
PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 31
ZESZYT 2
1980

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 CHEŁKOWSKI

Członkowie Zarządu

Prof. dr JERZY CZERWONKO

Prof. dr FRANCISZEK KACZMAREK

Prof. dr JAN STANKOWSKI

Dr hab. JAN TÖKE

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 JACEK DWORAKOWSKI (*Częstochowa*)

Doc. dr BRONISŁAW JACHYM (*Gdańsk*)

Dr ANDRZEJ SYCZ (*Gliwice*)

Dr JÓZEF KUŹMIŃSKI (*Katowice*)

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

Prof. dr JACEK HENNEL (*Kraków*)

Doc. dr MAKSYMILIAN PIŁAT (*Lublin*)

Doc. dr STANISŁAW MICHAŁAK (*Łódź*)

Doc. dr hab. JÓZEF KUSZ (*Opole*)

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

Prof. dr ROMAN WYRZYKOWSKI (*Rzeszów*)

Doc. dr TADEUSZ REWAJ (*Szczecin*)

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

Doc. dr JAN PETYKIEWICZ (*Warszawa*)

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

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69

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

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 1, ZESZYT 2

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

1980

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 Frączkowiak* (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. 8,25. Ark. druk. 6²/₁₆ + 5 wkł. Papier ilustr. sat. kl. III. 70×100, 80 g. Oddano do składania w grudniu 1979. Podpisano do druku w marcu 1980. Druk ukończono w kwietniu 1980. Zam. 838/79. Cena 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13

Zbigniew W. Gortel
Jacek Szymański

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Leszek Świerkowski

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Stany rezonansowe w polu magnetycznym

Resonance States in Magnetic Field

Abstract: Present views on the problem of resonance states in a gapless semiconductor are shortly presented and detailed discussion of experimental magnetooptical confirmation of their existence is given. A theoretical model of the behaviour of the resonance levels produced by the short-range model potential is considered.

1. Wstęp

W dość szerokiej klasie materiałów półprzewodnikowych (α -Sn, HgTe, HgSe i ich niektóre stopy z Cd, Zn, Mn, ...) wskutek odwrócenia kolejności poziomów Γ_6 i Γ_8 dwie gałęzie tego ostatniego pasma, zdegenerowane w punkcie Γ , pełnią odpowiednio rolę pasma przewodnictwa i pasma walencyjnego (patrz art. przeglądowe [1, 2, 3]), przy czym elektrony są znacznie lżejsze od dziur ($m_e/m_h \equiv \beta < 0,04-0,07$, niepewność pochodzi tu głównie z niepewności m_h). Ta osobliwa struktura prowadzi do bardzo wielu ciekawych efektów; nas interesuje tu problem stanów domieszkowych.

W odwróconej strukturze dla każdej energii istnieją stany opisujące quasi-swobodną propagację elektronów lub dziur (nie ma przerwy wzbronionej). Ze względu na to nie możemy posługiwać się pojęciem stanów związanych, akceptorowych bądź donorowych, ale raczej mówić należy o rezonansach w rozpraszaniu dziur bądź elektronów, z którymi możemy wiązać pewne dodatkowe gęstości stanów. Tego typu obraz tkwi u podstaw szeroko ostatnio dyskutowanych stanów rezonansowych. Problemowi temu poświęcono

wiele prac przeglądowych [4, 5, 6, 3], przy czym najpełniejszy przegląd danych eksperymentalnych i modeli teoretycznych dotyczących płytkich stanów akceptorowych znaleźć można w pracy [5]. Pojęcie „płytki stan” jest tu stosowane w wąskim sensie: jest to stan leżący blisko punktu styku pasma przewodnictwa i pasma walencyjnego, którego funkcja falowa (jej część periodyczna) jest zbudowana głównie z funkcji pasma Γ_8 (lub Γ_8 , Γ_6 i Γ_7 w ogólniejszym modelu trójpasowym).

Zanim skoncentrujemy się na wprowadzeniu pola magnetycznego, przypomnijmy pokrótce obecny stan poglądów na strukturę płytkich stanów rezonansowych (patrz [3, 4, 5, 6] i cytowana tam literatura). Obserwuje się trzy rezonanse, zwane najczęściej A_0 , A_1 i A_2 o energiach odpowiednio 0,5—1 meV, 2—3 meV, 9—12 meV. Najbardziej kontrowersyjny jest „stan” A_2 , którego nie widać w eksperymentach magnetoptycznych; ujawnia się on jedynie jako osobliwość w przewodnictwie. Wyjaśnia się tę osobliwość bądź jako skutek istnienia stanu akceptorowego generowanego przez luki po Hg [7, 8], bądź jako wynik rezonansowego rozpraszania elektronów do pasma walencyjnego z emisją fononu optycznego [9, 10]. Pierwsza hipoteza jest poparta zależnością osobliwości w przewodnictwie od sposobu przygotowania próbki i silną zależnością E_{A_2} od składu dla HgCdTe [7], a druga tym, że osobliwość w przewodnictwie daje się objaśnić [9] bez uciekania się do hipotezy stanu rezonansowego. Problem jest ciągle otwarty dla dalszych eksperymentów.

Istnienie stanów akceptorowych A_0 i A_1 potwierdzają eksperymenty magnetoptyczne (patrz część 2 niniejszej pracy). Związek A_1 z obecnością w HgTe luk po Hg wydaje się dobrze ustalony [3, 7, 34] poprzez badanie zależności siły rezonansu od sposobu przygotowania próbki (wygrzewanie w parach Hg w różnych temperaturach). Natomiast stan A_0 przypisuje się obecności atomów domieszkowych Cu w HgTe, dających zapewne akceptory typu kulombowskiego.

Warto tu wspomnieć również o istnieniu eksperymentalnych przesłanek, że być może luki po Te powodują powstawanie stanów rezonansowych [16]. Niektóre eksperymenty magnetoptyczne [17] wskazują natomiast na istnienie stanów donorowych, interpretowanych jako kulombowskie (patrz następna część), które chociaż nieobserwowalne dla $B = 0$, mogą pojawiać się w kwantującym polu magnetycznym.

Teoretyczne badania stanów rezonansowych poszły dwoma tropami. Tak więc badano rezonansowe stany kulombowskie [11, 12, 13, 14], pokazując, że w zerowym polu magnetycznym jedynie stany akceptorowe mogą dać wyraźne rezonanse na tle pasma elektronów. Rachunki te wskazują na bardzo duży wpływ na energię rezonansu ekranowania [13, 14], a także efektów wielociałowych [12], co powoduje duży rozrzut otrzymanywanych energii ($E_A \approx 1 \div 10$ meV) w zależności od przyjętych założeń (patrz także [3]). Obydwa wyżej wymienione czynniki — efekty wielociałowe i ekranowanie — zależą od koncentracji nośników w próbce [15], tak że i obserwowane energie rezonansu kulombowskiego mogą zmieniać się wraz z typem materiału.

Inna grupa prac [25—29] próbuje opisać stany rezonansowe dawane przez krótkozasięgowy, silnie zlokalizowany potencjał. Autorzy [25, 26] posługują się bazą funkcji Wanniera, przy czym w pracy [26] wzięto pod uwagę, obok dwóch podpasem Γ_8 , także pasmo Γ_6 w HgCdTe, otrzymując zmienność energii akceptora wraz ze zmianą składu. Bastard i in. [27, 28] posłużyli się natomiast reprezentacją Kohna-Luttingera, co pozwoliło

zredukować liczbę niezależnych elementów macierzowych potencjału do jednego (brali oni pod uwagę jedynie pasmo Γ_8). Po dołączeniu pasma Γ_6 [29], co pociąga za sobą pojawienie się drugiego, niezależnego elementu macierzowego potencjału, możliwe jest uwzględnienie nieparaboliczności i otrzymanie zależności energii akceptora od składu. Nieprzypadkowo piszemy tu o akceptorze, gdyż krótkozasięgowy potencjał dodatni (wiążący elektrony) nie daje żadnych płytkich rezonansów.

Co zmieni się, gdy włączymy pole magnetyczne? Zaczniemy od „donorów”. Dalej nie występują płytkie stany związane z krótkozasięgowym potencjałem dodatnim. Natomiast, jak sugerują Uchida i Tanaka [17] (patrz także [30]), w kwantujących polach magnetycznych mogą pojawić się kulombowskie stany donorowe, podczipione do landauowskich stanów elektronowych.

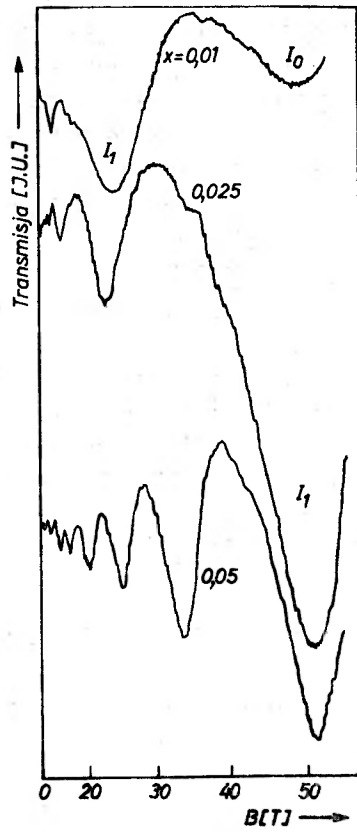
Nie ma żadnych teoretycznych badań kulombowskich stanów akceptorowych w silnych polach magnetycznych. Problem jest bardzo trudny nawet wówczas, gdy stany przestają być rezonansowe, wchodząc do otwierającej się przerwy. Powodem jest to, że energia wiązania akceptora jest nawet w polach $\approx 10T$ porównywalna z częstością cyklotronową dziur. Wpływ pola magnetycznego na poziom akceptorowy dawany przez krótkozasięgowy potencjał opisujemy w części 3 (patrz także [31]).

2. Eksperymenty w kwantujących polach magnetycznych

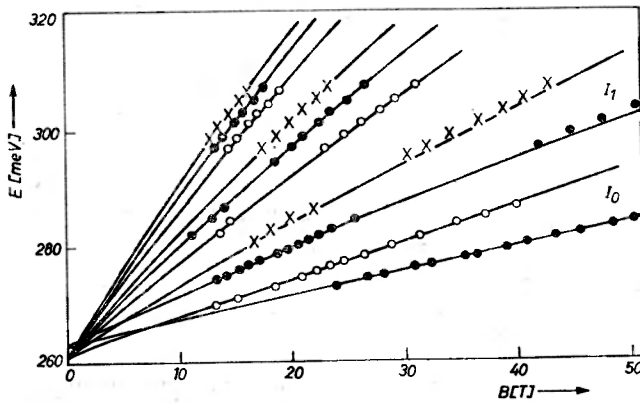
Ze względu na to, że sposoby teoretycznego opisu stanów rezonansowych w silnych, kwantujących polach magnetycznych różnią się zasadniczo od przypadku pól zerowych i słabych, wygodnie jest wyróżnić te doświadczenia, dla których taki opis może być odpowiedni. Są to eksperymenty magnetoptyczne w HgTe^* wewnątrzpasmowe $\Gamma_8-\Gamma_8$ [17–19, 22, 23], międzypasmowe $\Gamma_6-\Gamma_8$ [20, 21, 22], a także transport w silnych polach magnetycznych w HgTe i HgMnTe [24]. Poza tym doświadczenia magnetoptyczne (szczególnie dotyczące przejść $\Gamma_8-\Gamma_8$) pełnią naszym zdaniem wyróżnioną rolę i stanowią najprecyzyjniejszą metodę badania stanów rezonansowych, związanych z dodatkowymi gęstościami stanów. Ich zasadniczą wadą jest niemożność bezpośredniego pomiaru energii rezonansu w zerowym polu magnetycznym — ekstrapolacja liniowa jest często nieuzasadniona — tak że do ich poprawnej interpretacji powinno się stosować konkretne modele teoretyczne.

Pierwsze obserwacje poziomów rezonansowych w magnetoptyce zawdzięczamy grupom polsko-francuskim. Na tle przejść wewnątrzpasmowych w HgTe zaobserwowano przejście z poziomu akceptorowego na drugi z kolei (b1) landauowski poziom elektronowy i z ekstrapolacji liniowej oszacowano $E_A(B=0) = 0,7 \text{ meV}$ (poziom A_0), przy czym prędkość zmiany jego położenia z polem magnetycznym szacowano na $0,7 \text{ meV/T}$ [18, 19]. Badania przejść $\Gamma_6-\Gamma_8$ [20, 21] wskazywały na istnienie dwóch poziomów rezonansowych, o otrzymanych z ekstrapolacji liniowej energiach dla $B=0$, $E_{A_0} = 0,7 \text{ meV}$ i $E_{A_1} = 2,2 \text{ meV}$.

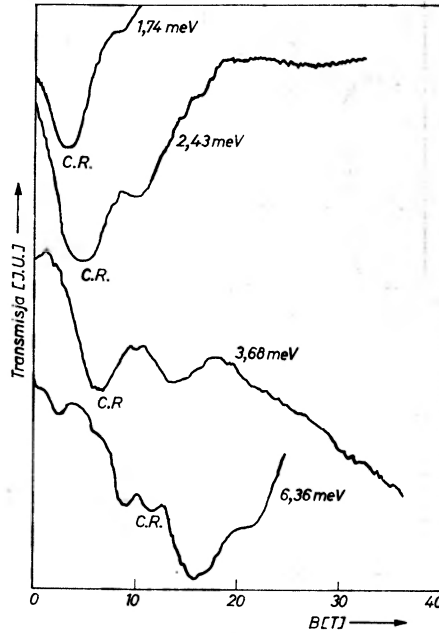
Posłużymy się tutaj nowszymi badaniami nad $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ [22] dla zobrazowania otrzymywanych tą metodą rezultatów. Rys. 1 przedstawia krzywe magnetotransmisji dla stopów o małych zawartościach Cd ($x = 0,01, 0,025, 0,05$) dla $\hbar\omega = 304 \text{ meV}$ (przej-



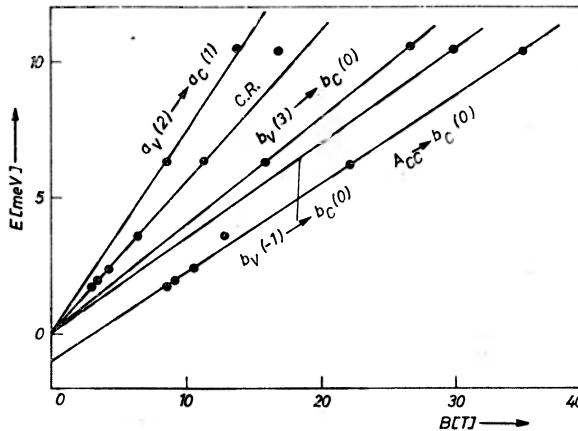
Rys. 1. Widma magnetotransmisji $\Gamma_6-\Gamma_8$ dla energii fotonu $\hbar\omega = 304$ meV i $T = 4,2$ K dla stopów $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ w konfiguracji Voigta $E\parallel B$ (z pracy [22]). Linie I_0 i I_1 pochodzą od przejść na poziom akceptorowy



Rys. 2. Energie przejść $\Gamma_6-\Gamma_8$ z punktami eksperymentalnymi i krzywymi teoretycznymi dla $x = 0,025$ — patrz rys. 1 (z pracy [22])

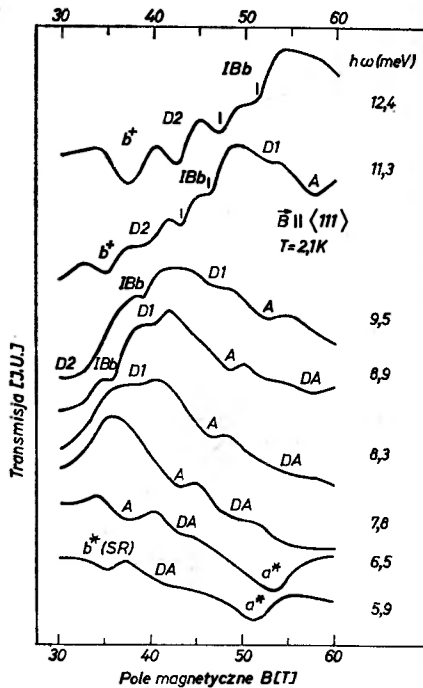


Rys. 3. Widma w obszarze submilimetrowym magnetotransmisji $\Gamma_6-\Gamma_8$ dla kilku energii fotonów — konfiguracja Faradaya, $T = 4,2$ K, $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, $x = 0,025$. Skrót C. R. oznaczono linię rezonansu cyklotronowego (z pracy [22])

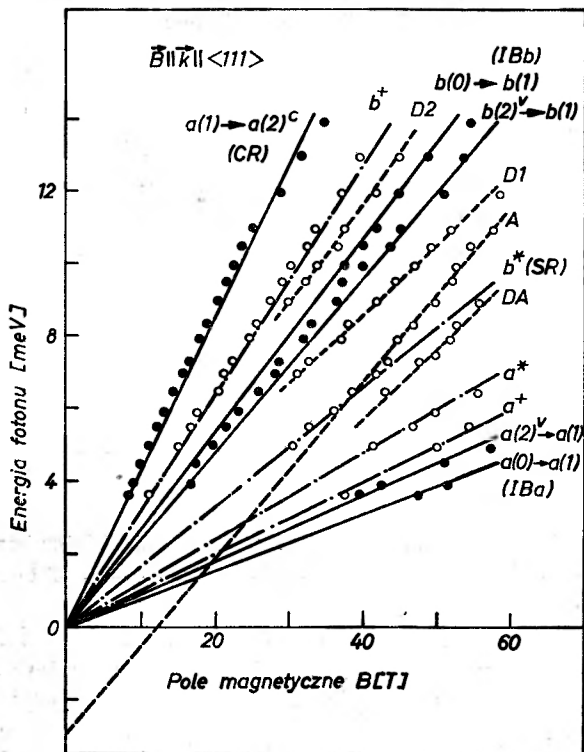


Rys. 4. Porównanie energii przejść z rys. 3 z krzywymi teoretycznymi. Najniższa prosta opisuje przejście ze stanu akceptorowego na poziom Landaua b_1 (z pracy [22])

ścia $\Gamma_6-\Gamma_8$), widać wyraźnie głębokie i dość szerokie minima (I_0 i I_1) odpowiadające przejściom na stan akceptorowy z dwóch różnych poziomów landauowskich Γ_6 . Rys. 2 obrazuje porównanie eksperymentalnych i teoretycznych energii przejść $\Gamma_6-\Gamma_8$. Natomiast na rys. 3 przedstawiono krzywe magnetotransmisji wewnątrzprzasmowej dla kilku energii fotonów. Rys. 4 przedstawia porównanie tych eksperymentalnych przejść z liniami teore-



Rys. 5. Widma magnetotransmisji $\Gamma_6-\Gamma_8$ w HgTe dla $B||\langle 111 \rangle$ w obszarze submilimetrowym. Nomenklatura przejść została wyjaśniona na rys. 7 (z pracy [17])

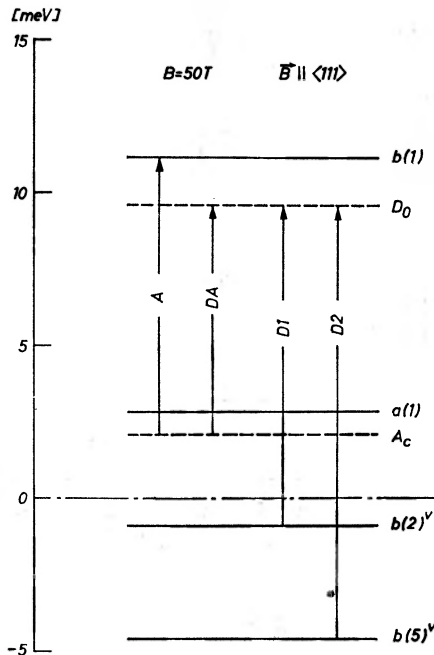


Rys. 6. Porównanie energii przejść z rys. 5 z krzywymi teoretycznymi (z pracy [17])

tycznymi, ujawniając istnienie przejścia ze stanu akceptorowego na drugi elektronowy stan landauowski pasma Γ_8 .

Ze względu na położenie poziomu Fermiego pomiędzy stanem A_0 i A_1 , ten pierwszy widoczny jest na tle przejść $\Gamma_8-\Gamma_8$, z $E_{A_0} = 0,8$ meV, natomiast poziom A_1 ($E_{A_1} = 2,5$ meV, prędkość ruchu $+0,25$ meV/T) ujawnia się na tle przejść $\Gamma_6-\Gamma_8$.

Nieco inne wyniki magnetotransmisji (przejścia $\Gamma_8-\Gamma_8$) przedstawiono w pracy [17]. Rys. 5 przedstawia krzywe magnetotransmisji, rys. 6 porównanie energii przejść z krzywymi teoretycznymi, a rys. 7 interpretacje dodatkowych linii absorpcyjnych. Autorzy



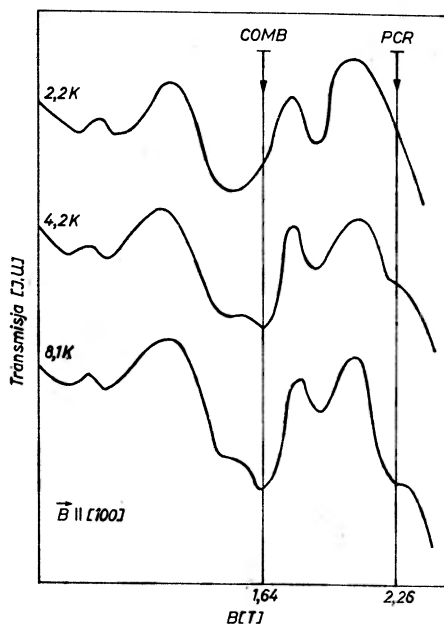
Rys. 7. Schemat przejść służący do interpretacji wyników z rys. 5 i 6. A_c oznacza poziom akceptorowy, D_0 — poziom donorowy (z pracy [17])

wprowadzili stan akceptorowy A_c ($E_{A_1} \approx 3$ meV) poruszający się inaczej niż opisany w poprzednich cytowanych pracach, wolno w dół z rosnącym polem, a także kulombowski poziom donorowy D_0 , związany ze stanem $b(1)$.

Ostatnie badania magnetoabsorpcji wewnątrzprasmowej [23] także ujawniły istnienie dodatkowego przejścia, interpretowanego jako przejście ze stanu rezonansowego. Rys. 8 pokazuje eksperymentalny wynik transmisji z dodatkową linią.

W silnych polach magnetycznych stany rezonansowe, wskutek otwarcia przerwy, mogą stać się zwykłymi stanami zlokalizowanymi. W związku z tym można badać efekty wymrażania nośników i w ten pośredni sposób określać położenie energetyczne stanów domieszkowych. Efekt ten badano w pracy [24] dla pól magnetycznych 10T—30T w HgTe i HgMnTe. W celu opisanie eksperymentalnej zależności koncentracji od pola założono istnienie dwóch liniowo poruszających się z polem poziomów akceptorowych, których

parametry $E_A|_{B=0}$ i $dE_A/dB|_{B=0}$ otrzymano z dopasowania do doświadczenia. Wyniki te sugerują, że w wysokich polach poziomy domieszkowe poruszają się w dół z rosnącym polem magnetycznym.



Rys. 8. Widma magnetotransmisji $\Gamma_8-\Gamma_8$ w obszarze submilimetrowym. Głębokie minimum pomiędzy liniami COMB i PCR interpretowano jako przejście z poziomu A_0 ($\mu = 1/2$) na landauowski poziom elektronowy a^- (2)

3. Teoria

W tej części zajmiemy się zbadaniem stanów wytwarzanych przez krótkozasięgowy potencjał w kwantującym polu magnetycznym w odwróconej strukturze. O potencjale V zakładamy, że jego zasięg ogranicza się do obszaru jednej komórki elementarnej kryształu i że ma on symetrię pełnej grupy punktowej. Można oczekiwać, że potencjał dawany przez lukę nieźle spełnia te założenia. Wygodnie jest wprowadzić w kryształ bazę zlokalizowanych funkcji

$$a_{nj}^L(r) = \Delta_j(r) \cdot u_{n0}(r), \quad (1)$$

gdzie

$$\Delta_j(r) = \frac{1}{N} \sum_{k \in BZ} e^{ik(r-R_j)} \quad (2)$$

jest tzw. deltą sieciową — funkcją dobrze zlokalizowaną wokół węzła R_j ; N oznacza ilość komórek elementarnych w kryształ, a $u_{n0}(r)$ — periodyczną część funkcji Blocha n -tego pasma dla $k = 0$. Funkcje (1) są w gruncie rzeczy funkcjami Wanniera, tyle że

zbudowanymi nie z funkcji Blocha, ale z funkcji Luttingera-Kohna. Warto zauważyć, że $\Delta_j(r)$ ma pełną symetrię punktową kryształu, wobec czego funkcje a_{nj}^L mają taką samą symetrię punktową jak u_{n0} . Zakładając teraz, że potencjał V opisuje lukę w „zerowym” węźle ($j = 0$) możemy, korzystając z lokalizacji V i Δ_j , napisać

$$\langle a_{nj} | V | a_{n'j'} \rangle = 0 \quad \text{dla} \quad j, j' \neq 0.$$

Ponieważ interesują nas stany rezonansowe w pobliżu brzegu pasma Γ_8 , pominiemy wszystkie elementy macierzowe V z funkcjami z innych pasm (one-band approximation). Warto tu jednak zwrócić uwagę na to, że elementy międzypasmowe V z najbliższymi względem Γ_8 pasmami Γ_7 i Γ_6 i tak znikają na mocy symetrii. Tak więc pozostajemy z jednym elementem macierzowym

$$V_I = \langle a_{\mu 0} | V | a_{\mu 0} \rangle \quad (\mu = \frac{3}{2}, \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, -\frac{3}{2}), \quad (3)$$

gdzie μ opisuje 4 gałęzie pasma Γ_8 . Element macierzowy (3) nie zależy od μ znowu na mocy symetrii. Identycznym potencjałem posługiwali się Bastard i in. [27, 28].

W celu opisu stanów rezonansowych wygodniej jest się posługiwać nie hamiltonianem i funkcjami falowymi, ale operatorem rezolwentnym

$$G(E) = \frac{1}{E + i0^+ - H}, \quad (4)$$

gdzie H jest pełnym hamiltonianem układu. Łatwo widać, że gęstość stanów bezpośrednio wiąże się z G :

$$\varrho(E) = \sum_m \delta(E - E_m) = -\frac{1}{\pi} \text{Tr} G(E), \quad (5)$$

co łatwo dowodzi się licząc ślad (4) w bazie funkcji własnych $|m\rangle$ hamiltonianu H .

Wprowadzimy teraz drugi operator

$$G_0(E) = \frac{1}{E + i0^+ - H_0}, \quad (6)$$

gdzie H_0 jest jednoelektronowym hamiltonianem kryształu w polu magnetycznym. Oczywiście $H = H_0 + V$. Ze względu na postać potencjału V równanie Dysona

$$G = G_0 + G_0 V G \quad (7)$$

rozwiązuje się łatwo, otrzymując

$$G = G_0 + G_0 \sum_{\mu} \frac{|a_{\mu 0}\rangle \langle a_{\mu 0}|}{1/V_I - K_{\mu}(E)} G_0, \quad (8)$$

gdzie

$$K_{\mu}(E) = \langle a_{\mu 0} | G_0(E) | a_{\mu 0} \rangle. \quad (9)$$

$K_\mu(E)$ oblicza się wyrażając $|a_{\mu 0}\rangle$ w (9) poprzez znaną w przybliżeniu masy efektywnej bazy funkcji własnych H_0 w podprzestrzeni Γ_8 [32]. W wyniku dostajemy

$$K_\mu(E) = K_{\mu 0} + \frac{\Omega_0}{4\pi^2 \lambda^2} \sum_{n\sigma} \int dk_z \frac{|C_{n\sigma}^\mu(k_z)|^2}{E - E_{n\sigma}(k_z) + i\Gamma}, \quad (10)$$

gdzie suma po poziomach landauowskich $n\sigma$ i całka po k_z przebiegają obszar, w którym $|E_{n\sigma}(k_z)| < \Delta$. Δ dobrana jest tak, aby przybliżenie masy efektywnej było jeszcze stosowne. O pozostałej części sumy zakładamy, że jest niezależna od E i pola magnetycznego B i oznaczamy przez $K_{\mu 0}$. Ω_0 jest objętością komórki elementarnej, $\lambda = \hbar c/eB$. $E_{\mu\sigma}(k_z)$ i $C_{n\sigma}^\mu(k_z)$ to odpowiednio wartości i wektory własne macierzy (4×4) masy efektywnej Luttingera w obecności pola magnetycznego. Określają one energie i funkcje falowe czterech podpoziomów ($\sigma = a^\pm, b^\pm$) n -tego poziomu Landaua [33]. Wprowadziliśmy w (10) fenomenologiczny parametr Γ , uwzględniając w ten sposób szerokość poziomów Landaua. Wykorzystując (5) i (8) łatwo pokazuje się, że maksima dodatkowej gęstości stanów są określone w przybliżeniu przez zera rzeczywistej części mianownika w równaniu (8). Korzystając jeszcze z (10) możemy napisać cztery równania na energie czterech rozszczepionych składowych poziomów rezonansowego:

$$\frac{1}{V_I} = \text{Re}K_\mu(E), \quad (\mu = \pm\frac{3}{2}, \pm\frac{1}{2}). \quad (11)$$

Wszystkie addytywne stałe w powyższych równaniach ($1/V_I$, K_0 i pewna określona część sumy po $n\sigma$) dają się zebrać w jedną, niezależną od pola magnetycznego B , energii E i μ stałą, która daje się wyrazić, gdy porównamy (11) z analogicznym równaniem dla $B = 0$ [28] (patrz [31]), poprzez energię stanu rezonansowego w zerowym polu magnetycznym E_A . Jest to w takim razie jedyny parametr dopasowania teorii.

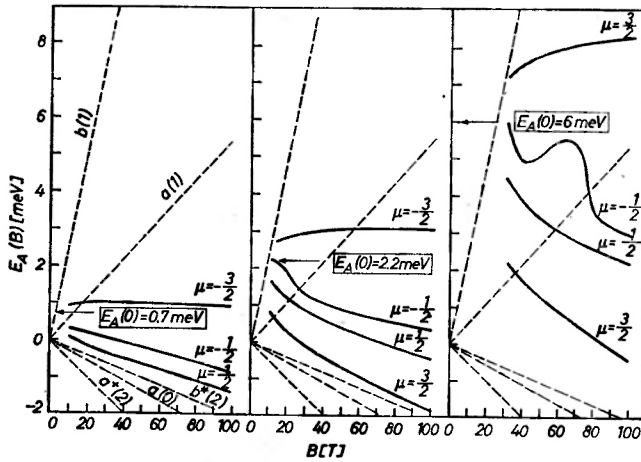
Na rys. 9 przedstawiona została zależność $E_A(B)$ dla trzech różnych energii akceptora w funkcji pola magnetycznego B ($E_A = 0,7, 2,2$ i 6 meV). Parametry Luttingera dla pasma Γ_8 wzięliśmy następujące: $\gamma_1 = -16,6$, $\bar{\gamma} = -9,6$, $\kappa = -11,6$ [22], a naturalną szerokość poziomów Landaua przyjęliśmy jako $\Gamma = 0,5$ meV. Przerywane linie obrazują ruch kilku pierwszych poziomów Landaua.

Najistotniejszym wnioskiem wypływającym z rachunków numerycznych jest to, że aczkolwiek dla wysokich pól magnetycznych zależność energii akceptora od pola może być nieźle przybliżona funkcją liniową, to liniowa ekstrapolacja do zerowych pól nie daje, szczególnie dla niektórych μ , wartości energii poziomu akceptorowego w zerowym polu magnetycznym.

Kluczową informacją, pozwalającą interpretować eksperymenty magnetooptyczne, są *reguły wyboru*, mówiące, przynajmniej w pewnym przybliżeniu, jakie przejścia optyczne są możliwe pomiędzy poziomem rezonansowym a poziomem Landaua. Ścisłym rozwiązaniem tego problemu byłoby po prostu obliczenie współczynnika absorpcji. Przedstawiony wyżej formalizm pozwala łatwo znaleźć $\alpha(\omega)$. Korzystając ze „złotej reguły Fermiego”

$$\alpha_i(\omega) \sim \sum_f | \langle f | H_R | i \rangle |^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \langle i | H_R G(E_i + \hbar\omega) H_R | i \rangle, \quad (12)$$

gdzie $\alpha_i(\omega)$ oznacza przyczynek do współczynnika absorpcji od wszystkich przejść z poziomu $|i\rangle$ o energii E_i ; stan $|i\rangle$ oraz stan końcowy o energii E_f są stanami własnymi pełnego hamiltonianu H , $G(E)$ zdefiniowaną wzorem (4) rezolwentą, a H_R to operator oddziaływania elektron-światło. Podobny wynik dostaje się na $\alpha_f(\omega)$ — przyczynek do $\alpha(\omega)$



Rys. 9. Zachowanie rozszczepionych poziomów akceptora w polu magnetycznym dla HgTe ($\gamma_1 = -16,6$, $\gamma' = -9,6$, $\kappa = -11,6$ [3], $\Gamma = 0,5$ meV) dla trzech różnych wartości energii akceptora w zerowym polu magnetycznym

pochozący od przejść na poziom $|f\rangle$: w ostatniej linii wzoru (12) należy zamienić $i \leftrightarrow f$ i zmienić $\hbar\omega \rightarrow -\hbar\omega$.

Przybliżone reguły wyboru udaje się otrzymać korzystając z wyrażenia (8) na operator $G(E)$, jeśli przyjmiemy, że rezonans jest bardzo wąski. Rozważmy dwa możliwe rodzaje przejść

(a) przejście: poziom Landaua $\Gamma_6 \rightarrow$ poziom rezonansowy

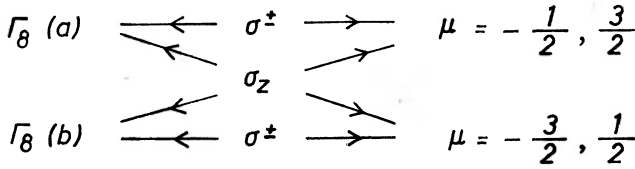
(b) przejście: poziom Landaua $\Gamma_8 \rightarrow$ poziom rezonansowy.

W przypadku (a) otrzymuje się

$$\begin{array}{l} \Gamma_6 (n \uparrow) \quad \begin{array}{c} \longrightarrow \\ \longleftarrow \end{array} \quad \begin{array}{c} \sigma^{\pm} \\ \sigma_z \end{array} \quad \begin{array}{c} \longrightarrow \\ \longleftarrow \end{array} \quad \mu = -\frac{1}{2}, \frac{3}{2} \\ \Gamma_6 (n \downarrow) \quad \begin{array}{c} \longrightarrow \\ \longleftarrow \end{array} \quad \begin{array}{c} \sigma^{\pm} \\ \sigma_z \end{array} \quad \begin{array}{c} \longrightarrow \\ \longleftarrow \end{array} \quad \mu = -\frac{3}{2}, \frac{1}{2} \end{array}$$

gdzie σ^{\pm} , σ_z oznaczają odpowiednio dwie polaryzacje kołowe i polaryzację liniową wzdłuż pola magnetycznego B . Dla $n = 0,1$ mamy dodatkowe ograniczenia: dla obydwu spinów pasma Γ_6 i polaryzacji σ^- , jak również dla spinu \downarrow i polaryzacji σ_z możliwe są przejścia tylko do μ ujemnych.

W przypadku (b) otrzymujemy następujący schemat



a i b oznaczają dwie serie poziomów Landaua w pasmie Γ_8 . I tutaj dla poziomów o najniższych n są pewne dodatkowe ograniczenia. Ponieważ wyjątków jest dużo, gdyż przejścia tracą symetrię względem zamiany stanów początkowych i końcowych, przytoczymy tu tylko dwie najciekawsze z eksperymentalnego punktu widzenia sytuacje:

(1) przejścia na poziom $a1$ różnią się od schematu zakazem przejścia σ^- ze składowej poziomu rezonansowego o $\mu = \frac{3}{2}$;

(2) przejścia na poziom $b1$: dodatkowe zakazy to σ_z z $\mu = \frac{3}{2}$ i σ^- z $\mu = \frac{1}{2}$.

Omawiając reguły wyboru należy koniecznie zwrócić uwagę na rzecz następującą: cztery rozszczepione pojedyncze poziomy akceptora w polu magnetycznym mogą być obsadzone tylko jedną dziurą, co powoduje pewne komplikacje statystyczne. W najprostszym przypadku, gdy poziom Fermiego możemy potraktować jako idealnie ostry ($k_B T$ jest wiele mniejsze albo od rozszczepienia poziomu akceptorowego, albo od odległości poziomu Fermiego do poziomu akceptorowego), mamy dwie możliwości: $E_F < E_A^{\mu = -3/2}$ lub $E_F > E_A^{\mu = -3/2}$. W pierwszym przypadku przejścia elektronowe są możliwe wyłącznie na poziom $\mu = -3/2$, niezależnie od położenia pozostałych poziomów względem poziomu Fermiego, natomiast w drugim widoczne mogą być przejścia elektronowe ze wszystkich czterech składowych akceptora.

4. Uwagi końcowe

W świetle przytoczonych w części 2 eksperymentalnych obserwacji poziomów rezonansowych w kwantujących polach magnetycznych wydaje się jeszcze przedwczesne wyrokowanie o ich naturze. Wyniki pracy [23] sugerują, że stan A_0 można nieźle opisywać w powyższym modelu, a wskutek niepewności ruchu w polu poziomem A_1 [17, 22] nie można też wykluczyć, że i jego źródłem jest potencjał krótkozasięgowy. Należy jednak podkreślić, że konieczne jest zbadanie zachowania akceptorowych stanów kulombowskich w polu magnetycznym, co pozwoliłoby bezpośrednio rozstrzygnąć, który z modelowych potencjałów — krótkozasięgowy bądź kulombowski — lepiej opisuje poszczególne poziomy rezonansowe.

Literatura

- [1] B. L. Gelmont, V. I. Ivanov-Omskii, I. M. Cydilkovski, *Usp. Fiz. Nauk* **19**, 879 (1976).
 [2] N. N. Berchenko, M. V. Pashkowskii, *Usp. Fiz. Nauk* **19**, 223 (1976).
 [3] G. Bastard, Proc. 14th Int. Conf. Phys. Semicond., ed. B. L. H. Wilson, Edinburgh 1978, str. 231.

- [4] L. Sosnowski, *Postępy Fizyki* **25**, 5 (1974).
- [5] Z. W. Gortel, *Postępy Fizyki* **28**, 567 (1977).
- [6] L. Liu, Proc. 3rd Int. Conf. Phys. Narrow-Gap Semicond., PWN, Warszawa 1978.
- [7] C. Finc, S. Otmezguime, C. Weill, C. Vérié, Proc. 11th Int. Conf. Phys. Semicond., PWN, Warszawa 1972, str. 944.
- [8] C. Vérié, F. Raymond, F. Bailly, I. Vacquié, C. Weill, A. Kozacki, J. Rioux, Proc. 14th Int. Conf. Phys. Semicond., ed. B. L. Wilson, Edinburgh 1978, str. 241.
- [9] T. Dietl, J. J. Dubowski, W. Szymańska, Proc. 14th Int. Conf. Phys. Semicond., ed. B. L. Wilson, Edinburgh 1978, str. 245.
- [10] W. Walukiewicz, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 650 (1974).
- [11] B. L. Gelmont i M. I. Dyakonov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **62**, 713 (1972).
- [12] B. L. Gelmont, V. I. Ivanov-Omskii i V. K. Ogorodnikov, *Phys. Status Solidi* b **69**, 717 (1975).
- [13] B. Joos, A. K. Das i P. R. Wallace, Proc. 3rd Int. Conf. Phys. Narrow-Gap Semicond, PWN, Warszawa 1978, str. 167.
- [14] B. Joos, A. K. Das i P. R. Wallace, *Phys. Rev. B* **18**, 5693 (1978).
- [15] J. Szymański, Proc. 3rd Int. Conf. Phys. Narrow-Gap Semicond., PWN, Warszawa 1978.
- [16] R. Dornhaus, G. Nimitz, W. Schlabit, H. Burkhard, *Solid State Commun.* **17**, 837 (1975).
- [17] S. Uchida, S. Tanaka, *J. Phys. Soc. Japan* **40**, 118 (1976).
- [18] J. Tuchendler, M. Grynberg, Y. Couder, H. Thomé, R. de Toullec, *Phys. Rev.* **B8**, 3884 (1973).
- [19] M. Grynberg, Rozprawy Uniwersytetu Warszawskiego nr 80, Wydawnictwa UW, Warszawa 1975.
- [20] G. Bastard, Y. Gouldner, C. Rigaux, N'Guyen Hy Hau, J. P. Vieren, M. Menant, A. Mycielski, *Phys. Lett.* **46A**, 99 (1973).
- [21] G. Bastard, Y. Guldner, A. Mycielski, P. Nozières, C. Rigaux, Proc. 12th Int. Conf. Phys. Semicond., ed. M. H. Pilkuhn, B. G. Teubner, Stuttgart 1974, str. 1162.
- [22] Y. Guldner, C. Rigaux, A. Mycielski, Y. Couder, *Phys. Status Solidi* b **81**, 615 (1977).
- [23] R. Stępniewski, W. Knap, K. Pastor, M. Grynberg, A. Wittlin, J. Chroboczek, *Mat. Sem. Półprzewodn. A^{II}B^{VI}*, Jaszowiec 1979.
- [24] P. Byszewski, K. Szlenk, R. R. Gałązka, Proc. 3rd Int. Conf. Phys. Narrow-Gap Semicond., PWN, Warszawa 1978.
- [25] A. Mauger, J. Friedel, *Phys. Rev.* **B12**, 2412 (1975).
- [26] L. Liu, C. Vérié, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 453 (1976).
- [27] G. Bastard, P. Nozières, *Phys. Rev.* **B13**, 2560 (1976).
- [28] G. Bastard, *Phys. Status Solidi* b **80**, 641 (1977).
- [29] M. A. Mekhtiev, S. M. Seid-Rzaeva, *Phys. Status Solidi* b **87**, 447 (1978).
- [30] Y. Yafet, R. W. Keyes, E. N. Adams, *J. Phys. Chem. Solids* **1**, 137 (1956).
- [31] Z. W. Gortel, J. Szymański, L. Świerkowski, Proc. 14th Int. Conf. Phys. Semicond., ed. B. L. H. Wilson, Edinburgh 1978, str. 261 oraz praca w druku.
- [32] I. M. Luttinger, *Phys. Rev.* **102**, 1030 (1956).
- [33] Y. Guldner, C. Rigaux, M. Grynberg, A. Mycielski, *Phys. Rev.* **B8**, 3875 (1973).
- [34] C. Fau, B. A. Lombos, J. Calas, M. Averous, Proc. 3rd Int. Conf. Phys. Narrow-Gap Semicond., PWN, Warszawa 1978.

Arno A. Penzias

Bell Laboratories
Holmdel, New Jersey
USA

O pochodzeniu pierwiastków *

The Origin of the Elements

W ciągu przeważającej części utrwalonych dziejów uważano, że materia składa się z różnych kombinacji czterech podstawowych elementów: ziemi, powietrza, ognia i wody. Współczesna nauka zastąpiła tę listę inną — znacznie dłuższą; liczba obecnie znanych pierwiastków przekracza już sto. Utworzenie większości z nich, tlenu, którym oddychamy, żelaza w naszej krwi, uranu w naszych reaktorach, nastąpiło w czasie gorejącego życia gwiazd na otaczającym nas niebie i kończących to życie wybuchów. Kilka pierwiastków powstało nawet wcześniej, gdy nie było nawet gwiazd, podczas narodzin samego Wszechświata.

Przedmiotem tego przeglądu jest historia powstania współczesnego poglądu na pochodzenie pierwiastków. Momentem, od którego dobrze ją zacząć, jest rok 1789, kiedy to Lavoisier opublikował pierwszą naukową listę pierwiastków. Pięć spośród mniej więcej dwudziestu pierwiastków na liście Lavoisiera znalazło się tam dzięki pracy Karla Wilhelma Scheelego z Göteborga. (W uznaniu ta sama Akademia, do której jest skierowane to wystąpienie, przyznała mu pensję, ponad wiek wcześniej nim Alfred Nobel powierzył jej inne zadanie wyrażania uznania naukowego.) W końcu zeszłego wieku systematyczne uszeregowanie pierwiastków w układzie okresowym Mendelejewa przyniosło również ziarno wiary w możliwość znalezienia modelu, pozwalającego zrozumieć naturę pierwiastków, a także jak one powstały.

Pełne naukowe zrozumienie pochodzenia pierwiastków wymaga opisu ich powstania ze wspólnych części składowych (na przykład protonów i neutronów) w warunkach, o których wiadomo, że istnieją lub istniały w jakichś dostępnych miejscach. Tak więc

* Wykład noblowski, wygłoszony w grudniu 1978 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla. [Translated with permission. Copyright © 1978 by the Nobel Foundation]. Pragniemy zwrócić uwagę Czytelników, że wersja angielska wykładu ukazała się także w *Rev. Mod. Phys.* **51**, 425 (1979). (Przyp. Red.).

poszukiwanie tego rozumienia zaczęło się od fizyki jądrowej. Po ustaleniu właściwych, jak się wtedy wydawało, procesów twórczych oraz określeniu warunków, jakich ich zajście wymaga, nastąpiło poszukiwanie właściwych miejsc, gdzie istnieją takie warunki umożliwiające reakcje jądrowe. Chociaż poważnie zaczęto prowadzić te poszukiwania w latach trzydziestych naszego stulecia, to pełny zarys zadowalającego modelu teoretycznego pojawił się dopiero w końcu lat sześćdziesiątych. Kiedy śledzimy z grubsza rozwój stosownej myśli naukowej w ciągu tego okresu, zwraca uwagę oscylowanie zainteresowania między dwoma poglądami. Zgodnie z pierwszym uważano, że pierwiastki zostały wytworzone w gwiazdach naszej galaktyki, a wyrzucone w przestrzeń dostarczyły surowca między innymi dla nowych słońc, planet i skały pod naszymi stopami. Zgodnie z drugim poglądem przypuszczano, że pierwiastki powstały w trakcie wygotowywania się gorącej zupy cząstek jądrowych przed utworzeniem się gwiazd. Ten stan przedgwiazdowy był powszechnie kojarzony z wczesnym gorącym i gęstym stadium ekspansji Wszechświata. Historycznie rzecz biorąc, pierwsze próby ilościowego opisu procesów tworzenia się pierwiastków były podejmowane w latach trzydziestych naszego stulecia. W wyniku analizy otrzymano dane o warunkach jakie winny panować w gwiazdach, aby procesy te mogły zachodzić. Jednak zgodnie z ówczesnym poziomem wiedzy sądzono, że warunki takie nie mogą w gwiazdach zaistnieć. W rezultacie w latach czterdziestych zmienił się przedmiot zainteresowania fizyków. Skoncentrowano się na rozważaniu stadium przedgwiazdowego jako okresu tworzenia się pierwiastków. Próba ta nie zakończyła się osiągnięciem zamierzonego celu i dlatego w latach pięćdziesiątych zainteresowanie badaczy ponownie zwróciło się w stronę rozpatrzenia możliwości tworzenia się pierwiastków w gwiazdach. W odróżnieniu jednak od poglądów wcześniejszych, dopuszczono szerszą gamę możliwych warunków panujących w gwiazdach. Wreszcie lata sześćdziesiąte ujrzały znów rozbudzone zainteresowanie ideą stanu przedgwiazdowego, a jednocześnie w tym samym czasie model Wszechświata zapoczątkowanego „wielkim wybuchem” zyskał decydujące poparcie doświadczalne w postaci odkrycia mikrofalowego promieniowania kosmicznego tła i utożsamienia go z promieniowaniem reliktoowym początkowej kuli ognistej.

Patrząc z perspektywy czasu na rozwój naszej wiedzy o procesie powstawania pierwiastków wyraźnie widać, że był on kilkakrotnie hamowany przez, wynikające z ówczesnego stanu wiedzy, ograniczenia dotyczące wąskiego zakresu dopuszczalnych wartości temperatury i ciśnienia panujących w gwiazdach i warunkujących jądrową syntezę pierwiastków. Teoria wnętrza gwiazd, opierająca się na termodynamice klasycznej [1] zdawała się dobrze opisywać stan znanych wówczas gwiazd, o ile panujące tam warunki niezbyt różniły się od tych, które panują w naszym Słońcu. Dużo większe wartości temperatury i ciśnienia wymagane przez fizykę jądrową, aby mogły zachodzić procesy tworzenia się pierwiastków, prowadziły w ramach tej teorii do nieodwracalnego zapadania grawitacyjnego (tzn. w ramach tej teorii nie istniał mechanizm przeciwdziałający potężnym siłom grawitacji) — oznaczało to, że produkty wytwarzane w trakcie powyższych procesów nie mogły zostać wyrzucone w przestrzeń międzygwiazdową i przedostać się na zwykłe gwiazdy. Argumenty i mechanizmy potrzebne do opisu tworzenia się ciężkich pierwiastków oraz ich wyrzucania w przestrzeń są bardzo subtelne. Opisując je S. Chandrasekhar stwierdził: „należy mieć zaufanie do konsekwencji wynikających z istnienia granicy białych karłów. Jednak zaufanie to w latach trzydziestych i czterdziestych zostało utracone

z powodów, które przedstawiłem w moim (mającym się ukazać) artykule *Why are the Stars as they are?*" Tak więc nasza opowieść o czterdziestoletniej podróży rozpoczyna się brakiem wystarczającego zaufania.

Obraz jądrowy tworzenia się pierwiastków w skali astrofizycznej był przedmiotem prac von Wezsackera *Über Elementumwandlungen im Innern der Sterne* [2, 3]. (Zainteresowany czytelnik może znaleźć wskazówki co do wcześniejszej literatury w przeglądzie Alpera i Hermana [4]). W centrum opracowania Wezsackera stoi hipoteza tworzenia się pierwiastków z neutronów przy udziale rozpadu β ; tworzenie się pierwiastków bezpośrednio z protonów byłoby zahamowane przez odpychanie kulombowskie dodatnio naładowanych jąder cięższych pierwiastków. Przewidywania ilościowe wynikające z tej hipotezy można otrzymać analizując ogólne cechy danych doświadczalnych, dotyczących rozpowszechnienia i stabilności pierwiastków. Dokonuje się tego przy pomocy związków zachodzących w równowadze termodynamicznej, takich jak te, które są używane przy badaniu reakcji chemicznych.

Rozważmy odwracalną reakcję egzotermiczną z udziałem dwóch pierwiastków A i B , w wyniku której powstaje stabilny związek chemiczny AB z energią wiązania ΔE , tzn.



Niech nawiasy kwadratowe oznaczają stężenie. Względne rozpowszechnienia w warunkach równowagi termicznej można policzyć korzystając ze związku

$$\frac{[A] \cdot [B]}{[AB]} \propto \exp(-\Delta E/kT), \quad (2)$$

gdzie k jest stałą Boltzmana.

W stabilnych izotopach lżejszych pierwiastków liczba neutronów i protonów jest w przybliżeniu jednakowa (rys. 1). Dodanie do jądra, powiedzmy ^{16}O , kolejnych neutronów prowadzi do cięższych izotopów tego samego pierwiastka, w tym przypadku ^{17}O i następnie ^{18}O . Dzieje się tak, dopóki różnica liczby neutronów i protonów nie stanie się tak duża, by jądro przestało być stabilne (izotop ^{19}O w wyniku rozpadu β przechodzi w czasie ~ 29 s w ^{19}F). Miarą stabilności izotopu jest przyrost energii wiązania, który nastąpił w wyniku dodania ostatniej cząstki. W przypadku ^{17}O przyrost ten wynosi

$$\Delta E(17) = [M(16) + M(n) - M(17)]c^2, \quad (3)$$

gdzie $M(16)$, $M(n)$ i $M(17)$ są odpowiednio masami ^{16}O , neutronu i ^{17}O , zaś c^2 jest kwadratem prędkości światła. W naszym przypadku masa ^{17}O jest równa 17,004533 a.j.m., masa neutronu wynosi 1,008986 i masa ^{16}O równa się 16,00000. Podstawiając te wartości do równania (3) otrzymamy przyrost energii wiązania równy 0,004453 a.j.m. lub $6,7 \times 10^{-6}$ ergom. Przy pomocy związku (2) można uzyskać pewne wyobrażenie o temperaturach związanych z dodaniem neutronu do ^{16}O . Ze względu na wykładniczy charakter tego związku możemy oczekiwać, że ΔE i kT mają porównywalną wielkość dla szerokiego zakresu względnych rozpowszechnień. Tak więc zakładając przybliżenie

$$\Delta E = kT,$$

otrzymujemy, że energia $6,7 \times 10^{-6}$ ergów odpowiada temperaturze 5×10^{10} K.

9								*	*	¹⁹ F	*	
8						*	*	¹⁶ O	¹⁷ O	¹⁸ O	*	
7					*	*	¹⁴ N	¹⁵ N	*	*		
6				*	*	¹² C	¹³ C	*	*			
5			*		¹⁰ B	¹¹ B	*					
4			*	?	⁹ Be	*						
3			⁶ Li	⁷ Li	*	*						
2		³ He	⁴ He		*							
1	¹ H	² D	*									
0		*										
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11

Liczba neutronów

Rys. 1. Pierwiastki: od wodoru do fluoru. Jądra stabilne są przedstawione w funkcji liczby protonów i neutronów jakiej zawierają. Kombinacje promieniotwórcze są oznaczone gwiazdką, pusty kwadrat oznacza, że dana kombinacja protonów i neutronów nie istnieje (zauważmy, że kwadraty odpowiadające masie 5 są puste). Znak zapytania oznacza ⁹Be, może on istnieć w specjalnych warunkach jako niestabilna kombinacja dwóch jąder ⁴He stanowiąc stopień pośredni przy przekształceniu trzech jąder ⁴He w ¹²C

Idąc za przykładem wcześniejszych badaczy von Weizsacker zastosował powyższe związki do obliczenia względnych rozpowszechnień izotopów danego pierwiastka, mającego w stanie równowagi ustalonym w wyniku kontaktu termicznego z kąpielą neutronów o temperaturze T , trzy stabilne izotopy (dla przykładu ¹⁶O, ¹⁷O i ¹⁸O). Jeżeli [¹⁶O], [¹⁷O], [¹⁸O] i $[n]$ są stężeniami odpowiednio jąder tlenu i neutronów, to korzystając ze związków (2) i (3) możemy napisać

$$\frac{[^{16}\text{O}] \cdot [n]}{[^{17}\text{O}]} \propto \exp(\Delta E(17)/kT),$$

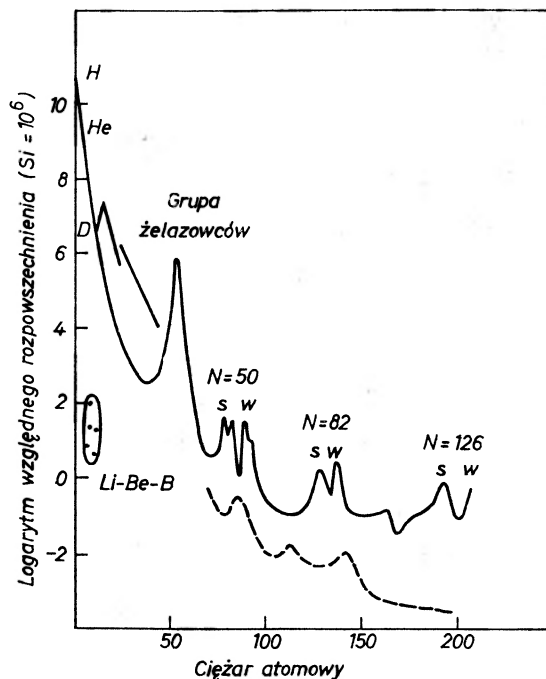
jak również

$$\frac{[^{17}\text{O}] \cdot [n]}{[^{18}\text{O}]} \propto \exp(\Delta E(18)/kT).$$

Tak więc wyrażenia na względne rozpowszechnienia trzech izotopów prowadzą do pary równań, w których występuje gęstość neutronów i temperatura. Pozwalają one wyznaczyć te dwie wielkości, wyrażając je tylko przez dane dotyczące rozpowszechnienia tlenu. (Rozpowszechnienia kilkuset stabilnych jąder (rys. 2) zostały wyznaczone w wyniku badań próbek ziemi uzupełnionych analizą widmową światła gwiazd i badaniami me-teorytów).

Posługując się tą metodą trzyizotopową, Chandrasekhar i Henrich [5] obliczyli gęstość neutronów w warunkach równowagi termicznej oraz temperatury dla pięciu pierwiastków. Każdy z nich, co w świetle poprzednich prac nie stanowiło zaskoczenia, wymagał różnej

temperatury i ciśnienia neutronów. Podczas gdy zakres wartości temperatury był względnie mały, od $2,9 \times 10^9$ K dla neonu do $12,9 \times 10^9$ K dla krzemu, to gęstości neutronów zmieniły się od 10^{31} cm^{-3} dla krzemu do 10^{19} cm^{-3} dla siarki, czyli o dwanaście rzędów wielkości! Zarówno wysokie wartości temperatur i ciśnień, jak i brak zgodności tych

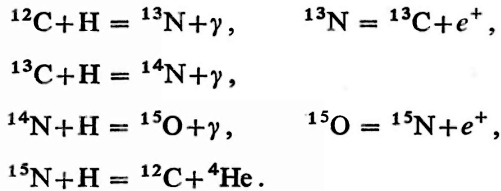


Rys. 2. Względne rozpowszechnienia pierwiastków. Krzywe przedstawiają rozpowszechnienia różnych grup pierwiastków. W pracy Burbidge'a i innych [18] przedstawiono pełne osiem procesów mających wyjaśnić te dane (patrz praca Clayтона [34], w której przedstawiono nowe podejście do zagadnienia). Pierwiastki takie jak lit, beryl i bor (otoczone elipsą) nie tworzą się w wyniku zajęcia opisanych procesów tworzenia się pierwiastków od helu do węgla. Małe ilości tych pierwiastków znalezione w przyrodzie są fragmentami powstałymi w wyniku rozpadów cięższych pierwiastków.

danych przy przejściu od pierwiastka do pierwiastka stanowią wady tego opartego na równowadze termicznej obrazu tworzenia się pierwiastków w gwiazdach.

Inny problem tego modelu tworzenia się pierwiastków z neutronów był związany z wymogiem jednoczesnego bardzo szybkiego wychwyty neutronów podczas powstania takich pierwiastków jak uran i tor oraz bardzo wolnego wychwyty neutronów przy tworzeniu się innych. „Wolne” pierwiastki wymagają, aby wychwyty kolejnych neutronów następował dostatecznie wolno, by umożliwić rozpady β części z nich. Inne pierwiastki natomiast wymagają, aby kolejne wychwyty następowały szybko po sobie, by umożliwić utworzenie się ich z szeregu krótkożyjących jąder. Pierwiastki utworzone w wyniku tych wolnych i szybkich procesów odpowiadają na rys. 2 maksimum w i s. (Zwięźle omówienie tego zagadnienia w odniesieniu do wczesnego stadium jego rozwoju znajduje się w końcowym rozdziale pracy Chandrasekhara z 1939 r. [6].)

Inne podejście do problemu tworzenia się pierwiastków stanowiło zarazem ogromny wkład w rozwój fizyki jądrowej gwiazd. W pięknej pracy zatytułowanej *Energy Production in Stars* Bethe [7] rozważył oddzielne reakcje jądrowe lekkich jąder, od wodoru do tlenu. Praca ta ugruntowała rolę syntezy wodoru w hel. Opisano w niej dwa procesy takiej syntezy i pokazano ilościową zgodność przewidywań z wynikami obserwacji. Podczas pierwszego procesu protony łączą się, tworząc deuteron, który w rezultacie dalszego wychwytu protonów przechodzi w ${}^4\text{He}$. W drugim procesie węgiel i azot są użyte jako katalizatory, mianowicie



(Oznaczenia i układ reakcji zaczerpnięte zostały z cytowanej pracy.) Przy przejściu do opisu tworzenia się cięższych pierwiastków, okazało się, że nie można znaleźć stabilnych procesów, które prowadziłyby do tworzenia się jąder o masie większej niż 4; jądro o masie 4 nie może się połączyć z innym jądrem, dając w wyniku jądro cięższe. W szczególności, nie istnieje stabilne jądro o masie 5, tak że dodawanie neutronu lub protonu do ${}^4\text{He}$ nie prowadzi do niczego. Bethe napisał: „Postęp fizyki jądrowej w ciągu ostatnich lat pozwolił rozstrzygnąć w sposób na dobrą sprawę jednoznaczny, jakie procesy mogą, a jakie nie mogą występować we wnętrzu gwiazd. (...) zgodnie z obecnym stanem wiedzy na temat warunków tam panujących, pierwiastki cięższe niż hel nie mogą tam powstać”.

Usiłując przekroczyć barierę masy 4 Bethe rozważył hipotezę, którą następnie słusznie odrzucił, że ${}^{12}\text{C}$ powstał bezpośrednio w wyniku jednoczesnego zderzenia się trzech jąder helu. Zauważył on równocześnie, że tworzenie się ${}^8\text{Be}$ z dwóch jąder helu było zabronione. O jądrze tym wiadomo było bowiem, że jest niestabilne, o ujemnej energii wiązania „pomiędzy 40 a 100 keV”. Ta różnica energii odpowiada temperaturze mniej więcej 10^9 K, co należy porównać z 2×10^7 K, maksymalną wg ówczesnego stanu badań temperaturą panującą w gwieździe. Nie zdawano sobie wówczas sprawy z możliwości utworzenia ${}^8\text{Be}$ z ${}^4\text{He}$ w warunkach dużej gęstości ${}^4\text{He}$ i wysokiej temperatury i przekroczenia w ten sposób bariery masy 4. Tym samym, przełomowa rola ${}^8\text{Be}$ w tworzeniu się pierwiastków czekała na uznanie do wczesnych lat pięćdziesiątych, kiedy to powstały nowe teorie opisujące wnętrza gwiazd.

Tak więc w poprzedzającej te lata dekadzie uwaga fizyków skierowała się na procesy, które mogłyby zachodzić przed uformowaniem się gwiazd, w gorącym i gęstym stadium rozwoju Wszechświata, związanym z jego narodzinami. Formalizm stosowany przy opisie narodzin Wszechświata został opracowany przez Friedmana [8], Lemaitre’a [9] oraz Einsteina i de Sittera [10]. Stosowność tego formalizmu do opisu świata rzeczywistego została potwierdzona pięknym w swej prostocie i mającym daleko idące konsekwencje wynikiem Hubble’a [11], stwierdzającym, że obserwowane prędkości „mgławic pozagalaktycznych” (to jest innych niż nasza galaktyk znajdujących się we Wszechświecie) były proporcjonalne do ich odległości od obserwatora. Wniosek ten w swej najprostszej

postaci oznacza, że najbardziej odległa galaktyka oddala się w najszybszym tempie, najbliższa zaś w tempie najwolniejszym. Jest to dokładnie to, czego należałoby oczekiwać, gdyby galaktyki rozpoczęły swój lot ze wspólnego początku, zaś start nastąpił w tym samym czasie w wyniku potężnej eksplozji.

To wyobrażenie rozszerzającego się wszechświata niezbyt popularne wśród poważanych badaczy tego okresu zostało wzięte pod uwagę w latach czterdziestych. Stało się tak po części w wyniku zawodu jaki w latach trzydziestych sprawiły teorie o gwiazdowym pochodzeniu pierwiastków. (Model ekspandującego wszechświata był ponownie zlekceważony w latach pięćdziesiątych, kiedy zrozumiano mechanizmy szerokiej gamy zjawisk występujących w gwiazdach. Pogląd bardziej zrównoważony pojawił się dopiero w latach sześćdziesiątych, lecz o nim będzie mowa w dalszej części naszego wywodu.) Tymczasowy i niezadowolający stan wiedzy tego okresu znajduje odbicie w tytule pracy Chandrasekhara i Henricha [5], *An Attempt to Interpret the Relative Abundances of the Elements and Their Isotopes*. Zaczyna się ona od słów: „Obecnie wszyscy na ogół zgodni są co do tego, że synteza pierwiastków chemicznych nie może mieć miejsca w warunkach, o których się obecnie sądzi (podkreślenie dodane), że mogłyby panować we wnętrzach gwiazd.” Wyjście z tej sytuacji przedstawia sugestia autorów, że warunki umożliwiające zajście tej syntezy mogłyby panować we wczesnym stadium ewolucji rozszerzającego się i stygnącego wszechświata. Zgodnie z tym poglądem, rozpowszechnienie każdego pierwiastka ustaliło się w odpowiednim stadium ekspansji gorącego ($\geq 10^9$ K) i gęstego ($\geq 10^6$ g/cm³) Wszechświata.

Jednakowoż tworzenie się pierwiastków we wczesnym wszechświecie nie mogłoby, jak to pokazał George Gamow [12], nastąpić w wyniku procesów równowagowych. Dokonał on tego przez proste obliczenie występujących skal czasu. (Zainteresowany czytelnik może znaleźć więcej danych na ten i pokrewne tematy w uzupełnieniach matematycznych zachwycającej książki S. Weinberga *The First Three Minutes* [13]).

Rozważmy punkt o masie m położony na powierzchni rozszerzającej się kuli, utworzonej z materii o gęstości masy ρ . Energia E tego punktu względem środka kuli jest wielkością stałą i równa się sumie jego energii kinetycznej i potencjalnej (ta ostatnia jest wielkością ujemną), a mianowicie

$$E = \text{const} = \frac{mv^2}{2} - \frac{Gm(4\pi\rho R^3/3)}{R}, \quad (5)$$

gdzie G jest stałą grawitacji. Gęstość ρ , promień kuli R i prędkość v punktu, z którą ten się porusza w wyniku rozszerzania się kuli, są funkcjami czasu. Ponieważ masa kuli $4\pi\rho R^3/3$ nie jest funkcją rosnącą promienia kuli R , drugi wyraz po prawej stronie równania musi, dla dostatecznie małych wartości $R(t)$, to jest we wczesnym okresie ekspansji, stać się dowolnie dużym. Zgodnie z tym „przybliżeniem wczesnego stadium” oba wyrazy po prawej stronie równania (5) muszą być duże, ponieważ różnica tych wyrazów jest stała. Zatem można przyjąć, że zasadniczo we wczesnym stadium ekspansji te dwa wyrazy są sobie równe. Po prostym przestawieniu wyrazów otrzymujemy

$$\frac{(R(t))^2}{(v(t))^2} \approx \frac{3}{8\pi\rho(t)G}. \quad (6)$$

Teraz R/v jest charakterystyczną skalą czasu ekspansji, równa się ona odwrotności stałej Hubble'a, i dlatego w kosmologii nazywa się ją wiekiem Hubble'a. (Stała Hubble'a jest stałą w znaczeniu przestrzennym, z upływem czasu jej wartość się zmienia.) Podstawiając do równania (6) wartości liczbowe otrzymujemy

$$\text{wiek} \approx \sqrt{\frac{10^6}{\rho}} \text{ s}, \quad (7)$$

gdzie gęstość jest wyrażona w g/cm^3 . Tak więc, jak zauważył Gamow, stan, w którym gęstość neutronów byłaby rzędu 10^{30} cm^{-3} (około 10^6 g/cm^3) mógłby istnieć we wczesnym wszechświecie krócej niż jedną sekundę. Ponieważ charakterystyczny czas, wymagany, aby w wyniku rozpadów β ustaliły się odpowiednie równości między protonami i neutronami, jest mierzony w minutach, jasne jest, że okres konieczny do ustalenia się stanu równowagi z neutronami występującymi w dużych gęstościach był we wczesnym ekspandującym Wszechświecie nieosiągalny.

Rozumowanie to przygotowało grunt do rozważenia procesów nierównowagowych. Szczęśliwie, zaszły w odpowiednim momencie dwa wydarzenia, które doprowadziły do podjęcia tego typu badań. Pierwszym było ujawnienie w literaturze publikowanej po zakończeniu II wojny światowej wartości przekrojów czynnych na wychwyty neutronów. Drugim — poszukiwanie przez zdolnego studenta tematu do pracy dyplomowej. Lifszic [14] rozwiązał problem, który student Gamowa R. A. Alpher wybrał początkowo za temat swojej pracy dyplomowej. Dotyczyła ona turbulencji i tworzenia się galaktyk we wczesnym Wszechświecie. W rezultacie Alpher wkrótce rozpoczął pracę nad nowym zagadnieniem, nierównowagowym tworzeniem się pierwiastków w wyniku wychwyty neutronów. Ponieważ nie wszystkie przekroje czynne były dostępne, Alpher dobrał gładką krzywą, która dobrze opisowała opublikowane dane, a następnie posłużył się nią w swoich rachunkach. Wyniki rachunków Alphera zostały przedstawione światu naukowemu w krótkim liście [15]. Podpisy pod jedną pracą tyłu wybitnych badaczy czynią ją dodatkowo interesującą.

W tym miejscu trop się rozdziela. Pojawiają się dwie drogi badań, które później połączą się, dając końcowy wynik. Zaczniemy kroczyć jedną z nich, rozumiejąc, że musimy tu później wrócić, aby pójść tą, która pozostała.

Przedstawiając wyniki swej pracy dyplomowej Alpher zainicjował szereg oddziaływań między naukowcami, co w następstwie doprowadziło do wyników bardzo różnych od tych, których mógł oczekiwać. Najpierw, obecny na seminarium Alphera Enrico Fermi wysunął ważną wątpliwość: przybliżenie przekrojów czynnych na wychwyty linią prostą prowadzi do poważnego błędu w przypadku lekkich jąder. Wiadomo bowiem, że przekrój czynny na wychwyty neutronu przez cząstkę o masie 4 jest zasadniczo zero, podczas gdy krzywa Alphera była dobierana do średnich przekrojów czynnych dla pobliskich jąder, których wartości są całkiem duże. Fermi polecił swemu studentowi Turkevitchowi przerobić rachunki Alphera, używając zmierzonych wartości przekrojów czynnych. Wyniki Fermiego i Turkevitcha nigdy nie zostały opublikowane, lecz jedynie przesłane bezpośrednio do Alphera. Wykazują one to, co Gamow i jego współpracownicy wiedzieli i prywatnie potwierdzali: że przy pomocy ich mechanizmu z samych neutronów nie można wyprodukować jąder o masie większej niż 4.

Następnie Fermi nalegał na swego przyjaciela Martina Schwarzschilda, aby ten przedstawił dowody doświadczalne tworzenia się ciężkich pierwiastków w gwiazdach. Schwarzschild wraz ze swą żoną Barbarą prosił tej zadośćuczynili z nawiązką. W jednej z klasycznych prac astronomii obserwacyjnej [16] zmierzili słabe widma dwóch grup gwiazd tego samego typu, karłów F, gwiazd o długi i spokojnym życiu. Podział na dwie grupy, Populację I i Populację II został przeprowadzony w oparciu o kryterium prędkości. Metoda ta zaproponowana przez Baade'a wykorzystuje fakt, że gaz międzygwiazdowy jest skupiony prawie całkowicie w płaszczyźnie galaktyki. Dzieje się tak, ponieważ ruchy pionowe gazu (to jest prostopadłe do płaszczyzny galaktyki) są szybko tłumione w zderzeniach zachodzących między chmurami gazu. Zatem nowe gwiazdy powstałe z tego gazu powinny znajdować się w płaszczyźnie galaktyki nie wykazując znacznego ruchu pionowego. (Gwiazdy te, jako że łatwiej jest je znaleźć, zostały odkryte najpierw i dlatego nazwano je Populacją I.) Stare gwiazdy, powstałe przed uformowaniem się dysku galaktyki, zachowują wielkie prędkości gazu z którego powstały. Przyczyna tego leży w tym, że zderzenia między gwiazdami prowadzące do rozproszenia energii są niezmiernie rzadkie, tak że efekty ich możemy pominać. W konsekwencji gwiazdy starsze (Populacja II) można odróżnić przez ich większe prędkości. Porównanie przez Schwarzschildów widm dwóch populacji dostarczyło jasnej odpowiedzi: w młodszych gwiazdach w Populacji I rozpowszechnienie żelaza i innych metali jest większe. Ujawnił się tym samym fakt wzbogacania się ośrodka międzygwiazdowego w pierwiastki, następujący w czasie jaki upłynął pomiędzy tworzeniem się starych gwiazd i młodszych.

To niedwuznaczne świadectwo wytwarzania się metali w gwiazdach w okresie życia galaktyki usunęło potrzebę istnienia mechanizmu tworzenia się pierwiastków w stadium przedgwiazdowym. Jedyne, co pozostało, to znalezienie drogi obejścia bariery masy 4, pojawiającej się w teorii tworzenia się pierwiastków w gwiazdach. Był to trzeci i ostatni krok.

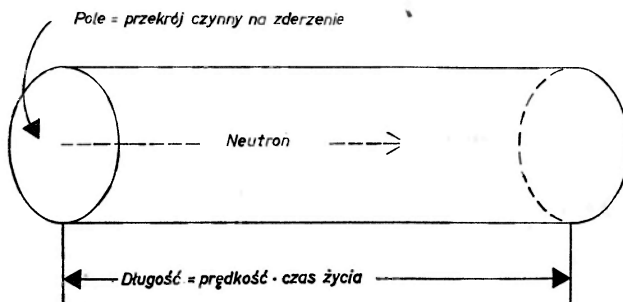
Martin Schwarzschild przedstawił to zadanie młodemu fizykowi jądrowemu Edowi Salpeterowi. Salpeter przystąpił do pracy uwzględniając dużo szerszy zakres warunków panujących w gwiazdach, dopuszczanych przez ówczesny stan wiedzy, niż Bethe podczas swych wcześniejszych badań. Wkrótce stwierdził [17], że chociaż ${}^8\text{Be}$ jest niestabilny, może być obecny w wystarczających ilościach w gorącym i gęstym rdzeniu czerwonych olbrzymów, stanowiąc wygodną odskocznnię do utworzenia się, przez dodanie doń jądra helu 4, ${}^{12}\text{C}$.

Zarówno poparcie obserwacyjne, jak i teoretyczne powyższej metody obejścia bariery masy 4 sprawiły, że triumf teorii tworzenia się pierwiastków w gwiazdach zdawał się być zupełny. Fred Hoyle porzucił wszystkie przedgwiazdowe teorie tworzenia się pierwiastków jako „wymagające stadium Wszechświata, na którego istnienie nie ma dowodów” [18]. I to tyle o teorii Alpher i Gamowa! „Jeżeli krzywa nie jest złożona, to i wyjaśnienie musi być proste” powiedział Gamow [19]. Jednak krzywa rozpowszechnień pierwiastków jest złożona (rys. 2). Burbidge i inni [18] przedstawili nie mniej niż siedem oddzielnych procesów, aby wyjaśnić dane; i w swoim modelu pozostawili miejsce na uwzględnienie dodatkowego procesu, aby zapełnić kilka pozostałych luk.

Jak na ironię ten sam Fred Hoyle znalazł lukę nie dającą się zapełnić w ramach obrazu gwiazdowego, lukę w najpewniej ze wszystkich rozumianym procesie tworzenia się helu z wodoru. Chociaż wypalanie się wodoru i tworzenie helu jest dla Słońca i innych gwiazd

źródłem ich energii i budulca służącego do wytwarzania cięższych pierwiastków, Hoyle wywnioskował, że około dziewięćdziesiąt procent helu znalezionego w gwiazdach musiało być wytworzone przed powstaniem Galaktyki. Podstawę tego wniosku stanowił argument energetyczny; całkowita ilość energii uwolniona w wyniku utworzenia się całego zaobserwowanego helu jest mniej więcej dziesięć razy większa niż energia wypromieniowana przez galaktyki od czasu ich powstania. Zatem, „trudno przypuścić, że cały hel został wytworzony w zwykłych gwiazdach” (Hoyle i Taylor [20]). W konsekwencji uwaga fizyków skierowała się na rozważenie możliwości tworzenia się helu we wczesnych stadiach ekspansji Wszechświata, wskrzeszając pracę rozpoczętą przez George’a Gamowa około szesnaście lat wcześniej. Jak było zapowiedziane wyżej, odłożyliśmy opis pracy Gamowa, aby najpierw prześledzić osiągnięcia gwiazdowego obrazu tworzenia się pierwiastków. Teraz zaczniemy kroczyć drugą drogą.

Pomimo problemów tkwiących w podejściu Alphera (patrz np. [4]), stało się ono podstawą do sformułowania wniosku odznaczającego się wielką prostotą i daleko idącymi konsekwencjami [21]. Mimo błędów w każdym niemal szczególnie nowe podejście Gamowa wskazało innym drogę dalszego postępowania. Zauważył on, że procesy jądrowe odpowiedzialne za tworzenie się pierwiastków nie mogą mieć miejsca w najgorętszym i najgęstszym stadium wczesnego Wszechświata. Dzieje się tak, ponieważ fotony termiczne w wysokiej temperaturze $\geq 10^{10}$ K są wystarczająco energetyczne aby rozbić grupy łączących się ze sobą cząstek. Dopiero wtedy, gdy temperatura spadła do $\sim 10^9$ K reakcje jądrowe mogły się rozpocząć. Dowolny proces tworzenia się pierwiastków musi się jednak zakończyć w ciągu kilkuset sekund, zanim wszystkie swobodne neutrony rozpadną się na protony. Gamow rozważył walec (rys. 3) przebywany przez neutron o prędkości ter-



Rys. 3. Przykładowy walec Gamowa. Objętość przebywana przez neutron we wczesnym Wszechświecie. Długość walca równa się iloczynowi prędkości termicznej neutronu (w temperaturze 10^9 K) i jego czasu rozpadu. Powierzchnia przekroju walca jest równa przekrojowi czynnemu na utworzenie deuteronu w wyniku zderzenia neutronu z protonem. Część liczby wszystkich neutronów jaką stanowi liczba neutronów uczestniczących w tworzeniu się deuteronów jest równa prawdopodobieństwu tego, że walec zawiera proton

micznej 10^9 K w przeciągu swego czasu życia. Przekrój walca równał się przekrojowi czynnemu na wychwyty przy produkcji deuteronu. Jeżeli we wczesnym Wszechświecie nasilenie procesów tworzenia się pierwiastków jest znaczne, to jak rozumował Gamow, pewna część początkowych neutronów, powiedzmy połowa, powinna, zanim się rozpadną,

zderzyć się z protonami tworząc deuteron. Zatem połowa walców Gamowa winna zawierać proton. Wniosek ten określa liczbę protonów w jednostce objętości, pozwala otrzymać masę protonu i oszacowanie, jaka część materii była w postaci protonów (z grubsza połowa). Jako wynik Gamow otrzymał, że gęstość masy materii we Wszechświecie w temperaturze 10^9 K wynosi 10^{-6} g/cm³.

Następnie zauważył, że gęstość masy promieniowania w temperaturze 10^9 K (to jest gęstość jego energii podzielona przez c^2) wynosiła około 10 g/cm³. Jest to bardzo duża liczba jeżeli porówna się ją z 10^{-6} g/cm³, gęstością masy materii. Oznacza to, że wkład promieniowania do entropii wczesnego Wszechświata jest wkładem dominującym. Tym samym można rozpatrywać proces ochładzania się Wszechświata podczas ekspansji tak jak gdyby materii nie było. W takim przypadku temperatura zmienia się jak odwrotność promienia rozszerzającego się elementu objętości [22, 23], to jest

$$T \propto R^{-1}. \quad (8)$$

Teraz, ponieważ gęstość materii zmienia się jak odwrotność promienia do potęgi trzeciej, równanie (8) można zastąpić następującym

$$T \propto \sqrt[3]{\rho}, \quad (9)$$

lub

$$\frac{T_1}{T_2} = \sqrt[3]{\frac{\rho_1}{\rho_2}}.$$

Ten prosty związek między temperaturą a gęstością materii jest słuszny tak długo, jak długo promieniowanie jest dominującą składową. Kiedy temperatura spadnie poniżej $\sim 3 \cdot 10^3$ K, materia jest zbyt zimna, aby pozostać w stanie zjonizowanym, z miejsca staje się neutralna, a wtedy jest w zasadzie przezroczysta dla promieniowania. Promieniowanie zatem nie sprzęga się już dłużej z materią, może się na zawsze rozprzestrzenić, całkowicie wyłączone spod jakichkolwiek wpływów i równanie (9) stosuje się nadal.

Gamow interesował się tylko śledzeniem losów promieniowania do epoki, w której materia staje się neutralna i niesprężona z promieniowaniem. Z tego względu do przeciwstawienia się zapadaniu grawitacyjnemu materia ma jedynie swą energię termiczną. Dlatego dzieli się ona na fragmenty, które skupiają się tworząc galaktyki. Do obliczenia gęstości materii w temperaturze $3 \cdot 10^3$ K Gamow użył równania (9), zaś rozmiary zapadających się fragmentów określił posługując się kryterium Jeansa. Pozwoliło mu to otrzymać związek na masę galaktyk zawierający jedynie stałe fundamentalne i oparty na jedynym założeniu, że połowa początkowych neutronów zderzyła się tworząc deuterony. Był to niezły chwyt nawet jak na niego!

Praca Gamowa zainspirowała jego byłego studenta Alphera i jego współpracownika Roberta Hermana do przeprowadzenia ściślejszych rachunków [24]. Najważniejszą rzeczą było zastąpienie zastosowanego przez Gamowa „przybliżenia wczesnego stadium” dokładniejszym sformułowaniem oraz przesledzenie zmian temperatury pierwotnego promieniowania relikowego aż do obecnej epoki. Biorąc obecnie przyjętą wartość gęstości materii we Wszechświecie czyli 10^{-30} g/cm³ doszli oni do wniosku, że obecna gęstość energii promieniowania relikowego winna odpowiadać temperaturze kilku kelwinów.

Chociaż wzmianka o tym przewidywaniu utrzymywała się w popularyzatorskich pracach Gamowa, tylko w kilku ich następnych pracach naukowych było ono wyraźnie powtórzone. Rozpatrując możliwość wykrycia promieniowania relikтового, zauważyli oni, że jego istnienie przejawia się głównie we wzroście gęstości energii ([24], str. 1093). Jego wkład do całkowitego strumienia energii padającej na ziemię byłby utajony przez promienie kosmiczne i światło gwiazd, z których oba posiadają porównywalne gęstości energii. Pogląd, że efektów związanych z tymi trzema składnikami, których wkład do energii jest w przybliżeniu jednakowy, nie dałoby się rozdzielić, można znaleźć w liście Gamowa napisanym w 1948 do Alphera (nieopublikowany, uprzejmie udostępniony mi przez R. A. Alphera). „Temperatura przestrzeni około 5 K jest wyjaśniona przez obecne promieniowanie gwiazd (cykle C). Jedyne, co możemy powiedzieć, to że szczątkowa temperatura związana z pierwotnym ciepłem Wszechświata *nie jest wyższa niż 5 K*”. Wygląda na to, że nie zdawali sobie oni sprawy z możliwości posłużenia się jednoznaczными charakterystykami widmowymi promieniowania relikтового w celu oddzielenia jego wkładu od wkładu innych efektów.

Pierwsze opublikowane uznanie promieniowania relikтового za wykrywalne zjawisko mikrofalowe nastąpiło wiosną 1964 roku w krótkiej pracy zatytułowanej *Mean Density of Radiation in the Metagalaxy and Certain Problems in Relativistic Cosmology*, której autorami byli A. G. Doroszkiewicz i I. D. Novikov [25]. Chociaż później w tym samym roku, w szeroko rozpowszechnionym *Soviet Physics — Doklady*, pojawiło się tłumaczenie angielskie [26], wygląda na to, że umknęło ono uwadze innych badaczy tego zagadnienia. W tej znakomitej pracy nie tylko widmo promieniowania relikтового było potraktowane jako mikrofalowe promieniowanie ciała czarnego, lecz również oceniono możliwości detekcji tego promieniowania przy pomocy dwudziestostopowej anteny o kształcie rogu znajdującej się w Crawford Hill w Laboratoriach Bella jako najlepiej nadającego się do tego urządzenia! Znając właściwy odsyłacz [27] odczytali oni błędnie wyniki w nim zawarte i doszli do wniosku, że promieniowanie przewidziane przez „Teorię Gamowa” przeczyło opublikowanym wynikom pomiarów.

Praca Ohma jest raportem inżynierskim na temat niskoszumowego układu odbiorczego mikrofal. Donosiła ona o szumie tego układu wykazującym nadwyżkę szczątkową o temperaturze równej prawie dokładnie trzem stopniom. Ohm zmierzył temperaturę odpowiadającą całkowitym szumom układu. Wyniosła ona około 22 K, przy czym uwzględnione zostały wkłady pochodzące od odbiornika, anteny oraz atmosfery i nieba poza nią. Oddzielne pomiary temperatury każdej składowej szumu, z wyjątkiem nieba poza atmosferą, składały się na wynik około 19 K. (Analizując błędy pomiarowe Ohm doszedł do wniosku, że wyniki dwóch pomiarów, całkowitego wkładu wszystkich składowych i oddzielnie wkładów każdej ze składowych będą zgodne z wartością pośrednią.) Pomiar wkładu pochodzącego od atmosfery odbywał się przez podnoszenie anteny i odnotowywanie zmian temperatury układu. Była to standardowa metoda opisana przez Wilsona [28]. Aby go nie pomylić z innymi wielkościami, wkład pochodzący od atmosfery był oznaczony T_{sky} , „temperatura nieba”. Wartość Ohma 2,3 K tej wielkości dobrze zgadzała się z wartością otrzymaną w przypadku uwzględnienia ekstynkcji atmosferycznej. Wkład promieniowania relikтового do tła nie zmienia się przy podnoszeniu anteny i nie może być wyznaczony przy pomocy tej techniki. Być może ze względu na niefortunną

nazwę, Doroszkewicz i Novikov potraktowali wielkość T_{sky} jako zawierającą wkład od promieniowania tła i dlatego prowadziło to do zerowego wyniku. W równocześnie opublikowanym przeglądzie Zeldowicza [29], w rozdziale IV znajduje odbicie rozczarowanie z tego powodu.

Rok 1964 zaznaczył się również rozbudzeniem zainteresowania przejawianego przez Hoyle'a i Taylora [20] „Teorią Gamowa” oraz pierwszym jednoznacznym wykryciem promieniowania relikowego. Początkowa powierzchniowa wersja podejścia Gamowa od dawna była udoskonalana przez prace innych badaczy. Hayashi [30], na przykład, wykazał, że założenie dotyczące wyłącznie neutronowego składu początkowej materii było niepoprawne. Zauważył on, że pole promieniowania w temperaturze $T > 10$ K wytwarza pary elektron-pozyton, które służą do utrzymywania równowagi kwazitermicznej między neutronami i protonami (do podobnego wniosku doszli również Chandrasekhar i Henrich [5]). Alpher, Follin i Herman [31] uwzględnili ten proces w swoim bardziej dokładnym podejściu do tego zagadnienia. Podczas pracy korzystali z dobrodziejstwa, jakim była możliwość posługiwania się dobrym, wg ówczesnych kryteriów, komputerem. Pozwoliło to im uwzględnić efekty dynamiczne związane z rozszerzaniem się i stygnięciem Wszechświata oraz ich wpływ na procesy zderzeniowe i fotorozpady. Ich wyniki nie zostały istotnie zmienione przez późniejsze prace i wyróżniają się głównie występowaniem: (1) przemiany około 15% materii w hel, przy czym dokładna ilość tylko słabo zależy od gęstości w temperaturze $T \approx 10^9$ K oraz (2) produkcji deuteru, którego końcowe rozpowszechnienie zależy od początkowego związku między temperaturą a gęstością. To samo zagadnienie było przedmiotem pracy Hoyle'a i Taylora w 1964 r. [20], którzy cytują pracę Alphera, Follina i Hermana oraz odnotowują zgodność swych wyników z otrzymanymi wcześniej. W żadnej z prac nie ma jakiegokolwiek wzmianki na temat promieniowania relikowego.

Krótko po tym, to samo zagadnienie stało się przedmiotem badań P. J. E. Peeblesa, lecz z innego powodu. W tym czasie R. H. Dicke wraz z P. G. Rollem i D. T. Wilkensonem przystąpili do pomiaru promieniowania tła w zakresie mikrofal. Pod wpływem jego sugestii Peebles rozpoczął badania ograniczeń kosmologicznych, którym winny podlegać wyniki takiego pomiaru. Praca Peeblesa, przesłana do *Physical Review*, a w marcu 1965 roku rozpowszechniona w formie raportu, uwzględniała już wnioski wypływające z powyższego obrazu tworzenia się lekkich pierwiastków i wymienia wśród odsyłaczy pracę Hoyle'a i Taylora [20]. W dodatku promieniowanie relikowe jest w niej opisane jako wykrywalne zjawisko mikrofalowe. Prawie w tym samym czasie mikrofalowe promieniowanie tła wykryto w Laboratoriach Bella oraz dowiedziono, że pochodzenie jego jest pozagalaktyczne. Żadne ze znanych wówczas źródeł fal radiowych ani ich kombinacja nie mogłyby być odpowiedzialne za obserwowane efekty. Otrzymanie kopii raportu Peeblesa rozwiązało problem podniesiony przez to niewyjaśnione zjawisko: Eddington powiedział nam „nigdy nie ufa się w pełni wynikowi obserwacji dopóki nie ma co najmniej jednej teorii zdolnej go objaśnić”. Teoria i wyniki obserwacji zostały zatem połączone razem w kilku pracach [32, 33] i dostarczyły decydującego poparcia kosmologii ewolucyjnej i w dalszym efekcie przyczyniły się do powrotu zainteresowania jej konsekwencjami obserwacyjnymi.

Istnienie promieniowania relikowego potwierdziło poprawność modelu ekspandu-

jącego Wszechświata, a także hipotezę kosmologicznej produkcji lekkich pierwiastków deuteru, helu-3 i helu-4 w gorących wczesnych stadiach ekspansji. Tworzenie się cięższych pierwiastków zachodzi w znacznie późniejszym stadium, po utworzeniu się gwiazd. W gwiazdach, wytworzony kosmologicznie hel-4 wraz z dodatkowymi porcjami helu wyprodukowanymi przez same gwiazdy zostaje przekształcony (w wyniku przemiany, której pośrednim stopniem jest beryl-8) w węgiel-12, który służy jako budulec do wytwarzania cięższych pierwiastków. Procesy zachodzące w gwiazdach, opisane przez Burbidge'a i innych [18], zostały uzupełnione, a w pewnych przypadkach zastąpione procesami, z których najbardziej znaczącym jest nukleosynteza eksplozywna; znaczenie ich zostało ustalone dzięki późniejszym pracom (patrz przegląd Clayтона [34]). Większość procesów prowadzących do tworzenia się cięższych pierwiastków zachodzi w ciągu kilku gwałtownych minut życia gwiazd o dużej masie, podczas których w wyniku eksplozji takiej supernowej zewnętrzne powłoki gwiazdy zostają wyrzucone na zewnątrz. Mechanizm ten odpowiedzialny jest zarówno za tworzenie się ciężkich pierwiastków, jak i za ich wyrzucenie do przestrzeni międzygwiazdowej. Tak więc cały model wygląda na kompletny, chociaż pozostają kłopotliwe luki takie, jak nieobecność neutrino słonecznych [35]. Niemniej jedna rzecz jest pewna, kosmologia obserwacyjna jest obecnie poważaną i kwitującą nauką.

Pierwsze słowa podziękowań winienem skierować do członków Akademii, którzy obdarzyli mnie tak wielkim zaszczytem. Pracę, która powstała przy okazji przygotowywania tego wystąpienia, opisał mój przyjaciel i kolega Robert W. Wilson w załączonym artykule. Jestem mu głęboko wdzięczny za niezawodną pomoc w ciągu piętnastu lat naszej wspólnej pracy.

W przygotowaniu wystąpienia, na podstawie którego został opracowany ten rękopis, mam wiele do zawdzięczenia różnym osobom. Szczególnie pomocne były rozmowy z R. A. Alpherem, Johnem Bahcallem, S. Chandrasekharem i Martinem Schwarzschildem. Ponadto jestem wdzięczny A. B. Crawfordowi, R. H. Dicke'owi, G. B. Fieldowi, R. Kompfnerowi, P. J. E. Peeblesowi, D. Sciamie, P. Thaddensowi i S. Weinbergowi za wcześniejszą pomoc udzieloną mi osobiście lub dzięki ich opublikowanym pracom.

Tłumaczył *Lech Szymanowski*

Instytut Badań Jądrowych
Warszawa

Literatura

- [1] A. S. Eddington, *The Internal Constitution of the Stars*, Cambridge University Press 1926.
- [2] C. F. von Weizsacker, *Phys. Zeits.* **38**, 176 (1937).
- [3] C. F. von Weizsacker, *Phys. Zeits.* **39**, 633 (1938).
- [4] R. A. Alpher, R. C. Herman, *Rev. Mod. Phys.* **22**, 153 (1950).
- [5] S. Chandrasekhar, L. R. Henrich, *Ap. J.* **95**, 288 (1942).
- [6] S. Chandrasekhar, *An Introduction to the Study of Stellar Structure*, University of Chicago 1939.
- [7] H. A. Bethe, *Phys. Rev.* **55**, 434 (1939).
- [8] A. Friedmann, *Zeits. Phys.* **10**, 377 (1922).

- [9] G. Lemaitre, *Ann. Soc. Sci. Brux.* **A47**, 49 (1927).
- [10] A. Einstein, W. de Sitter, *Proc. Nat. Acad. Sci.* **18**, 312 (1932).
- [11] E. P. Hubble, *Proc. Nat. Acad. Sci.* **15**, 168 (1929).
- [12] G. Gamow, *Phys. Rev.* **70**, 572 (1946).
- [13] S. Weinberg, *The First Three Minutes*, Basic Books 1977.
- [14] E. Lifschitz, *J. Phys. USSR* **10**, 116 (1946).
- [15] R. A. Alpher, H. A. Bethe, G. Gamow, *Phys. Rev.* **73**, 803 (1949).
- [16] B. Schwartzchild, M. Schwartzchild, *Ap. J.* **112**, 248 (1950).
- [17] E. E. Salpeter, *Ap. J.* **115**, 326 (1952).
- [18] E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, F. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 547 (1957).
- [19] G. Gamow, *Physics Today* **3**, Nr 8, 16 (1950).
- [20] F. Hoyle, R. J. Taylor, *Nature* **203**, 1108 (1964).
- [21] G. Gamow, *Nature* **162**, 680 (1948).
- [22] R. C. Tolman, *Relativity Thermodynamics and Cosmology*, Clarendon Press, Oxford 1934.
- [23] P. J. E. Peebles, *Physical Cosmology*, Princeton University Press 1971.
- [24] R. A. Alpher, R. C. Herman, *Phys. Rev.* **75**, 1089 (1949).
- [25] A. G. Doroshkevich, I. D. Novikov, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **154**, 809 (1964).
- [26] A. G. Doroshkevich, I. D. Novikov, *Sov. Phys. Dokl.* **9**, 111 (1964).
- [27] E. A. Ohm, *Bell Syst. Tech. J.* **40**, 1065 (1961).
- [28] R. W. Wilson, Nobel Lecture 1978, będzie opublikowany w jednym z najbliższych numerów *Postępów Fizyki*. (Przyp. tłum.).
- [29] Zeldovich, *Advances in Astr. Ap.* **3**, 241 (1965).
- [30] C. Hayashi, *Prog. Theor. Phys.* **5**, 224 (1950).
- [31] R. A. Alpher, J. W. Follin, R. C. Herman, *Phys. Rev.* **92**, 1347 (1953).
- [32] R. H. Dicke, P. J. E. Peebles, P. G. Roll, D. T. Wilkinson, *Ap. J.* **142**, 414 (1965).
- [33] A. A. Penzias, R. W. Wilson, *Ap. J.* **142**, 419 (1965).
- [34] D. D. Clayton, *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, McGraw-Hill 1968.
- [35] J. N. Bahcall, R. Davis Jr., *Science* **191**, 264 (1976).



Prof. V. F. Weisskopf otrzymuje z rąk prezesa PTF prof. Z. Wilhelmiego medal im. Mariana Smoluchowskiego; w głębi prof. J. W. Hennel, przewodniczący Oddziału Krakowskiego PTF. Fot. Jan Motyka

R Ó Ż N E

V. F. Weisskopf — Laureat Medalu im. Mariana Smoluchowskiego 1977**V. F. Weisskopf — Marian Smoluchowski Medal Winner (1977)**

Dnia 13 czerwca 1979 r. odbyło się uroczyste wręczenie prof. V. F. Weisskopfowi Medalu im. Mariana Smoluchowskiego, przyznanego mu przez Polskie Towarzystwo Fizyczne w roku 1977 (zob. Kronikę z zesz. 5, 1977 oraz zesz. 5, 1979). Wręczenia dokonał prezes PTF, prof. Zdzisław Wilhelmi, podczas uroczystego zebrania Krakowskiego Oddziału PTF, w Collegium Maius Uniwersytetu Jagiellońskiego. Poniżej zamieszczamy przemówienie wygłoszone z tej okazji przez prof. Jerzego Pniewskiego oraz artykuł prof. Przemysława Zielińskiego przedstawiający sylwetkę Laureata.

PRZEMÓWIENIE JERZEGO PNIEWSKIEGO

Jest dla mnie wielkim zaszczytem i przyjemnością skierować te parę słów w imieniu Polskiego Towarzystwa Fizycznego do Pana, Profesorze Weisskopf. W uznaniu Pana wybitnych osiągnięć naukowych w fizyce atomowej, jądrowej i cząstek elementarnych, osiągnięć w zakresie elektrodynamiki kwantowej i w wielu innych dziedzinach fizyki teoretycznej, w uznaniu Pana wkładu w rozwój polskiej fizyki i Pańskich związków z polskimi fizykami, Polskie Towarzystwo Fizyczne zdecydowało przyznać Panu najwyższe odznaczenie, jakim dysponuje — Medal im. Mariana Smoluchowskiego.

Niech mi wolno będzie z tej racji złożyć Panu moje gratulacje.

Profesor Wiktor Fryderyk Weisskopf w okresie przedwojennym pracował naukowo kolejno w Berlinie, Zurychu, Kopenhadze i Cambridge, a w okresie wojny w Uniwersytecie Rochester, a następnie w laboratorium w Los Alamos. W roku 1945 zostaje profesorem w Massachusetts Institute of Technology. W latach 1961—1965 pełnił obowiązki dyrektora Międzynarodowego Ośrodka Badań Jądrowych (CERN) w Genewie.

Działalność naukowa prof. Weisskopfa wiązała się stale z problematyką fizyki jądrowej i wysokich energii, fizyką atomu i cząstek elementarnych. Wraz z Wignerem jest autorem podstawowej teorii dotyczącej czasów życia stanów kwantowych (1930). Jest on autorem teorii fluorescencji rezonansowej i naturalnej szerokości linii widmowych (1931). Wraz z Paulim badał pola kwantowe cząstek o spinie 0 (1934). Zapoczątkował dyskusję o pola-

ryzacji próżni (1936) i energii własnej elektronu (1939) w elektrodynamice kwantowej.

Stworzył podstawy statystycznej teorii reakcji jądrowych (1937). Wraz z Frenchem podał pierwszą relatywistyczną teorię efektu zwanego przesunięciem Lamba (*Lamb shift*) w atomie wodoru. Wraz z Feshbachem i Porterem zaproponował model optyczny jądra atomowego użyteczny przy badaniach oddziaływania nukleonu z jądrem (1954). Wspólnie z Blattem napisał fundamentalną monografię o jądrze atomowym, o której stałej aktualności najlepiej świadczy fakt obecnego ponownego jej wydania.

Jego wkład w rozwój ośrodka CERN należy uznać za wybitny. Pełniąc funkcję dyrektora naczelnego CERN-u udzielał polskim fizykom wyjątkowej pomocy umożliwiając im korzystanie z urządzeń CERN-owskich, ustabilizował status udziału Polaków w pracach CERN-u, co pośrednio ułatwiło również naszym fizykom wejście do laboratoriów innych krajów.

Profesor Weisskopf był Prezesem Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego (1960), otrzymał medal Maxa Plancka (1956); jest członkiem korespondentem Francuskiej, Szkockiej, Austriackiej Akademii Nauk, Akademii Nauk ZSRR oraz członkiem Papieskiej Akademii; jest członkiem honorowym Francuskiego Towarzystwa Fizycznego, członkiem Królewskiego Towarzystwa w Edynburgu, zagranicznym członkiem Duńskiego Towarzystwa Fizycznego oraz Towarzystwa Fizycznego ZSRR.

Wybitny dorobek naukowy profesora Weisskopfa, powszechne uznanie, jakim się on cieszy w skali międzynarodowej, jego wyjątkowo życzliwa pomoc udzielana fizykom polskim — w pełni uzasadniają wniosek o przyznanie mu Medalu im. Smoluchowskiego.

Chciałbym teraz powiedzieć parę słów od siebie. Niemal 20 lat minęło odkąd po raz pierwszy Pana spotkałem. Nigdy nie zapomnę Pana nieocenionej pomocy w kształceniu naszych młodszych kolegów fizyków, Pańskiej stałej pomocy w zapewnieniu naszym fizykom możliwości pracy naukowej oraz koniecznych materiałów do pracy naukowej w naszym kraju.

Niech mi wolno będzie raz jeszcze wyrazić moją najgłębszą wdzięczność za wszystko, co Pan uczynił dla fizyki polskiej.

Jerzy Pniewski

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski

Przemysław Zieliński

Institut Badań Jądrowych
Warszawa

V. F. Weisskopf, fizyk-humanista

V. F. Weisskopf — Physicist and Humanist

Było już za późno — gdy zaczynałem; wszystkie dziedziny badań zostały już rozpoczęte!¹.

V. F. Weisskopf

Dość miejsca jest dla wszystkich na Ziemi.

F. Schiller

I

Wiktor F. Weisskopf urodził się w 1908 roku w Wiedniu i tu spędził lata dzieciństwa i wczesnej młodości. Przeżył tu lata pierwszej wojny światowej i był świadkiem upadku monarchii austro-węgierskiej oraz wielkich zmian, które przyniosła wojna i pierwsze lata powojenne w Austrii i w Europie. Dla kraju dzieciństwa i młodości zachował przez całe życie przywiązanie i wdzięczność, szczególnie wspominając niezwykłą wiedeńską atmosferę intelektualną, która tak sprzyjała uprawianiu twórczości naukowej i artystycznej.

Równoległe do głośniejszych wydarzeń wojennych i politycznych początku XX wieku wydarzyła się w Europie inna rewolucja, bezkrwawa i prawie niezauważalna. Atom okazał się podzielny, mechanika klasyczna — nieściśła, a zjawiska atomowe — nieciągłe; słowem, powstała nowoczesna fizyka. Ta rewolucja była dziełem garstki ludzi, wydarzyła się w niewielkich pracowniach uniwersyteckich (i w szwajcarskim biurze patentowym). Wiadomości o niej nie pojawiały się na pierwszych stronach gazet. Istotnie, czy przeciętnego czytelnika mogła zainteresować, wśród pełnych zgiełku wydarzeń politycznych, abstrakcyjna wiadomość, że ładunek dodatni atomu nie rozpościera się w obszarze rzędu 10^{-8} cm,

¹ Cytaty w niniejszym artykule pochodzą z książki: V. F. Weisskopf, *Physics in the Twentieth Century: Selected Essays*, MIT Press, Cambridge, Massachusetts and London 1972.

lecz 10^{-12} cm lub że istnieje równanie $E = mc^2$ czy też $\Delta x \Delta p \geq \hbar$? A ktoś mógł być tak przewidujący i zgadnąć, że w następnej wojnie wszystkie te nowe prawa fizyki przydadzą się pilnie kilku rządóm?

Kiedy osiemnastoletni Weisskopf rozpoczął studia uniwersyteckie w Wiedniu, czterech o kilka lat od niego starszych fizyków stworzyło mechanikę kwantową. Fizycy zdali sobie sprawę, że dokonany został przewrót w podstawach nauki o przyrodzie. Z żalem, choć żartobliwie, pisze o sobie Weisskopf, że urodził się o parę lat za późno i nie mógł uczestniczyć w tym wielkim wydarzeniu. Współczulibyśmy mu z przekonaniem, gdyby nie zdarzyło mu się dokonać samemu innych odkryć; na przykład (gdy miał dwadzieścia kilka lat) rozpocząć wraz z Paulim konstrukcję kwantowej teorii pola.

II

Fizyka jest rzeczą prostą, ale subtelną

P. Ehrenfest

Po pierwszych latach studiów uniwersyteckich w Wiedniu, Weisskopf rozpoczął naukową wędrowkę po Europie, studiując i pracując w kilku znakomitych ośrodkach. Pierwszym z nich była Getynga, gdzie przebywała wtedy plejada znakomitych fizyków: Born, Franck, Heitler, Wigner, Maria Mayer i wielu innych. Weisskopf pozostaje szczególnie pod wpływem Ehrenfesta (również Wiedeńczyka), który zainteresował się bliżej rozwojem naukowym młodego fizyka. Wkrótce Weisskopf publikuje z Wignerem pierwszą doniosłą dla fizyki współczesnej pracę o naturalnej szerokości linii widmowej, gdzie po raz pierwszy pojawiają się rozbieżne całki późniejszej elektrodynamiki kwantowej. Nada im głębsze znaczenie Weisskopf w kilka lat później, w pracy, w której zarysuje podstawowe pojęcia renormalizacji.

Początki pracy zawodowej nie były w owych latach proste, nawet dla najzdolniejszych fizyków. Weisskopf rozpoczyna pracę u Heisenberga w Lipsku jako wolontariusz, korzystając z pomocy finansowej rodziców. Częściowo płatną pracę otrzymuje u Schrödingera w Berlinie, gdzie spędza rok. Wyjeżdża następnie na rok do ZSRR, do Charkowa, gdzie pracowali w owym czasie znakomici teoretycy radzieccy: Landau, Lifszic, Achiezer. Kiedy los się uśmiechnie i Weisskopf otrzymuje stypendium Rockefellera, jedzie „do Kopenhagi do wielkiego Bohra”, i „do Cambridge, do wielkiego Diraca”. Pobyt w Kopenhadze był ważnym okresem w życiu Weisskopfa pod względem naukowym — tu włączył się do tworzenia teorii sił jądrowych, i osobistym — tu zawarł związek małżeński.

Krótki pobyt w Cambridge, to studia elektrodynamiki kwantowej, kontakt z Dirakiem i Peiersem. W Cambridge otrzymuje ważną wiadomość: Wolfgang Pauli proponuje mu asystenturę w Zurychu. Jak twierdzi Weisskopf, Pauli wahał się z wyborem pomiędzy Bethem a nim; wybrał go, na co wpłynął fakt, że Bethe zajmował się teorią ciała stałego, która się mniej Pauliemu podobała. Kiedy Weisskopf dostał od Pauliego pierwszy rachunek do wykonania (a przedtem na szczęście był ostrzeżony przez kolegów na jaki to ciężki los przysłał przyjmując asystenturę u Pauliego) i po dziesięciu dniach został, zagadnięty o wynik rachunku, Pauli stwierdził krótko: „Powinienem być wziąć Bethego”.

Ciąg dalszy współpracy Weisskopfa z Paulim był jednak nieporównanie pomysłniejszy — jak fizycy wiedzą.

W roku 1935 zainteresowania Weisskopfa przesunęły się znów w kierunku fizyki jądrowej. Wraca raz jeszcze do Instytutu Nielsa Bohra do Kopenhagi. Z tego okresu pochodzą jego klasyczne prace dotyczące statystycznej teorii reakcji jądrowych.

III

Fizyka jest nie tylko poszukiwaniem prawdy, jest także potencjalną władzą nad przyrodą; nie sposób oddzielić od siebie obydwóch tych własności. Ktoś mógłby powiedzieć, że fizyk powinien wyłącznie zajmować się poszukiwaniem prawdy, a władzę nad przyrodą powinien zostawić komu innemu; jednakże taka postawa zwęża problem i nie liczy się z rzeczywistością. Ważną rzeczą dla fizyki — jak i prawie całej nauki — jest fakt, że fizyka nie tylko stanowi filozofię przyrody, ale także głęboko angażuje się w działanie — w życie, śmierć, w tragedie, przestępstwa, w ludzki los.

V. F. Weisskopf

W latach trzydziestych uczonych europejskich ogarnął *exodus*: wielu wybitnych fizyków, a wśród nich Weisskopf, przeniosło się do Ameryki. Złożyło się na to parę przyczyn, z których główną był wybuch faszyzmu i obskurantyzm reakcyjnych przywódców politycznych w Europie, szczególnie w Niemczech i Włoszech. Stany Zjednoczone powitały uczonych europejskich z otwartymi ramionami (chciałoby się powiedzieć, że dzięki światłej decyzji ówczesnego prezydenta F. D. Roosevelta, ale były to czasy, kiedy uczeni potrzebowali do swoich badań środków mikroskopijnych w skali kraju, a zarazem duże były potrzeby dydaktyczne w uczelniach amerykańskich i być może były to posunięcia, które nie wymagały decyzji na tak wysokim szczeblu administracyjnym). Jakikolwiek były motywy tego kroku i czyjekolwiek decyzje, to napływ uczonych europejskich, wśród nich fizyków tej miary co Einstein, Fermi i wielu innych, nadał wielkiego impetu nauce amerykańskiej i dzisiaj, z perspektywy lat, można stwierdzić, że obecne miejsce Ameryki w świecie ma w tym fakcie jedno z ważnych źródeł, a nazwiska przybyłych z Europy uczonych: Einsteina, Fermiego i tylu innych mogą być równie dobrze zapisane w historii Ameryki, jak na początku historii Stanów Zjednoczonych, nazwiska europejskich generałów: Waszyngtona Lafayette'a, Kościuszki, Pułaskiego, których przybycie do Ameryki spowodowane było również uciskiem w ich europejskich ojczyznach. W jednej z fal emigracyjnych znalazł się również Weisskopf, który otrzymał pracę w 1937 r. w Uniwersytecie Roczesterskim. W tych latach Weisskopf zajmował się teorią jądra atomowego i dokonał w tej dziedzinie istotnych odkryć. Były to czasy brzemienne w wydarzenia polityczne. W 1939 r. zaczęła się wojna w Europie. W latach poprzedzających wojnę dokonane zostało również w Europie pewne odkrycie naukowe (które trudno było nawet zaliczyć do epokowych z punktu widzenia czysto poznawczego): ciężkie jądra atomowe ulegają rozszczepieniu. Fizycy zdali sobie sprawę z militarnej doniosłości tego faktu i zawiadomili o tym — w szczególności Albert Einstein w historycznym liście — polityczne i wojskowe władze Ameryki. Weisskopf podjął, jak wielu fizyków w Ameryce,

decyzję zaangażowania się w prace nad konstrukcją bomby jądrowej i rozpoczął w roku 1943 pracę w ośrodku atomowym w Los Alamos. Był bardzo cenionym pracownikiem (przezowano go „wyrocznią”), ze względu na wysokie kwalifikacje w dziedzinie teorii reakcji jądrowych. Jest rzeczą bardzo trudną opisać uczucia fizyków, którzy w warunkach wojennego zagrożenia wzięli udział bezpośrednio, osobiście w tym przedsięwzięciu, tak jak trudno jest poznać uczucia ludzi dotkniętych bezpośrednio katastrofą, na podstawie komunikatu w gazecie. Fizycy z Los Alamos, obserwujący próbną wybuch w Jornada del Muerte na pustyni w Nowym Meksyku, na pewno miotani byli sprzecznymi odczuciami, które pogłębiały się po latach w refleksji. Wiemy, że świadomość pośredniego i bezpośredniego wpływu na rozwój broni masowej zagłady zburzyła spokój Albertowi Einsteinowi do końca życia. O tych czasach oraz o decyzji swojej i innych, napisze Weisskopf po latach z troską i maksymalną szczerością: „Czy to było dobre czy złe? — Któż może sądzić? Za obiema tymi ocenami można podawać argumenty. Straszne rzeczy zdarzyły się, od chwili kiedy człowiek odkrył rozszczepienie jądra. Jednakże — pierwsza bomba mogła zakończyć wojnę. A przynajmniej — my tak sądziliśmy; oszczędziliśmy milion istnień; może mieliśmy rację. Użycie drugiej bomby znacznie trudniej było obronić. Uczestniczyliśmy w tym wszystkim i nie chcę ani potępić ani usprawiedliwić tego”.

IV

Odkryłem, że wysiłek wytłumaczenia, wyjaśnienia pewnej dziedziny fizyki nie tylko prowadzi do lepszego zrozumienia dokonanej pracy, lecz także do powstania wielu nowych idei, nowych wyjaśnień i odkryć.

V. F. Weisskopf

Po zakończeniu drugiej wojny światowej Weisskopf powraca do normalnej pracy naukowej, na stanowisko profesora w Massachusetts Institute of Technology, w którym, z kilkuletnią przerwą, związany jest do chwili obecnej. Powraca do rozpoczętych w latach trzydziestych prac z elektrodynamiki kwantowej. Ukoronowaniem tych badań jest podanie wraz z Frenchem, niezależnie od Feynmana i Schwingera, teorii przesunięcia Lamba. Praca naukowa w MIT łączy się ściśle z pracą dydaktyczną, działalnością organizacyjną na uczelni i w instytutach ogóln amerykańskich, a także międzynarodowych. Wiąże się to z potrzebą uczenia i wyjaśniania ludziom rozmaitego pokroju celów badań fizycznych. Weisskopf odczuwa nie tylko zewnętrzną, ale i wewnętrzną potrzebę łączenia pracy naukowej z nauczaniem i popularyzacją. Napisana wspólnie z Blattem książka *Teoretyczna fizyka jądra* staje się klasycznym podręcznikiem i służy tysiącom fizyków w świecie. Weisskopf jest niezrównanym mistrzem popularyzacji, który łączy ścisłość wykładu i szerokość horyzontów z przystępnością i ze znakomitym stylem. Jego eseje, np. ostatni zbiór *Physics in the Twentieth Century*, są pasjonującą lekturą, którą z satysfakcją przeczyta każdy, kogo interesują fizyka współczesna, szersze zagadnienia filozofii przyrody oraz rola nauki w społeczeństwie.

Miałem okazję słuchania wykładów Weisskopfa w CERN-ie przeznaczonych z reguły dla możliwie szerokiego audytorium. Weisskopf zaskakiwał wszystkich w dyskusji jakąż

niezwykłą intuicją fizyczną, trafnymi uwagami z najrozmaitszych dziedzin fizyki i znakomitą pamięcią problemów i ludzi. O fizyce mówił prosto i jasno, bez typowego obecnie brzydkiego i sztucznego technicznego żargonu.

V

Uczeni są w stanie porozumieć się szybko; ich wspólne zainteresowanie i cel — dążenie do głębszego zrozumienia przyrody tworzy mocną więź, która łatwo przeznika, mimo granic geograficznych, politycznych lub społecznych różnic.

V. F. Weisskopf

Wiem, że współpraca międzynarodowa jest trudnym zadaniem i że jest konieczna; dokonywać jej trzeba kosztem wielkiego wysiłku, a także w duchu poświęcenia.

M. Skłodowska-Curie

Musimy iść w ślad za wielkim apelem Marii Skłodowskiej-Curie i sprawić, by nasze kontakty między wszystkimi ośrodkami nauki stały się silniejsze i trwalsze. To znaczenie współpracy naukowej daleko wykracza poza wąskie cele efektywnego realizowania naszych naukowych przedsięwzięć; podkreśla ono łączność między wszystkimi istotami ludzkimi.

V. F. Weisskopf

W roku 1960 Weisskopf został dyrektorem naczelnym Europejskiego Ośrodka Badań Jądrowych (CERN) w Genewie i pełnił tę funkcję przez pięć lat. Był świetnym dyrektorem, nie tylko w potocznym znaczeniu, tzn. administratorem sprawnie „załatwiającym sprawy”, lecz w znaczeniu szerszym, w instytucji, która nawet terytorialnie stała się czymś wyjątkowym, gdyż nie mieszcząc się na terenie należącym do jednego państwa, przekroczyła bez większych komplikacji szwajcarsko-francuską granicę państwową. Wiem, że wszyscy szeregowi pracownicy CERN-u, do których się przez pewien czas zaliczałem, otrzymali pożyteczną dawkę „promieniowania” Weisskopfa, a szczególnie fizycy polscy mają powód do wdzięczności dla ówczesnego dyrektora CERN-u za otoczenie ich inicjatyw w CERN-ie bardzo życzliwą i bardzo skuteczną opieką.

Popieranie międzynarodowej współpracy naukowej fizyków było i jest w życiu Weisskopfa—humanisty jedną z jego wielkich pasji, która wyrasta z głębokiej wiary i nadziei, że uprawianie nauki ma wielkie znaczenie dla dobra całej ludzkości.

VI

Weisskopf wypowiadał się niejednokrotnie o powołaniu uczonego, które traktuje jako wielkie i trudne zmaganie oraz posłannictwo w skomplikowanym świecie współczesnym. Najlepiej oddać głos jemu samemu; niech wyrażą to słowa, które wybrał jako motto jednego ze swych esejów:

I przyłożyłem do tego serce swe, abym szukał i doszedł mądrością swą wszystkiego co się dzieje pod niebem. (Tę zabawę trudną dał Bóg synom ludzkim, aby się nią trąpili).

Ecclesiastes I, 13

Bo gdzie wiele mądrości, tam jest wiele gniewu; a kto przyczynia umiejętności, przyczynia boleści.

Ecclesiastes I, 18

oraz te, które sam wypowiedział:

Odkrywanie nowego było zawsze ważnym składnikiem ludzkiego postępowania w naszej nowoczesnej cywilizacji. Musi jednak iść, podobnie jak zawsze w przeszłości, w parze z równie ważnym składnikiem: zrozumieniem nowego, w jakiegokolwiek postaci nam się ono pojawia. Na początku XVI wieku, kiedy rozpoczęła się era nauki, Magellan po raz pierwszy opłynął Ziemię. Ale również w tym okresie Kopernik opublikował swoje dzieło o obrotach planet.

Wszystkie części i własności nauki są łączne. Nauka nie może się rozwijać, jeżeli nie jest dokonywana dla czystej wiedzy i poznania. Nie będzie mogła żyć, jeżeli nie będzie używana usilnie i mądrze dla dobra ludzkości, a nie jako narzędzie do opanowania jednej grupy przez inną. Ludzkie istnienie zależy od wspólnego czucia i ciekawości. Ciekawość bez czucia jest niehumanitarna; czucie bez ciekawości — bezowocne.

Naszym celem jest społeczeństwo bez gwałtu i ucisku człowieka przez człowieka, bez zbędnych cierpień i trosk, bez poczucia nudy i pustki, społeczeństwo, w którym człowiek może żyć w poczuciu godności i szacunku dla siebie. Czy kiedykolwiek osiągniemy ten cel? — Nie wiem, ale musimy żyć, myśleć i działać w jasnym przekonaniu, że do tego dążymy.

V. F. Weisskopf



Victor F. Weisskopf. Photo CERN



V. F. Weisskopf w rozmowie z L. Van Hovem — obecnym Dyrektorem CERN-u. Photo CERN

Komunikat Komisji Nazewnictwa

Report of the Nomenclature Commission of the Polish Physical Society

Komisja Nazewnictwa powołana przez Zarząd Główny Polskiego Towarzystwa Fizycznego uznała za swoje najpilniejsze zadanie przedstawienie propozycji brakujących dotychczas terminów polskich na oznaczenie określonych pojęć fizycznych.

W zasadzie Komisja nie zamierza zalecać zmian odnośnie do terminów polskich już ogólnie przyjętych, a także zastępowania terminów pochodzenia greckiego lub łacińskiego rdzennie polskimi.

Co pewien czas Komisja ogłaszać będzie w Postęпах Fizyki zestawienia terminów obcojęzycznych oraz proponowanych polskich odpowiedników. Znak zapytania oznacza, że w opinii Komisji właściwość proponowanego terminu polskiego podlega wątpliwości. Kreska stawiana jest przy terminie obcojęzycznym, jeżeli dobrego polskiego odpowiednika w ogóle nie znaleziono.

Ogłaszając poniżej pierwszą serię propozycji, Komisja zwraca się do Czytelników z prośbą o kierowanie pod jej adresem (Komisja Nazewnictwa, Zarząd Główny PTF, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa) uwag i wniosków. Sądzymy, że dyskusja z udziałem ogółu zainteresowanych fizyków będzie pożyteczna i dopomoże Komisji w jej działalności.

Ludwik Natanson

Przewodniczący Komisji Nazewnictwa PTF

Termin obcy

peak
on line
on line (w odniesieniu do maszyn liczących)

mode
half-life

Proponowany termin polski

czub? ostre (wąskie) maksimum?
na wiązce
z dopływem informacji w toku wykonywania programu
mod?
okres połowicznego zaniku lub okres półtrwania
a nie półokres

scanning
 scanning microscope
 form factor
 super-, sub-

 helicity
 chirality
 rapidity
 trigger
 alignment
 channeling
 dechanneling
 cross section
 sputtering
 colour (of quark)
 charm
 charmonium
 Zitterbewegung
 cluster
 clustering
 jet
 burst (in cosmic radiation)
 branching ratio

 back-bending
 Lamb dips
 time resolved spectroscopy
 pick up (reaction)
 stripping reaction
 interstitial (atom)
 vacancy
 spin flip
 warping (of a band)
 pinning (of levels)
 strip-line
 intercalated (graphite)
 lock-in (amplifier)
 hopping
 hopping conductivity
 bias
 bias voltage
 spin
 yrast
 (spin i yrast są terminami przyjętymi międzynarodowo)

przeгляд, przemiatanie, przeszukiwanie

—
 czynnik postaci lub czynnik kształtu
 nadprzewodnictwo, nadciekłość, nadliniowy,
 podliniowy, ale superciężki, supersieć?, sub-
 atomowy, subnuklearny
 skrętność
 —
 spieszność, pospieszność
 układ wyzwalający, wyzwalacz albo spust
 ustawienie współliniowe? osiowanie?
 kanałowanie
 rozkanałowanie?
 przekrój czynny, czy lepiej po prostu przekrój?
 rozpylanie
 kolor (kwarka)
 powab? urok? wdzięk?
 —
 —
 grono, ugrupowanie
 tworzenie gron albo skupianie się w grona
 wytrysk? struga?
 rozbłysk, rozprysk
 względna częstość rozpadu (przejścia), względne
 napięcie gałęzi
 przecięcie wsteczne
 —
 spektroskopia z dyskryminacją czasową
 reakcja przechwyty
 reakcja zdercia
 międzywęzłowy atom, wtrącenie?
 luka
 odwrócenie spinu
 spaczenie lub wypaczenie (pasma)
 przyczepianie? czepianie się?
 przewężony falowód
 przekładany?
 wzmacniacz selektywny z dyskryminacją fazy
 zjawisko przeskakiwania?
 przewodnictwo przeskakiwania?
 tendencja? skłonność?
 —
 spin albo kręt
 yrast

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

Leopold Infeld

W służbie Fizyki *

Serving Physics

*Abstract **:* This is a chapter of Leopold Infeld's book *Serving Science and the Emperor* (unpublished). The present excerpt is mainly about Infeld's youth, when he enrolled at the Jagiellonian University in Cracow during the first world war. Nevertheless, it also contains some more recent reflections.

Przed rozpoczęciem wykładów na Uniwersytecie Jagiellońskim odwiedziłem mego profesora fizyki z dawnych, już zapomnianych czasów, kiedy jeszcze byłem cywilem w szkole Jaworskiego¹. Brablec mieszkał na Studenckiej niedaleko Plant, na trzecim piętrze. Mieszkanie było niezwykle schludne, znać było w każdym szczególe dobry smak gospodyni, żony Brableca, która była mała, bardzo szczupła, o jasnej cerze i błękitnych oczach.

Brablec widział mnie pierwszy raz w mundurze i stwierdził, że w ciągu tych kilku miesięcy bardzo zeszczuplałem i zmężniałem. Brablec, tak jak niemal wszyscy Krakowianie, lubił Austrię przedwojenną, bo życie było w niej unormowane, bo ceny nie szły w górę, albo czyniły to powoli, w sposób ledwie zauważalny, bo dochody były stałe, wszystko można było z góry zaplanować; bo był Wawel, był polski teatr, uniwersytet, bo na ulicy słyszano niemal wyłącznie język polski; bo po otrzymaniu posady w gimnazjum należało

* Artykuł niniejszy jest fragmentem nie publikowanych dotychczas wspomnień prof. Leopolda Infelda, zatytułowanych *W służbie Cesarza i Nauki* i ukończonych w styczniu 1968 r., tuż przed śmiercią Autora. Wspomnienia te dotyczą głównie lat młodzieńczych Infelda, okresu jego służby wojskowej oraz początku studiów na Uniwersytecie Jagiellońskim. Udostępnienie ich zawdzięczamy doc. Erykowi Infeldowi, fizykowi, synowi Leopolda Infelda. [By courtesy of Dr. Eryk Infeld. © by E. Infeld] (Przyp. Red.).

** Streszczenie dodane przez Redakcję.

¹ Prywatne gimnazjum w Krakowie w latach pierwszej wojny światowej (przyp. Red.).

pracować tylko głupich 35 lat, aby potem przejść na pełną emeryturę, siedzieć na ławkach na Plantach i słuchać o 12 hejnału z wieży Kościoła Mariackiego.

Ten cały świat się nagle zawalił. Wprawdzie Brablec nie poszedł do wojska, ale takie sprawy jak nowe zelówki do butów, jak dostać jaki taki chleb, jak związać koniec z końcem, jak mieć 10 godzin lekcji dziennie i zostać przy życiu, oto zagadnienia, które wyczerpywały jego zdrowie i zdrowie jego wychudzonej małżonki.

O tych kłopotach nigdy Brablec mi nie mówił, ale miał je każdy austriacki urzędnik państwowy. Drukowano ciągle nowe pieniądze, bilon srebrny zanikał, a ukazały się nawet guldeny papierowe. Przed sklepami były ogonki, kobiety awanturowały się, że nic już kupić nie można, powstawały coraz częściej bójki, podczas których interweniowała policja.

Ale nie z tymi problemami przyszedłem do Brableca w ów pogodny dzień jesienny roku 1916. Miałem w rękę książeczkę zawierającą spis wykładów na rok 1916/17. Książeczka taka ukazywała się każdego roku przed rozpoczęciem wykładów, wojna czy nie wojna.

Brablec wytłumaczył mi na czym polegają studia na wydziale filozoficznym we wszystkich uniwersytetach austriackich i niemieckich. Były one tak różne od studiów dnia dzisiejszego, że warto zaznajomić się z ich strukturą. Nie wiedziałem nic o tym, bo wprawdzie miałem wielu kolegów z wydziału prawa i medycyny, ale żadnego z wydziału filozoficznego.

Na prawie zapisywało się do indeksu różne wykłady, na które niemal nikt nigdy nie chodził. Seminariów nie było i ażeby być studentem tego wydziału należało jedynie dać pedlowi kilka koron za zdobycie podpisów w indeksie. Było wielu słuchaczy mieszkających poza Krakowem, którzy pierwszy raz widzieli uniwersytet, gdy przybyli na egzamin.

Ale egzaminy były i trzeba było na dwa miesiące przed każdym z nich zamknąć się w mieszkaniu, zapuścić brodę i kuć ze skryptów. Najostrzejszym, najgroźniejszym i najzłośliwszym był profesor Ulanowski, który wykładał prawo kościelne. Miał jedną nogę tylko i lokaja, który pomagał mu wdrapywać się na pierwsze piętro. Pamiętam do dzisiejszego dnia jedno z jego powiedzeń do nieprzygotowanego słuchacza: „Gdyby Pan był tak wysoki, jak Pan jesteś głupi, to byś Pan mógł podawać piwo na księżyc”. Bardzo mi się to powiedzenie podobało i z trudnością powstrzymywałem się, aby nie powtórzyć go moim najgorszym uczniom.

Wracając jednak do studiów filozofii, to były one oparte na odmiennych zasadach. Istniały dwa egzaminy: nauczycielski, dający kwalifikacje do belferki w gimnazjum i doktorski, nie dający żadnych kwalifikacji zawodowych, ale ładny tytuł i wstęp do docentury, która również chleba nie dawała. Ponieważ chciałem zostać w przyszłości dalekiej i mglistej naukowcem i ponieważ chciałem zarabiać na chleb powszedni kiedyś w dalekiej, nieznannej przyszłości, gdy wojna się skończy i świat wróci do normy, więc musiałem zdać dwa egzaminy, i nauczycielski i doktorski. Mądry Brablec przewidywał, że świat nigdy do normy nie wróci i radził, żeby się nie kłopotać egzaminem nauczycielskim, żeby studiować tylko pod kątem egzaminu doktorskiego. A co należy zrobić, aby przygotować się do egzaminu doktorskiego? Przez następne cztery lata formalnie nic, absolutnie nic. Nie trzeba było chodzić na seminaria lub wykłady, a tylko zapisywać się na jakiegokolwiek wykłady z wydziału filozoficznego i zbierać podpisy, aby po czterech latach otrzymać

absolutorium, upoważniające studenta do przystąpienia do egzaminu doktorskiego, a często, jeżeli spełniało się pewne drobne wymagania jak pracownia fizyczna, chemiczna i krystalograficzna — to także do egzaminu nauczycielskiego z matematyki, fizyki, chemii i krystalografii. Zwykle, dopiero po otrzymaniu absolutorium z tej nie istniejącej dyscypliny, student zaczynał naprawdę przygotowywać się do egzaminów doktorskich. Trwały one przeważnie następne cztery lata. Najpierw dwa egzaminy z filozofii, potem egzamin dwugodzinny z przedmiotu głównego i pobocznego, oczywiście po przyjęciu tezy doktorskiej, która była sprawą najważniejszą. Jakim był egzamin nauczycielski nie pamiętam, bo go nigdy nie zdawałem, ale wyobrażam sobie, że był szerszy i płytszy i nie wymagał żadnej tezy, nawet takiej, w której by nie było nic oryginalnego.

Wiedziałem więc, że nie ma żadnych obowiązków formalnych w pierwszych czterech latach, ale radziłem się Brableca, jak i co studiować. Rady jego były tak mądre, że powtórzałem je memu synowi, który się ich zresztą nie trzymał. Powtórzę je tutaj szczegółowo w nadziei, że przydadzą się początkującym słuchaczom. Powiedział mi, że jeżeli chcę zostać fizykiem w przyszłości, muszę rozpocząć od studiowania matematyki i matematyce muszę poświęcić większość swego czasu. I tak, spośród tych niewielu wykładów, które się wówczas odbywały, podkreślił dla pierwszego roku następujące:

Doc. dr Hoborski: Wstęp do analizy — 5 godz. + 2 godz. ćwiczeń

Stożek: Matematyka dla przyrodników — 5 godzin

Prof. dr Smoluchowski: Fizyka doświadczalna — 5 godzin

Prof. dr Śleszyński: Teoria wyznaczników — 2 godziny.

I to wszystko na pierwszy rok. Radził mi, aby każdy wykład przerobić w tym samym dniu albo najpóźniej w następnym. Jeżeli zaniedbam raz ten obowiązek, to stracę wątek i przestanę rozumieć dalsze wykłady. Poza tym należy czytać różne książki i studiować dla siebie. Po wykładach należy przerobić całość i zdawać kolokwia.

Przed wojną student, który miał świadectwo ubóstwa, mógł być zwolniony od czesnego uniwersyteckiego, jeżeli zdał pewną ilość kolokwiów, przynajmniej na notę dostateczną. Teraz, kiedy chesne się zdewało, a ja w każdym razie nie otrzymałbym świadectwa ubóstwa, zdawanie jakichkolwiek kolokwiów było formalnie zupełnie zbyteczne i nic nie dawało, poza znajomością z profesorem i poza kontrolą swoich wiadomości.

Przez cały czas studiów święcie trzymałem się tych wskazań i nigdy tego nie żałowałem. Przy moich dość ograniczonych zdolnościach naukowych mogłem uzyskać pewne wyniki tylko dużą pracą i ciągłym myśleniem, dniem, nocą, tygodniami i miesiącami o zagadnieniach, które mi z początku ktoś inny, a potem sam sobie stawiałem. To co piszę nie jest pozą. Zawsze miałem przekonanie o swoich nikłych zdolnościach naukowych połączonych z wysokim mniemaniem o swej pracowitości i o zdolnościach dydaktycznych.

Toteż z uczuciem nabożeństwa poszedłem na Uniwersytet Jagielloński na moje pierwsze dwa wykłady.

Profesorowie na kartkach papieru ogłaszali w głównym gmachu uniwersyteckim początek wykładów, każdy według swej woli w innym dniu. Pierwszy był wykład Hoborskiego o 18, a bezpośrednio po nim o 19 wykład Stożka. Był więc wieczór, korytarze głównego gmachu uniwersyteckiego były ledwie oświetlone światłem gazowym. Wojna wymagała od nauki oszczędności.

Wszedłem do pokoju przeznaczanego na te wykłady. Sala, najwyżej na 50 osób, była

absolutorium, upoważniające studenta do przystąpienia do egzaminu doktorskiego, a często, jeżeli spełniało się pewne drobne wymagania jak pracownia fizyczna, chemiczna i krystalograficzna — to także do egzaminu nauczycielskiego z matematyki, fizyki, chemii i krystalografii. Zwykle, dopiero po otrzymaniu absolutorium z tej nie istniejącej dyscypliny, student zaczynał naprawdę przygotowywać się do egzaminów doktorskich. Trwały one przeważnie następne cztery lata. Najpierw dwa egzaminy z filozofii, potem egzamin dwugodzinny z przedmiotu głównego i pobocznego, oczywiście po przyjęciu tezy doktorskiej, która była sprawą najważniejszą. Jakim był egzamin nauczycielski nie pamiętam, bo go nigdy nie zdawałem, ale wyobrażam sobie, że był szerszy i płytszy i nie wymagał żadnej tezy, nawet takiej, w której by nie było nic oryginalnego.

Wiedziałem więc, że nie ma żadnych obowiązków formalnych w pierwszych czterech latach, ale radziłem się Brableca, jak i co studiować. Rady jego były tak mądre, że powtarzałem je memu synowi, który się ich zresztą nie trzymał. Powtórzę je tutaj szczegółowo w nadziei, że przydadzą się początkującym słuchaczom. Powiedział mi, że jeżeli chcę zostać fizykiem w przyszłości, muszę rozpocząć od studiowania matematyki i matematyce muszę poświęcić większość swego czasu. I tak, spośród tych niewielu wykładów, które się wówczas odbywały, podkreślił dla pierwszego roku następujące:

Doc. dr Hoborski: Wstęp do analizy — 5 godz. + 2 godz. ćwiczeń

Stożek: Matematyka dla przyrodników — 5 godzin

Prof. dr Smoluchowski: Fizyka doświadczalna — 5 godzin

Prof. dr Śleszyński: Teoria wyznaczników — 2 godziny.

I to wszystko na pierwszy rok. Radził mi, aby każdy wykład przerobić w tym samym dniu albo najpóźniej w następnym. Jeżeli zaniedbam raz ten obowiązek, to stracę wątek i przestanę rozumieć dalsze wykłady. Poza tym należy czytać różne książki i studiować dla siebie. Po wykładach należy przerobić całość i zdawać kolokwia.

Przed wojną student, który miał świadectwo ubóstwa, mógł być zwolniony od czesnego uniwersyteckiego, jeżeli zdał pewną ilość kolokwiów, przynajmniej na notę dostateczną. Teraz, kiedy czesne się zdewało, a ja w każdym razie nie otrzymałbym świadectwa ubóstwa, zdawanie jakichkolwiek kolokwiów było formalnie zupełnie zbyteczne i nic nie dawało, poza znajomością z profesorem i poza kontrolą swoich wiadomości.

Przez cały czas studiów ściśle trzymałem się tych wskazań i nigdy tego nie żałowałem. Przy moich dość ograniczonych zdolnościach naukowych mogłem uzyskać pewne wyniki tylko dużą pracą i ciągłym myśleniem, dniem, nocą, tygodniami i miesiącami o zagadnieniach, które mi z początku ktoś inny, a potem sam sobie stawiałem. To co piszę nie jest pozą. Zawsze miałem przekonanie o swoich nikłych zdolnościach naukowych połączonych z wysokim mniemaniem o swej pracowitości i o zdolnościach dydaktycznych.

Toteż z uczuciem nabożeństwa poszedłem na Uniwersytet Jagielloński na moje pierwsze dwa wykłady.

Profesorowie na kartkach papieru ogłaszali w głównym gmachu uniwersyteckim początek wykładów, każdy według swej woli w innym dniu. Pierwszy był wykład Hoborskiego o 18, a bezpośrednio po nim o 19 wykład Stożka. Był więc wieczór, korytarze głównego gmachu uniwersyteckiego były ledwie oświetlone światłem gazowym. Wojna wymagała od nauki oszczędności.

Wszedłem do pokoju przeznaczanego na te wykłady. Sala, najwyżej na 50 osób, była

niemal pełna. Przeważały dziewczęta, trochę żołnierzy w mundurach i bardzo niewielu cywilów. Na katedrze leżał stos indeksów. Punktualnie 15 minut po 6 wieczorem wpadł wykładowca, docent Hoborski, jedyny docent podówczas na matematyce, który był równocześnie nauczycielem gimnazjalnym. Na uniwersytecie wykładał 5 godzin tygodniowo, a w soboty prowadził dwie godziny ćwiczeń. Ponieważ w szkole średniej miał przynajmniej 24 godziny tygodniowo, a więc razem nie mniej niż 31 godzin! Wyglądał na przeszło 40 lat, był wysoki, z ciemnoblond bródką. Nosił cwikier na czerwonym sznurku i wyglądał jak profesor z tego okresu wyglądać powinien. Przemawiał z takim entuzjazmem, jakby to była pierwsza godzina wykładu w jego życiu. Ze zbytniego entuzjazmu spadł mu cwikier, szarpał swoją brodę, mówił szybko jak karabin maszynowy, ale wykład był cudowny. Nigdy przedtem nie miałem pojęcia, że matematyka może być taka wspaniała. Rozpoczął od teorii liczb całkowitych Peana, wymieniając nieliczne jej aksjomaty i potem w ciągu dalszych wykładów podał ścisłe definicje działań, liczb ułamkowych, niewymiernych — za pomocą przekrojów Dedekinda, liczb zespolonych — za pomocą par liczb Hamiltona, ciągów i szeregów, aż do początków analizy. Wszystko było tak piękne jak fuga Bacha i chociaż przedłużał trzykwadransowy wykład o 10 do 15 minut, nie było w nim ani chwili nudy. Jeszcze dzisiaj, po pół wieku, pamiętam piękno tych wykładów. Wyjmował z kieszeni jakieś kartki, na które się nie patrzył, gdy mówił i zawsze zaczynał: „ostatnią razą...” i tu króciutko powtarzał wyniki uzyskane „ostatnią razą”. Gdyby chociaż raz powiedział „ostatnim razem”, ale nie, zawsze początek był ten sam.

Zadania, które dyktował na sobotę w trakcie wykładu, były trudne. Kosztowało mnie dużo pracy, aby je wszystkie rozwiązać, ale myślałem o nich tak długo, aż mi się to udało. Zwykle w sobotę tylko ja sterczałem przy tablicy. W ogóle liczba słuchaczy spadła do kilku, głównie panienki z dobrych domów i ja jedyny w mundurze, który nie opuściłem ani jednego wykładu w ciągu roku akademickiego 1916/17.

Pamiętam jeszcze dzisiaj jeden problem, który sprawił mi szczególnie dużo trudności i którego przedstawienie wymagało całogodzinnego wykładu z mojej strony: Znaleźć kryteria podzielności przez 7. Przypominam sobie, że wprowadziłem ciąg liczb $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4, \alpha_5, \alpha_6, \alpha_7$ z tymi własnościami, że jeżeli jedna z nich jest zerem, to i wszystkie następne również. Hoborski siedział podczas mego wykładu ze studentami w ławce i powiedział mi (a była to pierwsza pochwała, tak miła dla mego ucha): „Pięknie to Pan wyłożył i ślicznie w szczegółach wyprowadził”.

Po wykładzie Hoborskiego wykładał Stożek, który miał ciemną bródkę i wyglądał na satyra. Był także nauczycielem gimnazjalnym i podobno był w trakcie pisania pracy doktorskiej u profesora Zaremby.

Była wielka różnica pomiędzy Hoborskim a Stożkiem. Nie wiem skąd Hoborski czerpał swą energię i tę wolę przekazania wiadomości i zainteresowania, ale nie widać było nigdy u niego ani zmęczenia, ani znudzenia. Obydwie te wady były widoczne u Stożka. Był wesoły, z lekka kpiący i zaczął swój wykład od definicji: „Do dowolnego dodatniego ϵ istnieje takie δ ...” Ową definicję powtarzał tyle razy, że umiałem ją wkrótce na pamięć, powtarzając ją tym samym śpiewnym tonem co wykładowca. Ale naprawdę to definicji tej nie rozumiałem. Znałem nieco rachunek różniczkowy, ale z podręczników powierchowych, które nie wprowadzały metody ϵ, δ , która została sformułowana w pierwszej

połowie XIX wieku przez Cauchy'ego, wielkiego matematyka francuskiego i wielkiego rojalistę i uchodziła w roku 1916 w Krakowie za niemal ostatnie słowo ścisłości.

Zresztą, nie mogę powiedzieć, że tej definicji nie rozumiałem. Zdawało mi się, że ją rozumiem. Ale, jak się przekonałem znacznie później, istnieją różne poziomy rozumienia. W miarę jak umysł dojrzewa, w miarę jak sami nauczamy, w miarę jak myślimy nad problemami, zrozumienie ich stale się pogłębia. W tym znaczeniu, wiele rzeczy, które wydawały mi się jasne na pierwszym roku studiów, zaciemniały mi się później, aby znowu rozjaśniać się w miarę postępu lat.

Zwykle spotykamy się z alternatywą: albo się coś rozumie, albo nie. Zależy mi na wykazaniu, że taka alternatywa nie istnieje.

Aby dać inny przykład, tym razem z fizyki: profesor Smoluchowski w swych bardzo ciekawych wykładach polecił krytyczne dzieło Macha o mechanice. Tom ów sprowadziłem i wczytywałem się weń z zachwytem, zgadzając się bezkrytycznie z każdym jego twierdzeniem. Szczególnie podobała mi się Macha definicja masy i siły. Dopiero w późniejszych latach, gdy już byłem po trzydziestce, zauważyłem, że jego pojęcie siły jest zbyt płytkie, że trzeba zasady mechaniki wyprowadzić inaczej.

Potem, w 50-tym roku życia, słuchałem odkrywczych wykładów Diraca z dziedziny mechaniki klasycznej. Nie twierdzę, że je rozumiałem dobrze, ale na tyle, aby się dowiedzieć, że moje dotychczasowe zrozumienie jej zasad było zbyt płytkie.

W ostatnim roku słuchałem pięknych wykładów o mechanice klasycznej mego warszawskiego docenta Tulczyjewa, w których matematyka była bardziej wyrafinowana, a analiza odmienna i jeszcze głębsza od Dirakowskiej.

Tyle tylko o postępie w najstarszej i zdawałoby się najprostszej dziedzinie nauki, jaką jest mechanika klasyczna. Nawet nie mogę powiedzieć, że rozumiem ją w pełni w postaci ogólnej, nadanej jej przez matematykę współczesną, bardzo już różną od wykładanej na Uniwersytecie Jagiellońskim w roku akademickim 1916/17.

Starałem się naszkicować postęp formalny w pojęciach mechaniki. O ileż trudniej byłoby mi to uczynić w takich dziedzinach, jak teoria względności i mechanika kwantowa. W ciągu lat, każdy naukowiec stara się wspinać w górę, osiągając wyższe stopnie rozumienia i znajomości swego przedmiotu. Jest to wędrówka ciężka i rozkoszna, jak gdyby piękna wspinaczka alpinisty, trwająca całe życie, na jeden nieosiągalny szczyt. Gdy zdaje mu się, że już widzi ów szczyt, wówczas opuszczają go siły umysłowe, których wysiłkiem starał się ten szczyt osiągnąć. Jeżeli ma trochę rozsądku, to daje spokój wspinaczce i zaczyna pisać wspomnienia swego życia.

Ale wróćmy do wykładów Hoborskiego i Stożka. Gdy po półroczu powiedziałem Hoborskiemu, że chcę zdać kolokwium, ucieszył się tak, jak gdybym mu podarował złoty zegarek. Kiedy tylko zechcę, dziś, jutro, pojutrze. Umówiliśmy się na jutro, o godzinie 4 po południu, w mieszkaniu Hoborskiego. Dał mi najpierw zadanie i powiedział, że zostawia mi 10 minut na jego rozwiązanie. Po minucie już przyszedł: „No, jak Panu idzie?”. Zaledwie rozpocząłem orientować się w zagadnieniu i powiedziałem:

„Trzeba rozróżnić dwa wypadki”.

„Właśnie!”

I powiedział całą resztę rozwiązania. A że był zadowolony z mojej znajomości materiału,

postawił mi notę celującą. Tę samą notę dostałem na drugie półrocze i z dwóch kolokwiów u Stożka.

Jakie były dalsze losy owych dwóch wykładowców, których straciłem z oczu po pierwszym roku? Hoborski został profesorem, a nawet rektorem Akademii Górniczej w Krakowie, gdzie stworzył szkołę matematyków zajmujących się głównie rachunkiem tensorowym. Zmarł w roku 1940 w Sachsenhausen w 61 roku życia. Stożka spotkałem we Lwowie. Zdał doktorat, został profesorem, zgolił brodę i tak utył, że go nie poznałem. Zginął, zabity przez Niemców, jak Boy-Żeleński, jak wielu innych profesorów lwowskich.

Pragnę wreszcie wspomnieć o profesorze tytułarnym Śleszyńskim, który w pierwszym roku wykładał teorię wyznaczników, a później, na wyższych latach, teorię zmiennej zespolonej. Był już stary, miał długą siwą brodę, był zawsze tak samo ubrany w długi wytarty surdut, mówił i wykładał z akcentem rosyjskim. Był tytułarnym profesorem, to znaczy, że nie otrzymywał żadnej pensji, a tylko niewiele za wykłady zlecone, których miał siedem godzin. Ja, a później i Anka², uważaliśmy go za świętego i bardzo martwił się czy on przypadkiem nie głoduje. Wykłady jego były najbardziej wypolerowane i najbardziej ściśle jakie kiedykolwiek słyszałem. Jeżeli się nie dosłyszało jakiegoś zdania, to już brakowało jednego ogniwa w łańcuchu rozumowania. Tak pięknych wykładów nigdy później nie słyszałem, chociaż w Princeton byłem na mistrzowskich wykładach Hermana Weyla. Znałem wielu profesorów, których wykłady były wypolerowane na „wysoki połysk”, że wymienię Syngę’a, Natansona, Plancka, Weyla, ale wykłady Śleszyńskiego były pod tym względem osiągnięciem szczytowym. Czasami Śleszyński wypowiadał uwagi osobiste, dotyczące nauki w ogóle, które studenci uważali za objawienie. Głównie skarżył się, że się za dużo drukuje, że jest tak mało książek i prac naprawdę ważnych. Nie zgodził się na napisanie książek ze swych ołśniewających wykładów. Opuszczałem zawsze salę wykładową z uczuciem zachwyty i uwielbienia dla starego profesora. Ale później, znacznie później, zaczęły mnie dręczyć wątpliwości, czy mój zachwyt nad profesorem Śleszyńskim był w pełni uzasadniony.

We Lwowie, już jako docent, przyjaźniłem się z profesorem Chwistkiem, logikiem, malarzem, pisarzem, pełną życia postacią renesansową. Gdy powtarzałem mu swe dawne zachwyty nad Śleszyńskim, profesor Chwistek wybuchnął gniewnie:

„I Pan dał się nabrać na tego Rasputina! Jego biadolenia nad publikacjami innych wynikały z jego absolutnej impotencji umysłowej”.

Nie wiem, a nawet wątpię, czy Chwistek miał rację. Jednak dziwna rzecz: pamiętam do dzisiaj znacznie mniej wyszukane w formie wykłady Hoborskiego, pamiętam do dzisiaj niedbałe w formie wykłady Stożka, ale teorii wyznaczników, a przede wszystkim teorii funkcji zespolonej, musiałem się uczyć na nowo, tak jakby tych pięknych wykładów w ogóle nie było. Chociaż zdawałem z nich kolokwia, nic prawie w mej głowie nie zostało i nie rozumiałem, aż znacznie później, po co to wszystko.

Dlaczego te najlepiej opracowane wykłady, przedstawione tak gładko jakby żadne trudności nie istniały, tak trudno do głowy wchodzi? Nie wiem, ale chciałbym dać przynajmniej dwa przykłady rzucające nieco światła na ten problem. Pierwszy z nich znam z opowiadań profesora Lorii.

Podobno profesor Natanson, którego wykłady były również niezmiernie wypolero-

² Narzeczona Infelda (przyj. Red.).

wane, twierdził, że jest mu zupełnie obojętne czy ma słuchaczy, czy tylko ich wizerunki wymalowane na ścianie. Profesor Natanson nie stworzył szkoły fizyków teoretyków, bo mu na tym nie zależało. Ale wykłady jego były mistrzowskie.

Innym mistrzem, jako wykładowca, był profesor Syngge, z którym żyłem i żyję do dnia dzisiejszego w dużej przyjaźni i który przez większą część mego pobytu w Toronto był dyrektorem instytutu, w którym pracowałem. Latem 1965 roku spotkaliśmy się w Londynie na konferencji grawitacyjnej. Moja żona i ja zaprosiliśmy jego i jego panią na kolację do hotelu. Wino było dobre, jedzenie przyzwoite i w nastroju nostalgicznym, który często panuje pomiędzy starszymi panami (i chyba mniej pomiędzy starszymi paniami), siedzieliśmy przy czarnej kawie wspominając naszą przeszłość sprzed lat dwudziestu. Nagle Syngge zwrócił się do mnie:

„Jednej rzeczy nie rozumiem. Ja zawsze uważałem się za lepszego wykładowcę od Pana. A jednak wiem, że studenci bardziej lubili Pana wykłady od moich. Dlaczego?”

Widocznie gryzło go to pytanie przez te dwadzieścia lat, skoro postawił je tak późno, chociaż widzieliśmy się wielokrotnie przedtem; ale nigdy nie było może takiej nostalgicznej atmosfery między nami. Odpowiedziałem mu tylko krótko, że uczniowie widocznie nie lubią zbyt pięknych i gładkich wykładów. Ale nie powiedziałem, nie chcąc go urazić, rzeczy najistotniejszej: że to, co studenci najbardziej cenią, to trud wykładowcy, aby być rozumianym. Mnie na tym zawsze bardzo zależało. Chociaż w rachunkach często się myliłem, jednakże pracowałem wspólnie ze studentami; czasem natrafiałem na trudności, które się wyłaniały niespodziewanie, pomimo że do każdego wykładu byłem przygotowany. Dyskutowaliśmy owe trudności i albo rozwiązywaliśmy je wspólnie, albo zostawiałem je do następnego wykładu. Nie pamiętam, abym kiedykolwiek nie mógł rozwiązać tych trudności przed wykładem następnym.

Dzisiaj cenię bardziej Hoborskiego jako wykładowcę od Śleszyńskiego, bo u Hoborskiego widoczny był ten duży trud, aby głowy uczniów swoich rozjaśnić.

Ponieważ jestem jednym z nielicznych żyjących jeszcze uczniów, którzy słuchali wykładów wielkiego Smoluchowskiego, pragnę opisać jak się odbywały u niego kolokwia.

Wstęp do pracowni fizycznej, która zasadniczo odbywała się na drugim roku studiów, można było uzyskać tylko po zdaniu kolokwium. Jeżeli więc kolokwia z innych przedmiotów nie były obowiązkowe, to bez otrzymania przynajmniej noty dostatecznej z fizyki, nie było wstępu do pracowni fizycznej. Kolokwia były więc sprawą masową; zgłaszano się do profesora szóstkami. Siedzieliśmy koło siebie na krzesłach, a profesor Smoluchowski w sposób raczej bezosobowy zadawał osobie pierwszej z brzegu pytanie. Gdy nie znała odpowiedzi, pytał następną, aż natrafił na kogoś, kto znał odpowiedź. Potem drugie pytanie w ten sam sposób zadane i trzecie. Gdy ktoś z owej szóstki odpowiedział na jakies pytanie, nie do niego zwrócone, dostawał tylko dwa dodatkowe. Gdy ktoś odpowiedział na trzy pytania, dlatego, bo inni przed nim nie znali odpowiedzi, to już żadnych pytań nie otrzymywał. Potem woźny wynosił świadectwa, na których noty wahały się od celujących do dostatecznych. Zdarzało się też, że ktoś nie zdał kolokwium i otrzymywał arkusz bez not. Szkoda, że mi te papiery przepadły, nie tyle ze względu na notę celującą, o którą zresztą było łatwo, ale chciałbym mieć jakieś papiery dotyczące mojej osoby z podpisem Smoluchowskiego. Pytania były na ogół tak proste, iż użycie tablicy było zupełnie zbyteczne.

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

Lilianna Aniola-Jędrzejek

Andrzej Lewicki

Aleksander Pilipowicz

Zbigniew Tarnawski

Zakład Fizyki Ciała Stałego
Akademia Górniczo-Hutnicza
Kraków

Henryk Białek

X Liceum Ogólnokształcące
Kraków

Pokazy dydaktyczne zjawisk ilustrujących nadciekłość i nadprzewodnictwo *

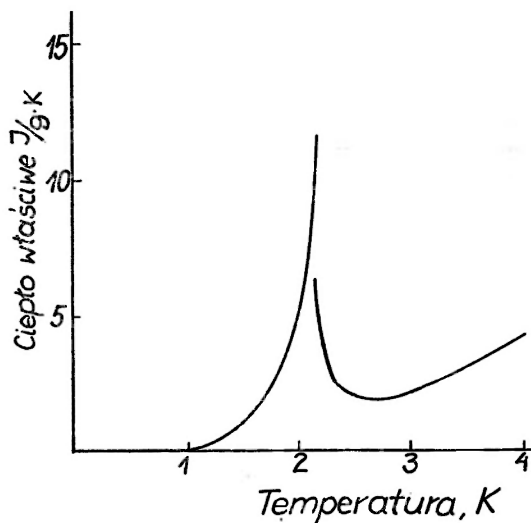
Didactic Demonstrations of Superfluidity and Superconductivity Phenomena

Abstract: In order to demonstrate to students phenomena of superfluidity and superconductivity a special helium cryostat has been constructed. The demonstrated effects, construction of the cryostat and the method of demonstration are described.

Z uwagi na wzrost praktycznych zastosowań kriogeniki wydaje się koniecznym zapoznanie studentów z techniką niskich temperatur i występującymi w tym obszarze zjawiskami.

Uzyskanie niskich temperatur od samego początku łączyło się ze skraplaniem gazów o coraz niższych temperaturach wrzenia. Doprowadziło to do skroplenia przez Kamerlingh Onnesa helu w 1908 r. Wówczas okazało się, że ciekły hel jest bezbarwną, przezroczystą substancją, której nie da się zestalić metodą obniżania ciśnienia par nad wrzącą cieczą o temperaturze $T = 4,2$ K dla $p = 760$ mm Hg, natomiast w temperaturze $T = 2,17$ K zachodzi przejście fazowe drugiego rodzaju, które ze względu na kształt zależności ciepła właściwego ciekłego helu od temperatury nazwano przejściem λ — lambda (rys. 1). Poniżej temperatury przejścia hel wykazuje szczególne własności, nazwane ogólnie nadciekłością.

* Finansowane z funduszu prac własnych AGH.



Rys. 1. Zależność ciepła właściwego ciekłego helu od temperatury [1]

1. Opis zjawisk będących przedmiotem pokazu

Przedmiotem pokazu są zjawiska będące efektem przejścia helu w stan nadciekłości oraz zjawiska nadprzewodnictwa.

1. Przy przejściu przez punkt λ następuje gwałtowna zmiana w wyglądzie cieczy; wrzenie w objętości cieczy całkowicie ustaje, powierzchnia cieczy uspakaja się, a cała zamiana cieczy w parę odbywa się tylko na powierzchni. Zjawisko to jest spowodowane bardzo wysokim przewodnictwem cieplnym nadciekłego helu.

2. Przenikanie nadciekłego helu przez najmniejsze nawet otwory, co jest następstwem znikomo małej lepkości przy przepływie przez kapilary.

3. Zjawisko tworzenia warstwy Rollina polegające na pokrywaniu się każdej powierzchni stykającej się z nadciekłym helem warstwą helu o grubości $\sim 10^{-8}$ m. Jeśli otwartą od góry zlewkę częściowo zanurzymy w nadciekłym helu, to wypełni się ona tak, aby poziomy cieczy wewnątrz niej i na zewnątrz zrównały się. Hel przenoszony jest cienką, nadciekłą warstwą, poruszającą się bez tarcia po powierzchni zlewki, aż do momentu wyrównania się potencjałów grawitacyjnych w naczyniu i poza nim (rys. 2).

4. Zjawisko termomechaniczne polegające na powstawaniu różnicy ciśnień w naczyniu, wykonanym w kształcie dwóch rurek połączonych kapilarą, w wyniku wytworzenia się w nim różnicy temperatur. Różnicę ciśnień możemy obserwować jako podniesienie się poziomu cieczy lub wytrysk fontanny (rys. 3).

5. Zjawisko mechanokaloryczne polegające na wzroście temperatury w naczyniu, z którego wypływa składowa nadciekła helu.

6. Efekt Meissnera ilustrujący doskonały diamagnetyzm nadprzewodników pierwszego rodzaju.

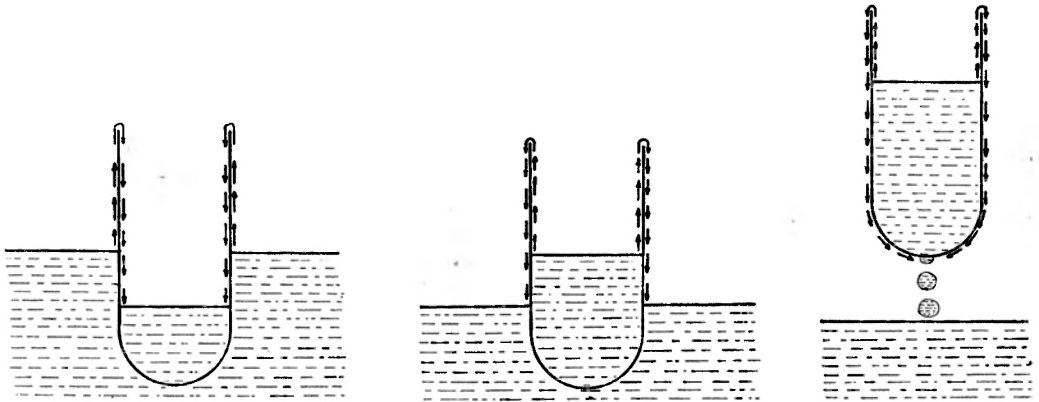
7. Efekt zerowego oporu poniżej temperatury krytycznej T_c .

Próby wyjaśnienia zjawisk związanych z nadciężnością helu doprowadziły do powstania fenomenologicznego modelu dwóch cieczy, w którym zakłada się, że poniżej punktu λ występują dwie składowe: normalna — jej gęstość oznaczamy ρ_n i nadciężła o gęstości ρ_s [2]. Jeśli przez ρ oznaczmy całkowitą gęstość nadciężłego helu, to otrzymamy następujące zależności:

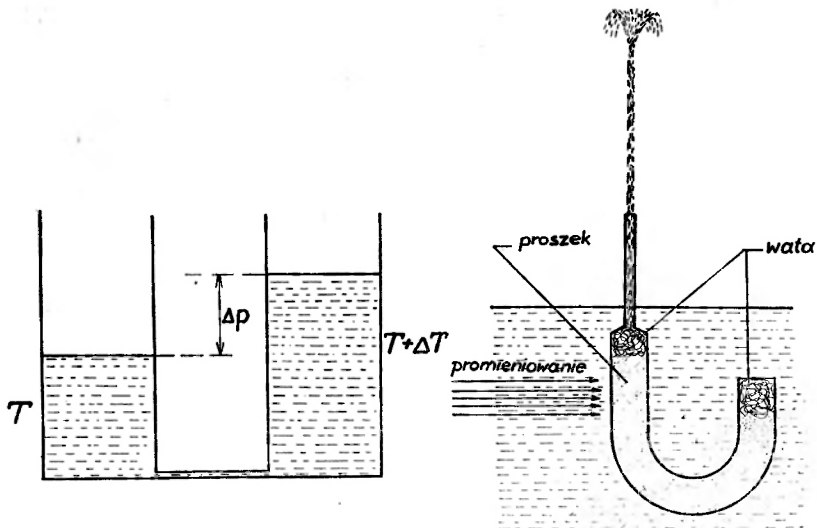
$$\rho_n + \rho_s = 1$$

$$\rho_s = \rho \quad \text{i} \quad \rho_n = 0 \quad \text{dla } T = 0 \text{ K}$$

$$\rho_s = 0 \quad \text{i} \quad \rho_n = \rho \quad \text{dla } T = T_\lambda.$$

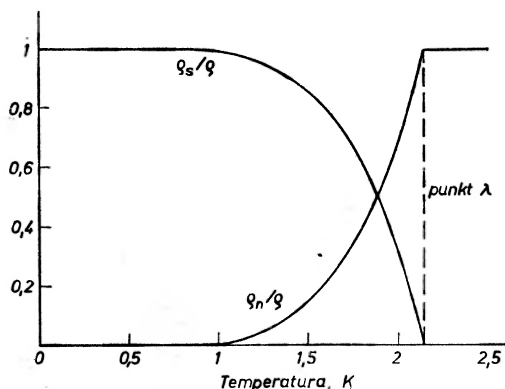


Rys. 2. Przepływ nadciężłego helu spowodowany powstaniem warstwy Rollina [1]



Rys. 3. Zjawisko termomechaniczne statyczne i dynamiczne — efekt fontanny [1]

Zakłada się również, że lepkość i entropia składowej nadciekłej jest równa zero. Stosunek $\frac{q_s}{q} = 1 - \frac{q_n}{q}$ zależy od temperatury (rys. 4). Dostarczenie ciepła powoduje wzrost gęstości składowej normalnej. Ciecz stara się przywrócić równowagę przez dopływ składowej nadciekłej do miejsca o podwyższonej temperaturze i odpływ składowej normalnej. Ponieważ składowa normalna zawiera całą entropię helu, następuje bardzo szybkie odprowadzenie ciepła. Zjawisko to jest odpowiedzialne za bardzo wysokie przewodnictwo cieplne. Efektem tego jest nagłe ustanie wrzenia po ochłodzeniu cieczy poniżej T_λ . Parowanie helu może odbywać się teraz tylko ze swobodnej powierzchni cieczy.



Rys. 4. Zależność gęstości nadciekłego i zwyczajnego helu od temperatury [1]

Model dwóch cieczy wyjaśnia także zjawisko termomechaniczne. Wzrost temperatury w jednej części naczynia prowadzi do wzrostu gęstości składowej normalnej. Wyrównanie stężeń obu składowych powoduje przepływ helu przez kapilarę. Przepływający hel zawiera głównie składową nadciekłą, gdyż lepkość składowej normalnej utrudnia jej przepływ, wskutek czego w ogrzanej części wzrasta ciśnienie termomechaniczne.

Zjawisko mechanokaloryczne wyjaśnia się wpływem z izolowanego naczynia jedynie składowej nadciekłej. Stosunek q_n/q dla cieczy pozostającej wzrasta. Musi więc także wzrosnąć temperatura.

Skroplenie helu umożliwiło odkrycie i wykorzystanie innego, równie interesującego zjawiska — nadprzewodnictwa [3]. Dwa najbardziej istotne przejawy tego zjawiska to: znikanie oporu elektrycznego poniżej temperatury krytycznej oraz doskonały diamagnetyzm nadprzewodników, zwany też efektem Meissnera. Należy podkreślić fakt, że efekt Meissnera nie jest następstwem zerowego oporu elektrycznego, lecz odrębną własnością nadprzewodników pierwszego rodzaju.

Doskonały diamagnetyzm oznacza, że wewnątrz nadprzewodników indukcja pola magnetycznego $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) = 0$. Nie dotyczy to bardzo płytkiego obszaru brzo-owego. Natomiast przyjęcie $q = \frac{1}{\sigma} = 0$ w równaniach Maxwella prowadzi do wniosku,

że \mathbf{B} przyjmuje wartość stałą, ale niekoniecznie równą zero. Zachodzi bowiem $-\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} =$

$= \nabla \times E = \rho \nabla \times j = 0 \Rightarrow B = \text{const.}$ Brak możliwości wnikania indukcji pola magnetycznego do wnętrza nadprzewodnika prowadzi do wystąpienia siły odpychającej, powodującej unoszenie się magnesu umieszczonego na nadprzewodniku.

W celu przedstawienia omówionych zjawisk szerokiemu gronu studentów AGH uruchomiono odpowiednie stanowisko pokazowe.

2. Opis stanowiska pokazowego

Zestaw pokazowy składa się z kriostatu podłączonego do wydajnej (7,8 l/s) rotacyjnej pompy próżniowej z pułapką par oleju i odzysku helowego (rys. 5). Głównym elementem zestawu jest kriostat helowy. Jego konstrukcja umożliwia pełen odzysk helu oraz szybki i łatwy dostęp do dowolnej jego części. Kriostat umieszczony jest na przenośnym statywie. Najistotniejszymi elementami kriostatu są przezroczyste dewary wykonane ze szkła pyreksowego. Wewnętrzny dewar o pojemności około 1 l wypełniony jest ciekłym helem, zewnętrzny ciekłym azotem. Dewar azotowy otoczony jest szklaną osłoną, w dolnej części między dewarem a osłoną znajduje się pochłaniacz pary wodnej, co zapobiega szronieniu. Dewar helowy jest szczelnie połączony ze znajdującą się nad nim głowicą kriostatu, której poszczególne elementy pozwalają na zalanie kriostatu, podłączenie go do odzysku oraz kolejne przeprowadzenie pokazów. Do górnej płyty głowicy przymocowany jest podwójny przepust, który umożliwia wprowadzenie lewara helowego lub pręta manipulacyjnego wykonanego z cienkościennej rurki ze stali nierdzewnej, zakończonej gwintem. W górnej płycie głowicy jest wyjście pozwalające na równoczesne przykręcenie mechanicznego manometru oraz podłączenie do sieci odzysku lub do balonu. Kriostat można szybko odłączyć od odzysku lub balonu przez zamknięcie zaworu umieszczonego pod płytą, na której znajduje się głowica. Pompowanie par helu odbywa się przez zawór stożkowy, pozwalający na płynną i regulowaną prędkość pompowania. Wylot zaworu stanowi typowe złącze próżniowe i przy pomocy węża o dużym przekroju jest połączony z pompą rotacyjną. Wewnątrz kriostatu znajduje się płyta z ośmioma gniazdami, w których zawieszono są zestawy pokazowe. Konstrukcja głowicy pozwala na wykonanie pokazów w dowolnej kolejności, bez konieczności demontażu kriostatu, czy przerywania pompowania par helu. Oś płyty jest wyprowadzona poprzez uszczelnienie próżniowe na zewnątrz głowicy i zakończona uchwytem. Zestaw pokazowy ustawia się poprzez obrót płyty dokładnie nad wlotem dewara i przy pomocy pręta manipulacyjnego wprowadza się go w obszar ciekłego helu. Gdy zestaw znajdzie się na żądanej wysokości, pręt można unieruchomić przez dociśnięcie uszczelniającego go pierścienia. Po zakończonym pokazie podnosi się zestaw i zawieszono go w gnieździe. Podobnie postępujemy z pozostałymi zestawami.

Metalowe części głowicy zostały wykonane z mosiądzu, elementy pokazowe ze szkła pyreksowego. Są to (rys. 6): A) naczynie z dnem będącym mikronowym sączkiem Schotta do pokazu zmiany lepkości helu przy przejściu przez punkt λ ; B) naczynie do pokazu powstawania warstwy Rollina, C) U — rurka z wyjściem włoskowatym — wypełniona ubitym, drobnym proszkiem spełniającym tu rolę kapilary przepuszczającej składową nadciekłą — do pokazu dynamicznego efektu termomechanicznego; D) naczynie, z otwo-

rem w dolnej części, wypełnione tym samym proszkiem — do statycznego efektu termomechanicznego; E) mikrodewar z otworem wypełnionym gęstym proszkiem i z zamocowanym półprzewodnikowym termometrem oporowym — do pokazu efektu mekhanokalorycznego; F) miseczka z ołowiu z niewielkim magneśsem — do pokazu efektu Meisnera; G) cienka warstwa z materiału nadprzewodzącego — do pokazu zmian oporu elektrycznego przy przejściu do temperatur niższych od temperatury krytycznej T_c .

Dwa spośród wymienionych pokazów wymagają pomiarów elektrycznych. Problem doprowadzenia przewodów został rozwiązany przy pomocy rurki, ze stali nierdzewnej, o średnicy odpowiadającej średnicy lewara, z wprowadzonymi do niej cienkimi przewodami przylutowanymi do zatopionych na obu końcach rurki wtyczek. W celu zapewnienia kontaktu elektrycznego oraz możliwości manipulacji wszystkimi zestawami pokazowymi należy tak przygotowaną rurkę wprowadzić w miejsce lewara i wcisnąć wtyczkę w gniazdko. Dalsze czynności są identyczne z opisanymi poprzednio.

3. Przebieg pokazu

Pokaz odbywa się w trzech etapach:

- 1) schłodzenie kriostatu i zalanie go ciekłym helem,
- 2) pokaz własności helu w fazie nadciekłej,
- 3) prezentacja zjawisk związanych z nadprzewodnictwem.

Ad 1. Oddzielną część pokazu ilustrującą metodykę posługiwania się ciekłym helem stanowi zalanie kriostatu. Gdy pokaz odbywa się w sali wykładowej lub pomieszczeniu pozbawionym urządzeń do odzysku, odparowany hel jest pobierany do balonów. W celu uniknięcia szronienia, które utrudnia obserwację zjawisk, wewnątrz kriostatu należy dokładnie odpompować. Następnie kriostat zalewamy ciekłym helem w ilości około 1 litra i przystępujemy do pokazów.

Ad 2. a) Przejście przez punkt λ .

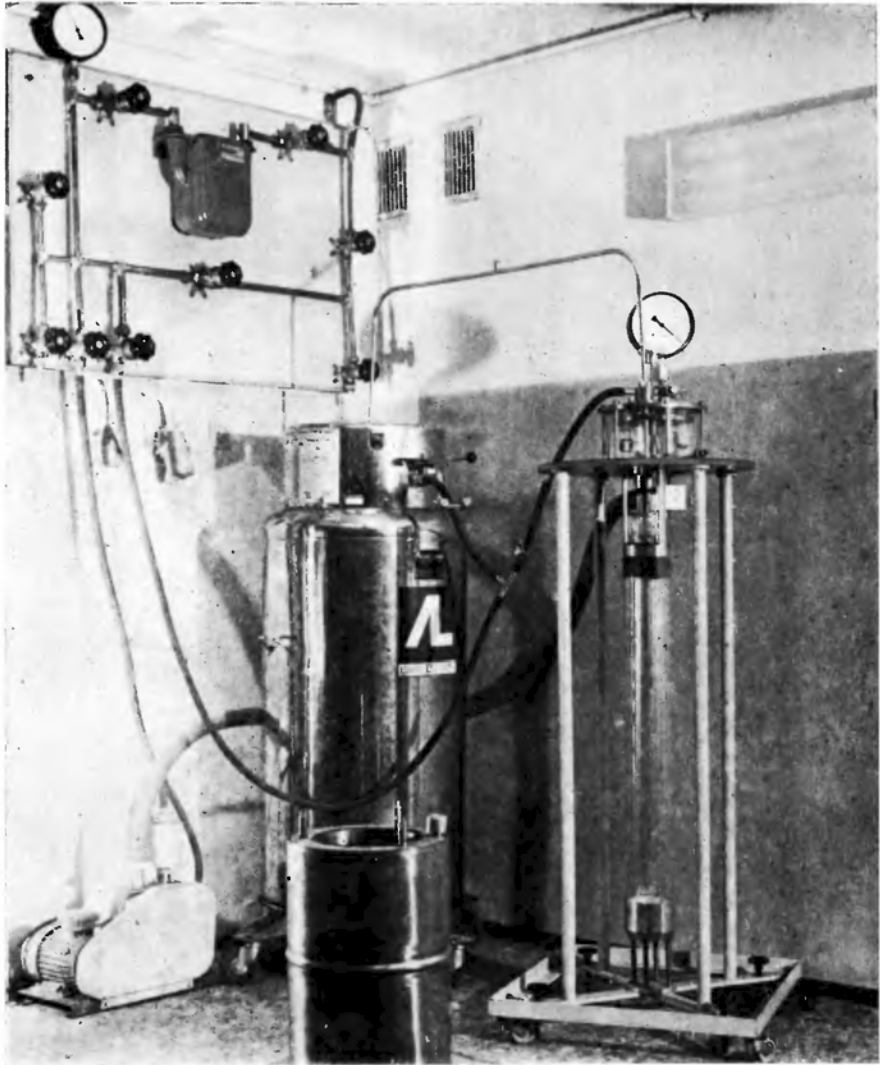
Przy pomocy pręta manipulacyjnego zdejmujemy naczynko A, opuszczamy je i wypełniamy ciekłym helem. Dno naczynka jest nieprzepuszczalne dla helu w stanie normalnym. Przystępujemy do obniżenia temperatury. Przy pomocy pompy rotacyjnej obniżamy ciśnienie w kriostacie. Obserwujemy gwałtowne wrzescie helu, które ustaje po jego przejściu w stan nadciekły ($T < T_c$). Hel z naczynka szybko wycieka.

b) Tworzenie warstwy Rollina. Aby pokazać to zjawisko, opuszczamy naczynie B i napełniamy je helem. Pełznąca po ściankach warstwa nadciekłego helu powoduje opróżnienie naczynia. Obserwujemy kapiące krople (rys. 2).

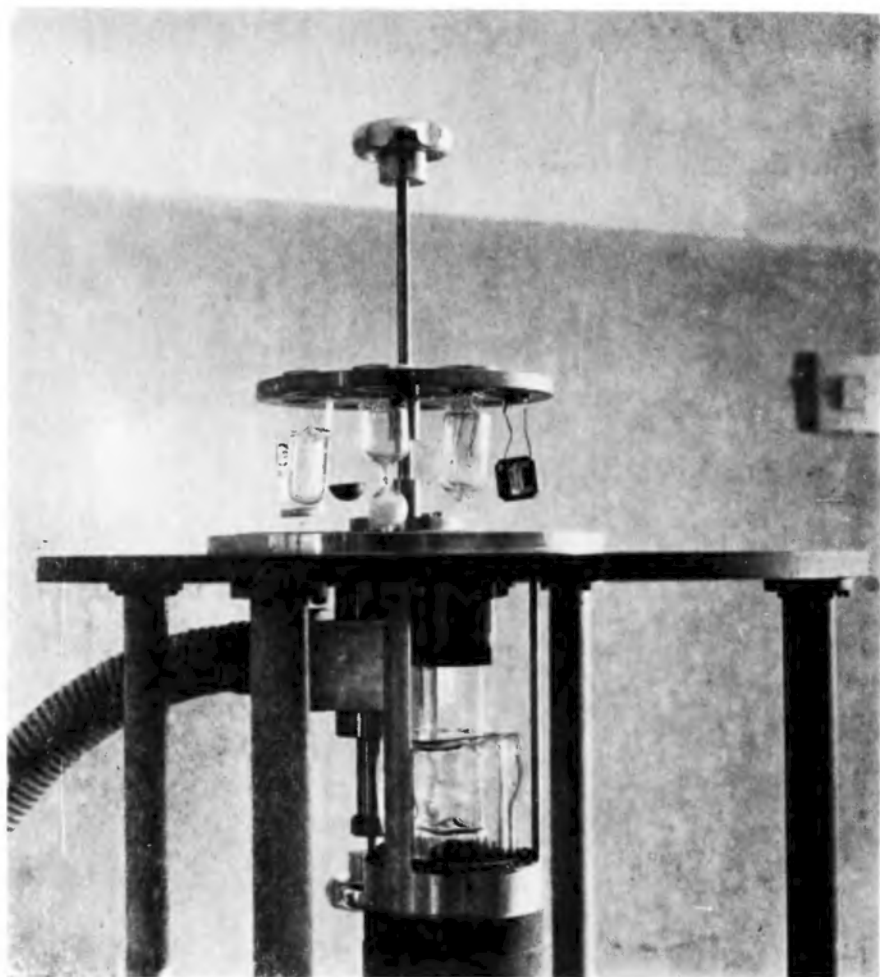
c) Dynamiczny efekt termomechaniczny. Zanurzamy element C w helu. Ramię zakończone kapilarą wystającą ponad powierzchnię helu ogrzewamy światłem lampy łukowej lub oświetlacza halogenowego. Obserwujemy fontannę helu.

d) Statyczny efekt termomechaniczny. Zanurzając naczynie D i ogrzewając jego dolną część obserwujemy podnoszenie się poziomu helu w naczyniu.

e) Efekt mekhanokaloryczny. Zanurzamy w helu mikrodewar E ze znajdującym się wewnątrz termometrem oporowym. Podnosimy go nad powierzchnię helu i na multi-metrze cyfrowym obserwujemy skok oporu równoważny zmianie temperatury.



Rys. 5. Zestaw pokazowy do demonstracji zjawisk nadprzewodnictwa i nadciekłości



Rys. 6. Głowica kriostatu

Ad 3. W celu zademonstrowania efektu Meissnera opuszczamy miseczkę ołowianą F ze znajdującym się wewnątrz magnesem. Obserwujemy unoszący się nad dnem miseczki magnes. Kilkakrotnie powtarzamy pokaz. Następnie opuszczamy cienką warstwę nadprzewodzącą i przy pomocy multimetru cyfrowego obserwujemy spadek oporu do zera przy przejściu do temperatury niższej od temperatury krytycznej. Zarówno przy tym pokazie, jak i przy prezentacji efektu mechanokalorycznego używamy pręta manipulacyjnego z przepustami elektrycznymi. Opisane powyżej pokazy mogą stanowić dobrą ilustrację wykładu z fizyki lub kriogeniki.

Literatura

- [1] D. R. Tilley, J. Tilley, *Superfluidity and Superconductivity*, Van Nostrand Reinhold Com. 1974, przekł. ros., Mir, Moskwa 1977.
- [2] Cecil T. Lane, *Superfluid Physics*, McGraw-Hill Book Company Inc.
- [3] A. C. Rose-Innes, E. H. Rhoderick, *Introduction to Superconductivity*, Pergamon, Oxford 1969, przekł. polski: *Nadprzewodnictwo*, PWN, Warszawa 1973.
- [4] *Physics Demonstration Experiments*, vol. II, ed. H. F. Meiners, The Ronald Press Company.

N O W O Ś C I N A U K O W E

*Jan Kotarski*Zakład Fizyki i Biofizyki
Akademii Medycznej
Gdańsk**Metoda rotacji spinu mionowego****The Muon Spin Rotation Method**

Abstract: The muon spin rotation method (μ SR) has been used to study inhomogeneities in crystal lattices, the structure of chemical compounds, the isotope effect, and the tunneling effect in chemical reactions. The method is based on the fact that muons in a magnetic field perpendicular to their polarization precess and their Larmor frequency depends on the field strength. Measurement of the intensity of muons in the muon's beam and their spin directions is carried out by detecting positrons from muons decays.

1. Wstęp

Wynalezione w latach czterdziestych metody rezonansu paramagnetycznego elektro-
nowego (EPR) i jądrowego (NMR) w ogromnym stopniu przysłużyły się w badaniach
struktury związków chemicznych, przebiegu reakcji chemicznych, wykrywania nowo-
tworów i wielu innych.

Obecnie coraz szerzej stosuje się nową, analogiczną do poprzednich, metodę rotacji
spinu mionowego (μ SR-Muon Spin Rotation) [1—3]. W metodzie tej wykorzystano
charakterystyczne właściwości wiązki sztucznie otrzymanych mionów, a zwłaszcza mionów
dodatnich μ^+ ¹. Zasada metody polega na tym, że spin mionu w zewnętrznym polu
magnetycznym lub w wewnętrznym polu magnetycznym związku chemicznego, dokonuje
precesji larmorowskiej, z częstotścią zależną w sposób liniowy od wartości pola. Detekcja

¹ Mionowi μ^+ zostało poświęcone pierwsze międzynarodowe sympozjum, które odbyło się w Rorschach (Szwajcaria) w okresie od 5 do 7 września 1978 r.

mionu i pomiar częstości jego precesji opiera się na fakcie, że mion, ulegając rozpadowi, emituje pozyton e^+ przeważnie w kierunku chwilowej orientacji spinu.

Ponadto powolny mion μ^+ posiada możliwość pochwylenia elektronu na orbitę i w ten sposób powstaje nowy rodzaj atomu, zwany mionium — Mu^2 [7].

Atom ten zastępuje zwykły wodór w dowolnych związkach chemicznych i, dzięki swojej wyjątkowo małej masie, daje silny efekt izotopowy.

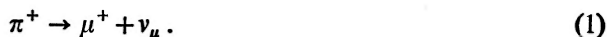
Atom mionium posiada prawie wszystkie cechy atomu wodoru, tj. rozmiary, potencjał jonizacji, powinowactwo chemiczne itp., tylko masa jego jest dziewięciokrotnie mniejsza i średni czas życia krótki (4 μs). Z tych względów można traktować mionium jako superlekki „izotop” wodoru, który, biorąc udział w reakcjach chemicznych, stwarza jedyną możliwość badania dynamiki efektów izotopowych w kinetyce chemicznej. Jest też unikalnym narzędziem służącym do demonstracji kwantowego efektu tunelowego.

Miony występują w dwóch stanach ładunkowych μ^+ i μ^- i w klasyfikacji cząstek elementarnych zaliczane są do grupy leptonów, tj. cząstek nie oddziałujących silnie, do których należą także elektrony e^+ i e^- i neutrino. Ponieważ własności mionów nie różnią się od własności elektronów (z wyjątkiem masy), miony nazywane są niekiedy ciężkimi elektronami, ale w odróżnieniu od elektronów, są to cząstki nietrwałe. Ich średni czas życia wynosi 2,2 mikrosekundy. Mion μ^+ posiada spin $\frac{1}{2}$ i moment magnetyczny, dzięki któremu podlega działaniu pola magnetycznego.

Miony zostały odkryte w promieniowaniu kosmicznym już w 1936 r. Początkowo identyfikowano je z mezonami. Po stwierdzeniu, że nowo odkryte cząstki nie oddziałują silnie z jądrem — w odróżnieniu od później odkrytych mezonów — zarzucono termin mezony w odniesieniu do cząstek μ .

2. Podstawowe własności niskoenergetycznej wiązki mionów

Po zbudowaniu dużych akceleratorów, w których cząstki elementarne można przyspieszać do odpowiednio wysokich energii, miony można wytwarzać sztucznie. Przy bombardowaniu tarcz z wybranych materiałów protonami o energii nieco większej niż masa spoczynkowa mezonu π (140 MeV) powstają właśnie mezony π^+ , zwane pionami. Mezon π^+ jest nietrwały (średni czas życia 26 ns) i ulega rozpadowi na mion μ^+ i neutrino mionowe



Na przykład w przypadku bombardowania tarczy miedzianej protonami o energii 740 MeV otrzymuje się miony, z rozpadu pionów, których energia kinetyczna wynosi 4,1 MeV [1].

Ponieważ pion ma spin zerowy, zaś spin neutrino wynosi $\frac{1}{2}$ i jest skierowany antyrównoległe do jego pędu, to w układzie spoczynkowym związanym z π^+ , na podstawie prawa zachowania momentu pędu, spin μ^+ jest również antyrównoległy (polaryzacja podłużna). Wiązkę mionów można otrzymać z pionów rozpadających się w locie, ale — w odróżnieniu od pionów zahamowanych na tarczy — nie uzyskuje się wówczas 100% pola-

* Istnienie atomów mionium przewidziane być już w 1975 r. [4—6]. Symbol Mu pochodzi od nazwy *muonium*, przyjętej w literaturze angielskiej.

ryzacji mionów w układzie związanym z badanym obiektem. Ponadto, tak otrzymane miony posiadają znacznie większe pędy oraz duży rozrzut pędów. Odbija się to bardzo niekorzystnie na dokładności pomiarów, w szczególności przy badaniu np. kinetyki reakcji w przypadku substratów będących w fazie gazowej³. Technika otrzymywania wiązki mionów z zatrzymanych pionów została opracowana w Laboratorium Lawrence'a w Berkeley i nadano jej nazwę metody arizońskiej (*Arizona mode*). Stosuje ją już szereg innych ośrodków, zajmujących się stosowaniem techniki μ SR w różnego rodzaju badaniach [2, 3]. Otrzymana metodą arizońską wiązka mionów jest prawie monoenergetyczna (4,1 MeV) i prawie całkowicie spolaryzowana. Obie te cechy powodują dużą użyteczność takiej wiązki do badań substancji we wszystkich stanach skupienia.

Nietrwały mion μ^+ ulega rozpadowi (ze średnim czasem życia $\tau = 2,2 \mu\text{s}$) na pozyton e^+ , neutrino elektronowe ν_e i antyneutrino mionowe $\bar{\nu}_\mu$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (2)$$

przy czym istnieje preferencja emisji e^+ w kierunku orientacji spinu mionu. Fakt ten ma zasadnicze znaczenie dla metody μ SR. Liczba pozytonów emitowanych z wiązki mionów, obserwowanych pod kątem θ do kierunku spinów mionowych, w kącie bryowym Ω , dana jest wyrażeniem [8—12]

$$\frac{dN_e}{d\Omega} \sim (1 + a \cos \theta), \quad (3)$$

gdzie a jest współczynnikiem asymetrii zależnym od energii emitowanych pozytonów. Średnia jego wartość wynosi $\frac{1}{3}$, a dla pozytonów o maksymalnej energii 52 MeV, wartość maksymalna dla a wynosi 1.

Miony zatrzymane w prostopadłym do kierunku polaryzacji polu magnetycznym, wykonują precesję larmorowską z częstością, proporcjonalną do indukcji pola

$$\omega_\mu = \gamma_\mu B. \quad (4)$$

Jeśli licznik pozytonów o bardzo małych rozmiarach umieścić w płaszczyźnie precesji pod kątem ϕ_0 do pierwotnego kierunku spinu mionów, to zależność czasowa kąta zawartego między kierunkiem spinu i kierunkiem ruchu zarejestrowanego w detektorze pozytonu e^+ daje się wyrazić wzorem

$$\theta = \phi_0 + \omega_\mu t. \quad (5)$$

Liczbę zarejestrowanych pozytonów można wówczas przedstawić w postaci zależności

$$\frac{dN_e}{d\Omega} \sim [1 + a \cos(\phi_0 + \omega_\mu t)]. \quad (6)$$

Zatem dla wszystkich zatrzymanych mionów liczba rejestrowanych pozytonów będzie wzrastać i maleć w czasie, zgodnie z tym, jak kierunki precesujących spinów omiatać będą detektor. Ponadto uwzględnić należy przy tym prawo zaniku emitowanych pozytonów, wynikającego z ich naturalnego rozpadu.

Biorąc pod uwagę rzeczywiste rozmiary zarówno detektora, jak i tarczy hamującej,

³ Wymagane jest wówczas stosowanie wysokich ciśnień gazu dla zatrzymania mionów w obrębie badanego obszaru gazu [1].

wprowadza się poprawkę na kąt bryłowy (równ. (5)) i na polaryzację wiązki mionów. W praktyce owe poprawki uwzględnione są w doświadczalnie wyznaczonym stopniu asymetrii A_μ , który w danych warunkach zależy głównie od stopnia polaryzacji mionów w wiązce. Pomiar wartości A_μ w funkcji czasu stanowi istotę metody μ SR. Jednoczesne badanie mechanizmu depolaryzacji mionów w lokalnych polach magnetycznych różnych ośrodków, daje możliwość szerokiego stosowania metody μ SR w wielu dziedzinach [9]. Obok metody μ SR w podobny sposób stosuje się metodę rotacji spinu mionium (MSR) [3].

Gdy mion μ^+ połączy się z elektronem e^- w atom, to w wyniku oddziaływania momentów magnetycznych μ^+ i e^- , następuje sprzężenie ich spinów, dając w niezbyt silnych polach magnetycznych zewnętrznych wypadkowy spin 0 (singlet) lub 1 (tryplet). Tak więc mionium w stanie, w którym rzut całkowitego momentu pędu wynosi 1, ma moment magnetyczny równy momentowi magnetycznemu elektronu, a spin dwa razy większy niż spin elektronu. Z tego względu częstość precesji larmorowskiej atomu mionium jest — w takim samym niezbyt silnym polu magnetycznym — 207/2 razy większa niż samego mionu. W atomie mionium o zerowej wartości rzutu całkowitego momentu pędu, pierwotny kierunek spinu mionu zostaje „zapomniany” w czasie krótszym niż 10^{-10} s, a w stanie jedyńkowym polaryzacja mionu zostaje zachowana. W ten sposób tworzenie mionium wpływa mocno na zmniejszenie stopnia polaryzacji mionów zatrzymanych w substancji. Znajduje to swoje odbicie w czasowym rozkładzie pozytonów emitowanych z mionów i z atomów mionium.

Dla większości tarcz gazowych, spowolnione do prędkości termicznej miony tworzą atomy Mu [10—12], przy czym w procesie termalizacji — co ma zasadnicze znaczenie — nie zostaje naruszona polaryzacja mionów. Atomy Mu składają się zatem z całkowicie spolaryzowanych mionów i całkowicie niespolaryzowanych elektronów, w wyniku czego połowa zbioru atomów Mu znajduje się w stanie spinowym określonym wyrażeniem $|\alpha_\mu\alpha_e\rangle$, a druga połowa w $|\alpha_\mu\beta_e\rangle$, gdzie α i β określają spiny zorientowane odpowiednio: równoległe i antyrównoległe względem osi kwantowania.

W poprzecznym polu magnetycznym czasowa zależność polaryzacji mionów przybiera bardzo złożoną postać [9]. W przypadku jednak pól słabych, między częstościami precesji larmorowskiej spinów mionów i atomów Mu zachodzi koherentna zależność, mianowicie $\omega_{Mu} = 103\omega_\mu$. Tak więc prawdopodobieństwo detekcji pozytonów emitowanych przez Mu daje się określić wyrażeniem analogicznym do równania (6), zawierającym tylko inną wartość stopnia asymetrii A_{Mu} oraz inną zależność czasową kąta fazowego $\theta = \phi_0 + \omega_{Mu}t$.

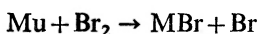
Eksponencjalny w czasie zanik mionów pociąga za sobą także eksponencjalny rozrzut w czasie rejestrowanych przez detektor pozytonów. Ponadto wyrażenia zawierające zależność oscylacyjną mogą doznawać wykładniczego tłumienia nie tylko z powodu ubytku mionów, ale i z powodu ich depolaryzacji. Gdy swobodne atomy Mu zanikają w wyniku reakcji chemicznych, to sygnał od mionium także maleje. Biorąc wszystkie te aspekty pod uwagę, ogólna zależność rozkładu w czasie pozytonów daje się wyrazić wzorem

$$\frac{dN_e(t)}{dt} = N_0 \left\{ N_t + e^{-\frac{t}{\tau_\mu}} [1 + A_\mu e^{-\lambda_\mu t} \cos(\omega_\mu t + \phi_0) + A_{Mu} e^{-\lambda t} \cos(\omega_{Mu} t + \phi_0)] \right\}, \quad (7)$$

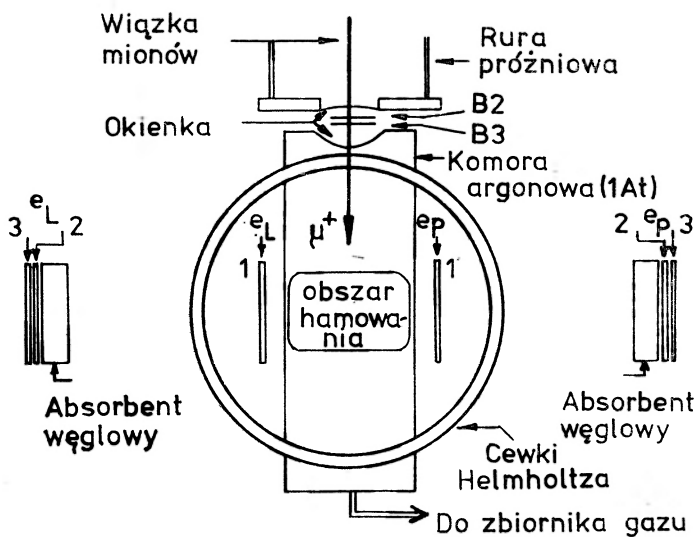
gdzie N_0 — współczynnik normujący, N_t — niezależne od czasu tło, τ_μ — czas życia μ^+ , A_μ i A_{Mu} są doświadczalnie wyznaczonymi stopniami asymetrii sygnałów pochodzących odpowiednio od mionów i atomów Mu. λ_μ i λ są odpowiednimi stałymi zaniku tych sygnałów, ω_μ i ω_{Mu} — częstości precesji larmorowskiej odpowiednio μ^+ i Mu.

Zazwyczaj stosowana technika badania metodą MSR przedstawia się następująco. Z chwilą gdy wiązka mionów osiągnie tarczę, zostaje włączone ultraszybkie urządzenie zegarowe, które następnie wyłącza się w momencie zarejestrowania pozytonów przez liczniki. Rejestruje się wartość amplitudy sygnałów i odstępy czasu, upływające między włączeniem i wyłączeniem urządzenia. Powtarzając doświadczenie wielokrotnie otrzymuje się widmo czasowe amplitud sygnałów pozytonowych. Doświadczalny przebieg widma dopasowuje się do wzoru (7) przez dobieranie wartości odpowiednich wielkości przy pomocy komputera.

Rys. 1 przedstawia schemat aparatury do badania przebiegu reakcji chemicznej



substratów w fazie gazowej [1].



Rys. 1. Schemat aparatury. B_2 , B_3 — liczniki mionowe w układzie koincydencyjnym (scyntylatory plastikowe, każdy o grubości 5 mm), e_L (1, 2, 3) i e_p (1, 2, 3) — układy teleskopowe liczników pozytonowych w potrójnej koincydencji. Cewki Helmholtza wytwarzają pole magnetyczne prostopadłe do płaszczyzny rysunku

Wychodząca z próżniowej rury wiązka mionów μ^+ pada na ustawione w potrójnej koincydencji liczniki B1 (nie pokazany na rysunku), B2 i B3, które wysyłają impulsy „stop” dla wiązki μ^+ i „start” na wejściu wielokanałowego analizatora amplitudowo-czasowego impulsów. Po obu stronach tarczy, prostopadłe do wiązki mionów ustawione są dwa teleskopowe układy koincydencyjne liczników pozytonowych, służące do rejestracji pozytonów. Zadaniem dwóch grubych (5 cm) absorbentów grafitowych jest dyskryminacja

pozytonów o zbyt niskiej energii oraz eliminowanie przypadkowych koincydencji. Efektem zastosowania ich był znaczny wzrost mierzonego stopnia asymetrii.

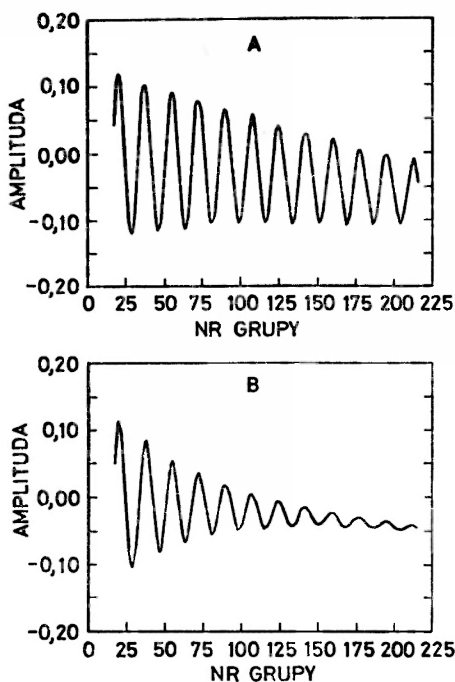
Pozytonowe sygnały z teleskopów licznikowych e_1 (z teleskopu lewego) lub e_p (z prawego) służyły jako sygnały „stop” na wejściu analizatora, a zarejestrowane przedziały czasowe składały się na sporządzony histogram (lewy L, lub prawy P). Każdy taki histogram podzielono na 256 grup, po 20 ns każda. Otrzymano widma czasowe $L(t)$ i $P(t)$ dla dwóch zwrotów, w górę i w dół, prostopadłego pola magnetycznego, wytwarzanego przez cewki Helmholtza. Z dwóch sygnałów $L(t)$ i $P(t)$ można utworzyć zależność $S(t)$ w następujący sposób

$$S(t) = N_1 \frac{L(t) - P(t)}{L(t) + P(t)} + N_2 \frac{P(t) - L(t)}{L(t) + P(t)}, \quad (8)$$

gdzie N_1 i N_2 — współczynniki unormowania ($N_1 + N_2 = 1$) odpowiednio dla przypadków zwrotu pola magnetycznego w górę i w dół. Zaniedbując bardzo małe różnice między L i P dla tła oraz gdy $\phi_0 = \pm \frac{\pi}{2}$, zamiast równania (8) można otrzymać wyrażenie

$$S(t) = A_\mu e^{-\lambda_\mu t} \sin \omega_\mu t + A_{\text{Mu}} e^{-\lambda t} \sin \omega_{\text{Mu}} t. \quad (9)$$

Na rys. 2a przedstawiono przebieg $S(t)$ dla mionów hamowanych w czystym argonie pod ciśnieniem 10^5 Pa przy indukcji pola magnetycznego $2 \cdot 10^{-4}$ T [1]. Liczba zdarzeń



Rys. 2. A) sygnał $S(t)$ przedstawiający precesję mionów ze stałą zaniku dla tła, pochodzącego z niejednorodności pola, zanieczyszczeń O_2 i in. Tarczę gazową stanowił czysty argon w warunkach: $p = 10^{-5}$ Pa, $T = 296$ K, indukcja pola $B = 2 \cdot 10^{-4}$ T; B) sygnał $S(t)$ po dodaniu Br_2 do Ar. Wzrost stałej zaniku sygnału atomów Mu wynika z ich ubytku z powodu reakcji chemicznej

wynosiła $2 \cdot 10^5$ w ciągu 3 godzin pracy. Z otrzymanych danych obliczono wg równania (9) wartość dla $\lambda = \lambda_0$, reprezentującą stałą zaniku tła, pochodzącego z niejednorodności pola, zanieczyszczeń O_2 i innych. Następnie do argonu dodano niewielką ilość Br_2 i powtórzono pomiary. Wyniki przedstawia rys. 2b. Stała zaniku $\lambda = \lambda_0 + \lambda_r$ stanowi sumę stałej λ_0 tła i stałej zaniku λ_r spowodowanej reakcją chemiczną. Okazało się, że λ rośnie liniowo z ciśnieniem par Br_2

$$\lambda_r = k_{Mu}[Br_2]. \quad (10)$$

Doświadczenie pokazało, że stałe k_{Mu} , k_H i k_D szybkości reakcji atomów Mu, H i D z bromem w fazie gazowej mają się do siebie jak 10:1:0,3. Stała szybkości reakcji mionium jest dziesięciokrotnie większa od analogicznej stałej reakcji wodoru H z bromem. Wynika stąd, że atom Mu, dzięki bardzo małej masie, stanowi nowy i bardzo dobry rodzaj sondy do badania efektu izotopowego w kinetyce reakcji chemicznych.

3. Efekt tunelowy

Ważnym zagadnieniem z punktu widzenia mechaniki kwantowej, do którego demonstracji nadaje się mionium, jest efekt tunelowy, występujący przy pokonywaniu bariery potencjału między reagentami. Dla uproszczonego modelu jednowymiarowej, prostokątnej bariery, prawdopodobieństwo tunelowej penetracji wyraża się wzorem

$$P \approx \exp\left(-\frac{2D\sqrt{2m(U_m - T)}}{\hbar}\right), \quad (11)$$

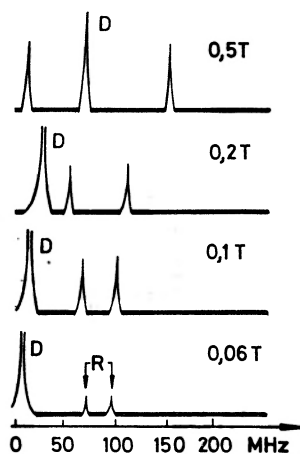
gdzie D — szerokość bariery, m — masa zredukowana reagentów; $(U_m - T)$ stanowi energię aktywacji E_a danej reakcji. Wzór (11) nie ma znaczenia praktycznego, a przytoczono go jedynie w celu zwrócenia uwagi na to, że atomy lekkie są bardzo czułym wskaźnikiem występowania efektu tunelowego w przebiegu reakcji chemicznych. Przed wykorzystaniem mionium, istnienie takiego efektu demonstrowano na reakcjach wodoru (H) i deuteru (D), których masy różnią się tylko dwukrotnie. Zastosowanie atomów H i Mu, różniących się masami aż dziewięciokrotnie, daje możliwość obserwacji bardzo dużych różnic w szybkości przebiegu reakcji.

4. Inne zastosowania metody rotacji spinu

Dzięki dostępności wiązek mezonowych o wysokiej jakości, wytwarzanych w wielu ośrodkach USA, ZSRR i w niektórych krajach europejskich, metody μ SR lub MSR wykorzystuje się coraz szerzej do różnego rodzaju badań. Uzyskano już związki chemiczne zawierające atom Mu, np. $(CH_3)_2CMuC(CH_3)_2$ i $CH_2=C(CH_3)_2CHCH_2Mu$, które badano metodą MSR [2]. Na rys. 3 przytoczono wykres μ SR i MSR dla pierwszego z wymienionych związków dla kilku różnych wartości pola magnetycznego zewnętrznego. Linie D przedstawiają częstości rotacji spinu mionu w środowisku diamagnetycznym, linie R — częstość rotacji spinu atomu Mu, wbudowanego do cząsteczek związku na

miejsce wodoru. Widać, że częstość rotacji spinu zależna jest dość silnie od wartości pola magnetycznego, w tym przypadku pola zewnętrznego.

Poza chemią, a zwłaszcza biochemią, metoda mionowa znajduje coraz szersze i różnorodnie zastosowania. Bada się nią np. struktury elektronowe domieszek w sieci krystalicznej niektórych metali i materiałów magnetycznych, defektów sieci spowodowanych promieniowaniem jonizującym. Prowadzi się także badania zachowania się mionów μ^+



Rys. 3. Częstości precesji mionu dla 2,3-dimetylo-2-butanu w kilku różnych polach magnetycznych; *D* — linia μ w ośrodku diamagnetycznym, *R* — linie rodnika z podstawionym atomem Mu

i atomów Mu w izolatorach i półprzewodnikach. Na przykład w pracy [14] metodą mionową badano topiony kwarc i krzem krystaliczny. Tylko w krzemie typu *p*, przy różnych stężeniach domieszek, pojawia się charakterystyczna para częstości precesji larmorowskiej, którą nazwano „anomalną precesją mionową”. Częstości te nie występują w próbkach krzemu typu *n* i w kwarcu. Normalnie, częstość precesji rośnie liniowo z polem magnetycznym i nie zależy od orientacji kryształu w polu, zaś częstość anomalna ma wartość ekstremalną i jest wyraźnie anizotropowa. Częstość anomalna jest znacznie wyższa niż częstość mionu swobodnego przy tej samej wartości pola magnetycznego. Na podstawie tych obserwacji autorzy wnioskują, że mion w kryształach musi być sprzężony z cząstką lub układem o większym momencie magnetycznym niż jego własny i że może tworzyć płytko donorowe mionium.

Ze względu na szybki i obiecujący rozwój metody mionowej i możliwości stosowania jej w różnych dziedzinach nauki i techniki, zaplanowane zostało już następne sympozjum dotyczące tej problematyki na rok 1980, które odbędzie się prawdopodobnie w Vancouver (Kanada) [13].

Literatura

- [1] D. G. Fleming et al., *J. Chem. Phys.* 64, 1281 (1976).
- [2] E. Roduner et al., *Chem. Phys. Letter* 47, 11 (1977).
- [3] Y. C. Jean et al., *Chem. Phys. Letter* 57, 293 (1978).

- [4] J. I. Friedman, V. L. Telegdi, *Phys. Rev.* **105**, 1681 (1957).
- [5] L. D. Landau, *Zh. Exp. Teor. Fiz.* **32**, 407 (1957).
- [6] V. W. Hughes, *Bull. An. Phys. Soc.* **2**, 205 (1957).
- [7] V. W. Hughes, D. W. McColm, K. Ziock, R. Hepost, *Phys. Rev. Letter* **5**, 63 (1960); *Phys. Rev.* **A1**, 595 (1970); *Phys. Rev.* **A2**, 551 (1970).
- [8] J. D. Bjorken, S. D. Drell, *Relativistic Quantum Mechanics*, McGraw-Hill, New York 1964, str. 261—268.
- [9] J. H. Brewer, K. M. Crowe, F. N. Gygax, A. Schenck, *Positive Muons and Muonium in Matter*, w *Muon Physics*, ed. V. W. Hughes i C. S. Wu, Academic Press, New York.
- [10] R. D. Stambaugh et al., *Phys. Rev. Letters* **33**, 568 (1974).
- [11] V. W. Hughes, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **16**, 445 (1966).
- [12] V. W. Hughes, D. W. McColm, K. Ziock, R. Prepost, *Phys. Rev.* **A1**, 595 (1970).
- [13] G. C. Stirling, *Nature* **276**, 324 (1978).
- [14] J. H. Brewer et al., *Phys. Rev. Letters* **31**, 143 (1973).

NOWA APARATURA I AUTOMATYZACJA POMIARÓW

Andrzej Wojtasiewicz

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

UWIS — Separator izotopów Uniwersytetu Warszawskiego

UWIS — The Isotope Separator of the Warsaw University

Abstract: The isotope separator of the Warsaw University is briefly described. The principal parameters of the machine are presented.

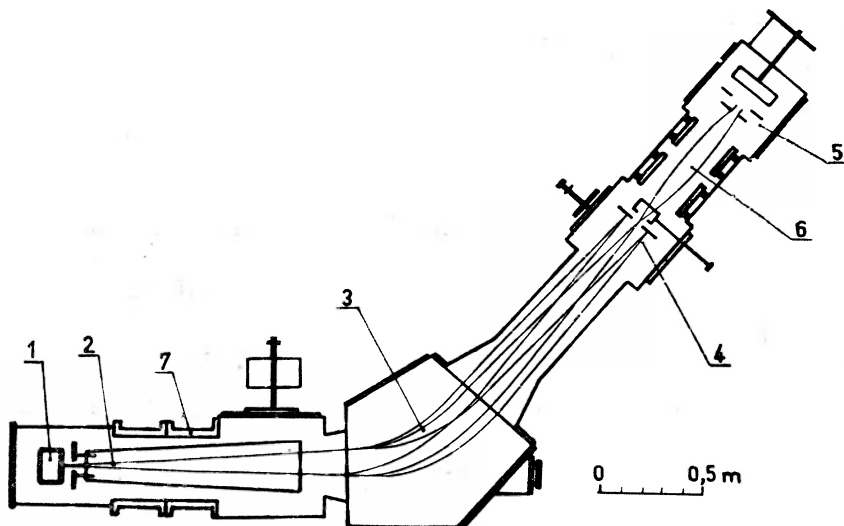
1. Wstęp

Rola i zastosowania elektromagnetycznych separatorów izotopów średniej mocy (do jakich można zaliczyć nasz separator) zmieniały się w miarę upływu lat. Przeznaczone początkowo do produkcji rozdzielonych naturalnych izotopów, szybko zostały wyparte przez znacznie wydajniejsze urządzenia typu kalutron [1], aczkolwiek ciągle jeszcze są ważnym instrumentem w pewnych specyficznych i trudnych przypadkach rozdzielania izotopów i wytwarzania cienkich tarcz stosowanych w reakcjach jądrowych. Obok tego, separatory takie stosowane są do rozdzielania powstających w reakcjach jądrowych izotopów promieniotwórczych długożyciowych bądź krótkożyciowych, o ile separator pracuje bezpośrednio na wiązce akceleratora. Ten rodzaj zastosowań rozwinął się szczególnie na początku lat siedemdziesiątych [2] i do dziś stanowi ważną metodę badania nowych, coraz bardziej egzotycznych jąder atomowych. Poszukiwanie pierwiastków superciężkich w naturze, to również dziedzina, w której wykorzystywało się separatory izotopów — przy analizie masowej minerałów, w których mogłyby istnieć poszukiwane pierwiastki superciężkie.

Oprócz tych czysto jądrowych zastosowań separatorów, coraz bardziej zwiększa się rola separatorów w innych dziedzinach fizyki. Jeśli prześledzić materiały konferencji

separatorowych organizowanych regularnie co 2—3 lata od ponad 20 lat [3—11], łatwo można zauważyć znaczne przesunięcie zastosowań separatorów w kierunkach niejądrowych. Separatory, potraktowane jako akceleratory ciężkich jonów (praktycznie wszystkich izotopów występujących w przyrodzie) o energiach od kilkudziesięciu eV do kilkuset keV i o znacznych gęstościach prądów jonowych, znajdują zastosowanie w szeregu dziedzin fizyki ciała stałego oraz fizyki atomowej i molekularnej.

Implantacja jonów o różnych energiach w metale i półprzewodniki oraz badanie efektów domieszkowych w tych ciałach, badanie defektów w sieciach krystalicznych,



Rys. 1. Ogólny schemat separatora: 1 — źródło jonów, 2 — elektroda ekstrakcyjna, 3 — komora magnesu analizującego, 4 — kolektor I, 5 — kolektor II, 6 — soczewka kwadrupolowa, 7 — izolator

badania powierzchni i zjawisk powierzchniowych, fizyka cienkich warstw, mikroobróbka powierzchni, rozpylanie (*sputtering*), oddziaływania międzyatomowe i międzycząsteczkowe, badanie zjawisk fazowych i międzyfazowych oraz szereg innych pokrewnych zagadnień to dziedziny, w których separatory izotopów odpowiednio oprzyrządowane znajdują coraz szersze zastosowania [12—14].

Krótki opis separatora izotopów UW, z podaniem jego podstawowych parametrów, pozwoli zorientować się co do możliwości eksploatacyjnych oraz zastosowań tego urządzenia.

Rys. 1 przedstawia ogólny schemat separatora z zaznaczeniem najważniejszych jego elementów. Separator ten zbudowany został w Zakładzie Fizyki Jądra Atomowego UW przy współpracy z Institut de Physique Nucléaire w Orsay. Owocna współpraca w dziedzinie separacji izotopów między UW a Orsay trwa od szeregu lat.

W dalszych częściach artykułu zostaną omówione bardziej szczegółowo najważniejsze elementy separatora.

2. Źródło jonów

W separatorze zastosowano źródło jonów zwane źródłem Bernasa [15].

Jest to źródło łukowo-plazmowe, niskotemperaturowe z podłużną szczeliną emisyjną (rys. 2). Zasada jego działania sprowadza się do wytworzenia w komorze jonizacyjnej (1) kolumny plazmy w pobliżu szczeliny emisyjnej (2) przy pomocy elektronów wysyłanych przez katodę (3), napięcia katoda-anoda oraz zewnętrznego pola magnetycznego (4). Zapewnione być musi przy tym odpowiednie ciśnienie gazów w komorze, co uzyskuje się poprzez utrzymywanie odpowiedniej temperatury substancji (5) przeznaczonej do separacji oraz dodawanie w razie potrzeby odpowiedniego gazu (6), najczęściej argonu lub chloru.

Tak skonstruowane źródło pozwala na otrzymywanie jonów praktycznie wszystkich pierwiastków występujących w przyrodzie, jeśli tylko materiały konstrukcyjne użyte do budowy źródła oraz odpowiednio rozwiązane chłodzenie pozwolą osiągnąć właściwą temperaturę pracy.

Otrzymywane gęstości prądów jonowych są względnie duże, rzędu kilkudziesięciu mA/cm², co jest również zaletą źródła. Pozostałe typowe parametry pracy są: prąd żarzenia katody wykonanej z drutu wolframowego o średnicy 1,5 mm — około 100 A, prąd łuku 1 ÷ 5 A, napięcie łuku anoda-katoda 10 ÷ 60 V, pole magnetyczne 10 mT, całkowity prąd wiązki jonów opuszczających źródło do 10 mA.

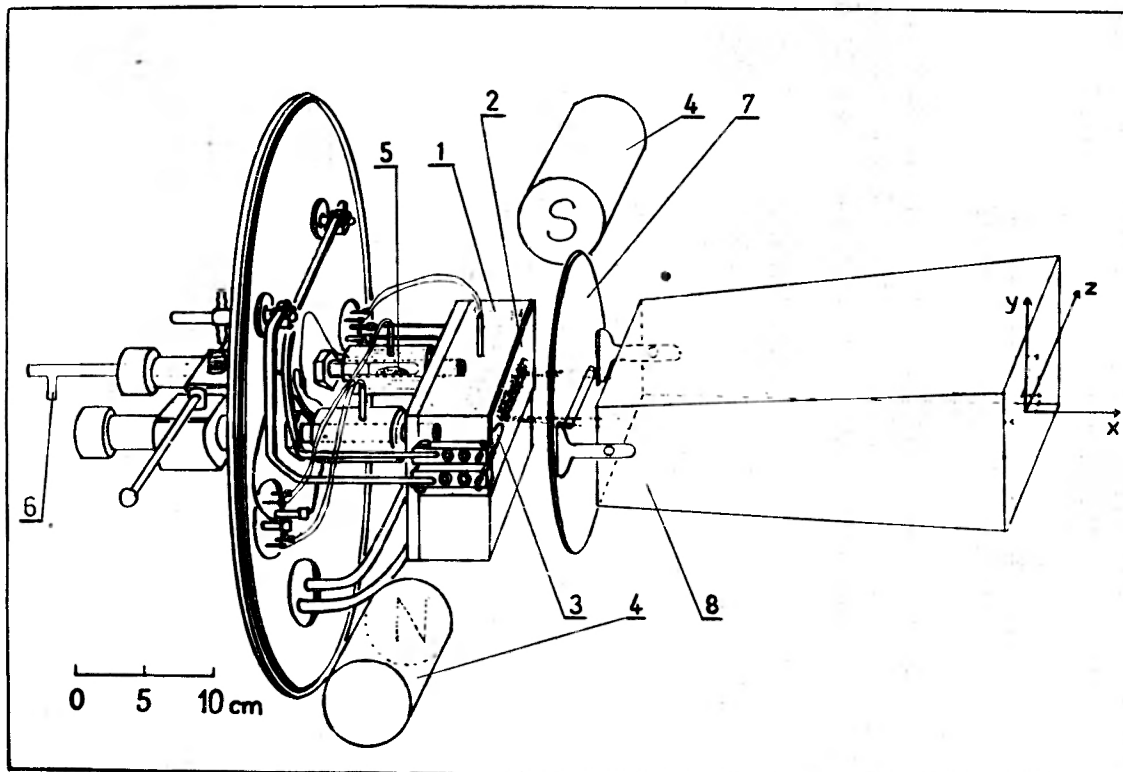
Przebadane i opisane dokładnie przez I. Chaveta [16] źródło to wymaga jednak dla naszych celów pewnych ulepszeń i modyfikacji. Nasze badania idą w kierunku możliwości uzyskania jeszcze wyższych temperatur, przedłużenia czasu życia źródła, ograniczonego głównie przez czas życia katody (obecnie około 45 godz.) oraz zwiększenia wydajności źródła [17].

3. System ekstrakcji jonów

System ekstrakcji jonów (rys. 2) składa się z płytki emisyjnej źródła jonów (2) z odpowiednio wyciętą szczeliną oraz płaskiej elektrody ekstrakcyjnej (7) połączonej z elektrodą-tunelem (8). Między anodą źródła jonów a elektrodą-tunelem przykłada się wysokie napięcie, 30 ÷ 50 kV, stabilizowane z dokładnością $2 \cdot 10^{-4}$, które wyciąga i przyspiesza jony z komory jonizacyjnej. Elektroda ekstrakcyjna jest ponadto spolaryzowana w stosunku do masy elektrody-tunełu napięciem 100 ÷ 300 V, w celu pozbycia się ładunku przestrzennego pochodzącego od elektronów wtórnych pojawiających się w tym obszarze. W celu polepszenia warunków ekstrakcji jonów istnieje możliwość przesuwania elektrody ekstrakcyjnej w kierunkach x i y oraz jej obrotu wokół osi y lub z , bez psucia próżni wewnątrz separatora.

Opisany system ekstrakcji pozwala na wyprowadzenie wiązki jonów ze źródła ze stratami nie przekraczającymi 8% (stosunek prądu chwytanego przez elektrodę do prądu wiązki jonów opuszczających źródło).

Występująca jednakże czasami dość duża dyspersja i niejednorodność wiązki, zwłaszcza przy dużych prądach jonów, która powoduje straty w dalszym jej przebiegu wewnątrz



Rys. 2. Źródło jonów i system ekstrakcji: 1 — komora jonizacyjna (anoda), 2 — płytkę emisyjną z podłużną szczeliną, 3 — katoda, 4 — nabiegunki elektromagnesu, 5 — substancja przeznaczona do separacji (wewnątrz pieca), 6 — wejście gazu, 7 — elektroda ekstrakcyjna, 8 — elektroda-tunel

separatora, stwarza konieczność udoskonalania systemu ekstrakcji. Prowadzone są prace nad zmianą geometrii szczelin oraz elektrody ekstrakcyjnej w celu zmniejszenia dyspersji i zwiększenia jednorodności wiązki.

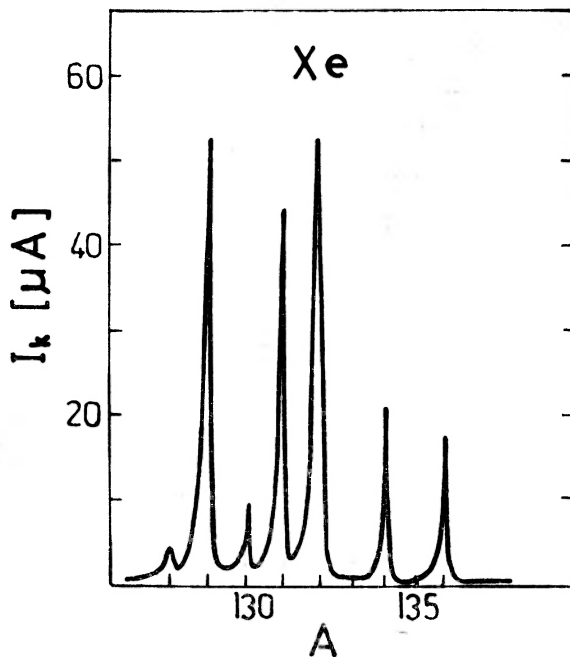
4. Magnes analizujący

Pole magnetyczne jest polem jednorodnym o kącie odchylenia jonów 60° i średnim promieniu krzywizny ich torów 480 mm. Natężenie pola może zmieniać się w granicach od 0,1 T do 1,2 T i jest stabilizowane z dokładnością do $1 \cdot 10^{-4}$. Odległość między nabiegownikami w komorze elektromagnesu wynosi 65 mm, a dyspersja pola (odległość między masami M i $(M+1)$ na kolektorze) wynosi $460/M$ mm, gdzie M wyznaczone jest w j.m.a.

5. Kolektory

Kolektor I (4 — rys. 1) służy w zasadzie do pomiaru prądu wiązki jonów i wybierania odpowiedniego izotopu z widma masowego. Wyposażony jest w ruchomą szczelinę, puszkę Faradaya, która może być wprowadzana lub usuwana z wiązki, umieszczoną za szczeliną oraz urządzenie służące do pomiaru widma masowego (*scanner*).

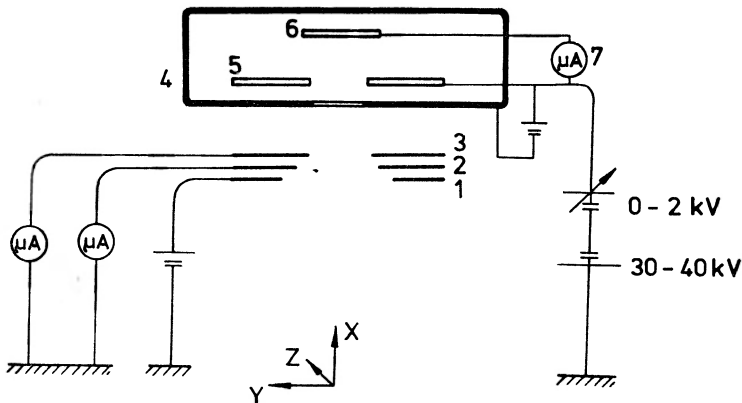
Rys. 3 przedstawia typowe widmo mas izotopów Xe zmierzone za pomocą scannera i puszki Faradaya na kolektorze I.



Rys. 3. Widmo masowe izotopów Xe rozdzielonych za pomocą separatora

W komorze kolektora I znajduje się ponadto szereg spolaryzowanych napięciowo przesłon, których zadaniem jest wyeliminowanie elektronów wtórnych i ładunku przestrzennego z pobliża wiązki jonów.

Kolektor II (5 — rys. 1) służy do osadzania (implantacji) wybranego izotopu na odpowiedniej tarczy (podkładce). Wiązka jonów o pełnej energii lub spowolnionych



Rys. 4. Schemat kolektora II, przypadek spowalniania: 1, 2, 3 — elektrody wprowadzające, 4 — osłona ekranująca, 5 — elektroda spowalnająca, 6 — tarcza, 7 — mikroamperomierz mierzący prąd jonów

do odpowiedniej prędkości przechodzi przez system diafragm i szczelin odpowiednio spolaryzowanych (rys. 4) w celu wyeliminowania ładunku przestrzennego i odpowiedniego zogniskowania, a następnie osiada na tarczy.

Dla zapewnienia lepszej jednorodności osadzania, tarcza porusza się ruchem oscylacyjnym w kierunku y o amplitudzie — zależnie od potrzeby — 3, 6 lub 9 mm. Układ ma możliwość zainstalowania ośmiu tarcz i ich zmiany podczas pracy bez psucia próżni [18].

W celu poprawienia optyki jonowej i lepszej kontroli jakości wiązki trwają prace nad zainstalowaniem w układzie scannera oraz ulepszeniem metody pomiaru prądu jonowego.

6. Soczewka kwadrupolowa

Między kolektorem I i II znajduje się elektrostatyczny dublet kwadrupolowy (6 — rys. 1), który pozwala na podwójne ogniskowanie wiązki jonów [19]. Zogniskowana na tarczy kolektora II wiązka ma kształt w przybliżeniu prostokątny o rozmiarach minimalnych $0,5 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ lub większych — do kilkunastu mm zależnie od potrzeby i warunków (próżni, natężenia wiązki, energii jonów).

7. Uwagi końcowe

Powyższy krótki opis konstrukcji separatora izotopów UWIS wraz z podaniem jego podstawowych parametrów pozwala na zorientowanie się co do możliwości stosowania tego separatora w różnych eksperymentach. Tabela 1 podaje ponadto kilka przykładów

prądów jonowych (na kolektorze I) szeregu izotopów otrzymanych w różnych eksperymentach.

Tabela 2 podaje przykładowo skład izotopowy targetu ^{156}Gd otrzymanego przy pomocy separatora z naturalnego gadolinu w porównaniu ze składem naturalnym. Skład targetu został oszacowany na podstawie widma masowego zarejestrowanego na kolektorze I.

Tabela 1

Prądy jonowe mierzone na kolektorze I

Izotop	Prąd jonów (μA)	Eksperyment
^4He	60	Cechowanie separatora
^{24}Mg	600	Pomiar wydajności źródła [17]
^{57}Fe	4	Implantacja
^{58}Ni	60	Pomiar wydajności źródła [17]
^{64}Zn	50	Pomiar wydajności źródła
^{116}Cd	50	Cechowanie separatora
^{120}Sn	45	Produkcja tarczy [18]
^{129}Xe	50	Produkcja tarczy
^{152}Sm	35	Produkcja tarczy
^{156}Gd	25	Produkcja tarczy
^{208}Pb	30	Cechowanie separatora

Tabela 2

Skład izotopowy tarczy ^{156}Gd w porównaniu ze składem naturalnym

Masa	Skład naturalny (%)	Skład tarczy (%)
152	0,2	< 0,1
154	2,2	< 0,1
155	14,9	3,8
156	20,6	91
157	15,7	5,2
158	24,1	< 0,1
160	21,7	< 0,1

Z danych tych można zorientować się co do możliwości otrzymywania rozdzielonych izotopów określonej czystości w tym obszarze mas.

Literatura

- [1] J. Koch, *Electromagnetic Isotope Separators*, North Holl. Publ. Comp., Amsterdam 1958.
- [2] G. Andersson, *Ark. Fys.* **36**, 61 (1966).
- [3] *Electromagnetically Enriched Isotopes and Mass Spectrometry*, Proc. Int. Conf. Harwell (1955), M. L. Smith, Butterworth 1956.
- [4] Proc. Int. Conf. on Isotope Separation, Amsterdam (1957), North Holl. Publ. Comp. Amsterdam 1958.
- [5] *Electromagnetic Separation of Radioactive Isotopes*, Proc. Int. Conf. Vienna (1960), M. J. Higgsberger and F. P. Wiehbock, Springer Verlag 1961.
- [6] Konferencja separatorowa w Orsay (1962), materiały nie opublikowane.
- [7] *Electromagnetic Isotope Separators and Related Ion Accelerators and Their Applications*, Int. Conf. Aarhus (1965) J. Koch and K. O. Nilsen, North Holl. Publ. Comp., Amsterdam 1965.
- [8] Konferencja separatorowa w Asilomar (1967), materiały nie opublikowane.
- [9] Proc. Int. Conf. on Isotope Separators, Marburg (1970), Ed. Univ. Marburg K-70-28, 1970.
- [10] Proc. Int. Conf. on Isotope Separators, Skövde (1973), G. Andersson and G. Holmén, Göteborg Univ. 1973.
- [11] Proc. Int. Conf. Electromagnetic Isotope Separators, Soreq (1976), Nucl. Instr. Meth., t. 139, 1976.
- [12] *Low Energy Ion Beams*, Proc. Conf. Salford (1977), Ed. Conf. Ser. Nr 38, Inst. of Physics, Bristol, London 1977.
- [13] *On Ion Implantation Equipment*, Konferencja w Trento (1978), materiały w przygotowaniu.
- [14] G. Carter, J. S. Colligon, *Ion Bombardement of Solids*, Heinemann Educ., Books Ltd., London.
- [15] R. H. Bernas, Thèse, Univ. de Paris (1954) oraz *J. Phys. Rad.* **21**, 191 (1960).
- [16] I. Chavet, Thèse, Univ. de Paris (1965).
- [17] W. Maskalan, Praca dypl. Zakł. Fiz. Jądra Atom. UW (1977).
- [18] M. Roefler, Praca dypl. Zakł. Fiz. Jądra Atom. UW (1978).
- [19] A. Owoc, Praca dypl. Zakł. Fiz. Jądra Atom. UW (1975).

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

XXVI Zjazd Fizyków Polskich w Toruniu

W dniach od 24 do 29 września 1979 roku odbył się w Toruniu XXVI Zjazd Fizyków Polskich, którego organizatorem był Zarząd Główny Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Bezpośrednia organizacja Zjazdu należała do Komitetu Organizacyjnego, którego przewodniczącym był prof. Stanisław Łęgowski, a sekretarzami dr Józefina Turło i mgr Waldemar Marciniak. Program naukowy Zjazdu został opracowany przez Komitet Naukowy, któremu przewodniczył prof. Zdzisław Wilhelmi, prezes Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Miejszem obrad Zjazdu było Miasteczko Uniwersyteckie UMK. W zjeździe uczestniczyło 700 uczestników ze wszystkich polskich ośrodków naukowych oraz instytutów przemysłowych. Otwarcia Zjazdu dokonał przewodniczący Zarządu Głównego PTF — prof. Z. Wilhelmi, a następnie głos zabrali: I Sekretarz Komitetu Wojewódzkiego PZPR Bolesław Kapitan i J. M. Rektor UMK prof. Ryszard Bohr.

W czasie sesji inauguracyjnej wręczono prof. Włodzimierzowi Trzebiatowskiemu medal im. Mariana Smoluchowskiego przyznawany przez Polskie Towarzystwo Fizyczne za wybitne osiągnięcia naukowe. Prof. Trzebiatowski wygłosił wykład inauguracyjny pt. *Struktura i własności fizyczne związków międzymetalicznych*.

Tematyka Zjazdu dotyczyła głównych kierunków badań fizycznych w Polsce ze szczególnym uwzględnieniem zagadnienia: „Podstawowe badania fizyczne a Wszechświat”. Program Zjazdu obejmował 8 sesji plenarnych i 12 plakatowych. Ogółem zgłoszono 470 komunikatów z prac własnych, z czego specjalne komisje powołane przez Komitet Naukowy zakwalifikowały do ekspozycji 387 w następujących sekcjach:

1. Fizyki fazy skondensowanej	125
2. Fizyki Molekularnej	60
3. Optyki Współczesnej	41
4. Fizyki Jądra Atomowego	24
5. Fizyki Wysokich Energii i Cząstek Elementarnych	3
6. Astrofizyki	—
7. Fizyki Statystycznej	4
8. Fizyki Technicznej	86
9. Dydaktyki Fizyki	38
10. Różne	6

Komunikaty te zostały wydrukowane i dostarczone uczestnikom w dniu otwarcia Zjazdu.

W ramach sesji plenarnych wygłoszone zostały następujące referaty:

Prof. S. Dembiński, Niestabilność w układach dalekich od stanu równowagi

Prof. J. Stankowski, Rezonanse molekularne a fizyczna skala czasu

Doc. E. Trojnar, Zjawisko Josephsona i jego zastosowanie

Prof. J. Zakrzewski, Nowe cząstki elementarne

Doc. A. Kujawski, Odwrócenie frontu fali świetlnej w zjawiskach nieliniowych

Doc. J. Ginter, Półprzewodniki półmagnetyczne

Doc. M. Sadowski, Wybrane zagadnienia fizyki plazmy i badań nad kontrolowaną syntezą

Doc. J. Szudy, Szerokość linii widmowych

Prof. A. Sobiczewski, Egzotyczne stany jądrowe

Doc. A. Szymacha, Zunifikowana teoria słabych i elektromagnetycznych oddziaływań

Prof. B. Paczyński, Różne stadia ewolucji gwiazd

Prof. S. Gorgolewski, Badania interferometryczne w radioastronomii

Doc. M. Demiański, Silne pola grawitacyjne we Wszechświecie.

Do programu Zjazdu włączono zagadnienia dydaktyki fizyki w szkołach wyższych i polityki naukowej. Zagadnieniom tym poświęcono specjalne sesje plenarne, na których referaty wygłosili:

Prof. G. Białkowski, Nauczanie fizyki w uniwersytetach i wyższych szkołach pedagogicznych

Prof. J. Czerwonko, Nauczanie fizyki w szkołach politechnicznych ze szczególnym uwzględnieniem zagadnień dotyczących styku szkoły średniej i wyższej

Prof. J. Kołodziejczak, Kierunki i perspektywy rozwoju fizyki w Polsce.

Wszystkie trzy referaty wywołały bardzo duże zainteresowanie i ożywioną dyskusję.

W programie Zjazdu znalazło się również miejsce dla zorganizowania sesji poświęconej 100 rocznicy urodzin Alberta Einsteina. Referat pt. „Stulecie urodzin Alberta Einsteina, historia i terażniejszość” wygłosił prof. R. S. Ingarden.

W czasie Zjazdu odbyło się Walne Zebranie PTF, na którym wybrano nowe władze Towarzystwa. Przewodniczącym Zarządu Głównego został ponownie prof. Z. Wilhelmi. Dla uczestników XXVI Zjazdu zorganizowano szereg imprez towarzyszących. W dniu otwarcia Zjazdu wszyscy uczestnicy spotkali się przy lampce wina, a wieczorem na koncercie muzyki dawnej. W czasie trwania Zjazdu umożliwiono wszystkim zwiedzanie pracowni naukowych i dydaktycznych Uniwersytetu Mikołaja Kopernika, Obserwatorium Astronomicznego w Piwnicach i zwiedzanie miasta. Zorganizowano wieczór towarzyski oraz, na zakończenie, piknik przy ognisku w leśniczówce Łysomice koło Torunia. W sumie, XXVI Zjazd w Toruniu należał chyba do udanych i przyjemnych spotkań fizyków z całej Polski, a atmosfera całego Zjazdu sprzyjała nieskrępowanej dyskusji, wymianie doświadczeń i informacji.

Hanna Męczyńska

Instytut Fizyki UMK
Toruń

IV Europejska Konferencja Fizyki Ferroelektryków w Portoroż

W dniach od 3 do 7 września 1979 roku odbyła się w Portoroż (w Jugosławii) IV Europejska Konferencja Fizyki Ferroelektryków. Konferencje tego rodzaju (European Meeting on Ferroelectricity) odbywają się co 4 lata, a w okresie pomiędzy nimi odbywają się, również co 4 lata, kongresy światowe (International Meeting on Ferroelectricity). Kolejne spotkanie naukowe na temat fizyki ferroelektryków przewidziane jest jako Światowy Kongres w Pensylwanii w Stanach Zjednoczonych w roku 1981, a w roku 1983 odbędzie się w Madrycie V Europejska Konferencja Fizyki Ferroelektryków.

Organizatorem IV Europejskiej Konferencji Fizyki Ferroelektryków był Instytut Josefa Stefana oraz Sekcja Fizyki Uniwersytetu Edwarda Kardelj w Ljubljanie, a Komitetowi Organizacyjnemu przewodniczył niezmiernie aktywny w fizyce ferroelektryków prof. Robert Blinc. Konferencja korzystała z finansowego poparcia Europejskiego Towarzystwa Fizycznego, Słoweńskiej Akademii Nauk i Sztuki oraz Jugosłowiańskiego Towarzystwa Matematycznego, Fizycznego i Astronomicznego.

W Konferencji wzięło udział 270 fizyków, nie tylko z Europy, i przedstawiono na niej 54 referaty na tematy wybrane przez organizatorów oraz około 250 plakatów prezentujących prace oryginalne. Z Polski w konferencji uczestniczyło 9 osób z ośrodków poznańskiego i wrocławskiego. Referaty plenarne wygłosili J. Stankowski (IMF PAN, Poznań) na temat elektrycznej modulacji w rezonansie paramagnetycznym jako nowej metody do badania ferroelektryków (współautor S. Wapłak), B. Hilczer (IMF PAN, Poznań) na temat zastosowania elektretów polimerowych w przetwornikach elektromechanicznych oraz



Prezydium Zjazdu. Od lewej: prof. J. Pniewski, prof. Z. Wilhelmi, J. M. Rektor UMK prof. R. Bohr,
prof. A. Piekara, prof. S. Łęgowski



Sala obrad

M. Maćkowiak (IMF PAN, Poznań) na temat badań KH_2AsO_4 metodą rezonansu kwadrupolowego pod ciśnieniem hydrostatycznym (współautorzy J. Stankowski, B. Żekš, R. Blinc). Przedstawiono również w formie plakatu 12 prac oryginalnych, których autorami lub współautorami są Polacy.

Zagadnieniem, które na tej konferencji skupiało największą uwagę, były niewspółmierne przejścia fazowe w ferroelektrykach. W 9 referatach omówiono teorię przejść fazowych tego rodzaju oraz wyniki badań dynamiki sieci krystalicznej oraz badań radiospektroskopowych. Coraz większym zainteresowaniem cieszą się również badania kryształów, w których występuje dwuwymiarowe lub jednowymiarowe uporządkowanie ferroelektryczne. Należy również zaznaczyć, że po raz pierwszy na tej konferencji pojawiły się cykle referatów z dziedzin pokrewnych, a mianowicie na temat zastosowań folii dielektrycznych wykazujących trwałą polaryzację oraz na temat uporządkowania elektrycznego w ciekłych kryształach. Na uwagę zasługują również dwie dyskusje okrągłego stołu, na których poruszono zagadnienia technologii i zastosowań nowych materiałów dielektrycznych (halogenków oraz tlenofluorków ferroelektrycznych, szkielek ferroelektrycznych) oraz pokuszono się o prognozowanie badań w dziedzinie ferroelektryków. Z tej ostatniej dyskusji wynika, że w najbliższej przyszłości uwaga zwróci się na ferroelektryczne elektrolity, kryształy molekularne z przejściem fazowym II rodzaju, badania punktów wielokrytycznych oraz efektów kwantowych w zakresie bardzo niskich temperatur, a ponadto oddziaływania pomiędzy defektami sieci i objętością kryształów w przejściu fazowym.

Na zakończenie należy wspomnieć, że na konferencji tej została utworzona Sekcja Ferroelektryków Europejskiego Towarzystwa Fizycznego, w skład której wszedł dotychczasowy Komitet Doradczy Europejskich Konferencji Ferroelektryków, a jej przewodniczącym został prof. K. A. Müller z Laboratorium IBM w Zürichu. Polskę reprezentuje w tej Sekcji J. Stankowski. Sekcja Ferroelektryków Europejskiego Towarzystwa Fizycznego zaproponuje Komitetowi Światowych Kongresów Ferroelektrycznych Poznań jako miejsce VI Światowego Kongresu Fizyki Ferroelektryków w 1985 r.

Bożena Hilczer

Institut Fizyki Molekularnej PAN
Poznań

Międzynarodowa Konferencja Fizyki Radiacyjnej Półprzewodników i Materiałów Pokrewnych w Tbilisi

Konferencja na powyższy temat odbyła się w dniach 13—19 września 1979 roku w Tbilisi (ZSRR). Była ona finansowana przez IUPAP, Ministerstwo Szkolnictwa ZSRR i GSRR, Akademii Nauk ZSRR i GSRR, Uniwersytet w Tbilisi oraz Instytut Fizyki Akademii Nauk GSRR.

Gospodarzem konferencji był Uniwersytet w Tbilisi, założony w 1918 roku, położony prawie w samym centrum miasta. Jest on jedynym Uniwersytetem w Gruzji i pierwszym, założonym w rejonie Kaukazu. Liczy obecnie około 22 000 osób — studentów, wykładowców i personelu pomocniczego.

Obrazy konferencji z udziałem około 400 uczestników z 22 krajów, w tym ponad 100 osób z krajów zachodnich, przebiegały w 10 kolejnych sesjach, na których przedstawiono 19 referatów przeglądowych, 66 referatów z prac własnych, oraz 70 prac na sesjach plakatu. Każda z sesji głównych poświęcona była oddzielnemu tematowi, a mianowicie były to kolejno: krzem, diament, teoria, dyfuzja indukowana radiacyjnie, wygrzewanie laserowe, materiały pokrewne, związki dwuskładnikowe, german i struktury półprzewodnikowe.

Tematyka obrad obejmowała wpływ promieniowania jądrowego γ , e , n , p oraz implantacji jonów na właściwości fizyczne materiałów półprzewodnikowych i jonowych oraz pewnych, wybranych struktur półprzewodnikowych typu IS, MIS i MOS. W szczególności referowane zagadnienia dotyczyły struktury elektronowej i budowy atomowej defektów prostych i złożonych, wytwarzanych przez promieniowanie jądrowe, oraz ich wzajemnych oddziaływań. Rozpatrywano temperaturowe procesy transformacji tych defektów oraz ich dyfuzji bez i z udziałem promieniowania jonizującego. Pojawiły się nowe, bardziej sub-

telne metody badania stanów defektowych, takie jak HQPR (High-Q Paramagnetic Resonance) i PTS (PES) — (Photo-Thermal Spectroscopy lub Photo-Electric Spectroscopy).

Szczególne zainteresowanie towarzyszyło problemowi wygrzewania laserowego warstw implantowanych, który warto nieco szerzej skomentować. Jest to tematyka rozwijająca się niemalże lawinowo w ciągu ostatnich kilku lat. Pierwsza publikacja dotycząca laserowego wygrzewania warstw implantowanych Si i Ge ukazała się w 1974 roku (I. B. Chajbulin i wsp., Dep. Winiti Nr 2061 — 74 (1974) Kazań, ZSRR). W zagadnieniu tym, sygnalizowanym przez nas już wcześniej (*Postępy Fizyki* 29, 3, 345 (1978)), badany jest wpływ dużych gęstości energii rzędu 1 J/cm^2 impulsów laserowych (*ps*, *ns*, μs i *ms*) na procesy rekrytalizacji implantowanych (lub napyłanych) warstw półprzewodnikowych. W odróżnieniu od metod wygrzewania termicznego, obciążonego szeregiem niedogodności, wygrzewanie laserowe prowadzi, w odpowiednio dobranych warunkach, do usunięcia defektów poimplantacyjnych i przywrócenia prawie doskonałej struktury kryształu implantowanego.

Mimo że problemowi temu poświęcono stosunkowo dużą liczbę prac, do chwili obecnej nie został wyjaśniony podstawowy mechanizm rekrytalizacji warstw implantowanych w warunkach impulsowego wygrzewania laserowego.

Ważną rolę mogą tu bowiem grać różne czynniki, takie jak efekty cieplne, fotojonizacja, fale uderzeniowe, silne pola elektryczne wiązki laserowej i inne.

Dotychczasowy pogląd, że impulsowe wygrzewanie laserowe jest wynikiem wyłącznie termicznego działania wiązki prowadzącego do stopienia warstwy, która następnie bardzo szybko rekrytalizuje, nie daje się utrzymać w świetle nowych faktów eksperymentalnych.

Zwrócono uwagę na znaczenie efektów jonizacyjnych, których działanie w określonych warunkach może doprowadzić do rekrytalizacji warstwy implantowanej, bez konieczności jej stopienia, a więc do rekrytalizacji z fazy stałej.

W opinii Van Vechtena wytworzenie w wyniku fotojonizacji dostatecznie gęstej plazmy dziurowo-elektronowej ($> 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) stwarza takie właśnie warunki rekrytalizacji, zaś efekty termiczne są wtedy słabe i grają drugorzędną rolę, nie wpływając na przebieg procesu.

Podstawowym warunkiem teorii wygrzewania plazmowego (określenie V. Vechtena) jest dostatecznie długi czas życia plazmy oraz powolny przekaz energii z plazmy do sieci. Warunki takie mogą być spełnione w wyniku działania takich czynników jak zniesienie sprzężenia sieć-plazma dla wartości $\hbar\omega_p$ plazmonów znacznie większej od energii wszystkich drgań fononowych, ekranowanie sprzężenia pomiędzy gorącymi nośnikami i fononami poprzez potencjał deformacyjny i inne.

Eksperymentalnie oznacza to konieczność dobrania przede wszystkim takich parametrów wygrzewania laserowego, jak czas trwania impulsu oraz całkowita energia wydzielona w impulsie.

Przedstawiony przez Van Vechtena model rekrytalizacji laserowej nie jest łatwy do eksperymentalnej weryfikacji, albowiem trudno jest odseparować efekty jonizacyjne od termicznych w pojedynczych, silnych impulsach laserowych. Wiele dotychczasowych prac wskazuje jednak na silny udział efektów jonizacyjnych w procesach transformacji defektów sieci, zarówno prostych, jak i złożonych. Czy mogą one w określonych warunkach być istotnie czynnikiem decydującym w procesie rekrytalizacji warstwy, potwierdzą zapewne przyszłe badania. Nie ulega jednak wątpliwości, że problem wygrzewania laserowego będzie nadal jednym z głównych kierunków badawczych fizyki radiacyjnej najbliższych lat.

Henryk Rzewuski

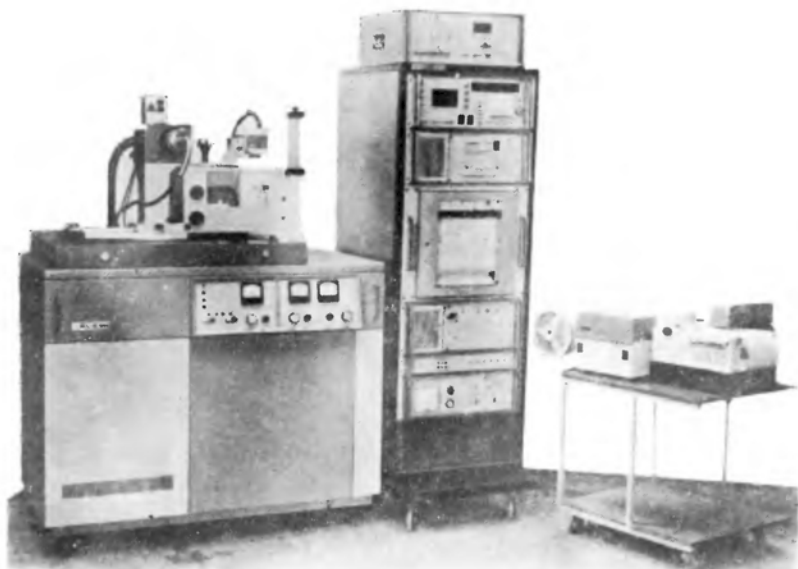
Instytut Badań Jądrowych
Świerk

Ogólnopolska Konferencja „Kryształy Molekularne-79” w Błażejewku k. Poznania

W dniach od 17 do 19 września 1979 roku, staraniem Instytutu Fizyki Molekularnej PAN, została zorganizowana Ogólnopolska konferencja „Kryształy Molekularne-79”. Miejscem spotkania badaczy organicznego ciała stałego był Ośrodek Szkoleniowo-Wypoczynkowy ZPPGR w Błażejewku, położony

**DO SZEROKIEGO ZAKRESU
RENTGENOWSKICH BADAŃ STRUKTURALNYCH**
z dziedziny fizyki ciała stałego, chemii,
krystalografii, metaloznawstwa,
biologii i in.

**DYFRAKTOMETR RENTGENOWSKI
OGÓLNEGO STOSOWANIA
DRON-3**



- *badania jakościowego i ilościowego składu fazowego*
- *badania roztworu stałego*
- *oznaczenie makro- i mikrospřeżeń*
- *badania tekstury*
- *badania struktury monokryształów za pomocą dodatkowych urządzeń. Dyfraktometr DRON-3 pozwala na dokonanie badań różnych materiałów w temp. od 2000°C do -180°C oraz przeprowadzanie badań niskokątowych*

 **Techsnabexport**
USSR MOSCOW

EKSPORTER — V/O TECHSNABEXPORT

ZSSR, 121200 Moskwa, Smolenskaja-Siennaja 32/34
Telefon: 244-32-85 Teleks: 7628

nad uroczym jeziorem w okolicy Poznania. W Konferencji wzięło udział 80 naukowców, którzy wysłuchali 12 referatów plenarnych i dyskutowali nad pięćdziesięcioma pracami prezentowanymi w formie plakatowej.

Tematem konferencji były własności fizyczne organicznych kryształów molekularnych; szczególny nacisk położyli jednak organizatorzy na quasi-jednowymiarowe układy molekularne. Ta ostatnia problematyka znajduje się od kilku lat w centrum zainteresowania fizyków i chemików, którzy w badaniach quasi-jednowymiarowych półprzewodników organicznych widzą szansę na doświadczalną weryfikację teorii opisujących własności jednowymiarowych kryształów. Zainteresowanie, jakim cieszą się półprzewodniki organiczne i tzw. metale organiczne, wynika również z nadziei wykorzystania ich nieprzeciętnych własności we współczesnej elektronice.

Referaty plenarne, wygłoszone przez zaproszonych specjalistów, były przeglądem stanu badań i tendencji rozwojowych organicznych kryształów molekularnych. Wygłoszono następujące referaty: J. Janik (Kraków) — Wybrane problemy z dziedziny struktury i dynamiki kryształów molekularnych, H. Rajtaczak (Wrocław) — Spektroskopia oscylacyjna kryształów z wiązaniem wodorowym, J. W. Rohleder (Wrocław) — Dwójłomność kryształów molekularnych, J. Prochorow (Warszawa) — Problemy transportu energii wzbudzenia w kryształach charge-transfer, M. Kryszewski (Łódź) — Zależność własności elektrycznych soli TCNQ od ich składu i struktury, K. Pigoń (Wrocław) — Stan fazowy i budowa molekularna organicznych kompleksów elektrono-donoro-akceptorowych, T. Borowiak (Poznań) — Struktura krystaliczna soli TCNQ, B. Bułka (Poznań) — Dystorsja Peierlsa w quasi-jednowymiarowych kryształach, J. Sworakowski (Wrocław) — Stany pułapkowe w kryształach dielektryków organicznych: pochodzenie i wpływ na transport nośników ładunku, J. Kalinowski (Gdańsk) — Fotoprzewodnictwo organicznych kryształów molekularnych, A. Graja (Poznań) — Uporządkowanie magnetyczne w solach TCNQ, W. Waclawek (Częstochowa) — Własności elektryczne i termoelektryczne soli TCNQ.

Prace własne uczestników Konferencji przedstawione zostały na dwóch sesjach plakatowych, po których odbywały się wielogodzinne, bardzo żywe i twórcze dyskusje plenarne, kontynuowane wieczorami w kularach. Dyskusjom przewodniczyli i nadawali ton prof. prof. J. W. Rohleder i K. Pigoń oraz doc. doc. J. Sworakowski i J. Prochorow. Plonem tych naukowych biesiad było, między innymi, wyświeślenie kilku ważkich problemów dotyczących transportu nośników ładunku w kryształach molekularnych, wyjaśnienie mechanizmów fotoprzewodnictwa w tych materiałach oraz zrozumienie niektórych zjawisk fizycznych zachodzących w quasi-jednowymiarowych układach molekularnych. Ponieważ ta ostatnia problematyka jest pasjonująca i nadal daleka od jasności, można mieć nadzieję, że najbliższe lata przyniosą jej dalszy rozkwit.

Andrzej Graja

Instytut Fizyki Molekularnej PAN
Poznań

Czwarte Specjalistyczne Kolokwium AMPERE w Lipsku

Wzrost zainteresowania Kongresami AMPERE gromadzącymi ostatnio po kilkuset uczonych z całego świata zrodził myśl organizowania co dwa lata, na przemian z Kongresami, specjalistycznych kolokwium o zawężonej tematyce. Pierwsze z nich zorganizowane w 1973 roku przez zespół prof. J. W. Hennela w Krakowie stało się wzorcem do dalszych naśladowań. Dwa następne kolokwia specjalistyczne zostały zorganizowane w Budapeszcie (1975) i Dublinie (1977), a miejscem czwartego był Lipsk.

W Lipsku w dniach 17—22 września 1979 roku na 4 specjalistycznym kolokwium AMPERE spotkało się około 270 uczonych z dziewiętnastu państw europejskich i USA. Tematyka kolokwium „Procesy dynamiczne w układach molekularnych badane metodami radiospektroskopii” związana dość ściśle z pracami naukowymi ośrodka w Lipsku została zaprezentowana w 23 referatach plenarnych oraz na sesjach plakatowych, które były okazją do przedyskutowania około 150 komunikatów. Do wygłoszenia referatów plenarnych zostali zaproszeni wybitni specjaliści: E. Lippmaa, L. van Gerven, J. H. Freed, K. A. Müller,

C. Vedrine, H. Winkler, A. G. Lundin, K. J. Packer, M. Mehring, G. Hertz, K. Möbius, J. N. Molin, R. Blinc, J. Seelig, B. Lindman, M. Schara, A. S. Arseniev, G. I. Likhtenstein, U. Haeberlen, H. Schneider, F. Borsa, N. S. Dalal i K. M. Salikhov. Ich referaty wzbudzające często długotrwałą dyskusję zaprezentowały aktualny stan wiedzy oraz najnowsze techniki i kierunki badań w dziedzinach reprezentowanych przez referentów. Na szczególne wyróżnienie, zdaniem autora, zasłużył referat prof. M. Mehringa pt. *Badanie kryształów molekularnych techniką dużej zdolności NMR*, w którym omówiono między innymi nową impulsową metodę uzyskiwania widm NMR dużej zdolności rozdzielczej przydatną w szczególności do badań widm ^{14}N . Spośród pozostałych duże zainteresowanie wzbudziły referaty Blinca, Seeliga, Lindmana, Schara, Arsenieva i Likhtensteina poświęcone badaniom z pogranicza fizyki i biologii.

Z Polski w czwartym specjalistycznym kolokwium AMPERE wzięło udział 27 osób, które swe osiągnięcia zaprezentowały w sesjach plakatowych w postaci 16 komunikatów. Wysoki poziom naukowy kolokwium, szereg ciekawych imprez towarzyszących oraz koleżeńską atmosferą były zasługą komitetu organizacyjnego, który pracował pod kierunkiem prof. A. Löscheho. Sponsorami kolokwium były dwie międzynarodowe organizacje: IUPAP i EPS oraz Towarzystwo Fizyczne NRD.

Narcyz Piślewski

Instytut Fizyki Molekularnej PAN
Poznań

Czechosłowacka Konferencja spektrometrii absorpcyjnej i płomieniowej

W dniach 1—5 października 1979 roku odbyła się w Chlumie k. Třeboné trzecia już z kolei czechosłowacka konferencja poświęcona zastosowaniom spektrometrii absorpcyjnej i emisyjnej (3rd Czechoslovak Conference on Atomic Absorption and Flame Spectroscopy). Organizatorem konferencji było Czechosłowackie Towarzystwo Spektroskopowe istniejące przy Czechosłowackiej Akademii Nauk (Československá Spektroskopická Společnost při ČSAV). Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był dr Václav Sychra z politechniki w Pradze.

W konferencji uczestniczyła spora grupa gości zagranicznych, zaproszonych w przeważającej większości do udziału przez organizatorów. Uczestnicy konferencji reprezentowali następujące kraje: Czechosłowację, Holandię, Kanadę, Jugosławię, Niemiecką Republikę Demokratyczną, Polskę, Republikę Federalną Niemiec, Stany Zjednoczone A. P., Szwecję, Węgry, Wielką Brytanię. Z Polski uczestniczyły w tej konferencji dwie osoby (dr R. Karwowska, Uniwersytet Warszawski i dr Henryk Wrembel, Wyższa Szkoła Pedagogiczna w Słupsku).

Tematyka konferencji obejmowała rozwój i wykorzystanie spektrometrii absorpcyjnej i emisyjnej w badaniach materiałów i w oznaczaniu śladów w różnych matrycach. Wygłoszono jedenaście wykładów przeglądowych, traktujących o najnowszych osiągnięciach oraz dwadzieścia osiem referatów plenarnych. Oficjalnymi językami na konferencji były angielski i czeski, aczkolwiek referaty wygłaszano w językach: angielskim (18 referatów), czeskim (15 referatów), niemieckim (2 referaty) i słowackim (3 referaty). Wykłady przeglądowe, z wyjątkiem jednego wygłoszonego w języku niemieckim, wygłaszano w języku angielskim. Materiały, w postaci tomiku streszczeń referatów, dostarczono uczestnikom konferencji przed rozpoczęciem obrad.

W absorpcyjnej spektrometrii atomowej czyni się od pewnego czasu próby zastosowania zjawiska Zeemana. Na omawianej konferencji sprawie tej poświęcony był jeden wykład przeglądowy pt. „An evaluation of Zeeman technique in atomic absorption spectroscopy”, który wygłoszony został przez L. de Galana (Holandia) oraz jeden referat plenarny.

W tematyce dotyczącej emisyjnej spektrometrii atomowej omawiano użycie do wzbudzenia próbek plazmy sprzężonej indukcyjnie oraz plazmy sprzężonej pojemnościowo, a także wzbudzenia próbek we wnęcie mikrofalowej. Do nowszych zagadnień z tej dziedziny poruszanych na konferencji, należało

zasygnalizowanie możliwości zastosowania w analityce emisyjnej, spektrometrii atomowej stanów metatrwałych.

Większość prezentowanych prac dotyczyła praktycznych aspektów spektrometrii atomowej. Referaty, z reguły, wywoływały żywą, przeciągającą się w kularach dyskusję.

Na marginesie warto również odnotować wyjątkowo sympatyczną atmosferę jaką zdołali stworzyć organizatorzy, a która towarzyszyła zarówno części merytorycznej, jak i części pozanaukowej konferencji. Można się też spodziewać, że ta atmosfera oraz znakomicie dobrane wykłady przeglądowe, dobrze przygotowane i interesujące referaty, a zwłaszcza kularowe dyskusje będą przez dłuższy czas stanowiły inspirację do twórczych poczynañ naukowych.

Henryk Wrembel

Zakład Fizyki WSP
Słupsk

R E C E N Z J E

Ludwik Oster: *Astronomia współczesna*. Tłumaczył z angielskiego Marcin Kubiak, PWN, Warszawa 1978, str. 511, cena zł 85.—

Recenzja, którą piszę, ma już wyłącznie kronikarskie znaczenie. *Astronomia współczesna* Ludwika Oстера tłumaczona z angielskiego przez Marcina Kubiaka, wydana w nakładzie 10 000 egzemplarzy przez Państwowe Wydawnictwo Naukowe pod koniec 1978 r., dawno już zniknęła z półek księgarskich. Jest to odbiciem niezaspokojonego w naszym kraju popytu na literaturę astronomiczną. Niewielka liczba tytułów wydawanych w zbyt szczupłych nakładach jest niewspółmiernie niska do wciąż rosnącego zainteresowania tą nauką nie tylko wśród ludzi zawodowo związanych z naukami przyrodniczymi lub wywodzących się z od dawna wykrystalizowanego grona miłośników astronomii, lecz także wśród intelektualnie rozwiniętej młodzieży, a nawet osób od przypadku do przypadku sięgających po książkę.

Książka Oстера może służyć wszystkim tym kręgom czytelników. Napisana bardzo przystępnie, prawie bez formuł, wprowadza czytelnika dość szczegółowo w większość najważniejszych problemów współczesnej astronomii. Jak stwierdza Autor w Przedmowie, książka „jest przeznaczona dla odbiorców mających stosunkowo niewielki zakres wiadomości z dziedziny matematyki i nowoczesnej fizyki”. Ta prostota w ujęciu przedstawianego materiału powoduje, że krąg jej odbiorców może być bardzo rozległy i była zapewne jedną z przyczyn jej popularności. Przyjęta przez Autora konwencja jednoznacznie narzuciła mu fenomenologiczne podejście do omawianych problemów, co właśnie w odniesieniu do zagadnień astronomicznych daje szczególnie dobre wyniki. Wychodząc od przedstawienia wyników obserwacji, Autor wskazuje na związki między obserwowanymi zjawiskami, by następnie przejść do wniosków uogólniających, dość głęboko sięgających w naturę przedstawianych zjawisk.

Pozwala to na rekomendowanie tej książki jako literatury dla czytelników pragnących się zapoznać z zagadnieniami współczesnej astronomii, a także jako materiału uzupełniającego na wielu kierunkach studiów z zakresu podstaw astronomii. W myśl zamierzeń Autora „książka może służyć za podstawę jedno- lub dwusemestralnego wykładu astronomii ogólnej”. W naszych polskich warunkach można ją śmiało zalecić studentom kierunków nauczycielskich uniwersyteckich i wyższych szkół pedagogicznych i studentom geografii jako lekturę podstawową oraz studentom fizyki i pierwszych lat astronomii jako — uzupełniającą.

Układ książki jest tradycyjny — ale to właśnie jest chyba jej zaletą. Po krótkim wstępie historycznym, Autor w kolejnych częściach książki omawia Układ Słoneczny, gwiazdy i układy gwiazdowe. Ten schemat pozwala czytelnikowi w sposób naturalny rozszerzać krąg zainteresowań: od zjawisk zachodzących wokół nas na Ziemi, w jej atmosferze i jej otoczeniu poprzez znane z bezpośrednich obserwacji poczynionych nawet gołym okiem, lub szeroko komentowane w środkach masowego przekazu doniesienia o odkryciach dokonywanych w Układzie Planetarnym z pojazdów kosmicznych, aż po te zjawiska i obiekty, o których wiadomości uzyskiwane być mogą jedynie przy użyciu dużych teleskopów lub wysokowyspecjalizowanych technik obserwacyjnych. Jednocześnie czytelnik wprowadzany jest w zagadnienia coraz trudniejsze, wymagające od niego coraz większego stopnia abstrakcyjnego myślenia, operowania coraz większą liczbą złożonych pojęć. Jest to niewątpliwie wynikiem dużego doświadczenia Autora w zakresie dydaktyki astronomii.

W części I (Układ Słoneczny) Autor omawia Ziemię jako planetę, jej atmosferę i magnetosferę, przedstawia ruchy Ziemi, elementy astronomii sferycznej i astronomiczne problemy pomiaru czasu; osobne

rozdziały poświęca Księżycowi, planetom i małym ciałom w Układzie Słonecznym: meteoroidom, planetoidom i kometom. Tu także — chyba jednak zbyt pobieżnie — wspomina o teorii powstania Układu Planetarnego. Ostatnie dwa rozdziały tej części poświęcone są Słońcu, produkcji w nim energii a następnie jego atmosferze i zachodzących w niej zjawiskom aktywności słonecznej.

Część II zawiera prezentację świata gwiazd. Autor rozpoczyna od metod wyznaczenia ich cech globalnych — uwypukla rolę układów podwójnych w poznaniu tych cech. W oparciu o właściwości wykresów Hertzsprunga-Russella dla gromad gwiazdowych ukazuje sposoby wnioskowania astronomów o kierunkach ewolucji gwiazd. W kolejnym rozdziale omawia miejsce w procesie ewolucyjnym i cechy supernowych, pulsarów i czarnych dołów. Kończy przedstawieniem kilku podstawowych typów gwiazd zmiennych oraz obiektów podczerwonych i rentgenowskich.

I wreszcie w części III omówiona została budowa Galaktyki i jej bezpośredniego otoczenia — Lokalnej Grupy Galaktyk. Dalej znajdujemy wiadomości o typach galaktyk, radiogalaktykach i kwazarach, gromadach galaktyk. Przedstawieniem zagadnień kosmologii Autor kończy tę część książki.

Już na podstawie tak pobieżnego przeglądu treści możemy wnioskować, że *Astronomia współczesna* jest udaną „próbą podania... opisu astronomii lat 1970”. Większość aktualnych problemów astronomii znajduje w niej odbicie, choć — być może — niektóre w zbyt dużym uproszczeniu. Tekst poszczególnych rozdziałów jest uzupełniony przez podanie odnoszących się do nich zadań, zaleceń wykonania prostych doświadczeń i obserwacji, odsyłaczy do literatury (niestety obcojęzycznej, w Polsce trudno dostępnej). Jest to dodatkowym argumentem za stosowaniem tej książki w dydaktyce astronomii.

Zakładając u czytelnika brak przygotowania w zakresie matematyki i fizyki, Autor zamieszcza w książce szereg komentarzy, w których przedstawia podstawowe wiadomości z matematyki i fizyki. Nie czyni tego konsekwentnie: część z nich rozrzucona jest w tekście pierwszych 7 rozdziałów (często bez widocznego związku z treścią paragrafów, przy których się znajdują), część zawarta jest w Dodatkach na końcu książki. Sądzę, że w przyszłych wydaniach należałoby z nich zrezygnować. Nie można stawiać sobie w jednej książce zadania nauczania od podstaw matematyki (startując od definicji potęgi czy pojęcia równania), fizyki (poczynając od układu jednostek) i astronomii. Spowodowałoby to skrócenie książki; jej obecna duża objętość (37,5 ark. wyd.) nie jest jej zaletą.

W przyszłych wydaniach należałoby także uniknąć jawnych błędów, które wkradły się do recenzowanego wydania. Na str. 138 Autor wymienia wzbudzenia jąder atomowych jako jedno z głównych źródeł nieprzezroczystości we wnętrzu Słońca, a tymczasem rola tych wzbudzeń jest zanedbywalna. Do poważnych nieporozumień może doprowadzić następująca odpowiedź Autora na pytanie o źródła energii gwiazdy w czasie całego jej życia: „ostatecznym źródłem energii podtrzymującej przez tyle lat życie gwiazdy jest masa obłoku gazowego, który początkowo zajmował obszar rzędu jednego parseka sześciennego, a ostatecznie został zgęszczony w kulę o promieniu 10 km” (str. 271). Lepiej byłoby wprost stwierdzić, że głównymi źródłami energii są: energia jądrowa oraz energia grawitacyjna wyzwalająca się w różnych etapach życia gwiazdy podczas kontrakcji od fazy pierwotnego obłoku aż do fazy gwiazdy neutronowej. Błędnie jest przedstawiony bilans energetyczny Jowisza (str. 104). Mianowicie Autor twierdzi, iż głównym źródłem promieniowania otrzymywanego od Jowisza jest reemisja energii słonecznej, gdy tymczasem ilość energii płynącej z Jowisza przekracza tę wielkość ponad dwukrotnie. Rozmiary kątowe Merkurego zmieniają się wskutek jego ruchu wokół Słońca o czynnik 2, a nie jak podaje Autor — 8 (str. 86). Nieprawdziwe jest stwierdzenie, że wartość średniej odległości Księżyca od Ziemi równa około 384 000 km wynika z dzisiejszych pomiarów radarowych (str. 64); była ona dawno znana przed rozpoczęciem tych pomiarów. Podana na str. 374 górna granica gęstości wodoru neutralnego w przestrzeni międzygalaktycznej (1 atom/cm³) jest w rzeczywistości o parę rzędów niższa. Nieprzekonywujące są stwierdzenia Autora (str. 126): „Nie ulega wątpliwości, że rozwój każdej formy życia musi zakończyć się wytworzeniem cywilizacji technologicznej” i dalej: „W każdym razie fakt, że cywilizacja technologiczna rozwinęła się na Ziemi, musimy uważać za dowód, że istnieje ona również gdzie indziej”. Naiwnie brzmi zdanie (str. 404): „jeżeli Wszechświat ekspanduje i jeżeli ekspansja ta następuje nieskończenie długo, to od dawna materia powinna ulec takiemu rozrzedzeniu, że w dostępnym dla nas obszarze Wszechświata nie powinniśmy obserwować żadnej galaktyki...”.

Polskie wydanie *Astronomii współczesnej* wiele zawdzięcza znakomitemu tłumaczeniu. Prostota języka i nienaganna styl powodują, iż książkę czyta się łatwo i z zainteresowaniem. Także nie można mieć

żadnych zastrzeżeń do zastosowanej terminologii astronomicznej. Za ledwie w czterech przypadkach można tłumaczowi postawić zarzuty. Na str. 57 „the lands of the midnight sun” tłumaczone jest na „obszar białych nocy”. Należałoby to raczej przetłumaczyć jako obszary, w których Słońce może być widziane o północy. „Streamers”, na które heliofizycy proponują nazwę „proporce koronalne” (str. 158), przetłumaczono jako „strumienie”. Nie istnieje w języku polskim nazwa „galaktyka lenticularna” (str. 364); poprawniej byłoby „soczewkowata”. Na str. 419 tłumacz zniekształcił opis konstrukcji paraboli.

Warto zwrócić jeszcze uwagę na jeden fakt. Angielskie wydanie *Modern Astronomy* ukazało się w USA w 1973 r. Niespełna 2 lata wystarczyły na przetłumaczenie książki, jej aktualizację o wyniki badań planet w 1974 r. i opracowanie redakcyjne. Natomiast ponad 3,5 roku (od lutego 1975 r. do września 1978 r.) trwał jej druk — bez komentarzy.

Reasumując, należy oczekiwać jak najszybszego kolejnego wydania tej książki, w znacznie większym nakładzie, z usunięciem tych usterek, które jeszcze na niej ciążyą.

Jerzy Stodólkiewicz

Centrum Astronomiczne im. M. Kopernika PAN
Warszawa

W. T. Cathey: *Optyczne przetwarzanie informacji i holografia*. Z języka angielskiego tłumaczyli K. Chałasińska-Macukow, B. Macukow i T. Szoplik, PWN, Warszawa 1978, str. 333, cena zł 42.—

Książka ta powstała z notatek Autora do jednosemestralnego kursu holografii i optycznej obróbki informacji, przeznaczonego dla rozmaicie przygotowanych studentów Uniwersytetu stanu Colorado w Boulder i Denver, rekrutujących się zarówno spośród tych, którzy pomyślnie przeszli przez pierwszy rok studiów technicznych i fizyki, jak i znajdujących się na tym roku, ale zaliczających się do lepiej zaawansowanych w fizyce i matematyce. Byli to studenci w różnym wieku: młodzi, odbywający normalne (w naszym rozumieniu dzienne) studia, oraz starsi, odbywający studia ograniczone (w naszej sytuacji wieczorowe) i mający niejaki doświadczenie w tematyce kursu. Z tego to względu książka nie ma jednolitego poziomu; w ogólności jest on średni, niekiedy nawet popularnonaukowy, w niektórych zaś fragmentach wysoki, wymagający należytej znajomości teorii dyfrakcji, rachunku całkowego, matematycznych zasad optyki fourierowskiej, teorii spójności światła.

Omawiana książka składa się z 10 rozdziałów i 3 dodatków. Oto tytuły rozdziałów: 1. Propagacja fal i skalarna teoria dyfrakcji; 2. Przekształcenie Fouriera i funkcje specjalne; 3. Zapis frontu falowego, odtwarzanie i modulacja; 4. Spójność światła; 5. Obrazowanie i elementy realizujące transformację Fouriera; 6. Własności materiałów rejestrujących i modulatorów przestrzennych; 7. Filtracja przestrzenna; 8. Analiza układów obrazujących; 9. Klasyfikacja i własności hologramów; 10. Zastosowania holografii.

Układ treści nie jest najszcześniejszy, gdyż właściwe zrozumienie niektórych fragmentów książki (zwłaszcza rozdziału pierwszego) wymaga znajomości pojęć, faktów i specjalistycznych wyrażeni matematycznych szczegółowiej wyjaśnionych w dalszych jej partiach. Pewien chaos występuje również w poszczególnych rozdziałach i paragrafach. Co więcej, w wielu akapitach występują po sobie zdania, które wzajemnie nie mają nic wspólnego.

Wystawiając ogólną ocenę tej książki, należy stwierdzić, że niektóre jej fragmenty są napisane w sposób interesujący i oryginalny. Dotyczy to zwłaszcza rozdziału szóstego i siódmego oraz w pewnym stopniu również ósmego i dziesiątego. Przytoczone w tym ostatnim przykłady zastosowań interferometrii holograficznej nie są jednak reprezentatywne i nie zdają dostatecznie sprawy z jej znaczenia w badaniach technicznych i przemysłowych, zwłaszcza w mechanice stosowanej i defektoskopii. Szkoda, że Autor potraktował zdawkowo technikę wykonywania hologramów i skwitował ją tylko sześciostrońnicowym dodatkiem. Do zalet książki należy jednak zaliczyć dość bogaty wykaz literatury źródłowej (w sumie 320 pozycji), zwłaszcza do rozdz. 9 i 10. Pewną wartość dydaktyczną przedstawiają również zestawy zadań i problemów, zamieszczone na końcu każdego rozdziału, proponowane czytelnikowi do rozwiązania.

Czy książkę Catheya należało tłumaczyć na język polski? Odpowiedź może być twierdząca, jeśli w zamiarze Wydawnictwa było danie studentom fizyki i niektórych dyscyplin technicznych (optyka instrumentalna, informatyka) pomocniczego podręcznika, wprowadzającego w sposób możliwie zwięzły w zagadnienia holografii i optycznej obróbki informacji oraz zachęcającego bardziej zainteresowanych tymi zagadnieniami do sięgnięcia po literaturę źródłową i bardziej specjalistyczną. Osobiście wolałbym, aby zostały przetłumaczone dwie inne książki: jedna poświęcona wyłącznie holografii, druga — optycznej obróbce informacji lub optyce fourierowskiej. Naprawdę wartościowe pozycje na ten temat nie trudno byłoby wskazać. Łączenie holografii z optycznym przetwarzaniem informacji w jednym podręczniku i czynienie z tego „mieszanki” nie wychodzi — przynajmniej na razie — ani jednej, ani drugiej dziedzinie na dobre, albowiem praktyczne zastosowania holografii w przetwarzaniu informacji metodami optycznymi są w tej chwili jeszcze nikłe wobec innych jej zastosowań technicznych (o czym zresztą świadczy treść omawianej książki).

Oceniając poziom przekładu, należy zaznaczyć, iż Tłumacze nie mieli łatwego zadania, gdyż zwięzły tekst Catheya, a nawet miejscami niezbyt jasny, wymagał dobrej znajomości przedmiotu osadzonego na styku kilku dyscyplin naukowych (optyka, elektronika, szeroko pojęta informatyka, fotochemia, ...). W ogólności można powiedzieć, iż przekład jest zadowolający, ale nie pozbawiony większych i drobnych uchybień. Nie ma potrzeby wszystkich tu wyliczać (odrębnie przekazuję je Redakcji Postępów Fizyki) i ograniczam się tylko do ważniejszych.

Przed wszystkim spotyka się zdania przetłumaczone niezbyt precyzyjnie, nie oddające w pełni wypowiedzi Autora lub zniekształcające jej sens. Oto przykłady z końcowego fragmentu książki (dodatek 3). Na początku § D3.1 Autor ma na myśli nie najprostszy sposób zapisu hologramu, lecz najprostszy układ (*configuration*) holograficzny, w którym błonę fotograficzną umieszcza się nad przedmiotem, a nie przy nim. „Dystorsja” w naszej nomenklaturze — to konkretna wada (aberracja) optyczna, natomiast angielski termin *image distortion* oznacza zniekształcenie obrazu (jakiokolwiek). Dalej na tej samej stronie (319) należało powiedzieć, że przysłona otworkowa usuwa zniekształcenia (czoła fali), a nie „dystorsje”, wprowadzane przez polaryzatory o niezbyt płaskich powierzchniach. W przedostatnim zdaniu § D3.1 Autor mówi, iż „Oczywiście ważne znaczenie ma rozmiar detektora”, a nie, że „należy się zastanowić nad wymiarami detektora”. W końcowym fragmencie str. 321 zamiast „Często po naświetleniu wybielone hologramy ciemnieją, ...”, powinno być „Często wybielone hologramy ciemnieją, gdy wystawi się je na światło, ...”.

Poza tym zauważyłem opuszczenia istotnych fragmentów zdań. I tak np. na str. 231 w drugim zdaniu akapitu trzeciego pominięte jest wyjaśnienie symboliczne, iż chodzi o amplitudową charakterystykę emulsji fotograficznej, na str. 320 zaś pominięto w jednym ze zdań interferometr Michelsona. Częstokroć zniekształcenie sensu zdania wynikało z niewłaściwego doboru polskiego odpowiednika tak wieloznacznych słów i wyrażeń angielskich, jakimi np. są: *even, could, in spite of, control, ...* Między innymi w ostatnim zdaniu na str. 319 należało napisać „powinna mieć” zamiast „może mieć”, natomiast w zdaniu pierwszym § D3.2 chodzi raczej o stabilizację, a nie kontrolę modów, a w ostatnim akapicie tegoż paragrafu zamiast „niezależnie od” należało użyć terminu „pomimo” (lub „mimo”), jako właściwszego w tym przypadku odpowiednika wyrażenia „*in spite of*”.

Wielce dyskusyjne są niektóre terminy specjalistyczne zaproponowane przez Tłumaczy. Między innymi są to (w nawiasie podano odpowiednik angielski): pinhola (*pinhole*), projektor (*display*), błyski światła (*flare light*). Czyż nie lepiej mówić „przysłona otworkowa” zamiast „pinola” lub „pinhola”? Natomiast słowu *display* trudno jest przypisać jakiś zwięzły termin polski. „Projektor” jednak poważnie ogranicza zakres znaczeniowy tego słowa, a mówiąc „projektor holograficzny”, można czytelnika wprowadzić w błąd, sugerując mu, że jest to coś podobnego do projektora filmowego lub kinowego. *Flare light* — to po prostu odbłaski lub refleksy (przynajmniej w optyce instrumentalnej).

Systematycznie Tłumacze używają sformułowania „odtworzenie hologramu”, a przecież chodzi nie o jakąś rekonstrukcję hologramu, lecz o odtworzenie obrazu holograficznego (z hologramu). Jest to wyrażenie żargonowe, ewentualnie do zaakceptowania, ale lepiej byłoby mówić „odczytywanie hologramu” (zresztą u Catheya jest *read-out*). Również zamiast „apertura” lepiej jest mówić „otwór” w takich sytuacjach, gdzie chodzi o jakikolwiek otwór w ekranie, przesłonie itp. W optyce instrumentalnej słowa „apertura” używa się raczej w sensie apertury numerycznej (uwaga ta odnosi się do całości książki).

Wyrażeniom *coherence width* (str. 79) i *coherence length* (str. 81) został przypisany ten sam termin polski: „droga koherencji”, co jest błędem. W pierwszym przypadku powinno być „obszar koherencji” lub „krążek koherencji”, gdyż chodzi o średnicę krążka spójności.

Wyrażenia $1/\tau$ (τ — transmitancja, str. 113) nie można nazwać współczynnikiem pochłaniania. W nomenklaturze angielskiej wyrażenie to nosi nazwę *opacity*, któremu odpowiada termin polski „zaczernienie”. Tłumacze nie mogli go użyć, gdyż zaczernieniem nazwali to, co nosi nazwę: „fotograficzna gęstość optyczna” (względnie „absorbancja” lub „ekstynkcja”). *Redundancy* — to nie tylko nadmiarowość informacji w sensie zwiększenia liczby bitów, ale również rozpostarcie (rozprzestrzenienie) takiej samej liczby informacji na większym obszarze. Taką właśnie sytuację Autor ma na myśli w końcowym fragmencie § 10.2 i przedostatnie zdanie tego paragrafu powinno brzmieć: „Redundancja zmniejsza wrażliwość na kurz i rysy” (wole termin „redundancja” niż „nadmiar informacji”!), a nie „Nadmiar informacji ogranicza wrażliwość...”. Poza tym lepiej byłoby mówić (a tym bardziej pisać!): hologram odczytywany w świetle białym, fala odczytująca hologram, soczewka ujemna, bielenie odwracalne, zamiast „hologram w świetle białym”, „fala odtwarzająca hologram”, „soczewka o ujemnej ogniskowej”, „bielenie odwrotne”. Zauważyłem, że Tłumacze nie odróżniają przysłony od przesłony, a różnica — i to ułatwiająca opis układów optycznych — między tymi terminami istnieje (zob. np. *Mały słownik języka polskiego* pod red. S. Skorupki i H. Auderskiej, PWN 1974).

W tytule rozdziału 1 jest powiedziane, iż chodzi o skalarną teorię dyfrakcji. Częściowo zaprzecza temu (przynajmniej wg przepisów PWN) nieuzasadniony zapis tłustym drukiem niektórych wielkości i funkcji. Poza tym przeglądając tę książkę ma się wątpliwości, co w gruncie rzeczy wyraża tłusty druk, czy wektory czy też wielkości związane z amplitudą (np. transmitancją amplitudową). Tłumacze nie korzystali z możliwości dawania notek wyjaśniających takie i inne wątpliwości.

Należy jednak wspomnieć, że książka zawiera, wprawdzie drobne ale liczne, błędy i usterki typu korektorskiego, kwalifikujące się do erraty, której jednakże nie dołączono.

W konkluzji można stwierdzić, że mimo usterek (wymienionych i niewymienionych) książka ta spełnia w pokaźnym stopniu rolę pomocniczego podręcznika akademickiego w nauczaniu współczesnej optyki stosowanej, zwłaszcza że jest to pierwsza publikacja książkowa w języku polskim na temat optycznego przetwarzania informacji.

Maksymilian Pluta

Centralne Laboratorium Optyki
Warszawa

K R O N I K A

PTF

Dwudziesta rocznica śmierci Andrzeja Sołtana

10 grudnia 1979 r. przypadła dwudziesta rocznica śmierci Andrzeja Sołtana, profesora Uniwersytetu Warszawskiego, pierwszego dyrektora Instytutu Badań Jądrowych w Świerku, twórcy warszawskiej szkoły fizyki jądrowej.

Dla upamiętnienia tej rocznicy Zarząd Główny Polskiego Towarzystwa Fizycznego zorganizował sesję naukową, na której Prezes PTF i dawny uczeń Sołtana — prof. Zdzisław Wilhelmi — wygłosił referat „Życie i dzieło Andrzeja Sołtana”, po czym siedmiu fizyków: doc. Piotr Decowski, doc. Michał Gryziński, doc. Marian Jaskółka, doc. Stanisław Kuliński, prof. Adam Sobiczewski, prof. Ziemowit Sujkowski i prof. Jan Żylicz przedstawiło obecny stan badań zapoczątkowanych w Polsce przez Sołtana.

Referat prof. Wilhelmię zamieścimy w jednym z następných zeszytów *Postępów Fizyki*.

Oddział Opolski PTF

Dnia 25 października 1979 r. odbyło się Walne Zebranie Opolskiego Oddziału PTF, na którym podsumowano dorobek Oddziału w okresie od 10. 11. 77 do 25. 10. 79. Dokonano wyboru nowych władz Oddziału. Dr Józef Musielok, który w poprzednim zarządzie pełnił funkcję sekretarza, odczytał sprawozdanie, którego streszczenie przedstawiam:

Oddział liczy 67 członków, głównie pracowników naukowo-dydaktycznych dwóch opolskich uczelni: Wyższej Szkoły Pedagogicznej i Wyższej Szkoły Inżynierskiej. Działalność Oddziału koncentrowała się na:

1. Organizowaniu posiedzeń naukowych, na które zapraszano specjalistów z różnych dziedzin

fizyki z kraju i — w miarę możliwości — z zagranicy. Posiedzeń takich odbyło się dziesięć, a referentami kolejno byli: mgr H. Kujawski (Białystok), doc. S. W. Popowa (Leningrad), prof. R. Janiczek (Częstochowa), doc. H. Szydłowski (Poznań), doc. W. Dziembowski (Warszawa), doc. J. Hanasz (Toruń), prof. G. Białkowski (Warszawa), prof. E. M. Rogers (Oxford), prof. D. Frąckowiak (Poznań), prof. M. P. Szaskolskaja (Moskwa).

2. Działalności dydaktyczno-popularyzatorskiej. Tą dziedziną zajmowała się Sekcja Dydaktyczna Oddziału. Zorganizowano szereg pokazów z fizyki dla uczniów i nauczycieli, cztery seminaria z dydaktyki fizyki dla nauczycieli z miasta i województwa, dwa turnieje fizyczne obejmujące uzdolnioną młodzież z województwa. Sekcja Dydaktyczna prowadzi ponadto systematyczne zajęcia z uczniami szkół opolskich, w dwóch grupach: w grupie ćwiczeń rachunkowych i zajęć laboratoryjnych. Działalność Sekcji Dydaktycznej ma już swoją wyrobioną markę na terenie Opolszczyzny i cieszy się powodzeniem i uznaniem. Sekcja Dydaktyczna utrzymuje stały kontakt z podobną sekcją w Częstochowie, patronuje pracy Studenckiego Koła Naukowego Fizyków, nawiązuje kontakty z różnymi ośrodkami o wspólnych zainteresowaniach, jak np. ostatnio z Młodzieżowym Domem Kultury w Katowicach i z tamtejszym Kuratorium.

Członkowie Opolskiego Oddziału PTF brali czynny udział w wielu sympozjach i konferencjach w kraju i za granicą.

A oto nowe władze Opolskiego Oddziału PTF: przewodniczący — doc. dr hab. Józef Kusz wiceprzewodniczący — dr Józef Musielok sekretarz — mgr Maria Górecka skarbnik — dr Bożena Pędzisz przewodnicząca Sekcji dydaktycznej — dr Danuta Tokar;

członkowie Zarządu

mgr Danuta Brągiel, prof. dr Apolonia Wrzeńska, mgr Wojciech Dindorf — korespondent Oddziału PTF w Opolu.

Wojciech Dindorf

XXIV Pokazy z Fizyki

Wzorem lat ubiegłych w dniach 18—22 IX 1979 r. Oddział Lubelski PTF i Instytut Fizyki UMCS zorganizowały Pokazy z Fizyki. Pokazy odbyły się już po raz 24. Ostatnie pokazy poświęcone były zjawiskom optycznym i akustycznym. Program obejmował m. in. widzenie barw, polaryzację światła i jej wykorzystanie, fosforescencję i luminescencję, lasery i światłowody, fale stojące, ultradźwięki, zjawiska psychoakustyczne. Komisji dydaktycznej XXIV Pokazów przewodniczyła doc. Danuta Stachórska. Kierownikiem organizacyjnym był dr Marek Sowa. Pokazy, jak zawsze, cieszyły się ogromnym zainteresowaniem młodzieży. Uczestniczyło w nich ponad 3500 uczniów ze szkół średnich całej niemal Lubelszczyzny, a także takich miast jak Radom i Kielce.

Józef Pomorski

Nominacje na profesorów

Rada Państwa nadała tytuły naukowe profesorów.

Tytuł naukowy profesora zwyczajnego otrzymali: Jan Stankowski (Instytut Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu) i Wiesław Wardzyński (Instytut Fizyki PAN w Warszawie).

Tytuł naukowy profesora nadzwyczajnego otrzymali: Andrzej Eskreys (Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie), Józef Heldt (Uniwersytet Gdański), Jerzy Jakimiec (Uniwersytet Wrocławski) i Krzysztof Rybicki (Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie).

Nominacje wręczył w Belwederze w dniu 21 listopada 1979 r. Przewodniczący Rady Państwa prof. Henryk Jabłoński.

Sesja Einsteińska Wydziału III PAN

Dnia 31 października 1979 r. w Sali Lustrzanej Pałacu Staszica w Warszawie odbyła się, zorganizowana przez Wydział III Polskiej Akademii Nauk, sesja naukowa poświęcona setnej rocznicy urodzin Alberta Einsteina. W czasie sesji prof. Andrzej Trautman wygłosił referat „Einstein, grawitacja, czasoprzestrzeń”.

Burhop doktorem *h. c.* Uniwersytetu Warszawskiego

Senat Uniwersytetu Warszawskiego przyznał stopień doktora *honoris causa* E. H. S. Burhopowi, profesorowi Uniwersytetu Londyńskiego, wybitnemu specjalście w dziedzinie fizyki cząstek elementarnych. W czasie uroczystości nadania stopnia, promotor prof. Janusz Zakrzewski przedstawił sylwetkę naukową nowo kreowanego doktora. Eric H. S. Burhop urodził się w 1911 r. w Australii. Studiował w Melbourne, potem w Cavendish Laboratory w Cambridge, gdzie uzyskał stopień doktora w 1935 r. W latach 1944/5 uczestniczył w pracach nad bombą jądrową w tzw. Manhattan Project. Od 1945 pracuje w Uniwersytecie Londyńskim. Jest członkiem Royal Society.

Zajmował się badaniami doświadczalnymi i teoretycznymi z zakresu fizyki atomowej, w szczególności zjawiska Augera, zderzeń elektronów i jonów z atomami, fizyki jądrowej i fizyki cząstek elementarnych. W szczególności, znane są jego badania oddziaływań mezonów K^- , produkcji cząstek dziwnych i ich oddziaływań. Następnie zajmował się fizyką oddziaływań słabych. W 1976 r. stwierdził pierwszy przypadek oddziaływania neutrina z jądrem emulsji, interpretowany jako akt produkcji i rozpadu cząstki powabnej, co pozwoliło oszacować czas życia takich cząstek na 10^{-13} s.

Burhop był inicjatorem wielu eksperymentów prowadzonych we współpracy międzynarodowych, w szczególności, w końcu lat pięćdziesiątych, w Europejskiej Współpracy K^- , której uczestnikiem był Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego. W ramach tej Współpracy zaobserwowano w 1963 r. w Warszawie pierwsze hiperjądro podwójne.

Dziękując za nadany mu stopień, prof. Burhop dał m. in. wyraz swoim poglądom na obecną sytuację w fizyce cząstek elementarnych: „Ostatnie pięćdziesiąt lat stanowiło podniecający okres w rozwoju fizyki. Kiedy rozpoczynałem swe badania wydawało się, że strukturę materii można w pełni opisać za pomocą elektronów, protonów i fotonów. Sytuacja dzisiejsza jest dużo bardziej złożona i nie jesteśmy nawet pewni czy nasze kwarki, gluony, pole cechowania itp. wystarczą do zrozumienia ostatecznej struktury materii. Jednakże pod jednym względem sytuacja przypomina późne lata dwudzieste: w tym czasie mieliśmy narodzić teorię — mechanikę kwantową — która pozwalała przewidywać wyniki wszelkiego rodzaju doświadczeń z zakresu fizyki atomowej. Dziś obserwujemy podobnie

gorączkową działalność, gdyż chromodynamika kwantowa stanowi — jak się wydaje — teorię, która umożliwia przewidywania jakościowe w dziedzinie fizyki cząstek elementarnych.” Prof. Burhop zwrócił też uwagę na to, że podstawową cechą dzisiejszych badań w fizyce jest zespołowość. Przypomniał z uznaniem udział fizyków warszawskich we współpracach międzynarodowych, wymieniając w szczególności profesorów Mariana Danysza i Jerzego Pniewskiego.

B. W.

Nagroda Nobla z fizyki za rok 1979

Laureatami nagrody Nobla w 1979 r. zostali trzej fizycy: Amerykanie Steven Weinberg (ur. 1932 r.) i Sheldon Glashow (ur. 1933 r.) oraz Pakistańczyk Abdus Salam (ur. 1926 r.). Obaj Amerykanie pra-

cują na Uniwersytecie Harvarda w Cambridge w stanie Massachusetts. Abdus Salam od ponad 20 lat jest profesorem Imperial College w Londynie, jest on ponadto dyrektorem i jednym z założycieli Międzynarodowego Centrum Fizyki Teoretycznej



Sheldon Glashow (po lewej) i Steven Weinberg



Abdus Salam

w Trieście. Nagroda została przyznana za wkład w rozwój teorii oddziaływań między cząstkami elementarnymi, a w szczególności za sformułowanie tzw. zunifikowanej teorii oddziaływań słabych i elektromagnetycznych.

Do przelomu lat 50. i 60. teorie obu rodzajów oddziaływań rozwijały się zasadniczo niezależnie, choć na pewne analogie między tymi oddziaływaniami zwracano uwagę od samego niemal początku istnienia teorii rozpadu β . Poważniejsze próby połączenia dwóch teorii w jedną konsekwentną całość podjęte zostały przez Glashowa w 1960 r. i Salama z Wardem w 1964 r. Zarówno te pierwsze próby, jak też ostateczna wersja teorii zunifikowanej opiera się na schemacie teoretycznym podanym w roku 1952 przez Yanga i Millsa, pomyslanym pierwotnie dla potrzeb silnych oddziaływań. Schemat Yanga-Millsa oparty być musi na pewnej wyjściowej grupie symetrii. Geniusz potrzebny tu był dla dopatrzenia się tej symetrii w tak z pozoru różnych oddziaływaniach, jakimi są elektromagnetyzm i słabe oddziaływania. Te ostatnie są bardzo krótkozasięgowe, a więc ewentualne (do dziś nie odkryte) kwanty przenoszące oddziaływanie muszą być bardzo ciężkie. Z drugiej strony kwant pola elektromagnetycznego (foton) jest bezmasowy. Przymykając oczy na tę różnicę mas i uważając naładowane kwanty W i foton za członków jednej

rodziny wycyga się drogę unifikacji. Żądanie matematycznej konsystencji z jednej strony, a zarazem prostoty teorii, z drugiej, prowadzi do konieczności powiększenia tej rodziny o jeszcze jeden bozon pośredni Z_0 . Istnienie neutralnego bozonu pośredniego różnego od fotonu oznacza istnienie tzw. prądu neutralnego, a więc nowego przepowiedzianego teoretycznie rodzaju oddziaływań słabych. Do ostatecznego sformułowania teorii potrzebny był mechanizm różnicujący (i to tak bardzo) masy bozonów pośrednich i fotonu. Mechanizm taki został odkryty przez Higgsa i Kibble'a (w kontekście teorii ciała stałego!) i zaproponowany w 1967 r. przez Weinberga i niezależnie przez Salama do uzupełnienia pierwszych idei unifikacyjnych. Konsekwentne rozszerzenie teorii na hadrony (zbudowane z kwarków!) zmusiło z kolei do wprowadzenia do teorii czwartego kwarku powabnego (Glashow, Iliopoulos, Maiani — 1970 r.). Tym samym zakończona została konstrukcja tzw. modelu standardowego. Gerard 't Hooft w 1971 r. udowodnił renormalizowalność tego typu teorii, co przyczyniło się do szerokiego zainteresowania się społeczności fizyków nową teorią. Pierwsze potwierdzenia doświadczalne przysły w roku 1973, kiedy w CERNie odkryto tzw. prądy neutralne. Dalsze lata to jedno pasmo sukcesów. Postać prądu neutralnego została potwierdzona w całej rozciągłości, cząstki powabne — o dokładnie przepowiedzianych własnościach — odkryte. Dojrzał czas do przyznania nagrody Nobla. Warto dodać, że obok przewidywań już potwierdzonych, teoria Glashowa–Weinberga–Salama przepowiada istnienie bozonów pośrednich o ściśle określonych masach (77 i 88 GeV) i innych własnościach. Ich produkcja możliwa będzie za parę lat w budowanych już obecnie akceleratorach. Strach pomyśleć co to będzie, gdy natura spleta figła i okaże się, że cząstek tych po prostu nie ma!

Andrzej Szymacha

Papieska Akademia Nauk czci Alberta Einsteina

Dnia 10 listopada 1979 r. odbyła się sesja Papieskiej Akademii Nauk poświęcona uczczeniu setnej rocznicy urodzin Einsteina. W sesji wziął udział papież Jan Paweł II, który wygłosił dłuższe przemówienie. Stwierdził m. in.: „Poszukiwanie prawdy jest podstawowym zadaniem nauki... Naukę należy wysoko cenić dla niej samej, jeszcze przed

jej zastosowaniem technicznym, jako integralną część kultury... Badania podstawowe powinny być uniezależnione od władz politycznych i gospodarczych, które ze swej strony powinny przyczyniać się do ich rozwoju, nie kępując twórczości, ani nie podporządkowując ich swym własnym celom. Jak każda inna prawda, tak i prawda naukowa, zdaje rachunek jedynie przed samą sobą...”.

W sesji uczestniczyli m. in. V. F. Weisskopf (medal Smoluchowskiego 1977) i P. A. M. Dirac, którzy są członkami Papieskiej Akademii Nauk.

Słowo Powszechnie, Nr 278 (1979)

B. W.

Kittel odznaczony medalem za nauczanie

Amerykańskie Stowarzyszenie Nauczycieli Fizyki (American Association of Physics Teachers) przyznało swoje najwyższe odznaczenie — Medal Ørsted — C. Kittelowi. Medal ustanowiony w 1936 r. upamiętnia Hansa Christiana Ørsteda jako godnego naśladowania dydaktyka.

Charles Kittel kształcił się w MIT, w uniwersytecie Wisconsin oraz w Anglii w Cambridge. Po wojnie pracował w Laboratoriach Bella. W 1950 r. przeszedł do Uniwersytetu Kalifornijskiego w Berkeley, gdzie był jednym z twórców ośrodka badań fizyki ciała stałego, który wkrótce stał się jednym z najważniejszych na świecie. Gdy Kittel przeszedł do Berkeley, większość badań amerykańskich w dziedzinie fizyki ciała stałego była prowadzona w laboratoriach przemysłowych. W uniwersytetach rozwijana była wówczas raczej fizyka jądrowa i fizyka wysokich energii. Trzeba było dostarczyć uniwersytetom i innym ośrodkom badawczym dużą liczbę dobrze wyszkolonych fizyków ciała stałego. Program szkolenia w tej dziedzinie, stworzony przez Kittela, dobrze zaowocował wydając grupę wybitnych specjalistów teorii ciała stałego. Kittel był promotorem ponad 30 doktorów, którzy obecnie kierują rozwojem badań fizyki ciała stałego w licznych uniwersytetach i laboratoriach przemysłowych. Kittel jest też świetnym autorem. Jego książki stały się klasycznymi podręcznikami fizyki ciała stałego. *Introduction to Solid State Physics*, opublikowana pierwszy raz przed około 25 laty, miała kilka wydań amerykańskich, ulepszanych i unowocześnieńskich przez autora. Była tłumaczona na wiele języków, polskie wydanie trzecie ukazało się w 1974 r. (patrz recenzja M. Grynerberga, *Postępy Fizyki* 26, 242, 1975). Szeroko używany był jego

podręcznik *Quantum Theory of Solids*. Książka *Thermal Physics* jest pięknym wykładem fizyki statystycznej i termodynamiki przeznaczonym dla studentów starszych lat. Cechuje ją elegancja ujęcia i wybitna dydaktyka wykładu.

Kittel zainteresował się też właściwym ujęciem wykładu fizyki ogólnej. Kierował pracami małej grupy profesorów Uniwersytetu Kalifornijskiego w stworzeniu znanego *Kursu Berkeleyowskiego*. Był sam współautorem pierwszego tomu i odegrał decydującą rolę w powstawaniu pozostałych. Intencją autorów było pokazanie jak szczególna teoria względności, mechanika kwantowa i fizyka statystyczna mogą być wplecione w wykład dla początkujących studentów fizyki. *Berkeley Physics Course* spowodował zasadnicze zmiany w ujęciu wykładu fizyki ogólnej w wielu uniwersytetach świata. Ideę tę przejęli niektórzy autorzy obecnie powstających podręczników.

Am. J. Phys. 47, No 8 (1979)

B. W.

Nagroda dla Occhialiniego

Znakomity fizyk włoski Giuseppe Occhialini otrzymał nagrodę Wolfa za rok 1979. Uroczystość wręczenia odbyła się w Jerozolimie w gmachu Knessetu w obecności prezydenta Izraela. Nagrodę przyznano Occhialiniemu w uznaniu dwu jego wielkich odkryć: produkcji par elektron-pozytron (w 1933 r. w Cambridge wspólnie z P. M. S. Blacketem) i detekcji pionu (w 1948 r. w Bristolu wspólnie z C. F. Powellem).

Occhialini odegrał bardzo ważną rolę w rozwoju fizyki włoskiej. Był jednym z założycieli włoskiego Narodowego Instytutu Fizyki Jądrowej, a w szczególności miał wielki udział w powstaniu grup fizyki cząstek elementarnych tego Instytutu, działających w Genui i Mediolanie.

CERN Courter 19, No 8 (1979)

B. W.

Europejska Federacja Fizyki Medycznej

Na zaproszenie Brytyjskiego Stowarzyszenia Fizyków Szpitalnych odbyło się w maju 1979 w Londynie pierwsze Europejskie Spotkanie Fizyków Medycznych. Wzięli w nim udział przedstawiciele Międzynarodowej Organizacji Fizyki Medycznej

(International Organization of Medical Physics), Europejskiego Towarzystwa Fizycznego, Europejskiego Stowarzyszenia Radiologicznego (European Association of Radiology), jak również członkowie towarzystw fizyki medycznej wielu krajów europejskich. Celem spotkania było podjęcie starań o efektywne wzmocnienie międzynarodowej współpracy naukowej w tej dziedzinie. Postanowiono utworzyć Europejską Federację Fizyki Medycznej, której zadaniem będzie m. in. pomoc w zakładaniu narodowych towarzystw fizyki medycznej, rozpowszechnianie informacji, organizowanie konferencji oraz wymiany naukowców, opracowywanie programów szkolenia.

Został powołany „Komitet Sterujący”, który ma opracować schemat organizacyjny federacji i przygotować następne Europejskie Spotkanie Fizyki Medycznej. W skład Komitetu Sterującego weszli: dr Ascard (Szwecja), prof. Bekkering (Holandia), dr Benini (Włochy), prof. Breyer (Jugosławia), dr Chavaudra (Francja), prof. Kaul (RFN), prof. Orr (Wielka Brytania) i dr Sacuz (Hiszpania).

Phys. Blätter 35, No 11 (1979)

B. W.

60 lat Instytutu Fizyko-Technicznego im. A. F. Joffego

Znany Instytut Fizyko-Techniczny im. A. F. Joffego w Leningradzie obchodził w 1979 r. sześćdziesięciolecie swego istnienia.

W początkach XX w. działali w Petersburgu fizycy starszego pokolenia O. D. Chwolson i I. I. Borgman. Z młodszego pokolenia wybijali się A. F. Joffe i D. S. Rożdżestwiński, dojrzewający pod wpływem P. Ehrenfesta, który przebywał kilka lat w Rosji i prowadził seminarium nowoczesnej fizyki, gdzie dyskutowano idee Plancka, Einsteina, Rutherforda. Fizyka była uprawiana w ośrodkach wyższych uczelni.

W końcu 1918 r., z inicjatywy głównie M. I. Niemienowa, profesora rentgenologii, został utworzony Państwowy Instytut Rentgenologii i Radiologii, którego Wydziałem Fizyko-Technicznym kierował Abram Fiedorowicz Joffe. Wkrótce powstał również Państwowy Instytut Optyki, którego dyrektorem został D. S. Rożdżestwiński.

W 1921 r. Państwowy Instytut Rentgenologii i Radiologii rozdzielił się na samodzielne instytuty: Fizyko-Techniczny (dyrektor — A. F. Joffe), Me-

dydno-biologiczny (dyrektor — M. I. Niemienow) i Radowy (dyrektor — W. I. Wernadski).

Z inicjatywy i pod kierunkiem Joffego rozpoczęły się w Instytucie Fizyko-Technicznym badania półprzewodników. Z czasem Instytut ten stał się jednym z czołowych światowych ośrodków badań w tej dziedzinie. Tu pracował J. Frenkel, który w 1931 r. przewidział teoretycznie istnienie ekscytynu. Tu E. F. Gross w 1952 r. stwierdził eksperymentalnie jego istnienie w wyniku badań widma absorpcji tlenu miedzi. N. A. Goriunowa wykazała możliwość tworzenia związków półprzewodnikowych: dwu-, trzy- i wieloskładnikowych. Z. I. Alferow otrzymał heterostruktury półprzewodnikowe.

W innych dziedzinach fizyki Instytut Fizyko-Techniczny ma również bardzo istotne osiągnięcia. W laboratorium I. W. Kurczatowa odkryto samorzutne rozszczepienie jądra (G. N. Flerow i K. A. Pietrzak), izomerię jądrową (I. W. Kurczatow i L. I. Rusinow). D. D. Iwanienko, niezależnie od Heisenberga, opracował model protonowo-neutronowy jądra.

W Gątczynie powstała filia Instytutu z reaktorem o mocy 10 MW i synchrocyklotronem. W 1971 r. filia ta stała się samodzielnym Instytutem Fizyki Jądrowej im. B. P. Konstantinowa. Pod kierunkiem W. E. Golanta prowadzone są badania syntezy termojądrowej przy pomocy urządzeń typu TUMAN.

Dla właściwego rozwoju instytutu ma, oczywiście, zasadnicze znaczenie właściwe przygotowanie kadr. Zdając sobie z tego sprawę Joffe, już w rok po założeniu Instytutu, doprowadził do powstania w Politechnice Leningradzkiej Wydziału Fizyki i Mechaniki. Obecnie wielu samodzielnym pracowników Instytutu jest jednocześnie profesorami wyższych uczelni Leningradu, mogąc dzięki temu nie tylko wpływać na właściwe formowanie studentów, lecz również wybierać najzdolniejszych do pracy w Instytucie Fizyko-Technicznym.

Vestnik AN SSSR, No 9 (1979)

B. W.

Spotkanie laureatów Nobla

Już od 28 lat odbywają się w Lindau nad Jeziorem Bodeńskim coroczne spotkania laureatów Nobla. Gospodarzem tych spotkań jest hrabia Bernadotte. Co roku laureaci kolejno z różnych dziedzin spotykają się ze studentami i młodymi naukowcami z różnych uniwersytetów europejskich. Wielcy fizycy

wyglaszają referaty, ale nie to jest najważniejszą atrakcją. Istota tych zebrań polega na umożliwieniu młodym bezpośrednich kontaktów i swobodnej dyskusji z „mistrzami”.

W czerwcu 1979 przybyło do Lindau 20 laureatów Nagrody Nobla z fizyki i około 500 młodych fizyków. Hannes Alfvén (Nagroda Nobla 1970) mówił na temat kosmologii, Paul Dirac (1933) rozważał możliwość zmian stałej grawitacyjnej, referat Eugene Wignera (1963) dotyczył przyczynowości, Rudolfa Mössbauera (1961) — stabilności neutrino, Sama Tinga (1976) — fotonów i nowych cząstek, Piotra Kapicy (1978) — wysokotemperaturowej plazmy. Kierunki zainteresowań, jakie w ostatnich latach zaczyna przejawiać wielu fizyków, odzwierciedlały odczyty Leona Coopera (1972) o membranach biologicznych, Donalda Glasera (1960) o spojrzeniu fizyka na biologię i Ivara Giaevera (1973) o powierzchni ciała stałego w zastosowaniu do biologii.

CERN Courier 19, No 6, 1979

B. W.

Weizsäcker w Krakowie

Wybitny fizyk i filozof niemiecki Carl Friedrich von Weizsäcker odwiedził Kraków i 5 listopada 1979 wziął udział w odbywającym się tam co miesiąc konwersatorium, skupiającym fizyków, filozofów nauki, biologów i teologów. Weizsäcker wygłosił referat pt. „Filozofia grecka a współczesna fizyka”.

Tygodnik Powszechny Nr 47 (1979)

B. W.

Seminarium Historii Fizyki

Komisja Historii Fizyki Polskiego Towarzystwa Fizycznego, której przewodniczy prof. R. S. Ingarden, zorganizowała w maju 1979 w Toruniu II Seminarium Historii Fizyki. Materiały tego seminarium, wydane przez Komisję Historii Fizyki PTF i Bibliotekę Główną Uniwersytetu Mikołaja Kopernika, zawierają pełne teksty wygłoszonych referatów oraz, opracowany przez Pracownię Historii Fizyki Biblioteki Głównej UMK, spis publikacji Mieczysława Wolfkego i wybór literatury o nim. Oto wykaz referatów zawartych w materiałach:

Stanisław Salmonowicz — Fizyka w gimnazjach akademickich Prus Królewskich,

Wiesław Mincer i Zenon H. Nowak — Nauczanie fizyki w Akademii Chelmińskiej,

Karol Wolfke — Wspomnienie o ojcu, Mieczysławie Wolfke,

Marian Grabowski — Zasada nieoznaczoności i probabilistyczna interpretacja mechaniki kwantowej w rozwoju historycznym,

Bronisław Średniawa — Dzieje fizyki teoretycznej na Uniwersytecie Jagiellońskim w latach 1852—1890.

B. W.



Seitz o Centrum Historii Fizyki AIP

W artykule redakcyjnym zeszytu wrześniowego *Physics Today* Frederick Seitz, wybitny fizyk amerykański, specjalista w dziedzinie teorii ciała stałego, który obecnie jest przewodniczącym Rady Przyjaciół Centrum Historii Fizyki Amerykańskiego Instytutu Fizyki, przedstawia krótko cele działania Centrum, jak również zwraca się do instytucji i osób prywatnych o wzmożenie współpracy z Centrum. Seitz pisze m. in.: „Każda generacja w zawodzie tak aktywnie twórczym, jakim jest uprawiana przez nas fizyka, jest winna następnym generacjom przekazać jak najwięcej nastroju i ducha tych, którzy tworzą fizykę. Centrum Historii Fizyki Amerykańskiego Instytutu Fizyki powstało w wyniku zrozumienia tej idei i umiejętności patrzenia w przyszłość stosunkowo niewielkiego grona jednostek, które uznały tę powinność. W miarę upływu czasu coraz więcej naszych kolegów zdało sobie sprawę, że Centrum będzie skarbcem dla tych, którzy chcieliby uzyskać wgląd w postęp w naszej dziedzinie wiedzy, głębszy i bardziej ludzki niż to jest możliwe na podstawie czysto formalnej literatury naukowej.”

Phys. Today 32, No 9, 1979

B. W.

„Świątynia fizyki na Hożej“

Pod powyższym tytułem ukazał się w nrze 205 z 1/2 września 1979 *Życia Warszawy*, w rubryce „Warszawskie pożegnania”, artykuł Jerzego Kasprzyckiego ozdobiony przez Mariana Stępnia pięknym rysunkiem, który tu reproduujemy.

Artykuł przedstawia zarys dziejów Hożej 69 jako ośrodka badań fizycznych od 1921 r. do II wojny

światowej, a dalej mówi o ciężkim okresie okupacji oraz o odbudowie i rozbudowie gmachu po wojnie. Biorąc pod uwagę, że Autor jest dziennikarzem nie specjalizującym się w omawianiu zagadnień nauk ścisłych, ogólną informację zawartą w artykule należy uznać za bardzo dobrą. Cały ton jest tak życzliwy dla warszawskich fizyków, że na pewno darują mu oni np. lapsus polegający na stwierdzeniu, że w okresie przedwojennym prof. Pieńkowski zajmował się fizyką cząstek elementarnych.

B. W.

Grafoepitaksja

Zjawisko narastania warstwy jakiejś substancji o strukturze monokryształu na monokryształ innej czy nawet tej samej substancji nazywamy epitaksją (od słów greckich: epi — na, taksis — porządek, uporządkowanie). Przy spełnieniu pewnych warunków odnośnie do struktury podłoża i warstwy, narastające warstwy posiadają wysoce prawidłową strukturę monokryształu. Fakt ten jest znany od dawna i szeroko wykorzystywany w wielu dziedzinach, np. w mikroelektronice dla otrzymywania warstw o różnym typie przewodnictwa czy o różnej oporności.

Na podłożu o strukturze amorficznej, np. na topionym kwarcu, na ogół uzyskujemy warstwy polikrystaliczne zbudowane z krystalitów, których orientacje wykazują mały stopień uporządkowania. W pewnych warunkach, co najwyżej, udaje się uzyskać warstwy o uporządkowaniu jednej płaszczyzny krystalitów i chaotycznym rozkładzie in-

nych płaszczyzn względem podłoża. O przypadku takim mówimy, iż warstwa posiada silnie wyrażoną teksturę, np. na topionym kwarcu z amorficznej warstwy krzemu na drodze jej wygrzewania promieniowaniem lasera o mocy kilku W udaje się uzyskać warstwę zbudowaną z krystalitów, których jedna z płaszczyzn (100) jest równoległa do podłoża, a pozostałe płaszczyzny są dowolnie zorientowane względem podłoża (tekstura (100)).

Ostatnio Henry Smith, Dale Flanders i Michael Seis z Lincoln Laboratory MIT otrzymali warstwy krzemu o budowie monokryształu na podłożu o strukturze amorficznej. Na płycie topionego kwarcu metodami fotolitografii szeroko stosowanymi w mikroelektronice wykonali oni siatkę rys o przekroju prostokątnym o odległości $3,8 \mu\text{m}$ i głębokości 1000 \AA . Na tak przygotowane podłoże po odpowiednim myciu nałożono z reakcji $\text{SiH}_4 \rightarrow \text{Si} + 2\text{H}_2$ w temperaturze 610°C warstwę krzemu o grubości 5000 \AA . Do wygrzania warstwy użyto lasera argonowego o mocy 6 W , omiatając z szybkością 10 mm/s w odstępach co $12 \mu\text{m}$ powierzchnię warstwy o średnicy 38 mm .

Po jednym omiataniu warstwa krzemu wykazywała strukturę polikrystaliczną i była zbudowana z ziaren o średnicy $10\text{--}20 \mu\text{m}$ z teksturą (100), tj. płaszczyzną (100) równoległą do podłoża, bez uporządkowania ziaren względem podłoża w pozostałych płaszczyznach. Po drugim omiataniu wiązką wielkość ziaren wynosiła $100 \mu\text{m}$ i pojawiło się ich uporządkowanie względem podłoża w płaszczyznach nie równoległych do podłoża. Po czterech cyklach omiatania uzyskano warstwę o strukturze monokryształu z kierunkiem $\langle 100 \rangle$ równoległym do rys. Na podłożu bez rys struktura pozostała polikrystaliczna z teksturą (100).

Warunkiem idealnej krystalizacji jest odległość rys mniejsza od wielkości krystalitów po pierwszym omiataniu, mała krzywizna krawędzi rys (promień ich nie może być większy od 50 \AA) i płaskość ścianek rys. Orientacja narastającego kryształu nie zależy od kierunku omiatania. Uzyskane kryształy wykazywały wygięcia i rozrzut normalnych do ich powierzchni dochodził do 3° . Zmniejszenie głębokości rys pogarsza strukturę uzyskiwanych kryształów.

Dla uzyskania warstw krzemu o innej orientacji należy wykonać rysy o innym przekroju, np. orientacja (111) wymaga rys o ściankach przecinających się pod kątami $70,5^\circ$ lub $109,5^\circ$, tj. takimi, jakie tworzą między sobą płaszczyzny (111) struktury krzemu.

Stosując podobne postępowanie autorzy uzyskali również warstwy o strukturze monokryształu dla innych substancji, np. KCl hodowanego z roztworu wodnego na topionym kwarcu czy dla ciekłych kryształów.

Pomysł przedstawionego sposobu krystalizacji nasunęła autorom obserwacja krystalizacji lodu na rysach szyb samochodu. Zjawisko nazwali oni grafoepitaksją. Wydaje się, że ma ono duże szanse zastosowań w mikroelektronice. Wytwarzanie na jednej płytce obok siebie różnych warstw np. krzemu i arsenku galu otworzyłoby całkiem nowe perspektywy konstrukcji układów. Możliwe stałoby się spełnienie marzeń elektroników o bardzo wielkim stopniu scalenia układów na drodze tworzenia struktur trójwymiarowych poprzez kolejne wytwarzanie warstw czynnych krystalicznych i między nimi warstw izolacji o strukturze amorficznej.

Wydaje się, iż najszybciej znajdzie ono zastosowanie w stosunkowo prostym przypadku wytwarzania baterii słonecznych, gdzie grafoepitaksja krzemu na węglu może prowadzić do bardziej ekonomicznego wykonywania baterii.

W chwili obecnej jakość uzyskiwanych warstw jest dla potrzeb elektroniki niedostateczna; wspomniano już o dezorientacji w uzyskiwanych warstwach dochodzącej do 3° , ruchliwość nośników w tych warstwach wynosi zaledwie 40% ruchliwości w monokryształach krzemu, co świadczy o dużym stopniu ich zdefektowania. Odkrywczy zjawiska intensywnie pracują nad poprawą jakości warstw.

Appl. Phys. Lett. 35, No 1 (1979)

Janusz Kryłow

Opinia Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego o przyszłości baterii słonecznych

Z inicjatywy Biura Polityki Naukowej i Technologicznej Białego Domu, Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne powołało w 1977 r. grupę studiów zastosowań baterii fotowoltaicznych w konwersji energii słonecznej. Chodziło o zbadanie problemów i perspektyw fotowoltaicznej konwersji energii słonecznej jako znaczącego źródła energii elektrycznej w USA, a w szczególności o wyznaczenie optymalnego programu badań i rozwoju. Aby uzyskać rezultaty możliwie obiektywne, do grupy powołano osoby o odpowiedniej wiedzy fachowej, ale niez zaangażowane obecnie bezpośrednio w badania czy technologię baterii fotowoltaicznych.

W skład grupy weszli: jako przewodniczący — H. Ehrenreich (MIT) oraz jako członkowie —

D. De Witt (IBM), J. P. Gollub (Haverford College), C. H. Henry (Bell Labs), R. N. Hall (General Electric Res.), J. J. Hopfield (Princeton Univ. i Bell Labs), T. C. McGill (Caltech), A. Rose (Boston Univ. i Univ. of Delaware), J. Tauc (Brown Univ.), R. M. Thomson (NBS) i M. S. Wrighton (MIT).

Członkowie grupy przeprowadzili dyskusje z ponad 40 specjalistami w dziedzinie podstaw fizycznych i technologii baterii fotowoltaicznych, jak również rozmowy z ekonomistami zajmującymi się oceną technologii energetycznych oraz z przedstawicielami Instytutu Badań Energii Słonecznej. Na podstawie tych badań powstał raport, który po zrecenzowaniu przez tak wybitnych ludzi jak H. Feshbach (MIT), N. B. Hannay (Bell Labs), R. N. Noyce (Intel), J. R. Schrieffer (Univ. of Pennsylvania) i P. A. Wolff (MIT) został opublikowany pt. *Principal Conclusions of the American Physical Society Study Group on Solar Photovoltaic Energy Conversion*. Przegląd tego raportu przedstawiają H. Ehrenreich i J. M. Martin we wrześniowym numerze *Physics Today*.

Teoretyczna wydajność słoneczna jednozłączowego ogniwa fotowoltaicznego jest mniejsza od 100%. Tylko część widma słonecznego może być spożytkowana przez dane ogniwo. Półprzewodnik nie absorbuje fotonów o energii mniejszej niż jego przerwa energetyczna E_g . Fotony o energii większej od E_g są absorbowane, ale duża część energii jest rozpraszana na emisję fononów, wytwarzanie ciepła. Ponadto fotony o energii tylko nieco przekraczającej E_g generują nośniki prądu w obszarze przypowierzchniowym, gdzie wobec rekombinacji powierzchniowej, ich przyczynek do fotoprądu jest nieznaczny. Z tych powodów najodpowiedniejszy do wytwarzania ogniw słonecznych byłby półprzewodnik o przerwie energetycznej w temperaturze pokojowej w granicach 1,2–1,4 eV. Krzem ($E_g = 1,1$ eV) ma teoretyczną wydajność 29%, arsenek galu ($E_g = 1,4$ eV) około 36%. Warunki te można poprawić stosując ogniwa wielozłączowe utworzone z warstw półprzewodników o różnych wartościach E_g .

Obecnie najlepiej opracowana jest technologia krystalicznych baterii krzemowych. Mają one dobrą wydajność i dużą trwałość. Jednak ze względu na skomplikowane procesy produkcyjne są one kosztowne. Natomiast źródło surowca do produkcji krzemu — piasek — jest ogromne. Aby obniżyć koszty, trzeba by wprowadzić pełną automatyzację produkcji zarówno materiału wyjściowego, jak

i samych baterii, ilość krzemu potrzebnego bowiem na baterie słoneczne, które dostarczyłyby ok. 1% energii elektrycznej produkowanej w USA, wynosi mniej więcej tyle ile cała obecna produkcja krzemu w USA (i to nie tylko krzemu o czystości półprzewodnikowej). Jeśli chodzi o związki półprzewodnikowe, jak np. GaAs czy CdS, to źródła ich składników są znacznie uboższe. Np. gal, którego w skorupie ziemskiej jest wprawdzie dość dużo, nie tworzy w ogóle pokładów.

Dużą nadzieję wiąże się z ogniwami z materiałów amorficznych, ze względu na znacznie niższy koszt ich wytwarzania. Trzeba tu będzie jednak rozwiązać jeszcze wiele problemów, w szczególności ogniwa amorficzne są mało wytrzymałe mechanicznie, oraz własności ich zmieniają się z czasem.

Wydaje się, że w r. 2000 nie więcej niż 1% energii elektrycznej w USA będzie pochodzić z baterii słonecznych. Wymagać to będzie inwestowania ok. $1-2 \times 10^9$ dolarów rocznie przez najbliższe 10 lat. Aby zapewnić ten 1% (ok. 5×10^{10} kWh), trzeba będzie zbudować układy baterii o łącznej powierzchni 200 km². W raporcie wyrażona jest opinia, że baterie słoneczne najekonomiczniej będą wykorzystywane jako układy wspomagające wielkie elektrownie konwencjonalne, wbrew popularnemu wyobrażeniu o prywatnych elektrowniach słonecznych na dachach małych domków mieszkalnych.

Aby osiągnąć ekonomicznie opłacalne zastosowanie baterii fotowoltaicznych do konwersji energii słonecznej, konieczne jest opracowanie długoterminowego programu badań podstawowych z różnych dyscyplin: fizyki i chemii półprzewodników, fizyki powierzchni i międzypowierzchni, elektrochemii, biofizyki, materiałoznawstwa. Wobec analogii procesu fotowoltaicznego z procesami fotosyntezy warto rozwijać badania chemii molekularnej i biofizyki.

Phys. Today 32, No 9 (1979)

B. W.

„Biblioteczka Deltą“

Wydawnictwa Szkolne i Pedagogiczne przystąpiły do wydawania „Biblioteczki Deltą” — serii książek, które mają propagować w przystępny sposób pojęcie, problemy i osiągnięcia współczesnej matematyki, fizyki i astronomii. „Biblioteczka Deltą” patronuje Komitet Redakcyjny czasopisma *Delta*, wydawanego pod patronatem Polskiego Towa-

rzystwa Matematycznego, Polskiego Towarzystwa Fizycznego i Polskiego Towarzystwa Astronomicznego. Poszczególne tomiki tej serii, przeznaczonej przede wszystkim dla młodzieży szkół średnich, będą miały objętość ok. 4 arkuszy wydawniczych i poświęcone będą jednemu tematowi, stanowiąc pewnego rodzaju minimonografie.

Z dziedziny fizyki ukaże się w I kwartale 1980 r. *Teoria względności* Andrzeja Szymachy i Jana Piotra Lasoty. W druku znajdują się też już książki: Grzegorz Białkowski: *Mechanika kwantowa, o czym to jest* oraz Tomasz Hofmoki i Michał Święcki: *Cząstki elementarne*.

L. Kowarski
(1907—1979)

Dnia 27 lipca 1979 r. zmarł Lew Kowarski, jeden z założycieli CERN-u.

Lew Kowarski urodził się 10 lutego 1907 r.

w Petersburgu. Studiował na uniwersytetach w Lyonie i w Paryżu. W latach 1937—1940 był asystentem Jolioty. Wspólnie z H. von Halbanem brał udział w kierowanych przez Joliotę eksperymentach, które wykazały istnienie zjawiska rozszczepienia jąder i jądrowej reakcji łańcuchowej. Na początku wojny, wspólnie z von Halbanem, przewiózł cały zapas ciężkiej wody do Cambridge, gdzie prowadził prace nad uzyskaniem kontrolowanej reakcji łańcuchowej. Po wojnie kierował konstrukcją reaktorów jądrowych w Kanadzie i we Francji. W latach 1946—1952 był naczelnym dyrektorem francuskiego Urzędu Energii Atomowej. W 1952 r. został dyrektorem grupy laboratoryjnej projektującej ośrodek CERN-u w Genewie. Później kierował wydziałem służb naukowych i technicznych CERN-u, a następnie wydziałem obróbki danych, przyczyniając się do rozwoju zastosowań maszyn obliczeniowych w CERN-ie.

CERN Courier 19, No 6, 1979

B. W.

Kalendarz imprez

Informacje podajemy w następującej kolejności: data, miejsce i nazwa imprezy, organizator, adres, pod który należy nadsyłać zgłoszenia i ewentualnie streszczenia prac, Z — termin nadsyłania zgłoszeń, A — termin nadsyłania streszczeń, P — przewidziane wydanie materiałów, NP — nieprzewidziane wydanie materiałów, U — przewidziana liczba uczestników, język (jeśli inny niż polski), O — wysokość opłaty konferencyjnej.

KONFERENCJE 1980

18 - 20 września 1980

Symposium Magnetycznych Związków Międzymetalicznych R-T. Zakład Fizyki Ciała Stałego Instytutu Metalurgii AGH, doc. dr K. Krop, Al. Mickiewicza 30, 30-059 Kraków.

23 - 24 września 1980, Poznań

Ogólnopolskie Seminarium — Problemy Zastosowania Cienkich Warstw Magnetycznych. Instytut Fizyki Molekularnej PAN i Oddział Poznański PTF, doc. dr H. Ratajczak, IFMol. PAN, Smoluchowskiego 17/19, 60-179 Poznań, tel. 67-40-71, w. 132.

Z: 30.4.80 r., NP, U: 52

26 - 30 września 1980, Mogilany k. Krakowa

Międzynarodowe Sympozjum — Fizyka i Chemia Związków II—V. Zakład Fizyki Ciała Stałego PAN w Zabrze i Wydział Fizyki Uniwersytetu Technicznego w Eindhoven, prof. W. Żdanowicz, Zakład Fizyki Ciała Stałego PAN, Kawałca 3, 41-800 Zabrze, tel. 71-34-24.

Z: 30.4.80, A: 30.5.80, U: 50, angielski, O: 100 zł.

11 - 13 listopada 1980, Częstochowa

International Conference on Organic Materials for Electronics.

1 - 3 grudnia 1980

XIII Ogólnopolskie Seminarium Magnetyczny Rezonans Jądrowy i Jego Zastosowania. Zakład Radiospektroskopii Jądrowej Instytutu Fizyki Jądrowej, prof. dr J. Hennel, Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków, tel. 70-222.

grudzień 1980, Toruń

12-th Symposium Mathematical Physics. Instytut Fizyki UMK, Grudziądzka 5/7, 87-100 Toruń

SZKOŁY 1980

26 - 30 maja 1980, Gdańsk-Wieżyca

1st Spring School on Acousto-Optics and Applications. Instytut Fizyki Uniwersytetu Gdańskiego, dr Anna Markiewicz, IF UG, Wita Stwosza 57, 80-952 Gdańsk.

28 - 31 maja 1980, Błażejewko k. Poznania

II Szkoła Fizyki Cienkich Kryształów. Instytut Fizyki Molekularnej PAN, prof. J. Małecki, IFMol. PAN, Smoluchowskiego 17/19, 60-179 Poznań, tel. 67-40-71 w.160.
Z, A : 29.2.80, U : 75, O : 200 zł.

Czerwiec 1980, Bachotek k. Brodnicy

Letnia Szkoła Optyki Kwantowej, Instytut Fizyki UMK, Toruń.

1 - 11 września 1980, Mikołajki.

13 Międzynarodowa Letnia Szkoła Fizyki Jądrowej. Instytut Badań Jądrowych i Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego, prof. Z. Wilhelmi, Hoża 69, 00-681 Warszawa.

Z : 31.5.80, P, angielski.

7 - 13 września 1980, Błażejewko k. Poznania

Teoria stopów magnetycznych. Instytut Fizyki Molekularnej PAN, prof. J. Morkowski, IF Mol. PAN, Smoluchowskiego 17/19, 60-179 Poznań, tel. 67-40-71 w. 121.

U : 73, angielski.

Informacje dla autorów

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

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

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

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

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

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

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

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

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

9. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

[1] A. Białas, W. Czyż, *Acta Phys. Pol.* B5, 523 (1974).

[2] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, t. 1, Benjamin, New York 1969, str. 100.

[3] N. N. Bogolyubov, D. V. Shirkov, *Vvedenie v teoriu kvantovannykh polei*, Nauka, Moskwa 1973, str. 240.

Skróty nazw czasopism i transliteracja z alfabetów niełacińskich według *Physics Abstracts*. Odsyłacze dla literatury w tekście pracy powinny być w nawiasach kwadratowych.

10. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem: Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Dział Czasopism, ul. Smoleńsk 14, 31-112 Kraków. Przetrzywanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

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

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

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 uspołecznionej, 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 MO 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, 00-067 Warszawa, Poland.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie pisma

TREŚĆ

Z. W. Gortel, J. Szymański, L. Świerkowski — Stany rezonansowe w polu magnetycznym	103
A. A. Penzias — O pochodzeniu pierwiastków (tłum. L. Szymanowski)	117
RÓŻNE	
J. Pniewski — V. F. Weisskopf — Laureat Medalu im. Mariana Smoluchowskiego (1977) (Przemówienie)	133
P. Zieliński — V. F. Weisskopf, fizyk-humanista	135
L. Natanson — Komunikat Komisji Nazewnictwa	141
WSPOMNIENIA — ROCZNICE	
L. Infeld — W służbie Fizyki	143
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOLACH WYŻSZYCH	
L. Anioła-Jędrzejek, A. Lewicki, A. Pilipowicz, Z. Tarnawski, H. Białek — Pokazy dydaktyczne zjawisk ilustrujących nadciekłość i nadprzewodnictwo	151
NOWOŚCI NAUKOWE	
J. Kotarski — Metoda rotacji spinu mionowego	159
NOWA APARATURA I AUTOMATYZACJA POMIARÓW	
A. Wojtasiewicz — UWIS — Separator izotopów Uniwersytetu Warszawskiego	169
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
H. Męczyńska — XXVI Zjazd Fizyków Polskich w Toruniu	177
B. Hilczer — IV Europejska Konferencja Fizyki Ferroelektryków w Portoroz	178
H. Rzewuski — Międzynarodowa Konferencja Fizyki Radiacyjnej Półprzewodników i Materiałów Pokrewnych w Tbilisi	179
A. Graja — Ogólnopolska Konferencja „Kryształy Molekularne-79” w Białejewku k. Poznania	189
N. Piślewski — Czwarte Specjalistyczne Kolokwium AMPERE w Lipsku	181
H. Wrembel — Czesosłowacka Konferencja spektrometrii absorpcyjnej i płomieniowej	182
RECENZJE	
L. Oster — Astronomia współczesna (J. Stodółkiewicz)	185
W. T. Cathey — Optyczne przetwarzanie informacji i holografia (M. Pluta)	187
KRONIKA	

CONTENTS

Z. W. Gortel, J. Szymański, L. Świerkowski — Resonance States in Magnetic Field	103
A. A. Penzias — The Origin of the Elements	117
MISCELLANEA	
J. Pniewski — V. F. Weisskopf — Marian Smoluchowski Medal Winner (1977) (Address to V. F. Weisskopf)	133
P. Zieliński — V. F. Weisskopf — Physicist and Humanist	135
L. Natanson — Report of the Nomenclature Commission of the Polish Physical Society	141
RECOLLECTIONS — ANNIVERSARIES	
L. Infeld — Serving Physics	143
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
L. Anioła-Jędrzejek, A. Lewicki, A. Pilipowicz, Z. Tarnawski, H. Białek — Didactic Demonstrations of Superfluidity and Superconductivity Phenomena	151
SCIENTIFIC NEWS	
J. Kotarski — The Muon Spin Rotation Method	159
LABORATORY EQUIPMENT AND DATA HANDLING	
A. Wojtasiewicz — UWIS — The Isotope Separator of the Warsaw University	169
MEETINGS AND CONFERENCES	
REVIEWS	
CHRONICLE	