość „spinową” oraz odpowiadającą jej liczbę kwantową, czym w pewnym sensie zbliża się do właściwego rozwiązania.

W tym samym roku Gell-Mann (21. 8. 53 [13]) a następnie Nakano i Nishijima (16. 9. 53 [14]) podejmują śmiałą próbę przypisania cząstkom  $V_1^0$  — fermionom, całkowitych wartości izospinu, a cząstkom  $V_2^0$  — bozonom, wartości półowkowych. Założyli oni, że fermiony mogą być izobozonami, a bozony — izofermionami i w ten sposób w oparciu o zasadę zachowania izospinu uzyskują istotny postęp w wyjaśnieniu przyczyny braku udziału oddziaływań silnych i elektromagnetycznych w rozpadach nowych cząstek.

Tymczasem w końcu roku 1953 znaleziono wyraźne dowody łącznej produkcji hiperonów zarówno obojętnych jak i naładowanych w jednym akcie z mezonami K (Lal i wsp., 3. 10. 53 [15], Fowler i wsp., 10. 11. 53 [16]).

W następnym roku na konferencji w Glasgow (13-17. 7. 54 [17]) Gell-Mann i Pais

<sup>1</sup> Data przyjęcia pracy do publikacji.

dyskutują różne modele mogące prowadzić do wyjaśnienia postawionego problemu. W jednym z nich, pokrywającym się w pełni z propozycją przedstawioną dokładnie w tym samym czasie przez Nishijimę (13. 7. 54 [18]), wprowadzają pojęcie nowego ładunku i odpowiadającej mu liczby kwantowej, właściwie równoważnej dziwności.

Również w tym czasie po raz pierwszy zauważono łączną produkcję mezonu  $K^+$  ( $\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+$ ) w parze z hiperonem  $\Lambda$  związanym w hiperjądrze (Debenedetti i wsp., 8. 8. 54 [19]) oraz znaleziono pierwszy przypadek produkcji hiperjądra w wyniku wychwytu mezonu  $K^-$  (Naugle i wsp., 29. 6. 54 [20]), a po roku w wychwycie hiperonu  $\Sigma^-$  (Ceccarelli i wsp., 9. 7. 55 [21]; Schein i wsp., 25. 8. 55 [22]).

Gromadzenie tych faktów eksperymentalnych następowało równoległe z rozwojem poglądów, których końcowym efektem było wprowadzenie dziwności. W istocie w roku 1955 na konferencji w Pizie (12-18. 6. 55 [23]) Gell-Mann wyraźnie precyzuje pojęcie dziwności, które w fenomenologicznym ujęciu pozostaje do dziś aktualne (p. również Nishijima, 11. 2. 55 [24]). Dziwność w sposób prosty objaśnia zasady produkcji i rozpadu hiperonów i ciężkich mezonów oraz możliwość wiązania hiperonu  $\Lambda$  z nukleonami.

Związek dziwności —  $S$  z ładunkiem elektrycznym —  $Q$ , trzecią składową izospinu —  $I_3$  i liczbą barionową —  $B$ :  $Q = I_3 + \frac{B+S}{2}$  wskazuje, że zachowanie dziwności w oddziaływaniach silnych i elektromagnetycznych wynika z zachowania trzech pozostałych wielkości. Właściwie dziwność informuje jedynie o przesunięciu izomultipletów cząstek dziwnych, ale właśnie to umożliwia ustalenie właściwych wartości izospinu i rozszerzenie prawa zachowania izospinu na cząstki dziwne. Oczywiście dziwność w niezwykle prosty sposób pozwala ustalić jakie reakcje są dozwolone, a jakie wzbronione w procesach oddziaływań silnych i elektromagnetycznych.

### 3. Produkcja hiperjąder

Hiperjądra są strukturami o tej samej dziwności ( $S = -1$ ) co hiperon  $\Lambda$  i mezon  $K^-$  i mogą być produkowane albo wprost przez mezony  $K^-$ , albo przez cząstki niedziwne, jednak wówczas wraz z cząstkami o dziwności przeciwnej (tj.  $S = +1$ , np.:  $K^+$  i  $K^0$ ). Początkowo obserwowane przypadki hiperjąder pochodziły z oddziaływań promieni kosmicznych z jądrami emulsji fotograficznej wysyłanej do stratosfery w specjalnie organizowanych lotach balonowych<sup>2</sup>. W roku 1953 w badaniach fizyki cząstek elementarnych zaczęto korzystać z wiązek mezonów  $\pi^-$  o dużym pędzie, formowanych w pracowniach wielkich akceleratorów (Kosmotron w Brookhaven).

W roku 1954 Hill i wsp. zaobserwowali pierwszy przypadek hiperjądra wytworzonego przy użyciu akceleratora (30. 1. 54 [25]), mimo to jednak jeszcze przez dwa lata głównym źródłem cząstek produkujących hiperjądra było nadal promieniowanie kosmiczne i dopiero w końcu roku 1955 zaczęto obserwować liczne przypadki hiperjąder wytwarzanych przez

<sup>2</sup> Inicjatorem tych lotów był C. F. Powell wraz z zespołem pracowników ośrodka bristolskiego. Rozwinięta przez Powella technika fotograficznych emulsji jądrowych, w wyniku uzyskanej na tej drodze zdolności rozdzielczej, miała zasadniczy wpływ na rozwój fizyki cząstek elementarnych oraz dostarczyła na wiele lat podstawowego narzędzia dla prac z fizyki hiperjąder.

wiązki mezonów  $\pi$ . Wtedy również zauważono pierwsze przypadki produkcji hiperjąderek przez hiperony  $\Sigma^-$  pojawiające się w zderzeniach mezonów  $\pi^-$  z jądrami emulsji [26].

Obfita produkcja hiperjąderek rozpoczyna się dopiero w roku 1956 z chwilą, gdy po raz pierwszy do tego celu użyto wiązek mezonów  $K^-$  z Bevatronu w Berkeley (Barkas i wsp., 26. 12. 56 [27]; Fry i wsp., 29. 3. 57 [26]).

#### 4. Nomenklatura i symbolika

W początkowym okresie hiperjądra tworzone z fragmentów jąder emulsji fotograficznej nazywano po prostu nietrwałymi, lub wzbudzonymi fragmentami jądrowymi. Do roku 1954 właściwie nie było żadnej ustalonej nazwy i niektórzy próbowali nazywać je fragmentami lambdowymi [28]. W roku 1954 M. Goldhaber sugeruje nazwę „hiperfragment”, co w jakimś sensie jest naturalną konsekwencją ustalonej w końcu roku 1953 nazwy „hiperon  $\Lambda$ ” dla cząstki  $V_1^0$  (Amaldi i inni 12. 12. 53 [29]). Poczynając od roku 1955 różni autorzy chętnie podejmują tę nazwę (Fry i wsp., 16. 2. 55 [30]) tak, że wkrótce staje się powszechnie uznana. Z biegiem czasu, gdy zaobserwowano przypadki przemiany całego jądra tarczy w hiperfragment, bardziej właściwa stała się nazwa „hiperjądro”, zresztą fragment jądra jest również jądrem i obecnie nazwa „hiperfragment” jest już raczej rzadko używana.

Początkowe symbole hiperjąderek nie różniły się od symboli zwykłych jąder i np.:  $H^3 = \pi^- + He^3 + Q$  jest przykładem stosowanego wówczas zapisu rozpadu hiperjądra. Dość szybko jednak zaczęto zaopatrywać symbol hiperjądra w „gwiazdkę”, pisząc:  $H^{3*} = \pi^- + He^3 + Q$ , ale dopiero w roku 1955 zdecydowano się użyć znaku  $\Lambda$  jako wskaźnika odróżniającego hiperjądro od zwykłego jądra:  ${}^{\Lambda}H^3 \rightarrow \pi^- + He^3$  lub  ${}^3H_{\Lambda} \rightarrow \pi^- + {}^3He$ , czy  ${}^3\Lambda H \rightarrow \pi^- + {}^3He$  (Schneps i wsp., 22. 10. 55 [31])<sup>3</sup>.

W symbolu  ${}^{\Lambda}Z$  liczba  $\Lambda$  (zwana liczbą barionową) wskazuje ogólną liczbę barionów związanych w hiperjądrze, tzn. liczbę protonów i neutronów łącznie z hiperonem  $\Lambda$ . Również w nazwie hiperjądra może być uwidoczniła jego identyfikacja, np. hiperjądro  ${}^3\Lambda H$  nazywane jest hiperwodem 3, lub hipertrytem, a  ${}^5\Lambda He$  — hiperhelem 5. Po wprowadzeniu nazwy „hiperfragment” chętnie korzystano ze skrótu HF, a w pracowni warszawskiej zaczęto używać nieoficjalnego symbolu powstałego z połączenia liter H i F. W roku 1958 Dalitz i Downs [33], przewidując możliwość wiązania dwóch hiperonów  $\Lambda$  w jednym hiperjądrze, na 5 lat przed odkryciem pierwszego podwójnego hiperjądra, w naturalny sposób posłużyli się symbolem  ${}^6_{\Lambda\Lambda}He$ . Zespół wszystkich nukleonów wchodzących w skład hiperjądra nazywany bywa rdzeniem hiperjądrowym, lub jądrem macierzystym. Rdzeniem hiperjądra  ${}^5_{\Lambda}He$  jest cząstka  $\alpha$ ,  ${}^9_{\Lambda}Be$  — jądro  ${}^8Be$ , a  ${}^6_{\Lambda\Lambda}He$  znów cząstka  $\alpha$ .

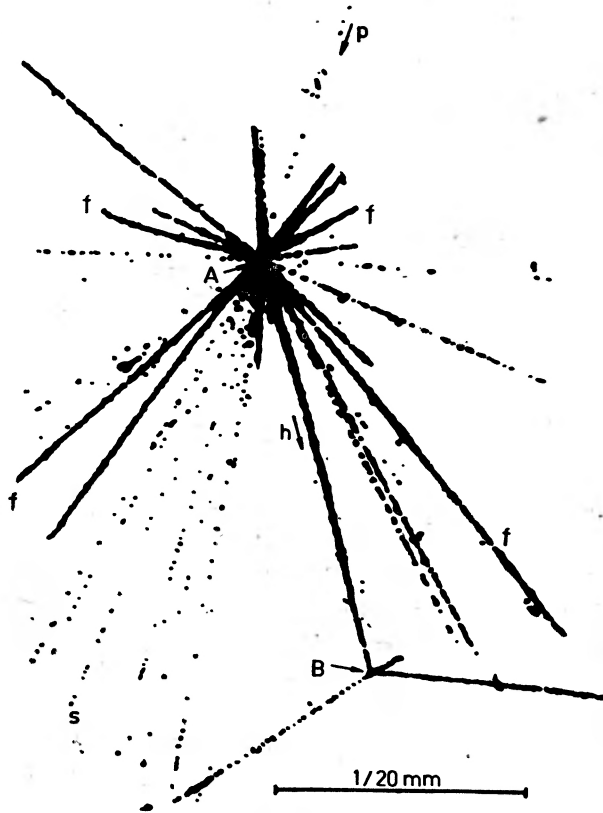
#### 5. Pierwsze hiperjądro

Znaleziony w Warszawie pierwszy przypadek hiperjądra [9] (rys. 1) powstał w wyniku zderzenia cząstki promieniowania kosmicznego z jądrem bromu lub srebra emulsji foto-

<sup>3</sup> Jedynie ostatni zapis, w którym liczba barionowa i wskaźnik  $\Lambda$  poprzedzają symbol identyfikujący hiperjądro należy uznać za właściwy, tj. zgodny ze sposobem zapisu symboli jądrowych ustalonym przez komisję IUPAP-u [32].



graficznej<sup>4</sup>. Tor fragmentu ostatecznie uznanego za hiperjądro swym wyglądem wskazywał, że  $Z$  fragmentu jest bliskie 5, oraz że cokolwiek dalej się z nim dzieje, dotyczy fragmentu w spoczynku lub bardzo już spowolnionego, przy czym czas jego lotu wynosił około 4ps. Cztery tor-y wychodzące z końca toru fragmentu mogły być zatem jedynie torami cząstek wtórnych powstałych w wyniku spontanicznego rozpadu tego fragmentu żyjącego co



Rys. 1. Pierwszy przypadek hiperjądra [9]:  $p$  — cząstka pierwotna,  $A$  — rozbicie jądra emulsji fotograficznej,  $h$  — hiperfragment,  $f$  — inne fragmenty jądrowe,  $s$  — dżet cząstek szybkich,  $B$  — rozpad hiperfragmentu

najmniej 4ps. Przypadkowe nałożenie niezależnego zdarzenia było wysoce nieprawdopodobne w warunkach naświetlenia przegładanego bloku emulsji.

Dokładna analiza kinematyczna rozpadu ograniczona do jednego płątka emulsji o grubości  $600\ \mu$  nie mogła być w pełni wykonana. W szczególności jeden z torów wychodzący z emulsji można było przypisać protonowi lub pionowi. Gdyby założyć, że chodziło tu o zwykły fragment jądrowy, niezidentyfikowaną cząstką mógł być tylko proton. Jednak

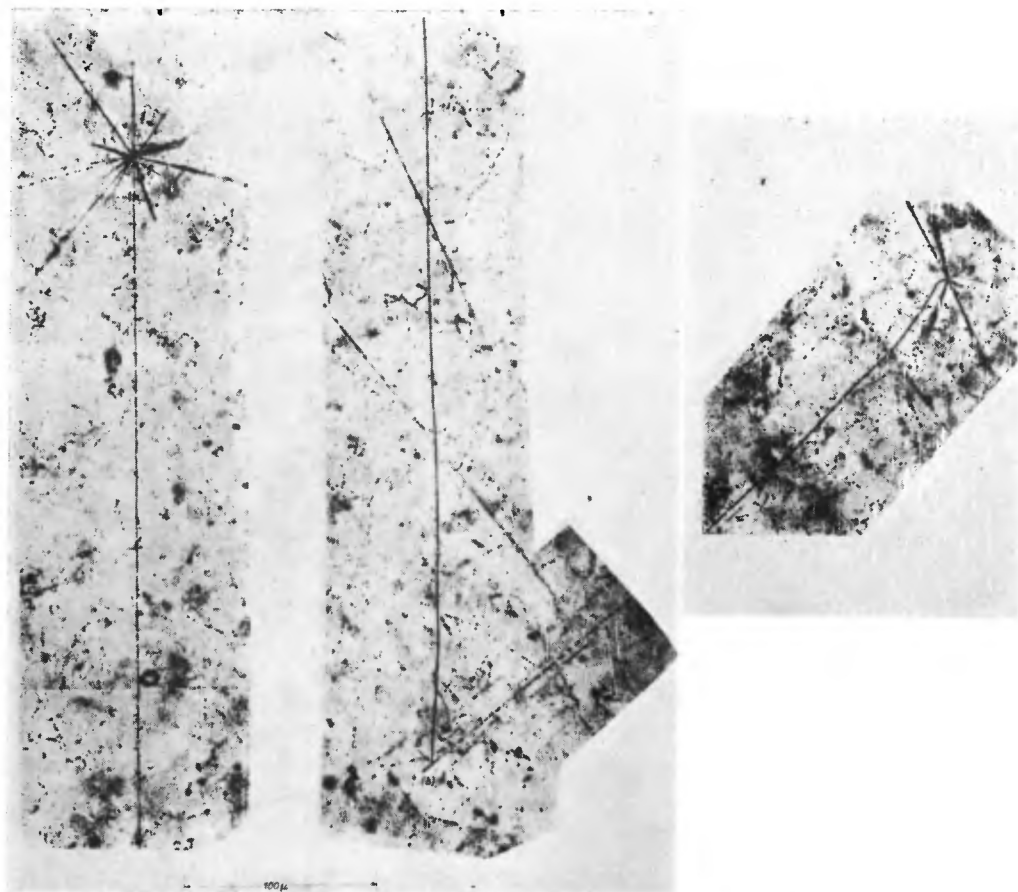
<sup>4</sup> Przypadek ten był znaleziony w bloku emulsji przekazanej laboratorium warszawskiemu przez ośrodek bristolski w roku 1952.

oszacowane energie kinetyczne cząstek naładowanych i koniecznych do zrównoważenia pędu neutronów oraz ich energie wiązania we fragmencie wskazywały, że całkowita energia wydzielona w rozpadzie wynosiła nie mniej niż 140 MeV. Długi czas życia ( $\tau \geq 4$  ps) obok tak dużej energii rozpadu dowodziły niezwykłości przypadku. Ostatecznie uznano, że nie może to być silnie wzbudzony zwykły fragment jądrowy i że można brać pod uwagę jedynie dwie interpretacje: pierwsza, że obserwowany fragment był mezoatomem  $\pi$ , druga zaś, że zawierał związany hiperon  $\Lambda$ . Przeciw pierwszej ewentualności przemawiała trudność wyjaśnienia mechanizmu schwywania mezonu  $\pi$  przez fragment wytworzony w zderzeniu wysokiej energii. Dziś można by ocenić, że mezon  $\pi$  musiałby być wyniesiony w stanie 3d lub 4f. Silniej związany mezon nie przetrwałby czasu lotu, natomiast luźniej związany byłby stracony w locie. Zresztą cały proces z trudnością mieści się w wyznaczonych granicach czasu [34]. Tymczasem na podstawie samej analizy kinematycznej badanego przypadku trudno jest wykluczyć możliwość rozpadu któregoś z mezoatomów, np. mezoatomu azotu 13, choć mechanizm unieśnienia mezonu przez fragment jest nadal niejasny i dotychczas nie został znaleziony ani jeden zidentyfikowany przypadek mezoatomu powstałego bezpośrednio w zderzeniu wysokiej energii. Przyjmując drugą możliwość — fragmentu, z wiązanym hiperonem  $\Lambda$ , należało ponownie dopuścić, że jedną z cząstek wtórnych mógł być mezon  $\pi$ , czego ani analiza kinematyczna, ani charakterystyka toru nie mogły rozstrzygnąć. Nie udało się tego ustalić w roku 1952 i nie wiadomo czy był to mezonowy, czy niemezonowy rozpad hiperjądra. Możliwa do wykonania analiza kinematyczna według obecnych kryteriów wskazuje jedynie, że mógł to być mezonowy rozpad np.  ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ ,  ${}^{13}_\Lambda\text{C}$  lub  ${}^{11}_\Lambda\text{B}$ , albo niemezonowy rozpad jednego z hiperjąder między  ${}^9_\Lambda\text{B}$  a  ${}^{14}_\Lambda\text{N}$ .

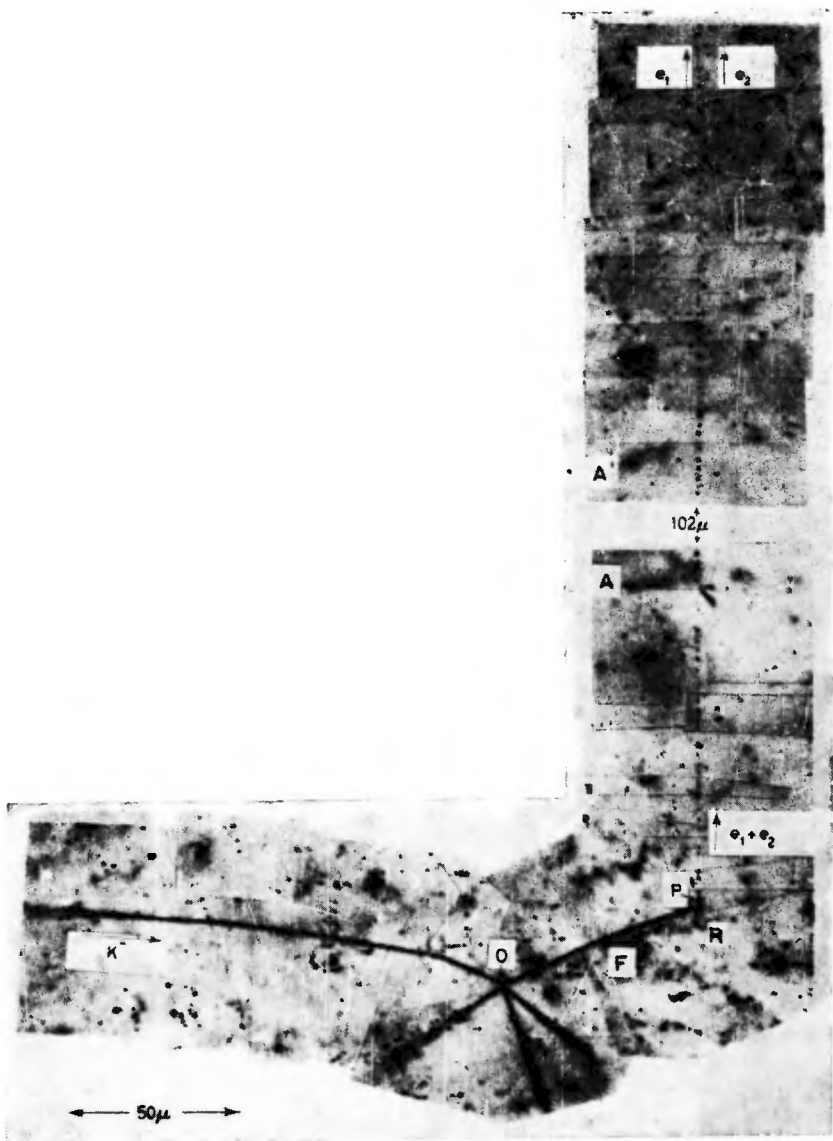
Przytoczona tu analiza pierwszego przypadku hiperjądra jest raczej pewnego rodzaju ciekawostką historyczną nie mającą już żadnego znaczenia merytorycznego. Zaobserwowanie w krótkim czasie dwóch dalszych analogicznych przypadków przez Tidmana i wsp. [10] oraz Crussarda i wsp. [11] wykluczyło ostatecznie przypadkowe nałożenie się niezależnych zdarzeń, a pojawienie się wyraźnego toru mezonu  $\pi$  w przypadku zauważonym przez Crussarda i wsp. dowiodło jednoznacznie, że interpretacja z wiązaniem cząstki  $V_1^0$  jest z pewnością poprawna. Próbę teoretycznego uzasadnienia konieczności odrzucenia interpretacji z mezoatomem podjęli w połowie 1953 roku Cheston i Primakoff (29. 6. 53 [35]).

## 6. Różne kanały rozpadu hiperjąder, pierwsze identyfikacje

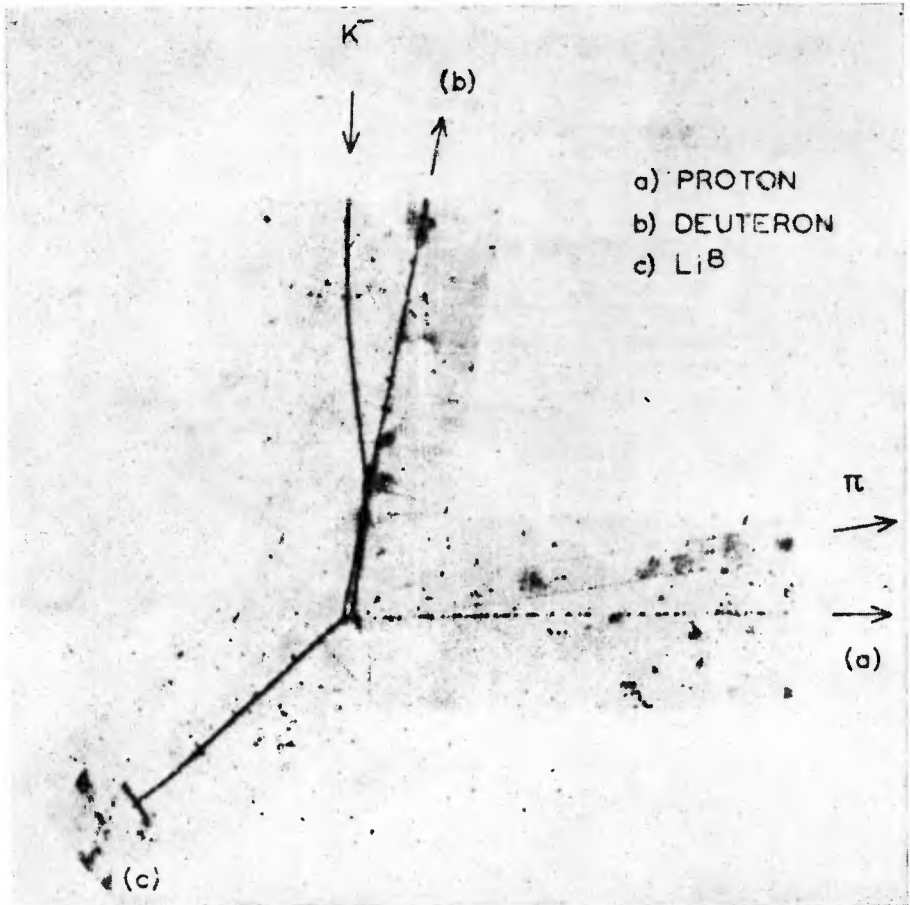
Początkowo płatki emulsji naklejane na szkło składano emulsjami do siebie, by przynajmniej w niektórych przypadkach móc śledzić tory w dwóch sąsiadujących ze sobą płatkach. W roku 1953 zaczęto stosować bloki emulsji warstwowej, której poszczególne płatki (w czasie ekspozycji nienaklejone) były układane warstwami i najwyżej rozdzielane bardzo cienką bibułą (czego później nie stosowano) [36]. Możliwość śledzenia toru w dalszych płatkach emulsji po opuszczeniu pierwotnego płatka pozwoliła Bonettiemu i wsp. (12. 1. 54 [37]) na dokonanie pierwszej pełnej identyfikacji zaobserwowanego przypadku hiperjądra. W ten sposób ustalili dwuciałowy rozpad hipertrytu z emisją mezonu  $\pi^-$ :  ${}^3_\Lambda\text{H} \rightarrow \pi^- + {}^3\text{He}$  (rys. 2). Z deficytu wydzielonej energii wyznaczono energię wiązania



Rys. 2. Pierwszy w pełni zidentyfikowany przypadek hiperjądra  $[37] \Lambda^3\text{H} \rightarrow \pi^- + {}^3\text{He}$ . Na końcu toru mezonu gwiazda wychwytu



Rys. 3. Rozpad z emisją mezonu  $\pi^0$  [39]  ${}^4\text{He} \rightarrow \pi^0 + \alpha$ ,  $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + (\gamma)$



Rys. 4. W pełni zidentyfikowany rozpad niemezonowy [41]  ${}_{\lambda}^{11}\text{B} \rightarrow {}^8\text{Li} + d + p$

hiperonu  $\Lambda$ :  $B_{\Lambda}(^3\text{H}) = (1 \pm 1) \text{ MeV}$ . W istocie była to pierwsza wskazówka jak silnie cząstka  $\Lambda$  może wiązać się w strukturze hiperjądrowej<sup>5</sup>.

Istnieją dwa mezonowe kanały rozpadu swobodnego hiperonu  $\Lambda$ : 1)  $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$  (64.2%) i 2)  $\Lambda \rightarrow n + \pi^0$  (35.8%), [38].

Dwuciałowy rozpad hiperjądra z emisją mezonu  $\pi^0$  był po raz pierwszy zaobserwowany w roku 1958 przez Levi Settiego i Slatera (1. 5. 58 [39]). Mezon  $\pi^0$  ujawnił swą obecność dzięki dalitzowskiej parze elektronów wyraźnie widocznej na rys. 3<sup>6</sup>. Hiperjądro zostało zidentyfikowane jako hiperhel 4:  ${}^4_{\Lambda}\text{He} \rightarrow \pi^0 + {}^4\text{He}$ ,  $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$ .

W tym samym roku Schneps (31. 7. 58 [40]) zaobserwował rozpad hiperjądra z emisją mezonu  $\pi^+$ , zidentyfikowanego przez rozpad  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ , jednak nie udało mu się dokonać jednoznacznej identyfikacji samego hiperjądra, — mogło nim być hiperjądro litu 7 lub berylu 7:  ${}^7_{\Lambda}\text{Li}({}^7\text{Be}) \rightarrow \pi^+ + {}^6\text{He}({}^6\text{Li}) + n$ . Wykrycie szeregu dalszych przypadków rozpadu hiperjąder z emisją mezonu  $\pi^+$ , w tym przede wszystkim  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ , umożliwiło przeanalizowanie trzech podstawowych modeli mogących wytłumaczyć mechanizm pojawienia się tego kanału rozpadu, nieznanego w przypadku swobodnego hiperonu  $\Lambda$ .

Oczywiście od początku obserwowano liczne przypadki rozpadów niemezonowych będących przejawem wymuszonego rozpadu hiperonu  $\Lambda$  w wyniku słabych oddziaływań z nukleonami:  $\Lambda + N \rightarrow n + N$ . Szybko zdano sobie sprawę, że udział tego kanału rozpadu bardzo silnie wzrasta wraz z liczbą barionową hiperjądra i że nie można go traktować jedynie jako wynik absorpcji powstającego mezonu  $\pi$  [35]. Niemezonowe rozpady hiperjąder rzadko dają się zidentyfikować. Pierwszy taki przypadek podany był przez Evansa i wsp. w roku 1959 [41]. Charakterystyczny wygląd „toru młotkowego”  ${}^8\text{Li}$ , przy braku neutronów wśród cząstek wtórnych, umożliwił jednoznaczny identyfikację obserwowanego hiperjądra:  ${}^{11}_{\Lambda}\text{B} \rightarrow {}^8\text{Li} + {}^2\text{H} + {}^1\text{H}$  (rys. 4).

Przyjęto nazywać mezonowymi jedynie te rozpady hiperjąder, w których obecność mezonu  $\pi$  zostaje wyraźnie stwierdzona, tak więc rozpady z emisją mezonu  $\pi^0$ , na ogół nieodróżnialne od rozpadów niemezonowych, są zwykle zaliczane do niemezonowych.

Próby wykrycia leptonowych rozpadów hiperjąder, czy rozpadów mezonowych z towarzyszącym fotonem  $\gamma$  nie zostały uwieńczone wyraźnie pozytywnym wynikiem. Proponowane przykłady nie były jednoznaczne a w późniejszej analizie licznie obserwowanych rozpadów hiperjąder nie znaleziono żadnego. Prawdopodobnie stanowią one znikomy procent ogólnej liczby rozpadów hiperjądrowych, na co wskazują z jednej strony znane częstości takich rozpadów swobodnego hiperonu  $\Lambda$ :  $p e^- \nu: (8.07 \pm 0.28) \times 10^{-4}$ ;  $p \mu^- \nu: (1.57 \pm 0.35) \times 10^{-4}$ ;  $p \pi^- \gamma: (8.5 \pm 1.4) \times 10^{-4}$  [38], z drugiej — wyniki rachunków wykonanych przez Lyulkę (1963) oraz Mc Namee i Oakes (1966) [42] dla rozpadów:  ${}^4_{\Lambda}\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$  i  ${}^4_{\Lambda}\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ . Rachunki te sugerowały podobny udział rozpadów leptonowych w przypadku związanego hiperonu  $\Lambda$ . Wykrycie i jednoznaczne rozpoznanie

<sup>5</sup> W zasadzie można było założyć, że w tym przypadku obserwowano rozpad  ${}^4_{\Lambda}\text{H} \rightarrow \pi^- + {}^4\text{He}$  z energią wiązania hiperonu około 15 MeV, co jednak już wówczas, na podstawie innych nie w pełni zidentyfikowanych przypadków, byłoby raczej trudne do przyjęcia.

<sup>6</sup> Przy znacznych powiększeniach głębokość ostrości obrazu mikroskopowego jest bardzo ograniczona, stąd reprodukowane fotografie przypadków obserwowanych pod mikroskopem są na ogół mozaiką wielu oddzielnych obrazów uzyskanych dla różnych głębokości. Ślady brzegów poszczególnych odcinków mozaiki widoczne są na rys. 3. Ślady te giną przy użyciu kontrastowego papieru fotograficznego.

tych rozpadów, niezależnie od ich rzadkości, jest niezwykle trudne wobec niemożności dokonania pełnej analizy kinematycznej zdarzeń tego typu.

Np. w roku 1956 Varfolomeev i wsp. [43] zaobserwowali przypadek, który zinterpretowali jako mezonowy rozpad  ${}^4_1\text{H}$  powiązany z emisją fotonu  $\gamma$ :  ${}^4_1\text{H} \rightarrow \pi^- + {}^4_2\text{He} + \gamma$  [ $E_\gamma = (20 \pm 9)$  MeV]. Jednak sami autorzy zauważyli, że przy niezerównoważonym pędzie możliwa jest również inna interpretacja z emisją neutronu:  ${}^4_1\text{He} \rightarrow \pi^- + {}^6_3\text{Li} + n$ , którą można uznać za poprawną i niewątpliwie bardziej prawdopodobną. W roku 1963 Ganguli i wsp. [44] znajdują przypadek interpretowany jako leptonowy rozpad hiperlitu:  ${}^7_3\text{Li} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^3_2\text{He} + \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ . Jedynym argumentem uzasadniającym podaną interpretację była wielkość masy domniemanego mionu, oszacowana na podstawie gęstości ziaren wyznaczonej na całej długości toru liczącej 29 mm. Jednak i tu autorzy przyznają, że gdyby założyć, że był to pion, to cały przypadek należałoby uznać za pospolity mezonowy rozpad hiperlitu 8:  ${}^8_3\text{Li} \rightarrow \pi^- + {}^4_2\text{He} + {}^4_2\text{He}$  z właściwą energią wiązania hiperonu  $\Lambda$ . Trudno byłoby ten przypadek uważać za przykład rzeczywistej obserwacji leptonowego rozpadu hiperjądra, szczególnie wobec niezbyt dużej liczby wszystkich rozpadów hiperjader dostrzeżonych przez autorów. Z drugiej strony, gdyby to jednak był rozpad leptonowy, to widać jak łatwo można byłoby gubić podobne przypadki wśród zwykłych przypadków mezonowych.

W roku 1955 na konferencji w Pizie (12-18. 6. 55) Danysz dokonał pierwszego podsumowania całości prac z fizyki hiperjądrowej wykonanych do tego okresu [45], zaś trzyosobowy zespół: Filipkowski, Gierula i Zieliński na konferencji w Budapeszcie (28-31. 8. 56) przedstawił pełne zestawienie wszystkich przypadków hiperjader zaobserwowanych do roku 1956 [46]. W następnych latach pojawiały się kolejno liczne takie zestawienia różnych autorów.

## 7. Najprostsze struktury hiperjądrowe

Hiperon  $\Lambda$  nie wiąże się z pojedynczym nukleonem tak, że nie znany jest ani hiperdeuter  ${}^2_1\text{H}$ , ani dwubarionowa struktura  ${}^2_2\text{n}$ . Natomiast hipertryt  ${}^3_1\text{H}$  jest jedynym reprezentantem struktur trójbarionowych, będąc jednocześnie najprostszym hiperjadem, zawierającym wszystkie trzy składniki  $\Lambda$ ,  $n$  i  $p$ .

Eksperymentalne próby wykrycia hiperdeuteru doprowadziły wprawdzie do znalezienia rozpadów, które starano się uznać za dowód istnienia hiperdeuteru, jednak proponowane schematy rozpadów:  ${}^2_1\text{H} \rightarrow \pi^-(\pi^0) + p(n) + p$  winny być raczej przypisane rozpadom hipertrytu, bądź hiperonu  $\Sigma^+$  w locie [47]. Podobnie obserwacje w komorze Wilsona dotyczące mogły przypadkowego nałożenia widełek, pochodzących z rozpadu cząstki  $\Lambda$ , na tor protonu (Alexander i wsp. [48]). Natomiast rozpad  ${}^2_1\text{n} \rightarrow \pi^- + p + n$  nie różniłby się od zwykłego rozpadu swobodnej cząstki  $\Lambda$ . Dalsze systematyczne poszukiwania tych struktur nie doprowadziły do ich wykrycia [49], a równolegle prowadzone rozważania teoretyczne wyraźnie wskazywały na bezpodstawność takich poszukiwań [50]. Opierając się na znanych wartościach energii wiązania lekkich hiperjader, a w szczególności hipertrytu, stwierdzano, że cząstka  $\Lambda$  oddziałuje z nukleonami słabiej od neutronu, wobec czego niemożliwe jest znalezienie takiego potencjału oddziaływania  $\Lambda N$ , by uzyskać wiązanie dwubarionowej struktury z hiperonem  $\Lambda$ .

Początkowo sądzono, że hipertryt — reprezentant struktur trójbarionowych, może należeć do izotripletu  ${}^3_1\text{n}$ ,  ${}^3_1\text{H}$ ,  ${}^3_2\text{He}$ . Skłaniało to do poszukiwań dwu pozostałych składo-

wych  ${}^3_1\text{n}$  i  ${}^3_2\text{He}$ , które przy tych założeniach mogłyby być trwale [51]. W zasadzie jednak wszystkie prace eksperymentalne wskazywały na ich brak, a w znalezionym wówczas przykładzie rozpadu:  ${}^3_1\text{n} \rightarrow \pi^- + d + n$  identyfikacja opierała się na niezbyt pewnej ocenie masy domniemanego deuteronu [52]. Ostatecznie pod koniec lat pięćdziesiątych sprawa ta została całkowicie wyjaśniona. Uznano, że obserwowany hipertryt jest izosingletem i nie widziano już możliwości wiązania hiperjader o liczbie barionowej 3 i izospinie 1 (Dalitz i Downs [53]).

### 8. Kryptofragmenty, odkrycie ciężkich hiperjader

Przy wychwycie cząstki dziwnej przez ciężkie jądro powstający hiperon  $\Lambda$  może związać się z największym fragmentem tego jądra tworząc trudne do wykrycia hiperjądro ciężkie. Przyczyną tego jest niemożność rozdzielenia miejsca rozpadu takiego hiperjadera od miejsca jego produkcji. W roku 1955 Friedlander i wsp. [54], a następnie w roku 1956 Goldsack i Lock [55] dostrzegli możliwość znalezienia dowodu na istnienie ciężkich hiperjader produkowanych w wychwycie hiperonów  $\Sigma^-$ . Różnica między wartością energii wydzielonej w przypadku produkcji swobodnego hiperonu  $\Lambda$  a sumą energii wydzielonej w procesach produkcji i niemezonowego rozpadu hiperjadera, zachodzących w tym samym miejscu, jest tak znaczna, że to może rozstrzygnąć czy hiperon  $\Lambda$  został związany. Badania prowadzone w roku 1957 przez zespół laboratoriów należących do tzw. Współpracy Bloku  $K^-$  [56] istotnie dostarczyły tego dowodu. Ciężkie hiperjądra, których nie można obserwować bezpośrednio, zyskały nazwę kryptofragmentów. Są one produkowane zarówno przy wychwycie hiperonów  $\Sigma^-$  jak i mezonów  $K^-$ . Częstość ich produkcji przy wychwycie mezonów  $K^-$  została w roku 1961 oszacowana dla jąder emulsji fotograficznej przez Zakrzewskiego i wsp. [57], a następnie wyznaczona dokładniej przez Wróblewskiego i wsp. [58].

Próba wykrycia jawnych przypadków ciężkich hiperjader jako fragmentów rozszczepienia spowodowanego przez mezony  $K^-$ , podjęta w roku 1959 przez Levi Settiego i Slatera [59], nie stanowiła zachęty do kontynuowania poszukiwań realizowanych na tej drodze.

Ostateczne wykrycie ciężkich hiperjader rozpadających się poza miejscem produkcji jest zasługą zespołu Jones i inni (1961, [60]), który zgodnie z sugestią J. Zakrzewskiego posłużył się do tego celu wiązką mezonów  $K^-$  o pędzie 800 MeV/c. Mezony  $K^-$  oddziałując w locie przekazywały produkowanym ciężkim hiperjądrům dostatecznie duży pęd, aby miejsca produkcji i rozpadu można było rozdzielić. Systematyczne badania produkcji i własności ciężkich hiperjader przy użyciu wiązek mezonów  $K^-$  o coraz wyższych pędach prowadzone były w latach 1961-1968 przede wszystkim przez zespół laboratoriów należących do Europejskiej Współpracy  $K^-$  [61]. Badania te umożliwiły wyznaczenie energii wiązania hiperonu  $\Lambda$  w bardzo ciężkich hiperjądrach oraz ocenę tej energii dla przypadku nieskończenie rozciągniętej materii jądrowej.

### 9. Pary hiperjader, hiperjądra podwójne

Wychwyt hiperonu  $\Xi^-$  o dziwności  $S = -2$ , poprzez jedyną energetycznie możliwą reakcję:  $\Xi^- + p = \Lambda + \Lambda + 28.4 \text{ MeV}$ , prowadzi do jednoczesnej produkcji dwóch hi-



peronów  $\Lambda$ . Jeśli oba te hiperony zostaną związane, mogą powstać dwa oddzielne hiperjądra lub jedno podwójne. Możliwość wytworzenia na tej drodze hiperjądra wiążącego dwa hiperony  $\Lambda$  była zauważona w roku 1955 przez Friedlandera i wsp. [54]. W roku 1958 Okun i wsp. [62] rozważają możliwość uzyskania hiperjąder podwójnych o liczbie barionowej 4 w wyniku wychwytu hiperonu  $\Xi^-$  przez jądro helu 4, a Dalitz i Downs [33] — podwójnego hiperjądra helu 6 w reakcji:  $\Xi^- + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He} + n$ .

Mimo tych oczywistych ustaleń, pierwsze przykłady sugerujące odkrycie podwójnego hiperjądra, czy jednoczesnej produkcji dwóch hiperjąder, wskazywały na możliwość ich wytworzenia w bezpośrednim oddziaływaniu mezonu  $K^-$  z tarczą (być może nawet mezonu  $\pi^-$ ) wraz z wyraźną czy domniemaną produkcją mezonów  $K$  o dziwności przeciwnej. Dopatrywano się jednak ewentualnego pośredniego udziału związanego hiperonu  $\Xi$ , ulegającego szybkiej przemianie w oddziaływaniu z nukleonami. Wydaje się, że w ten sposób Barkas i wsp. [63] mogli obserwować w roku 1959 pierwsze podwójne hiperjądro. Był to charakterystyczny przypadek trzech kolejnych zdarzeń powstałych w wyniku oddziaływania mezonu  $K^-$  o pędzie 1.15 GeV/c z jądrem emulsji fotograficznej. Jednak ewentualne rozpady obu hiperonów były niemezonowe, co uniemożliwiało identyfikację obserwowanych hiperjąder. W gwiazdzie pierwotnej nie wykryto toru mezonu  $K^+$ , co oczywiście nie wykluczało możliwości emisji mezonu  $K^0$ . Istniała jednak obawa, że być może pierwsza z gwiazd wtórnych była gwiazdą wychwytu powolnego hiperonu  $\Sigma^-$ . W gwiazdzie tej mogło być produkowane zwykle hiperjądro rozpadające się w gwiazdzie ostatniej. W ten sposób całe zdarzenie należy uznać jedynie za możliwy przypadek podwójnego hiperjądra rozpadającego się niemezonowo.

W tym samym roku 1959 Wilkinson i wsp. [64], korzystając z wiązki mezonów  $\pi^-$  o pędzie 4.5 GeV/c, zawierającej pewną domieszkę mezonów  $K^-$ , obserwują jednoczesną produkcję dwóch lekkich hiperjąder rozpadających się mezonowo. Chociaż tu również mezonów  $K^+$  nie wykryto, to jednak interpretacja zdarzenia jest, jak się zdaje, jednoznaczna. Małe energie kinetyczne obu hiperjąder emitowanych w kierunkach przeciwnych mogą sugerować dwustopniowy mechanizm ich produkcji z udziałem krótkożyłowego stanu związanego hiperonu  $\Xi$ .

Piękny przypadek jednoczesnej produkcji dwóch lekkich hiperjąder wraz z mezonem  $K^+$ , powstałych w oddziaływaniu mezonu  $K^-$  o pędzie 2.3 GeV/c, zaobserwowali Steinberg i Prem w roku 1963 (3. 8. 63, [65]). Rozpad  $K^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$  był zarejestrowany w całości. Oba hiperjądra rozpadające się mezonowo zostały zidentyfikowane, jedno jako  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ , drugie jako  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ , bądź  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ . Były one wyemitowane w kierunkach niemal przeciwnych unosząc znaczne energie kinetyczne, co eliminowało możliwość udziału stanu związanego hiperonu  $\Xi$  w produkcji tych hiperjąder.

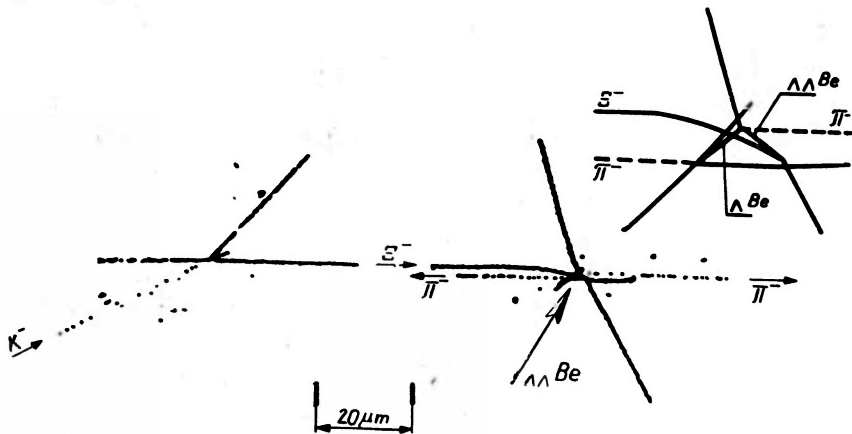
W roku 1968 Bechdolf i wsp. [66], badając oddziaływania mezonów  $K^-$  o pędzie 3-10 GeV/c z ciężkimi jądrami emulsji fotograficznej, dostrzegli cztery przypadki produkcji par hiperjąder. Spośród tych ośmiu hiperjąder jedynie trzy rozpadały się mezonowo tak, że dla większości z nich pełna identyfikacja nie mogła być poprawnie wykonana. W każdym razie, mimo nawet braku wskazań o produkcji towarzyszących mezonów  $K$  z dziwnością dodatnią, wydaje się, że przypadki te istotnie mogą być właściwymi przykładami jednoczesnej produkcji dwóch hiperjąder.

Niestety nie znaleziono żadnego przykładu produkcji pary hiperjąder wytworzonej

w wychwycie swobodnego hiperonu  $\Xi^-$ , a przypadek podany przez Bhowmika w roku 1963 [67], jak wykazali Prem i Steinberg (1964 [68]), nie był właściwie zinterpretowany.

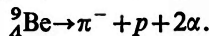
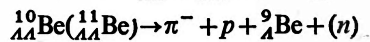
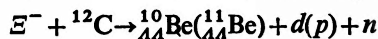
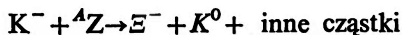
Pierwszą próbę teoretycznej oceny stabilności podwójnych hiperjąderek podjął Iwao w roku 1961 [69]. W rachunkach swych oparł się na informacjach dotyczących oddziaływań  $\Lambda N$ , uzyskanych z analizy hiperjąderek zwykłych, poza tym założył, że hiperony  $\Lambda$  wiążą się zgodnie z zasadą Pauliego w stanie  $^1S_0$  i że nie występują między nimi siły odpychające. W ten sposób doszedł do wniosku, że stany związane hiperjąderek podwójnych powinny tworzyć się, gdy liczba barionów jest nie mniejsza od 5.

Pierwsze podwójne hiperjądro zostaje ostatecznie odkryte w Warszawie w roku 1963 zgodnie z wstępną sugestią wysuniętą przez J. Zakrzewskiego (Danysz i wsp. [70]). Mezon  $K^-$  o pędzie 1.5 GeV/c produkuje hiperon  $\Xi^-$ , który wychwycony przez jądro węgla 12 w emulsji fotograficznej wytwarza podwójne hiperjądro  ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$  (ew.  ${}^{11}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ ) ulegające dwóm



Rys. 5. Pierwszy przypadek hiperjądra podwójnego [70]

kolejnym rozpadom mezonowym (rys. 5). W sumie cztery następujące po sobie reakcje przebiegały według schematu:



Analiza kinematyczna całego zdarzenia, poza podaną identyfikacją, umożliwiła wyznaczenie energii wiązania obu hiperonów oraz parametrów potencjału ich oddziaływania wzajemnego (Dalitz, 1963 [71]). Pojawia się wiele prac teoretycznych na temat stabilności lekkich podwójnych hiperjąderek. Wszystkie zgodnie stwierdzają niemożność występowania stanów związanych  ${}^3_{\Lambda\Lambda}\text{H}$  i  ${}^3_{\Lambda\Lambda}\text{n}$ .

Odkrycie kolejnego przypadku podwójnego hiperjądra, jednoznacznie zidentyfikowanego, następuje dopiero w roku 1966 (Prowse [72]). Zaobserwowane hiperjądro  ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ , podobnie do pierwszego, zostało wytworzone w wychwycie swobodnego hiperonu  $\Xi^-$  przez jądro węgla 12:  $\Xi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He} + {}^7\text{Li}$ . Dwukrotny mezonowy rozpad tego hiper-

jądra umożliwił wyznaczenie energii wiązania obu hiperonów  $\Lambda$ , a uzyskana stąd wartość  $B_{\Lambda\Lambda}$  stanowiła potwierdzenie wielu rozważań teoretycznych.

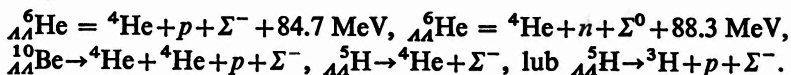
Inne wstępne doniesienia o obserwacji podwójnego hiperjądra (ew. pary hiperjąder) przy bliższej analizie nie wskazywały jednoznacznie na istnienie nowych przypadków tych interesujących struktur.

Warto podkreślić, że analiza pierwszego przypadku podwójnego hiperjądra znalezione w Warszawie była wykonana w niezwykle trudnych warunkach. Splot 10 torów tego przypadku zawarty był w objętości sześcianika o krawędzi  $3\mu$ , dodatkowo spłaszczonego w procesie wywoływania emulsji. Dla potwierdzenia wykonanej analizy przypadek przekazano P. H. Fowlerowi do ponownego niezależnego zbadania w laboratorium w Bristolu. Emulsję poddano specjalnej obróbce, starciu obu powierzchni i spulchnieniu przez zastosowanie odpowiedniej impregnacji. W oczyszczonym i kilkakrotnie pogrubionym płatkem emulsji dostrzeżono wyraźnie wszystkie 10 torów i w pełni potwierdzono wyniki analizy podwójnego hiperjądra, sugerując jedynie możliwość jego produkcji również z jądra tlenu wraz z emisją niewidoczną jednak cząstki  $\alpha$ .

Dwa wykryte przypadki mezonowe hiperjąder podwójnych wskazywałyby na obecność w tym samym materiale znacznie większej liczby przypadków niemezonowych, których jednak nie znaleziono, jeśli nie liczyć niejednoznacznego przypadku Barkasa i wsp. [63]. Być może w wyniku pierwszego niemezonowego rozpadu łatwo uwalnia się drugi hiperon i w ten sposób podwójne hiperjądro znika zanim w pełni ujawni swą obecność. Poza tym między analizowanymi przypadkami niejednoznacznymi mogły występować przypadki właściwe, lecz wobec istniejących zasadniczych niejasności w interpretacji ich niemezonowych rozpadów były po prostu ignorowane. Warto wreszcie pamiętać, że niektóre przypadki rozpadów niemezonowych, jak również rozpad  $\Lambda \rightarrow \pi^0 + n$  mogły łatwo być niezauważone szczególnie przy przeglądzie ogromnego materiału, w którym procent przypadków poszukiwanych był bardzo mały.

Ciekawa jest uwaga Filimonova (1966 [73]) na temat hiperjąder podwójnych. Dostrzega on możliwość ich rozpadu niemezonowego z emisją hiperonu  $\Sigma$  z niemniejszym prawdopodobieństwem od rozpadów mezonowych.

$\Lambda + \Lambda = \Sigma^- + p + 95.57$  MeV,  $\Lambda + \Lambda = \Sigma^0 + n + 99.16$  MeV i ewentualnie  $\Lambda + \Lambda + p = \Sigma^+ + n + n + 100.96$  MeV, co w przypadku konkretnych hiperjąder prowadziłyby do rozpadów:



Spory procent rozpadów zachodzących w tym nowym niemezonowym kanale byłby trudny do wykrycia i oczywiście żaden z tych rozpadów nie został zaobserwowany.

## 10. Czy istnieją inne typy hiperjąder?

Po odkryciu hiperjąder wiążących hiperony  $\Lambda$  poszukiwano podobnych struktur zawierających cięższe hiperony. Oczywiście chodziło o struktury nie ulegające szybkiemu rozpadowi. W tablicy 1A podano wykaz szybkich procesów elementarnych, które w wyniku oddziaływań silnych, występujących między hiperonami i nukleonami, przeprowadzają wszystkie cięższe hiperony w cząstki  $\Lambda$ .

A. Zestawienie szybkich procesów elementarnych typu  $Y+N$ :

$$\begin{aligned} \Sigma^+ + n &= \Lambda + p + 75.1 \text{ MeV}, & \Xi^0 + n &= \Lambda + \Lambda + 23.3 \text{ MeV}, \\ \Sigma^0 + N &= \Lambda + N + 76.9 \text{ MeV}, & \Xi^- + p &= \Lambda + \Lambda + 28.4 \text{ MeV}, \\ \Sigma^- + p &= \Lambda + n + 80.5 \text{ MeV}. \\ \Omega^- + n &= \Xi^- + \Lambda + 174.9 \text{ MeV}, & \Omega^- + p &= \Xi^0 + \Lambda + 180.0 \text{ MeV}. \end{aligned}$$

## B. Przypadki szczególne oddziaływań z nukleonami związanymi:

$$\begin{aligned} \Sigma^+ + \alpha &= {}^4_1\text{He} + p + 56.9 \text{ MeV}, & \Xi^0 + \alpha &= {}^3\text{He} + 2\Lambda + 2.7 \text{ MeV}, \\ \Sigma^0 + \alpha &= {}^4_1\text{He} + n + 58.7 \text{ MeV}, & \Xi^0 + \alpha &= {}^4_1\text{He} + \Lambda + 5.1 \text{ MeV}, \\ \Sigma^- + \alpha &= {}^4_1\text{He} + n + 62.7 \text{ MeV}, & \Xi^- + \alpha &= {}^3\text{H} + 2\Lambda + 8.6 \text{ MeV}, \\ & & \Xi^- + \alpha &= {}^4_1\text{H} + \Lambda + 10.6 \text{ MeV}. \end{aligned}$$

## C. Ewentualne procesy elektromagnetyczne:

$$\begin{aligned} {}^1S_0(\Xi N) &= \Lambda + \Lambda + Q, \\ {}^3S_1(\Xi N) &\neq \Lambda + \Lambda + Q, \\ &= \Lambda + \Lambda + \gamma. \end{aligned}$$

Jeśli  $\Lambda\Lambda$ <sup>5</sup>H i  $\Lambda\Lambda$ <sup>5</sup>He są istniejącymi hiperjądrami podwójnymi, to:

$$\begin{aligned} (\Xi^0 + \alpha) &\equiv {}^5_2\text{He} = \Lambda\Lambda{}^5\text{He} + \gamma \text{ o ile } 5.1 \text{ MeV} < B_{\Xi} < (7.5 + \Delta B_{\Lambda\Lambda}) \text{ MeV} \text{ oraz} \\ (\Xi^- + \alpha) &\equiv {}^5_2\text{H} = \Lambda\Lambda{}^5\text{H} + \gamma \text{ o ile } 10.6 \text{ MeV} < B_{\Xi} < (12.7 + \Delta B_{\Lambda\Lambda}) \text{ MeV} \end{aligned}$$

\* Według danych z roku 1978 [38].

Z podanego zestawienia wynika, że hiperon  $\Omega^-$  nie daje się związać w żadnej strukturze hiperjądrowej, ulegając zawsze szybkiemu rozpadowi, natomiast na tej drodze nie można wykluczyć wiązania hiperonów  $\Sigma$  i  $\Xi$  w przypadku paru bardzo prostych układów:  $\Sigma^- n$ ,  $\Xi^- n$ ,  $\Sigma^- nn$ ,  $\Xi^- nn$  czy układów ładunkowo symetrycznych:  $\Sigma^+ p$ ,  $\Xi^0 p$ ,  $\Sigma^+ pp$ ,  $\Xi^0 pp$ . Dyskusję na ten temat zainicjował Holladay w roku 1955 [74], uznając w owym czasie trwałość wiązania  $\Sigma^- nn$  za najbardziej prawdopodobną. W roku 1957 Podgoretsky [75] zwraca uwagę na ewentualną możliwość wiązania hiperonów  $\Xi^-$  w lekkich jądrach, a w szczególności ze strukturą alfową. Znajdowałoby to uzasadnienie w wyjątkowo niskiej wartości energii  $Q$  wydzielanej przy tworzeniu dwóch cząstek  $\Lambda$  w oddziaływaniu hiperonu  $\Xi$  z nukleonami silnie związanymi w cząstce  $\alpha$  (tablica 1B).

W latach 50. wszelkie wnioski na temat możliwości wiązania innych hiperonów opierano na analizie anomalnych przypadków hiperjąder, w których duże wartości wydzielanej energii nie znajdowały uzasadnienia w rozpadzie hiperonu  $\Lambda$ . Wszystkie podówczas znalezione przykłady rozpadu hiperjąder, wiążących jakoby hiperony  $\Sigma$  lub  $\Xi$ , były niejednoznaczne, przy czym założenie wiązania ciężkiego hiperonu i jego rozpadu okazywało się często sprzeczne z później ustalonymi prawami fizyki cząstek elementarnych. Wydaje się, że ocena energii kinetycznych i identyfikacja cząstek wtórnych mogły nie być poprawnie przeprowadzone [76]. Na pewną uwagę zasługuje przypadek podany w roku 1957 przez Baldo-Ceolin i wsp. [77] sugerujący istnienie wiązania  $\Sigma^+ p$ . Jednak kluczowym argumentem w identyfikacji tego przypadku był wyznaczony ładunek,  $Z = 2$ , hiperfragmentu na podstawie oceny szerokości nieco nachylonego toru o długości zaledwie 22  $\mu$ . Autorzy sami obok tej, ich zdaniem najbardziej prawdopodobnej interpretacji, dostrzegli również inne wyjaśnienia.

Szereg prac teoretycznych poświęcono badaniom możliwości wiązania hiperonów  $\Sigma$  w układach  $\Sigma^- n$  i  $\Sigma^+ p$ . Z rachunków tych wynikały warunki jakim powinny czynić zadość potencjały oddziaływań  $\Sigma N$  (Snow 1958 [78]), czy też jakie modele oddziaływań dopusz-

czyły istnienie takich układów [79]. Podjęto również próby oszacowania możliwości produkcji układu  $\Sigma^- n$  w reakcji  $K^- + d = \pi^+ + \Sigma^- n$  [80] oraz dokonano nawet analizy teoretycznej rozpadu układu  $\Sigma^+ p$  w przypadku gdyby był układem związanym (Filimonov, 1963 [81]). Znajomość względnej parzystości mezonów  $K$  i hiperonów  $\Sigma$ , oraz wyniki doświadczeń nad rozpraszaniem hiperonów  $\Sigma^+$  na protonach umożliwiły podanie bardziej konkretnych wskazań odnośnie produkcji i stabilności rozważanych struktur, których podsumowanie zawierały kolejne artykuły Dalitza (1961, 1965, 1969 [82]). Z przewidywań tych wynikało, że nie da się całkowicie wykluczyć możliwości wiązania układów dwubarionowych tego typu, ale że wiązania te, jeśli w ogóle istnieją, są bardzo słabe.

Interesująca jest dyskusja dotycząca ewentualnego wiązania układu  $\Xi N$  o całkowitym ładunku = 0. Może on występować zarówno w stanie singletu  $^1S_0$  jak i tripletu  $^3S_1$ , przy czym każdy z tych stanów winien być mieszanką stanów izospinu z  $I = 0$  i  $I = 1$  (Dalitz, 1969 [78]). Szybki rozpad zachodzi tylko w przypadku singletu  $^1S_0(\Xi N) \rightarrow \Lambda + \Lambda + Q$ , natomiast zakaz Pauliego czyni ten rozpad niemożliwym dla stanu tripletowego, tak że jedynie emisja fotonu  $\gamma$  jest możliwa:  $^3S_1(\Xi N) \rightarrow \Lambda + \Lambda + \gamma$ . Oddziaływanie  $\Xi N$  w stanie  $^3S_1$ , podobnie jak nukleonów w deuteronie, powinno być dość silne, jednak ze względu na rozpad  $\gamma$  czas życia tej struktury hiperjądrowej nie powinien być dłuższy niż  $10^{-19}$  s (tablica 1C).

Dotychczas nie znaleziono dowodów eksperymentalnych wiązania hiperonów  $\Xi$  czy  $\Sigma$  z pojedynczym nukleonem, lub grupą nukleonów. Bliższa analiza sugestii Podgoretskyego prowadzi do wniosku, że układ  $(\Xi^0 \alpha) \equiv {}^5_2\text{He}$  nie rozpada się na  $\Lambda + {}^4_2\text{He}$ , jeśli nie istnieją podwójne hiperjądra  ${}^5_{\Lambda\Lambda}\text{H}$  i  ${}^5_{\Lambda\Lambda}\text{He}$  i energia wiązania  $B_{\Xi} > 5.1$  MeV, zaś układ  $(\Xi^- \alpha) \equiv {}^5_2\text{H}$  nie rozpada się na  $\Lambda + {}^4_1\text{H}$  gdy  $B_{\Xi} > 10.6$  MeV. Jeśli zaś te hiperjądra podwójne istnieją to w przypadku  $B_{\Xi}$  zawartego w granicach podanych w tablicy 1C powinna zachodzić emisja fotonu  $\gamma$  połączona z przemianą hiperjądra wiążącego hiperon  $\Xi$  na hiperjądro podwójne zawierające dwa hiperony  $\Lambda$ .

Obecne eksperymenty hiperjądrowej spektroskopii mezonów  $\pi$  winny rozstrzygnąć czy jest możliwe bardziej trwałe wiązanie hiperonów  $\Sigma$ , czy jedynie w postaci krótkożytych rezonansów.

Niezależnie od tych rozważań można by myśleć o ewentualnej stabilności struktur złożonych z samych hiperonów. W roku 1961 Nambu i Shrauner [83] podjęli ciekawe rozważania na temat możliwości wiązania hiperonów  $\Sigma$  i  $\Lambda$  w układzie stanowiącym jak gdyby cząsteczkę  $\Lambda_{\pi}\Lambda$ . Niestety rozważania te oparte były na błędnym, choć wówczas sugerowanym przez doświadczenie założeniu różnej parzystości hiperonów  $\Sigma$  i  $\Lambda$ . Poza tym w ich ujęciu energia wiązania obu hiperonów musiałaby przekraczać 52 MeV, by zapobiec spontanicznemu rozpadowi układu na hiperon  $\Xi$  i nukleon.

Abstrahując od tego w istocie nierealnego przypadku na razie nie widać prostej drogi na jakiej można by podjąć eksperymentalne prace w celu znalezienia tak egzotycznych struktur wiążących same hiperony, jak również trudno byłoby podać realistyczną ocenę ich stabilności. Natomiast w rozważaniach astrofizycznych przyjmuje się, że w supergęstych gwiazdach, o gęstości rzędu  $10^{15}$  gcm $^{-3}$ , w wyniku kontrakcji zachodzi spontaniczna przemiana protonów i elektronów w neutrony, a następnie w hiperony. Skład procentowy hiperonów zależy od gęstości materii gwiazdowej, czy też koncentracji barionów w danym miejscu tak, że postępując od środka gwiazdy ku jej peryferiom powinny kolejno zanikać

poszczególne hiperony powodując stopniową zmianę składu gwiazdy. Stężenie leptonów przeciwnie wzrasta ku peryferiom [84]. Ostatnio do tych rozważań wprowadza się również kwarki [85].

Całą gwiazdę można by uznać za gigantyczne hiperjądro, w którym o rozpadzie czy trwałości hiperonów decydują warunki równowagi energetycznej całej gwiazdy. Ich rozpad, podobnie jak rozpad neutronów w jądrze atomowym, może stać się energetycznie niekorzystny.

Przy analizie anomalnych rozpadów hiperjader wzmiankowanych uprzednio wysuwano niekiedy inną, alternatywną interpretację opartą na wiązaniu mezonu  $K$  z dziwnością dodatnią wewnątrz jądra, czy też mezonu  $K^-$  na orbicie kulombowskiej, prowadzące do powstania mezoatomu. Pierwsza sugestia była dyskutowana przez niektórych fizyków nawet po roku 1970 i wreszcie zarzucona wobec braku podstaw do sądzenia, by między mezonami  $K^+$  i nukleonami występowały siły umożliwiające ich wiązanie. Natomiast drugiej możliwości — mezoatomu  $K^-$  — formalnie nie da się wykluczyć i jedynie należy mieć na uwadze trudności w wytłumaczeniu mechanizmu jego powstania w bezpośrednim akcie oddziaływania wysokiej energii oraz jego trwałości przez czas odpowiednio długi.

### 11. Jądra powabne?

Odkrycie cząstek powabnych zachęciło fizyków do podjęcia rozważań na temat możliwości wiązania barionów powabnych z nukleonami. W analogii do hiperjader dyskutowano problem istnienia jąder powabnych (Tyapkin [86], Iwao [87], Dover i Kahana [88]). Pojawiły się sugestie by bariony powabne nazywać superonami, a powabne jądra — superjądrami.

Na razie próby wykrycia jąder powabnych, czy superjader, nie zostały uwieńczone w pełni pozytywnym rezultatem. Wprawdzie np. Batusov i wsp. [89] obserwowali w emulsji fotograficznej zdarzenia interpretowane jako przypadki rozpadu superjader wytworzonych w oddziaływaniach protonów o energii 70 i 250 GeV z jądrami emulsji, jednak każdy z pięciu zanotowanych przypadków znajdował się na tle torów obfitego pęku pionów. W tych warunkach mogło to być oddziaływanie mezonu wysokiej energii przypadkowo nałożone na koniec toru jednego z fragmentów jądra tarczy. Taka koincydencja jest, jak się wydaje, znacznie bardziej prawdopodobna od wytworzenia superjądra.

Wstępne wyniki uzyskane przez zespół poszukujący barionów powabnych (CERN 1979) wskazują, że czas życia tych barionów zawiera się w granicach  $10^{-13}$ - $10^{-12}$  s.

Można sądzić, że jądra powabne istnieją, jednak prawdopodobieństwo związania powabnego barionu, wytworzonego wraz z cząstką o powabie przeciwnym i z konieczności posiadającego znaczną energię kinetyczną, jest zapewne niewielkie. Krótki czas życia mezonów powabnych przekreśla nadzieję na szukanie rozwiązania analogicznego do produkcji hiperjader w oddziaływaniach mezonów  $K^-$ . Poza tym istniałaby możliwość tworzenia superjader przez wysokoenergetyczne leptony np. neutrina. Po tej uwadze warto sięgnąć do prac wykonywanych w latach 50. przy użyciu bloków emulsji fotograficznej wystawianych na działanie promieniowania kosmicznego. W istocie w owym okresie opublikowano szereg prac, w których autorzy obserwując anomalne przypadki rozpadu hiperjader identyfikują wśród cząstek wtórnych mezony  $K$  [90-94]. Jak wiadomo poza

barionami powabnymi jedynie w rozpadzie hiperonu  $\Omega^-$  może pojawić się mezon  $K$ . Jednak jak wynika z danych tablicy 1A hiperon ten nie może być związany z nukleonami,

Identyfikacja mezonu  $K$  we wszystkich przypadkach opierała się jedynie na pomiarach jonizacji dających ocenę jego masy. Przypadki te są o tyle interesujące, że bilans energetyczny rozpadów większości z nich był podobny oraz że w czterech przypadkach cząstka pierwotna była neutralna, można by sądzić — neutrinu. Niewytłumaczalna byłaby jednak liczba obserwowanych przypadków nie znajdujących uzasadnienia ani w ewentualnej liczbie neutrin w promieniowaniu kosmicznym, ani w szacowanym przekroju czynnym. Z drugiej strony identyfikacja domniemyanych mezonów  $K$  ani w jednym przypadku nie została potwierdzona rozpadem czy charakterystycznym dla nich oddziaływaniem. Najskrupulatniej wykonana praca [94] dotyczyła akurat dwóch przypadków uzyskanych w wyniku oddziaływania mezonów  $\pi^-$ . Wydaje się, że zaobserwowane zdarzenia można wytłumaczyć uchybieniami w standaryzacji bloku emulsji, w każdym razie dużym ryzykiem byłoby dostrzeżenie w nich pierwszych przypadków rozpadu jąder powabnych.

\* \* \*

Niniejszy artykuł rozpoczyna cykl opracowań ukazujących drogi rozwoju fizyki hiperjąder od ich odkrycia do chwili obecnej. Pewne problemy, które zgodnie z tytułem pierwszego artykułu, powinny być w nim zawarte, zostały przeniesione do następnych opracowań. Kolejne artykuły będą ukazywać się w odstępach paromiesięcznych. Treścią ich będą problemy zgrupowane według następującego planu:

## 2. Podstawowe własności hiperjąder.

Zidentyfikowane typy hiperjąder, ich energie wiązania, czasy życia, spiny, produkcja i rozpad.

## 3. Spektroskopia hiperjądrowa.

Izomeria hiperjądrowa, spektroskopia gamma i mezonów  $\pi$ , perspektywy, przewidywania teoretyczne.

## 4. Rozwój teorii fenomenologicznych fizyki hiperjąder.

Oddziaływania  $\Lambda N$  i  $\Lambda\Lambda$ . Wiązanie i rozpad hiperonu  $\Lambda$ .

## 5. Techniki eksperymentalne stosowane w fizyce hiperjąder.

Detektory: Emulsja fotograficzna, komora pęcherzykowa, liczniki.

Wiązki produkujące hiperjądra: Mezony  $K^-$ , protony, ciężkie jony relatywistyczne.

## 6. Wybrane zagadnienia fizyki hiperjąder.

### Literatura

- [1] G. D. Rochester, C. C. Butler, *Nature* **160**, 855 (1947); p. również L. Leprince-Ringuet, L'Heritier, *C. R. Acad. Sci.*, Paris **219**, 618 (1944).
- [2] R. Brown, U. Camerini, P. H. Fowler, H. Muirhead, C. F. Powell, M. D. Ritson, *Nature* **163**, 82 (1949).
- [3] R. Armenteros, K. H. Barker, C. C. Butler, A. Cachon, A. H. Chapman, *Nature* **167**, 501 (1951).

- [4] R. B. Leighton, S. D. Wanlass, W. L. Alford, *Phys. Rev.* **83**, 843 (1951); R. B. Leighton, S. D. Wanlass, C. D. Anderson, *Phys. Rev.* **89**, 148 (1953).
- [5] H. Bridge, H. Courant, B. Rossi, *Phys. Rev.* **85**, 159 (1952).
- [6] A. Bonetti, R. LeviSetti, M. Panetti, G. Tomasini, *Nuovo Cimento* **10**, 345 (1953).
- [7] A. Pais, *Phys. Rev.* **86**, 663 (1952).
- [8] D. C. Peaslee, *Phys. Rev.* **86**, 127 (1952).
- [9] M. Danysz, J. Pniewski, *Bull. Acad. Polon. Sci.* **3**(1), 42 (1952); *Phil. Mag.* **44**, 348 (1953).
- [10] D. A. Tidman, G. Davis, A. J. Herz, R. M. Tennet, *Phil. Mag.* **44**, 350 (1953).
- [11] J. Crussard, D. Morellet, *C. R. Acad. Sci.*, Paris **236**, 64 (1953).
- [12] D. C. Peaslee, *Prog. Theor. Phys.* **10**, 227 (1953).
- [13] M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* **92**, 833 (1953).
- [14] T. Nakano, K. Nishijima, *Prog. Theor. Phys.* **10**, 581 (1953).
- [15] D. Lal, Yash Pal, B. Peters, *Proc. Ind. Acad. Sci.* **A33**, 398 (1953).
- [16] W. B. Fowler, R. P. Shutt, A. M. Thorndike, L. Whittemore, *Phys. Rev.* **93**, 861 (1954); wstępnie: *Phys. Rev.* **91**, 1287 (1953).
- [17] M. Gell-Mann, A. Pais, Proc. Glasgow Conf. on Nuclear and Meson Physics (13-17. 7. 1954), Pergamon Press 1955, p. 342.
- [18] K. Nishijima, *Prog. Theor. Phys.* **12**, 107 (1954).
- [19] A. Debenedetti, C. M. Garelli, L. Tallone, M. Vigone, *Nuovo Cimento* **12**, 466 (1954).
- [20] J. E. Naugle, E. P. Ney, P. S. Freier, W. B. Cheston, *Phys. Rev.* **96**, 829, 1383 (1954).
- [21] M. Ceccarelli, N. Dallaporta, M. Grilli, M. Merlin, G. Salandin, B. Sechi, M. Ladu, *Nuovo Cimento* **2**, 542 (1955).
- [22] M. Schein, D. M. Haskin, D. Leenow, *Phys. Rev.* **100**, 1455 (1955).
- [23] M. Gell-Mann, Proc. Pisa Conf. (12-18. 6. 1955), *Nuovo Cimento Suppl.* **4**, 848 (1956).
- [24] K. Nishijima, *Prog. Theor. Phys.* **13**, 285 (1955).
- [25] R. D. Hill, E. O. Salant, M. W. Widgoff, L. S. Osborn, A. Pevsner, D. M. Ritson, J. Crussard, W. D. Walker, *Phys. Rev.* **94**, 797 (1954).
- [26] W. F. Fry, J. Schneps, G. A. Snow, M. S. Swami, D. C. Wold, *Phys. Rev.* **107**, 257 (1957).
- [27] W. H. Barkas, W. F. Dudziak, P. C. Giles, H. H. Heckman, F. W. Inman, C. J. Mason, N. A. Nickols, F. M. Smith, *Phys. Rev.* **105**, 1417 (1957).
- [28] R. Gatto, *Nuovo Cimento* **1**, 372 (1955).
- [29] E. Amaldi, C. D. Anderson, P. M. S. Blacket, W. B. Fretter, L. Leprince-Ringuet, B. Peters, C. F. Powell, C. D. Rochester, B. Rossi, B. W. Thomson, *Nuovo Cimento* **11**, 213 (1954).
- [30] W. F. Fry, J. Schneps, M. S. Swami, *Phys. Rev.* **99**, 1561 (1955).
- [31] J. Schneps, M. S. Swami, W. F. Fry, *Phys. Rev.* **100**, 1263 (1955).
- [32] Symbols, Units and Nomenclature in Physics, SUN Commission, Doc. UIP 20 (1978).
- [33] R. H. Dalitz, B. W. Downs, *Phys. Rev.* **111**, 967 (1958).
- [34] Na podstawie danych zaczerpniętych z artykułów: G. Backenstoss, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **20**, 467 (1970); H. Koch, *Muonic and Hadronic Atoms*, p. 87, rep. from *Nuclear and Particle Physics at Intermediate Energies* (1976).
- [35] W. Cheston, H. Primakoff, *Phys. Rev.* **92**, 1537 (1953).
- [36] D. Lal, Yash Pal, B. Peters, *Phys. Rev.* **92**, 438 (1953).
- [37] A. Bonetti, R. LeviSetti, M. Panetti, L. Scarsi, G. Tomasini, *Nuovo Cimento* **11**, 210, 330 (1954).
- [38] Review of Particle Properties, *Phys. Lett.* **75B**, 1 (1978).
- [39] R. LeviSetti, W. Slater, *Phys. Rev.* **11**, 1395 (1958).
- [40] J. Schneps, *Phys. Rev.* **112**, 1335 (1958).
- [41] D. Evans, B. D. Jones, J. Zakrzewski, *Phil. Mag.* **4**, 1255 (1959).
- [42] V. A. Lyulka, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.* **45**, 164 (1963); P. McNamee, R. J. Oakes, *Phys. Rev.* **149**, 1157 (1966).
- [43] A. A. Varfolomeev, R. I. Gerasimova, L. A. Karpova, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **110**, 758 (1956).
- [44] S. N. Ganguli, N. Kameswara Rao, M. S. Swami, *Nuovo Cimento* **28**, 1258 (1963).



- [45] M. Danysz, Hyperfragments, *Nuovo Cimento Suppl.* 4, 609 (1956).
- [46] A. Filipkowski, J. Gierula, P. Zieliński, Survey of the Experimental Hyperfragment Data, Proc. Intern. Conf. of Cosmic Radiation, 28-31. 8. 56, Hungarian Acad. Sc., Budapest 1957, p. 145.
- [47] J. Crussard et al., *Nuovo Cimento* 4, 616 (1956); E. P. George et al., *Nuovo Cimento* 3, 94 (1956).
- [48] G. Alexander et al., *Nuovo Cimento* 2, 365 (1955).
- [49] R. D. Tripp, Annual Conference on High Energy Physics at CERN 1958, p. 184; K. Gottstein, Annual Conference on High Energy Physics at Rochester 1960, p. 438.
- [50] J. M. Blat, S. T. Butler, *Nuovo Cimento* 3, 409 (1956); G. H. Derrick, *Nuovo Cimento* 4, 565 (1956).
- [51] R. H. Dalitz, *Phys. Rev.* 99, 1475 (1955).
- [52] E. Friedlander, S. Bercha, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* 107, 51 (1956).
- [53] B. W. Downs, R. H. Dalitz, *Phys. Rev.* 114, 593 (1959).
- [54] M. W. Friedlander, Y. Fujimoto, D. Keefe, M. G. K. Menon, *Nuovo Cimento* 2, 90 (1955).
- [55] S. J. Goldsack, W. O. Lock, *Nuovo Cimento* 3, 600 (1956).
- [56] A. Bonetti, K-Stack Collaboration, International Conference on Mesons and Recently Discovered Particles, Padova-Venezia 1957, Comunicazioni II 79.
- [57] J. Zakrzewski, praca doktorska, Bristol 1961, str. 158; D. H. Davis, M. Csejthey-Barth, J. Sacton, B. D. Jones, B. Sanjeevaiah, J. Zakrzewski, *Nuovo Cimento* 22, 275 (1961).
- [58] A. Wróblewski, praca doktorska, Warszawa 1961; A. Filipkowski, E. Marquit, E. Skrzypczak, A. Wróblewski, *Nuovo Cimento* 25, 1 (1962).
- [59] R. LeviSetti, W. E. Slater, *Nuovo Cimento* 14, 895 (1959).
- [60] B. D. Jones, B. Sanjeevaiah, J. Zakrzewski, M. Csejthey-Barth, J. P. Langnaux, J. Sacton, M. J. Beniston, E. H. S. Burhop, D. H. Davis, Proc. of the Aix-en-Provence Conf. 1961, p. 363; *Phys. Rev.* 127, 236 (1962).
- [61] Np.: E. R. Fletcher, J. Lemonne, P. Renard, J. Sacton, D. O'Sullivan, T. P. Shah, A. Thompson, P. Allen, Sr. M. Heeren, A. Montwill, J. E. Allen, M. J. Beniston, D. A. Garbutt, R. C. Kummar, P. V. March, T. Pniewski, J. Zakrzewski, *Phys. Lett.* 3, 280 (1963); G. Coremans, T. Cantwell, A. Thompson, F. Esmael, D. Stanley, T. Pniewski, *Nuovo Cimento* 61A, 525 (1969).
- [62] L. B. Okun, I. Ya. Pomeranchuk, I. M. Shmukevich, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 34, 1246 (1958).
- [63] W. H. Barkas, N. N. Biswas, D. A. DeLise, J. H. Dyer, H. H. Heckman, F. W. Smith, *Phys. Rev. Lett.* 2, 466 (1959).
- [64] D. H. Wilkinson, S. J. StLorant, D. K. Robinson, S. Lokanathan, *Phys. Rev. Lett.* 3, 397 (1959).
- [65] P. H. Steinberg, R. J. Prem, *Phys. Rev. Lett.* 11, 429 (1963).
- [66] A. Bechdollff, G. Baumann, J. P. Gerber, P. Cüer, *Phys. Lett.* 26B, 174 (1968).
- [67] B. Bhowmik, *Nuovo Cimento* 29, 1 (1963).
- [68] R. J. Prem, P. H. Steinberg, *Nuovo Cimento* 33, 1214 (1964); B. Bhowmik, *Nuovo Cimento* 33, 1215 (1964).
- [69] S. Iwano, *Nucl. Phys.* 26, 1 (1961).
- [70] M. Danysz, K. Garbowska, J. Pniewski, T. Pniewski, J. Zakrzewski, E. R. Fletcher, J. Lemonne, P. Renard, J. Sacton, W. T. Toner, D. O'Sullivan, T. P. Shah, A. Thompson, P. Allen, Sr. M. Heeran, A. Montwill, J. E. Allen, M. J. Beniston, D. H. Davis, D. A. Garbutt, V. A. Bull, R. C. Kumar, P. V. March, *Phys. Rev. Lett.* 11, 29 (1963); *Nucl. Phys.* 49, 121 (1963); J. Pniewski, Int. Conf. on Hyperfragments, 28-30 March, St. Cergue 1963, Rep. CERN 64-1, p. 117.
- [71] R. H. Dalitz, *Phys. Lett.* 5, 53 (1963); R. H. Dalitz, G. Rajasekharan, *Nucl. Phys.* 50, 450 (1964).
- [72] D. J. Prowse, *Phys. Rev. Lett.* 17, 782 (1966).
- [73] W. A. Filimonov, *Yad. Fiz.* 4, 1010 (1966).
- [74] W. G. Holladay, suggestia prywatna, licznie cytowany w roku 1955, np. R. G. Sachs, *Phys. Rev.* 99, 1573 (1955).
- [75] M. I. Podgoretsky, Hypernuclei, Basic Results and Outlook, Conf. on Use of Thick Emulsion, Dubna 1957.
- [76] W. F. Fry, M. S. Swami, *Phys. Rev.* 96, 809 (1954); C. Castagnoli, G. Cortini, C. Franzinetti, *Nuovo Cimento* 2, 550 (1955).

- [77] M. Baldo-Ceolin, W. F. Fry, W. D. G. Greening, H. Huzita, S. Limentani, *Nuovo Cimento* **6**, 144 (1957).
- [78] G. A. Snow, *Phys. Rev.* **110**, 1192 (1958).
- [79] F. Ferrari, L. Fonda, *Nuovo Cimento* **6**, 1027 (1957).
- [80] A. Pais, S. B. Treiman, *Phys. Rev.* **107**, 1396 (1957); T. B. Day, G. A. Snow, *Phys. Rev. Lett.* **2**, 59 (1959); O. Dahl, N. Horwitz, D. Miller, J. Murray, *Phys. Rev. Lett.* **4**, 428 (1960).
- [81] W. A. Filimonov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **45**, 1954 (1963).
- [82] R. H. Dalitz, Hypernuclei and the Hyperon-Nucleon Interaction, Proc. Rutherford Jubilee Int. Conf. Heywood, London 1961, p. 130; Nuclear Interactions of the Hyperons, Oxford Univ. Press 1965, p. 95; Some Nuclear Aspects of  $\Lambda$ -Hypernuclear Physics, from Nuclear Physics, ed. C. DeWitt, V. Gillet 1969, p. 703.
- [83] Y. Nambu, J. Shrauner, *Nuovo Cimento* **21**, 864 (1961).
- [84] G. S. Sahakian, Yu. L. Vartanian, *Nuovo Cimento* **30**, 82 (1963).
- [85] R. L. Bowers, A. M. Gleeson, R. D. Pedigo, *Phys. Rev.* **D12**, 3056 (1975).
- [86] A. A. Tyapkin, *Yad. Fiz.* **22**, 181 (1975).
- [87] S. Iwao, *Lett. Nuovo Cimento* **19**, 647 (1977).
- [88] C. B. Dover, S. H. Kahana, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1506 (1977).
- [89] Ya. A. Batusov, S. A. Bunyatov, V. V. Lyukov, V. M. Sidorov, A. A. Tyapkin, V. A. Yarba, Dubna, E1 — 10069 (1976).
- [90] W. F. Fry, J. Schneps, M. S. Swami, *Nuovo Cimento* **2**, 346 (1955); *Phys. Rev.* **97**, 1189 (1955); *Phys. Rev.* **99**, 1561 (1955).
- [91] A. A. Varfolomev, R. I. Gerasimova, L. A. Karpova, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **110**, 959 (1956).
- [92] A. P. Grigoreev, Ye. P. Toporkova, A. I. Fiesenko, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **32**, 1589 (1957).
- [93] B. P. Bannik, U. G. Gulyamov, D. K. Kopylova, A. A. Nomofilov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **34**, 286 (1958).
- [94] S. A. Azimov, U. G. Gulyamov, R. Karimova, B. G. Rakhimbayev, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **38**, 697 (1960).

Robert R. Galazka

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

## Półprzewodniki półmagnetyczne

### Semimagnetic Semiconductors

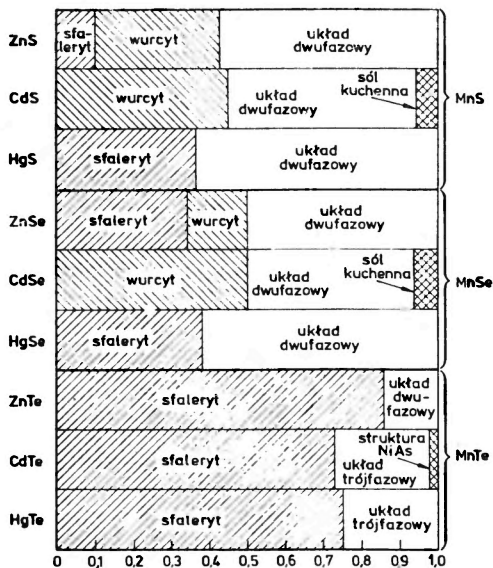
*Abstract:* Mixed crystals of a semiconductor and a magnetic semiconductor from a new interesting class of materials. Recent developments in theory and experiments on such materials are reviewed.

#### 1. Wstęp

Półprzewodniki półmagnetyczne, mimo że stanowią bardzo młodą grupę materiałów, mają już swoją historię zarówno w Polsce, jak i na terenie międzynarodowym. W *Postęпах Fizyki* ukazał się w 1977 r. [1] artykuł pod tym samym tytułem zawierający referat wygłoszony w kwietniu 1977 r. w Jaszowcu na Seminarium Związków Półprzewodnikowych. We wrześniu 1978 r. na XIV Międzynarodowej Konferencji Fizyki Półprzewodników w Edynburgu półprzewodniki półmagnetyczne stanowiły temat jednego z zamówionych przez organizatorów referatów [2]. W ciągu ostatnich dwu lat niektóre ośrodki naukowe w ZSRR, USA, Francji i Japonii rozpoczęły badania w tym kierunku, bądź zintensyfikowały wcześniej rozpoczęty program badawczy w tej dziedzinie.

Obecny artykuł nawiązuje w części do obu wyżej wymienionych referatów, stanowi jednak przede wszystkim prezentację obecnych poglądów i niektórych nowych wyników doświadczalnych.

Półprzewodniki półmagnetyczne zawierają w swoim składzie chemicznym pierwiastki metali przejściowych lub ziem rzadkich, charakteryzujące się silnym momentem spinowym, jak np. Mn, Cr czy Eu, Gd. Najczęściej są to roztwory stałe związków półprzewodnikowych, np. CdTe z odpowiednim magnetykiem, w tym przypadku np. MnTe lub EuTe. Rys. 1, zawiera zebrane dane literaturowe pokazujące w jakich proporcjach można używać roztwory stałe związków półprzewodnikowych II-VI z odpowiednimi chalcogenidkami Mn [3]. Mangan jest pierwiastkiem najczęściej dwuwartościowym i ze względu na silny moment spinowy bardzo odpowiada wymaganiom fizycznym i technologicznym



Rys. 1. Schemat tworzenia się roztworów stałych półprzewodników II-VI z odpowiednimi chalcogenidami Mn [3]

stawianym półprzewodnikom półmagnetycznym bazującym na związkach półprzewodnikowych typu II-VI. Materiał doświadczalny przedstawiony w tym artykule pochodzi z pomiarów własności dwu półprzewodników półmagnetycznych:  $\text{HgMnTe}$  i  $\text{CdMnTe}$ , otrzymanych właśnie na bazie półprzewodników II-VI z odpowiednimi związkami Mn.

## 2. Ogólna charakterystyka półprzewodników półmagnetycznych

Półprzewodniki półmagnetyczne charakteryzują się pewnymi cechami typowymi dla półprzewodników i pewnymi cechami charakterystycznymi dla materiałów magnetycznych. Nie jest to jednak suma różnych własności półprzewodnikowych i magnetycznych. Dzięki swojego rodzaju superpozycji tych własności można mówić o nowej klasie materiałów, o pewnych własnościach fizycznych charakterystycznych tylko dla tego typu stopów czy roztworów stałych.

Półprzewodniki półmagnetyczne zachowują szereg cech typowych dla półprzewodników, jak np. możliwość zmiany koncentracji i typu nośników prądu w szerokim zakresie koncentracji, zmieniających się o rzędy wielkości. Możemy również mówić o strukturze pasmowej w sensie zależności  $E(k)$ , przynajmniej w okolicy ekstremów pasma walencyjnego i pasma przewodnictwa. Sprawa struktury pasmowej i w ogóle półprzewodnikowych cech tych materiałów nie jest sprawą oczywistą. Częściowo zapełniona powłoka  $d$  czy  $f$  jonów paramagnetycznych leży, w skali energii, pod pasmem walencyjnym i tylko dzięki silnej — typu atomowego — lokalizacji elektronów na atomowych powłokach  $d$  lub  $f$  pasma walencyjne i przewodnictwa spełniają podobną rolę, jak w typowych półprzewodnikach. Gdyby funkcje falowe elektronów  $d$  czy  $f$  zachodziły na siebie na tyle silnie, żeby utworzyć szerokie pasmo,

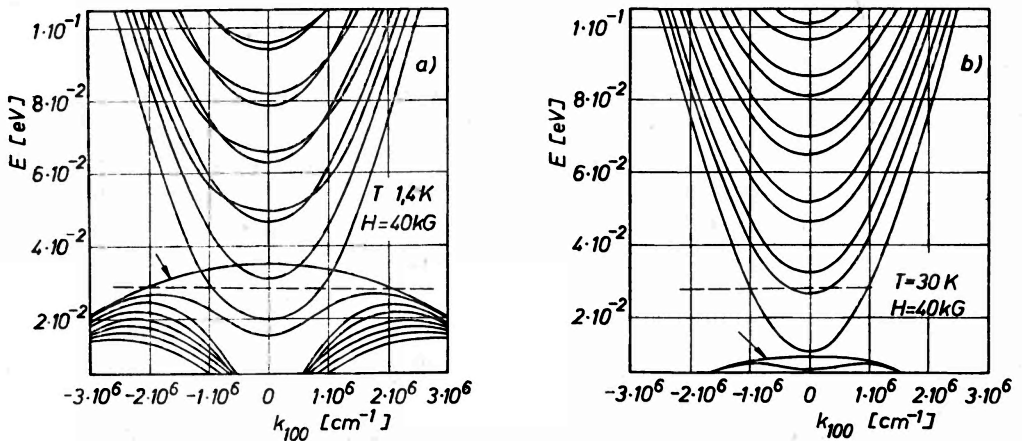
otrzymalibyśmy materiał o przewodnictwie metalicznym i o koncentracji elektronów rzędu koncentracji atomów paramagnetycznych, tzn.  $10^{21}$ - $10^{22}$   $\text{cm}^{-3}$ . W niektórych półprzewodnikach magnetycznych obserwuje się skokowe przejście typu półprzewodnik-metal, które zachodzi na skutek zmiany temperatury bądź ciśnienia hydrostatycznego — jest to efekt związany ze zbliżeniem wzajemnym atomów paramagnetycznych i zwiększeniem przekrycia funkcji falowych elektronów  $d$  lub  $f$ . W półprzewodnikach półmagnetycznych można również oczekiwać tego typu efektów, ale raczej nie w przypadku stopów z Mn lub Eu, ponieważ w obu tych atomach funkcje falowe elektronów  $d$  i  $f$  są silnie zlokalizowane.

Elektrony i dziury oddziałują jednak spinowo z momentami spinowymi powłok  $d$  lub  $f$ , co prowadzi do silnych zmian struktury pasmowej tych materiałów i do różnych efektów fizycznych z tym związanych. Zmiany w strukturze pasmowej są bardzo silnie zależne od zewnętrznego pola magnetycznego i temperatury. Rola pola magnetycznego jest tu szczególnie, ponieważ w większości przypadków, nawet dla dużej koncentracji atomów magnetycznych rzędu dziesiątków procentów molowych składnika magnetycznego nie obserwuje się spontanicznego uporządkowania spinowego, nawet w temperaturach helowych. Bez zewnętrznego pola magnetycznego, ze względu na wzajemną statystyczną kompensację oddziaływań spinowych między jonami paramagnetycznymi, półprzewodniki półmagnetyczne zachowują się jak zwykle półprzewodnikowe kryształy mieszane — przynajmniej, jeśli badamy efekty pierwszego rzędu, najsilniejsze i decydujące o własnościach materiału. Włączenie pola magnetycznego powoduje porządkowanie się spinów jonów paramagnetycznych, przy czym stopień uporządkowania dla danego pola silnie zależy od temperatury. Własności półprzewodników półmagnetycznych związane z wymiennym oddziaływaniem spinowym są więc indukowane czy sterowane zewnętrznym polem magnetycznym.

Z drugiej strony, bezpośrednie oddziaływanie spinowe atomów paramagnetycznych ze sobą jest silnie zaburzone w porównaniu z magnetykami czy półprzewodnikami magnetycznymi. Nie istnieje geometryczny porządek ułożenia jonów paramagnetycznych. Znika symetria oddziaływań spinowych między tymi atomami, nie obserwuje się ostrego przejścia fazowego i temperatury krytycznej typu temperatury Néela czy Curie. Ważnym mechanizmem oddziaływań spinowych pozostaje oddziaływanie RKKY [4, 5] (skrót pochodzi od pierwszych liter nazwisk Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida), czyli oddziaływanie za pośrednictwem ruchliwych nośników prądu, które przenoszą informację o ustawieniu spinów od jednego centrum paramagnetycznego do drugiego. Oddziaływanie to zależy w istotny sposób od własności nośników prądu (np. ich ruchliwości) oraz ich koncentracji. Sprzężenie RKKY jest często odpowiedzialne za oddziaływanie pomiędzy momentami magnetycznymi w metalach, np. metalach ziem rzadkich oraz w stopach metalicznych. Półprzewodniki półmagnetyczne są w tym kontekście bardzo obiecującymi materiałami, ponieważ w tym przypadku mamy bardzo szerokie możliwości regulowania siły tych oddziaływań poprzez zmianę koncentracji nośników prądu, zmianę ich masy efektywnej jak również zmianę koncentracji jonów paramagnetycznych w kryształach. Jest to więc regulowanie czy sterowanie własnościami magnetycznymi kryształu poprzez zmianę ich własności elektronowych. Wszystkie te cechy powodują, że badania półprzewodników półmagnetycznych zarówno od strony teorii, jak i eksperymentu stwarzają wyjątkową szansę dla zbudowania jednolitego obrazu półprzewodników i magnetyków, co jest niewątpliwie jednym z najciekawszych problemów fizyki ciała stałego chwili obecnej.

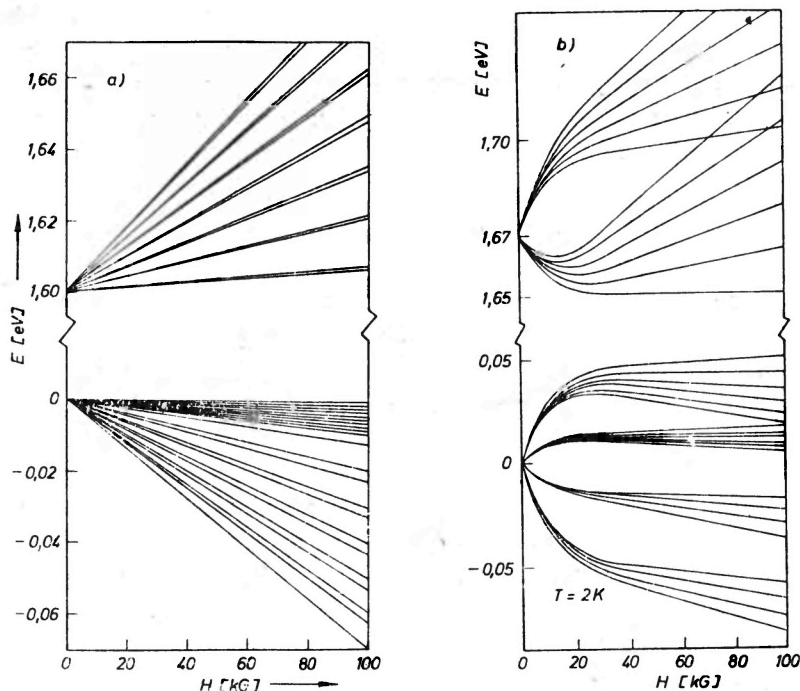
### 3. Problemy teorii półprzewodników półmagnetycznych

Opracowane dotychczas w teorii półprzewodników metody obliczania struktury pasmowej nie uwzględniały wymiennych oddziaływań spinowych. Stwierdzenie to dotyczy tym bardziej teorii struktury poziomów energetycznych w polu magnetycznym [6, 7]. Podejście takie było do tej pory w pełni usprawiedliwione diamagnetyzmem typowych materiałów półprzewodnikowych. Taki opis nie jest jednak wystarczający w przypadku półprzewodników półmagnetycznych. Zarówno struktura pasmowa jak i oddziaływanie wymienne spinowe muszą być wzięte pod uwagę w poprawnym opisie tych materiałów. Pierwsze próby zbudowania teorii struktury pasmowej półprzewodników półmagnetycznych w polu magnetycznym zostały zrobione przez Kossuta [8, 9] oraz Bastarda i współpracowników [10]. Zmodyfikowano istniejącą teorię Pidgeona-Browna opisującą poziomy energetyczne półprzewodnika z wąską przerwą energetyczną w kwantującym polu magnetycznym (innymi słowy, opisującą poziomy Landaua w materiałach z wąską przerwą). Modyfikacja polegała na dodaniu do hamiltonianu rozważanego w metodzie Pidgeona-Browna członów związanych z oddziaływaniem wymiennym między nośnikami prądu i zlokalizowanymi momentami spinowymi atomów paramagnetycznych. W przypadku półprzewodników półmagnetycznych z wąską przerwą energetyczną, zagadnienie znalezienia energii poziomów Landaua sprowadza się do rozwiązania równania macierzowego o wymiarach macierzy  $8 \times 8$ . W przypadku półprzewodników półmagnetycznych z szeroką przerwą energetyczną, np. CdMnTe, mamy również równanie macierzowe, ale o wymiarze macierzy  $4 \times 4$  [11]. Rysunki 2 i 3 przedstawiają wyniki obliczeń struktury pasmowej dla



Rys. 2a, b. Struktura pasmowa HgMnTe 2,5% MnTe  $E(k_x)$  w polu magnetycznym 40 kGs dla dwu temperatur 1.4 i 30 K

półprzewodników półmagnetycznych. Rysunek 2 pokazuje tę strukturę dla HgMnTe w dwóch różnych temperaturach. W temperaturze wyższej (rys. 2b) jest to struktura jakościowo identyczna ze strukturą HgTe czy HgCdTe. Wysoka stosunkowo temperatura powoduje, że układ spinów manganu jest nieuporządkowany, mimo przyłożonego pola magnetycznego, co redukuje wpływ oddziaływań wymiennych na strukturę pasmową.



Rys. 3a, b. Struktura pasmowa  $E(k_z = 0)$  dla CdTe i CdMnTe (5% MnTe)

Tak jak w HgTe, pole magnetyczne indukuje przerwę energetyczną. Natomiast struktura poziomów energetycznych tego samego materiału przy obniżeniu temperatury (rys. 2a) zmienia się w sposób zasadniczy. Zamiast półprzewodnika z małą przerwą energetyczną mamy strukturę typu metalicznego — pasma walencyjne i przewodnictwa zachodzą na siebie. Warto zwrócić uwagę na szczególną rolę temperatury i pola magnetycznego — zwiększenie natężenia pola magnetycznego jest równoważne obniżeniu temperatury. Temperatura staje się w półprzewodnikach półmagnetycznych czynnikiem bardzo silnie wpływającym na własności fizyczne materiału — szczególnie w obszarze niskich temperatur.

Rys. 3a, b przedstawiają położenie poziomów Landaua w CdTe i CdMnTe w zależności od pola magnetycznego. Następuje zasadnicza zmiana w obrazie struktury pasmowej — w półprzewodniku półmagnetycznym dominującym efektem już w stosunkowo słabym polu magnetycznym staje się rozszczepienie spinowe — słabym efektem jest kwantyzacja orbitalna zależna tylko od wartości zewnętrznego pola magnetycznego. Podobnie jak w przypadku kryształów HgMnTe, struktura ta silnie zależy od temperatury. W temperaturze pokojowej wpływ oddziaływań spinowych jest znacznie mniejszy, niemniej ciągle zauważalny. Np. efekt Faradaya w temperaturze pokojowej w kryształach CdMnTe jest kilkadziesiąt razy większy niż w CdTe.

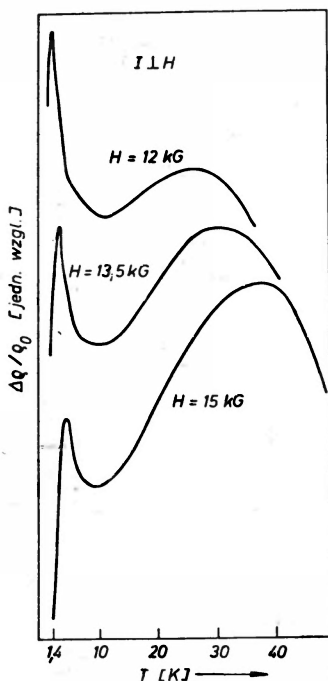
Dalszy rozwój teorii struktury pasmowej powinien nastąpić w kierunku uwzględnienia oddziaływań pomiędzy jonami magnetycznymi oraz rozszerzenia obliczeń na całą strefę Brillouina. Stworzenie takiej teorii nie jest sprawą łatwą, ale jest to nie tylko droga do

właściwego opisu własności półprzewodników półmagnetycznych, jest to równocześnie szansa na jednolity opis półprzewodników i materiałów magnetycznych. Na gruncie takiej teorii należałoby następnie opisać różne mierzone efekty fizyczne, np. zjawiska transportu elektronowego, zjawiska optyczne i magnetoptyczne, problemy związane z poziomami domieszkowymi, ekscytonami, itp.

#### 4. Wyniki eksperymentalne

Drastyczne zmiany struktury pasmowej półprzewodników półmagnetycznych, jakie zachodzą pod wpływem temperatury i pola magnetycznego, powodują nowe efekty fizyczne, nieobserwowane dotychczas w półprzewodnikach i magnetykach. W zasadzie wszystkie zjawiska fizyczne typowe dla półprzewodników, jak np. magnetoopór, magnetoabsorpcja, efekt Faradaya, itp., mają zupełnie inny przebieg niż w typowych półprzewodnikach, a ich interpretacja musi uwzględniać wpływ wymiennego oddziaływania spinowego.

Mimo pewnych braków istniejącej obecnie teorii półprzewodników półmagnetycznych, wiele obserwowanych efektów fizycznych udało się zrozumieć i wyjaśnić ilościowo na drodze obliczeń. W niektórych przypadkach uzyskano jakościową zgodność teorii z eksperymentem. Potwierdzeniem temperaturowych zmian struktury pasmowej (rys. 2a, b) są zaobserwowane oscylacje magnetooporu w funkcji temperatury, które są analogiem kwantowych oscylacji Szubnikowa – de Haasa (rys. 4) [12]. Natura obu efektów jest ta sama — poziom spinowy o dużej gęstości stanów w  $k_z = 0$  przecina poziom Fermiego i następuje

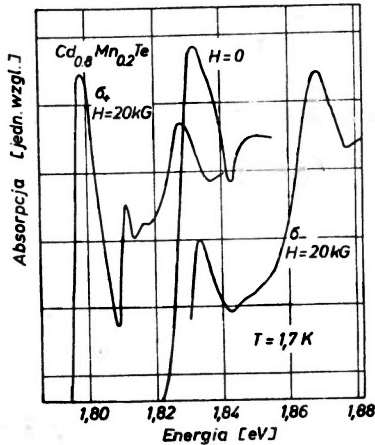


Rys. 4. Termooscyłacje magnetooporu w HgMnTe (0,9% MnTe) (skala pozioma nieliniowa)



wzrost rozpraszania elektronów. Przyczyna, dla której poziomy magnetyczne przesuwają się, jest jednak inna. W przypadku efektu Szubnikowa – de Haasa jest to pole magnetyczne, w przypadku oscylacji przedstawionych na rys. 4 jest to temperatura.

Przekonywającym dowodem na poprawność obliczeń struktury pasmowej CdMnTe w polu magnetycznym są pomiary absorpcji ekscytonowej w niskiej temperaturze przedstawione na rys. 5 [13]. Biorąc pod uwagę dokładność pomiarów krawędź absorpcji w CdTe



Rys. 5. Rozszczepienie ekscytonowej krawędzi absorpcji w kryształach CdMnTe (20% MnTe). Konfiguracja Faradaya

w polu 20 kGs nie przesuwają się w skali energii. W przypadku CdMnTe w konfiguracji Faradaya, reguły wyboru przewidują cztery przejścia optyczne: dwa dla polaryzacji  $\sigma^+$  i dwa dla polaryzacji  $\sigma^-$ . Stanowi to bezpośrednią konsekwencję obrazu struktury pasmowej przedstawionego na rys. 3b. Należy zauważyć, że przejścia dla polaryzacji  $\sigma^+$  powinny zachodzić dla mniejszych energii niż krawędź absorpcji podstawowej dla  $H = 0$ , a dla polaryzacji  $\sigma^-$  — dla energii większych. Jest to nie tylko bezpośrednie potwierdzenie przewidywań modelu, ale równocześnie eksperymentalny dowód na jakościowe i ilościowe różnice występujące między typowymi półprzewodnikami i półprzewodnikami półmagnetycznymi. Istnieje szereg innych faktów eksperymentalnych [14, 15, 16] potwierdzających poprawność opisu teoretycznego, nie wszystkie jednak dane doświadczalne dają się opisać opracowaną teorią.

Jednym z najważniejszych problemów jest zagadnienie struktury magnetycznej tych materiałów. Przeprowadzone pomiary podatności magnetycznej oraz elektronowego rezonansu paramagnetycznego w funkcji temperatury [17, 18, 19] nie dają jednoznacznej odpowiedzi na to pytanie. Nie obserwowano, nawet dla dużej zawartości Mn, przejścia fazowego tak charakterystycznego dla magnetyków. Być może przy niskich, kilkuprocentowych koncentracjach jonów paramagnetycznych struktura magnetyczna jest zbliżona do struktury szkieł spinowych. Dla wyższych zawartości procentowych Mn, w wielu półprzewodnikach półmagnetycznych obserwowano stopniowe poszerzenie szerokości linii rezonansowych EPR przy obniżaniu temperatury próbki [15]. Można przypuszczać,

że w próbkę istnieją obszary o różnej podatności magnetycznej, a całkowita podatność jest sumą podatności różnych obszarów [14]. Taki obraz pozwala zrozumieć przebiegi eksperymentalne EPR i podatności w funkcji temperatury; weryfikacja tych hipotez wymaga jednak wielu dodatkowych eksperymentów. Badania podatności w superniskich temperaturach, w zależności od pola magnetycznego, badania innych efektów, jak np. dyfrakcji neutronowej, ciepła właściwego, badania wpływu ciśnienia hydrostatycznego, badania realnej struktury kryształów, pozwoliłyby na szczegółową analizę struktury magnetycznej i uściślenie modelu tej struktury.

Ogólny obraz procesów fizycznych zachodzących w półprzewodnikach półmagnetycznych jest jednak w chwili obecnej wystarczająco ogólny i spójny, aby można mówić o zrozumieniu zachodzących zjawisk i widzieć perspektywy rozwoju fizyki tej klasy materiałów.

### 5. Zastosowania półprzewodników półmagnetycznych

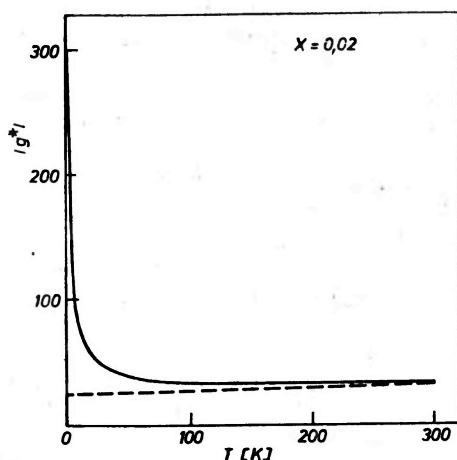
Nowe efekty fizyczne stwarzają niejako automatycznie możliwości zastosowań. Szczególna rola temperatury i pola magnetycznego, których działanie wpływa bardzo silnie na własności półprzewodników półmagnetycznych, stwarza szerokie możliwości sterowania zewnętrznego własnościami tych materiałów. Możliwość zewnętrznego sterowania własnościami materiału jest podstawą większości zastosowań półprzewodników w elektronice. Niektóre zastosowania wynikają wprost ze struktury pasmowej tych materiałów. Kryształy HgMnTe, podobnie jak znane i szeroko stosowane półprzewodniki HgCdTe, powinny znaleźć zastosowanie w detekcji promieniowania podczerwonego. Można oczekiwać, że będą to detektory z maksimum czułości przestrajającym polem magnetycznym. Własności elektryczne niedomieszkowanych kryształów HgMnTe pozwalają na ich zastosowanie w niskotemperaturowej — poniżej 1 K — termometrii. Kryształy CdMnTe, w których obserwowano bardzo silny efekt Faradaya [14], pozwalają na użycie tych materiałów jako modulatorów światła. Warto zauważyć, że zmieniając zawartość MnTe w kryształach można wytworzyć modulator idealnie dopasowany do długości fali półprzewodnikowych laserów pracujących w obszarze widzialnym i bliskiej podczerwieni.

Na specjalne omówienie zasługuje zastosowanie półprzewodników półmagnetycznych jako materiałów na strojone lasery ramanowskie z odwróceniem spinu. Dotychczas do tego celu wykorzystano półprzewodniki InSb i CdHgTe [20, 21]. Schemat działania takiego lasera jest następujący. Na próbkę półprzewodnika umieszczoną w polu magnetycznym pada światło lasera dużej mocy np. lasera CO<sub>2</sub>. Przy spełnieniu szeregu warunków, światło wychodzące z próbki jest również światłem laserowym, ale o innej energii niż światło padające. Zmieniając natężenie pola magnetycznego, w którym znajduje się próbka, możemy zmieniać energię lasera ramanowskiego zgodnie z równaniem:

$$E_{LR} = E_p \pm g^* \cdot \mu_B \cdot H,$$

gdzie  $E_{LR}$  — energia światła lasera ramanowskiego,  $E_p$  — energia lasera pompującego,  $g^*$  — efektywny czynnik Landégo charakteryzujący wielkość rozszczepienia spinowego danego kryształu,  $\mu_B$  — magneton Bohra,  $H$  — pole magnetyczne. Biorąc pod uwagę dostępny przedział pól magnetycznych, przedział strojenia lasera determinuje wartość  $g^*$ . W półprzewodnikach z wąską przerwą energetyczną czynnik Landégo jest duży, co powo-

duże, że kryształy te wydają się szczególnie dogodnymi materiałami do budowy laserów ramanowskich. W półprzewodnikach półmagnetycznych, przy niskich temperaturach, efektywny czynnik Landégo jest bardzo duży, niezależnie od wartości przerwy energetycznej [9], [22]. Na rys. 6 pokazano wartości i zależności od temperatury czynnika  $g^*$ , dla półprzewodników z wąską przerwą bez manganu i dla takiej samej wartości przerwy energetycznej, dla półmagnetycznego półprzewodnika HgMnTe. Jak widać, wartości  $g^*$  w niskich temperaturach są w półprzewodnikach półmagnetycznych o rząd wielkości



Rys. 6. Efektywny czynnik Landégo  $g^*$  w funkcji temperatury dla kryształów HgMnTe (2% MnTe). Linia przerywana została obliczona bez uwzględnienia oddziaływań wymiennych (jak dla półprzewodnika bez manganu o przerwie energetycznej  $E_0 = 0.185$  eV)

większe od wartości  $g^*$  dla półprzewodników bez manganu. Istotnym faktem jest zależność czynnika Landégo od temperatury. Niezależnie od pola magnetycznego możemy przestrajać laser zmieniając temperaturę próbki. Jak widać z rys. 6, zmieniając temperaturę w okolicach 10 K możemy uzyskać duży przedział strojenia lasera ramanowskiego pracującego w oparciu o półprzewodnik półmagnetyczny. Zakładając, że użyjemy lasera CO<sub>2</sub> jako lasera pompującego, istnieje potencjalna możliwość uzyskania płynnego strojenia w laserze ramanowskim w obszarze do około 20  $\mu\text{m}$ , co daje duże możliwości zastosowań, np. w fotochemii czy fizyce molekularnej.

Wymienione możliwe zastosowania półprzewodników półmagnetycznych nie wyczerpują listy potencjalnych zastosowań tych materiałów, dają jedynie pewne wyobrażenie, gdzie i jak te kryształy mogą być zastosowane w technice.

Na zakończenie tego artykułu chciałbym zauważyć, że intensywny rozwój badań tych materiałów rozpoczął się w 1976 r. Oczywiście, prace technologiczne rozpoczęto kilka lat wcześniej. Wyniki badań uzyskane w ciągu 3 lat przyniosły tak wiele nowego materiału zarówno w sensie poznawczym, jak i w sensie zastosowań, jak chyba żadna inna dziedzina fizyki ciała stałego w tym okresie czasu.

## Literatura

- [1] R. R. Gałązka, *Postępy Fizyki* **28**, 601 (1977).
- [2] R. R. Gałązka, Inst. Phys. Conf. Ser. No 43, 133 (1979), Proc. XIV Intern. Conf. Phys. Semicond., Edinburgh 1978.
- [3] A. Pajączkowska, *Progr. Cryst. Growth Character.* **1**, 289 (1978).
- [4] A. M. Ruderman, C. Kittel, *Phys. Rev.* **96**, 99 (1954).
- [5] K. Yoshida, *Phys. Rev.* **106**, 893 (1957).
- [6] J. M. Luttinger, W. Kohn, *Phys. Rev.* **97**, 869 (1955).
- [7] C. Pidgeon, R. Brown, *Phys. Rev.* **146**, 575 (1966).
- [8] J. Kossut, Praca doktorska, Inst. Fizyki PAN 1976; *Phys. Status Solidi (b)* **78**, 537 (1976).
- [9] M. Jaczyński, J. Kossut, R. R. Gałązka, Proc. 3rd Intern. Conf. Phys. Narrow-Gap Semicond., PWN, Warszawa 1978, str. 325.
- [10] G. Bastard, C. Rigaux, A. Mycielski, *Phys. Status Solidi (b)* **79**, 585 (1977).
- [11] J. A. Gaj, J. Ginter, R. R. Gałązka, *Phys. Status Solidi (b)* **89**, 655 (1978).
- [12] M. Dobrowolska, W. D. Dobrowolski, R. R. Gałązka, J. Kossut, *Solid State Comm.* **28**, 25 (1979).
- [13] A. Twardowski, M. Nawrocki, J. Ginter, *Phys. Status Solidi*, w druku.
- [14] J. A. Gaj, R. R. Gałązka, M. Nawrocki, *Solid State Comm.* **25**, 193 (1978).
- [15] M. Jaczyński, J. Kossut, R. R. Gałązka, *Phys. Status Solidi* **88**, 73 (1978).
- [16] G. Bastard, C. Rigaux, Y. Gouldner, J. Mycielski, A. Mycielski, *J. Phys. (France)* **39**, 87 (1978).
- [17] Z. Wilamowski, R. R. Gałązka, *Phys. Status Solidi*, w druku.
- [18] K. Leibler, A. Sienkiewicz, K. Chęciński, R. R. Gałązka, A. Pajączkowska, Proc. 3rd Intern. Conf. Phys. Narrow-Gap Semicond., PWN, Warszawa 1978, str. 199.
- [19] U. Sonderman, E. Vogt, *Physica* **86-88B**, 419 (1977).
- [20] M. J. Colles, C. R. Pidgeon, *Rep. Progr. Phys.* **38**, part I, 329 (1975).
- [21] W. Walukiewicz, J. H. Stoelinga, R. L. Aggarwal, B. Lax, W. Kruse, Proc. 3rd Intern. Conf. Phys. Narrow-Gap Semicond., PWN, Warszawa 1978, str. 81.
- [22] J. Kossut, *Solid State Comm.* **27**, 1237 (1978).

Piotr L. Kapica

Instytut Problemów Fizycznych  
Akademia Nauk, ZSRR

## Plazma i kontrolowana reakcja termojądrowa <sup>1</sup>

### Plasma and Controlled Thermonuclear Reaction

*Nobel Lecture, Stockholm, 8 December, 1978*

Wybór tematu mego wykładu noblowskiego sprawił mi pewną trudność. Zwykle referat taki bywa związany z pracą nagradzaną. W moim przypadku nagroda została przyznana za prace w fizyce niskich temperatur, temperatur ciekłego helu, kilka stopni powyżej zera absolutnego. Tak się złożyło, że dziedzinę tę porzuciłem blisko trzydzieści lat temu, chociaż badania niskotemperaturowe w Instytucie prowadzi się nadal pod moim kierownictwem. Osobiście zajmuję się teraz zjawiskami plazmowymi w tych bardzo wysokich temperaturach, jakie są niezbędne do uzyskania reakcji termojądrowej. Badania te doprowadziły do interesujących wyników i otworzyły nowe możliwości; sądzę, że jako temat referatu będą ciekawsze niż moje dawne prace niskotemperaturowe. Mówi się, że *les extrémités se rencontrent*.

Uznaje się też powszechnie, że kontrolowana reakcja termojądrowa jest obecnie tym procesem wytwarzania energii, który może efektywnie rozwiązać zbliżający się globalny kryzys energetyczny wynikający z wyczerpywania się paliw naturalnych stosowanych dotychczas jako podstawowe źródła energii.

Również dobrze wiadomo, że w wielu krajach prowadzi się intensywne próby realizacji syntezy termojądrowej związane z badaniami podstawowymi plazmy wysokotemperaturowej. Synteza ta dokonuje się np. w eksplozjach bomb wodorowych, a więc nie ma żadnych wątpliwości, że jest możliwa do przeprowadzenia. Posiadamy także zgodny z eksperymentem, szczegółowy opis teoretyczny jądrowych reakcji syntezy. Jednak mimo wielkiego wysiłku i ogromnych nakładów finansowych, jak dotąd nie jest możliwe takie przeprowa-

<sup>1</sup> Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 1978 roku w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla. (Translated with permission. Copyright © 1979 by the Nobel Foundation).

dzenie procesu syntezy, aby uczynić ją użytecznym źródłem energii. Jest to na pewno powodem pewnego zniecierpliwienia.

Można by się spodziewać, że w ciągu dziesiątków lat teoretycznych i doświadczalnych badań plazmowych dotyczących warunków realizacji syntezy powinno się dostatecznie zrozumieć przyczyny opóźniające osiągnięcie kontrolowanej reakcji termojądrowej. Można by też oczekiwać, że powinny już być odkryte i rozwiązane główne trudności hamujące nasz postęp. W niniejszym wykładzie mam nadzieję wyjaśnić jakie to są trudności i jakie są szanse ich rozwiązania. Spróbuję również wytłumaczyć rozbieżności w opiniach naukowców co do praktycznych możliwości uzyskania użytecznej energii termojądrowej.

Nim jednak podejmę ten temat chciałbym powiedzieć o rzeczywistej potrzebie otrzymywania energii ze źródeł jądrowych.

Realność nadejścia globalnego kryzysu energetycznego jest związana z nieuniknionym brakiem surowców mineralnych: węgla, gazu ziemnego i ropy naftowej. Jest to dzisiaj fakt ogólnie uznawany. Wiadomo również, że dochód narodowy określający stopę życiową ludności jest proporcjonalny do zużycia energii. Wyeksploatowanie źródeł energii nieuchronnie doprowadzi do powszechnego zubożenia.

Rozważa się dwie drogi wyjścia ze zbliżającego się kryzysu energetycznego. Pierwszą, być może bardziej atrakcyjną, jest wykorzystanie niewyczerpywalnych źródeł energii: energii wodnej, siły wiatru, energii słonecznej i geotermicznej. Drugą — jest zastosowanie energii jądrowej, odkrytej przez człowieka niespełna sto lat temu. Już obecnie moc uzyskiwana przez rozszczepienie ciężkich pierwiastków jest tańsza niż otrzymywana z jakichkolwiek źródeł niewyczerpywalnych.

Dobrze wiadomo, że podstawowym paliwem w reaktorach jądrowych jest uran. Zostało wykazane, że przy dotychczasowym zużyciu wystarczy go jedynie na sto lat. Jeśli w przyszłości uran będzie lepiej wykorzystywany w tzw. reaktorach powielających, to wystarczy go na okres pięćdziesięciokrotnie dłuższy, tj. na kilka tysięcy lat. Uważa się, że do produkcji taniej energii można też wykorzystać efektywnie uran rozpuszczony w wodzie morskiej. Tak więc mogłoby się wydawać, że reakcje przebiegające we współczesnych reaktorach jądrowych pozwolą zażegnać zbliżający się kryzys energetyczny. Istnieją jednak poważne powody, aby nie stosować uranu jako źródła energii.

Po pierwsze, użycie uranu prowadzi do nagromadzenia długożyciowych odpadów radioaktywnych, z czym wiąże się problem bezpiecznego magazynowania rosnącej ich ilości. Ten problem nie został dotąd definitywnie rozwiązany.

Po drugie, w elektrowniach jądrowych wielkiej mocy zgromadzona jest tak duża ilość materiałów radioaktywnych, że w razie nieszczęśliwego wypadku rozproszenie ich może spowodować katastrofę porównywalną z tragedią Hiroshimy.

Przypuszczam, że prawdopodobnie współczesna technologia zażegna te dwa niebezpieczeństwa. Ale istnieje jeszcze trzecie, może nawet bardziej groźne. Jest to niebezpieczeństwo polegające na tym, że budowa wielkiej liczby elektrowni jądrowych nieuchronnie doprowadzi do rozprzestrzenienia po świecie tak ogromnej ilości materiałów radioaktywnych, że efektywna kontrola właściwego ich wykorzystania będzie praktycznie niemożliwa. Na dłuższą metę nie tylko małe kraje, ale także duże organizacje przemysłowe lub nawet bogatsi ludzie będą w stanie budować własne bomby atomowe. Obecnie konstrukcja bomby nie jest tajemnicą. Niezbędna ilość plutonu, zwłaszcza jeśli reaktory powielające będą

powszechnie stosowane, będzie łatwo osiągalna. I tak np. ostatnio w Indiach zbudowano i odpalono małą bombę. Przy obecnym systemie organizacji międzynarodowych nie istnieje żadna organizacja o dostatecznym autorytecie, która mogłaby sprawować niezbędną kontrolę nad pokojowym wykorzystaniem uranu do celów energetycznych. Poza tym nie bardzo wiadomo jak taka organizacja mogłaby funkcjonować. Oto główna przyczyna dla której otrzymanie energii trzecim sposobem, tj. na drodze syntezy termojądrowej jest tak bardzo ważne.

Powszechnie wiadomo, że proces ten nie prowadzi do generacji wielkich ilości odpadów radioaktywnych, a więc do niebezpiecznego nagromadzenia materiałów promieniotwórczych, a zwłaszcza nie stwarza żadnej możliwości eksplozji jądrowej. Jest to zasadniczy powód, dla którego wielu fizyków uważa rozwiązanie naukowych i technicznych problemów kontrolowanej syntezy termojądrowej za zagadnienie podstawowej wagi.

Warunki, w których zachodzą reakcje termojądrowe z produkcją energii są dobrze znane. Istotne są dwa procesy:  $D + D$  i  $D + T$ . Pierwszy jest reakcją między dwoma jądrami deuteru. Drugi jest oddziaływaniem deuteru z trytem. W obu przypadkach emitowane są szybkie neutrony, których energię można wykorzystać. Obfitym źródłem paliwa może być woda, w której występuje niewielka ilość łatwego do ekstrakcji deuteru. Tryt w stanie wolnym praktycznie w przyrodzie nie występuje, a więc musi być produkowany, jak to się zazwyczaj robi, w procesie oddziaływania neutronów z litem.

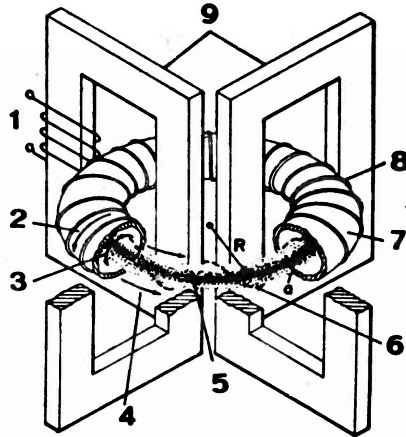
Reakcje termojądrowe zachodzą w plazmie wysokotemperaturowej. Aby wykorzystać praktycznie energię neutronów, jej produkcja musi być większa niż moc zużyta do wytwarzania plazmy o wysokiej temperaturze. Tak więc energia uzyskiwana z neutronów musi znacznie przewyższać promieniowanie hamowania gazu elektronowego w plazmie. Obliczenia pokazują, że w przypadku reakcji  $D + D$  niezbędna do użytecznej produkcji energii temperatura jonowa jest dziesięć razy wyższa niż w przypadku reakcji  $D + T$ . Widać, że chociaż reakcja  $D + T$  zachodzi przy niższej temperaturze, to jest ona uwarunkowana koniecznością spalania litu, którego ilość w przyrodzie jest ograniczona. Co więcej, wydaje się, że użycie litu mocno komplikuje układ reaktora. Z obliczeń wynika, że dla uzyskania użytecznej energii temperatura jonów plazmy  $D + D$  powinna wynosić około  $10^9$  K, a plazmy  $D + T$  około  $10^8$  K.

Badania z zakresu fizyki plazmy i fizyki jądrowej wykazują, że z punktu widzenia praktycznej generacji energii, techniczny problem realizacji kontrolowanej syntezy termojądrowej sprowadza się do otrzymania plazmy o temperaturze jonów nie niższej niż  $5 \times 10^8$  K i koncentracji około  $10^{13} \div 10^{14}$  cm<sup>-3</sup>. Oczywiście jest, że plazma w tym stanie nie może być utrzymywana w żadnym konwencjonalnym naczyniu, ponieważ nie istnieje taki materiał, który by wytrzymał wymaganą temperaturę.

Proponowano wiele metod utrzymywania i izolacji termicznej plazmy<sup>2</sup>.

Najbardziej oryginalną i obiecującą metodą jest Tokamak zaproponowany w Związku Radzieckim i badany już ponad dziesięć lat ([1], str. 15). Zasadę działania Tokamaka wyjaśnia schemat przedstawiony na rys. 1. Plazmę utrzymuje pole magnetyczne wytwarzane w toroidalnym solenoidzie, a więc znajduje się ona wewnątrz uzwojenia przyjmując kształt

<sup>2</sup> Obszerny artykuł przeglądowy M. Sadowskiego, Badania nad kontrolowaną syntezą termojądrową, wydrukowany był w *Postęпах Fizyki* 28, 113 (1977).



Rys. 1. Zasadnicze elementy konstrukcji Tokamaka: 1 — grzanie omowe — typowe zasilanie pola poloidalnego, 2 — prąd pola toroidalnego, 3 — pole poloidalne, 4 — pole toroidalne, 5 — prąd osiowy, 6 — pole wypadkowe, 7 — przewodząca ścianka metalowa, 8 — uzwojenie pola toroidalnego

pierścienia o promieniu  $R$  i promieniu przekroju poprzecznego  $a$ . Jej ciśnienie wynosi kilka atmosfer. Jeśli plazma ta ekspanduje w polu magnetycznym, to wzbudzają się w niej prądy hamujące tę ekspansję. Próżnia otaczająca plazmę stanowi izolację niezbędną do utrzymania dostatecznie wysokiej temperatury, w której zachodzą reakcje termojądrowe. Oczywiście ta metoda utrzymywania plazmy jest ograniczona w czasie. Z szacowań wynika, że dzięki niewielkiej pojemności cieplnej plazmy, nawet w przypadku jej kilkusekundowego istnienia, energia zużyta na wstępne grzanie będzie mała w porównaniu z wyzwoloną energią termojądrową. Tak więc reaktor tego typu może pracować efektywnie jedynie w sposób impulsowy. Uruchomienie Tokamaka odbywa się podobnie do betatronu — przez uzwojenie transformatora rozładowuje się kondensatory. W praktyce utrzymywanie plazmy tą metodą nie jest tak proste. Po pierwsze istnieją trudności ze stabilizacją w polu magnetycznym pierścienia plazmowego. Ze wzrostem promienia przekroju poprzecznego, a zwłaszcza ze wzrostem promienia  $R$  torusa, pierścień plazmowy zatracą swój właściwy kształt i staje się niestabilny. Trudność tę teoretycznie można by ominąć dobierając odpowiednio stosunek  $R$  i  $a$  oraz właściwie projektując pole magnetyczne. Jak dotąd jednak nie uzyskano czasów utrzymania plazmy dłuższych niż ułamki sekundy. Zakłada się, że przy budowie coraz większych Tokamaków czas ten będzie wzrastał proporcjonalnie do kwadratu charakterystycznego rozmiaru urządzenia.

Od początku jednak nie doceniano w pełni głównej trudności. Aby zaszła reakcja termojądrowa jony deuteru i trytu muszą zostać dostatecznie podgrzane. Do grzania plazmy stosuje się pole elektryczne i z tym właśnie wiąże się zasadniczy problem przekazywania ciepła jonom. Energia pola elektrycznego jest przekazywana głównie elektronom, a jedynie w nieznacznym stopniu jonom ze względu na ich dużą masę w porównaniu z elektronami. W wyższych temperaturach przekazywanie ciepła staje się jeszcze mniej efektywne. W Tokamaku plazmę grzeje indukowany prąd betatronowy rozładowania kondensatorów. W ten sposób cała energia przeznaczona na grzanie plazmy jest unoszona przez elektrony, a jonom przekazywana jedynie w zderzeniach. Czas  $\Delta t$ , niezbędny do podgrzania jonów do wyma-



ganych temperatur, jest znacznie dłuższy niż czas, w którym potrafimy zapewnić grzanie plazmy prądem elektrycznym. Obliczenia zazwyczaj dokonywane starano się uczynić tak dokładnymi jak tylko to możliwe, przez co stały się skomplikowane i zatraciły swą przejrzystość. Jednak korzystając z następującego prostego wyrażenia ([2], str. 24, wyr. 14) można łatwo oszacować najkrótszy czas graniczny grzania jonów

$$\Delta t > 2.5 \times 10^2 \frac{f T_e^{3/2}}{\Lambda n} \ln \left( 1 - \frac{T_i}{T_e} \right).$$

Zakłada się, że podczas nagrzewania plazmy jej koncentracja

$$n = \frac{7.3 \times 10^{21} p}{T_e},$$

ciśnienie  $p$  (atm) i temperatura elektronowa  $T_e$  są stałe. Współczynnik  $f$  jest stosunkiem masy jonu do masy protonu,  $\Lambda$  jest dobrze znanym czynnikiem logarytmicznym (wyr. 2 w [4]),  $T_i$  jest temperaturą jonów. We współczesnych Tokamakach, działających w oparciu o reakcję D+T, przy parametrach plazmy  $T_i = 5 \times 10^8$  K i  $n = 3 \times 10^{13}$  cm<sup>-3</sup> (z początkową temperaturą elektronową  $T_e = 10^9$  K) czas nagrzewania jonów do temperatur procesów jądrowych jest dłuższy niż 22 sekundy, zatem co najmniej o dwa rzędy wielkości przewyższa obecnie osiągnięte czasy utrzymania plazmy. Przy przewidywanej proporcjonalności czasu  $\Delta t$  do kwadratu charakterystycznego rozmiaru urządzenia, czas utrzymania plazmy można wydłużyć jedynie poprzez budowę wielkich układów. Z powyższego wyrażenia wynika również, że czas  $\Delta t$  reakcji D+D jest większy o kolejne dwa rzędy i wynosi  $\sim 2 \times 10^3$  sek. Trudność związana z długim czasem grzania jonów docenia się dziś powszechnie, chociaż nie bardzo wiadomo jak go skrócić i jak Tokamak mógłby funkcjonować, jeżeli przed podgrzaniem jonów cała energia z kondensatorów zostanie wypromieniowana przez elektrony. Właśnie dlatego obecne projekty układów typu Tokamak uwzględniają dodatkowe źródła energii o wydajności większej niż mechanizm betatronowy stosowany jedynie do wstępnego wytworzenia plazmy.

Dodatkowa energia musi być dostarczana jonom bardziej efektywnie niż w procesie kulombowskiego rozpraszania elektronów na jonach. Można to zrealizować na dwa sposoby. Pierwszy, ([1], str. 20) już stosowany, polega na iniekcji w pierścień plazmowy atomów deuteru i trytu przyspieszonych uprzednio do energii niezbędnej dla zapoczątkowania reakcji termojądrowej. Grzanie drugim sposobem zachodzi w procesie wzbudzenia prądem kołowym magnetoakustycznych fal alfenowskich rozchodzących się radialnie w plazmie umieszczonej w zewnętrznym polu magnetycznym. Wiadomo, że energia tracona przez falę magnetoakustyczną jest przekazywana bezpośrednio jonom, a moc przenoszona wystarcza do podgrzania jonów i podtrzymania ich temperatury przez dostatecznie długi czas. Tak więc istnieje możliwość rozwiązania problemu nagrzewania jonów, niemniej sposób działania Tokamaka będzie bardziej złożony niż się pierwotnie wydawało. Układ Tokamaka staje się bardziej skomplikowany, a jego wydajność maleje.

We wszystkich reaktorach jądrowych generowana moc jest proporcjonalna do objętości obszaru aktywnego, a straty — do jego powierzchni. Tak więc wydajność reaktora jądrowego rośnie ze wzrostem rozmiarów i istnieje pewna wielkość krytyczna, dopiero powyżej

której może być produkowana moc użyteczna. Ten rozmiar krytyczny określa praktyczną wielkość reaktora. Praktyczne rozmiary reaktora określają nie naukowcy, a inżynierowie, którzy projektują cały układ z uwzględnieniem urządzeń pomocniczych i technologii niezbędnych do produkcji energii. Dalszy rozwój jest w dużej mierze określony zdolnościami oraz inwencją projektujących inżynierów. Właśnie dlatego krytyczne rozmiary Tokamaka będzie wyznaczać przede wszystkim proponowana konstrukcja. Osobiście uważam, że istniejące opublikowane rozwiązania konstrukcyjne narzucają takie rozmiary krytyczne Tokamaka, że staje się on technicznie niewykonalny. Ale doświadczenie poucza nas, że geniusz ludzki nie zna granic i nie można być pewnym, że praktycznie możliwe do realizacji rozmiary Tokamaka nie mogą być osiągnięte w przyszłości.

Należy zauważyć, że chociaż główną trudnością na drodze do osiągnięcia reakcji termojądrowej w Tokamakach jest nagrzewanie jonów deuteru i trytu, to jednak istnieje, jeszcze trudność innego rodzaju nie posiadająca zadowalającego rozwiązania. W Tokamaku np., plazma przyciąga i absorbuje zanieczyszczenia pochodzące ze ścianek komory. Zanieczyszczenia te poważnie obniżają wydajność reakcji. Neutralne atomy emitowane z plazmy uderzając w ścianki powodują ich erozję. Ponadto odprowadzenie energii neutronów również komplikuje układ Tokamaka i powiększa jego rozmiary krytyczne. Czy będziemy w stanie sprowadzić rozmiary krytyczne Tokamaka do technicznie osiągalnych wielkości? Jeśli nawet zajdzie taka ewentualność, nie możemy oczywiście przewidzieć kiedy się to stanie. Obecnie możemy jedynie stwierdzić, że nie ma żadnych teoretycznych powodów, dla których kontrolowane reakcje termojądrowe byłyby nieosiągalne, ale wyzwolenie użytecznej energii jest jak dotąd poza naszymi praktycznymi możliwościami.

Wśród innych podejść do kontrolowanej syntezy termojądrowej należy wnikliwie rozpatrzeć metody impulsowe bez utrzymania magnetycznego ([1], str. 33). Pomysł polega na podgrzaniu kulki deuterowo-trytowej o promieniu około 1 mm w czasie tak krótkim, aby nie zdążyła się rozlecieć. Potrzebne są do tego bardzo wysokie ciśnienia, które zapewnią intensywną wymianę ciepła między elektronami i jonami. Przypuszcza się, że ten sposób realizacji reakcji termojądrowej w tarczy D+T może w pełni się udać. Niezbędne jest do tego źródło zogniskowanego światła laserowego wielkiej mocy, podgrzewające kulkę jednocześnie ze wszystkich stron, w czasie rzędu nanosekundy. Ten sposób grzania jest złożonym procesem ale stosując współczesną technikę obliczeniową można wyznaczyć wszystkie warunki konieczne. Oświetlając tarczę dobrze zogniskowaną wiązką laserową można doprowadzić do uzyskania nadwyżki energii termojądrowej. Jeśli jednak rozpatrywać szczegóły tego procesu, to nie bardzo wiadomo jakie są możliwości rozwiązania technicznych i konstrukcyjnych trudności. Jak na przykład można zapewnić równoczesne i jednorodne oświetlenie i jak można użytecznie wykorzystać energię neutronów?

I w tym przypadku można powiedzieć, że podstawowa zasada teoretyczna wyznacza tylko kierunek, natomiast realizacja konstrukcyjna przy dzisiejszym stanie technologii przewyższa nasze możliwości. Znowu nie można zupełnie wykluczyć rozwiązania tego problemu, jednakże wydaje mi się, że możliwy do realizacji projekt implozji laserowej jest jeszcze mniej prawdopodobny niż rozwiązania bazujące na impulsowych metodach magnetycznych takich jak Tokamak.

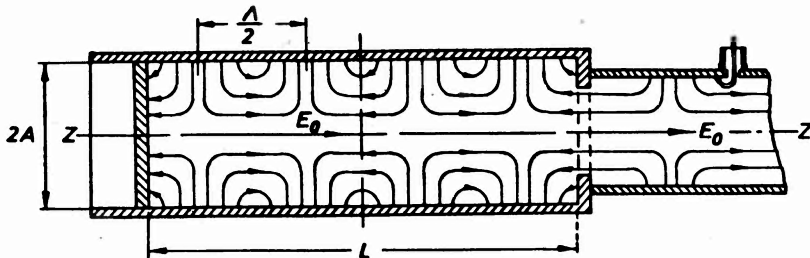
Trzeci sposób podejścia do problemu reaktora termojądrowego opiera się na ciągłym grzaniu plazmy. Jak dotąd metoda ta była rozwijana jedynie w naszym Instytucie. Wyniki

naszej pracy zostały przedstawione dziewięć lat temu [4]. Od tego czasu przebadaliśmy szczególnie ten typ reaktora i obecnie wiemy na jakie trudności musimy się natknąć. Przedstawię teraz w ogólnym zarysie problemy wymagające naukowych rozwiązań.

W odróżnieniu od Tokamaka i implozji laserowej nasza metoda realizacji warunków procesów termojądrowych nie została wymyślona specjalnie do tego celu. Rozbudowując wielkiej mocy generatory mikrofalowe ciągłego działania odkryliśmy przypadkowo zjawisko powstawania gorącej plazmy. Skonstruowaliśmy wydajny generator mikrofalowy o mocy kilkuset kilowatów pracujący na fali 20 cm. W pracy [5] przedstawiliśmy jego zasadę działania wraz ze wszystkimi szczegółami konstrukcji i charakterystykami roboczymi. Nazwaliśmy go „Nigotron”. W procesie jego rozwoju, zapoczątkowanym w roku 1950, w trakcie prób pierwotnego modelu, promieniowanie wielkiej mocy przechodziło przez kulkę kwarcową wypełnioną helem pod ciśnieniem 10 cm Hg. Zaobserwowaliśmy świecące wyładowanie z dobrze określonymi granicami. Zjawisko to obserwowano jedynie przez kilka sekund, po czym kulka w jakimś punkcie uległa stopieniu.

Obserwacje te nasunęły nam przypuszczenie, że powstawanie pioruna kulistego może być związane z generacją przez chmurę burzową fal wielkiej częstotliwości, po zapaleniu konwencjonalnej błyskawicy. W ten właśnie sposób mogłaby być wytwarzana energia podtrzymująca objętościowe świecenie obserwowane w piorunach kulistych. Hipotezę tę opublikowano w roku 1957 [7]. Po kilku latach byliśmy w stanie podsumować nasze doświadczenia. W marcu 1958 roku otrzymaliśmy owalnego kształtu, swobodne wyładowanie gazowe w rezonatorze kulistym wypełnionym helem pod ciśnieniem atmosferycznym, w warunkach rezonansu silnych drgań typu  $H_{01}$ . Wyładowanie to tworzyło się w obszarze maksymalnego pola elektrycznego i wolno przemieszczało po kołowych liniach sił.

Ten typ wyładowania zaczęliśmy badać przy braku bezpośredniego kontaktu plazmy ze ściankami rezonatora. Zakładaliśmy, że może to być plazma wysokotemperaturowa. W ciągu wielu lat badaliśmy to interesujące zjawisko w różnych gazach, przy różnych ciśnieniach, dla różnych poziomów mocy, dochodząc do dziesiątków atmosfer i osiągając dziesiątki kilowatów. Badaliśmy również wpływ pola magnetycznego dochodząc w naszych eksperymentach do 2.5 T. Szczegółowo tę pracę opisano w publikacji [4]. Szkic naszego układu eksperymentalnego przedstawiono na rys. 2.

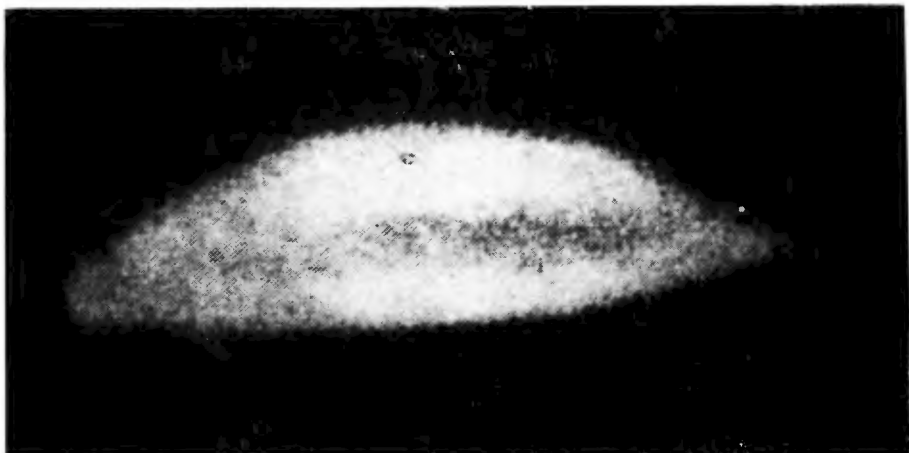


Rys. 2. Schemat struktury pola w cz. z wyładowaniem sznurowym w rezonatorze drgań typu  $E_{01}$

Wyładowanie plazmowe ma kształt sznura o długości 10 cm, równej połowie długości fali. Silne drgania mikrofalowe typu  $E_{01}$  są wzbudzone w cylindrycznym rezonatorze 1. Sznur wyładowania jest usytuowany w maksimum pola elektrycznego. Jego stabilność

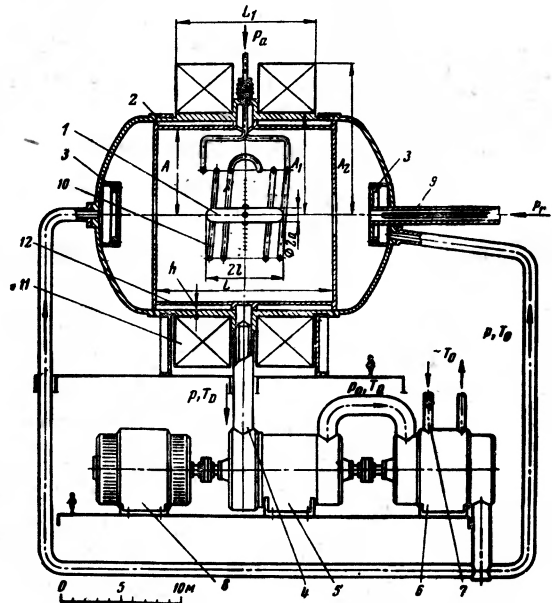
w kierunku podłużnym zapewnia pole elektryczne wielkiej częstości, natomiast w kierunku radialnym wirowanie gazu. Szczególnie interesowały nas wyładowania w wodorze i deuterze. Dla niskiej mocy wyładowanie nie posiadało dobrze określonej granicy, a jego świecenie było rozmyte. Przy wyższych mocach świecenie stawało się bardziej intensywne, a średnica wyładowania wzrastała. Wewnątrz wyładowania obserwowano podobne do sznura włókniste jądro. W naszych początkowych eksperymentach moc wprowadzana w wyładowanie dochodziła do 15 kW, a ciśnienie osiągało 25 atm. Bardziej stabilne wyładowanie, o dobrze określonych kształtach uzyskiwaliśmy przy wyższych ciśnieniach. Fotografie wyładowania przedstawiono na rys. 3. Mierząc przewodność plazmy oraz stosując aktywną i pasywną diagnostykę optyczną (spektralną), mogliśmy stwierdzić, że w centralnej części wyładowania panuje bardzo wysoka temperatura — wyższa niż milion stopni Kelvina. W ten sposób na granicy sznura plazmowego, w obszarze kilku milimetrów istnieje skok temperatury większy niż milion stopni Kelvina. Oznacza to, że na powierzchni sznura powstaje warstwa bardzo dobrej izolacji termicznej. Na początku rodziły się pewne wątpliwości co do istnienia takiej warstwy. Stosowaliśmy różne metody diagnostyczne i wszystkie one potwierdziły występowanie temperatury wyższej niż milion stopni Kelvina. Później zrozumieliśmy jak można wytłumaczyć fizyczną naturę tego skoku. Łatwo można wykazać, że przy tak wysokich temperaturach elektrony rozpraszane na powierzchni i swobodnie dyfundujące do otaczającego gazu mogą unosić moc rzędu setek kilowatów. Brak takiego strumienia ciepłego można wytłumaczyć zakładając odbicie elektronów bez strat na granicy warstwy podwójnej. Występowanie takiego zjawiska jest dobrze znane — tego typu warstwa istnieje w gorącej plazmie otoczonej ściankami dielektrycznymi np. szkłem czy ceramiką.

Dobrze wiadomo, że w tych warunkach, nawet przy wysokich ciśnieniach, elektrony mogą posiadać temperaturę wielu tysięcy stopni Kelvina i nie podgrzewać w zauważalny sposób ścianek. Zjawisko to jest dobrze wyjaśnione istnieniem warstwy podwójnej na powierzchni dielektryka. Mechanizm prowadzący do jej powstawania jest prosty. Jeśli elektrony podgrzewają ściankę, to dzięki swej dużej ruchliwości wnikają w głąb dielektryka głębiej niż jony; w ten sposób powstaje warstwa podwójna, której pole elektryczne jest tak skierowane, że odbija ona elastycznie gorące elektrony. Jako pierwszy metodę plazmowej izolacji termicznej zaproponował Langmuir, a obniżenie elektronowego przewodnictwa ciepłego na powierzchni plazmy znalazło szerokie zastosowanie w lampach działających na zasadzie wyładowania w gazie. Przypuszczamy, że i w naszej gorącej plazmie przy dostatecznie wysokim ciśnieniu podobny mechanizm izolacji termicznej może mieć miejsce. Istnienie warstwy podwójnej na granicy plazmy wyładowania sznurowego zaobserwowaliśmy eksperymentalnie jako nieciągłość gęstości. Powyższy mechanizm powstawania nieciągłości temperatury może oczywiście występować jedynie wtedy, gdy temperatura jonowa jest znacznie niższa od elektronowej i tylko nieznacznie przewyższa temperaturę zauważalnej jonizacji plazmy. Ale warunek ten jest niezbędny jedynie na granicy wyładowania. Temperatura jonowa centralnych części wyładowania może osiągać duże wartości. Jak zobaczymy później, różnica temperatur wewnątrz sznura i na jego powierzchni jest określona przez wielkości strumienia i przewodnictwa ciepłego składowej jonowej. Na ogół przewodnictwo jest duże, ale w silnym polu magnetycznym, w kierunku poprzecznym, może stać się bardzo małe. Tak więc można się spodziewać, że w silnym polu



Rys. 3. Fotografia wyładowania sznurowego w deuterze z 5% domieszką argonu przy dużej mocy  $P = 14.7$  kW i podwyższonym ciśnieniu  $p = 3.32$  ata. Długość wyładowania  $\sim 10$  cm. Lewy skraj wyładowania jest przysłonięty przez okno. Oscylacje typu  $E_{01}$  (1969)

magnetycznym jonowa temperatura sznura nie będzie się różnić od elektronowej i osiągnie wartość wystarczającą do realizacji reakcji termojądrowych  $D+D$  lub  $D+T$ . Oto zasada opracowanego projektu produkcji użytecznej energii przy pomocy procesów termojądrowych [8]. Ogólny schemat i opis urządzenia przedstawiono na rys. 4.



Rys. 4. Szkic konstrukcji reaktora termojądrowego pracującego w cyklu zamkniętym. 1 — wyładowanie sznurowe, 2 — cylindryczny zbiornik reaktora, 3 — dysze pochylone, 4 — rura łącząca zbiornik reaktora z turbiną gazową, 5 — turbina gazowa, 6 — sprężarka izotermiczna, 7 — woda chłodząca, 8 — generator, 9 — falowód, 10 — uzwojenie zmiennego pola magnetycznego, 11 — solenoid, 12 — miedziany płaszcz reaktora,  $L$  — długość rezonatora,  $L_1$  — długość solenoidu,  $P_a$  — moc magnetoakustycznych oscylacji,  $P_r$  — moc wielkiej częstości,  $A$  — promień rezonatora,  $A_1$  — promień wewnętrzny uzwojenia,  $A_2$  — zewnętrzny promień uzwojenia,  $2l$  — długość wyładowania sznurowego,  $2a$  — średnica wyładowania sznurowego,  $h$  — odległość między ścianką zbiornika i rezonatorem

Wyładowanie sznurowe (1) zachodzi wewnątrz komory utrzymującej i rezonatora (2). Ciśnienie deuteru wynosi 30 atm., a wytwarzane przez zwyczajny solenoid pole magnetyczne — 1 T. Projekt pokazuje jak wykorzystana jest energia neutronów. Gaz nagrzewany przez neutrony przechodzi przez turbinę gazową (5), gdzie rozpręża się adiabatycznie. Następnie przechodząc przez turbokompresor (6) zostaje sprężany izotermicznie. Nadwyżka mocy jest zużywana w generatorze (8). Wyładowanie sznurowe jest wytwarzane przez pole wielkiej częstości, tak jak to się dzieje w rezonatorze cylindrycznym (patrz rys. 2). Różnica polega na dołączeniu otaczającego wyładowanie uzwojenia, które służy do wzbudzenia fal magnetoakustycznych w celu podwyższenia jonowej temperatury plazmy ([4], str. 1003). Projekt ten, jak również odpowiednie obliczenia, opublikowano w roku 1970 ([8], str. 200). Miało to na celu przedstawienie przewidywanych parametrów reaktora termojądrowego działającego w oparciu o nasz sznur plazmowy.

W minionym czasie znacznie lepiej zrozumieliśmy procesy zachodzące w plazmie. Udoskonaliliśmy diagnostykę, głównie mikrofalową, tak że jest możliwy pomiar z 5% dokładnością radialnych rozkładów gęstości oraz ich zależności od pola magnetycznego, ciśnienia i mikrofalowej mocy zasilającej. Zostały ustalone niezbędne warunki stabilności. Wszystko to pozwoliło nam wielokrotnie zwiększyć moc mikrofal i w ten sposób podnieść temperaturę elektronową do 50 milionów K. Gdybyśmy potrafili osiągnąć równowagę temperatur elektronowej i jonowej, to nawet bez dodatkowego grzania falami magnetoakustycznymi moglibyśmy osiągnąć reakcję D+T. Układ reaktora jest prostszy, a jego wymiary mniejsze. W tym przypadku reaktor termojądrowy będzie nie tylko łatwiej zbudować, ale także będzie łatwiej przekształcić energię neutronów w moc użyteczną. W ten sposób omijamy główne trudności występujące przy budowie impulsowych reaktorów termojądrowych.

Istnieją jednak dotąd pewne nierozwiązane trudności zasługujące na bardziej poważne potraktowanie, ponieważ mogą uczynić cały problem niemożliwym do realizacji w ogóle. Zasadnicza trudność jest następująca. Obecnie potrafimy uzyskać w naszych urządzeniach wyładowanie dużej częstości przy ciśnieniu 25 atm. i w sposób ciągły podtrzymywać temperaturę elektronową na poziomie 50 milionów K, zmierzając nawet do większych wartości. Tak więc uzyskujemy w sposób ciągły gaz elektronowy o rekordowo wysokiej temperaturze, wyższej nawet niż temperatura elektronowa wewnątrz Słońca. Główny problem jednak stanowi podgrzanie jonów do tej samej temperatury, bo chociaż gaz elektronowy oddziaływa z jonami, to nie łatwo jest podnieść ich temperaturę tą drogą.

Wyrównywanie temperatur zachodzi dwustopniowo. W pierwszym energia przechodzi od elektronów do jonów. Jest to po prostu spowodowane zderzeniami elektronów z jonami i w tym przypadku oczywiste jest, że transport ciepła będzie proporcjonalny do objętości. Drugi stopień to przekazywanie energii otaczającemu ośrodkowi przez gaz jonowy. Ten strumień ciepły będzie proporcjonalny do powierzchni sznura plazmowego. Wynika stąd, że dla danej przewodności cieplnej gazu jonowego wzrost temperatury uzyskuje się ze wzrostem rozmiarów sznura plazmowego. Tak więc przy zadanej przewodności cieplnej będzie istniała krytyczna średnica sznura plazmowego, przy której temperatura jonowa osiągnie wartość elektronowej i pożądane reakcje D+D lub D+T będą mogły zachodzić. Przy znanym przewodnictwie cieplnym plazmy łatwo jest oszacować rozmiary krytyczne. Jeśli np. przyjąć, że przewodnictwo cieplne jest określone przez średnią drogę swobodną i przeprowadzić obliczenia dla zwyczajnej plazmy jonowej bez pola magnetycznego, to okazuje się, że plazma musiałaby mieć nierealnie wielkie rozmiary — na poziomie tysięcy kilometrów. Zmniejszyć jej przekrój można jedynie przez obniżenie przewodnictwa cieplnego gazu jonowego stosując pole magnetyczne, jak to zrobiono w reaktorze przedstawionym na rys. 4. Przewodnictwo cieplne gazu jonowego znacznie maleje w polu magnetycznym i nie jest już określone średnią drogą swobodną, ale wielkością promienia orbity Larmora odwrotnie proporcjonalnego do natężenia pola magnetycznego. Przewodnictwo cieplne gazu jonowego w polu magnetycznym można łatwo obliczyć.

Tak więc widać, że krytyczna średnica sznura plazmowego jest odwrotnie proporcjonalna do pola magnetycznego i przy indukcji rzędu tesli, dla uzyskania neutronów termicznych, wyniesie 5 ÷ 10 cm, co wydaje się możliwe do osiągnięcia. Ale do tego potrzeba urządzeń znacznie większych niż te, w których badamy obecnie naturę gazu elektronowego

plazmy. Budowa takiego układu w warunkach naszego laboratorium jest zupełnie realna i obecnie prowadzi się prace konstrukcyjne.

Można wykazać, że opisany reaktor ciągłego działania stwarza możliwość osiągnięcia warunków nie tylko reakcji  $D+T$ , ale także reakcji  $D+D$ , jeśli nie wystąpią jeszcze inne czynniki, które mogłyby uczynić cały pomysł niewykonalnym.

Przewodnictwo cieplne gazów jonowego wyznaczaliśmy rozważając średnią drogę swobodną jonów, przy założeniu, że jest ona równa promieniowi orbity Larmora. Nie braliśmy pod uwagę występowania w gazach konwencyjnych strumieni ciepłych. Dobrze wiadomo, że nawet w zwyczajnych gazach konwencyjne przewodnictwo cieplne jest znacznie większe niż przekaz ciepła związany ze zderzeniami cząstek. Wiadomo również, że właściwie nie jest możliwe teoretyczne obliczenie transportu ciepła przez prądy konwencyjne, nawet w prostych przypadkach chaotycznego ruchu turbulentnego zwyczajnych gazów. W takim przypadku stosując analizę wymiarową można zwykle oszacować przewodność cieplną dla problemu podobnego i specyfikować ją do przypadku szczegółowego, określając potrzebne współczynniki doświadczalne. W przypadku plazmy proces ten zależy od znacznie większej ilości parametrów i problem określenia konwekcyjnej przewodności cieplnej jest skomplikowany jeszcze bardziej niż dla gazów zwyczajnych. Możemy jednak teoretycznie oszacować, który z czynników ma największy wpływ na konwekcję. Dla podtrzymania konwekcji należy zapewnić dopływ energii. W gazach energia ta jest czerpana z energii kinetycznej przepływu, co prowadzi do strat ciepłych.

W spokojnej plazmie nie ma źródeł energii tego typu, ale mogą istnieć inne, także wywołujące konwekcję. Źródła te związane są z występowaniem gradientów temperatury, tak że przyczyną konwekcji może być strumień energii termicznej. Wielkość procesu określają naprężenia wewnętrzne. Jako pierwszy zjawisko to badał Maxwell [9]. Wykazał on, że naprężenia wewnętrzne są proporcjonalne do kwadratu współczynnika lepkości i do pochodnej gradientu temperatury. W zwyczajnych gazach są one na tyle małe, że jeszcze do dzisiaj nie zostały zaobserwowane doświadczalnie. Wynika to z proporcjonalności lepkości do średniej drogi swobodnej równej przy ciśnieniu normalnym  $\sim 10^{-5}$  cm, co przy małych gradientach temperatur prowadzi do małych naprężeń.

W plazmie średnie drogi swobodne elektronów i jonów są rzędu centymetrów, a gradienty temperatur duże. W tym przypadku ze wzoru Maxwella wynika, że naprężenia wewnętrzne są o dziesięć rzędów wielkości większe, niż w gazach zwyczajnych i można się spodziewać zarówno prądów konwekcyjnych jak i turbulencji. Obecność pola magnetycznego może oczywiście wpływać na te zjawiska, a przy dodatkowym oddziaływaniu pola elektrycznego na konwekcję, próby nawet grubego oszacowania teoretycznego wydajności konwekcji mogą stać się nierealne. W takim przypadku pozostaje tylko jedyna możliwość: badać proces doświadczalnie — i tym właśnie teraz się zajmujemy.

W każdym razie konwekcyjna przewodność cieplna obniży efektywność grzania jonów i doprowadzi do zwiększenia przekroju krytycznego sznura plazmy termojądrowej. Odpowiednio także powiększą się rozmiary reaktora służącego do produkcji energii użytecznej.

Jeśli rozmiary te będą praktycznie nieosiągalne, to będziemy zmuszeni rozważyć metody obniżenia konwekcyjnej przewodności ciepła. Można tego dokonać np. przez wytworzenie na powierzchni plazmy warstwy bez turbulencji, tak jak to się dzieje w płynach



z graniczną warstwą Prandtla. Możliwość tę rozpatrywano teoretycznie w pracy [4] (str. 1002).

Podsumowując można powiedzieć, że metoda impulsowa stosowana w Tokamakach może być obecnie w pełni uzasadniona teoretycznie, ale konstrukcja reaktora termojądrowego bazująca na niej prowadzi do dużego i skomplikowanego urządzenia. Z drugiej strony nasz reaktor termojądrowy jest konstrukcyjnie prostszy, ale jego praktyczna realizacja i wymiary zależą od konwekcyjnego transportu ciepła, który nie może być badany czysto teoretycznie.

Główną atrakcją pracy naukowej jest to, że prowadzi ona do problemów, których rozwiązań nie sposób przewidzieć. Właśnie dlatego naukowe badania kontrolowanych reakcji termojądrowych są tak pasjonujące.

(*pisane w Nikoliniej Gorie, dn. 20. XI. 78 r.*)

Tłumaczył *Jacek Kurzyrna*

Instytut Podstawowych  
Problemów Techniki PAN  
Warszawa

#### Literatura

- [1] F. L. Ribe, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 7 (1974).
- [2] P. L. Kapitza, *JETP Lett.* **22** (1), 9 (1975).
- [3] P. L. Kapitza, L. P. Pitaevskii, *Sov. Phys. JETP* **40** (4), 701 (1975).
- [4] P. L. Kapitza, *Sov. Phys. JETP* **30** (6), 973 (1970).
- [5] P. L. Kapitza, *High-Power Microwave Electronics*, Pergamon Press, Oxford 1964.
- [6] P. L. Kapitza, S. I. Filimonov, S. P. Kapitza, Sbornik „Elektronika bolshich moshchnosti” nr 6, Nauka, Moskva 1969, str. 7.
- [7] P. L. Kapitza, *Collected Papers*, t. 2, Pergamon Press, Oxford 1965, str. 776.
- [8] P. L. Kapitza, *Sov. Phys. JETP* **31** (2), 199 (1970).
- [9] J. C. Maxwell, *Phil. Trans. R. S.* **170**, 231 (1879).

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

*Maciej Suffczyński*Instytut Fizyki PAN  
Warszawa**W stulecie Einsteina**  
**On the Einstein Centenary**

*Abstract:* On occasion of the centenary of Albert Einstein, his contacts and collaboration with A. A. Michelson, M. Skłodowska-Curie, M. Smoluchowski, M. Wolfke and L. Infeld are recollected.

Albert Einstein urodził się 14 marca 1879 r. w domu przy Bahnhofstrasse 135 B w Ulm. „Ulmense sunt mathematici” — mówi tam stare powiedzenie [1]. Ojciec Alberta, Hermann, urodzony 30 sierpnia 1847 r. w Buchau an Federnsee poślubił 8 sierpnia 1876 w Bad Constatt Paulinę Koch także urodzoną 8 lutego 1858 r. Mieszkali w Buchau, jesienią 1877 przenieśli się do Ulm, gdzie Hermann otworzył sklep elektrotechniczny, a w 1880 r. przenieśli się do Monachium. Ojciec ofiarował pięcioletniemu Albertowi kompas, który zrobił na chłopcu duże wrażenie. Albert był cichym i małomównym dzieckiem. Rodzice posłali go do znajdującej się w pobliżu szkoły katolickiej. Tu koledzy zwrócili uwagę na cechę charakteru wyróżniającą Alberta — wyjątkowe zamiłowanie do prawdomówności i sprawiedliwości. Nazywali go „Biedermeier” [2].

W 1889 Albert wstąpił do Luitpoldgymnasium. Skupiony i cichy przerabiał program szkolny bez olśniewających sukcesów. Czytał książki popularnonaukowe. Polecał je Albertowi pochodzący z Polski student medycyny Maks Talmej, który bywał u Einsteinów przestrzegających tradycji zapraszania w piątek ubogiego studenta imigranta [3]. Stryj Alberta, Jakub, zainteresował bratanka algebrą. Dwunastoletni Albert poznał geometrię Euklidesa, która sprawiła na nim wielkie wrażenie. „W wieku od dwunastu do szesnastu lat poznałem elementy matematyki, włącznie z zasadami rachunku różniczkowego i całkowego”, wspominał [1].

W 1894 r. Hermann i Jakub Einstein założyli fabryczkę elektrotechniczną we Włoszech. Albert w dalszym ciągu uczęszczał do gimnazjum w Monachium. Prześcigał swoich kolegów w matematyce i fizyce, ale wkuwanie szczegółowych wiadomości w pozostałych przedmiotach bardzo mu nie odpowiadało. Na rok przed ukończeniem gimnazjum Albert porzucił je i udał się do rodziców, do Mediolanu. Będąc w Mediolanie zrezygnował z obywatelstwa niemieckiego [3].

Albert Einstein ukończył szkołę kantonálną w małym miasteczku szwajcarskim Aarau i w 1896 r. został bez egzaminu przyjęty na wydział VIA Eidgenössische Technische Hochschule (ETH) w Zurychu, przygotowujący nauczycieli matematyki i fizyki. Rachunek różniczkowy i całkowy wykładał tam Adolf Hurwitz, równania różniczkowe, teorię funkcji, teorię potencjału, mechanikę analityczną, rachunek wariacyjny — Hermann Minkowski (1864-1909), pochodzący nota bene z Kowna i sławiony uzyskaniem w wieku 18 lat nagrody Académie des Sciences w Paryżu za pracę o formach kwadratowych.

Einstein zaprzyjaźnił się z kilkoma studentami. Jego przyjacielem został Marcel Grossmann (1878-1936), a także Louis Kollros oraz Jakub Ehrat. W 1896 r. rozpoczęli oni studia na tym samym wydziale, podobnie jak imigrantka z Austro-Węgier, urodzona w 1875 r. w Titel, w północnej Serbii, Mileva Maric, wyznania grecko-prawosławnego. Jesienią 1900 r. Einstein otrzymał dyplom. Pomimo bardzo dobrych ocen i opinii utalentowanego eksperymentatora, jaką się cieszył, Einstein nie został asystentem na Politechnice.

Był bez posady. W lutym 1901 r. uzyskał obywatelstwo szwajcarskie. Wykonywał obliczenia dla Obserwatorium Federalnego w Zurychu, podejmował pracę w szkole technicznej wykładając matematykę. W 1901 r. ukazała się w *Annalen der Physik* pierwsza publikacja naukowa A. Einsteina *Folgerungen aus den Kapillaritätserscheinungen* [4]. Odtąd co roku ukazywały się w tychże *Annalen* jego dalsze prace z dziedziny termodynamiki [5-8].

Dzięki staraniom Marcela Grossmanna, Einstein otrzymał w 1902 r. posadę eksperta technicznego trzeciej klasy w Urzędzie Patentowym w Bernie. Ojciec Alberta zmarł w Mediolanie w 1902 r. Dnia 6 stycznia 1903 r. odbyło się wesele Alberta Einsteina z Milewą Maric. Świadcami byli przyjaciele Einsteina Conrad Habicht i Maurice Solovine. W 1904 r. przyszedł na świat syn Alberta, Hans Albert. Studiował on później na Politechnice w Zurychu, został wybitnym hydromechanikiem i profesorem Uniwersytetu Kalifornijskiego w Berkeley. Towarzyszył ostatnim dniom życia Alberta Einsteina. Drugi syn, Edward urodził się 28 lipca 1910 r. w Zurychu [1].

W 1905 r. ukazały się w *Annalen der Physik* prace A. Einsteina: *Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt* [9], *Die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen* [10], *Zur Elektrodynamik bewegter Körper* [11] oraz *Ist die Trägheit eines Körpers von seinem Energie-Inhalt abhängig?* [12]. Pierwsza stała się podstawą przyznania Einsteinowi nagrody Nobla z fizyki w 1921 r. za wyjaśnienie praw zjawiska fotoelektrycznego. Druga praca wyjaśniała ruchy Browna. Trzecia stworzyła podstawy szczególnej teorii względności. Czwarta formułowała w początkowej formie ważny wniosek szczególnej teorii względności, proporcjonalność energii i masy ciała.

W 1907 r. Einstein w pracy *Die vom Relativitätsprinzip geforderte Trägheit der Energie* [13] sformułował ogólnie wniosek o proporcjonalności energii i masy, a w pracy *Relativitätsprinzip und die aus demselben gezogenen Folgerungen* [14] sformułował równo-

ważność masy bezwładnej i masy grawitacyjnej oraz, zupełnie już ogólnie, równoważność masy i energii.

W 1908 r. Einstein, pozostając w Urzędzie Patentowym jako ekspert drugiej klasy, przyjął obowiązki Privat-Dozenta na Uniwersytecie w Bernie. W 1909 r. otrzymał godność doktora *honoris causa* Uniwersytetu w Genewie. W tymże roku został profesorem nadzwyczajnym fizyki teoretycznej Uniwersytetu w Zurychu. Na początku 1911 r., na podstawie nominacji podpisanej przez cesarza Austrii Franciszka Józefa I, Einstein został profesorem zwyczajnym fizyki teoretycznej założonego w 1348 r. Uniwersytetu w Pradze. W 1911 r. w *Annalen der Physik* ukazała się praca Einsteina *Einfluss der Schwerkraft auf die Ausbreitung des Lichtes* [15] formułująca wniosek, iż promienie świetlne gwiazd są odchylane w polu grawitacyjnym Słońca, pierwszy prowadzący do możliwości porównania z doświadczeniem wniosek z rozważań ogólnej teorii względności.

\*

Szczególna teoria względności tkwiła korzeniami w równaniach pola elektromagnetycznego, które napisał Maxwell (1831-1879). Opierała się na dobrych fundamentach doświadczenia, akumulowanych zwłaszcza w ciągu XIX wieku [16]. Z nich szczególnie ważne było doświadczenie Michelsona i Morleya wykazujące, że prędkość rozchodzenia się światła jest jednakowa we wszystkich układach odniesienia, poruszających się względem siebie bez przyspieszenia.

Albert Abraham Michelson, syn Samuela i Rozalii z Przyłubskich, urodził się 19 grudnia 1852 r. w Strzelnie w województwie bydgoskim [17]. Rodzice w dwa lata później wyemigrowali do Stanów Zjednoczonych. Albert Michelson ukończył w 1873 r. Naval Academy, potem studiował w Europie (w Niemczech i we Francji). Zbudował interferometr nazwany później jego imieniem. Wraz z E. W. Morleyem wykonał w latach 1881-1887 nadzwyczaj dokładne pomiary prędkości rozchodzenia się światła, w szczególności wykazał przy pomocy pomiarów interferencyjnych, że prędkość światła jest jednakowa w kierunku równoległym i w kierunku prostopadłym do prędkości ruchu Ziemi na orbicie wokół Słońca. Wynik doświadczenia Michelsona i Morleya odegrał zasadniczą rolę w rozwoju transformacji Lorentza [18]. Naturalne wyjaśnienie tego doświadczenia dała praca Einsteina. W pierwszej pracy *Zur Elektrodynamik bewegter Körper* [11] Einstein nie cytował doświadczenia Michelsona i Morleya [19-21]. Jeśli chodzi o wyniki doświadczalne, opierał się głównie na fakcie aberacji gwiazd [22, 23] i na pomiarach Fizeau prędkości światła w poruszającej się wodzie [24]. Michelson i Morley bardzo dokładnie wyznaczyli współczynnik unoszenia, tzw. „*Fresnelsche Mitführungskoeffizient*” [25]. E. W. Morley był profesorem chemii w Western Reserve University. Michelson i Morley pracowali nad wykorzystaniem linii widmowych sodu do budowy praktycznego wzorca długości [26]. Michelson zmierzył wzorzec metra w długościach fali linii widmowych kadmu. Za skonstruowanie precyzyjnych przyrządów optycznych i prace spektrometryczne wykonane przy ich pomocy, otrzymał w 1907 r. nagrodę Nobla w dziedzinie fizyki.

Einstein i Michelson spotykali się wielokrotnie i według słów Einsteina „byli wielkimi przyjaciółmi”. Jeszcze w styczniu 1931 r. fotografowano ich razem z R. A. Millikanem, uczniem Michelsona, na konferencji w Pasadenie [27]. Po śmierci Michelsona 9 maja

1931 r. Einstein wygłosił o nim wspomnienie [28]. Uważał on Michelsona za „wielkiego geniusza, który zawsze będzie tak oceniany” i określał go mianem artysty [20]. Interesujące szczegóły o działalności naukowej Michelsona opublikował w 1970 r. matematyk Hugo Steinhaus [29], który spotkał go w Getyndze w 1911 r. i wielokrotnie o nim później opowiadał.

\*

Równoległe prace A. Einsteina [30, 31] i Mariana Smoluchowskiego [32, 33] na temat teorii ruchów Browna doprowadziły do przyjaznej wymiany korespondencji, później do osobistego poznania. Jean Perrin przyjmując nagrodę Nobla z fizyki w 1926 r. wymieniał jako podstawę teoretyczną swoich doświadczeń nad sedymentacją roztworów i wyznaczeniem liczby Avogadro prace Einsteina i Smoluchowskiego.

Einstein wysoko cenił prace Smoluchowskiego na temat fluktuacji i ich roli w opalescencji gazów i cieczy w pobliżu punktu krytycznego — cytował jego publikację [34] w swojej rozprawie „Theorie der Opaleszenz von homogenen Flüssigkeiten und Flüssigkeitsgemischen in der Nähe des kritischen Zustandes” [35].

W lutym 1912 r. Paul Ehrenfest w czasie swej podróży do Kijowa wstąpił do Lwowa, aby spotkać się ze Smoluchowskim. Zaprzyjaźnili się serdecznie. W marcu 1912 r. Einstein dowiedziawszy się od Ehrenfesta, że Smoluchowski chce w czasie ferii wielkanocnych odwiedzić go w Pradze, napisał do Smoluchowskiego kartkę i list zapraszając go do siebie, aby mogli dobrze „wykorzystać czas im dany” [36].

Kiedy 5 września 1917 r. epidemia wojenna w Krakowie zabrała M. Smoluchowskiego, Einstein napisał o nim wspomnienie pośmiertne pięknie opisujące jego twórczość i jego charakter: „Wszyscy, którzy osobiście dokładniej znali Smoluchowskiego — pisał — cenili w nim nie tylko bogatego w idee badacza lecz także szlachetnego, przenikliwego i pełnego dobrej woli Człowieka” [37].

\*

Profesorowie w Zurychu starali się o powrót Einsteina z Pragi. 18 listopada 1911 r. w liście do Marcela Grossmanna, który w ETH w Zurychu wykładał geometrię rzutową, Einstein pisał, iż skłonny jest objąć fizykę teoretyczną na ETH. Pierre Weiss (1865-1940) znany wraz z Pierre Curie dzięki podstawowym pracom z dziedziny magnetyzmu i kierujący fizyką doświadczalną w ETH, pytał, jaką opinię o Einsteinie mają najwybitniejsi fizycy. Maria Curie i Henri Poincaré nadesłali z Paryża opinie nadzwyczaj pochlebne. Bardzo pochlebne także zdanie mieli o Einsteinie Max Planck w Berlinie, Arnold Sommerfeld w Monachium, H. A. Lorentz i Kamerlingh Onnes w Leydzie. Wkrótce, szwajcarski Bundesrat powołał Einsteina na nowo utworzoną katedrę fizyki matematycznej w ETH i w sierpniu 1912 r. Einstein sprowadził się wraz z rodziną do Zurychu.

Einstein znał Marię Skłodowską-Curie, która tak jak on otrzymała godność doktora *honoris causa* Uniwersytetu w Genewie w 1909 r. i która, tak jak Einstein, uczestniczyła na zaproszenie Ernesta Solvaya w Kongresach w Brukseli, poczynając od pierwszego w 1911 r. Wiosną 1913 r. Maria Curie odwiedziła Einsteinów w Zurychu. W sierpniu 1913 r., Maria Curie z córkami, Ireną i Ewą i Einstein ze swym starszym synem, odbyli wycieczkę górską, którą później Ewa opisała w biografii swej matki [38]. Einstein wyjaśniał



Albert Einstein w Urzędzie Patentowym w Bernie w 1905 r.



**Albert Abraham Michelson 1852-1931**



**Albert Einstein i Maria Skłodowska-Curie w Szwajcarii**



Mieczysław Wolfke w 1917 r.



Albert Einstein i Leopold Infeld w Princeton



Marii Curie zasady ogólnej teorii względności: „Pani rozumie, chcę wiedzieć dokładnie, co dzieje się z ludźmi w windzie, która spada w próżnię...”

W 1922 r. Einstein został zaproszony do Komisji Współpracy Intelktualnej przy Lidze Narodów. W Genewie i w Paryżu spotykał się i współpracował z Marią Curie. W roku 1923 wystąpił on na pewien czas z Komisji. Dn. 25 grudnia 1923 r. z okazji 25 rocznicy odkrycia radu napisał do Marii Curie długi list, w którym właśnie jej starał się wyłumaczyć swoje rozczarowanie pracami Komisji Ligi Narodów [1].

Maria Skłodowska-Curie zmarła 4 lipca 1934 w Sancellemoz. Einstein poświęcił jej piękne „in memoriam”: „Moralne wartości znakomitego człowieka posiadają przypuszczalnie większe znaczenie dla jego pokolenia i dla procesu historycznego, niż czysto intelektualne osiągnięcia. Te ostatnie same zależą od wielkości ducha, która zazwyczaj pozostaje nieznaną”. Einstein znakomicie, w paru słowach, opisał dzieło Marii Curie i kontynuował: „Ogromnym szczęściem była dla mnie dwudziestoletnia wzniosła i bezchmurna z nią przyjaźń. Mój zachwyt nad wielkością jej duszy stale wzrastał. Rzadko się zdarza, aby w jednym człowieku zebrała się taka siła ducha, czystość zamysłów, surowość w stosunku do siebie, obiektywność i nieprzekupność sądów. Dusza jej wypełniona była stale poczuciem odpowiedzialności społecznej. Ta skromna, bez najmniejszego samolubstwa kobieta, ciągle myślała o istniejącej na ziemi nierówności społecznej i niesprawiedliwości, i myśli te przydawały jej zewnętrznemu obliczu tę pozorną surowość, która nie była łagodzona sztucznymi wysiłkami i mogła zmylić wszystkich, prócz bliskich.

Gdyby europejscy inteligenci mieli choć niewielką część siły charakteru Pani Curie i jej oddania sprawie, Europę czekałaby bardziej wspaniała przyszłość” [39].

\*

Albert Einstein jako profesor w ETH prowadził bardzo ożywioną działalność. Co tydzień odbywały się w VIII oddziale ETH kolokwia fizyczne, w których brali udział m. in. Max von Laue (1879-1960), Peter Debye (1884-1966) i Mieczysław Wolfke (1883-1947). Później, także Hermann Weyl (1885-1955) z Schleswig-Holstein i Jan Weysenhoff z Warszawy (1889-1972).

Mieczysław Wolfke opublikował w *Annalen der Physik* [40] pracę formułującą zasadę dwustopniowego odwzorowania optycznego. Na podstawie tej pracy habilitował się on w ETH w 1913 r. [41-45]. W archiwum ETH w Zurychu przechowywany jest odręczny protokół Grossmanna datowany dn. 26 maja 1913 r. W dosłownym tłumaczeniu czytamy: „Do Przewodniczącego Szwajcarskiej Rady Szkolnej w Zurychu. Szanowny Panie Przewodniczący, Rada VIII Oddziału na swym dzisiejszym posiedzeniu rozpatrywała zgodnie z Pana poleceniem z 8 maja 1913 podanie o habilitację pana Doktora Mieczysława Wolfke. Panowie Profesorowie Einstein i Weiss zgodnie wypowiedzieli się przychylnie o dostarczonych pracach naukowych, wykształceniu i osobowości kandydata i przyjęli jego habilitację w dziedzinie optyki. Stosownie do tego, Rada VIII Oddziału postanowiła wnieść do Rady Szkolnej wnioski o udzielenie *venia legendi* w optyce panu Doktorowi M. Wolfke. Z poważaniem, Przewodniczący VIII Oddz. Grossmann”.

Docent M. Wolfke prowadził wykład na Politechnice i na Uniwersytecie w Zurychu, m. in. w semestrze letnim 1915 i zimowym 1916/17, zatytułowany: „Das Relativitätsprinzip”.

Einstein bywał z żoną u Mieczysława Wolfkego, który z żoną i synkiem, Karolem, mieszkał na Hochstrasse [43].

Jest znanym faktem, że w latach 1948-1951 Dennis Gabor, pracując w Imperial College w Londynie nad ulepszeniem zdolności rozdzielczej mikroskopu elektronowego, zaproponował, zupełnie niezależnie, proces dwustopniowy odwzorowania. Dennis Gabor przeanalizował teoretycznie [46] i zrealizował praktycznie [47-50] optyczne obrazy holograficzne, za co w 1971 r. otrzymał nagrodę Nobla z fizyki [51, 52]. Szczególnie intensywny rozwój holografii nastąpił, gdy E. N. Leith i J. Upatnieks [53] zastosowali w latach 1961-64 spójne światło laserowe do odwzorowania optycznego, co było możliwe po zbudowaniu przez T. H. Maimana [54] i A. Javana laserów. Rozwój holografii opisali A. H. Piekara [55] oraz D. Ross i M. Kiemle [56].

Wolfke wrócił w 1922 r. do Polski. Został profesorem fizyki na Politechnice Warszawskiej. Wyjeżdżał kilkakrotnie do Laboratorium Niskich Temperatur Kamerlingh Onnesa w Leydzie [57]. Tam, w 1927 r. mierząc wraz z W. H. Keesomem współczynnik dielektryczny ciekłego helu zauważył, przy temperaturze ok. 2,3 K skok tego współczynnika [58-63]. Temperatura, przy której skok następuje nieznacznie wzrasta ze spadkiem ciśnienia [60]. Keesom i Wolfke zrozumieli, że ciekły hel przechodzi w tej temperaturze do niskotemperaturowej fazy, którą dla odróżnienia od znanej dotychczas nazwali helem II. Stwierdzili, że hel II ma mniejszą stałą dielektryczną, mniejszą gęstość i mniejsze napięcie powierzchniowe, niż hel I znany dotychczas. Pomiary współczynnika dielektrycznego ciekłego helu wykonane przez Wolfkego są do dziś cytowane [60-64]. W 1938 r. Piotr Kapica pracujący w Moskwie opublikował w *Nature* pracę: „Lepkość ciekłego helu poniżej punktu lambda”, tzn. poniżej przejścia fazowego [65]. Kapica wyraził i w następnych pracach [66] udowodnił pogląd, że hel II musi być rozpatrywany jako ciecz nadpłynna. Za prace w dziedzinie niskich temperatur, w szczególności za odkrycie nadpłynności helu II, które stało się początkiem daleko idących badań cieczy kwantowych, P. Kapica otrzymał w 1978 r. nagrodę Nobla z fizyki [67].

\*

W 1913 r. Max Planck, Walter Nernst, Heinrich Rubens i Emil Warburg podjęli starania, aby Einstein został wybrany do Pruskiej Akademii Nauk w Berlinie. Starania te zostały uwieńczone powodzeniem. Dekret z dnia 12 XI 1913 zatwierdził wybór Alberta Einsteina na członka zwyczajnego matematyczno-fizycznej klasy Pruskiej Akademii Nauk. Wiosną 1914 r. Einstein sprowadził się do Berlina.

W czasie pierwszej wojny światowej ukazały się najważniejsze rozprawy Einsteina formułujące ogólną teorię względności: *Formale Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie* w Sitzungsberichte der Preussischen Akademie der Wissenschaften (1914) [68], *Zur allgemeinen Relativitätstheorie* (1915) [69], *Erklärung der Perihelbewegung des Merkur aus der allgemeinen Relativitätstheorie* (1915) [70], *Feldgleichungen der Gravitation* (1915) [71]. Wreszcie ogólne przedstawienie teorii: *Die Grundlagen der allgemeinen Relativitätstheorie* (1916) [72], *Näherungsweise Integration der Feldgleichungen der Gravitation* (1916) [73]. i *Hamiltonsches Prinzip und allgemeine Relativitätstheorie* (1916) [74]. W pracy [73] Einstein rozważał płaskie fale grawitacyjne i stwierdził, że rozchodzą się one z prędkością światła.

W pracy *Gravitationswellen* (1918) [75] podał poprawne wyrażenie na całkowitą moc promieniowaną w postaci fal grawitacyjnych przez układ izolowany.

W 1917 r. ukazał się drukiem popularny wykład Einsteina *Über die spezielle und die allgemeine Relativitätstheorie, gemeinverständlich* [76]. Osiągnął on kilkadziesiąt wydań [77-79].

Po zakończeniu pierwszej wojny światowej, z inicjatywy Arthura Eddingtona, Royal Society of London wysłało dwie ekspedycje, jedną do Sobral w Brazylii, drugą na wyspę Principe w Zatoce Gwinejskiej u zachodnich brzegów Afryki, aby w czasie całkowitego zaćmienia Słońca, 29 maja 1919 r., dokonać pomiarów odchylenia w polu grawitacyjnym Słońca promieni gwiazd z gwiazdozbioru Hyades. 23 października 1919 Einstein donosił Planckowi w krótkiej pocztówce: „Dziś wieczór Hertzprung pokazał mi list Arthura Eddingtona, według którego pomiary na płytach fotograficznych odtworzyły dokładnie teoretyczną wartość odchylenia światła. Jest łaską losu, że wolno mi było tego dożyć” [1]. Teoria Einsteina przewidywała odchylenie wielkości 1,75 sekundy kątowej. Pomiar 29 maja 1919 roku dał odchylenie wielkości 1,64 sekundy. Dokładniejsze pomiary wykonane podczas zaćmienia Słońca obserwowanego przez ekspedycję amerykańską w Chartumie 25 lutego 1952 roku dały 1,70 sekundy. Einstein pisał w styczniu 1953 roku: „Für einen Kenner ist diese Sache nicht besonders wichtig, da die Hauptbedeutung der Theorie nicht in der Bestätigung durch kleine Effekte liegt, sondern in der grossen Vereinfachung der theoretischen Basis der ganzen Physik” („Dla znawcy nie jest to rzeczą szczególnie ważną, bo główne znaczenie teorii leży nie w potwierdzeniu przez małe efekty lecz w wielkim uproszczeniu teoretycznej podstawy całej fizyki”) [1].

W maju 1921 roku Einstein wygłosił w Uniwersytecie w Princeton cztery wykłady na temat szczególnej i ogólnej teorii względności. Te wykłady, wydane później pod tytułem *The Meaning of Relativity* [80], były tłumaczone na kilka języków [81, 82].

W 1921 roku Szwedzka Akademia Nauk przyznała Einsteinowi nagrodę Nobla z fizyki za odkrycie praw rządzących efektem fotoelektrycznym. Wykład, jaki Einstein przyjmujący tę nagrodę wygłosił 11 lipca 1923 r. w Göteborgu, poświęcony był w całości fundamentalnym ideom ogólnej teorii względności [83].

W 1924 r. Jagadis S. N. Bose z Indii nadesłał pionierską pracę na temat statystyki fotonów. Einstein przetłumaczył pracę na język niemiecki. Praca Bosego [84] i krótka praca Einsteina *Bemerkung zu einer Abhandlung von Bose: Wärmegleichgewicht im Strahlungsfeld bei Anwesenheit von Materie* [85] ukazały się w *Zeitschrift für Physik*. Einstein opublikował w 1924 i w 1925 r. prace o kwantowej statystyce gazu idealnego [86, 87]. W 1926 r. opublikował on pracę o przyczynie tworzenia się meandrów w biegu rzek, cytowaną stale w literaturze geofizycznej [88].

Z wniosków ogólnej teorii względności te, które dotyczyły promieniowania grawitacyjnego, okazały się bardzo trudne do sprawdzenia ze względu na małość efektów. Na Konferencji Astrofizyki w Monachium w grudniu 1978 roku J. H. Taylor, P. M. McCullough i L. A. Fowler potrafili ilościowo wyjaśnić zmianę obserwowanego okresu pulsarów w układzie podwójnym stratą energii na promieniowanie grawitacyjne. Uzyskali dobrą zgodność dla podwójnego pulsara PSR 1913+16 z przewidywaniami teorii Einsteina.

W Polsce najwcześniej, bo już w latach pierwszej wojny światowej, teorię względności wykładał na Uniwersytecie Jagiellońskim Władysław Natanson (1864-1937), który później w latach dwudziestych odwiedzał Einsteina w Berlinie. Na Uniwersytecie Jana Kazimierza we Lwowie teorię względności wykładał Stanisław Loria (1883-1958), a na Uniwersytecie Stefana Batorego w Wilnie — Jan Weysenhoff. W latach międzywojennych pracowali w Polsce teoretycy relatywiści: Leopold Infeld, Myron Mathisson, Józef Lubański (1914-1946) i A. Raabe.

\*

Kiedy Hitler doszedł do władzy, Einstein był w Kalifornii. Einstein zdecydował się nie wracać do Niemiec. Kilkuset intelektualistów, zwłaszcza uczonych, wyemigrowało w tych pierwszych tygodniach z Rzeszy Niemieckiej (interesujące dane z tego okresu posiada muzeum w Lipsku). Einstein, mając na uwadze trudną sytuację kolegów pozostających w Rzeszy, zwłaszcza M. Plancka i W. Nernsta, zawiadomił listownie Akademię w Berlinie, że rezygnuje z zajmowanego w niej stanowiska [2].

Na zaproszenie Abrahama Flexnera, amerykańskiego reformatora oświaty, Einstein został jednym z członków stałych Institute for Advanced Study w Princeton w stanie New Jersey.

\*

W Princeton Einstein utrzymywał znacznie mniej kontaktów osobistych z ludźmi, aniżeli dawniej. Z Niemiec towarzyszył Einsteinowi jego asystent Walter Mayer, który zmarł jesienią 1948 r. W latach 1934-35 współpracował z Einsteinem Nathan Rosen, w latach 1936-41 — Peter Bergmann, autor podręcznika *Introduction to the Theory of Relativity*, który z przedmową Einsteina ukazał się w 1942 r. [89].

We wrześniu 1936 r. do Einsteina przyjechał ze Lwowa Leopold Infeld, który już w 1920 r., jako student, złożył Einsteinowi wizytę w jego mieszkaniu na Haberlandstrasse 5 w Berlinie [90]. „Pamiętam — pisze Infeld — gdy w roku 1936 przybyłem do Princeton, Einstein zaproponował mi opracowanie jednego z dwóch tematów. Pierwszy — to zagadnienie ruchu, drugi — to praca nad jednolitą teorią pola. Wybrałem wówczas skwapliwie pierwszy temat, do którego później przyłączył się również Hoffmann, młody zaś fizyk Peter Bergmann obrał temat drugi i pracował przez pewien czas wspólnie z Einsteinem nad jednolitą teorią pola” [90]. W 1938 r. ukazała się zasadnicza praca: A. Einstein, L. Infeld, B. Hoffmann, *Gravitational Equations and the Problem of Motion* [91], formułująca powszechnie odtąd w teorii pola grawitacyjnego i w ogóle w klasycznej teorii pola stosowaną metodę kolejnych przybliżeń, zwaną metodą EIH [92]. W 1940 r. Einstein i Infeld opublikowali drugą część tej pracy [93]. Pracowali nad zagadnieniem równań ruchu w dalszym ciągu drogą korespondencyjną i w 1949 r. opublikowali pracę *Motion of particles in general relativity theory* w nowym wówczas czasopiśmie *Canadian Journal of Mathematics* [94]. W 1938 r. ukazała się książka Einsteina i Infelda *The Evolution of Physics* [95]. Problem ruchu ciał w ogólnej teorii względności stał się przedmiotem monografii Infelda i Plebańskiego [96].

Znane są wspomnienia, jakie Infeld napisał o Einsteinie [90, 97-100]. Były one tłumaczone na kilka języków i wielokrotnie przedrukowywane [1, 3, 97, 98, 101, 102]. Były pisane na podstawie kilkuletniej współpracy Infelda z Einsteinem, a także wieloletniej korespon-

dencji. Ostatni list Einsteina do Infelda nosił datę 17 stycznia 1955 [90]. Einstein zmarł w szpitalu w Princeton 18 kwietnia 1955 roku.

#### Bibliografia

- [1] C. Seelig, *Albert Einstein, Eine dokumentarische Biographie*, Europa Verlag, Zürich-Stuttgart-Wien.
- [2] Ph. Frank, *Einstein, His Life and Times*, J. Cape, London 1948.
- [3] B. G. Kuzniecowa, *Albert Einstein*, PWN, Warszawa 1966.
- [4] A. Einstein, *Ann. Phys.* **4**, 513 (1901).
- [5] A. Einstein, *Ann. Phys.* **8**, 798 (1902).
- [6] A. Einstein, *Ann. Phys.* **9**, 417 (1902).
- [7] A. Einstein, *Ann. Phys.* **11**, 170 (1903).
- [8] A. Einstein, *Ann. Phys.* **14**, 354 (1904).
- [9] A. Einstein, *Ann. Phys.* **17**, 132 (1905).
- [10] A. Einstein, *Ann. Phys.* **17**, 549 (1905).
- [11] A. Einstein, *Ann. Phys.* **17**, 891 (1905).
- [12] A. Einstein, *Ann. Phys.* **18**, 639 (1905).
- [13] A. Einstein, *Ann. Phys.* **23**, 371 (1907).
- [14] A. Einstein, *Jahrbuch der Radioaktivität* **4**, 411; **5**, 98 (1907).
- [15] A. Einstein, *Ann. Phys.* **35**, 898 (1911).
- [16] W. Pauli, *Relativitätstheorie*, B. G. Teubner, Leipzig-Berlin 1921, Sonderdruck aus der Encyclopädie der Mathematischen Wissenschaften.
- [17] *Postępy Fizyki* **15**, 85 (1964).
- [18] H. A. Lorentz, *Arch. Néerl.* **2**, 168 (1887).
- [19] R. S. Shankland, *Amer. J. Phys.* **17**, 487 (1949).
- [20] R. S. Shankland, *Amer. J. Phys.* **31**, 47 (1963).
- [21] G. Holton, *Amer. J. Phys.* **28**, 627 (1960).
- [22] J. Bradley, *Phil. Trans.* **35**, 637 (1728).
- [23] G. B. Airy, *Proc. Roy. Soc.* **20**, 35 (1871); **21**, 121 (1873).
- [24] H. L. Fizeau, *CR Acad. Sci.* **33**, 349 (1851); *Ann. Chem. Phys.* **57**, 385 (1859).
- [25] A. A. Michelson, E. W. Morley, *Amer. J. Sci.* **31**, 377 (1886).
- [26] A. A. Michelson, E. W. Morley, *Sullman Amer. J. Phys.* **34**, (1887); **38** (1889).
- [27] D. J. Kevles, *Sci. American* **240**, (1) 118 (1979).
- [28] A. Einstein, *Zeits. f. angew. Chem.* **44**, 685 (1931).
- [29] H. Steinhaus, *Znak* **22**, 1, 2, 3 (1970).
- [30] A. Einstein, *Ann. Phys.* **19**, 371 (1906).
- [31] A. Einstein, *Zeits. f. Elektrochemie* **13**, 41 (1907).
- [32] M. Smoluchowski, *Bull. de l'Acad. de Cracovie*, 1906, p. 202.
- [33] M. Smoluchowski, *Ann. Phys.* **21**, **24**, 756 (1906).
- [34] M. Smoluchowski, *Ann. Phys.* **25**, 205 (1908).
- [35] A. Einstein, *Ann. Phys.* **33**, 1275 (1910).
- [36] A. Teske, *Marian Smoluchowski, życie i twórczość*, PWN, Warszawa 1955; *Marian Smoluchowski, Leben und Werk*, Zakład Narodowy imienia Ossolińskich, Wydawnictwo Polskiej Akademii Nauk, Wrocław, Warszawa, Kraków, Gdańsk 1977.
- [37] A. Einstein, *Naturwissenschaften* **5**, 737 (1917).
- [38] E. Curie, *Maria Skłodowska-Curie*, wyd. J. Przeworskiego, Warszawa 1936; *Maria Curie*, PWN, Warszawa 1979.
- [39] A. Einstein, w *New York Times*, 15 August 1934, *Out of my later years*, Philosophical Library, New York 1950, p. 207; *Conceptions scientifiques, morales et sociales*, traduit de l'anglais par Maurice Solovine, Flammarion, Paris 1952.

- [40] M. Wolfke, *Ann. Phys.* (4) **39**, 569 (1912).
- [41] M. Wolfke, *Ann. Phys.* (4) **34**, 277 (1911); **37**, 96, 797 (1912); **38**, 385 (1912); **40**, 194 (1913).
- [42] M. Wolfke, *Phys. Zeits.* **21**, 495 (1920).
- [43] K. Wolfke, noty nieopublikowane.
- [44] M. Suffczyński, *Postępy Fizyki* **23**, 599 (1972).
- [45] W. Łaniecki, *Kwartalnik Historii Nauki i Techniki* **21**, 545 (1977).
- [46] D. Gabor, *Nature* **161**, 777 (1948).
- [47] D. Gabor, *Proc. Roy. Soc. (London)* **197 A**, 454 (1949).
- [48] D. Gabor, *Proc. Phys. Soc. (London)* **64**, 449 (1951).
- [49] H. Boersch, *Phys. Blätter* **23**, 9 (1967).
- [50] D. F. Shushurin, *Uspekhi Fiz. Nauk* **105**, 145 (1971).
- [51] E. Ingelstam, *Europhysics News* **3**, (1) 3 (1972).
- [52] J. Mazur, E. Ingelstam, D. Gabor, *Europhysics News* **3**, (6) 3 (1972).
- [53] E. N. Leith, J. Upatnieks, *J. Opt. Soc. Amer.* **54**, 1295 (1964).
- [54] T. H. Maiman, *Nature* **187**, 493 (1960).
- [55] A. H. Piekara, *Nowe oblicze optyki*, PWN, Warszawa 1976.
- [56] D. Ross, M. Kiemle, *Einführung in die Technik der Holographie*, Frankfurt am Main 1969.
- [57] H. Kamerlingh Onnes, M. Wolfke, *Leiden Commun.* **171 b, c** (1924).
- [58] W. H. Keesom, M. Wolfke, *Leiden Commun.* **190 a, b** (1927).
- [59] M. Wolfke, W. H. Keesom, *Proc. Akad. Amsterdam* **31**, 81, 90 (1927).
- [60] W. H. Keesom, *Helium*, Elsevier Publ. Comp. Amsterdam-London-New York-Princeton 1942.
- [61] K. Mendelsohn, *Liquid Helium*, Encyclopedia of Physics, Vol. XV, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1956.
- [62] K. R. Atkins, *Liquid Helium*, Cambridge University Press 1959.
- [63] C. T. Lane, *Superfluid Physics*, McGraw-Hill Book Comp., Inc., New York 1962.
- [64] Landolt-Börnstein, *Zahlenwerte und Funktionen, Eigenschaften der Materie in ihren Aggregatzuständen*, 6 Teil, Elektrische Eigenschaften, Springer-Verlag 1959.
- [65] P. Kapica, *Nature* **141**, 74 (1938).
- [66] P. Kapica, *J. Phys. USSR* **4**, 181 (1941), **5**, 59 (1941).
- [67] Z. Galasiewicz, *Postępy Fizyki* **30**, 94 (1979).
- [68] A. Einstein, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss.* **2**, 1030 (1914).
- [69] A. Einstein, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss.* **2**, 778, 799 (1915).
- [70] A. Einstein, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss.* **2**, 831 (1915).
- [71] A. Einstein, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss.* **2**, 844 (1915).
- [72] A. Einstein, *Ann. Phys.* (4), **49**, 769 (1916).
- [73] A. Einstein, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss.* **1**, 688 (1916).
- [74] A. Einstein, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss.* **2**, 1111 (1916).
- [75] A. Einstein, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss.* **1**, 154 (1918).
- [76] A. Einstein, *Über die spezielle und die allgemeine Relativitätstheorie, gemeinverständlich*, Friedrich Vieweg, Braunschweig 1917.
- [77] A. Einstein, *Über die spezielle und die allgemeine Relativitätstheorie, gemeinverständlich*, Friedrich Vieweg und Sohn, 10. Auflage mit 3. Teil „Rotverschiebung der Spektrallinien“, Braunschweig 1920.
- [78] A. Einstein, Ref. [77], *O szczególnej i ogólnej teorii względności* (wykład przystępny), z upoważnienia autora tłum. M. T. Huber, Książnica Polska, Lwów-Warszawa 1921, wyd. 2, przejrzone i uzupełnione 1922.
- [79] Ref. [77], Yiddische Übersetzung, gedruckt in hebraischen Schriftzeichen, Gitlina, Warschau 1923. Katalog E. P. Goldsmith and Co., Ltd., Old Bond St., London.
- [80] A. Einstein, *The meaning of relativity, Four lectures delivered at Princeton University*, May 1921, translated by Edwin P. Adams, Princeton University Press 1921.
- [81] A. Einstein, *Cztery odczyty o teorii względności*, wygłoszone w 1921 na Uniwersytecie w Princeton, tłum. A. Gottfryda, Renaissance-Verlag, Wien und Stanisławów 1923.
- [82] A. Einstein, *Istota teorii względności*, tłum. A. Trautman, PWN, Warszawa 1958.

- [83] A. Einstein, *Grundgedanken und Probleme der Relativitätstheorie*, Imprimerie Royal, Stockholm 1923.
- [84] S. N. Bose, *Zeits. Phys.* 26, 178 (1924).
- [85] A. Einstein, *Zeits. Phys.* 27, 392 (1924).
- [86] A. Einstein, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., Phys.-Math. Klasse*, S. 261 (1924).
- [87] A. Einstein, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., Phys.-Math. Klasse*, S. 3, 18 (1925).
- [88] A. Einstein, *Naturwissenschaften* 14, 223 (1926).
- [89] P. G. Bergmann, *Introduction to the Theory of Relativity*, with a foreword by Albert Einstein, Prentice Hall, Inc., New York 1942.
- [90] L. Infeld, *Moje wspomnienia o Einsteinie*, Iskry, Warszawa 1956.
- [91] A. Einstein, L. Infeld, B. Hoffmann, *Ann. Math.* 39, 65 (1938).
- [92] M. Suffczyński, *Elektrodynamika*, 3. wyd. PWN, Warszawa 1978.
- [93] A. Einstein, L. Infeld, *Ann. Math.* 41, 455 (1940).
- [94] A. Einstein, L. Infeld, *Canad. J. Math.* 3, 209 (1949).
- [95] A. Einstein, L. Infeld, *The evolution of physics: The growth of ideas from early concepts to relativity and quanta*, Simon and Schuster, New York 1938.
- [96] L. Infeld, J. Plebański, *Motion and Relativity*, PWN, Warszawa 1960.
- [97] L. Infeld, *Albert Einstein, his work and its influence on our world*, Charles Scribners Funds, New York-London 1950.
- [98] L. Infeld, *Albert Einstein*, PWN, Warszawa 1979.
- [99] L. Infeld, *Szkice z przeszłości*, Iskry, Warszawa 1964.
- [100] L. Infeld, *Kordian, fizyka i ja*, PIW, Warszawa 1967.
- [101] R. W. Clark, *Einstein, The life and times*, Avon, New York 1972.
- [102] L. Infeld, *Why I left Canada?*, translated by H. Infeld, with preface by A. Schild and L. Payenson, McGill University Press, Montreal 1978.

# ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

*Jan Bialek*

*Maria Kozielska*

Instytut Fizyki Politechniki Poznańskiej  
Poznań

## Wykorzystanie elektronicznej techniki obliczeniowej w nauczaniu fizyki

### Application of the Numerical Electronic Technique in Physics Education

*Abstract:* A computer system for the control of students knowledge in the physics laboratory, working in the Institute of Physics of the Technical University of Poznań is presented. Applying computer, an actual and semestral mark for each student and statistical analysis of data are obtained. Difficulty coefficients for test question are calculated. The applied system leads to the systematical increase of teachers and students performance.

Ćwiczenia laboratoryjne w pracowni fizycznej są zajęciami trudnymi i czasochłonnymi. W teorii nauczania zajęć laboratoryjnych jako najważniejsze cele i funkcje dydaktyczno-wychowawcze uważa się naukę techniki pracy eksperymentalnej, opanowanie optymalnych metod badań eksperymentalnych, poszerzenie i pogłębienie wiadomości ogólnych, wyrabianie samodzielności oraz umiejętności samokontroli jak również kształtowanie osobowości. Poprawna realizacja wszystkich wymienionych celów i funkcji pracowni zależy od organizacji i sposobu prowadzenia zajęć, czyli zależy w dużym stopniu od pracownika naukowo-dydaktycznego prowadzącego zajęcia oraz od wyposażenia pracowni fizycznej. Czas trwania ćwiczeń powinien być w całości przeznaczony na pracę ze studentami. Nauczyciel akademicki jest zobowiązany przekazywać studentom wiedzę praktyczną, kierując ich pracą eksperymentalną i samokształceniem. Ten rodzaj zajęć daje przede wszystkim wiele możliwości bezpośrednich kontaktów pracownika ze studentami.

W celu usprawnienia przebiegu zajęć w I pracowni fizycznej w Instytucie Fizyki Politechniki Poznańskiej wprowadzono system kontroli wiedzy studenta pod kątem przygoto-



wania do wykonywania ćwiczeń laboratoryjnych wspomagany komputerem. Kontrolę tę przeprowadzono za pomocą testów wyboru z czterema lub pięcioma odpowiedziami, z których tylko jedna była poprawna. Napisano zbiór testów zawierający 600 zadań tego typu [1]. Student na każdych zajęciach przed przystąpieniem do wykonywania ćwiczeń rozwiązuje zestaw odpowiednio dobranych ośmiu pytań. Podajemy przykładowo jeden zestaw pytań związany z ćwiczeniem o temacie: „Fotokomórka. Wyznaczanie stałej Plancka, częstości progowej i pracy wyjścia”.

353. ZJAWISKO FOTOLEKTRYCZNE ZEWNĘTRZNE POLEGA NA EMISJI ELEKTRONÓW POD WPLYWEM:

1. ciepła,
2. naprężeń mechanicznych,
3. bombardowania powierzchni metalu promieniami katodowymi,
4. bombardowania powierzchni metalu protonami,
5. promieniowania elektromagnetycznego.

351. CZĘSTOTLIWOŚĆ PROGOWA FOTOELEMENTU ZALEŻY OD:

1. materiału anody,
2. materiału fotokatody,
3. wielkości powierzchni fotokatody,
4. kształtu fotokatody.

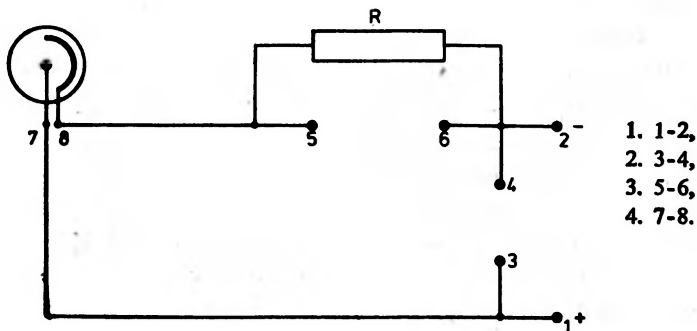
349. KTÓRE WYRAŻENIE PRZEDSTAWIA KWANT ENERGII:

1.  $\frac{h}{\lambda}$ ,
2.  $mc$ ,
3.  $\frac{hv}{c}$ ,
4.  $\hbar\omega$ .

345. WEWNĘTRZNE ZJAWISKO FOTOLEKTRYCZNE W DIELEKTRYKACH I PÓLPRZEWODNIKACH ZACHODZI WSKUTEK:

1. nieregularności w budowie siatki krystalicznej — luki, nadliczbowe atomy, poślizgi płaszczyzn,
2. specyficznych własności magnetycznych tych ciał,
3. specyficznych własności elektrycznych tych ciał,
4. specyficznych własności termicznych tych ciał.

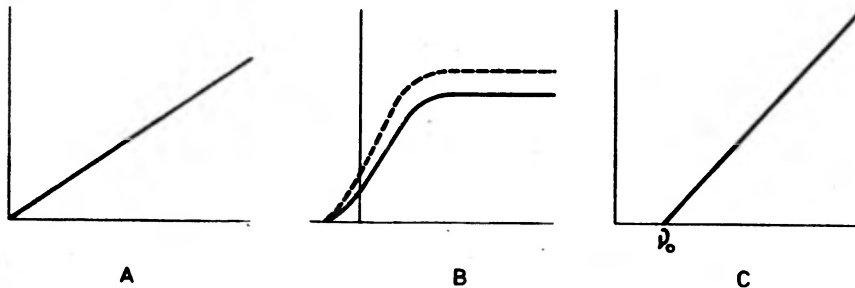
339. MIĘDZY KTÓRYMI PUNKTAMI OBWODU NALEŻY WŁĄCZYĆ GALWANOMETR



346. W ZJAWISKU FOTOLEKTRYCZNYM WEWNĘTRZNYM MA MIEJSCE PRZENOSZENIE SIĘ:

1. elektronów w pasmie podstawowym,
2. elektronów z pasma przewodnictwa do pasma podstawowego,
3. elektronów z pasma podstawowego do pasma przewodnictwa,
4. elektronów w pasmie przewodnictwa.

334. NIŻEJ PRZEDSTAWIONE RYSUNKI OBRAZUJĄ ZALEŻNOŚĆ:



1. A — natężenia prądu fotoelektrycznego od natężenia światła,  
B — potencjału hamowania od częstości promieniowania padającego,  
C — prądu fotoelektrycznego od częstości promieniowania,
2. A — prądu fotoelektrycznego od częstości promieniowania,  
B — potencjału hamowania od częstości promieniowania,  
C — natężenia prądu fotoelektrycznego od natężenia światła,
3. A — natężenia prądu fotoelektrycznego od natężenia światła,  
B — prądu fotoelektrycznego od różnicy potencjałów między elektrodami fotokomórki,  
C — potencjału hamowania od częstości promieniowania.

335. ZJAWISKO FOTOLEKTRYCZNE ZEWNĘTRZNE MA MIEJSCE, GDY:

1.  $h\nu > W$ ,
2.  $h\nu < W$ ,
3.  $h\nu = 0$ ,
4.  $h\nu \geq W$ ,

$h\nu$  — kwant energii promieniowania,  
 $W$  — praca wyjścia

Student rozwiązuje podobny zestaw pytań, nanosząc swoje odpowiedzi na specjalnie wydrukowaną kartę, którą przedstawia rys. 1.

Nr indeksu studenta	1	1	2	3	4	5	6	7	8
<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
Wydział	2	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
Semestr	3	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
Grupa	4	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
Przedmiot	5	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
Imię i nazwisko studenta	6	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
-----	7	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
Data	8	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
Nr testu		<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
<input type="checkbox"/>		<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
Ocena: -----		<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>

Uwaga: Właściwe odpowiedzi należy dokładnie zaznaczyć miękkim ołówkiem

Rys. 1. Karta odpowiedzi studenta

Komputer dokonuje sprawdzenia odpowiedzi *off-line*, tzn. odpowiedzi studentów nie są bezpośrednio wprowadzane do pamięci maszyny. Informacje z pokazanych kart są przenoszone na 80-kolumnowe karty papierowe i następnie wprowadzane do pamięci komputera. Odpowiedzi studentów są oceniane przez komputer za pomocą specjalnie opracowanego programu w oparciu o zbiór „odpowiedzi wzorcowe”, a uzyskane wyniki są zapisywane w zbiorze „odpowiedzi sprawdzone” i utrwalone na taśmie magnetycznej. Wyniki końcowe są drukowane na tabulogramach.

Oprócz informacji bieżącej o ocenach uzyskiwanych przez poszczególnych studentów, komputer po zakończeniu całego cyklu ćwiczeń w semestrze, podaje także ocenę końcową przygotowania teoretycznego każdego studenta. Informacje te, mówiące o pracy studenta w ciągu całego semestru mogą być wykorzystane przy zaliczaniu laboratorium jak i podczas egzaminu z fizyki.

Następną czynnością jest analiza pytań testowych, obliczenie współczynników trudności wszystkich pytań, jak również analizy statystyczne wyników do porównania grup studenckich.

Testowaniem objęto studentów pierwszych lat wszystkich kierunków studiów, kontynuowanych na Politechnice Poznańskiej. Uzyskano za pomocą tej metody oceniania ponad 6500 ocen w jednym semestrze. Tabela 1 zawiera zestawienie procentowe ocen uzyskanych

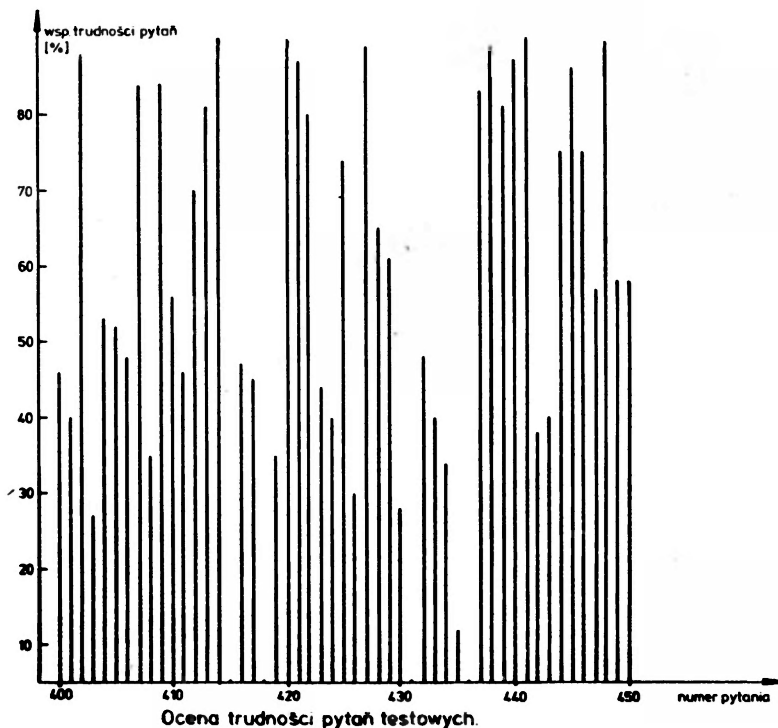
Tabela 1

Zestawienie procentowe ocen uzyskanych przez studentów poszczególnych kierunków

Kierunek	Liczba ocen w %					
	bdb	db+	db	dst+	dst	nd
Elektrotechnika	3,7	18,3	24,6	22,5	15,7	15,2
Mechanika	3,8	12,9	19,6	21,8	17,9	24,1
Budowa Maszyn	1,5	6,8	15,4	21,3	23,5	31,5
Budownictwo Lądowe	6,7	14,2	21,4	23,8	18,1	15,9
Chemia	3,5	14,5	15,8	17,5	21,8	27,0

przez studentów najbardziej licznych kierunków studiów. Okazało się, że najwyższe oceny uzyskano na kierunku Budownictwa Lądowego, dalej na kierunku Elektrotechnika, Mechanika i kierunku Chemicznym, zaś najniższe oceny zdobyli studenci kierunku Budowa Maszyn. Badania wykazały również, że stopień opanowania materiału z poszczególnych zagadnień fizyki był bardzo różny na wymienionych kierunkach.

Na podstawie informacji uzyskanych z komputera przeprowadzono również ocenę trudności wszystkich pytań testowych występujących w poszczególnych zestawach. Fragment wyników (dla pytań o numerach 400-450) przedstawia rys. 2; na osi odciętych odłożono numer kolejny pytania ze zbioru pytań, zaś na osi rzędnych wyznaczony współczynnik trudności danego pytania  $T\%$ . Trudność zadania jest to taka jego własność, od której zależy procent osób przebadanej próby odpowiadających na nie prawidłowo. Pro-



Rys. 2. Ocena trudności pytań testowych (wycinek zestawienia odpowiedni dla pytań nr 400-450)

centowy współczynnik trudności dla każdego pytania obliczono na podstawie wzoru: [2]

$$T_{\%} = 100 \frac{n_p}{n},$$

gdzie  $T_{\%}$  — współczynnik trudności zadania,  $n_p$  — liczba osób, które dały prawidłową odpowiedź,  $n$  — liczba osób w przebadanej próbie.

Średni stopień trudności zadań przedstawiają te zadania, dla których  $T_{\%}$  wynosi w granicach 40-60%. Test stosowany do badania jednorodnych prób powinien zawierać najwięcej zadań o trudności  $T = 50\%$  i niewiele zadań bardzo trudnych i bardzo łatwych.

Analiza wartości stopnia trudności wskazała, że łatwymi dla studentów okazały się pytania na temat ruchu harmonicznego, dynamiki bryły sztywnej oraz odkształceń sprężystych ciał. Z elektryczności natomiast studenci dobrze znają prawa prądu stałego, zagadnienia związane ze zjawiskiem termoemisji oraz zjawiskiem fotoelektrycznym. Wiele trudności przysparzają zaś pytania wymagające znajomości praw elektromagnetyzmu, przepływu cieczy, zjawiska interferencji i polaryzacji fali świetlnej, dyfrakcji Fresnela i Fraunhoffera. Okazało się, że studenci przystępujący do ćwiczeń laboratoryjnych są dobrze zorientowani w czynnościach manualnych, których ćwiczenie wymaga, wiedzą w jaki sposób powinni połączyć obwody elektryczne itp. Zadania tego typu większość badanych poprawnie rozwiązała. Natomiast pytania dotyczące wielkości, które należy w ćwiczeniu

wyznaczyć i wzorów w tym celu stosowanych, już nie należą do prostych. Zestawienie stopnia trudności wskazuje, że najtrudniejsze są dla studentów te pytania, które wymagają umiejętności porównywania pewnych zjawisk, przebiegów procesów, wyciągania poprawnych wniosków z praw, wzorów i zależności. Wyniki badań wartości stopnia trudności sugerują odrzucenie pewnych pytań zawartych w opracowanym zbiorze testów, które okazały się zbyt łatwe lub zbyt trudne. W niektórych pytaniach należy wprowadzić pewne zmiany mające na celu ulepszenie istniejących zadań łatwych i trudnych. Należy jednak przeprowadzić całościową analizę zadań w oparciu o współczynnik trudności jak i współczynnik mocy dyskryminacyjnej oraz współczynnik rzetelności zadania. Moc dyskryminacyjna mówi nam o tym, w jakim stopniu dane zadanie różnicuje badaną populację pod względem cechy, której dotyczy. Wskaźnik mocy dyskryminacyjnej  $D$  obliczamy według wzoru [3]

$$D = \frac{N_g - N_d}{n},$$

gdzie  $n$  — liczba osób w skrajnych grupach (27% najgorszych wyników i 27% najlepszych wyników),  $N_g$  — liczba prawidłowych odpowiedzi w górnej grupie 27%,  $N_d$  — liczba prawidłowych odpowiedzi w dolnej grupie 27%.

Przez rzetelność testu rozumiemy dokładność z jaką mierzy to, co mierzy. Współczynnik rzetelności testu  $r_{tt}$  podaje zmodyfikowany wzór Kudera–Richardsona [3]

$$r_{tt} = \frac{k}{k-1} \left[ 1 - \frac{2n(N_g + N_d) - (N_g + N_d)^2}{0,667(\Sigma(N_g - N_d))^2} \right],$$

gdzie  $k$  — liczba zadań w teście.

Do ostatecznej wersji zestawu pytań testowych należy włączyć te zadania, które spełniają odpowiednią kombinację wartości współczynnika trudności i współczynnika mocy dyskryminacyjnej.

Wprowadzenie systemu sprawdzania wiadomości wspomaganego komputerem do pracy dydaktycznej w laboratorium fizycznym pozwoliło na objęcie systematyczną kontrolą całości procesu nauczania, a nie jedynie jego etapu końcowego. Dało możliwość ustawicznego ujawniania braków i niedomagań występujących w procesie nauczania, a to pozwala na wskazanie przez nauczyciela akademickiego sposobów ich eliminacji w przyszłości. Wskazywanie zaś błędów jest podstawą doskonalenia i usprawniania pracy nauczyciela i studenta. Testowe sprawdzanie wiadomości studentów pozwoliło na sprawdzenie szerokiego zakresu wiedzy w bardzo krótkim czasie, wpłynęło bardzo skutecznie na skrócenie czasu kontroli bieżącej, a to dało możliwość dłuższego kontaktu osobistego pracownika naukowo-dydaktycznego ze studentami, pozwoliło na wspólne poszukiwania rozwiązania problemów i przekazywanie studentom wiedzy praktycznej.

Przez zastosowanie wyżej omówionego systemu uzyskano obiektywizację oceny, tj. określono jednakowe kryteria oceny i ujednolicono zewnętrzne warunki kontroli dla wszystkich studentów odbywających zajęcia w I pracowni fizycznej. Niedoskonałością opisaną metody jest możliwość zgadywania poprawnych odpowiedzi. W celu zmniejszenia szans odgadnięcia zastosowano pytania w formie testów wyboru z czterema i pięcioma odpowiedziami do wyboru, a wówczas szanse te spadają odpowiednio do 25% i 20% [2].

Oczywiście w przypadku stosowania tej formy kontroli wiadomości jako jedynej, zachodzi niebezpieczeństwo, że studenci będą przyswajali informacje w taki sposób, aby były one bardziej przydatne do zdania egzaminu testowego, a nie rozwiązywania problemów. Ponadto w systemie sprawdzianów testowych występuje brak indywidualnego podejścia do osób kontrolowanych, brak bezpośredniego kontaktu między prowadzącym zajęcia a studentem. Należy więc uwzględnić konieczność wzajemnego uzupełniania się tradycyjnych i testowych metod sprawdzania wiedzy. Ostateczne decyzje w ocenie postępów studentów powinny być podejmowane przez nauczycieli akademickich, na podstawie różnych form kontroli.

Temat realizowano w ramach problemu resortowego RIV/1.

#### Literatura

- [1] J. Białek, M. Kozielska, *Zbiór testów z fizyki*, Wydawnictwo Politechniki Poznańskiej 1978.
- [2] A. J. Brzeziński, Sprawdzanie wiedzy studentów za pomocą testów wiadomości, *Dydaktyka Szkoły Wyższej*, z. IV, 1977.
- [3] H. G. Macintosh, R. B. Morrison, *Objective testing*, University of London Press, London 1969.

## NOWA APARATURA I AUTOMATYZACJA POMIARÓW

*Georges Charpak*Europejski Ośrodek Badań Jądrowych (CERN)  
Genewa**Wielodrutowe i dryfowe komory proporcjonalne \*****Multiwire and Drift Proportional Chambers**

*Abstract \*\*:* An operation of multiwire structures is briefly considered. A discussion of the latest developments, which aim to obtain information on the reaction products of the most complex high-energy collisions, with the utmost accuracy and efficiency is given.

W niektórych eksperymentach problemem zasadniczym staje się dokładne zlokalizowanie cząstki jonizującej. Obecnie do tego celu używane są zwykle wielodrutowe komory proporcjonalne i komory dryfowe, których rozwój rozpoczął się w końcu lat sześćdziesiątych [1, 2]. Mimo prostej budowy, zrozumienie sposobu działania i szerokich możliwości tych detektorów wykazało gwałtowny postęp dopiero w ostatnich latach.

Rozważymy tutaj pokrótce działanie wspomnianych detektorów, a potem przedyskutujemy najnowsze osiągnięcia zmierzające w kierunku uzyskania informacji o produktach najbardziej złożonych oddziaływań wysokiej energii, z najwyższą możliwą dokładnością i efektywnością (w literaturze istnieją liczne szczegółowe opisy rozważanych detektorów; przegląd ich znaleźć można w pracach [3 i 4]).

Wczesne prace z lat 1968-1969 [1, 2] pozwoliły ustalić szereg ważnych własności układów wielodrutowych, co spowodowało rozwój badań i zastosowań tej nowoczesnej odmiany liczników proporcjonalnych:

1. Układy drutów anodowych niezależnie od odległości między nimi, wstawione między dwie płaszczyzny katodowe stanowią niezależne detektory. Pozwalają one zlokalizować

\* Artykuł opublikowany w *Physics Today* 31 (October), 23 (1978), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy [Translated with permission, Copyright © 1978 by Physics Today] (Przyp. Red.).

\*\* Abstract dodany przez tłumacza (Przyp. Red.).

promieniowanie jonizujące z dokładnością równą odległości między drutami. W dużych detektorach o powierzchni kilku metrów kwadratowych odległość ta wynosi obecnie 2 mm, a w małych (o wymiarach  $20 \times 20$  cm) — 1 mm.

2. Sygnały indukowane na drutach lub płytkach katody, prostopadłych do drutów anodowych pozwalają określić położenie lawin wzdłuż drutów. Na tej własności opiera się lokalizacja niskoenergetycznego promieniowania neutralnego takiego jak neutrony lub promienie X [2].

3. Odstęp czasowy pomiędzy produkcją elektronów w procesie jonizacji gazu a pojawieniem się impulsu może być użyty do określenia położenia trajektorii pierwotnej. Wczesne nasze prace pokazały, że można uzyskać dokładności rzędu co najmniej 100 mikrometrów przy odległościach dryfu kilkunastu centymetrów [5]. Ta obserwacja doprowadziła do powstania osobnej klasy detektorów gazowych tzw. komór dryfowych o bardzo różnorodnej budowie, w których lokalizacja obiektu polega na pomiarach czasu.

Najprostszy licznik proporcjonalny składa się z drutu anodowego, zwykle cieńszego niż 50 mikrometrów, ustawionego na osi cylindrycznej katody, wypełnionej gazem. Jest to zwykle gaz szlachetny z domieszką jakiegoś gazu molekularnego. Pole elektryczne o natężeniu zmieniającym się odwrotnie proporcjonalnie do odległości od osi zbiera elektrony powstające w gazie pod wpływem promieniowania jonizującego i doprowadza je w pobliże drutu gdzie podlegają one zderzeniom nieelastycznym wywołując dalszą jonizację gazu. Prowadzi to do powstania dobrze zlokalizowanej przestrzennie lawiny. Maksymalne rozmiary tej lawiny są określone przez szybkość rozchodzenia się wyładowania a powodem tego rozchodzenia się są fotony z obszaru nadfioletu pochodzące z atomów wzbudzonych przez lawinę. Lawiny mogą zawierać nawet  $10^7$  jonów. Liczba ta zależy od składu gazu. Ruch i zbieranie elektronów i jonów powstałych w takiej lawinie powodują impulsy na anodzie, które następnie są używane do wykrywania zdarzenia jonizującego. Liczniki tego rodzaju były podstawowymi narzędziami badawczymi w czasach narodzin fizyki jądrowej, w latach trzydziestych i czterdziestych. Znaczenie ich zmniejszyło się po wprowadzeniu liczników scyntylicyjnych, mających lepszą czasową zdolność rozdzielczą, większą szybkość liczenia impulsów i wyższą efektywność rejestracji kwantów gamma. Jednak w ostatnich czasach w wielu zastosowaniach (por. rys. 1) sytuacja zmieniła się znowu na korzyść liczników proporcjonalnych dzięki nowym pomysłom ich wykorzystania a także dokonującej się w ostatnich latach rewolucji w elektronice.

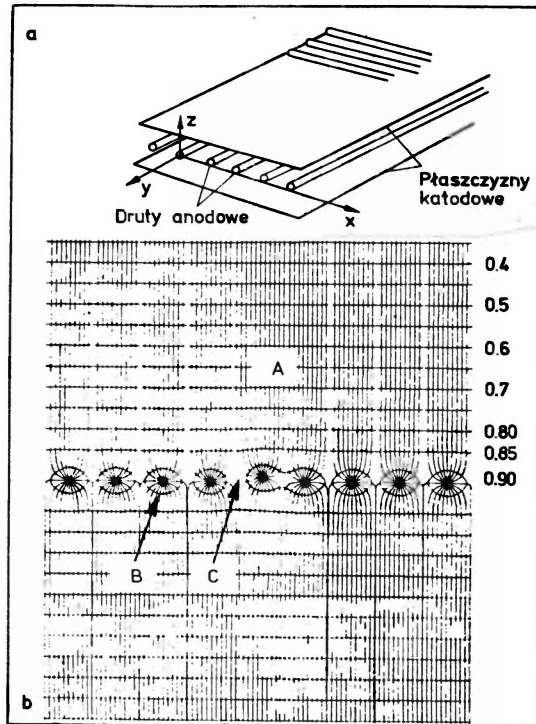
### Komory wielodrutowe

Wielodrutowa komora proporcjonalna zbudowana jest zwykle z szeregu drutów anodowych ułożonych w płaszczyźnie umieszczonej między dwiema płaszczyznami katodowymi (rys. 2a). Przebieg linii ekwipotencjalnych dla typowego układu wskazuje na istnienie trzech różnych obszarów pola elektrycznego (rys. 2b): w większej części przestrzeni (A) daleko od drutów anodowych, pole jest jednorodne; między drutami istnieje mały obszar (C) słabego pola, a w pobliżu drutów (B) linie ekwipotencjalne otaczają druty koncentrycznie, tak jak w zwykłym liczniku cylindrycznym. Ponieważ lawiny rozwijają się tylko w obszarze o wymiarach równych w przybliżeniu średnicy drutu, można oczekiwać, że własności wzmacniające każdego drutu będą takie same jak pojedynczego licznika proporcjonalnego.



Jeśli cząstka jonizująca uwolni elektrony w gazie, to będą one dryfować w prawie jednorodnym polu, a lawinę wyprodukują tylko w sąsiedztwie drutu.

Na pierwszy rzut oka wydaje się dziwne, że jeśli w pobliżu drutu anodowego zdarzy się lawina indukująca na nim ujemny impuls, to na sąsiednich drutach nie obserwuje się ujemnego impulsu, którego można by oczekiwać ze względu na proste sprzężenie pojemnościowe. Zamiast tego obserwuje się impuls dodatni, co bardzo ułatwia zlokalizowanie drutu, do którego dotarła lawina. W konsekwencji wszystkie druty anodowe są niezależnymi detektorami, bez względu na odległość między nimi, która może być nawet rzędu



Rys. 2. Wielodrutowa komora proporcjonalna jest zestawem cienkich drutów anodowych znajdujących się w stałych od siebie odległościach, umieszczonym między dwiema płaszczyznami katodowymi. Katodami mogą być albo jednorodne przewodzące płyty albo też zestawy drutów (a). W typowym układzie pokazanym na rysunku, odległość między drutami wynosi 1 mm, odległość katoda-anoda jest równa 8 mm, a średnica drutu — 20  $\mu\text{m}$ . Jeśli między anodami a katodami wytworzyć symetryczną różnicę potencjałów to w płaszczyźnie prostopadłej do drutów anodowych powstaje pole elektryczne (b). Istnieją dwa główne obszary tego pola; w większej części przestrzeni między katodą i anodą jest ono z grubsza stałe (obszar A) natomiast dookoła drutów natężenie jego gwałtownie wzrasta (B). W tym ostatnim obszarze ma miejsce rozwój kaskady. Ponadto, pomiędzy drutami istnieją obszary słabego pola (C) wywierające pewien wpływ na własności zbierające komory

0,5 mm. Praktycznie jednak w dużych licznikach (o wymiarach dochodzących czasem do  $5 \times 5$  m) używanych w fizyce wysokich energii, minimalna odległość między drutami anodowymi wynosi 2 mm. Zaopatrzenie każdego drutu w skomplikowany obwód elektroniczny jest już dość proste i w użyciu są detektory zawierające prawie  $10^5$  drutów.

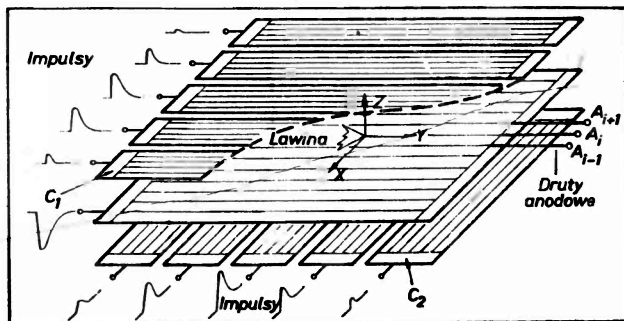
Czynnikiem, który zaważył na sukcesie rozważanych układów, jest ich bardzo dobra czasowa zdolność rozdzielcza: w wypadku, gdy druty odległe są od siebie o 2 mm, maksymalny czas potrzebny na to, aby elektron uwolniony przez naładowaną cząstkę o dowolnie położonej trajektorii zbliżył się do drutu, wynosi około 25 ns. Ta zdolność rozdzielcza jest o rząd wielkości lepsza niż zdolność rozdzielcza otrzymywana w pracy z prostymi licznikami cylindrycznymi, w których zbieranie elektronów z jonizacji jest powolne ze względu na małe natężenie pola w dużych odległościach od drutu; w układzie wielodrutowym pola zbierające w obszarze A (rys. 2) są znacznie silniejsze, elektrony dryfują szybciej, a najbliższy drut może być już w odległości 0,5 mm. Jednocześnie dodatnie impulsy indukowane na sąsiadujących drutach nie tylko zapewniają niezależność drutów anodowych, ale są również rezultatem mechanizmu pozwalającego określić położenie lawiny wzdłuż drutu [2]; ta własność uczyniła z komór proporcjonalnych najbardziej obiecujące urządzenie do odtwarzania rozkładów miękkiego promieniowania X w dwu wymiarach i do wielu innych zastosowań, w których mogą one odgrywać rolę równie ważną i decydującą, jak w fizyce jądrowej.

Większość jonów dodatnich powstaje w pobliżu jednego z drutów anodowych,  $A_i$ , ponieważ średnia droga swobodna na zderzenie jonizujące w gazie pod ciśnieniem atmosferycznym jest rzędu 1  $\mu\text{m}$ . Linie sił pola od ładunków biegają głównie do drutu  $A_i$ . Gdy jony oddalają się od  $A_i$ , coraz mniej linii kończy się na nim, a coraz więcej skupia się na sąsiednich drutach anodowych  $A_{i-1}$  i  $A_{i+1}$  i na drutach katody. Innymi słowy, ładunki indukowane na wszystkich elektrodach z wyjątkiem  $A_i$  mają ten sam znak, w większości dodatni, niezależnie od położenia azymutalnego jonów i niezależnie od kierunku ich ruchu pod warunkiem, że oddalają się one od  $A_i$ . Sytuacja ulegnie zmianie, gdy ładunki znajdą się w pobliżu katody, ponieważ skupi ona na sobie większość linii sił. Ale nastąpi to dopiero znacznie później, po upływie mniej więcej stu mikrosekund, jeśli odległość między katodami wynosi 1 cm. W większości zastosowań wybiera się elektronicznie tylko szybkie impulsy indukowane w ciągu pierwszych kilkudziesięciu nanosekund po powstaniu lawin; w ciągu tego czasu jony dodatnie, mimo iż poruszają się w bardzo silnych polach, o natężeniu większym niż  $10^5$  V/cm w bezpośrednim sąsiedztwie drutu, nie przesuną się o więcej niż 100  $\mu\text{m}$ . Konsekwencją takiego mechanizmu formowania się impulsu jest możliwość otrzymania dokładnego położenia lawiny wzdłuż drutu, a także jej kąta azymutalnego w odniesieniu do drutu anodowego, ze względnych wysokości indukowanych impulsów dodatnich, jeśli tylko katody zbudowane są z segmentów. Dokładność lokalizacji lawin wynosi około 10  $\mu\text{m}$  i jest praktycznie ograniczona tylko poprzez fluktuacje położenia ich środka ciężkości.

#### Informacje otrzymywane z impulsów

Katody w komorach wielodrutowych są zwykle jednorodnymi przewodzącymi płaszczyznami. Do otrzymania informacji o położeniu torów cząstek używa się tylko drutów anodowych. Sytuacja taka ma miejsce w komorach używanych do pomiarów dyspersji w płaszczyznach ogniskujących spektrometrów cząstek, a także dość często w fizyce wysokich energii. Badane cząstki są bardzo przenikliwe, co pozwala zestawiać bloki wielu komór z drutami ustawionymi w różnych kierunkach. Aby otrzymać przestrzenny opis trajektorii w warunkach, gdy informacja dwuwymiarowa musi być otrzymana z pojedynczej

komory, stosuje się inne rozwiązanie: co najmniej jedna płaszczyzna katodowa musi być wykonana z płytek lub drutów prostopadłych do drutów anodowych (rys. 3). Wielkość impulsów indukowanych na tych płytkach zmienia się w funkcji ich odległości od lawiny. Ich środek ciężkości musi więc dokładnie pokrywać się z położeniem lawiny. Wymyślono wiele metod analogowych, aby wyznaczyć położenie tego środka ciężkości. Polegają one na zastosowaniu linii opóźniających lub oporów połączonych w różny sposób z katodami. Używano ich szeroko w pionierskich pracach z dwuwymiarowymi komorami wielodrutowymi [6, 7]. Rozważmy jednak inną ciekawą możliwość — bezpośrednie obliczenie położenia środka ciężkości indukowanych impulsów. Poprzez bezpośredni pomiar wysokości

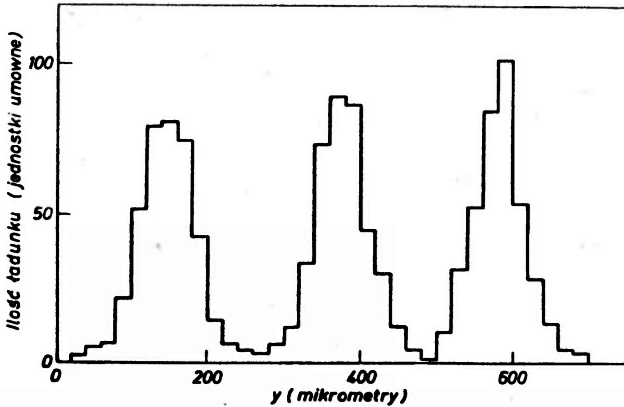


Rys. 3. Określanie położenia poprzez środek ciężkości indukowanych impulsów. Ruch jonów oddalających się od drutów anodowych w wielodrutowym liczniku proporcjonalnym indukuje impulsy dodatnie na wszystkich otaczających elektrodach. Środek ciężkości impulsów jest położony w obszarze lawiny. Dla współrzędnej  $x$ , położenie środka ciężkości dane jest przez  $\bar{x} = \sum x_i X_i / \sum X_i$ , gdzie  $X_i$  jest ładunkiem indukowanym na płytce, której środek leży w punkcie  $x_i$

impulsu indukowanego na różnych płytkach lub drutach otrzymuje się znacznie więcej informacji niż tylko położenie środka ciężkości i to, co kilka lat temu było tylko narzędziem badawczym w pracach nad detektorami, teraz uważane jest za dobrą metodę odczytu ze względu na fantastyczną obniżkę kosztów urządzeń elektronicznych wykonujących szybkie, złożone obliczenia.

Aby zrozumieć najnowsze osiągnięcia w tej dziedzinie, przyjrzyjmy się informacjom otrzymywanym z analizy wysokości impulsu  $X_i$  powstającego na płytce katodowej o współrzędnej  $x_i$ . W rozkładach położenia środków ciężkości, tzn. w rozkładach wielkości  $\bar{x} = \sum x_i X_i / \sum X_i$  otrzymanych przy użyciu trzech skolimowanych wiązek promieni X o energii 1,4 keV, ułożonych wzdłuż drutów i oddalonych od siebie o 200  $\mu\text{m}$ , widoczne są 3 maksima, charakteryzujące się średnim kwadratowym rozrzutem równym około 35  $\mu\text{m}$  (rys. 4). Analiza źródeł błędów prowadzi do wniosku, że elektronika wnosi wkład do błędu odpowiadający 10  $\mu\text{m}$ , a reszta pochodzi od rozrzutu zasięgu fotoelektronów. Pomiary te są prawdopodobnie najdokładniejszymi, jakie kiedykolwiek wykonano w detektorach gazowych w tym zakresie energii, przy ciśnieniu atmosferycznym.

W wypadku, gdy druga płaszczyzna katodowa wykonana jest z pasków równoległych do drutu, środki ciężkości indukowanych ładunków również dają lokalizację lawiny. Zadziwiające jest, że nie dają one po prostu punktów odpowiadających położeniu drutów anodowych: ich rozkład pokazuje, że lawiny na ogół nie otaczają drutów izotropowo, jak



Rys. 4 Dokładna lokalizacja wiązki miękkiego (1,4 keV) promieniowania X wzdłuż osi  $y$  (równoległej do drutów anodowych) metodą środka ciężkości. Pokazane są współrzędne obliczone dla trzech położenia skolimowanej wiązki, oddalonych od siebie o 200  $\mu\text{m}$ . Dokładność lokalizacji jest 35  $\mu\text{m}$ . Dokładność ta jest bliska wartości granicznej wynikającej z zasięgu fotoelektronów (z pracy [8])

przypuszczano w pierwszych latach pracy z komorami wielodrutowymi [2], ale są skoncentrowane w pewnym określonym obszarze kątowym wokół drutu anodowego, jeśli tylko ich początek ma miejsce w obszarze, w którym pole jest jednorodne [8]. Najlepiej ilustrują to wykresy na rys. 5, w których na osi poziomej odłożono położenie środka ciężkości w kierunku płaszczyzny anodowej prostopadłej do drutów, a na osi pionowej — stosunek wielkości całkowitych ładunków wyindukowanych na dwu przeciwnych katodach.

Widzimy pierścienie (a) odpowiadające położeniom drutów anodowych i powstałe przy jednorodnym naświetleniu komory promieniami X o energii 5,9 keV, które produkują w obszarze komory krótkozasięgowo fotoelektrony. Powstawanie pieścieni staje się zrozumiałe, jeśli popatrzeć na odpowiedni rozkład wokół jednego drutu (b) otrzymany za pomocą wąsko skolimowanych wiązek promieni X skierowanych prostopadle do komory i umieszczonych na poziomie drutu oraz w odległości 500  $\mu\text{m}$  po bokach. Rozkłady środków ciężkości są wyraźnie rozseparowane. Ich położenie jest ściśle skorelowane z położeniem wiązki w stosunku do drutu i z miejscem, w którym nastąpiła absorpcja w stosunku do płaszczyzny anodowej. Innymi słowy, możemy teraz określić miejsce pomiędzy drutami komory, w którym powstał fotoelektron, podczas gdy poprzednio przyjmowano, że dokładność komór wielodrutowych nie może być lepsza niż odległość między drutami.

Ilustracją tej zwiększonej dokładności może być rys. 6, będący radiografią prostego obiektu, otrzymaną przy użyciu promieni X o energii 5,9 keV bez interpolacji (a) i z zastosowaniem interpolacji między drutami (b). Osiągnięcie to może mieć interesujące implikacje w pewnych problemach astrofizycznych, w których chodzi o otrzymanie obrazu promieniowania X o energii 0,2 keV-5 keV, pochodzącego z siatek dyfrakcyjnych. Niewiele metod potrafi dać tak wysoką dokładność w dwu wymiarach.

Zilustrowaliśmy własności komór przy pomocy miękkich promieni X; są one źródłami zjawisk prostszych od tych, które wywoływane są przez cząstki, ponieważ dla promieni X początkowa jonizacja jest zlokalizowana w małym obszarze przestrzeni. Jednakże proces odczytu indukowanych impulsów, który — dzięki postępom elektroniki — można uczynić

szybkim i tanim, pozwala także na całkiem nowe zastosowania komór w fizyce cząstek [8]. Otrzymywane dokładności są rzędu  $50 \mu\text{m}$  w kierunku równoległym do drutu przy czasowej zdolności rozdzielczej — 50 ns. Możliwa jest interpolacja torów między drutami. Samó tylko odróżnienie, z której strony drutu znajduje się trajektoria poprawia dwukrotnie dokładność przestrzenną w porównaniu z prostym odczytem impulsu z uderzonego drutu anodowego. Niezależnie od wyższych kosztów takiego rozwiązania kilkanaście potężnych detektorów tego typu jest właśnie w trakcie budowy. W dziedzinie detektorów wielkich rozmiarów ich główną konkurentką jest ciągle komora dryfowa. Badania nad nią doprowadziły do skonstruowania najtańszego dokładnego detektora elektronicznego wielkich rozmiarów, będącego aktualnie w użyciu w pracach z zakresu fizyki cząstek elementarnych.

### Komory dryfowe

W 1968 r. dokonano niezwykle ważnej obserwacji; stwierdzono, że opóźnienie między przejściem cząstki naładowanej przez komorę a wykryciem impulsu związane jest z odległością toru cząstki od najbliższego drutu [1].

Opóźnienie to jest rzędu 20 nanosekund na milimetr i natychmiast przewidziano [9], że z pomocą istniejącej elektroniki i przy użyciu szybkich liczników scyntylicyjnych zastosowanych do określenia początkowego momentu przejścia cząstek, można osiągnąć dokładność pomiaru czasu rzędu 1 ns, co daje dokładność przestrzenną  $50 \mu\text{m}$ .

W CERN-ie rozpoczęliśmy realizowanie programu rozwoju detektorów, których zasada działania opiera się wyłącznie na pomiarze czasu i nazwaliśmy je „komorami dryfowymi” [2]. W zasadzie komora dryfowa jest po prostu obszarem przestrzeni z polem elektrycznym o niewielkim natężeniu, w którym elektrony uwolnione w gazie dryfują w kierunku drutu licznika proporcjonalnego.

W naszych pierwszych pracach w 1968 r. stosowane układy nie odbiegały od tej podstawowej formy [5]. Pole elektryczne było jednorodne prawie w całej objętości. Zauważyliśmy, że dla długości dryfu rzędu 1 cm, łatwo można otrzymać dokładności rzędu  $100 \mu\text{m}$ , a przy użyciu trzech komór ustawionych jedna za drugą można uzyskać czasową zdolność rozdzielczą rzędu 5 nanosekund [2, 5].

W 1969 r. grupa w Saclay pracowała nad ulepszeniem tego typu układów i użyła ich do zlokalizowania protonów w spektrometrze magnetycznym. Zastosowano ważne ulepszenie: długość dryfu wynosiła 25 cm. Z pewnością jest to jeden z najoryginalniejszych przyczynków prowadzących do powstania współczesnych komór dryfowych [10, 11]. Dokładność, jaką otrzymano ilustruje ważną zaletę komór dryfowych: mała liczba drutów (a więc niskie koszty) pozwala lokalizować cząstki z niezwykłą precyzją. Rys. 7, wzięty z wspomnianej pracy w 1969 r. pokazuje, że w granicy dokładności pomiarów (była ona równa 1 mm), dokładność ta nie ulegała zmianie na całej 25 cm długości dryfu.

Motorem szybkiego rozwoju komór dryfowych w fizyce wysokich energii były dwa, czasami sprzeczne ze sobą, wymagania:

1. Cząstki o bardzo wysokiej energii odchylają się nieznacznie w polu magnetycznym i im większa jest dokładność przestrzenna, tym lepsze jest określenie pędu. Bardzo użyteczne są więc dokładności rzędu 100 mikrometrów;

2. Często potrzebne są bardzo wielkie powierzchnie detektorów, rzędu setek metrów

szybkim i tanim, pozwala także na całkiem nowe zastosowania komór w fizyce cząstek [8]. Otrzymywane dokładności są rzędu  $50 \mu\text{m}$  w kierunku równoległym do drutu przy czasowej zdolności rozdzielczej — 50 ns. Możliwa jest interpolacja torów między drutami. Samo tylko odróżnienie, z której strony drutu znajduje się trajektoria poprawia dwukrotnie dokładność przestrzenną w porównaniu z prostym odczytem impulsu z uderzonego drutu anodowego. Niezależnie od wyższych kosztów takiego rozwiązania kilkanaście potężnych detektorów tego typu jest właśnie w trakcie budowy. W dziedzinie detektorów wielkich rozmiarów ich główną konkurentką jest ciągle komora dryfowa. Badania nad nią doprowadziły do skonstruowania najtańszego dokładnego detektora elektronicznego wielkich rozmiarów, będącego aktualnie w użyciu w pracach z zakresu fizyki cząstek elementarnych.

### Komory dryfowe

W 1968 r. dokonano niezwykle ważnej obserwacji; stwierdzono, że opóźnienie między przejściem cząstki naładowanej przez komorę a wykryciem impulsu związane jest z odległością toru cząstki od najbliższego drutu [1].

Opóźnienie to jest rzędu 20 nanosekund na milimetr i natychmiast przewidziano [9], że z pomocą istniejącej elektroniki i przy użyciu szybkich liczników scyntylicyjnych zastosowanych do określenia początkowego momentu przejścia cząstek, można osiągnąć dokładność pomiaru czasu rzędu 1 ns, co daje dokładność przestrzenną  $50 \mu\text{m}$ .

W CERN-ie rozpoczęliśmy realizowanie programu rozwoju detektorów, których zasada działania opiera się wyłącznie na pomiarze czasu i nazwaliśmy je „komorami dryfowymi” [2]. W zasadzie komora dryfowa jest po prostu obszarem przestrzeni z polem elektrycznym o niewielkim natężeniu, w którym elektrony uwolnione w gazie dryfują w kierunku drutu licznika proporcjonalnego.

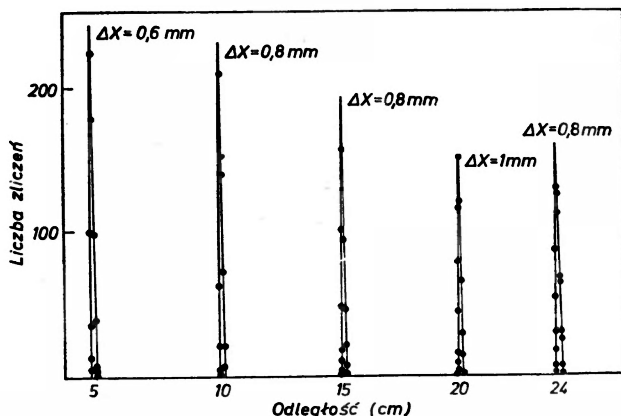
W naszych pierwszych pracach w 1968 r. stosowane układy nie odbiegały od tej podstawowej formy [5]. Pole elektryczne było jednorodne prawie w całej objętości. Zauważyliśmy, że dla długości dryfu rzędu 1 cm, łatwo można otrzymać dokładności rzędu  $100 \mu\text{m}$ , a przy użyciu trzech komór ustawionych jedna za drugą można uzyskać czasową zdolność rozdzielczą rzędu 5 nanosekund [2, 5].

W 1969 r. grupa w Saclay pracowała nad ulepszeniem tego typu układów i użyła ich do zlokalizowania protonów w spektrometrze magnetycznym. Zastosowano ważne ulepszenie: długość dryfu wynosiła 25 cm. Z pewnością jest to jeden z najoryginalniejszych przyczynków prowadzących do powstania współczesnych komór dryfowych [10, 11]. Dokładność, jaką otrzymano ilustruje ważną zaletę komór dryfowych: mała liczba drutów (a więc niskie koszty) pozwala lokalizować cząstki z niezwykłą precyzją. Rys. 7, wzięty z wspomnianej pracy w 1969 r. pokazuje, że w granicy dokładności pomiarów (była ona równa 1 mm), dokładność ta nie ulegała zmianie na całej 25 cm długości dryfu.

Motorem szybkiego rozwoju komór dryfowych w fizyce wysokich energii były dwa, czasami sprzeczne ze sobą, wymagania:

1. Cząstki o bardzo wysokiej energii odchylają się nieznacznie w polu magnetycznym i im większa jest dokładność przestrzenna, tym lepsze jest określenie pędu. Bardzo użyteczne są więc dokładności rzędu 100 mikrometrów;

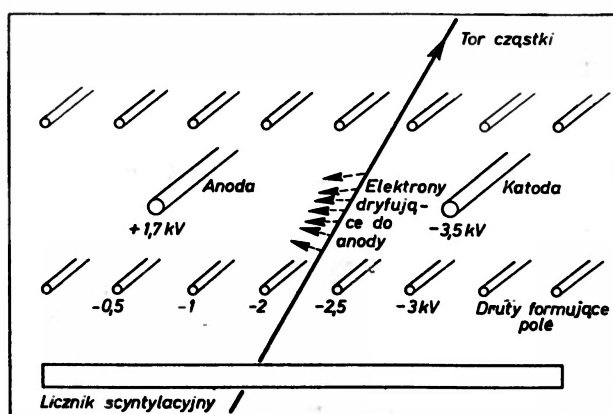
2. Często potrzebne są bardzo wielkie powierzchnie detektorów, rzędu setek metrów



Rys. 7. Dryfowanie elektronów na dużych odległościach w polu jednorodnym. Szerokość wiązki wynosi 0,6 mm. Nie obserwuje się prawie żadnego poszerzenia na całej 25 centymetrowej drodze dryfowania. Oznacza to, że prawdziwa dokładność jest znacznie lepsza niż szerokość wiązki (z prac [10] i [11])

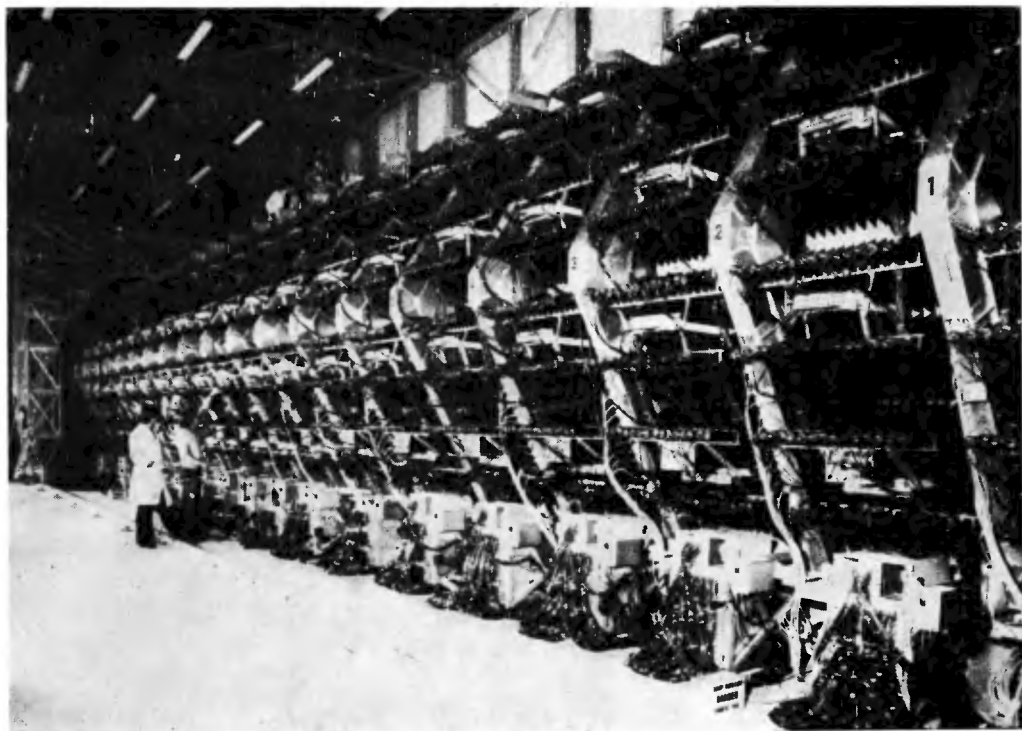
kwadratowych, na których wymagana jest dokładność 1 mm, a koszt komór wielodrutowych o 2 mm odległości między drutami może być zawrotny. Długie obszary dryfu pozwalają drastycznie zmniejszyć liczbę drutów.

My w CERN-ie zajmowaliśmy się rozwojem komór dryfowych o strukturze (rys. 8) będącej prostym powtórzeniem formy podstawowej i w których odległość między drutami zbierającymi ładunki może się zmieniać zależnie od wymagań, w dość szerokim zakresie.



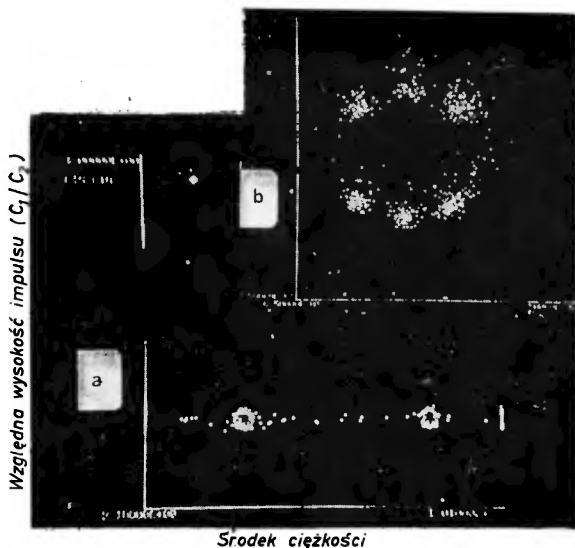
Rys. 8. Schemat pokazujący zasadę konstrukcji wielodrutowej komory dryfowej. Potencjały drutów katodowych maleją jednostajnie, począwszy od zera dla drutu znajdującego się na wprost anody. Dodatkowe druty wzmacniają pole w obszarze przejścia do następnego układu elektrod. Czas upływający między sygnałem z licznika scyntylicyjnego a impulsem na drucie anodowym daje położenie trajektorii

Odległość między drutami zmienia się od 5 do 15 cm w większości wielkich detektorów (niektóre z nich osiągają rozmiary rzędu 6 m). Dokładność, jakiej wymaga się od tych detektorów, rzadko jest lepsza niż 1 mm. Dla komór o rozmiarach poniżej 50 cm, otrzymuje

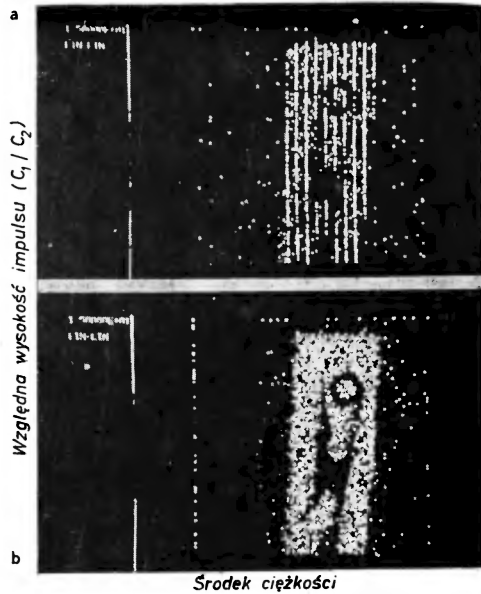


Rys. 1. Detektor neutronowy z komorami dryfowymi w CERNie. W detektorze tym 1500 ton namagnesowanego żelaza, ułożonego warstwami naprzemian z licznikami scyntylacyjnymi i wielkimi komorami dryfowymi, pozwala mierzyć trajektorie mionowe z dokładnością lepszą niż 1 mm (z pracy [16])





Rys. 5. Jeszcze lepsza lokalizacja jest możliwa w płaszczyźnie  $x-z$ , prostopadłej do drutów anodowych, jeśli w pełni wykorzystywać informacje, zawarte w impulsach jakie indukują się na katodach. Na osiach poziomych obu wykresów odłożono zmierzone położenie środka ciężkości w kierunku  $x$ , a na osiach pionowych — stosunek pełnych wysokości impulsów indukowanych na dwu katodach (czyli współrzędne  $z$ ). Jeśli komorę jednorodnie naświetlić miękkim promieniowaniem  $X$ , to większość rekonstruowanych punktów skupia się w tej reprezentacji na okręgach, których środki odpowiadają położeniom drutów anodowych. Tylko kilka punktów leży między okręgami; odpowiadają one podziałowi energii między drutami (a). Zwiększenie skali dla jednego drutu i naświetlenie komory trzema skolimowanymi wiązkami daje obszar pokazany na rys. b: położenia wiązki różniły się o  $500 \mu\text{m}$ , środkowe znajdowało się na osi drutu (z pracy [8])



Rys. 6. Radiografia absorpcyjna prostego obiektu (pierścien w uchwycie metalowego spinacza) wykonana przy użyciu dwuwymiarowej komory, takiej, jak przedstawiona na rys. 3. Na rys. a widzimy środki ciężkości wyliczone wprost z rozkładu indukowanych ładunków; wyraźnie uwidacznia się struktura drutów anodowych. Na rys. b widoczny jest obraz ciągły; wzięto tu pod uwagę zmierzony kąt azymutalny kaskady i poprawiono odpowiednio wartości współrzędnej  $x$ , prostopadłej do drutów anodowych

się obecnie dokładności rzędu 50  $\mu\text{m}$ . Ze względu na dyfuzję elektronów dokładność ta spada jak  $x^{1/2}$ , gdzie  $x$  jest długością dryfu.

Inną nieco i prostszą komorę dryfową opracowano i zbadano w Heidelbergu [13]. Stosując prostą komorę wielodrutową z odległością między drutami rzędu 1 cm, udało się interpolować położenie trajektorii między drutami i uzyskać dokładność rzędu 200  $\mu\text{m}$ . W celu poprawienia słabego pola istniejącego między drutami anodowymi zainstalowano między nimi dodatkowy drut, który wytwarzał pole odpychające elektrony. Konstrukcja mechaniczna jest prostsza, ponieważ płaszczyzny katodowe mają jednorodny potencjał. Sygnał nie jest liniowy, a ponadto w układzie takim odległość między drutami nie może być większa niż grubość komory. Jednakże prostota czyni tę komorę atrakcyjną w wielu zastosowaniach, a o jej wyborze decyduje nie tylko dokładność czy koszty. Czynnikiem decydującym przy wyborze typu detektora jest często maksymalna możliwa szybkość zliczeń. Ograniczenie tej szybkości jest spowodowane zbieraniem się powolnych jonów wokół drutu. Maksymalna szybkość zliczeń dla drutu wynosi około  $10^4$  na milimetr na sekundę. Pod tym względem komory wielodrutowe są najlepsze tam, gdzie występuje duża częstość zliczeń; niewiele im ustępują komory dryfowe najnowszych typów (lepsze niż po prostu bardzo szeroko rozstawione druty). W zastosowaniach, w których w komorach dwuwymiarowych wymagane są dokładności około 100 mikrometrów przy jednoczesnej bardzo wysokiej częstości zliczeń i konieczności wykrywania w komorze oddziaływań bardzo wysokiej krotkości, dobrym rozwiązaniem są proste komory drutowe typu opracowanych w Heidelbergu, w których jedną ze współrzędnych określa się poprzez pomiar czasu dryfu, a drugą poprzez pomiar środka ciężkości ładunku wzdłuż drutu. Początkowo nie umiano uporać się z niejednoznacznością wynikającą z braku informacji o tym, z której strony elektrony zbliżają się do drutu. Teraz jednak wiemy już jak to robić, wykorzystując do tego celu impulsy indukowane na drutach katodowych lub drutach sąsiadujących [8, 14].

Układy, które opisaliśmy powyżej i które odegrały największą rolę we wprowadzaniu komór dryfowych do fizyki cząstek nie wyczerpują wszystkich możliwości tych komór. Znalaziono bardzo pomysłowe sposoby detekcji nie tylko położenia ale również nachylenia trajektorii poprzez pomiar czasu detekcji w szeregu sąsiednich drutów [15]. Wiele takich detektorów omówiono dokładnie na ostatniej konferencji [16]. Jedną z najbardziej wymyślnych komór dryfowych opisana jest w tym numerze przez Jaya Marxa i Davida Nygrena <sup>1</sup>.

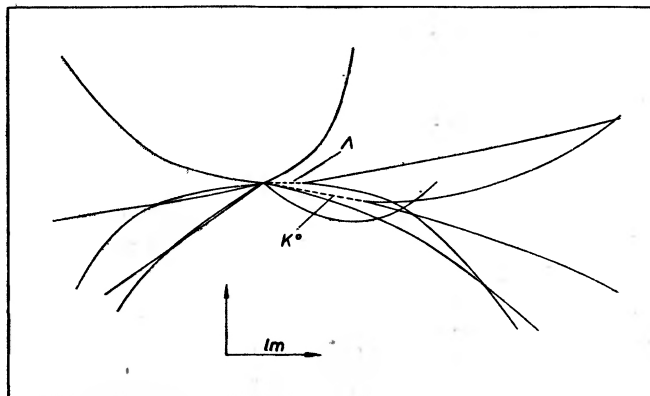
### Zastosowania nowych komór

Komory wielodrutowe i dryfowe stosowane są nie tylko w fizyce wysokich energii i fizyce jądrowej, ale również w astrofizyce, krystalografii, medycynie jądrowej i innych dziedzinach. Zastosowania w fizyce wysokich energii sięgają od prostych płaszczyzn drutowych używanych jako liczniki aż do gigantycznych detektorów z komorami o długości paru metrów i liczbie drutów bliskiej 100 000. Koszt układu elektronicznego dla każdego drutu może być bardzo niski: zaledwie 10 dolarów. Układ taki składa się zwykle ze wzmacniacza, regulowanego urządzenia opóźniającego, pamięci oraz bramki zapisu i odczytu.

<sup>1</sup> J. N. Marx, D. R. Nygren, *Physics Today* 31, 46 (1978); tłumaczenie polskie tego artykułu ukaże się w jednym z najbliższych numerów *Postępów Fizyki*.

Pozwala on uzyskać szybkości zliczeń rzędu  $10^5$  do  $10^6$  dla każdego drutu i czasu rozdzielcze aż do około 40 nsec.

Na rys. 9 pokazana jest, wykonana przez komputer, rekonstrukcja złożonego przypadku wyprodukowanego w zderzeniu dwu protonów, każdy o energii 30 GeV, pochodzących z CERNowskich pierścieni akumulujących. Widzimy, że konfiguracje przestrzenne, które potrafimy rozwikłać są prawie równie złożone jak te, do których przywykliśmy w detektorach śladowych takich, jak komory pęcherzykowe czy strumieniowe. Gdy potrzebne są wysokie dokładności, lepsze niż milimetr, komory dryfowe są używane chętniej niż komory drutowe. Rośnie również zapotrzebowanie na komory dryfowe w eksperymentach, w których potrzeba dużych powierzchni detektorów ale niezbyt wygórowanej dokładności przy



Rys. 9. Oddziaływanie wysokiej energii oglądane przez układ komór wielodrutowych — obraz uwidoczony na ekranie oscyloskopu sprzężonego z komputerem. W obszarze przecięcia protonowych pierścieni akumulacyjnych w CERNie, zestaw 70 000 drutów znajdujących się w polu magnetycznym podaje położenia cząstek pochodzących z jednego oddziaływania. Przeciętnie 150 000 oddziaływań zachodzi w ciągu 1 sekundy; tło —  $10^6$  oddziaływań w jednej komorze w ciągu sekundy; czas rozdzielczy — 100 ns

jednoczesnej niewysokiej częstości zliczeń. Ilustracją może być eksperyment neutrinowy w CERNie, w którym 1500 ton namagnesowanego żelaza przekładanego komorami dryfowymi pozwala na rekonstrukcję torów mionów wysokiej energii wyprodukowanych przez neutrina o energii setek GeV (rys. 1).

W eksperymentach z dziedziny fizyki jądrowej używa się komór wielodrutowych w celu lokalizacji cząstek w płaszczyźnie ogniskowej spektrometrów magnetycznych. Komory, w których ciśnienie jest bardzo niskie, około 1 tora, są szczególnie dobre do lokalizacji ciężkich jonów, posiadają zadziwiająco dobrą czasową zdolność rozdzielczą (lepszą niż 1 ns) i pozwalają stosować technikę czasu przelotu do pomiaru cząstek powolnych [17].

Komory wielodrutowe i dryfowe są obecnie wysyłane na satelitach, które są nowoczesnymi laboratoriami służącymi do badań promieniowania kosmicznego. Czyni się specjalne wysiłki w kierunku zaadoptowania tych komór do detekcji niskoenergetycznych promieni X (w zakresie od 0,2 keV do 5 keV) i wysokoenergetycznych promieni gamma. Cienkie konwertery<sup>2</sup> łącznie z komorami dryfowymi mierzące dokładnie położenie par

<sup>2</sup> Efektywna detekcja kwantów gamma możliwa jest tutaj dlatego, że w płycie konwertera wykonanej przeważnie z materiału o dużej liczbie atomowej Z (np. ołów) zachodzi konwersja kwantu gamma na parę elektron-pozyton, których tory mierzone są następnie w komorach dryfowych (przyp. tłum.).

elektronowo-pozytonowych dają możliwość określenia kierunku promieni gamma o energii powyżej kilkudziesięciu MeV. Przewoduje się uzyskanie dokładności równej 0,3 stopnia w obszarze energii około 1 GeV [18].

Łatwo można przewidzieć wzrost zastosowań komór wielodrutowych w krytalografii i badaniach struktury molekuł gdzie mogą one w zasadzie zastąpić błony filmowe będące niejako dwuwymiarowymi ekranami służącymi do odczytu obrazów dyfrakcyjnych. Dyfrakcja promieni X na kryształach jest podstawowym narzędziem w badaniach struktury molekularnej składników kryształu. Dla skomplikowanych molekuł, takich jak proteiny o liczbach cząsteczkowych powyżej 10 000, trzeba mierzyć intensywności setek tysięcy prążków dyfrakcyjnych; intensywności te na dodatek różnią się znacznie między sobą. Czasami trzeba wielu miesięcy naświetlań aby zebrać potrzebne informacje za pomocą filmów albo też metodą przeszukiwania przestrzeni za pomocą pojedynczych małych liczników.

Dwuwymiarowe komory wielodrutowe doskonale nadają się do tych celów. Wprowadzenie nowych źródeł promieni X, tzw. promieniowania synchrotronowego z elektronowych pierścieni akumulujących, zrewolucjonizowało tę dziedzinę dostarczając źródeł o świetlności 1000 razy większej niż konwencjonalne lampy rentgenowskie. Komory wielodrutowe mogą być używane przy eksploatacji tych intensywnych źródeł i łatwo można przewidzieć, że czas potrzebny na zbadanie struktury molekuly skróci się wtedy 1000-krotnie.

Bardzo obiecujące pod tym względem są prace Nguyen huu Xuonga i jego kolegów w San Diego [19] a ostatnie robocze spotkanie w Stanford poświęcone aparaturze potrzebnej do eksploatacji promieniowania synchrotronowego jest dobrą ilustracją rosnącego znaczenia komór wielodrutowych [20].

Innym ważnym narzędziem w badaniach struktury molekuł są powolne neutrony. Intensywne źródła neutronów monochromatycznych zaczynają być osiągalne, w reaktorach wysokostrumieniowych. Źródła te pozwalają badać struktury większe niż te, do których używa się promieni X, ponieważ materia może być przezroczysta dla neutronów o dużych długościach fal, takich, przy których promienie X są już całkowicie pochłaniane. W zastosowaniach tych intensywnie rozwijana jest technika dwuwymiarowych detektorów neutronowych z komorami wielodrutowymi [21, 22].

W diagnostyce medycznej ważnym narzędziem jest otrzymywanie obrazów przy użyciu promieni gamma. Dwuwymiarowe scyntylacyjne „kamery gamma” używane są w codziennej praktyce tysiące szpitali. Komora wielodrutowa nie może współzawodniczyć ze scyntylatorami typu NaI używanymi zwykle w tych przyrządach ze względu na jej złą efektywność rejestracji promieni gamma w najczęściej używanym obszarze energii, tj. znacznie powyżej 100 keV. Istnieje jednak kilka zastosowań, w których ważna staje się detekcja promieni gamma o energiach niskich, leżących w przedziale od 30 do 80 keV. W tym wypadku ze scyntylatorami współzawodniczą komory wypełnione ksenonem pod wysokim ciśnieniem; można tu wykorzystywać ich znacznie lepszą dokładność przestrzenną. Dziedzina ta rozwijana jest aktywnie przez wiele ośrodków w Stanach Zjednoczonych i w Europie [23, 24].

Rozwój komór wielodrutowych i dryfowych doprowadził do tego, że wchodzi one obecnie w skład aparatury prawie każdego eksperymentu w fizyce wysokich energii, w którym chodzi o zlokalizowanie cząstek naładowanych; komory iskrowe natomiast były

w ciągu ostatnich dziesięciu lat stopniowo eliminowane. Również wiele komór pęcherzykowych posiada teraz olbrzymie zewnętrzne wyposażenie pomocnicze oparte na komorach proporcjonalnych. Komora pęcherzykowa jest używana wyłącznie jako detektor punktu oddziaływania w przypadkach, gdy konfiguracje cząstek w pobliżu tego punktu są zbyt skomplikowane na to, aby je badać przy użyciu wyłącznie detektorów elektronicznych, a jednocześnie gdy ograniczone rozmiary komory pęcherzykowej nie pozwalają na efektywną analizę wąskich strumieni cząstek o dużej krotności, emitowanych w kierunku do przodu w oddziaływaniach ultrawysokich energii. Jednakowoż nawet w tej dziedzinie rosną ambicje detektorów gazowych; będzie to widoczne z lektury artykułu Marxa i Nygreņa (patrz przypis na stronie 587).

Masowe użycie wspomnianych detektorów doprowadziło również do znacznie lepszego zrozumienia mechanizmu ich działania. Przy pomocy różnych metod osiągnięto dokładności lokalizacji szybkich cząstek lepsze niż 50 mikrometrów. Arsenal stosowanych metod technologicznych zaczyna być obecnie eksploatowany również i w innych dziedzinach. Może się też zdarzyć, że jego znaczenie np. w badaniach strukturalnych prowadzonych przy użyciu metod krystalograficznych okaże się tak decydujące, jak to miało miejsce w fizyce cząstek. Mamy tu do czynienia z interesującym przypadkiem technologii, która rozwinęła się w oparciu o badania podstawowe w fizyce wysokich energii a następnie dopiero wkroczyła do całego szeregu innych dziedzin.

Tłumaczyła *Barbara Badelek*

Instytut Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa

#### Literatura

- [1] G. Charpak, R. Bouclier, T. Bressani, J. Favier, C. Zupancic, *Nucl. Instrum. Methods* **62**, 235 (1968).
- [2] G. Charpak, D. Rahm, M. Steiner, *Nucl. Instrum. Methods* **80**, 13 (1970).
- [3] F. Sauli, *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*, CERN 77-09, 1977.
- [4] P. Rice-Evans, *Spark, streamer, proportional and drift chambers*, Richelieu, Londyn 1974.
- [5] G. Charpak, *J. Phys. (France)* **30**, 86, C2 (1969).
- [6] V. Radeka, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-21**, 51 (1974).
- [7] J. L. Alberi, V. Radeka, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-23**, 1, 250 (1976).
- [8] G. Charpak, G. Petersen, A. Policarpo, F. Sauli, *Nucl. Instrum. Methods* **148**, 471 (1978).
- [9] L. Lederman, *Comments on Nuclear and Particle Physics III*, 107 (1969).
- [10] J. Saudinos, *High Resolution Nuclear Spectroscopy with the Saturn Cyclotron*, Proceedings of the Topical Seminar on Interactions of Elementary Particles with Nuclei, Trieste, wrzesień 1970, INFN, Trieste.
- [11] J. Saudinos, J. C. Duchazeaubeneix, C. Laspalles, R. Chaminade, *Nucl. Instrum. Methods* **11**, 77 (1973).
- [12] G. Charpak, F. Sauli, W. Duinker, *Nucl. Instrum. Methods* **108**, 413 (1973).
- [13] A. H. Walenta, J. Heintze, B. Schürlein, *Nucl. Instrum. Methods* **92**, 373 (1971).
- [14] J. Fischer, M. Okuno, A. H. Walenta, *Nucl. Instrum. Methods* **151**, 451 (1978).
- [15] W. Bertozzi i in., *Nucl. Instrum. Methods* **141**, 457 (1977).
- [16] *Proceedings of the Wire Chamber Conference*, Wiedeń, Austria, luty 1978; ukażą się w *Nuclear Instruments and Methods*.

- [17] A. Breskin, *Nucl. Instrum. Methods* **141**, 505 (1977).
- [18] K. Bennet, B. G. Taylor, S. P. McKechnie, D. Ramsden, *Nucl. Instrum. Methods* **138**, 387 (1976).
- [19] C. Cork, D. Fehr, R. Hamlin, W. Vernon, N. h. Xuong, V. Perez-Mendez, *J. Appl. Crystallogr.* **7**, 719 (1974).
- [20] Proceedings of the Workshop in X-ray instrumentation for synchrotron radiation research, kwiecień 1978, wyd. H. Winck, G. Brown, Stanford Linear Accelerator Center, SSRL Report No 78/04.
- [21] J. Alberi, J. Fisher, V. Radeka, L. C. Rogers, B. Schoenhorn, *A two-dimensional position sensitive detector for thermal neutrons*, BNL 19487 (1975).
- [22] R. Allemand, J. Bourdel, E. Roudaut, P. Convert, K. Ibel, J. Jacobé, J. P. Cotton, B. Farnoux, *Nucl. Instrum. Methods* **126**, 29 (1975).
- [23] V. Perez-Mendez, *Proportional and drift chambers in applied investigation*, LBL 3851 (1975).
- [24] G. Charpak, *Application of proportional chambers to some problems in medicine and biology*, ukaże się w ref. [16].

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

## ICPA-5

## V Międzynarodowa Konferencja Anihilacji Pozytonów w Lake Yamanaka

W dniach od 8 do 11 kwietnia 1979 r. w Lake Yamanaka (na podgórzu Mt. Fuji, Japonia) odbyła się V Międzynarodowa Konferencja Anihilacji Pozytonów (ICPA-5). Komitet organizacyjny rekrutował się z Science University of Tokyo, University of Tokyo, Tohoku University, Institute of Physical and Chemical Research i National Institute for Researches in Organic Materials. Konferencja była wspomagana finansowo przez Science Council of Japan, Physical Society of Japan i International Union of Pure and Applied Physics. Jej tematyka była poświęcona fizyce niskoenergetycznych pozytonów i zastosowaniom ich anihilacji do badań strukturalnych. Uczestnicy w liczbie około 160 fizyków i chemików rekrutowali się z 18 krajów Ameryki Płn., Australii, Azji i Europy. Spośród około 200 zaprezentowanych prac około 55% było poświęconych fizyce pozytonu i pozytu oraz zastosowaniom ich anihilacji do badań struktury elektronowej ciał skondensowanych, 35% dotyczyło zastosowania anihilacji do badań defektów struktury krystalicznej i przejść fazowych a reszta metodom doświadczalnym i opracowaniu wyników doświadczalnych. Z tej ostatniej grupy na szczególną uwagę zasługują doniesienia o już pracujących i będących w trakcie budowy dwuwymiarowych spektrometrach anihilacyjnych mierzących rozkłady pędów ze względu na dwie składowe,  $n(p_y, p_z) dp_y dp_z$ .

Z przebiegu obrad konferencji i z jej podsumowania dokonanego przez prof. W. Brandta z New York University wynika, że wciąż rośnie na świecie liczba ośrodków naukowych stosujących metodę anihilacji pozytonów do badań strukturalnych materii i że znajduje ona coraz szersze zastosowania. Szczególnie silny wzrost zainteresowań obserwuje się w Japonii. Z Polski w konferencji uczestniczyli: prof. dr Henryk Stachowiak z Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu i prof. dr Bronisław Rozenfeld z Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego. Z prac wykonanych w kraju wygłoszone zostały następujące referaty: *Badanie struktury elektronowej semimetalicznych związków uranu o symetrii tetragonalnej metodą anihilacji pozytonów* (E. Dębowska, B. Rozenfeld), *Określenie powierzchni Fermiego białej cyny metodą anihilacji pozytonów* (G. Kontrym-Sznajd, H. Stachowiak, M. Šob), *Badanie struktury elektronowej bcc Fe metodą anihilacji pozytonów* (S. Szuszkiewicz, B. Rozenfeld, M. Szuszkiewicz). *Badania anihilacji pozytonów w stopach Cr-Fe i V-Fe* (M. Szuszkiewicz, B. Rozenfeld, A. Ostrasz, J. Chojcan), *Rozkład gęstości ekranujących elektronów wokół pozytonu w formalizmie Kahany* (E. Boroński, Z. Szostek, H. Stachowiak), *Kierunkowe działanie kontaktu metal-metal na ruch dyfuzyjny pozytonów* (B. Rozenfeld, W. Świątkowski), *Uwagi na temat konstruowania funkcji falowej układu pozyton i wiele elektronów* (H. Stachowiak, E. Boroński) oraz praca wykonana wspólnie z Technicznym Uniwersytetem w Danii: *Plastyczna deformacja niklu w niskich temperaturach* (B. Nielsen, W. Wierzchowski, K. Petersen).

Ustalono, że następna VI konferencja odbędzie się w roku 1982 w Dallas, USA.

Bronisław Rozenfeld

Instytut Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytet Wrocławski



## XII Ogólnopolskie Seminarium Anihilacji Pozytonów w Piechowicach

W dniach 23-28 kwietnia 1979 roku odbyło się w Piechowicach XII Ogólnopolskie Seminarium Anihilacji Pozytonów. Seminarium to było kolejnym spotkaniem fizyków zajmujących się oddziaływaniem niskoenergetycznych pozytonów z materią, organizowanym przez Zakład Zastosowań Fizyki Jądrowej Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego.

Na obecnym seminarium fizycy polscy reprezentujący 6 ośrodków i ich koledzy z Bułgarii, Kanady, NRD, Czechosłowacji, Węgier i ZSRR przedstawili swoje najnowsze osiągnięcia w dziedzinie badania anihilacji pozytonów. W seminarium wzięło udział 80 osób w tym 12 gości zagranicznych. Wysłuchano 35 referatów i komunikatów naukowych, z których większość dotyczyła badania struktury elektronowej metali i stopów oraz wpływu defektów strukturalnych na proces anihilacji pozytonów.

Duże znaczenie dla uczestników seminarium miał w tym roku fakt, że odbywało się ono w niespełna 2 tygodnie po V Międzynarodowej Konferencji Anihilacji Pozytonów w Lake Yamanaka w Japonii, w której uczestniczyło stosunkowo niewielu fizyków z krajów RWPG. Obecność na seminarium w Piechowicach trzech uczestników tej konferencji stanowiła dobrą okazję do konfrontacji osiągnięć ośrodków reprezentowanych na seminarium z innymi osiągnięciami światowymi w tej dziedzinie fizyki.

Kierownikiem naukowym seminarium był prof. dr Bronisław Rozenfeld, natomiast organizacyjna strona seminarium spoczywała w rękach dr Ewy Dębowskiej. Wszyscy uczestnicy seminarium podkreślali doskonałą atmosferę i warunki pracy seminarium. Niemalą zasługę ma w tym, obok Komitetu Organizacyjnego, Pani Longina Dyrko, kierowniczka Domu Wczasowego „Uroczysko”, który już po raz piąty gościł uczestników seminarium.

*Wacław Świątkowski*

Instytut Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytet Wrocławski

## Konferencja Ramis 79 w Poznaniu

W dniach od 24 do 27 kwietnia 1979 r. odbyła się w Poznaniu ósma Konferencja „Radio- and microwave spectroscopy-RAMIS 79” poświęcona zastosowaniu rezonansów magnetycznych do badań sytuacji molekularnej w fazie skondensowanej ze szczególnym uwzględnieniem przejść fazowych. Organizatorem Konferencji był Instytut Fizyki Molekularnej PAN przy współudziale Komitetu Spektroskopii PAN i Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był prof. Jan Stankowski. Konferencja odbywała się w salach Domu Technika Naczelnej Organizacji Technicznej. W obradach wzięło udział 139 naukowców z wszystkich ośrodków radiospektroskopii w kraju oraz 20 gości zagranicznych (ZSRR — 4, NRD — 4, W. Brytania — 2, Rumunia — 2, RFN — 2 oraz po jednym przedstawicielu z Belgii, Grecji, Jugosławii, Norwegii, Berlina Zachodniego i Wenezueli). Dorobek naukowy przedstawiono w 20 referatach plenarnych oraz w 52 komunikatach plakatowych.

Obrady zainaugurował wykład prof. E. R. Andrew z Nottingham poświęcony najnowszym osiągnięciom w dziedzinie zastosowania techniki jądrowego rezonansu magnetycznego protonów ( $^1\text{H}$  NMR) w tworzeniu skaningowych obrazów tkanki substancji roślinnych i żywych organizmów, tzw. NMR Spin-mapping. Stosowanie metod elektronowego rezonansu paramagnetycznego (EPR) i (NMR) w badaniach przejść fazowych związków typu amoniaków omówił prof. J. Stankowski. Podał on również model zmian parametrów rozszczepienia zerowego określając strukturę subtelną widm EPR w azotanie sześćoamminoniklu; oparty na oddziaływaniach spinowo-wibronowych. Przedmiotem wykładu prof. J. Hennela (Kraków) był wpływ reorientacji molekularnej wywołanej oddziaływaniem z fononami sieci na relaksację jądrową grup molekularnych w kryształach. O efektach tunelowania grup amonowych mówili prof. Z. Pająk (Poznań), prof. I. Svare (Trondheim) i dr Z. T. Łalowicz (Kraków). Badaniem ruchów molekularnych metodami spektroskopii ramanowskiej w kompleksowych związkach nieorganicznych wykazujących przejście fazowe zajmował się dr A. R. Bates (Cardiff). Szczególna rola wiązania wodorowego w grupie kryształów ferroelektrycznych była przedmiotem wykładu prof. R. Blinca z (Ljubljany), a prof. A. Lösche (Lipsk) mówił o badaniach NMR w ciekłych kryształach.

W odróżnieniu od większości wykładów poświęconych badaniu dynamiki sieci krystalicznej prof. W. Haeberlen (Heidelberg) demonstrował osiągnięcia jądrowego rezonansu wysokiej zdolności rozdzielczej w zagadnieniach strukturalnych w ciele stałym. O rezonansie kwadrupolowym (NQR) w zastosowaniu do badań kryształów arsenianów mówiła dr F. Milia (Ateny). Wiele nowych tematów dotyczących radio-spektroskopowych metod badania krótkożyjących molekularnych stanów trypletowych zawierał wykład dr D. Stehlika (Berlin Zachodni).

Konferencja RAMIS 79 stanowiła forum dla spotkań licznej grupy naukowców z dziedziny spektroskopii rezonansów magnetycznych zajmujących się badaniami dynamiki molekularnej w ciele stałym.

Prezes Grupy AMPERE prof. E. R. Andrew z Uniwersytetu w Nottingham w krótkim wystąpieniu przed kamerami telewizji poznańskiej zapowiedział, że w dowód uznania dla polskich specjalistów z dziedziny radiospektroskopii powierzono zorganizowanie w 1982 r. Instytutowi Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu XXII Kongresu AMPERE, w którym wezmą udział naukowcy z całego świata.

W czasie Konferencji RAMIS 79 w gmachu Instytutu Fizyki Molekularnej PAN Zakład Aparatury Radiospektroskopowej RADIOPAN zorganizował cieszącą się dużym zainteresowaniem wystawę aparatury naukowo-badawczej. Na wystawie oprócz aparatury wyprodukowanej w Zakładzie Aparatury Radiospektroskopowej RADIOPAN, pokazano też najnowsze osiągnięcia grupy tematycznej „Budowa aparatury radiospektroskopowej” koordynowanej przez prof. dr hab. Jana Stankowskiego oraz aparaturę opracowaną w innych ośrodkach naukowych Polski. Konstruktorzy z ZWG Akademii Nauk NRD i Instytutu Techniki Aparaturowej Akademii Nauk CSSR wraz z Zakładami Tesla pokazali na planszach profil swojej produkcji.

Następna IX Konferencja RAMIS odbędzie się w 1981 r. i będzie poświęcona przeglądowi dorobku polskich badaczy przed Kongresem AMPERE.

*A. M. Dezor*

*P. B. Sczaniecki*

Instytut Fizyki Molekularnej PAN  
Poznań

## II Międzynarodowe Sympozjum „Struktura hadronów i ich wielorodna produkcja” w Kazimierzu Dolnym

W dniach 20-26 maja 1979 r. odbyło się w Domu Pracy Twórczej Architekta w Kazimierzu Dolnym II Międzynarodowe Sympozjum: „Struktura hadronów i ich wielorodna produkcja” zorganizowane przez Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego przy dużej pomocy Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego i Instytutu Badań Jądrowych. W Sympozjum wzięło udział 59 osób z zagranicy (z CERN-u, ZIBJ, Austrii, Belgii, CSRS, Finlandii, Francji, Hiszpanii, Izraela, NRD, Norwegii, Portugalii, RFN, Turcji, USA, Węgier, Wielkiej Brytanii, Włoch i ZSRR) i 55 osób z ośrodków krajowych (z Białegostoku, Krakowa, Warszawy i Wrocławia). Łącznie przedstawiono 61 referatów, w tym 14 wygłosili uczestnicy polscy. Wszystkie referaty zostaną opublikowane przez Wydawnictwa Uniwersytetu Warszawskiego. W tym sprawozdaniu omówię tylko referaty przeglądowe, których było 13.

Podobnie jak na I Sympozjum w 1977 r., tematyka obrad koncentrowała się przede wszystkim na analizie oddziaływań silnych uwzględniającej kwarkowo-gluonową strukturę hadronów. Głównym tematem, któremu poświęcono dwie sesje, były testy chromodynamiki kwantowej — teorii kandydującej do opisu oddziaływań silnych. Obecne przewidywania chromodynamiki kwantowej oparte są głównie na obliczeniach perturbacyjnych i dotyczą twardych (czyli z dużym przekazem czteropędu) zderzeń; przy konfrontacji z doświadczeniem konieczne są jednak dodatkowe założenia, że miękkie procesy przekształcania się kwarków i gluonów w hadrony nie modyfikują istotnie twardego rozpraszania czy produkcji kwarków ( $q$ ) lub gluonów ( $g$ ), procesu opisywanego przez perturbacyjną chromodynamikę kwantową. Podstawowymi składnikami teorii, które można przetestować, są: sprzężenie  $q\bar{q}g$ , sprzężenie  $ggg$  i charakterystyczna zależność stałej sprzężenia  $\alpha(Q^2)$  występującej w wierzchołkach obu tych sprzężeń, gdzie  $Q$  — przekaz czteropędu. Dwa ostatnie składniki są szczególnie charakterystyczne dla chromodynamiki kwantowej, choć nie są

W odróżnieniu od większości wykładów poświęconych badaniu dynamiki sieci krystalicznej prof. W. Haebleren (Heidelberg) demonstrował osiągnięcia jądrowego rezonansu wysokiej zdolności rozdzielczej w zagadnieniach strukturalnych w ciele stałym. O rezonansie kwadrupolowym (NQR) w zastosowaniu do badań kryształów arsenianów mówiła dr F. Milia (Ateny). Wiele nowych tematów dotyczących radiospektroskopowych metod badania krótkożyjących molekularnych stanów trypletowych zawierał wykład dr D. Stehlika (Berlin Zachodni).

Konferencja RAMIS 79 stanowiła forum dla spotkań licznej grupy naukowców z dziedziny spektroskopii rezonansów magnetycznych zajmujących się badaniami dynamiki molekularnej w ciele stałym.

Prezes Grupy AMPERE prof. E. R. Andrew z Uniwersytetu w Nottingham w krótkim wystąpieniu przed kamerami telewizji poznańskiej zapowiedział, że w dowód uznania dla polskich specjalistów z dziedziny radiospektroskopii powierzono zorganizowanie w 1982 r. Instytutowi Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu XXII Kongresu AMPERE, w którym wezmą udział naukowcy z całego świata.

W czasie Konferencji RAMIS 79 w gmachu Instytutu Fizyki Molekularnej PAN Zakład Aparatury Radiospektroskopowej RADIOPAN zorganizował cieszącą się dużym zainteresowaniem wystawę aparatury naukowo-badawczej. Na wystawie oprócz aparatury wyprodukowanej w Zakładzie Aparatury Radiospektroskopowej RADIOPAN, pokazano też najnowsze osiągnięcia grupy tematycznej „Budowa aparatury radiospektroskopowej” koordynowanej przez prof. dr hab. Jana Stankowskiego oraz aparaturę opracowaną w innych ośrodkach naukowych Polski. Konstruktorzy z ZWG Akademii Nauk NRD i Instytutu Techniki Aparaturowej Akademii Nauk CSSR wraz z Zakładami Tesla pokazali na planszach profil swojej produkcji.

Następna IX Konferencja RAMIS odbędzie się w 1981 r. i będzie poświęcona przeglądowi dorobku polskich badaczy przed Kongresem AMPERE.

*A. M. Dezor*

*P. B. Szczaniecki*

Instytut Fizyki Molekularnej PAN  
Poznań

## II Międzynarodowe Sympozjum „Struktura hadronów i ich wielorodna produkcja” w Kazimierzu Dolnym

W dniach 20-26 maja 1979 r. odbyło się w Domu Pracy Twórczej Architekta w Kazimierzu Dolnym II Międzynarodowe Sympozjum: „Struktura hadronów i ich wielorodna produkcja” zorganizowane przez Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego przy dużej pomocy Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego i Instytutu Badań Jądrowych. W Sympozjum wzięło udział 59 osób z zagranicy (z CERN-u, ZIBJ, Austrii, Belgii, CSRS, Finlandii, Francji, Hiszpanii, Izraela, NRD, Norwegii, Portugalii, RFN, Turcji, USA, Węgier, Wielkiej Brytanii, Włoch i ZSRR) i 55 osób z ośrodków krajowych (z Białegostoku, Krakowa, Warszawy i Wrocławia). Łącznie przedstawiono 61 referatów, w tym 14 wygłosili uczestnicy polscy. Wszystkie referaty zostaną opublikowane przez Wydawnictwa Uniwersytetu Warszawskiego. W tym sprawozdaniu omówię tylko referaty przeglądowe, których było 13.

Podobnie jak na I Sympozjum w 1977 r., tematyka obrad koncentrowała się przede wszystkim na analizie oddziaływań silnych uwzględniającej kwarkowo-gluonową strukturę hadronów. Głównym tematem, któremu poświęcono dwie sesje, były testy chromodynamiki kwantowej — teorii kandydującej do opisu oddziaływań silnych. Obecne przewidywania chromodynamiki kwantowej oparte są głównie na obliczeniach perturbacyjnych i dotyczą twardych (czyli z dużym przekazem czteropędu) zderzeń; przy konfrontacji z doświadczeniem konieczne są jednak dodatkowe założenia, że miękkie procesy przekształcania się kwarków i gluonów w hadrony nie modyfikują istotnie twardego rozpraszania czy produkcji kwarków ( $q$ ) lub gluonów ( $g$ ), procesu opisywanego przez perturbacyjną chromodynamikę kwantową. Podstawowymi składnikami teorii, które można przetestować, są: sprzężenie  $q\bar{q}g$ , sprzężenie  $ggg$  i charakterystyczna zależność stałej sprzężenia  $\alpha(Q^2)$  występującej w wierzchołkach obu tych sprzężeń, gdzie  $Q$  — przekaz czteropędu. Dwa ostatnie składniki są szczególnie charakterystyczne dla chromodynamiki kwantowej, choć nie są

niezależne; zależność  $\alpha$  od  $Q^2$  jest pośrednio związana z obecnością sprzężenia  $ggg$  czyli z nieabelowym charakterem teorii. M. Holder dokonał przeglądu testów chromodynamiki kwantowej w reakcjach indukowanych przez leptony. W. Frazer omówił testy w zderzeniach dwu fotonów, które będzie można przeprowadzić przy użyciu nowych akceleratorów PETRA i PEP ze zderzającymi się wiązkami  $e^+e^-$ . S. Pokorski zajął się przede wszystkim testami w reakcjach hadronowych i ze szczególnym uwzględnieniem testów sprzężenia  $ggg$ , które będzie można przeprowadzić przy użyciu już budowanych dużych akceleratorów ze zderzającymi się wiązkami hadronów ( $p\bar{p}$  w CERN-ie i  $pp$  w Brookhaven). Dane doświadczalne istniejące obecnie są w pełni zgodne z przewidywaniami chromodynamiki kwantowej, lecz dopiero dokładniejsze pomiary i przy wyższych energiach staną się rzeczywiście istotnym testem chromodynamiki kwantowej.

O bardziej modelowej analizie kwarkowo-gluonowej dynamiki procesów produkcji hadronów z małymi pędami poprzecznymi mówili L. Van Hove i R. Hwa. L. Van Hove zwrócił uwagę na probabilistyczne aspekty fragmentacji nukleonów w modelu kwarkowym, natomiast R. Hwa przedstawił próbę powiązania starego addytywnego modelu kwarków z koncepcją partonową, wprowadzając pojęcie klastrów kwarków walencyjnych (walonów).

W. Busza i G. Bellini dokonali przeglądu wysokoenergetycznych oddziaływań hadron-jądro, podkreślając szczególnie nowe informacje o elementarnych oddziaływaniach hadronowych, jakie można uzyskać z danych jądrowych. Na sesji poświęconej analizie oddziaływań z produkcją hadronów o dużych pędach poprzecznych, R. Sosnowski przedstawił wiele nowych wyników doświadczalnych, zwłaszcza o korelacjach ładunkowych między cząstkami produkowanymi w poszczególnych strugach (jetach). G. Belletini, omawiając dane dotyczące produkcji par leptonowych przy wysokich energiach, podkreślił ich zgodność z prostym modelem Drella-Yana w granicach błędów doświadczalnych.

Problematyce nowych cząstek były poświęcone referaty A. Martina o nierelatywistycznym potencjalnym modelu kwarkonium (układu  $q\bar{q}$ ), H. Högaasena o izomerii kolorowej układów wielokwarkowych  $qq\bar{q}\bar{q}$  i  $qqq\bar{q}$  i (uwzględniając dane doświadczalne) o stanach, które można by interpretować jako barionia, mezo-barionia itp. oraz I. S. Shapira o wpływie stanów barionium na przekroje czynne produkcji wielorodnej w zderzeniach hadronowych i zderzeniach  $e^+e^-$ . Na sesji poświęconej teoriiom niezmienniczym względem cechowania, A. White omówił wyniki obliczeń wysokoenergetycznych w teoriach Yanga-Millsa i wskazał, że rosnące całkowite przekroje czynne przemawiają za teorią niezmienniczą względem lokalnych nieabelowych transformacji cechowania.

Duże zainteresowanie międzynarodowego środowiska naukowego, jakim cieszyło się sympozjum w Kazimierzu, wpłynęło na wysoki poziom spotkania i umożliwiło szeroką i rzeczową dyskusję o najbardziej aktualnych problemach fizyki cząstek elementarnych. Wielu uczestników wzięło również udział w dodatkowym seminarium o obecnych problemach energetyki jądrowej, które poprowadził J. Benecke z Instytutu Maxa Plancka w Monachium.

Zygmunt Ajduk

Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa

### Konferencja poświęcona zagadnieniu kolektywnych ruchów jądrowych o dużej amplitudzie w Keszthely

Konferencja, której oryginalna nazwa brzmi: „Large amplitude collective nuclear motion”, zgromadziła w hotelu „Helikon” nad brzegiem Balatonu ok. 120 fizyków z różnych stron świata zainteresowanych zagadnieniami wszelkiego rodzaju kolektywnych wzbudzeń jąder atomowych. Odybła się ona w dniach 10-16 czerwca 1979 r. i była już czwartą konferencją zorganizowaną przez Węgierskie Towarzystwo Fizyczne (Towarzystwo Fizyczne im. R. Eötvös'a) w serii odbywających się co 4 lata „Balatońskich Konferencji Fizyki Jądrowej. W tym roku, obok Węgierskiej Akademii Nauk, patronat nad konferencją objęło Europejskie Towarzystwo Fizyczne.

Nie sposób w tym krótkim komunikacie omówić czy nawet wymienić pełny zbiór ok. 30 referatów wygłoszonych w ciągu 5 dni obrad. Referaty były z reguły krótkie (poniżej 60 minut) i ich celem była synte-

tyczna prezentacja najnowszych wyników i tendencji w badaniu mechanizmu oddziaływań i wzbudzeń jądrowych. Były one jednak dość zróżnicowane i obok referatów podsumowujących stan badań w określonej dziedzinie można było spotkać doniesienia o bardziej przyczynkowym charakterze.

W programie konferencji dominowała tematyka poświęcona zastosowaniu zależnej od czasu metody Hartreego-Focka (TDHF) do opisu ewolucji w czasie zderzeń jądrowych. Z referatów J. Negelego (MIT, Cambridge), S. Koonina (Caltech, Pasadena) i S. Kiegera (Chicago) wynika, że metoda TDHF dobrze opisuje przekroje czynne syntezy ciężkich jonów, szczególnie przy niskich energiach. Obliczenia te przewidują pojawienie się dla odpowiednio dużych energii ograniczenia możliwości tworzenia jądra złożonego dla rozpraszania jonów o małym parametrze zderzenia (występuje „okno” w przestrzeni momentów pędów obejmujące wartości, przy których możliwa jest synteza — okno to zawęża się wraz ze wzrostem energii co sugeruje istnienie granicznej energii, powyżej której synteza nie zachodzi). Wprawdzie doniesienia sprzed roku o obserwacji potwierdzającej występowanie „okna” okazały się przedwczesne (eksperyment Natowitza i in.), nie wydaje się, aby teoretyczne przewidywania jego istnienia były błędne i oczekuje się, że wkrótce pojawią się bardziej wiarygodne eksperymentalne dowody na występowanie tego zjawiska. Ciekawe jest, że obliczenia przeprowadzone metodą TDHF dla niesymetrycznych układów oddziaływających jonów ( $^{40}\text{Ca} + ^{16}\text{O}$ ) wykazały, że jony zderzające się z małymi wartościami momentu pędu (poza „oknem”) nie „odbijają” się od siebie (tak interpretowano wyniki obliczeń TDHF dla układu symetrycznego  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ ), lecz przenikają się bez tworzenia jądra złożonego. C. Y. Wong (Oak Ridge) przedstawił próbę pośredniego włączenia do metody TDHF oddziaływań między nukleonami przez wprowadzenie zależnych od czasu obsadzeń poziomów jednocząstkowych (ETDHF — „extended TDHF”). Obliczenia przeprowadzone dla układu  $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$  dały wyniki bardzo zbliżone do wyników konwencjonalnej metody TDHF.

Najwięcej dyskusji wzbudziły referaty poświęcone oddziaływaniom ciężkich jonów o dużych energiach (rzędu GeV/nukleon). Z zainteresowaniem spotkały się doniesienia W. Greinera (Frankfurt nad Menem) o możliwości tworzenia materii kwarkowej w obszarze fal uderzeniowych, których powstania oczekuje się podczas zderzania ciężkich jonów o wysokiej energii. W świetle dyskusji bardzo kontrowersyjne wydały się przytaczane przez W. Greinera i H. Stöckera (również Frankfurt nad Menem) dowody eksperymentalne istnienia fal uderzeniowych. W szczególności S. Koonin przedstawił wyniki swych obliczeń metodą TDHF wykazujące, że wyraźnie ukierunkowana emisja dodatnich pionów obserwowanych w oddziaływaniach wysokoenergetycznych ciężkich jonów, którą wiązano z pojawianiem się fali uderzeniowej, jest spowodowana wyłącznie przez efekty ogniskujące pola kulombowskiego.

Wiele referatów było poświęconych opisowi dynamiki oddziaływań ciężkich jonów (R. Nix (Los Alamos), I. Randrup (Berkeley), F. Beck (Darmstadt) i inni). Dyskutowano mechanizmy jednocząstkowego rozpraszania energii (klasycznym odpowiednikiem tego efektu jest modyfikacja rozkładu prędkości cząstek gazu doskonałego zamkniętego w naczyniu zmieniającym kształt — w jądrze rolę ścian naczynia spełnia brzeg zmiennego w czasie potencjału) oraz rozpraszania dwucząstkowego, którego odpowiednikiem klasycznym jest lepkość. Próby zastosowania jednocząstkowego mechanizmu rozpraszania energii do opisu szerokości kwadrupolowego rezonansu gigantycznego dały wyniki dwukrotnie przewyższające wartości eksperymentalne (R. Nix). W dyskusji podkreślano, że nie jest to zaskakujące, gdyż taki opis mechanizmu rozpraszania energii można stosować tylko w przypadku drgań kolektywnych powolnych w porównaniu z oscylacjami jednocząstkowymi. Kolektywne wzbudzenia gigantyczne o dużej energii charakteryzują się dużą częstością drgań. Referaty eksperymentalne dotyczące oddziaływań ciężkich jonów prezentowały głównie dyskusję wyników oceny momentów pędu, zaangażowanych w reakcję, poprzez pomiar krotności promieniowania gamma wysyłanego z fragmentów tworzonych po reakcji ciężkojonowej. Z danych tych oraz z danych dotyczących rozkładów kątowych i rozkładów mas fragmentów wynika, że obok tworzenia jądra złożonego i typowych procesów głęboko nieelastycznych istnieje w oddziaływaniach ciężkich jonów proces pośredni, w wyniku którego tworzy się krótko żyjące, szybko obracające się jądro „podwójne” (L. Moretto (Berkeley), H. Freiesleben (Darmstadt)). Proces ten ma wiele cech wspólnych z procesem rozszczepienia, lecz występuje przy momentach pędu, przy których bariera rozszczepienia już znika.

Sesja poświęcona rezonansom gigantycznym przyniosła omówienie sytuacji w poszukiwaniach, chyba już ostatecznie uwiecznionych sukcesem, gigantycznego rezonansu monopolowego (H. P. Morsch (Jülich), N. Marty (Orsay)). Znajomość położenia tego rezonansu jest bardzo istotna, gdyż dostarcza bezpośredniej informacji o ściślności materii jądrowej.

Obrazy konferencji odbywały się w godzinach rannych i wieczornych pozostawiając uczestnikom sporo

wolnego czasu na dyskusje prywatne. Miłym urozmaiczeniem był piękny koncert kameralny na zamku Keszthely.

Choć konferencja nie przyniosła żadnych rewelacyjnych nowości naukowych, była imprezą udaną i potrzebną. Z zadowoleniem przyjęliśmy złożone przez organizatorów zapewnienie kontynuowania bala-  
tońskich spotkań fizyków jądrowych.

*Piotr Decowski*

Instytut Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytet Warszawski

## R E C E N Z J E

A. I. Anselm: *Podstawy fizyki statystycznej i termodynamiki*. Tłumaczyła z języka rosyjskiego Ewa Bugańska-Adamowicz, PWN, Warszawa 1978, str. 376, cena zł 50,—

Książka A. I. Anselma *Podstawy fizyki statystycznej i termodynamiki* stanowi podsumowanie wieloletniego doświadczenia dydaktycznego autora. Można by ją nazwać typowym podręcznikiem akademickim, gdyby nie fakt, iż nie zawiera żadnych zadań. Ten brak jest częściowo równoważony zamieszczeniem w tekście licznych przykładów zastosowań przedstawianej teorii. Układ książki został niewątpliwie drobiazgowo przemyślany. Dzieli się ona na jedenaście rozdziałów, z których każdy rozpada się na paragrafy, te zaś z kolei dzielą się na poszczególne punkty. Każdemu punktowi odpowiada niewielka część tekstu, tworząca zamkniętą całość. Sprzyja to przejrzystości wykładu, podkreślając jego strukturę logiczną. Zwięzłe uwagi historyczne, zamieszczone na początku, ułatwiają zrozumienie przedmiotu fizyki statystycznej i służą rozbudzeniu zainteresowania tą tematyką. Niektóre zagadnienia matematyczne autor omówił w przypisach, zamieszczonych na końcu książki. Korzystanie z podręcznika ułatwia obszerny skorowidz.

Tematy kolejnych rozdziałów odpowiadają klasycznym elementom wykładu uniwersyteckiego, ujmującego w jedną całość termodynamikę statystyczną i fenomenologiczną. Trzeba jednak zauważyć, że zapowiadana przez autora w przedmowie statystyczna interpretacja praw termodynamiki wyraźnie załamuje się przy omawianiu drugiej zasady, która trochę sztucznie została tu podzielona na część odnoszącą się do procesów quasistatycznych i część opisującą procesy nieodwracalne (rozdział 4, § 2 i § 7).

Podręcznik A. I. Anselma ma niewątpliwie zalety. W pierwszym rzędzie należy do nich zaliczyć operowanie licznymi przykładami konkretnych zastosowań podstawowych idei fizyki statystycznej. Jest to istotną pomocą dla studiującego w zrozumieniu treści i zakresu stosowalności trudnych, abstrakcyjnych pojęć termodynamiki. Rozmaitość przewijających się w książce przykładów układów makroskopowych, opisywanych za pomocą mechaniki klasycznej i kwantowej, uzmysławia też rozległość zakresu zastosowań wykładanej teorii. Książka zawiera szereg świetnie napisanych fragmentów (np. dyskusja treści twierdzenia Liouville'a, omówienie zastosowań rozkładu Maxwella-Boltzmana, wprowadzenie pojęcia lokalnej równowagi, dyskusja zastosowań statystyk kwantowych).

Autor w wielu miejscach podkreśla trudność i subtelność zagadnień wiążących się z podstawami fizyki statystycznej. Niemniej sam posuwa się czasem do zbyt dużych uproszczeń. Wyraża np. opinię, iż równoważność różnych zespołów statystycznych Gibbsa jest oczywista. Stwierdzenie takie z pewnością nie powinno znaleźć się w podręczniku. Istnieje przecież obszerna literatura naukowa poświęcona wielu głębokim problemom, wiążącym się z tym zagadnieniem. U studiującego wzbudzi też niedosyt zachwianie proporcji między obszerną dyskusją stosowalności klasycznych rozkładów Gibbsa a prostym przeniesieniem „przez analogię” uzyskanych tu wyników na przypadek kwantowy.

Lektura książki wykazuje, że autor przy pisaniu jej w istotny sposób wykorzystał inne monografie i podręczniki, o czym zresztą sam wspomina w przedmowie. W rezultacie powstał tekst, którego nie charakteryzuje ani szczególna jednolitość ani oryginalność. Usunięcie wielu niejasności i niekonsekwencji mogłoby go znacznie udoskonalić. Przykładem nic nie wyjaśniającego stwierdzenia może być określenie zdarzeń statystycznie niezależnych jako tych, które nie są w żaden sposób ze sobą związane (str. 28). Zupełnym nieporozumieniem jest komentarz do wzoru (3.58) na str. 51, poświęcony zbadaniu warunków, przy których stany układu, będącego w kontakcie termicznym z termostatem, można opisywać za pomocą zespołu kanonicznego Gibbsa. Warunek na rozmiary termostatu podany przez autora wynika z błędnej interpretacji rozwinięcia asymptotycznego i nie odpowiada kryterium stosowalności zespołu kanonicznego. Pewien zamęt wprowadza też zdarzające się wielokrotnie operowanie pojęciami teorii przed ich zdefiniowaniem. Tu i ówdzie pojawia się też brak konsekwencji w stosowanych oznaczeniach. Autor nie uchronił się np. przed uży-

ciem symboli  $dQ$ ,  $dA$  dla form różniczkowych quasi-statycznego ciepła i pracy, mimo iż nie są to (na ogół) różniczki funkcji stanu. Określenia entropii podane na str. 89 (wzór (3.7)) są niezgodne ze sobą z punktu widzenia wymiaru. Tego rodzaju uwag można by podać dużo. Ograniczając się jedynie do wymienionych przykładów warto zauważyć, że książka zyskałaby również, gdyby uwzględnione w niej zostały nowsze rezultaty badań podstawowych z zakresu fizyki statystycznej, np. w odniesieniu do treści trzeciej zasady termodynamiki, czy teorii przejść fazowych.

Należy żałować, iż nie została dokonana staranniejsza korekta tekstu polskiego. Kilkanaście błędnie napisanych wzorów oraz zdania z opuszczonymi wyrazami lub fragmentami bardzo utrudnią studiującemu przebieganie przez niektóre rozdziały. Oto przykłady dostrzeżonych pomyłek.

Na str. 25 prawa strona wzoru (4.8) powinna mieć postać  $C_1 f_1(X) + C_2 f_2(X)$ , a nie  $\overline{C_1 f_1(X) + C_2 f_2(X)}$ . W zdaniu następującym bezpośrednio po wzorze (2.2), str. 37, zamiast  $w = (q/N)dT$  powinno być  $wdT = (q/N)dT$ . Podobnego rodzaju błąd występuje na str. 38, gdzie znajdujemy równość  $g(\epsilon) = dT(\epsilon)/\epsilon$  zamiast  $g(\epsilon) = dT(\epsilon)/d\epsilon$  (bepośrednio po wzorze (2.8)). Na str. 38 we wzorze (2.9) zamiast dystrybucji Diraca  $\delta(\epsilon - \epsilon')$  widnieje funkcja rozkładu  $\rho(\epsilon - \epsilon')$ . Jest to błąd, który może spowodować długie i jałowe próby zrozumienia u niedoświadczonego czytelnika. We wzorze (3.51) na str. 50 brakuje z prawej strony symbolu całki. Na str. 68 we wzorze (1.34) znajdujemy oznaczenie  $P_I|\xi|$  zamiast  $P_I(\xi)$ . We wzorze (1.14) na str. 82 nie jest zamknięty nawias prostokątny. Na str. 100 zamiast  $S(T, E) = S'(T, P)$  wydrukowano równość  $S(T, E) = S \cdot (T, P)$ . Wzór (5.49) na str. 108 rozpoczyna się od błędnego związku  $S(T, P) = S(T_0, P_0)$ , podczas gdy powinna występować tam różnica  $S(T, P) - S(T_0, P_0)$ . Na str. 272 znajdujemy zdanie: „Ponieważ  $\kappa$  (5.15) składa się z sumy zawierającej  $N$ , tak samo zależnych od składowych  $p_i, A_i$ , więc...”, w którym opuszczenie został wyraz **składników** (po  $N$ ). Na str. 299 pojawia się wyjątkowo mętne i niezrozumiałe zdanie następującej treści: „Prawdopodobieństwo tego, że po upływie bardzo krótkiego czasu  $\tau$ , po którym cząstka nieznacznie przesuwa się ze swojego położenia początkowego  $x_0$ , można rozpatrywać jako ruch w polu stałej siły  $f = -ax_0$ ”. Trudno żeby taki dziwoląg stylistyczny mógł ująć uwagę przy staranniejszej lekturze tekstu. Budzi w tej sytuacji zdziwienie nikość treści załączonej do książki erraty. W erracie żaden z wyżej wymienionych błędów nie został dostrzeżony. Uwzględniono jedynie błąd w pisowni nazwiska Zermelo i to wyłączone na str. 322, podczas gdy ten sam błąd występuje i na innych stronach (np. na str. 13).

Tłumaczenie, na ogół poprawne, zawiera nieliczne potknięcia. W mechanice klasycznej mówi się o więzach, a nie o wiązaniach (str. 16), rażą terminy takie jak „wyraz dryfowy” (str. 330) czy „liczby  $c$ ” (str. 73).

Mimo wymienionych usterek merytorycznych i wydawniczych należy sądzić, że podrecznik A. I. Anselma będzie służył jako pożyteczne źródło przy prowadzeniu wykładów i ćwiczeń z fizyki statystycznej na wyższych uczelniach naszego kraju.

Jarosław Piasecki

Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Warszawski

Norman A. Dyson: **Promieniowanie rentgenowskie w fizyce atomowej i jądrowej**. Tłumaczył z języka angielskiego Jerzy Pielaszek, PWN 1978, str. 323, cena zł 55,—

Celem książki Normana A. Dysona *Promieniowanie rentgenowskie w fizyce atomowej i jądrowej*, jak mówi w przedmowie sam autor, jest opisanie w sposób zwięzły procesów powstawania i własności promieniowania rentgenowskiego. Książka ta jest przystępnie napisana i przeznaczona dla tych, którzy chcieliby poznać podstawy fizyki promieniowania rentgenowskiego. Autor uważał za słuszne zwrócić również uwagę na praktyczne aspekty tej dyscypliny, pokazując jej przydatność do rozwiązywania ważnych zagadnień z zakresu: biologii, chemii, fizyki jądrowej i astrofizyki. Rentgenografia strukturalna została natomiast w tej książce zupełnie pominięta ze względu na to, że literatura poświęcona tej tematyce jest dość bogata.

Pierwszy rozdział tej książki zawiera wstęp historyczny. Został on potraktowany moim zdaniem dość subiektywnie. Autor na przykład nie wspomina w ogóle o odkryciu Lauego. Obraz rozwoju fizyki promieniowania rentgenowskiego został przedstawiony w sposób fragmentaryczny. Niemniej zawiera on wiele danych, które nie są powszechnie znane i w związku z tym mogą zainteresować szersze grono czytelników. Kończąc ten rozdział autor podkreśla aktualny renesans fizyki promieniowania rentgenowskiego.



Drugi rozdział został poświęcony dość wnikliwej charakterystyce widma ciągłego. Czytelnikowi polskiemu była dotychczas dostępna przede wszystkim, przełożona na nasz język przed przeszło 20 laty, książka Błochina *Fizyka promieni rentgenowskich*. W książce tej mechanizmy powstawania i charakterystyki widma ciągłego zostały omówione w sposób dość wyczerpujący. W ciągu minionych lat można było jednak odnotować dość duży postęp w badaniach na ten temat, toteż opracowanie Dysona stanowi tu dobre uzupełnienie książki Błochina. W tym kontekście chciałbym zwrócić szczególną uwagę czytelnika na paragrafy poświęcone rozkładowi kątowemu widma ciągłego emitowanego z cienkich tarcz, wpływowi rozpraszania i strat energii na kształt widma w przypadku grubych tarcz, wydajności wytwarzania promieniowania ciągłego, izochromatom i ich strukturze oraz dodatkowym procesom powodującym powstawanie promieniowania hamowania.

Następny rozdział autor poświęcił promieniowaniu charakterystycznemu. Na tle książki Błochina należy tu podkreślić interesujące ujęcia dotyczące: pośrednich przyczyn powstawania promieniowania charakterystycznego w tzw. grubych tarczach, stosunków natężenia promieniowania charakterystycznego do ciągłego oraz promieniowania charakterystycznego powstającego w wyniku bombardowania protonami.

W rozdziale czwartym autor zajmuje się metodami doświadczalnymi badania promieniowania rentgenowskiego. Podaje zasady działania i charakterystykę różnego rodzaju źródeł promieniowania rentgenowskiego, a więc typowych lamp rentgenowskich stosowanych w diagnostyce przemysłowej i medycznej w radioterapii oraz w badaniach strukturalnych. Opisuje dalej działanie generatora Van de Graaffa, akceleratora liniowego i betatronu.

Stosunkowo wiele miejsca zajmuje opis działania różnego typu detektorów. Sposoby analizowania promieniowania autor ujmuje bardzo zwięźle i moim zdaniem nie wystarczająco, aby czytelnik zdał sobie sprawę jak dalece metody te są trudne, zwłaszcza w odniesieniu do widm miękkiego promieniowania rentgenowskiego. W rozdziale tym chciałbym zwrócić uwagę czytelnikowi na ważne zagadnienie jakim jest charakterystyka czynników wtórnych, a więc wstecznego rozpraszania elektronów i emisji wtórnej, wydajności fluorescencji i zjawiska Augera.

Rozdział piąty poświęcony został zjawiskom pochłaniania i rozpraszania promieniowania rentgenowskiego. Autor oparł się tutaj nie tylko na takich podstawowych źródłach jak praca Comptona i Allisona z 1935 r. ale również na pochodzących z lat sześćdziesiątych a nawet siedemdziesiątych bieżącego wieku. Jest to dowodem, że zjawiska oddziaływania promieniowania rentgenowskiego z materią stanowią wciąż jeszcze przedmiot żywego zainteresowania fizyków a wiele zagadnień nie zostało jeszcze wyjaśnionych w sposób w pełni zadowalający. Toteż czytelnika zainteresują zapewne nie tylko podrozdziały poświęcone przekrojowi czynnemu na pochłanianie i rozpraszanie oraz zjawisku Comptona, ale również omawiające rozpraszanie jądrowe i rozpraszanie Delbrucka. Poważnym niedostatkiem tego rozdziału jest pominięcie rozpraszania w atomie, a zwłaszcza zależności dotyczącej współczynnika rozpraszania atomowego od liczby atomowej, długości fali i kąta rozproszenia oraz udziału poszczególnych powłok elektronowych w rozpraszaniu.

Rozdział szósty, poświęcony promieniowaniu rentgenowskiemu towarzyszącemu rozpadowi promieniotwórczemu stanowi spojrzenie na omawiane zagadnienie od strony fizyki jądrowej. Samo przedstawienie zagadnienia jest dla specjalistów z zakresu spektroskopii rentgenowskiej i rentgenografii bez wątpienia bardzo interesujące. Przyczyni się to zapewne do rozszerzenia ich wiedzy o mechanizmach powstawania promieni rentgenowskich w wyniku wewnętrznych i zewnętrznych procesów jądrowych.

Treść rozdziału siódmego nie odpowiada tytułowi tego rozdziału. Bardziej adekwatnym do treści byłby tytuł „Inne zastosowania promieniowania rentgenowskiego”. Autor omawia w tym rozdziale zasadę projekcyjnego mikroskopu rentgenowskiego i jego zastosowanie w mikroradiografii preparatów biologicznych. Pokazuje, że wykorzystując zjawisko całkowitego odbicia można zbudować układ zwierciadeł pozwalający na ogniskowanie wiązki promieniowania rentgenowskiego.

Omawia następnie wpływ wiązania chemicznego na widma absorpcyjne i emisyjne oraz strukturę izochromat. Bardzo interesujące są podrozdziały poświęcone „mezonowemu” promieniowaniu rentgenowskiemu oraz powstawaniu promieniowania rentgenowskiego w ekstremalnie wysokich temperaturach. Autor wyjaśnia również pochodzenie promieni Röntgena, które docierają do obserwatorów z przestrzeni międzygwiazdnej.

Przypisy umieszczone na końcu książki zawierają podstawowe dane dotyczące zasięgu elektronów

w ciele stałym, głębokość ich dyfuzji, przekroje czynne na rozpraszanie, masowe współczynniki osłabienia oraz schematy rozpadu niektórych nuklidów promieniotwórczych.

Uważam decyzję przełożenia tej książki na język polski za słuszną. Przedstawia ona aktualne problemy fizyki promieniowania rentgenowskiego w sposób, który wzbudzić może duże zainteresowanie czytelnika i stać się źródłem inspiracji do dalszych poszukiwań.

Przekład jest na ogół poprawny, chociaż nie udało się tłumaczowi uniknąć poważnych błędów językowych, które czynią niektóre zdania niejasnymi lub wręcz mylącymi. Zdarza się, że tłumacz używa czasem nie spotykanej u nas terminologii jak np. „krytalografia rentgenowska” (str. 9), zamiast „rentgenografia kryształów”, czy też „astronomia promieni rentgenowskich” zamiast „fizyka promieniowania rentgenowskiego w astronomii”, częstotliwość zamiast częstość (rys. 4.6), wakans zamiast luka lub, co gorzej, zamiast dziura (por. 5.8), target zamiast tarcza (str. 171) itp.

Podrozdział na stronie 271 lepiej byłoby zatytułować „Promieniowanie rentgenowskie w astronomii”. Jako przykład niezręczności językowych mogą służyć następujące zdania: „Wynika stąd konieczność konstrukcji targetu w postaci cienkiej, prześwietleniowej folii” (str. 246),... „różnica energii wynikająca z równania 5.28 staje się mniejsza nawet od naturalnej szerokości linii” (strona 205). Któż jednak nie popełnia błędów i niezręczności?

Reasumując — książka Dysona wydana w języku polskim będzie dla wielu naszych czytelników bardzo pomocna w ich codziennej pracy.

*Julian Auleytner*

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

## K R O N I K A

## EPS

## Wymiana wykładowców

Rada Europejskiego Towarzystwa Fizycznego rozpoczęła działalność nazwaną „Akcja Wymiany Wykładowców”, której celem jest wzmocnienie współpracy międzynarodowej w dziedzinie kształcenia fizyków i rozprzestrzenianie dobrego stylu nauczania fizyki. Planuje się, aby fizycy pracujący w różnych instytucjach wymieniali się obowiązkami na okres trimesstru, semestru lub roku i w tym okresie brali udział w nauczaniu, administrowaniu i pracach badawczych instytucji-gospodarza.

Wymiana naukowców jest od dawna ustalonym aspektem międzynarodowego charakteru nauki. Dotychczas jednak podstawową motywacją takiej wymiany była chęć pobudzenia twórczości naukowej przez konfrontację idei, kontakty osobiste i dyskusje. Odwiedzający dany ośrodek profesor wygłasza wprawdzie jakieś wykłady dla studentów, ale są to zwykle wykłady monograficzne z jego wąskiej specjalności. Rzadko prosi się go o wykłady dla studentów niższych lat, a już niezmiernie rzadko powodem zaproszenia profesora są jego zdolności dydaktyczne.

Celem Akcji Wymiany Wykładowców jest zmiana tego stanu rzeczy i nadanie wagi jakości i innowacjom w uniwersyteckim nauczaniu fizyki. Akcja została pomyślana elastycznie ze względu na różne przepisy prawne i administracyjne w różnych krajach i na istniejące już bi- lub multilateralne umowy dotyczące wymiany. EPS będzie starało się, w miarę możliwości, dostosować się do tych umów.

Akcja dotyczyć ma wszystkich pracowników naukowych, od asystenta do kierownika instytutu, którzy prowadzą zajęcia dydaktyczne. Wymiana ma następować, o ile to możliwe, między osobami o zbliżonym doświadczeniu i stażu. Chodzi o to,

aby wprowadzać jak najmniej zakłóceń w planach dydaktycznych danych instytucji.

Aby akcja dobrze się rozwinęła, konieczna jest współpraca EPS z krajowymi towarzystwami fizycznymi, ministerstwami szkolnictwa i uniwersytetami. Rola EPS polega przede wszystkim na zainicjowaniu wymiany, a pierwszym zadaniem jest przekonanie różnych instytucji, które mogłyby to finansować, o potrzebie tego rodzaju działalności.

Sekretariat EPS przyjmuje już zgłoszenia od wykładowców pragnących wziąć udział w tej akcji i od zainteresowanych nią instytucji. Rada EPS stara się, aby wymiana rozpoczęła się już w roku akademickim 1980/81.

*Europhysics News* 10, No 5 (1979)

B. W.

## Nagrody państwowe

Nagrody państwowe za r. 1979 zostały przyznane najwybitniejszym naukowcom starszego pokolenia. Otrzymali je m. in. fizyk — prof. Marian Mięśowicz, b. wiceprezes PAN, fizyko-chemik — prof. Włodzimierz Trzebiatowski, b. prezes PAN, elektronik — prof. Janusz Groszkowski, b. prezes PAN.

Medal Amerykańskiego  
Towarzystwa Optycznego

Amerykańskie Towarzystwo Optyczne (Optical Society of America) nadało Medal F. Ivesa za rok 1978 Haroldowi H. Hopkinsowi.

Harold H. Hopkins urodził się w Anglii w 1918 r. Studiował na uniwersytetach w Leicester i w Londynie. W czasie II wojny światowej pracował w prze-

myśle optycznym. Od 1967 jest profesorem uniwersytetu w Reading. W 1973 r. został wybrany członkiem Royal Society. W latach 1969-1972 był prezesem Międzynarodowej Komisji Optycznej. Jego prace badawcze dotyczą teorii aberracji, projektowania układów optycznych, dyfrakcji, formowania obrazu, własności spójności światła. Jest autorem książki *Wave Theory of Aberrations* (1950).

Medal B. Ivesa został ustanowiony w 1929 r. Poprzednimi lauretami byli m. in. E. L. Nichols, R. W. Wood, H. S. Randall, G. Herzberg, E. U. Condon, A. Javan, A. L. Schawlow.

JOSA 69, No 1 (1979)

B. W.

#### Maier-Leibnitz członkiem honorowym Institute of Physics

Prof. Heinz Maier-Leibnitz został wybrany członkiem honorowym brytyjskiego Instytutu Fizyki. Maier-Leibnitz jest prezesem Deutsche Forschungsgemeinschaft, a w latach 1972-75 był prezesem Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej.

Phys. Blätter 35, No. 4 (1979)

B. W.

#### James Clerk Maxwell (1831—1879).

##### W stulecie śmierci

W sierpniu 1831 roku Michael Faraday na pierścieni z miękkiego żelaza nawinął dwie cewki izolowanych drutów. 27 sierpnia stwierdził, że w chwili włączania prądu w jednej cewce, w obwodzie drugiej powstaje chwilowy prąd elektryczny. W chwili przerywania prądu w pierwszej cewce, w obwodzie drugiej powstaje znowu chwilowy prąd. Faraday zrozumiał, że prąd jest indukowany w obwodzie, gdy obwód obejmuje linie zmiennego w czasie pola magnetycznego.

13 czerwca 1831 roku w Edynburgu urodził się James Clerk Maxwell. Ojciec Jamesa, John Clerk Maxwell, adwokat, był wnukiem George'a, prawnikiem Sir Johna Clerka, lorda Szkockiej Szachownicy. Żoną George'a była Dorota Maxwell z Middlebie w Kirkcudbrightshire. Matka Jamesa Clerka Maxwella, z domu Frances Cay, była córką Sędziogo-Admirała Szkocji. Mały James Clerk



Maxwell był chłopcem ciekawym świata i dociekliwym. Wychowywał się w niewielkiej posiadłości wiejskiej rodziców Glenlair w Kirkcudbrightshire. Matka Jamesa zmarła w grudniu 1839 roku. James wychowywał się pod opieką ojca, który w 1841 roku zapisał go do szkoły, The Edinburgh Academy. W 1846 roku profesor filozofii naturalnej Uniwersytetu w Edynburgu, J. D. Frobess, przedstawił Towarzystwu Królewskiemu w Edynburgu pracę Jamesa Clerka Maxwella „O sposobie zataczania krzywych owalnych” wydrukowaną następnie w *Sprawozdaniach Towarzystwa*.

James Clerk Maxwell od 16 roku życia studiował na Uniwersytecie w Edynburgu. W 1850 roku zapisał się do Kolegium św. Piotra, najstarszego kolegium w Cambridge. Potem przeniósł się do Trinity College. Uczęszczał na wykłady wybitnego matematyka Sir George'a Gabriela Stokesa (1819-1903). Warto wspomnieć, że słynne twierdzenie Stokesa właśnie Maxwell tak nazwał; w zgodzie zresztą z Kelvinem. Sam Stokes to twierdzenie całkowicie przypisywał Kelvinowi. Maxwell wcześniej studiował pisma Faradaya *Experimental Researches*. W 1853 roku pisał rozprawę, która w 1856 roku ukazała się w X tomie *Transactions of the Cambridge Philosophical Society* pod tytułem „On Faraday's Lines of Force” (O liniach sił Faradaya). W latach 1861 i 1862 ukazały się w *Philosophical Magazine*

poznafskich i praskich. Podsumowaniem wyników badañ wykonanych w ostatnich trzech latach w tych oraz innych zespołach badawczych było, zorganizowane przez Instytut Fizyki Molekularnej PAN, pierwsze polsko-czeskie seminarium „Ferroelektryczne i strukturalne przejścia fazowe w kryształach”. Seminarium odbyło się w dniach od 28 do 30 maja 1979 roku w Błażewku koło Poznania; brały w nim udział 62 osoby, w tym 10 z Czechosłowacji oraz 2 z Niemiec.

Program seminarium obejmował 17 referatów, sesję posterową oraz 2 wieczorne dyskusje. Przedstawione referaty dotyczyły między innymi zagadnień rozszerzalności termicznej ferroelektryków, mechanizmu przepolaryzowania i tworzenia się struktury domenowej w okolicy przejścia fazowego oraz wpływu deuteryzacji na własności dielektryczne; omówiono również wyniki badañ radiospektroskopowych, w tym również badania pod wysokim ciśnieniem, przewodnictwa cieplnego i elektrycznego wybranych kryształów. Bardzo ciekawym, nowym zagadnieniem dyskutowanym na seminarium były niewspółmierne przejścia fazowe, które zilustrowano wynikami badañ dielektrycznych oraz spektroskopowych.

Szeroki zakres omawianych problemów, ich nowatorstwo jak również twórcza dyskusja pokazały, że badania nad ferroelektrycznością stanowią ważną i wielce obiecującą dziedzinę. Przewiduje się kontynuowanie tego rodzaju spotkań naukowych.

Andrzej Graja

#### Produkcja publikacji z fizyki

J. Vlachý ogłosił w *Czechoslovak Journal of Physics* (B29, No. 4, 1979) wyniki opracowanej przez siebie statystyki dotyczącej produkcji publikacji z fizyki. Opierał się na *Physics Abstracts* i na *Physics Briefs-Physikalische Berichte* (pb).

W 1969 r. ukazało się w *Phys. Abstr.* 49 619 streszczeń, a w 1979 r. ukaże się ok. 90 000. W 1979 w *pb* będzie ok. 120 000 streszczeń.

W 1978 r. autorstwo prac rozłożone było pomiędzy poszczególne kraje (wg podawanych przez autorów instytucji macierzystych) w sposób następujący (%):

1. USA	30.72
2. ZSRR	19.02
3. Japonia	8.06
4. W. Brytania	7.48

5. RFN	6.25
6. Francja	4.72
7. Kanada	3.17
8. Indie	2.89
9. Włochy	1.90
10. Polska	1.54
11. Holandia	1.49
12. Australia	1.39
13. NRD	1.01
14. Szwajcaria	0.86
15. Izrael	0.82
reszta	8.68

Vlachý analizuje również związki między liczbą publikacji a liczbą mieszkańców poszczególnych krajów oraz dochodem narodowym.

B. W.

#### *Physics Briefs — Physikalische Berichte* (pb)

Znane niemieckie pismo poświęcone bieżącej bibliografii wszystkich dziedzin fizyki *Physikalische Berichte* wychodzi od 1979 r. pod zmienionym tytułem *Physics Briefs — Physikalische Berichte* (pb). Streszczenia są teraz publikowane w języku angielskim. Dzięki nawiązaniu współpracy z Amerykańskim Instytutem Fizyki informacje o pracach amerykańskich ukazują się znacznie szybciej niż dotychczas.

*pb* zawiera 120 000 jednostek informacyjnych rocznie, zbieranych z 2700 czasopism, prac doktorskich, patentów, sprawozdań konferencyjnych itp. Poza czasopismem normalnie drukowanym, *pb* może być również dostarczane w formie nadającej się do wczytywania przez maszynę. W tej postaci czasopismo nosi tytuł „data base INKA-PHYS (INKA: INFORMATIONSSYSTEM KARLSRUHE).

*pb* są wydawane przez Niemieckie Towarzystwo Fizyczne i Fachinformationszentrum Energie, Physik, Mathematik we współpracy z Amerykańskim Instytutem Fizyki.

B. W.

#### Sven Gösta Nilsson (1927—1979)

Dnia 24 kwietnia br. zmarł w Lund (Szwecja) znany teoretyk jądrowy prof. Sven Gösta Nilsson. Zmarł nagle, podczas pracy w Instytucie, na atak serca.

S. G. Nilsson urodził się 14 stycznia 1927 r. w Kristianstad, w południowej Szwecji. Studia odbył w Królewskim Instytucie Technologicznym w Sztokholmie, gdzie w roku 1950 otrzymał dyplom inżyniera w zakresie fizyki technicznej. Dalsze studia prowadził na Uniwersytecie w Lund, gdzie w r. 1955 otrzymał stopień doktora w zakresie fizyki teoretycznej i gdzie pracował następnie na stanowisku docenta w latach 1956-62. W roku 1963 otrzymał stanowisko profesora zwyczajnego na nowo utworzonym Wydziale Fizyki Matematycznej Instytutu Technologicznego w Lund i tutaj pracował już do końca.

Główny nurt pracy naukowej prof. Nilssona stanowiły badania własności jąder zdeformowanych. Badania te rozpoczął on już w swojej pracy doktorskiej, która poświęcona była opisowi wewnętrznej struktury jąder zdeformowanych. W pracy tej, inspirowanej w dużej mierze pracami kopenhaskimi A. Bohra i B. R. Mottelzona, których był bliskim współpracownikiem i przyjacielem, zbadał przebieg poziomów energetycznych i funkcji falowych nukleonu, poruszającego się w potencjale zmodyfikowanego oscylatora harmonicznego, w funkcji deformacji. Modyfikacja polegała na wprowadzeniu członu, który czynił potencjał ten pośrednim pomiędzy oscylatorem harmonicznym a jamą prostokątną oraz członu spin-orbita. Kształt potencjału przyjęty był jako kształt osiowo-symetrycznej elipsoidy. Praca ta (słynny model Nilssona) stała się podstawą prac teoretycznych nad jądrami zdeformowanymi. Pozwoliła ona wyjaśnić i przewidzieć wiele własności tych jąder, zaobserwowanych doświadczalnie. Model Nilssona, ciągle ulepszany i uogólniany przez swego autora, był i jest nadal podstawą badań w takich dziedzinach fizyki jądrowej, jak: spektroskopia jąder zdeformowanych (zarówno stabilnych, jak i dalekich od ścieżki stabilności), rozszczepienie jąder, zagadnienie jąder superciężkich, własności kolektywne jąder, własności jąder szybko obracających się.

Nad tymi właśnie zagadnieniami pracował prof. Nilsson zarówno u siebie w Lund, jak i w innych ośrodkach poza Szwecją. W Lund zgromadził wokół siebie młodych, zdolnych ludzi i stworzył z nich grupę bardzo aktywną i bardzo kompetentną w zakresie własności jąder zdeformowanych oraz procesów, w których deformacja jądra odgrywa istotną rolę. Poza Szwecją, przez dłuższy okres pracował w Instytucie Nielsa Bohra i w Nordyckim Instytucie Teoretycznej Fizyki Atomowej (Nordita) w Kopenhadze, w Laboratorium Lawrence'a w Berkeley, w Laboratorium Naukowym w Los



Alamos i, ostatnio, w CERN-ie w Genewie, gdzie współpracował z grupą Isolde, badającą jądra położone z dala od ścieżki stabilności.

Był ciągle zapraszany do wielu ośrodków badań jądrowych na świecie w celu konsultacji na temat zarówno aktualnie prowadzonych badań, jak badań projektowanych; w sprawach nowych ośrodków, konferencji i szkół. Był jednym z tych, nielicznych chyba fizyków, którzy będąc dobrymi teoretykami, dobrze również rozumieją doświadczenie i mają wspólny język z eksperymentatorami. Wydaje się, że w dużej mierze dzięki temu właśnie był bardzo ceniony wśród fizyków zarówno teoretycznych, jak i doświadczalnych na całym świecie.

Profesor Nilsson był także współpracownikiem i przyjacielem polskich fizyków jądrowych. Wielu z nas najlepsze swoje prace wykonało wspólnie właśnie z nim. To, co poza jego wiedzą przyciągało ludzi do niego, to wielka jego życzliwość i bezpośredniość, a jednocześnie rzadki takt i subtelność. W przedziwny sposób potrafił robić tak, że młodzi, początkujący dopiero fizycy, którzy przyjeżdżali do niego, mogli szybko poczuć się równorzędnymi partnerami. Być może miał po prostu dość cierpliwości i optymizmu, by uważnie ich słuchać i w sposób naturalny, nie protekcyjny, traktować ich bardzo serio.

Szybkim rozwoju zgromadzonych wokół

niego ludzi sprzyjało także to, że dużo się w jego grupie działo. Był bowiem zawsze zaangażowany w wiele interesujących i aktualnie bardzo potrzebnych badań. To zaangażowanie sprawiło także, że nie umiał się oszczędzać, nawet po pierwszym ataku serca, jaki miał kilka lat temu.

Osobiście byłem zawsze pod wrażeniem tego, jak traktował współpracę naukową. Nie jako wąsko pojętą, oderwaną od innych spraw, wspólną pogoi

za wynikiem naukowym, ale jako fragment bardzo wielostronnego kontaktu z innymi ludźmi. Traktował ją zawsze jako możliwość rozszerzenia i pogłębienia tego kontaktu i uczynienia go bliskim i serdecznym. Wydaje mi się, że właśnie to czyniło tę współpracę bardzo efektywną, a jednocześnie dostarczającą wiele ogólnej satysfakcji i optymizmu.

*Adam Sobiczewski*

#### EKON — 80

Od 23 do 26 kwietnia 1980 r. odbędzie się w Poznaniu IX Konferencja Elektroniki Kwantowej i Optyki Nieliniowej EKON — 80. Organizator: Instytut Fizyki Molekularnej PAN. Zgłoszenia i streszczenia (do 3 str. maszynopisu w języku angielskim) prosimy nadsyłać do 31 stycznia 1980 r. pod adresem: Komitet Organizacyjny EKON — 80, Grunwaldzka 6, 60-780 Poznań, Instytut Fizyki.

**POSTĘPY FIZYKI**  
(dwumiesięcznik)

**Warunki prenumeraty czasopisma**

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

Prenumeratę na kraj przyjmują Oddziały RSW „Prasa—Książka—Ruch” oraz urzędy pocztowe i doręczyciele w terminach:

**do dnia 25 listopada** na I półrocze roku następnego i cały rok następny,  
**do dnia 10 czerwca** na II półrocze roku bieżącego.

Jednostki gospodarki społecznej, instytucje i organizacje społeczno-polityczne składają zamówienia w miejscowych Oddziałach RSW „Prasa—Książka—Ruch”, w miejscowościach zaś, w których nie ma Oddziałów RSW — w urzędach pocztowych. Prenumeratorzy indywidualni opłacają prenumeratę wyłącznie w urzędach pocztowych lub u doręczycieli.

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę (która jest o 50% droższa od prenumeraty krajowej dla zleceniodawców indywidualnych i o 100% dla instytucji i zakładów pracy) przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto NBP XV OM Warszawa, nr 1153-201045-139-11, w terminach podanych dla prenumeraty krajowej.

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

**INFORMATION FOR SUBSCRIBERS**

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

Please send payments (annual subscription US \$ 18) to the account of **ARS POLONA—RUCH** through Bank Handlowy S. A., Traugutta 7, 00-67 Warszawa, Poland.

**Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie pisma**



## TREŚĆ

J. Pniewski — Początki fizyki hiperjader . . . . .	517
R. R. Gałązka — Półprzewodniki półmagnetyczne . . . . .	537
P. L. Kapica — Plazma i kontrolowana reakcja termojądrowa (tłum. J. Kurzyna) . . . . .	547
WSPOMNIENIA-ROZCHNICZE	
M. Suffczyński — W stulecie Einsteina . . . . .	559
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
J. Białek, M. Kozielska — Wykorzystanie elektronicznej techniki obliczeniowej w nauczaniu fizyki . . . . .	571
NOWA APARATURA I AUTOMATYZACJA POMIARÓW	
G. Charpak — Wielodrutowe i dryfowe komory proporcjonalne (tłum. B. Badełek) . . . . .	579
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
B. Rozenfeld — ICPA-5. V Międzynarodowa Konferencja Anihilacji Pozytonów w Lake Yamanaka, Japonia . . . . .	593
W. Świątkowski — XII Ogólnopolskie Seminarium Anihilacji Pozytonów w Piechowicach . . . . .	594
A. M. Dezor, P. B. Szczaniecki — Konferencja RAMIS 79 w Poznaniu . . . . .	594
Z. Ajduk — II Międzynarodowe Sympozjum „Struktura hadronów i ich wielorodna produkcja” w Kazimierzu Dolnym . . . . .	595
P. Decowski — Konferencja poświęcona zagadnieniu kolektywnych ruchów jądrowych o dużej amplitudzie w Keszthely . . . . .	596
RECENZJE	
A. I. Anselm — Podstawy fizyki statystycznej i termodynamiki (J. Piasecki) . . . . .	599
N. A. Dyson — Promieniowanie rentgenowskie w fizyce atomowej i jądrowej (J. Auleytner) . . . . .	600
KRONIKA	

## CONTENTS

J. Pniewski — Hypernuclear Physics: The Beginnings . . . . .	517
R. R. Gałązka — Semimagnetic Semiconductors . . . . .	537
P. L. Kapica — Plasma and Controlled Thermonuclear Reaction . . . . .	547
RECOLLECTIONS-ANNIVERSARIES	
M. Suffczyński — On the Einstein Centenary . . . . .	559
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
J. Białek, M. Kozielska — Application of the Numerical Electronic Technique in Physics Education . . . . .	571
LABORATORY EQUIPMENT AND DATA HANDLING	
G. Charpak — Multiwire and Drift Proportional Chambers . . . . .	579
MEETINGS AND CONFERENCES	
REVIEWS	
CHRONICLE	