

---

PTF

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY  
UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY  
FIZYCZNEJ

# POSTĘPY FIZYKI

TOM 36  
ZESZYT 4  
1985

---

# POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

## ZARZĄD

### Prezes

Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

### Wiceprezesa

Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ  
Prof. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

### Sekretarz Generalny

Doc. dr JANUSZ KONOPKA

### Skarbnik

Dr hab. ALEKSANDRA KOPYSTYŃSKA

### Członkowie Zarządu

Dr JERZY B. BROJAN  
Prof. dr FRANCISZEK KACZMAREK  
Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI  
Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

### Zastępcy członków Zarządu

Doc. dr ERYK INFELD  
Doc. dr TADEUSZ PNIEWSKI  
Doc. dr IZABELA SOSNOWSKA

### oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*  
Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*  
Mgr MACIEJ JĘDRZEJCZAK — *Delta*  
Prof. dr ROMAN INGARDEN — *Reports on Mathematical Physics*

Doc. dr MICHAŁ ŚWIEŹKI (Białystok)  
Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (Bydgoszcz)  
Doc. dr BOGDAN CAŁUSIŃSKI (Częstochowa)  
Prof. dr JÓZEF HELDT (Gdańsk)  
Prof. dr ANDRZEJ ZASTAWNY (Gliwice)  
Dr MAREK ZRAŁEK (Katowice)  
Doc. dr MARIAN KARGOL (Kielce)  
Prof. dr ANDRZEJ BUDZANOWSKI (Kraków)  
Dr MIECZYŚLAW BUDZYŃSKI (Lublin)

Doc. dr STANISŁAW MICHALAK (Łódź)  
Dr DANUTA TOKAR (Opole)  
Doc. dr TADEUSZ HILCZER (Poznań)  
Dr ADAM DRZYMAŁA (Rzeszów)  
Dr HENRYK WREMBEL (Ślupsk)  
Dr JERZY MAJSZCZYK (Szczecin)  
Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI (Toruń)  
Prof. dr ŁUKASZ A. TURSKI (Warszawa)  
Prof. dr KAZIMIERZ ŁUKASZEWICZ (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 36, ZESZYT 4

•

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
1985

## RADA REDAKCYJNA

Ludwik Natanson, Leonard Sosnowski, Przemysław Zieliński

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Adam Sobiczewski  
*Członkowie Redakcji* — Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

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

## Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Piotr Malinowski* (Białystok)  
dr *Romualda Pfranger* (Częstochowa)  
dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)  
dr *Eugeniusz Soczkiewicz* (Gliwice)  
dr *Janusz Frąckowiak* (Katowice)  
dr *Stanisław Kaluża* (Kielce)  
dr *Anna Kapuścik* (Kraków)  
mgr *Józef Pomorski* (Lublin)  
prof. dr *Leszek Wojtczak* (Łódź)  
dr *Wojciech Wojtanowski* (Opole)  
prof. dr *Andrzej Graja* (Poznań)  
mgr *Ewa Weinert-Rączka* (Szczecin)  
doc. dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)  
doc. dr *Aniela Wolska* (Warszawa)  
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

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

Nakład 2112 + 88 egz. Ark. wyd. 9,50. Ark. druk. 7<sup>4</sup>/<sub>16</sub> + 2 wkl. Papier druk. sat. kl. III. 70 × 100, 70 g. Oddano do składania w marcu 1985 r. Podpisano do druku w październiku 1985. Druk ukończono w październiku 1985. Zam. 130/85 Cena zł 80.—

*Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego Kraków, Manifestu Lipcowego 13*

*Danuta Śledziwska-Blocka*

*Łukasz A. Turski*

Zakład Fizyki Teoretycznej PAN  
Warszawa

## Spolaryzowany wodór atomowy — nowy gaz kwantowy

### Spin Polarized Hydrogen — a New Quantum Gas

*Abstract:* This paper reviews recent state of affairs in both theoretical and experimental studies of the spin polarized atomic hydrogen.

#### 1. Wstęp

„Wydaje się, że wodór ... bardziej niż jakakolwiek inna substancja przeznaczony jest do otwarcia nowych dróg wiedzy o strukturze materii i o jej własnościach.” Słowa te napisał w roku 1885 szwajcarski nauczyciel z Bazylei — Johann Jakob Balmer — w swej pracy pt. „Uwaga dotycząca linii widmowych wodoru” [1]. Śledząc rolę, jaką odegrał wodór w początkowym okresie powstawania mechaniki kwantowej, łatwo zauważyć, że słowa Balmera okazały się bardzo trafne. Również teraz wiele wskazuje na to, że dalsze badania nad wodorem, wykorzystujące najnowsze osiągnięcia technik wytwarzania niskich temperatur oraz silnych pól magnetycznych, mogą okazać się pomocne przy rozwiązywaniu niektórych problemów fizyki współczesnej. W niniejszym artykule omówimy te badania oraz ich znaczenie, zwłaszcza dla dalszego rozwoju fizyki niskich temperatur.

Wodór — pierwszy pierwiastek chemiczny układu okresowego — jest szeroko rozpowszechniony we Wszechświecie. Szacuje się, że około 90% wszystkich atomów Wszechświata stanowią atomy wodoru. Na Ziemi wodór występuje przede wszystkim jako składnik wielu związków chemicznych i w tej formie stanowi w przybliżeniu 0,76% masy skorupy ziemskiej, a więc około 13,5% atomów tej skorupy to atomy wodoru. Wodór w stanie wolnym występuje na Ziemi jedynie w niewielkich ilościach i to tylko w postaci gazu złożonego z cząsteczek dwuatomowych. Małe ilości wodoru cząsteczkowego można znaleźć w kopalniach węgla kamiennego, w złożach ropy naftowej, w gazach wydobywających się z niektórych wulkanów itp.

Własności i budowa atomu wodoru były dobrze znane już w latach dwudziestych obec-

nego stulecia; atom ten stanowi najprostszy układ kwantowy i w mechanice kwantowej odgrywa rolę podobną do roli, jaką odgrywa układ planetarny w mechanice klasycznej. Ponieważ atom wodoru jest układem dwu ciał, przeto opisujące go równanie Schrödingera, a nawet równanie Diraca, można rozwiązać ściśle i obliczyć „każdą” wielkość charakteryzującą ten układ. Otrzymane wyniki cechuje doskonała zgodność z wynikami doświadczalnymi, co swego czasu stanowiło jeden z pierwszych sukcesów mechaniki kwantowej, a także test słuszności jej postulatów. Ostatnimi czasy fizyków fascynuje nowe zagadnienie, a mianowicie możliwość otrzymania tzw. ustabilizowanego gazowego wodoru atomowego oraz deuteru atomowego. Termin „ustabilizowany” oznacza tu taki gaz, którego czas życia jest wystarczająco długi w porównaniu z czasem potrzebnym do wykonania wszelkich niezbędnych obserwacji. Próby uzyskania takich gazów powiodły się: otrzymano gazowy wodór atomowy o gęstości rzędu  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  oraz gazowy deuter atomowy o gęstości rzędu  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . Atomy wymienionych gazów mają spolaryzowane spiny elektronowe (co zaznaczamy używając symboli  $H\downarrow$  oraz  $D\downarrow$ ) i jak to pokażemy dalej, jest to warunek konieczny utrzymania stabilności tych gazów.

Nasuwa się pytanie, dlaczego otrzymanie takich substancji jest ważkim i ciekawym zagadnieniem mimo znacznych trudności doświadczalnych wynikających z faktu, że w normalnych warunkach atomy wodoru oraz deuteru łączą się w cząsteczki  $H_2$  i  $D_2$ . Odpowiedź ograniczymy do rozważenia wodoru, albowiem w dalszym ciągu artykułu omawiać będziemy jedynie doświadczenia zmierzające do uzyskania gazowego wodoru atomowego. Otóż wiadomo, że atom wodoru to silnie związany siłami przyciągania kulombowskiego układ dwu fermionów — protonu i elektronu. Przeto atom ten traktuje się jako złożony bozon i twierdzi się, że zbiór wielu atomów wodoru — układ Bosego — powinien podlegać statystyce Bosego–Einsteina. Teoria doskonałego gazu bozonów przewiduje występowanie w tym gazie zjawiska kondensacji Bosego–Einsteina, polegającego na makroskopowym obsadzeniu stanu podstawowego w temperaturach różnych od zera bezwzględnego. W celu podjęcia prób eksperymentalnej weryfikacji tej teorii należy dysponować gazem Bosego, w którym oddziaływania między bozonami byłyby bardzo słabe. Jak wykażemy dalej, oddziaływania pomiędzy atomami spinowo spolaryzowanego gazowego wodoru atomowego są istotnie takie. Co więcej, wskutek małej masy atomowej wodoru energia drgań zerowych jest na tyle duża, że atomowy wodór powinien pozostać w stanie gazowym aż do temperatury zera bezwzględnego. A zatem, o ile możliwe będzie „wyprodukowanie” gazowego wodoru atomowego o odpowiednio dużej gęstości, to w takim makroskopowym układzie kwantowym można oczekiwać wystąpienia wspomnianego uprzednio zjawiska kondensacji Bosego–Einsteina, a być może również zjawiska nadciekłości (w przypadku gazu właściwszy zdaje się być termin „nadlotność”, niemniej w artykule tym konsekwentnie będziemy używać zaczerpniętego z fizyki ciekłego  $^4\text{He}$  terminu nadciekłość).

Od czasu słynnych prac F. Londona utrzymuje się postawiona przez niego hipoteza, że zjawisko nadciekłości obserwowane w znanej cieczy Bosego —  $^4\text{He}$  — związane jest z kondensacją Bosego–Einsteina. Jednakże do tej pory nie udało się wykazać doświadczalnie, że w nadciekłym  $^4\text{He}$  istotnie pojawia się kondensacja Bosego–Einsteina. Przeciwnie, istnieją teoretyczne i doświadczalne argumenty przemawiające za tym, że w układzie takim jak  $^4\text{He}$ , w którym oddziaływania międzyatomowe są na tyle silne, by układ pozostawał w fazie ciekłej, kondensacja Bosego–Einsteina jest mało istotna. Zupełnie



inaczej sytuacja przedstawia się dla gazowego wodoru atomowego. Otóż gęstość gazu  $H\downarrow$  można odpowiednio kontrolować i oddziaływania międzatomowe, z natury bardzo słabe, odgrywają w tym gazie znacznie mniejszą rolę niż w nadciekłym  ${}^4\text{He}$ . Spolaryzowany gazowy wodór atomowy jest więc układem, do którego powinna stosować się dobrze opracowana teoria gazu słabo oddziałujących bozonów, odpowiednio uwzględniająca przypadek cząstek o różnym od zera momencie magnetycznym — atom wodoru ma bowiem całkowity spin równy zeru lub jedności i w odróżnieniu od  ${}^4\text{He}$  ma różny od zera jądrowy i elektronowy moment magnetyczny. Biorąc to wszystko pod uwagę można uznać, że doświadczalne stwierdzenie występowania zjawiska kondensacji Bosego–Einsteina i ewentualnie także zjawiska nadciekłości w takim układzie Bosego, jakim jest gazowy  $H\downarrow$ , byłoby wielkim osiągnięciem naukowym. A zatem uzyskanie ustabilizowanego  $H\downarrow$  to ważny cel badań eksperymentalnych i związanych z nimi obliczeń teoretycznych. Dodatkowo, ponieważ gaz  $H\downarrow$  jest gazem magnetycznym, więc oczekuje się, że za pomocą niejednorodnego pola magnetycznego można będzie uzyskać przestrzenną lokalizację tworzącego się kondensatu, rozróżnić kondensację bozonów o spinie zero i jeden, a także zaobserwować widmo wzbudzeń elementarnych w kondensacie o spolaryzowanych spinach [2].

Uzyskanie takich warunków doświadczalnych, w których w gazie  $H\downarrow$  możliwe byłoby wystąpienie kondensacji Bosego–Einsteina, jest bardzo trudne i ciągle jeszcze nie rozwiązano wszystkich związanych z tym problemów. Toteż należy podkreślić, że wiele własności spolaryzowanego gazowego wodoru atomowego, znajdującego się w stanie dalekim od takiego, w którym może wystąpić kondensacja, także warto wnikliwie przebadać. Własnościami tymi są szczegóły procesu rekombinacji — najprostszej reakcji chemicznej, jak również wiele własności transportu, oddziaływanie atomów wodoru z powierzchniami helowymi itp. Ponadto wyłania się możliwość praktycznych zastosowań atomowego wodoru, na przykład w ulepszonych maserach, jako substancji chłodzącej i wreszcie, wybiegając w przyszłość i puszczając wodze fantazji, jako paliwa do statków kosmicznych, które poruszałby się w przestrzeni międzygwiazdnej, zbierając za pomocą potężnych kolektorów paliwo wodorowe z obszarów, gdzie występują chmury atomowego wodoru o gęstości na tyle małej, że nie następuje łączenie się atomów w cząsteczki  $H_2$ .

Pierwsza wzmianka o możliwości wystąpienia zjawiska nadciekłości w gazowym wodorze atomowym ukazała się w roku 1959. Był to krótki artykuł teoretyczny napisany przez Hechta [3], w którym autor zaproponował, by do stabilizacji gazowego wodoru atomowego zastosować silne pole magnetyczne. Następnie na podstawie kwantowego prawa stanów odpowiednich Hecht wykazał, że spolaryzowany atomowy wodór, a także jego izotopy, pozostaną w stanie gazowym aż do temperatury zera bezwzględnej, przy czym w temperaturze niższej od pewnej temperatury krytycznej powinny przejść w stan nadciekły.

Początkowo artykuł Hechta nie wzbudził żadnego zainteresowania. Dopiero we wczesnych latach siedemdziesiątych został jak gdyby na nowo odkryty, gdy odstąpiono od utartego poglądu, że atomowy wodór, jako gaz bardzo niestabilny, nie może istnieć przez czas potrzebny do wykonania jakichkolwiek obserwacji. Od tej pory pojawiły się liczne prace, zarówno teoretyczne jak i doświadczalne, poświęcone fizyce spolaryzowanego gazowego wodoru atomowego. Obecnie intensywne prace w tej dziedzinie prowadzi się w około 15 laboratoriach na całym świecie, między innymi w MIT, na Uniwersytecie w Amsterdamie, na Uniwersytecie Cornella itd. Tak więc wiele wskazuje na to, że słowa

Balmera o wielkiej roli badań naukowych nad wodorem nadal nie tracą swej aktualności.

Za prace doświadczalne poświęcone problemowi stabilizacji atomowego wodoru Komisja Fizyki Materii Skondensowanej Europejskiego Towarzystwa Fizycznego przyznała w roku 1983 nagrodę Hewletta-Packarda amerykańskiemu fizykowi Isaakowi Silverze, pracującemu wówczas na Uniwersytecie w Amsterdamie.

## 2. Kwantowe prawo stanów odpowiednich

Własności termodynamiczne makroskopowych układów kwantowych, a więc również gazowego wodoru atomowego, wygodnie jest rozpatrywać w ramach tzw. rozszerzonego prawa stanów odpowiednich, sformułowanego przez Nosanowa i współpracowników [4-9]. Prawo to stanowi uzupełnienie prawa stanów odpowiednich, podanego w roku 1948 przez de Boera [10]. Omówimy teraz to bardzo użyteczne prawo.

W termodynamice klasycznej własności substancji, dla których brak jest wystarczających danych doświadczalnych, przewiduje się na podstawie znajomości własności innych, „podobnych” substancji, przy czym korzysta się wówczas z prawa stanów odpowiednich. Określenie „podobne” oznacza tu, że we wszystkich tych substancjach podobne oddziaływania mikroskopowe prowadzą do podobnych własności makroskopowych. Prawo stanów odpowiednich wprowadził do termodynamiki klasycznej Van der Waals. Wykazał on, że równanie stanu gazu rzeczywistego, zwane obecnie równaniem van der Waalsa, można zapisać w uniwersalnej, bezwymiarowej postaci, jeśli zdefiniuje się bezwymiarowe zmienne zredukowane:  $\bar{P} = P/P_k$ ,  $\bar{V} = V/V_k$ ,  $\bar{T} = T/T_k$ . Wielkości  $P$ ,  $V$ ,  $T$  są odpowiednio ciśnieniem, objętością (przypadającą na jedną cząstkę substancji) i temperaturą bezwzględną, a stałe  $P_k$ ,  $V_k$ ,  $T_k$  są parametrami stanu krytycznego danej substancji. Po wprowadzeniu wyżej podanych zmiennych otrzymuje się następującą bezwymiarową postać równania stanu

$$\left(\bar{P} + \frac{3}{\bar{V}^2}\right)(3\bar{V} - 1) = 8\bar{T}. \quad (1)$$

Zredukowane równanie stanu (1) nie zawiera żadnych wielkości charakteryzujących daną substancję — jest ono słuszne dla „wszystkich układów”. Z równania (1) wynika bardzo ważne prawo: jeżeli dwa „podobne” układy mają takie same wartości dwu zmiennych zredukowanych, to i wartości trzeciej zmiennej będą takie same; mówimy wtedy, że dwa układy są w stanach odpowiednich (lub odpowiadających sobie). Tak sformułowane prawo stanów odpowiednich nie jest oczywiście ściśle spełnione nawet dla ograniczonego zakresu zmiennych termodynamicznych, jest ono prawem przybliżonym, nie mniej jednak często stosowanym do analizy danych doświadczalnych.

Zredukowane równanie stanu (1) jest relacją empiryczną; w ramach klasycznej fizyki statystycznej uzasadnienie istnienia takiego uniwersalnego równania stanu próbowali podać de Boer i Michels [11]. Według ich teorii zredukowane równanie stanu można po-

Balmera o wielkiej roli badań naukowych nad wodorem nadal nie tracą swej aktualności.

Za prace doświadczalne poświęcone problemowi stabilizacji atomowego wodoru Komisja Fizyki Materii Skondensowanej Europejskiego Towarzystwa Fizycznego przyznała w roku 1983 nagrodę Hewletta–Packarda amerykańskiemu fizykowi Isaakowi Silverze, pracującemu wówczas na Uniwersytecie w Amsterdamie.

## 2. Kwantowe prawo stanów odpowiednich

Własności termodynamiczne makroskopowych układów kwantowych, a więc również gazowego wodoru atomowego, wygodnie jest rozpatrywać w ramach tzw. rozszerzonego prawa stanów odpowiednich, sformułowanego przez Nosanowa i współpracowników [4-9]. Prawo to stanowi uzupełnienie prawa stanów odpowiednich, podanego w roku 1948 przez de Boera [10]. Omówimy teraz to bardzo użyteczne prawo.

W termodynamice klasycznej własności substancji, dla których brak jest wystarczających danych doświadczalnych, przewiduje się na podstawie znajomości własności innych, „podobnych” substancji, przy czym korzysta się wówczas z prawa stanów odpowiednich. Określenie „podobne” oznacza tu, że we wszystkich tych substancjach podobne oddziaływania mikroskopowe prowadzą do podobnych własności makroskopowych. Prawo stanów odpowiednich wprowadził do termodynamiki klasycznej Van der Waals. Wykazał on, że równanie stanu gazu rzeczywistego, zwane obecnie równaniem van der Waalsa, można zapisać w uniwersalnej, bezwymiarowej postaci, jeśli zdefiniuje się bezwymiarowe zmienne zredukowane:  $\bar{P} = P/P_k$ ,  $\bar{V} = V/V_k$ ,  $\bar{T} = T/T_k$ . Wielkości  $P$ ,  $V$ ,  $T$  są odpowiednio ciśnieniem, objętością (przypadającą na jedną cząstkę substancji) i temperaturą bezwzględną, a stałe  $P_k$ ,  $V_k$ ,  $T_k$  są parametrami stanu krytycznego danej substancji. Po wprowadzeniu wyżej podanych zmiennych otrzymuje się następującą bezwymiarową postać równania stanu

$$\left(\bar{P} + \frac{3}{\bar{V}^2}\right)(3\bar{V} - 1) = 8\bar{T}. \quad (1)$$

Zredukowane równanie stanu (1) nie zawiera żadnych wielkości charakteryzujących daną substancję — jest ono słuszne dla „wszystkich układów”. Z równania (1) wynika bardzo ważne prawo: jeżeli dwa „podobne” układy mają takie same wartości dwu zmiennych zredukowanych, to i wartości trzeciej zmiennej będą takie same; mówimy wtedy, że dwa układy są w stanach odpowiednich (lub odpowiadających sobie). Tak sformułowane prawo stanów odpowiednich nie jest oczywiście ściśle spełnione nawet dla ograniczonego zakresu zmiennych termodynamicznych, jest ono prawem przybliżonym, nie mniej jednak często stosowanym do analizy danych doświadczalnych.

Zredukowane równanie stanu (1) jest relacją empiryczną; w ramach klasycznej fizyki statystycznej uzasadnienie istnienia takiego uniwersalnego równania stanu próbowali podać de Boer i Michels [11]. Według ich teorii zredukowane równanie stanu można po-

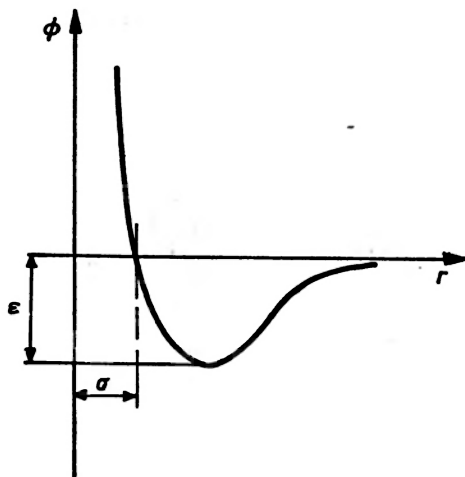
dać dla tych wszystkich substancji, dla których potencjał oddziaływania międzycząsteczkowego daje się zapisać w postaci

$$\Phi(r) = \varepsilon f(r/\sigma), \quad (2)$$

gdzie dwie stałe  $\varepsilon$  oraz  $\sigma$  są stałymi charakterystycznymi dla danej substancji, natomiast funkcja  $f$  jest pewną bezwymiarową, uniwersalną funkcją, wspólną dla wszystkich substancji z rozważanej klasy układów. Przykładem funkcji  $\Phi(r)$  jest potencjał Lennarda-Jonesa

$$\Phi(r) = 4\varepsilon \left[ \left( \frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left( \frac{\sigma}{r} \right)^6 \right]; \quad (3)$$

stała  $\varepsilon$  jest tu minimalną wartością potencjału, zaś parametr  $\sigma$  jest odległością, na której  $\Phi(r)$  znika (rys. 1). Wyznaczenie parametrów  $\sigma$  oraz  $\varepsilon$ , a także dobór postaci funkcji  $f$ , to niebagatelne problemy fizyki statystycznej.



Rys. 1. Potencjał Lennarda-Jonesa

W swej teorii de Boer i Michels wprowadzili inne niż występujące w równaniu van der Waalsa zmienne zredukowane, a mianowicie

$$P^* = \frac{P\sigma^3}{\varepsilon}, \quad V^* = \frac{V}{\sigma^3}, \quad T^* = \frac{kT}{\varepsilon}. \quad (4)$$

Zredukowane równanie stanu można wówczas zapisać w postaci

$$P^* = P^*(V^*, T^*), \quad (5)$$

przy czym funkcja  $P^*$  ma tę samą postać dla wszystkich układów o tym samym „potencjale”  $f$ .

Kwantowe prawo stanów odpowiednich jest uogólnieniem powyższego równania i zostało zaproponowane w roku 1948 przez de Boera, który chciał w jakiś sposób uwzględ-



nić odstępstwa od praw klasycznych wywołane zjawiskami kwantowymi. Według de Boera ciśnienie w równaniu stanu (5) powinno zależeć dodatkowo od wartości bezwymiarowego parametru

$$A^* \equiv h/(\epsilon m)^{1/2} \sigma, \quad (6)$$

zawierającego, jak widać, oprócz parametrów  $\epsilon$  oraz  $\sigma$  także stałą Plancka i masę cząstki układu. Należy podkreślić, że tak zdefiniowany kwantowy parametr, zwany parametrem de Boera, jest jedyną bezwymiarową kombinacją powyższych stałych i dla każdej substancji ma ściśle określoną wartość. Kwantowe prawo stanów odpowiednich zapisuje się przeto w postaci

$$P^* = P^*(V^*, T^*, A^*), \quad (7)$$

przy czym w granicy  $A^* \rightarrow 0$  powinniśmy z równania (7) otrzymać równanie (5) i prawo kwantowe powinno wówczas przejść w swą klasyczną wersję. Zamiast parametrem de Boera wygodniej posługiwać się parametrem  $\eta = (\lambda^*/2\pi)^2$ , a kwantowe prawo stanów odpowiednich sformułować używając zredukowanej energii swobodnej Helmholtza  $F^* = F/\epsilon$

$$F^* = F^*(V^*, T^*, \eta). \quad (8)$$

Kwantowe prawo stanów odpowiednich można teraz wyrazić następująco: postać zredukowanej energii swobodnej zależy jedynie od przebiegu funkcji  $f$  oraz od tego, jakiej statystyce (Bosego–Einsteina czy Fermiego–Diraca) podlegają cząstki rozważanego układu. A zatem statystyka i kształt potencjału oddziaływania decydują o własnościach termodynamicznych danego makroskopowego układu kwantowego. W konsekwencji dla danej klasy układów scharakteryzowanej „potencjałem”  $f$  wszystkie własności termodynamiczne można przedstawić na dwu wykresach — jednym dla układów cząstek podlegających statystyce Bosego–Einsteina i drugim dla układu cząstek podlegających statystyce Fermiego–Diraca.

W tabeli 1 zebrano wartości kwantowego parametru  $\eta$ , obliczone na podstawie parametrów potencjału Lennarda–Jonesa. Przedstawione w tej tabeli parametry są parametrami

Tabela 1. Zasadnicze parametry charakteryzujące własności układów dyskusowanych w tekście:  $m$  — masa atomowa,  $N_0 = 6,02252 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$  [9]

Substancja	$m$ [amu]	$\epsilon$ [deg]	$\sigma$ [Å]	$\epsilon/\sigma^3$ [atm]	$N_0 \sigma^3$ [cm <sup>3</sup> /mol]	$\eta$	$\lambda^*$
H↓	1,008	6,46	3,69	17,5	30,2	0,547	4,65
D↓	2,014	6,46	3,69	17,5	30,2	0,274	3,29
<sup>3</sup> He	3,016	10,22	2,556	83,39	10,06	0,2409	3,08
T↓	3,16	6,46	3,69	17,5	30,2	0,183	2,69
<sup>3</sup> He	4,003	10,22	2,556	83,39	10,06	0,185	2,68
<sup>4</sup> He	6,019	10,22	2,556	83,39	10,06	0,1207	2,18
H <sub>2</sub>	2,016	37,0	2,92	202,5	15,0	0,0763	1,74
D <sub>2</sub>	4,028	37,0	2,92	202,5	15,0	0,0382	1,23
Ne	20,18	35,6	2,74	235,8	12,4	0,0085	0,579
Ar	39,95	120,0	3,41	412,3	23,9	0,00088	0,186

charakteryzującymi wybraną klasę układów, w skład której wchodzi: ciężkie gazy szlachetne, izotopy helu  $^3\text{He}$  oraz  $^4\text{He}$ , dwie odmiany izotopowe wodoru cząsteczkowego  $\text{H}_2$ ,  $\text{D}_2$  i spinowo spolaryzowany atomowy wodór  $\text{H}\downarrow$ , deuter  $\text{D}\downarrow$  i tryt  $\text{T}\downarrow$ . Maksymalną wartość parametru  $\eta$  równa 0,547 ma atomowy wodór i jest to wartość znacznie większa od wartości  $\eta$  innych substancji, których cząstki podlegają również statystyce Bosego–Einsteina. Jeśli więc za niezwykle własności  $^4\text{He}$  odpowiedzialne są zjawiska kwantowe, to ich wpływ jeszcze wyraźniej powinien uwidocznić się dla atomowego wodoru. Przyjmujemy, że wszystkie substancje przypadające w tabeli 1 powyżej wodoru cząsteczkowego przejawiają silne własności kwantowe, natomiast substancje leżące poniżej  $\text{H}_2$  można opisywać zgodnie z prawami fizyki klasycznej.

Parametr  $\eta$  ma prosty sens fizyczny. Aby to wykazać posłużymy się uproszczonym modelem, zgodnie z którym każda cząstka rozważanego układu porusza się w „klatce” o wymiarze liniowym  $\sigma$ , przy czym potencjał oddziaływania pomiędzy cząstkami opisuje funkcja  $\Phi(r)$ . Z zasady nieoznaczoności Heisenberga wynika, że cząstka zlokalizowana w takim obszarze ma w temperaturze  $T = 0$  K energię kinetyczną rzędu  $\hbar^2/m\sigma^2$ , natomiast jej energia potencjalna jest rzędu  $\varepsilon$ . Stosunek tych dwu energii wynosi właśnie  $\eta$ . Można więc powiedzieć, że kwantowy parametr  $\eta$  jest proporcjonalny do stosunku średniej energii kinetycznej cząstki, związanej z jej drganiem zerowymi, do średniej energii potencjalnej tej cząstki. Jest więc oczywiste, że im większa jest wartość tego parametru, tym silniej dany układ przejawia własności kwantowe.

Kwantowe prawo stanów odpowiednich zostało wykorzystane przez de Boera i Lunbecka [12] do określenia niektórych własności termodynamicznych  $^3\text{He}$ , jeszcze zanim udało się uzyskać makroskopowe ilości tego izotopu. W dwa miesiące po ukazaniu się pracy [12] Sydoriak, Grilly i Hammel [13] skroplili  $^3\text{He}$  i przewidywania teoretyczne dotyczące jego własności termodynamicznych okazały się zadziwiająco zgodne z wynikami doświadczalnymi.

W ramach teorii opartej na kwantowym prawie stanów odpowiednich parametr  $\eta$  traktuje się jak nową, niezależną zmienną termodynamiczną, analogiczną do ciśnienia i temperatury. Można wtedy bez trudu wyprowadzić dla parametru  $\eta$  relacje podobne do zwykłych relacji termodynamicznych. Procedurę taką zaproponowali kilka lat temu Nosanow i współpracownicy [4-9] i w rezultacie powstało tzw. rozszerzone kwantowe prawo stanów odpowiednich, szczególnie przydatne do badań termodynamicznych własności makroskopowych układów kwantowych.

Chociaż energia swobodna układu jest ciągłą funkcją parametru  $\eta$ , to już jej pochodne względem tego parametru nie muszą być ciągłe. Dla przykładu, gdy przy ustalonej wartości ciśnienia wartość  $\eta$  wzrasta np. od wartości charakterystycznej dla argonu do wartości dla  $^4\text{He}$ , wtedy układ będący w stanie podstawowym przechodzi od fazy stałej do fazy ciekłej. Można więc oczekiwać istnienia takiej wartości  $\eta$ , dla której zachodzi „przejście fazowe”. Pożyteczne wydaje się przeto skonstruowanie diagramu fazowego w przestrzeni  $P$ - $V$ - $T$ - $\eta$ , bowiem taki diagram dostarcza informacji o fazach makroskopowego układu kwantowego. Często można dokładnie obliczyć wartości parametru  $\eta$ , dla których pojawiają się pewne przejścia fazowe. Następnie porównując wartość  $\eta$  realnego układu z obliczonymi wartościami  $\eta$ , którym odpowiadały przejścia fazowe, można przewidzieć zachowanie się tego układu.

## 2.1. Termodynamika makroskopowych układów kwantowych — stan podstawowy układu Bosego i układu Fermiego

Omówimy teraz własności termodynamiczne makroskopowych układów kwantowych w ramach rozszerzonego kwantowego prawa stanów odpowiednich, a w szczególności przedyskutujemy stan podstawowy układu Bosego i stan podstawowy układu Fermiego oraz ich zależności od parametru  $\eta$ . Wyniki, które przedstawimy, są rezultatami rachunków wariacyjnych dla energii stanu podstawowego ( $T = 0$  K), przeprowadzonych dla różnych ciśnień zewnętrznych.

W granicy niskich ciśnień rozróżniamy trzy przypadki:

- 1) małe wartości  $\eta$  — układ zachowuje się klasycznie i w stanie podstawowym jest ciałem stałym;
- 2) średnie wartości  $\eta$  — w stanie podstawowym układ jest cieczą, dla przykładu  ${}^4\text{He}$ ;
- 3) duże wartości  $\eta$  — dominuje wpływ drgań zerowych i w stanie podstawowym układ jest gazem, czyli „niezwiązanym” kwantowym układem wielu ciał.

W granicy niskich ciśnień makroskopowy układ kwantowy w temperaturze 0 K jest więc cieczą lub gazem w zależności od charakterystycznej dla tego układu wartości kwantowego parametru  $\eta$ , przy czym dla pewnej wartości  $\eta$  zachodzi przemiana fazowa ciecz–gaz. Fakt istnienia przejścia fazowego ciecz–gaz, zachodzącego przy zmianie wartości parametru  $\eta$ , nie jest zaskakujący, jeśli tylko przypomnimy sobie fizyczny sens tego parametru. Oczywiście dla każdej wartości  $\eta$  przyłożenie dostatecznie wysokiego ciśnienia zewnętrznego powoduje przejście układu w stan stały.

Obecnie przedyskutujemy różnice pojawiające się we własnościach układów o tych samych wartościach parametru  $\eta$ , ale podlegających dwu różnym statystykom kwantowym. Przede wszystkim można wykazać, że dla danej wartości  $\eta$  ciśnienie, przy którym następuje krystalizacja cieczy Bosego, jest wyższe, niż w przypadku cieczy Fermiego. Występowanie takiej różnicy jest konsekwencją istnienia energii Fermiego. Można również wykazać, że w przypadku układu Fermiego w temperaturze 0 K istnieje obszar współistnienia fazy gazowej i fazy ciekłej dla stosunkowo dużego przedziału wartości parametru  $\eta$  ( $0,29 \leq \eta \leq 0,33$ ), a więc na przykład dla szerokiego zakresu mas cząstek [8]. W rezultacie układ Fermiego o odpowiedniej wartości parametru  $\eta$  może w temperaturze 0 K pod wpływem dostatecznie wysokiego ciśnienia zewnętrznego ulec przemianie fazowej gaz–ciecz. Inaczej jest w przypadku układu Bosego w stanie podstawowym, dla którego dla żadnej wartości parametru  $\eta$  nie istnieje obszar współistnienia fazy ciekłej i gazowej. Toteż w stanie podstawowym kwantowy układ Bosego poniżej ciśnienia, w którym ulega zestaleniu, jest w zależności od charakteryzującej go wartości  $\eta$  albo cieczą ( $\eta < 0,456$ ), albo gazem ( $\eta > 0,456$ ).

Różnice pomiędzy układami Fermiego i Bosego można wyjaśnić badając bardziej szczegółowo zależność zredukowanej energii  $E^*$  stanu podstawowego od parametru  $\eta$ . Dla układu Bosego gdy  $\eta$  rośnie, równowagowa gęstość fazy ciekłej maleje i w pobliżu przejścia fazowego ciecz–gaz wielkość  $E^*$  można rozłożyć w szereg względem potęg zredukowanej gęstości  $\rho^* = 1/V$ , przy czym członem wiodącym tego rozwinięcia jest człon proporcjonalny do  $\rho^*$ . Z analizy rozwinięcia wynika [5, 8], że zachodząca dla  $\eta_c = 0,456$  przemiana fazowa jest przemianą drugiego rzędu, dla której nie istnieje obszar współ-

istnienia faz. Podobna analiza dla układów Fermiego wykazuje, że człon wiodący rozwinięcia energii zredukowanej stanu podstawowego jest proporcjonalny do  $(\rho^*)^{2/3}$  i że przemiana fazowa względem  $\eta$  jest przemianą pierwszego rzędu. Dla takiej przemiany istnieje obszar współistnienia fazy ciekłej i gazowej, który znika w sposób ciągły w punkcie krytycznym.

## 2.2. Termodynamika spolaryzowanego gazowego wodoru atomowego

Naszycowaną wyżej teorię można zastosować do przewidzenia niektórych własności termodynamicznych spinowo spolaryzowanego gazowego wodoru atomowego. Jak już wspomniano, ze wszystkich znanych dotąd makroskopowych układów kwantowych, ten układ kwantowy ma największą wartość parametru  $\eta$  i wobec tego powinien w najsilniejszym stopniu przejawiać cechy kwantowe.

Wiemy już, że atomy wodoru można uważać za cząstki podlegające statystyce Bosego–Einsteina. Charakterystyczna dla H $\downarrow$  wartość  $\eta$  wynosi 0,547, jest więc znacznie większa od wartości krytycznej  $\eta_c$  dla układów Bosego, która wynosi 0,456 [8]. Z rozszerzonego kwantowego prawa stanów odpowiednich wynika więc, że spolaryzowany wodór atomowy pod niskim ciśnieniem nawet w stanie podstawowym będzie gazem. Dla porównania znany układ Bosego  $^4\text{He}$  ma wartość  $\eta = 0,182$ , czyli dużo mniejszą od wartości krytycznej. Dlatego też w temperaturze zera bezwzględego  $^4\text{He}$  jest cieczą, a dopiero przyłożenie zewnętrznego ciśnienia równego około 25 atm powoduje jej krystalizację. W przypadku gazu H $\downarrow$  przyłożenie wystarczająco dużego ciśnienia (ok. 50 atm) również powinno wywołać krystalizację gazu, jednakże nie będzie jej poprzedzać przemiana fazowa gaz–ciecz.

Stwierdzamy zatem, że atomy wodoru znajdujący się pod bardzo niskim ciśnieniem i w temperaturze bliskiej 0 K jest gazem. Czy wraz z obniżaniem jego temperatury będą zachodzić w nim jakieś ciekawe zjawiska? Otóż wiadomo, że w układzie Bosego, którego cząstki bardzo słabo oddziałują ze sobą, należy oczekiwać wystąpienia kondensacji Bosego–Einsteina oraz pojawienia się zjawiska nadciekłości. Zakładając, że spolaryzowany gazowy wodór atomowy H $\downarrow$  jest doskonałym gazem Bosego, możemy korzystając ze znanych wzorów [14] oszacować, iż dla gęstości gazu równej  $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  kondensacja nastąpi w temperaturze  $T_c = 10 \text{ mK}$ , a dla gęstości  $1,6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  — w temperaturze 100 mK. Są to temperatury „łatwo” osiągalne przy obecnym stanie kriogeniki. W rzeczywistości spolaryzowany wodór atomowy to prawie doskonały gaz Bosego; dla takiego gazu istnieje już dość dobrze opracowana teoria [15]. Jeśli więc zdołamy osiągnąć odpowiednio duże gęstości gazu H $\downarrow$ , to być może po raz pierwszy można będzie badać zjawisko kondensacji Bosego–Einsteina i ewentualnie zjawisko nadciekłości oraz ich wzajemne relacje w układzie, do którego stosuje się istniejąca teoria. Wyjaśnienie wymienionych wyżej zjawisk to ważny problem współczesnej fizyki, albowiem ani przejście lambda w  $^4\text{He}$ , ani też rola, jaką odgrywa przy tym kondensacja Bosego–Einsteina, nie są jeszcze w pełni zrozumiane.

Na zakończenie omawiania kwantowego prawa stanów odpowiednich oraz jego przydatności warto może dodać jako ciekawostkę, że na podstawie tego prawa zostały przewidziane niektóre własności termodynamiczne nietrwałego izotopu  $^6\text{He}$  (czas życia 0,82 s [16]). Małe ilości tego izotopu otrzymuje się w rezultacie reakcji jądrowej:  $^9\text{Be} + ^1_0\text{n} \rightarrow ^4_2\text{He} + ^6_2\text{He}$ . Przewiduje się, że temperatura przemiany para–ciecz dla  $^6\text{He}$  wy-



nosić będzie 7,5 K, natomiast w temperaturze 1,6 K izotop ten powinien przejść w stan nadciężki. Aczkolwiek  ${}^6\text{He}$  ma dość krótki czas życia, to można mieć nadzieję, że po uzyskaniu makroskopowych ilości tego izotopu (trwają intensywne prace w tym kierunku) uda się przeprowadzić niezbędne pomiary termodynamiczne i ewentualnie potwierdzić słuszność powyższych oszacowań.

### 3. Teoretyczne i doświadczalne problemy związane z otrzymaniem spinowo spolaryzowanego ustabilizowanego gazowego wodoru atomowego

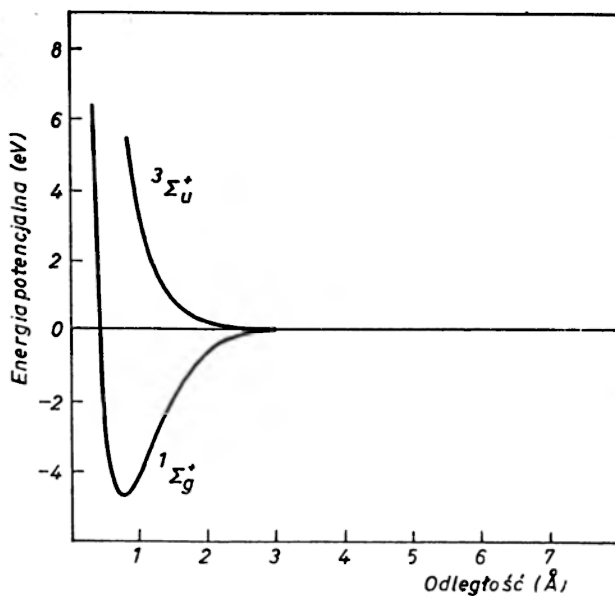
#### 3.1. Oddziaływanie pomiędzy dwoma atomami wodoru

Z rozważań teoretycznych wynika, że spinowo spolaryzowany gazowy wodór atomowy to nowy fascynujący makroskopowy układ kwantowy. Jednakże jak zawsze ostatnie słowo należy do eksperymentu, trzeba bowiem znaleźć metodę otrzymania tego układu i zapewnienia jego stabilności, szczególnie dla tych wartości gęstości i temperatury, dla których spodziewamy się wystąpienia kondensacji Bosego–Einsteina.

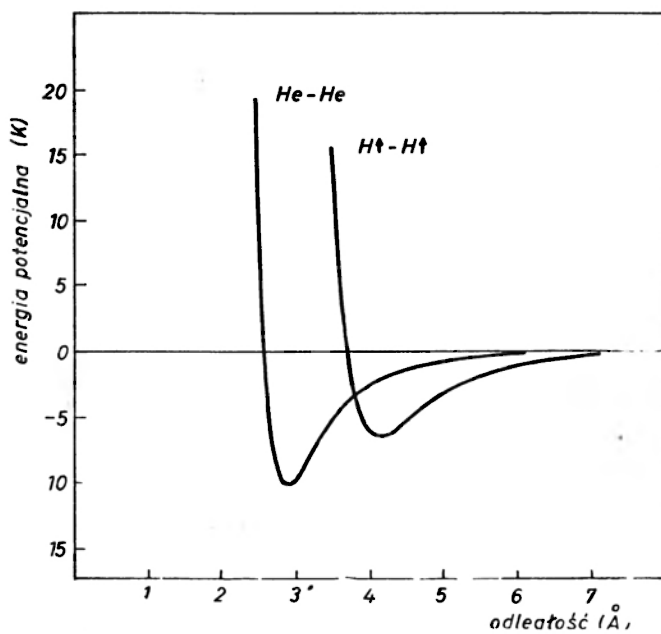
Analizę zagadnienia rozpoczniemy od omówienia potencjału oddziaływania dwu obojętnych atomów wodoru. Najbardziej dokładne i wyczerpujące obliczenia tego potencjału, wywodzące się z pierwszych zasad, wykonali w latach sześćdziesiątych Kołos i Wolniewicz [17]. Warto przy tym podkreślić, że rezultaty ich obliczeń miały wielkie znaczenie dla podstaw chemii kwantowej. Okazało się bowiem, że uzyskana przez Kołosa i Wolniewicza teoretyczna wartość energii potencjalnej prowadzi do wartości energii dysocjacji cząsteczki wodoru różnej od powszechnie wówczas zaakceptowanej wartości doświadczalnej, przy czym różnica ta znacznie przekracza wielkość błędu. Powtórne wykonanie pomiarów potwierdziło poprawność wartości teoretycznej!

Na rys. 2 przedstawiono potencjały oddziaływania dwu atomów wodoru jako funkcje odległości między nimi odpowiednio dla stanów: singletowego  ${}^1\Sigma_g^+$  (spiny elektronów atomów antyrównoległe) oraz trypletowego  ${}^3\Sigma_u^+$  (spiny elektronów równoległe). Jak widać, przebieg krzywych energii potencjalnej przedstawia dwa ekstremalne przypadki oddziaływań między atomami. Kształt krzywej energii potencjalnej dla stanu  ${}^1\Sigma_g^+$  charakteryzuje występowanie wyraźnego minimum (o głębokości około 4,75 eV), odpowiadające ciasno związanej molekuły dwuatomowej o równowagowej odległości między atomami molekuły równej 0,74 Å. Dlatego też dwa atomy wodoru o spinach elektronowych skierowanych przeciwnie rekombinują ze sobą tworząc silnie związaną cząsteczkę wodoru  $\text{H}_2$ . Proces tworzenia takiej cząsteczki jest „najgwałtowniejszą” ze znanych w chemii reakcji egzotermicznych:  $\text{H} + \text{H} \rightarrow \text{H}_2 + \text{Q}$ , gdzie  $\text{Q} = 4,5 \text{ eV}$ !

W przypadku stanu trypletowego energia potencjalna ma wszędzie wartość dodatnią, monotonicznie malejącą ze wzrostem odległości między atomami. Odpowiada to czystemu odpychaniu się atomów. Dopiero dla odległości międzyatomowej równej około 4,15 Å występuje płytkie minimum o głębokości zaledwie 0,0006 eV czyli około 6,5 K, bowiem 1 elektronowoltowi odpowiada  $\approx 12000 \text{ K}$ , będące rezultatem van der waalsowskiego oddziaływania przyciągającego. Wskutek małej masy atomu wodoru, a więc dużej energii drgań zerowych atomów wodoru (duże  $\eta$ ), minimum to jest zbyt płytkie, by powstał stan związany. W celu ilustracji powyższych stwierdzeń, na rys. 3 przedstawiono w odpowiedniej



Rys. 2. Energia potencjalna oddziaływania dwu obojętnych atomów wodoru w stanie  $^3\Sigma_u^+$  oraz  $^1\Sigma_g^+$  [17]



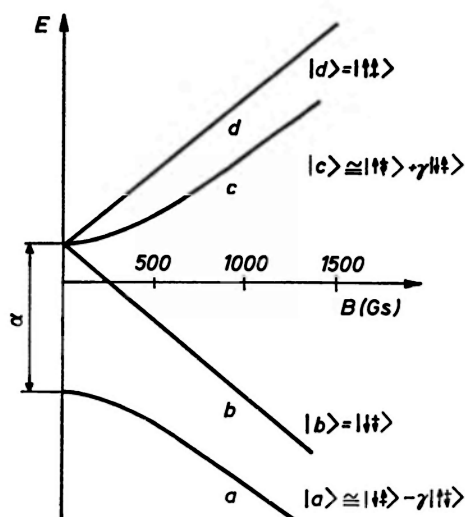
Rys. 3. Energia potencjalna oddziaływania dwu atomów wodoru w stanie trypletowym. Dla porównania przedstawiono energię potencjalną oddziaływania dwu atomów helu [17]

skali słabe oddziaływanie przyciągające dwu atomów wodoru w stanie trypletowym oraz, dla porównania, oddziaływanie między dwoma atomami helu, które, jak widać, jest znacznie silniejsze od oddziaływania między atomami wodoru. Głębokość jamy potencjału w przypadku helu jest dwa razy większa niż w przypadku wodoru!

Atomowy wodór, otrzymany na przykład drogą wyładowań elektrycznych ma, średnio biorąc, 50% atomów o spinie skierowanym „do góry” i 50% atomów o spinie skierowanym „do dołu”. Zderzenia dwu atomów w obecności trzeciej cząstki prowadzą więc do gwałtownego wytworzenia gazu cząsteczkowego. W rzeczywistości jest to najpotężniejsza eksplozja „chemiczna” i ze wszech miar należy się jej wystrzegać przy wszelkich próbach otrzymania spolaryzowanego atomowego wodoru w laboratorium. Dla przykładu atomowy wodór o gęstości  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  ma czas życia rzędu  $10^{-7}$  s!

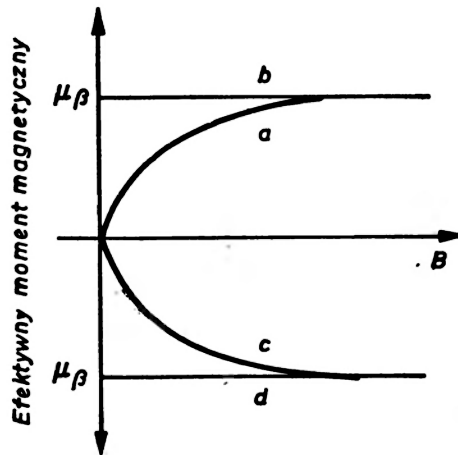
Z powyższych rozważań wynika, że gdyby spiny elektronów atomów wodoru udało się spolaryzować w taki sposób, by wszystkie atomy oddziaływały ze sobą w stanie  $^3\Sigma_u^+$ , wtedy można oczekiwać, że zjawisko rekombinacji zostanie w zasadniczy sposób ograniczone i otrzymamy stabilny gaz atomowy. Polaryzację spinów uzyskuje się stosując silne pola magnetyczne oraz niskie temperatury, tak by czynnik Boltzmanna określający prawdopodobieństwo obsadzenia stanów, w których elektrony atomów wodoru mają spiny skierowane przeciwnie do kierunku wyznaczonego przez pole magnetyczne, był jak najmniejszy (np. dla pola  $B = 10 \text{ T}$  i temperatury  $T = 300 \text{ mK}$  czynnik Boltzmanna wynosi tylko  $3,6 \cdot 10^{-20}$ ). Omówimy teraz, jak można utrzymać w stanie stabilnym raz wyprodukowany spinowo spolaryzowany atomowy wodór, zwłaszcza o gęstości na tyle dużej, by zjawisko kondensacji Bosego–Einsteina mogło w nim wystąpić. Jak się okaże, szczególnie uważnie trzeba przy tym prześledzić wpływ ścianek naczynia, w którym znajduje się gaz.

Rozważania zaczniemy od analizy zależności energii stanów pojedynczego atomu wodoru od natężenia zewnętrznego pola magnetycznego (rys. 4). Dzięki oddziaływaniu

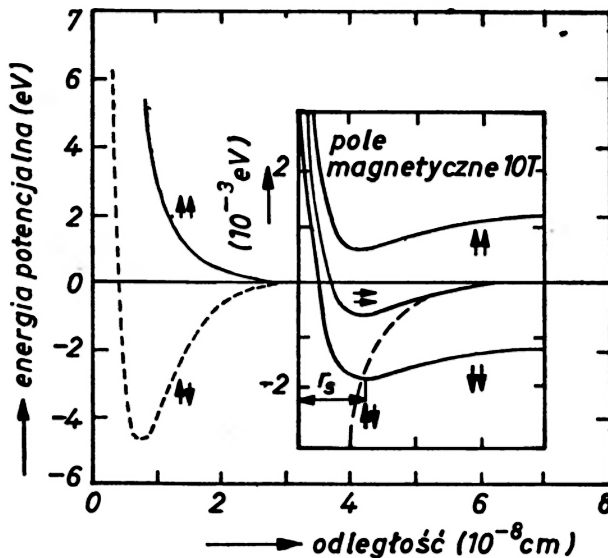


Rys. 4. Zależność energii czterech różnych stanów  $a, b, c, d$  izolowanego atomu wodoru od natężenia zewnętrznego pola magnetycznego  $B$ ;  $\gamma = a/4\mu_B B$ , gdzie  $a$  — stała podająca wielkość rozszczepienia nadsubtelnego w polu zerowym ( $a = 0,047 \text{ cm}^{-1}$ ),  $\mu_B$  — magneton Bohra [18]

nadsubtelnemu oraz oddziaływaniu Zeemana zniesiona zostaje czterokrotna degeneracja spinowa i w rezultacie energia stanów zależy silnie od wielkości pola magnetycznego [18]. Od wielkości pola magnetycznego zależy również efektywny moment magnetyczny atomów w odpowiednich stanach energetycznych, co przedstawiono na rys. 5. Z kolei na rys. 6 pokazano przebieg energii potencjalnej jako funkcję odległości międzyatomowej dla rozszczepionego polem  $B = 10$  T stanu trypletowego i dla porównania — dla stanu singletowego. Z rysunku wynika, że dla odległości między atomami większej od pewnej odleg-



Rys. 5. Efektywny moment magnetyczny  $\mu_p$  atomu wodoru dla czterech stanów przedstawionych na rys. 4, jako funkcja zewnętrznego pola magnetycznego  $B$ . Maksymalna wartość momentu magnetycznego zostaje osiągnięta dla pola  $B \geq 500$  Gs [18]



Rys. 6. Energia potencjalna oddziaływania dwu obojętnych atomów wodoru w polu magnetycznym  $B = 10$  T [20]



łości  $r_s$ , potencjał dla stanu trypletowego przebiega niżej od potencjału dla stanu singletowego. Jeśli więc atomy spolaryzowanego wodoru przebywałyby od siebie zawsze w odległościach większych od  $r_s$ , to w temperaturze zera bezwzględnej gaz ten byłby absolutnie stabilny. Niestety, atomy są w ciągłym ruchu i warunek taki może być spełniony tylko w sensie średniej wartości odległości międzyatomowych. Jedynie w przypadku stosunkowo małych gęstości gazu atomy rzeczywiście zachowują przez większość czasu wzajemne odległości większe od  $r_s$ . Jak wykazali Berlinsky, Eters, Goldman i Silvera [19], dla ustalonej wartości pola magnetycznego  $B$  i odpowiednio małej gęstości gazu, całkowicie spolaryzowany atomowy wodór ma energię niższą od energii analogicznego gazu o jednym spinie odwróconym. Mówimy wtedy, że dla tych parametrów gaz  $H\downarrow$  jest statycznie stabilny. Używamy tu terminu „statycznie”, ponieważ w rozważaniach nie uwzględniliśmy niestabilności typu dynamicznego, związanych z odwróceniem kierunku spinów, zachodzącym podczas zderzeń atomów. W praktyce to właśnie niestabilność dynamiczna decyduje o czasie życia gazu atomowego.

W celu ustabilizowania gazowego wodoru atomowego należy przeprowadzić taką selekcję atomów wodoru, by wszystkie były w dwu najniższych stanach struktury nadsubtelnej, czyli w stanach

$$|a\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+\gamma^2}} |\downarrow\uparrow\rangle - \frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}} |\uparrow\uparrow\rangle; \quad |b\rangle = |\downarrow\uparrow\rangle.$$

W powyższych wyrażeniach symbole  $\downarrow$  oraz  $\uparrow$  oznaczają odpowiednio spin elektronu i spin jądra, zaś wielkość  $\gamma$  zależy od pola magnetycznego według następującego wzoru:

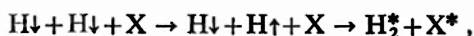
$$\gamma = \frac{\alpha}{2\mu_B B + \sqrt{(2\mu_B B)^2 + \alpha^2}},$$

gdzie  $\alpha$  jest stałą określającą wielkość rozszczepienia nadsubtelnego w polu zerowym ( $\alpha = 0,047 \text{ cm}^{-1}$ ),  $\mu_B$  jest magnetonem Bohra. Zauważmy, że dla pól magnetycznych znacznie większych od ok. 500 Gs wzór na  $\gamma$  można zapisać:  $\gamma = \alpha/4\mu_B B$ , a „domieszka” stanów o spinie elektronowym skierowanym „do góry” staje się w przybliżeniu proporcjonalna do  $\gamma$  (rys. 4). Selekcji atomów wodoru dokonuje się za pomocą pola magnetycznego o odpowiednim gradiencie; atomy o spinie elektronowym skierowanym „do dołu” wciągane są do obszaru, w którym pole magnetyczne jest silne, natomiast atomy o spinie elektronowym skierowanym „do góry” są wypychane do obszaru, gdzie pole jest słabe. W taki sposób otrzymany gaz  $H\downarrow$  jest praktycznie w stanie równowagi (przypomnijmy, że dla  $T = 300 \text{ mK}$ ,  $B = 10 \text{ T}$  prawdopodobieństwo odwrócenia spinu wynosi około  $10^{-20}$ ). Niestety tylko stan  $|b\rangle$  jest stanem „czystym”, podczas gdy stan  $|a\rangle$  jest stanem „mieszanym”, zawierającym w przypadku silnych pól magnetycznych domieszkę  $\gamma$  atomów o spinach elektronów skierowanych do góry. Dla pola 10 T wartość  $\gamma$  wynosi około  $10^{-3}$  i jak wykaże przeprowadzona dalej szczegółowa analiza, istnienie tej domieszki jest przede wszystkim odpowiedzialne za występowanie rekombinacji atomów wodoru w gazie  $H\downarrow$ . Na bazie bardzo uproszczonego modelu można wykazać, że prawdopodobieństwo rekombinacji atomów wodoru w polu o indukcji magnetycznej  $B$  jest proporcjonalne do  $B^{-2}$  pomnożonemu przez prawdopodobieństwo rekombinacji w polu zerowym. W rezultacie na przykład pole  $B$  równe 10 T zmniejsza prawdopodobieństwo rekombinacji atomów

wodoru o czynnik rzędu  $10^{-5}$  w porównaniu z prawdopodobieństwem rekombinacji w polu zerowym. Stwarza to realne szanse otrzymania stabilnego gazowego wodoru atomowego.

### 3.2. Zjawisko rekombinacji wodoru atomowego

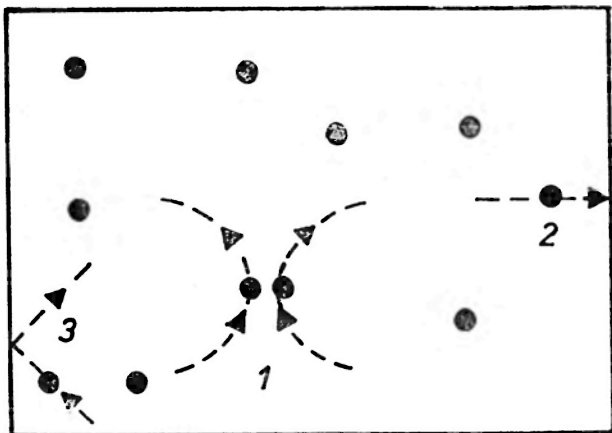
Omówimy teraz bardziej szczegółowo proces rekombinacji atomów wodoru. Reakcja rekombinacji dwu atomów wodoru H w molekułę wodoru jest reakcją trójciałową — w reakcji musi brać udział trzecie ciało, by spełnione były prawa zachowania pędu i energii. Tym trzecim ciałem może być atom wodoru, inny atom (zanieczyszczenie) albo ścianka naczynia; prawdopodobieństwo rekombinacji dwu atomów wodoru z emisją fotonu jest zanedbywalnie małe. Schematycznie proces rekombinacji można zapisać następująco:



gdzie X oznacza trzecie ciało (inny atom lub ścianka naczynia z gazem), a gwiazdka symbolizuje stan wzbudzony. Zmniejszenie całkowitej liczby cząstek gazu, znajdującego się w objętości  $V$ , będące wynikiem rekombinacji, można opisać równaniem [20]

$$\frac{dN}{dt} = -VK_V n_V^3 - AK_S n_S^\delta, \quad (9)$$

gdzie  $N = n_V V + n_S A$ , przy czym  $A$  jest polem powierzchni ograniczającej gaz,  $n_V$  oraz  $n_S$  są odpowiednio gęstością objętościową i gęstością powierzchniową atomów wodoru,  $K_V$  oraz  $K_S$  są stałymi reakcji rekombinacji objętościowej i powierzchniowej, wykładnik  $\delta$  zależy od rodzaju powierzchni ścianek naczynia, w którym znajduje się gaz i może przyjmować wartość jeden lub dwa [20]. Dla powierzchni metalowej  $\delta = 1$ , natomiast dla powierzchni teflonowej, a także pokrytej nadciekłym  ${}^4\text{He}$ , które będziemy dalej szczegółowiej omawiać, wykładnik  $\delta$  wynosi 2. Dla niespolaryzowanego wodoru atomowego w temperaturze pokojowej stała  $K_V \approx 1,2 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^6/\text{s}$ , a więc rekombinacja objętościowa zaczyna odgrywać istotną rolę dopiero dla gęstości gazu rzędu  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , przy czym jak się okazuje, nawet wtedy człon powierzchniowy decyduje o czasie życia gazu H (na rys. 7 przedstawiono typowe zderzenia zachodzące w gazie). Należy bowiem podkreślić, że choć pole magnetyczne skutecznie zapobiega niszczeniu uporządkowania spinów elektronowych, spowodowanemu nieuniknionymi zderzeniami atomów wodoru ze sobą, nie zapobiega jednak niszczeniu uporządkowania zachodzącemu podczas zderzeń atomów wodoru ze ściankami naczynia. Tak więc rodzaj ścianek naczynia ma decydujący wpływ na czas życia wodoru atomowego. Rozważania nasze możemy zatem ograniczyć do zbadania roli jedynie członu powierzchniowego. Wiemy już, że zależy on liniowo lub kwadratowo od gęstości powierzchniowej  $n_S$ , natomiast stała  $K_S$  zależy silnie od temperatury oraz rodzaju powierzchni ścianek naczynia [20]. Najlepszą ze znanych obecnie substancji ograniczających rekombinację w temperaturze pokojowej jest powierzchnia teflonowa, z którą atom wodoru może zderzyć się  $10^4$ - $10^5$  razy, zanim ulegnie rekombinacji (dla porównania w przypadku powierzchni metalowej zwykle już jedno zderzenie prowadzi do rekombinacji!). I tak szacuje się, że dla teflonowej, kulistej komory wypełnionej wodorem atomowym, mającej objętość  $1 \text{ cm}^3$ , stała  $K_S \approx 10 \text{ cm}^3/\text{s}$ , a zatem czas życia gazu ze względu na re-



Rys. 7. Dwa podstawowe typy zderzeń prowadzących do depolaryzacji  $H\downarrow$ : 1 — zderzenia między atomami, 2 i 3 — zderzenia atomu ze ściankami naczynia

kombinację powierzchniową wynosi około 0,1 s, przy czym jest on niezależny od gęstości gazu. Jednakże, jak zaznaczono uprzednio, komorę z gazowym wodorem atomowym należy ochłodzić do temperatury poniżej 1 K! W tym zakresie temperatur wodór jest adsorbowany przez praktycznie wszystkie powierzchnie i na skutek długozasięgowego oddziaływania van der Waalsowskiego pomiędzy atomami wodoru, ulega na tych powierzchniach kondensacji i naturalnie rekombinacji. Znalazienie odpowiedniej „izolacji” ścianek komory stabilizującej gaz  $H\downarrow$  stało się więc zasadniczym problemem doświadczalnym, bowiem w przypadku typowych powierzchni osiągnięcie czasu życia gazowego wodoru atomowego, dłuższego niż rzędu kilkudziesięciu mikrosekund okazuje się niemożliwe do zrealizowania.

Doświadczenia przeprowadzone dla różnych typów powierzchni wykazały, że powierzchnią o bardzo małej energii adsorpcji powierzchniowej  $\epsilon_s$  dla atomowego wodoru jest powierzchnia pokryta ciekłym helum [21]. W temperaturach, w których stabilizuje się  $H\downarrow$ , hel jest oczywiście nadciekły (temperatura przejścia  ${}^4\text{He}$  w stan nadciekły wynosi 2,17 K). Energia wiązania atomu wodoru na powierzchni ciekłego helu została wyznaczona teoretycznie [22-24], jak również zmierzona doświadczalnie [25]. Otrzymane wyniki dość znacznie różnią się od siebie, albowiem obliczenia teoretyczne komplikuje nieznaną dokładnego przebiegu energii potencjalnej oddziaływania  ${}^4\text{He-H}$ ; także precyzyjne doświadczalne określenie energii wiązania atomu wodoru na powierzchni helowej nastęrcza sporo trudności. Ostatecznie szacuje się, że energia ta jest nieco mniejsza od 1 K. Jest to wartość rzeczywiście bardzo mała i dlatego atomy wodoru wiązane są na powierzchni ciekłego helu dopiero w bardzo niskich temperaturach, właśnie zbliżonych do temperatur stosowanych przy stabilizacji gazowego wodoru atomowego. Jak wykazały badania, powierzchnie pokryte nadciekłym helum najlepiej nadają się do eksperymentów z wodorem atomowym i są w nich powszechnie stosowane. Należy przy tym podkreślić, że użycie takich powierzchni ma jeszcze jedną bardzo ważną zaletę. Otóż ponieważ hel ma wypełnione powłoki elektronowe, przeto przekrój czynny na reakcję:  $H\downarrow + \text{He} \rightarrow H\uparrow + \text{He}$  jest bardzo mały i w rezultacie otrzymuje się bardzo pożądane zmniejszenie prawdopodobieństwa depolaryzacji zderzającego się ze ścianką helową atomu wodoru.

Z rozważań teoretycznych wynika, że w przypadku powierzchni helowej zaadsorbowane przez nią atomy wodoru mogą się po niej poruszać niemal zupełnie swobodnie, a „wiązanie” dotyczy jedynie składowej ruchu atomu wodoru prostopadłej do powierzchni helowej. W konsekwencji na takiej powierzchni tworzy się prawie doskonały „dwuwymiarowy” gaz złożony z atomów wodoru, przy czym energię oddziaływania między atomami gazu określa trypletowy potencjał oddziaływania w stanie  $^3\Sigma_u^+$ , znany dobrze dzięki pracom Kołosa i Wolniewicza [17]. Taki dwuwymiarowy gazowy wodór atomowy, pozostający w stanie równowagi z wypełniającym objętość naczynia gazowym spolaryzowanym wodorem atomowym ma z punktu widzenia fizyki statystycznej wiele unikalnych i fascynujących własności. Dla przykładu jest to jedyny układ mający w temperaturze zera bezwzględne nietrywialny przebieg izotermy adsorpcji [22]. Nietrywialny oznacza tu, że w temperaturze  $T = 0$  K gaz ten ma skończoną objętość oraz prężność.

Izotermę adsorpcji w 0 K wyznaczamy z warunku równości potencjałów chemicznych gazu dwuwymiarowego i gazu trójwymiarowego. Dla średnich gęstości gazu  $H\downarrow$ , a takie mamy w doświadczeniach z wodorem atomowym, izotermę tę można zapisać jako

$$n_S = n_S^{\text{sat}} + (V_{\text{int}}^v/V_{\text{int}}^s)n_v, \quad (10)$$

gdzie  $n_S^{\text{sat}} \equiv \epsilon_a/2V_{\text{int}}^s$ ,  $V_{\text{int}}^s = 6,9 \cdot 10^{-15}$  K·cm<sup>2</sup> oraz  $V_{\text{int}}^v = 2,6 \cdot 10^{-22}$  K·cm<sup>3</sup>. Z równania (10) można wywnioskować, że w temperaturze 0 K atomy wodoru początkowo gromadzą się na powierzchni helowej aż do momentu, gdy zostanie ona nasycona, tj. gęstość powierzchniowa wodoru osiągnie wartość maksymalną  $n_S^{\text{sat}}$ . Dopiero wówczas atomy wodoru zaczynają obsadzać stany dające wkład do  $n_v$ . Dla typowego przedziału wartości parametrów doświadczalnych wielkości  $n_S^{\text{sat}}$  ma w przybliżeniu wartość niezależną od temperatury. Determinuje ją natomiast wartość energii wiązania  $\epsilon_a$ , do której jest proporcjonalna oraz odpychające oddziaływanie pomiędzy atomami wodoru. Dla  $\epsilon_a = 0,9$  K otrzymujemy  $n_S^{\text{sat}} = 9 \cdot 10^{13}$  cm<sup>-2</sup>, a zatem bardzo dużą wartość. Z oszacowania tego wynikają niezmiernie ważne wnioski dotyczące możliwości wystąpienia kondensacji Bosego–Einsteina w danych warunkach doświadczalnych. Zanim bowiem w gazowym wodrze atomowym może nastąpić kondensacja Bosego–Einsteina, gęstość powierzchniowa atomów wodoru na ściankach helowych musi osiągnąć wartość  $n_S^{\text{sat}}$ ! Inaczej mówiąc, aby w trójwymiarowym gazie ograniczonym ściankami helowymi uzyskać makroskopowe obsadzenie stanu o pędzie równym zeru, nie mogą w tym układzie istnieć żadne nieobsadzone stany powierzchniowe. Największa gęstość powierzchniowa, oznaczana zwykle symbolem  $n_S^{\text{max}}$ , jaką udało się uzyskać w dotychczas przeprowadzonych doświadczeniach, wynosi około  $5 \cdot 10^{11}$  cm<sup>-2</sup>, a więc jest aż o dwa rzędy wielkości mniejsza od  $n_S^{\text{sat}}$ . W rezultacie wyłania się bardzo poważna przeszkoda, utrudniająca stworzenie warunków koniecznych do wystąpienia kondensacji Bosego–Einsteina; o podjętych próbach zwiększenia  $n_S^{\text{max}}$  oraz zmniejszenia  $n_S^{\text{sat}}$  będzie mowa w dalszej części artykułu. Tymczasem zwróćmy jeszcze uwagę na to, że ponieważ szybkość rekombinacji powierzchniowej jest proporcjonalna do  $n_S^2$  (równanie (9)), przeto konieczność zwiększenia  $n_S^{\text{max}}$  w nieunikniony sposób prowadzi do wzrostu ilości ciepła rekombinacji wydzielonego w układzie doświadczalnym, co z kolei dodatkowo utrudnia osiągnięcie wymaganych niskich temperatur gazu  $H\downarrow$ .

Zauważmy, że dwuwymiarowy gazowy wodór atomowy, powstający na pokrytej ciekłym helem powierzchni powinien mieć bardzo ciekawą własność. A mianowicie przy-

puszcza się, że można będzie zaobserwować zjawisko nadciekłości w gazie dwuwymiarowym i to w temperaturach wyższych, niż wynikające z oszacowań temperatury pojawienia się kondensacji Bosego–Einsteina w danym trójwymiarowym gazie atomowym.

### 3.3. Rekombinacja na ściankach helowych i jej zapobieganie

Przystąpimy teraz do omówienia zaproponowanych sposobów doświadczalnych pokonania trudności związanych z istnieniem powierzchni helowych, ograniczających spolaryzowany gazowy wodór atomowy.

Jak można pokazać, w ustalonej temperaturze stałą reakcji rekombinacji powierzchniowej dla ciekłego helu —  $K_S^{2He}$  — można zapisać w postaci:  $K_S^{4He} = K_S' B^{-2}$ , gdzie  $B$  jest indukcją pola magnetycznego w komorze stabilizującej atomowy wodór. Niechaj  $\varphi$  oznacza strumień atomów H wpływających do komory. Rozwiązanie stacjonarne równania kinetycznego

$$\frac{dN}{dt} = -K_S' B^{-2} n_S^2 + \varphi$$

ma postać:

$$n_S^{\max} = \bar{B} \sqrt{\varphi / K_S'}, \quad (11)$$

a zatem tyle wynosi maksymalna gęstość powierzchniowa atomów wodoru, jaką możemy uzyskać dysponując konkretnym układem doświadczalnym. Na podstawie związku (11) można wywnioskować, że stosując jedynie proste modyfikacje aparatury doświadczalnej nie uda się osiągnąć powierzchniowej gęstości atomów wodoru równej  $n_S^{\text{sat}}$ . Wprawdzie pole magnetyczne  $B$  można zwiększyć kilkakrotnie, a strumień  $\varphi$  można w istotny sposób zwiększyć, jednak wtedy duża ilość ciepła wydzielająca się w wyniku rekombinacji atomów wodoru, zachodzącej w czasie ładowania komory stabilizującej, spowodowałaby gwałtowne ogrzanie komory. Aby tego uniknąć, należałoby zastosować dodatkowy układ chłodzący, co jest technicznie trudne i kosztowne. Podejściem bardziej atrakcyjnym wydaje się więc próba redukcji  $n_S^{\text{sat}} = \varepsilon_a / 2V_{\text{int}}$ . Z oszacowań teoretycznych wynika, że powierzchnię pokrytą  $^3\text{He}$  winna charakteryzować znacznie mniejsza energia adsorpcji  $\varepsilon_a$  niż powierzchnię pokrytą  $^4\text{He}$  [26]. Jednakże wyniki doświadczeń wskazują na to, że komory stabilizującej nie można napełnić atomowym wodorem, jeśli jej ścianki pokryte są czystym  $^3\text{He}$ . Wykonuje się więc eksperymenty ze ściankami komory pokrytymi mieszaniną  $^3\text{He}$ – $^4\text{He}$ . Dla dostatecznie małych koncentracji  $^3\text{He}$ , na powierzchni nadciekłego  $^4\text{He}$  powstaje błonka utworzona z kilku monoatomowych warstw  $^3\text{He}$ , która ma wszystkie własności  $^3\text{He}$  o dużej objętości. Okazuje się, że dodanie około 0,2% czystego  $^3\text{He}$  do  $^4\text{He}$  powoduje znaczne zmniejszenie szybkości rekombinacji atomów wodoru, co świadczy o zmniejszeniu  $\varepsilon_a$ . Oszacowano, że tak przygotowaną powierzchnię cechuje energia wiązania atomów wodoru trzykrotnie mniejsza niż dla czystej powierzchni  $^4\text{He}$  [27]. Niestety, wymienione wyżej próby nie prowadzą jeszcze do spełnienia wymaganej równości  $n_S^{\text{sat}} = n_S^{\max}$ . Oznacza to, że jeśli jednym z celów przeprowadzanych doświadczeń jest zaobserwowanie kondensacji Bosego–Einsteina, to przede wszystkim trzeba znaleźć sposób zwiększenia otrzymywanej w eksperymencie powierzchniowej gęstości atomów wodoru  $n_S^{\max}$ !



Nowe próby polegają na szukaniu możliwości zmniejszenia stałej  $K'_S$ , występującej we wzorze (11). Wiemy już, że atomy wodoru w komorze stabilizującej znajdują się w dwu stanach energetycznych: w stanie  $|a\rangle = |\downarrow\uparrow\rangle - \gamma|\uparrow\downarrow\rangle$  oraz w stanie  $|b\rangle = |\downarrow\downarrow\rangle$ . Zjawisko rekombinacji atomów wodoru może nastąpić w wyniku zderzeń atomu w stanie  $|a\rangle$  z innym atomem również w stanie  $|a\rangle$  lub z atomem w stanie  $|b\rangle$ , albowiem warunkiem koniecznym rekombinacji jest istnienie domieszki  $\gamma$  atomów wodoru o przeciwnie skierowanym spinie elektronu (zakładamy tu, że dzięki zastosowaniu silnych pól magnetycznych, niskich temperatur i powierzchni helowych „uporaliśmy” się z innymi zasadniczymi przyczynami depolaryzacji spinów). Kilka lat temu Statt oraz Berlinsky zasugerowali, że gaz  $H\downarrow$ , którego wszystkie atomy byłyby w stanie  $|b\rangle$ , powinien mieć znacznie mniejszą stałą reakcji rekombinacji  $K'_S$  [28]. Inaczej mówiąc, szybkość rekombinacji atomów H w cząsteczkę  $H_2$  winna zależeć od względnego obsadzenia stanów struktury nadsubtelnej, a tym samym stała reakcji rekombinacji powinna zależeć od jądrowego czasu relaksacji  $T_1$ , tj. czasu potrzebnego na przejście atomu ze stanu  $|b\rangle$  do stanu  $|a\rangle$ . Jeśli jądrowy czas relaksacji byłby wystarczająco długi (rzędu godzin), to nie następowałaby szybka termalizacja atomów w stanie  $|b\rangle$  i w układzie nie wystąpiłoby wyrównanie obsadzeń stanów  $|b\rangle$  i stanów  $|a\rangle$ . W rezultacie, ponieważ dzięki zjawisku rekombinacji znacznie szybciej ubywa atomów w stanie  $|a\rangle$ , zachodziłoby spontaniczne wzbogacanie układu w atomy w stanie  $|b\rangle$ . W konsekwencji badany układ składałby się z atomów o spolaryzowanych zarówno spinach elektronowych jak i jądrowych, czyli z „podwójnie” spolaryzowanych atomów wodoru. Obliczenia teoretyczne jądrowego czasu relaksacji, wykonane dla  $n_V = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $B = 10 \text{ T}$  oraz  $T \lesssim 0,5 \text{ K}$  dały w wyniku  $T_1 \approx 16000 \text{ s}$ . A więc istotnie po upływie dostatecznie długiego czasu spinowo spolaryzowany gazowy wodór atomowy winien zawierać atomy głównie w stanie  $|b\rangle$ , a stała  $K'_S$  powinna zmniejszyć się o kilka rzędów wielkości (pozostaje oczywiście możliwość rekombinacji dwu atomów w stanie  $|b\rangle$ , np. dzięki oddziaływaniu dipol-dipol). Wykonano odpowiednie doświadczenia i słuszność powyższych przewidywań została potwierdzona. Otrzymano gaz  $H\downarrow$ , w którym 99,8% atomów miało spolaryzowane zarówno spiny elektronowe jak i jądrowe. Maksymalna gęstość takiego gazu wynosiła  $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , a więc była o rząd wielkości większa od gęstości dotychczas otrzymywanej [28, 29]. Tym samym dokonany został następny, bardzo ważny krok w kierunku uzyskania gazu  $H\downarrow$  o takiej gęstości, by możliwe było wystąpienie w nim kondensacji Bosego-Einsteina. Otrzymane rezultaty są dodatkowo interesujące, bowiem w przeprowadzonych doświadczeniach uzyskano polaryzację spinów jądrowych za pomocą niekonwencjonalnej metody, jaką jest wykorzystanie reakcji chemicznej, a mianowicie rekombinacji atomów wodoru. Podobnie jak w przypadku pojedynczo spolaryzowanego wodoru, rekombinacja na ściankach naczynia nadal odgrywa zasadniczą rolę w procesie rekombinacji podwójnie spolaryzowanego gazu  $H\downarrow$ . Należy podkreślić, że prócz tego z przeprowadzonych doświadczeń wynikają nowe fakty, a mianowicie geometria komory stabilizującej  $H\downarrow$  oraz jej orientacja względem kierunku przyłożonego pola magnetycznego są bardzo istotne — czas relaksacji powierzchniowej jest silnie anizotropowy [30]. Rezultat ten można wykorzystać do uzyskania znacznego wydłużenia czasu relaksacji, a zatem do otrzymania większych gęstości gazu  $H\downarrow$ . Wykazano także, że jądrowa relaksacja powierzchniowa przebiega znacznie wolniej, gdy powierzchnię ścianek komory stabilizującej stanowi  $^3\text{He}$ . Ponadto, jak wynika z pomiarów, stosunek stałych rekombinacji powierzchniowej odpo-

wiednio dla zderzeń atomów w stanach  $|a\rangle$  oraz atomów w stanach  $|a\rangle$  i  $|b\rangle$  wynosi 2,23. Warto w tym momencie podkreślić, że we wszystkich tego typu doświadczeniach szczególną uwagę należy zwracać na to, by ścianki komory stabilizującej  $H\downarrow$  nie zawierały domieszek magnetycznych; istnienie takich zanieczyszczeń zadecydowało prawdopodobnie o niepowodzeniu pierwszych prób uzyskania podwójnie spolaryzowanego gazowego wodoru atomowego.

### 3.4. Wpływ pola magnetycznego na procesy zachodzące w spolaryzowanym gazowym wodorze atomowym

Warunkiem koniecznym otrzymania stabilnego atomowego wodoru jest umieszczenie komory stabilizującej w silnym polu magnetycznym. Jakie są tego konsekwencje? Aby odpowiedzieć na to pytanie należy przede wszystkim szczegółowo rozważyć wpływ gradientu tego pola na własności gazu  $H\downarrow$  [31].

Jeśli komorę stabilizującą  $H\downarrow$  umieścimy w polu magnetycznym wytwarzanym np. przez solenoid o uzwojeniu z materiału nadprzewodzącego, to osiową i radialną składową tego pola, oznaczaną odpowiednio  $B_z(z)$  oraz  $B_z(\varrho)$  można w przybliżeniu zapisać w postaci

$$\begin{aligned} B_z(z) &= B_0 - (B_0/z_0^2)z^2, \\ B_z(\varrho) &= B_0 + \frac{1}{2}(B_0/z_0^2)\varrho^2, \end{aligned} \quad (12)$$

gdzie  $B_0$  jest maksymalną indukcją pola, a wielkość  $z_0$  określa relacja  $B_z(z = z_0) = 0$ . W układzie doświadczalnym, który opiszemy w dalszym ciągu niniejszego artykułu, wielkość  $z_0$  wynosiła około 51 mm.

Aby wyznaczyć lokalną magnetyzację gazu, należy znać jego objętościową gęstość  $n_V$ . W przypadku gęstości gazu mniejszych od gęstości, przy której pojawia się kondensacja Bosego-Einsteina (tzw. krytycznej gęstości gazu  $n_c$ ) zależność  $n_V$  od pola magnetycznego dana jest wzorem

$$n_V(B) = n_0 \exp(\mu_H B/2 kT). \quad (13)$$

W powyższym wzorze  $n_0$  jest objętościową gęstością gazu w obszarze, w którym pole magnetyczne jest równe zero, czyli  $n_V(B = 0) = n_0$ , zaś  $\mu_H$  jest całkowitym momentem magnetycznym atomu wodoru.

Ponieważ gaz  $H\downarrow$  jest spinowo spolaryzowany, jego magnetyzacja  $M$  jest proporcjonalna do lokalnej gęstości objętościowej i można ją zapisać:  $|M| = \mu_B n_V(B)$ , gdzie  $\mu_B$  jest magnetonem Bohra. Korzystając z relacji (12) i (13) widzimy, że

$$\begin{aligned} n_V(z) &= n_V(B_0) \exp[-\mu_B B_0(z/z_0)^2/kT], \\ n_V(\varrho) &= n_V(B_0) \exp[+\mu_B B_0(\varrho/z)^2/2 kT], \end{aligned} \quad (14)$$

przy czym  $n_V(B_0)$  jest objętościową gęstością gazu w jednorodnym polu magnetycznym  $B_0$ . Ze wzorów (14) wynika, że istnienie dużego gradientu pola magnetycznego prowadzi do powstania ogromnego gradientu gęstości gazu, a tym samym do powstania gradientu jego magnetyzacji  $M$ . Rozkład gęstości gazu wzdłuż osi komory można opisać funkcją Gaussa



o szerokości połówkowej  $z_0(kT/\mu_B B_0)^{1/2}$ . A więc w niskiej temperaturze gaz  $H\downarrow$  będzie silnie zlokalizowany w obszarze komory, w którym pole magnetyczne ma największe natężenie. Ponieważ komora stabilizująca gaz musi być z jednego końca otwarta w celu umożliwienia ładowania atomów wodoru z danego źródła, a wzdłuż osi komory pole zmienia swe natężenie od wartości równej zero do pewnej wartości maksymalnej, przeto atomy wodoru znajdujące się w obszarze słabego pola będą ulegać „kompresji”, przemieszczając się pod wpływem siły działającej na ich momenty magnetyczne do obszaru, w którym pole jest najsilniejsze. Dla przykładu założmy, że w zerowym polu magnetycznym gaz ma gęstość  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Gęstość gazu  $n_V$  w temperaturze 300 mK i w polu o indukcji magnetycznej  $B_0 = 10 \text{ T}$  będzie wówczas  $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , a więc istotnie następuje ogromny wzrost gęstości gazu w obszarze silnego pola magnetycznego.

Ze wzoru (13) wypływają dwa bardzo ważne wnioski. Po pierwsze, liczba atomów, które mogą zostać „zmagazynowane” w danym polu magnetycznym jest ograniczona. Istnieje zatem pewna gęstość nasycenia, którą determinuje gęstość gazu w zerowym polu magnetycznym. Po drugie, jeśli komora wypełniona jest gazem o gęstości  $n_V(B)$  i osiągnięta została równowaga termodynamiczna, to gdy w obszarze zerowego pola zmniejszymy nagle gęstość gazu do zera (np. wyłączymy źródło wodoru atomowego), wtedy gęstość gazu  $n_V(B)$  w polu o dużym natężeniu musi także zmaleć do zera. Opisane wyżej zjawisko jest przejawem niestabilności występującej w układzie otwartym, jakim jest komora stabilizująca i zwane jest ucieczką termiczną. Charakteryzujemy je stałą czasową  $\tau_u$ .

Dla opisaną omawianych własności układu doświadczalnego wygodnie jest wprowadzić tzw. magnetyczny czynnik kompresji  $c_M$ , zdefiniowany następująco:

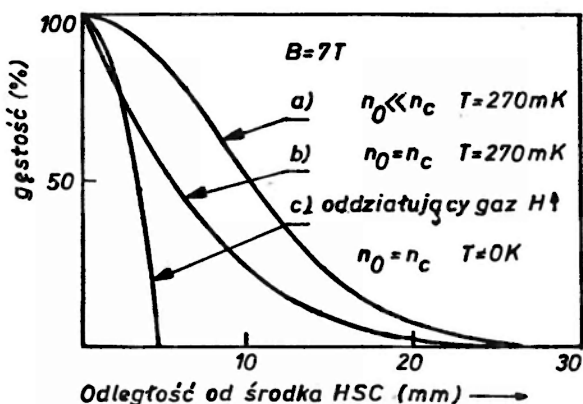
$$c_M(B_0 - B) = n_V(B_0)/n_V(B) = \exp[\mu_B(B_0 - B)/kT]. \quad (15)$$

Czynnik ten zależy silnie od  $B$  oraz  $T$  i z jego analizy wynikają ważne implikacje doświadczalne. Do wprowadzenia atomów wodoru do komory stabilizującej należy zastosować pole o jak najmniejszej indukcji magnetycznej, albowiem wtedy wykorzystamy w pełni zjawisko „kompresji magnetycznej”, prowadzące do przestrzennej lokalizacji gazu. Można pokazać na przykład, że gdy  $T = 0,5 \text{ K}$ , wtedy dla  $\Delta B = B_0 - B = 10 \text{ T}$  wartość  $c_M$  wynosi  $7 \cdot 10^5$ , natomiast dla  $\Delta B = 5 \text{ T}$  tylko 830.

Z rozważań teoretycznych wynika, że stała czasowa  $\tau_u$  charakteryzująca konkretny układ doświadczalny jest proporcjonalna do iloczynu  $c_M(B_0 - B)N/n_V(B_0)$ , gdzie  $N$  jest całkowitą liczbą atomów w komorze. Z uwagi na to, że doświadczalnie uzyskiwane wartości czynnika kompresji  $c_M$  są bardzo duże, wartości stałej czasowej są także duże i można powiedzieć, iż gaz w komorze stabilizującej jest niemal permanentnie „uwięziony” dzięki istnieniu w niej niejednorodnego pola magnetycznego. Podobnie atmosfera ziemską uwięziona jest w polu grawitacyjnym Ziemi. Uwięzienie gazu  $H\downarrow$  w komorze i jego niejednorodny rozkład gęstości posłużyć mogą do wykrycia przestrzennej lokalizacji powstającego kondensatu Bosego–Einsteina, (podobnej lokalizacji kondensatu w nadciekłym  $^4\text{He}$ , mogącej występować w polu grawitacyjnym, dotychczas nie zaobserwowano).

Zakładając, że pole magnetyczne w komorze stabilizującej daje się w przybliżeniu opisać wzorem

$$B = B_0(1 - z^2/z_0^2),$$



Rys. 8. Gęstość gazu  $H\downarrow$  jako funkcja odległości mierzonej wzdłuż osi komory. Dla wszystkich krzywych  $B = 7\text{ T}$ ,  $n_c$  oznacza gęstość krytyczną gazu [18]

który powstaje w wyniku zaniedbania zmian pola w płaszczyźnie  $xy$ , nie trudno znaleźć rozkład gęstości gazu  $H\downarrow$  wzdłuż osi  $z$ . Przykłady takich rozkładów zamieszczono na rys. 8. Krzywe  $a$  i  $b$  otrzymane zostały przy założeniu, że  $H\downarrow$  jest doskonałym gazem Bosego. Dla gęstości gazu bliskiej gęstości krytycznej  $n_c$  obserwujemy znaczne „zwężenie” rozkładu i duży wzrost gęstości gazu w obszarze, w którym pole ma największe natężenie. Dla gęstości gazu dużo większych od  $n_c$  można oczekiwać pojawienia się bardzo ostrego maksimum gęstości gazu w tym obszarze. Uwzględnienie oddziaływań pomiędzy atomami  $H\downarrow$  prowadzi oczywiście do znacznego poszerzenia rozkładu gęstości (krzywa  $c$ ).

Z powyższych rozważań wynika ważny wniosek: istnienie niejednorodnego pola magnetycznego w komorze stabilizującej  $H\downarrow$  powoduje powstanie rozkładu gęstości gazu, będącego w pewnym sensie odpowiednikiem makroskopowych własności charakterystycznych dla układu Bosego. Zaobserwowanie silnego zwężenia rozkładu gęstości gazu i gwałtownego wzrostu tej gęstości w obszarze najsilniejszego pola magnetycznego, zachodzącego gdy gęstość  $H\downarrow$  zbliża się do gęstości krytycznej, byłoby dowodem tworzenia się kondensatu. Wydaje się więc, że analiza rozkładu gęstości gazu  $H\downarrow$  posłużyć może do wykrycia oraz badania zjawiska kondensacji Bosego–Einsteina; do rejestracji tworzącego się kondensatu można na przykład wykorzystać rozpraszanie fal akustycznych.

Warto przypomnieć, że doświadczalne potwierdzenie występowania kondensacji Bosego–Einsteina w znanym układzie Bosego — nadciekłym  $^4\text{He}$  — pozostaje ciągle nieosiągniętym celem. Jediną metodą doświadczalną, stosowaną do tej pory, jest nieelastyczne rozpraszanie neutronów, analizowane dla dużych przekazów pędów (zwykle około  $15\text{ \AA}^{-1}$ ). W takim przypadku rozpraszanie neutronów zależy od ruchów poszczególnych atomów helu [33]. Wykonanie tego typu doświadczeń jest trudne i możliwe jedynie przy wysokostromieniowych reaktorach. Rezultaty badań kilku grup badawczych [34–36] okazały się drastycznie różne — liczba cząstek obsadzających stan o zerowym pędzie w  $T = 1,2\text{ K}$  wahała się od 2,4% do 17% wszystkich cząstek badanej próbki. Bardziej szczegółowe opracowanie dostępnych danych doświadczalnych wykazało, że można je poprawnie zinterpretować przy założeniu, że kondensacja Bosego–Einsteina albo w ogóle nie występuje, albo bierze w niej udział nie więcej niż około 1% wszystkich atomów próbki [37]. Jednakże

ostatnio ukazały się nowe prace, których autorzy sugerują, że liczba cząstek kondensatu jest dużo większa (kondensat może zawierać około 15% wszystkich atomów [38]). Przytoczone kontrowersje wynikają między innymi z niedoceniań lub przeceniania wkładu zjawisk interferencyjnych przy interpretacji wyników doświadczalnych za pomocą przybliżenia Hohenberga–Platzmana (*impulse approximation*). W związku z powyższym doświadczalne wykazanie występowania kondensacji Bosego–Einsteina, zwłaszcza w takim makroskopowym układzie kwantowym jak  $H\downarrow$ , pozostaje ważnym celem badań naukowych, któremu warto poświęcić wiele uwagi i wysiłku.

### 3.5. Opis aparatury doświadczalnej stabilizującej wodór atomowy

Z przeprowadzonej do tej pory analizy problemów związanych z próbami ustabilizowania gazowego wodoru atomowego wynika, że zbudowanie odpowiedniej aparatury wymaga opracowania pewnych nowych rozwiązań technicznych. Przede wszystkim należy skonstruować źródło zimnych niespolaryzowanych atomów H, wytwarzające duże strumienie tych cząstek. Następnie trzeba zbudować układ efektywnie polaryzujący spiny elektronowe atomów wodoru, opracować metody ograniczające zjawisko rekombinacji tych atomów na ściankach komory stabilizującej, zapewnić przestrzenną lokalizację gazu  $H\downarrow$ , zbudować układy chłodzące, umożliwiające uzyskanie dostatecznie niskich temperatur mimo dużej ilości ciepła wydzielanej w rezultacie rekombinacji atomów wodoru i wreszcie opracować metody detekcji atomowego wodoru.

Obecnie istnieje wiele układów eksperymentalnych, za pomocą których otrzymano spinowo spolaryzowany gazowy wodór atomowy o znacznej gęstości. W niniejszym artykule opiszemy aparaturę zbudowaną na Uniwersytecie w Amsterdamie przez I. F. Silverę i jego współpracowników [20], która była nie tylko pierwszą tego typu aparaturą, ale badania przeprowadzone przy jej użyciu zainicjowały gwałtowny rozwój badań w dziedzinie fizyki spinowo spolaryzowanych układów kwantowych, praktycznie tworząc nową dziedzinę fizyki materii skondensowanej [21, 39].

Głównym elementem aparatury doświadczalnej jest komora stabilizująca atomowy wodór, oznaczana zwykle symbolem HSC (Hydrogen Stabilization Cell), umieszczona w polu magnetycznym o maksymalnej indukcji magnetycznej 11 T, wytwarzanym przez nadprzewodzący magnes. Komora schładzana jest do temperatury poniżej 0,5 K, a jej ściany pokrywa cienka warstwa nadciekłego  $^4\text{He}$  (grubość warstwy około 200 Å).

Atomy wodoru otrzymuje się zazwyczaj metodą dysocjacji molekularnego wodoru; zachodzi ona w temperaturze pokojowej pod wpływem impulsów mikrofalowych. Tak otrzymane atomy wodoru przechodzą przez rurę pokrytą wewnątrz teflonem i wchodzi do obszaru o niskiej temperaturze — około 77 K. Kolejny etap schładzania gazu ma miejsce w tzw. akomodatorze, w którym dzięki oddziaływaniom atomów wodoru ze ściankami pokrytymi stałym  $H_2$  schładzany gaz osiąga temperaturę  $\approx 4,2$  K. W tej temperaturze atomy wodoru mogą doznać około 250 zderzeń ze ściankami, zanim ulegną rekombinacji. Schłodzony gaz H wchodzi następnie do HSC, gdzie pole magnetyczne o odpowiednio dobranym gradiencie sortuje atomy. Atomy o spinie skierowanym „do dołu” wciągane są w obszar pola o dużym natężeniu, natomiast atomy o spinie skierowanym „do góry” są wypychane do obszaru, w którym pole ma małe natężenie. Te ostatnie albo rekombinują

ze sobą, albo zmieniają kierunek spinu (na przykład skutek zderzeń ze ściankami) i wówczas także wchodzi do HSC. Zlokalizowany w komorze gaz  $H\downarrow$  jest gazem ustabilizowanym — jak wiemy czynnik Boltzmanna dla  $T = 300$  mK i  $B = 10$  T wynosi w przybliżeniu  $10^{-20}$ . Warto zaznaczyć, że choć w trakcie przyspieszania atomów wodoru w kierunku HSC uzyskują one energię kinetyczną rzędu 6 K (dla  $B = 10$  T), to dzięki oddziaływaniu atomów ze ściankami komory o temperaturze poniżej 1 K ulegają one szybko termalizacji. Natomiast dużym niebezpieczeństwem we wszelkich doświadczeniach z wodorem atomowym jest obecność domieszek, a zwłaszcza obecność deuteru, albowiem zderzenie atomu H z atomem D charakteryzuje  $10^{18}$  razy większe prawdopodobieństwo odwrócenia spinu elektronu atomu wodoru niż w wyniku zderzenia z innym atomem H.

Ponieważ w temperaturach stosowanych w omawianym doświadczeniu hel jest substancją nadciekłą, więc „pełznąca” pokrywa całą dostępną powierzchnię. Jednocześnie wskutek istnienia zjawiska fontannowego nadciekły hel przepływa do obszarów o wyższej temperaturze, w tym przypadku do akomodatora. Ma to i pozytywne, i negatywne skutki. Z jednej strony lokalna rekombinacja i wydzielanie ciepła nie powoduje ubywania helu z powierzchni ani jej destrukcji, ale jednocześnie wskutek tych samych zjawisk warstwa helu porusza się w kierunku cieplejszego akomodatora i w pewnym momencie paruje w wyniku pobierania ciepła z otoczenia o wyższej temperaturze. Wytwarza się więc gazowy hel, który wskutek występowania gradientu ciśnienia wciągany jest z powrotem do chłodniejszej komory stabilizującej, gdzie ulega skropleniu. Towarzyszy temu wydzielanie ciepła, a zatem ogrzanie HSC powyżej wymaganej temperatury. By tego uniknąć, pomiędzy akomodator a HSC wstawiony został dodatkowy układ chłodzący — HEVAC (Helium Vapour Compressor), w którym pary helu ulegają skropleniu, a wydzielane ciepło absorbowane jest przez ścianki. HEVAC nie tylko absorbuje nadmiar ciepła, ale stanowi też termiczną izolację komory HSC. Jego nazwa jest akronimem angielskich słów Helium Vapour Compressor i warto zauważyć, że HEVAC pełni jeszcze inną, bardzo interesującą funkcję. Jest on w rzeczywistości miniaturową pompą dyfuzyjną dla atomów H. Gdy  ${}^4\text{He}$  paruje, wtedy gęsta chmura utworzona z jego atomów płynie w kierunku HSC. Zderzenia atomów  ${}^4\text{He}$  z atomami H prowadzą do efektywnego przekazu pędu czterokrotnie lżejszym atomom wodoru i w rezultacie atomy te są „wpychane” do HSC. W wyniku tego gaz  $H\downarrow$  ulega dodatkowej kompresji. Przeto zarówno HEVAC, jak i pole magnetyczne „zmuszają” atomy wodoru do przebywania w obrębie HSC i stałą czasową  $\tau_{\text{H}}$ , charakteryzującą ucieczkę termiczną atomów z komory, należy dodatkowo pomnożyć przez współczynnik kompresji  $c_{\text{H}}$  dla HEVACa, który zazwyczaj wynosi około 80. Powoduje to znaczny wzrost stałej  $\tau_{\text{H}}$ , co jest zjawiskiem bardzo korzystnym. Rekombinacja atomów wodoru w HEVACu jest do zaniebdania, co można wykazać teoretycznie. Chociaż dodatkowa kompresja spowodowana obecnością HEVACa nie jest konieczna do ustabilizowania atomowego wodoru, to jednak poprawia efekt „uwięzienia” gazu w komorze. Jest to szczególnie ważne na przykład przy doświadczałnej weryfikacji długożyciowości ustabilizowanego wodoru w komorze z zadanyim polem magnetycznym.

Pozostaje jeszcze do opracowania metoda pomiaru gęstości spinowo spolaryzowanego gazowego wodoru atomowego, zawartego w HSC. Jedną z metod jest zastosowanie specjalnie skonstruowanego bolometru — przyrządu, którego działanie oparte jest na silnej zależności oporu elektrycznego pewnych substancji od temperatury. Bolometr w formie

cienkiej płytki węglowej o powierzchni około  $2 \text{ mm}^2$  zawieszony jest w komorze na drucikach miedzianych, które służą jako połączenia elektryczne, a zarazem umożliwiają pokrycie powierzchni elementu węglowego warstwą nadciekłego  $^4\text{He}$ . Jeśli przez bolometr przepuszczony zostanie dostatecznie silny prąd elektryczny, to w wyniku ogrzania się elementu węglowego, pokrywająca go warstwa helu wyparuje szybciej, niż zdąży ją uzupełnić warstwa helu napływająca po drucikach. W momencie, gdy powierzchnia elementu węglowego przestaje być pokryta ciekłym helem, następuje na niej gwałtowna kondensacja i rekombinacja atomów wodoru. Stała czasowa tego zjawiska  $\tau_1$  wynosi w przybliżeniu  $4V_{\text{eff}}/\bar{v}A_b$  [21], gdzie  $V_{\text{eff}}$  jest tzw. efektywną objętością HSC,  $\bar{v}$  — średnią prędkością atomów,  $A_b$  — polem powierzchni bolometru. W przypadku HSC o jednorodnym przekroju  $A$  wielkość  $V_{\text{eff}}$  można zapisać:  $V_{\text{eff}} = Az_0(\pi kT/\mu_B B_0)^{1/2}$ . Energia cieplna wydzielana w procesie rekombinacji wodoru powoduje ogrzanie płytki węglowej i w rezultacie jej opór elektryczny gwałtownie maleje. Wzrost temperatury bolometru jest miarą liczby atomów wodoru w komorze. Jak się okazuje taki przyrząd jest bardzo czułym miernikiem i za jego pomocą daje się zarejestrować obecność już około  $10^8$  atomów. Procedura detekcji jest następująca: komorę stabilizującą napełnia się spolaryzowanym gazowym wodorem atomowym, wyłącza się źródło atomów wodoru i po pewnym czasie za pomocą bolometru inicjuje rekombinację atomów wodoru. W pierwszych pomiarach tego typu zaobserwowano, że w  $T = 270 \text{ mK}$  gaz  $\text{H}\downarrow$  o gęstości około  $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  w polu magnetycznym  $B = 7 \text{ T}$  nie zmienia w sposób zauważalny swojej gęstości przez 532 s. Wykazano jednocześnie, że nawet w polu  $B = 0$  gaz o niezbyt dużej gęstości nie rekombinuje gwałtownie, lecz w przeciągu kilku sekund „wycieka” z komory. Gdy w omawianym eksperymencie zastosowano silniejsze pole magnetyczne oraz wykorzystano możliwość uzyskania podwójnej polaryzacji atomów wodoru, wtedy dla pola  $B = 11 \text{ T}$  uzyskano ostatecznie gaz  $\text{H}\downarrow$  o gęstości  $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Należy tutaj zaznaczyć, że choć bolometr jest bardzo czułym miernikiem gęstości gazu, to jednak ma silnie nieliniową charakterystykę i użycie go do pomiaru gęstości gazu  $\text{H}\downarrow$  powoduje zniszczenie próbki. Opracowano inne, niedestrukcyjne metody pomiaru gęstości  $\text{H}\downarrow$ , na przykład pomiar ciśnienia gazu za pomocą specjalnie skonstruowanych manometrów, pomiar magnetyzacji gazu, a także rozpoczęto stosowanie techniki rezonansu magnetycznego. Niektóre dyskutowane wcześniej w niniejszym artykule zagadnienia jak gęstość nasycenia, magnetyczna kompresja oraz inne charakterystyki układu zostały przeanalizowane i przeprowadzono ich pomiar. Uzyskano potwierdzenie wielu teoretycznie przewidzianych zjawisk.

Do rozstrzygnięcia pozostaje jednak nadal problem, czy możliwe będzie otrzymanie spinowo spolaryzowanego gazowego wodoru atomowego o tak dużej gęstości, by mogła w nim wystąpić kondensacja Bosego–Einsteina. Uzyskanie doświadczalnego potwierdzenia jej istnienia było wszak źródłem wszystkich inicjatyw zmierzających do ustabilizowania atomowego wodoru oraz inspiracją nowych badań z tym związanych. Wydaje się, optymistycznie patrząc na zagadnienie, że szybki postęp w konstrukcji potrzebnej aparatury, jak również postęp w teoretycznym rozwiązywaniu wielu wyłaniających się „po drodze” problemów gwarantuje, że wkrótce ktoś zaproponuje nowy, ciekawy eksperyment, który umożliwi przeprowadzenie atomowego wodoru w stan o odpowiednio długim czasie życia, w którym kondensacja może wystąpić.

## Literatura

- [1] J. J. Balmer, *Verh. Naturforsch. Gesellsch. Basel* **7**, 548 (1885).
- [2] A. J. Berlinsky, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 359 (1977).
- [3] Ch. E. Hecht, *Physica* **25**, 1159 (1959).
- [4] L. H. Nosanow, L. J. Parish, F. J. Pinski, *Phys. Rev.* **B11**, 191 (1975).
- [5] M. D. Miller, L. H. Nosanow, L. J. Parish, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 581 (1975).
- [6] L. H. Nosanow, *J. Low Temp. Phys.* **26**, 613 (1977).
- [7] W. C. Stwalley, L. H. Nosanow, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 910 (1976).
- [8] M. D. Miller, L. H. Nosanow, L. J. Parish, *Phys. Rev.* **B15**, 214 (1977).
- [9] M. D. Miller, L. H. Nosanow, *Phys. Rev.* **B15**, 4376 (1977).
- [10] J. de Boer, *Physica* **14**, 139 (1948).
- [11] J. de Boer, A. Michels, *Physica* **5**, 945 (1938); *ibid* **6**, 409 (1939).
- [12] J. de Boer, R. J. Lunbeck, *Physica* **14**, 510 (1948), *ibid* 520.
- [13] S. G. Sydorjak, E. R. Grilly, E. F. Hammel, *Phys. Rev.* **75**, 303 (1949).
- [14] K. Huang, *Mechanika statystyczna*, PWN, Warszawa, 1978.
- [15] A. L. Fetter, J. D. Walecka, *Kwantowa teoria układów wielu cząstek*, PWN, Warszawa 1982.
- [16] L. H. Nosanow, *J. Low Temp. Phys.* **23**, 605 (1976).
- [17] W. Kolos, L. Wolniewicz, *J. Chem. Phys.* **49**, 404 (1968). Szczegółowy spis literatury dotyczącej tego zagadnienia można znaleźć w przeglądowym artykule: I. F. Silvera, *Rev. Mod. Phys.* **52**, 393 (1980).
- [18] I. F. Silvera, J. T. M. Walraven, *J. Appl. Phys.* **52**, 2304 (1981).
- [19] A. J. Berlinsky, R. D. Ethers, V. V. Goldman, I. F. Silvera, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 356 (1977).
- [20] I. F. Silvera, J. T. M. Walraven, *Europhys. News* **11** (5), 9 (1980); także *Postępy Fizyki* **32**, 525 (1981).
- [21] I. F. Silvera, J. T. M. Walraven, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 164 (1980).
- [22] I. F. Silvera, V. V. Goldman, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 915 (1980).
- [23] I. B. Mantz, D. O. Edwards, *Phys. Rev.* **B20**, 4518 (1979).
- [24] R. A. Guyer, M. D. Miller, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 1754 (1979).
- [25] M. Morrow, R. Jochemsen, A. J. Berlinsky, W. N. Hardy, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 195 (1981).
- [26] A. P. Matthey, J. T. M. Walraven, I. F. Silvera, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 668 (1981).
- [27] G. H. van Iperen, A. P. M. Matthey, J. T. M. Walraven, I. F. Silvera, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 800 (1981).
- [28] B. W. Statt, A. J. Berlinsky, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 2105 (1980).
- [29] J. R. Cline, T. J. Greytak, D. Kleppner, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1195 (1981).
- [30] R. Sprik, J. T. M. Walraven, G. H. van Iperen, I. F. Silvera, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 153 (1982).
- [31] A. Lagendijk, *Phys. Rev.* **B25**, 2054 (1982).
- [32] J. T. M. Walraven, I. F. Silvera, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 168 (1980).
- [33] P. H. Hohenberg, P. M. Platzman, *Phys. Rev.* **152**, 198 (1966).
- [34] O. K. Harling, *Phys. Rev.* **A3**, 1073 (1971).
- [35] R. A. Cowley, A. D. B. Woods, *Can. J. Phys.* **49**, 177 (1971).
- [36] H. A. Mook, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 1167 (1974).
- [37] H. W. Jackson, *Phys. Rev.* **A10**, 278 (1974).
- [38] V. F. Sears, E. C. Svensson, P. Martel, A. D. B. Woods, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 279 (1982).
- [39] I. F. Silvera, *Helv. Phys. Acta* **56**, 3 (1983).



Tomasz Krzysztóń

Instytut Niskich Temperatur  
i Badań Strukturalnych PAN  
Wrocław

## Nadprzewodnictwo w układach magnetycznie uporządkowanych

### Superconductivity in Magnetically Ordered Systems

*Abstract:* The recent developments in the study of magnetic superconducting materials are reviewed. It is shown why magnetism and superconductivity are mutually exclusive phenomena and how, owing to the particular crystal structure, they are coexisting in wide variety of ternary compounds. Particularly it is emphasized how the state of coexistence influences the superconducting and magnetic properties, compared to those in nonmagnetic superconductors and nonsuperconducting magnetic materials.

#### 1. Wprowadzenie

Masywny nadprzewodnik w słabym zewnętrznym polu magnetycznym wykazuje zjawisko doskonałego diamagnetyzmu, tzn. wewnątrz nadprzewodnika indukcja magnetyczna  $B$  jest równa zero. Efekt ten powodują prądy ekranujące, które płynąc w warstwie przypowierzchniowej zanikają w głębi nadprzewodnika na odległości  $\lambda$ , zwanej głębokością wnikania. Stan ten, określany mianem Meissnera–Ochsenfelda, niszczyony jest w dostatecznie silnych polach (używając wyrazu pole będziemy mieć zawsze na myśli pole magnetyczne).

Rozróżniamy dwie klasy nadprzewodników. Nadprzewodniki I rodzaju przechodzą ze stanu diamagnetycznego wprost do stanu normalnego. Natężenie zewnętrznego pola, wywołujące to przejście, określone jest jako termodynamiczne pole krytyczne  $H_c$ . Zjawisko to zachodzi tylko wtedy, gdy kształt próbki nie powoduje efektu demagnetyzacji. W przeciwnym razie, w polach niższych od  $H_c$ , natężenie zewnętrznego pola na pewnych obszarach powierzchni może przekraczać wartość krytyczną powodując przejście ich w stan normalny. Wytwarza się wtedy układ domen normalnych i nadprzewodzących nazwany stanem pośrednim. Natomiast nadprzewodniki II rodzaju posiadają dwa pola krytyczne. Poniżej dolnego pola krytycznego  $H_{c1}$  wykazują doskonały diamagnetyzm ( $B = 0$ ), lecz powyżej niego wytwarza się stan mieszany ( $B < H$ ). W stanie mieszanym strumień magnetyczny pojawia się w nadprzewodniku w postaci nici wirowych. Pojedyncza nić wirowa



posiada rdzeń będący w stanie normalnym. Wokół rdzenia na odległości rzędu  $\lambda$  zanika gęstość prądu ekranującego. Natomiast gęstość elektronów nadprzewodzących, proporcjonalna do kwadratu modułu parametru porządku nadprzewodnictwa  $|\Psi|^2$ , wzrasta od zera w miarę oddalania się od centrum rdzenia osiągając wartość maksymalną w odległości rzędu długości koherencji  $\xi$ . Każda z nici wirowych przenosi wielokrotność kwantu strumienia  $\varphi_0 = 2 \cdot 10^{-7} \text{ Gs} \cdot \text{cm}^2$ . Najniższą energię posiada nić przenosząca jeden kwant strumienia. Wraz ze wzrostem zewnętrznego pola, w stanie mieszanym wzrasta indukcja magnetyczna wewnątrz próbki proporcjonalnie do gęstości nici wirowych. Po przekroczeniu górnego pola krytycznego  $H_{c2}$  nadprzewodnik przechodzi do stanu normalnego ( $B = H$ ). Długość koherencji jak i głębokość wnikania są podstawowymi wielkościami określającymi typ nadprzewodnictwa. Długość koherencji  $\xi$  jest odległością od granicy między fazą normalną i nadprzewodzącą, na której wzrasta parametr porządku nadprzewodnictwa  $\Psi$ , natomiast  $\lambda$  to także głębokość wnikania pola w stanie Meissnera–Ochsenfelda. Bezwymiarowa wielkość  $\kappa = \lambda\xi^{-1}$  zwana parametrem Ginzburga, Landau jest stałą charakteryzującą nadprzewodnik. Dla nadprzewodników I rodzaju  $\kappa \sqrt{2} < 1$ , natomiast dla nadprzewodników II rodzaju  $\kappa \sqrt{2} > 1$ .

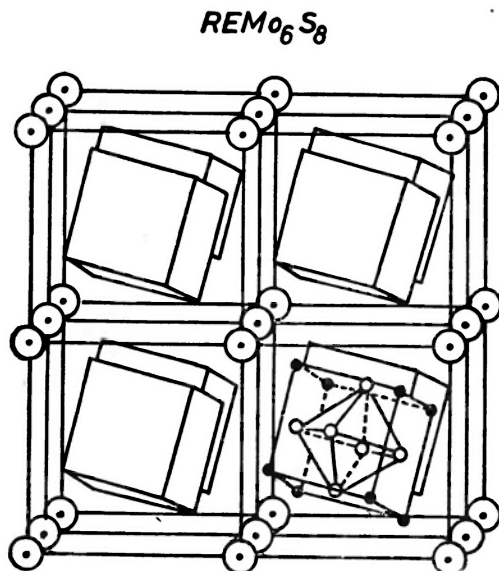
W opisie mikroskopowym nadprzewodnictwa opartym na teorii Bardeena, Coopera i Schrieffera (BCS), część elektronów przewodnictwa poniżej temperatury krytycznej  $T_c$  porusza się w sposób wysoce skorelowany. Dwa elektrony o przeciwnych pędach i spinach na skutek oddziaływania z siecią krystaliczną tworzą tzw. parę Coopera. Aby ją rozerwać, należy z zewnątrz dostarczyć energię większą od energii wiązania pary  $2\Delta$ , np. za pomocą napromieniowania nadprzewodnika falą elektromagnetyczną lub ultradźwiękową lub też przepuszczając przezeń prąd elektryczny o odpowiednio dużej gęstości. Efekt rozrywania par mogą też wywoływać czynniki wewnętrzne np. każde dostatecznie silne oddziaływanie zależne od spinu lub pędu. Do tego typu oddziaływań zaliczyć można rozproszenie elektronów przewodnictwa na zlokalizowanych spinach atomów magnetycznych. Z tego powodu dawniej sądzono, że magnetycznie uporządkowane układy nie mogą wykazywać równocześnie własności nadprzewodzących. Hipotezę tą zdawał się potwierdzać brak nadprzewodnictwa w takich ferromagnetycznych metalach przejściowych jak: żelazo, kobalt i nikiel. Dopiero znaczny postęp technologii stworzył możliwość domieszkowania nadprzewodników II rodzaju, w większości stopów, związkami lub pierwiastkami o własnościach magnetycznych. Historia badań eksperymentalnych tego problemu zaczyna się w 1958 r. Wtedy to Matthias i współpracownicy zaobserwowali, że w roztworach stałych pierwiastków ziem rzadkich  $(\text{Ce}_{1-x}\text{Gd}_x)\text{Ru}_2$  i  $(\text{Y}_{1-x}\text{Gd}_x)\text{Os}_2$  temperatura krytyczna  $T_c$  zmniejsza się wraz ze wzrostem koncentracji  $x$  domieszek magnetycznych. Po osiągnięciu wartości  $x \sim 1\%$  atomowego związku te przechodziły do stanu normalnego o uporządkowaniu magnetycznego bliskiego zasięgu, tzn. obejmującym obszar wokół wyróżnionego atomu o promieniu nie większym niż 300 Å.

## 2. Struktura krystaliczna oraz klasyfikacja nadprzewodników magnetycznych

Opisane wyżej niepowodzenia spowodowały, że poszukiwanie współlistnienia nadprzewodnictwa i dalekozasięgowego porządku magnetycznego prowadzono w takich związkach chemicznych, w których atomy magnetyczne formują sieć o symetrii translacyjnej.

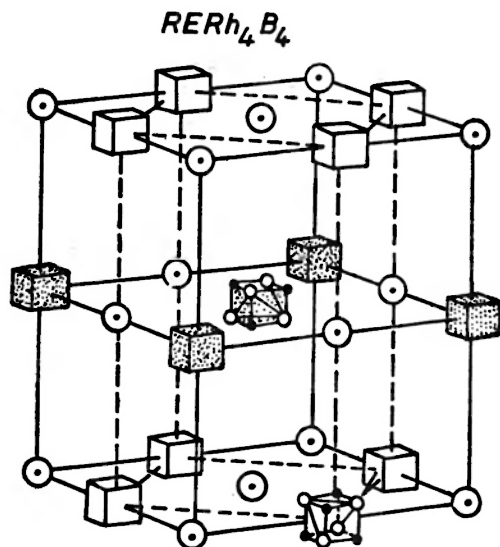
Szczególne zainteresowanie wzbudziły związki, nazywane fazami Chevrela [1, 2], o budowie  $MMo_6X_8$ , gdzie M oznacza metal, a X siarkę, selen lub tellur. Wiele spośród nich to nadprzewodniki i, co najbardziej interesujące, większość ma pierwiastki ziem rzadkich RE jako metal M. Drugą interesującą grupę materiałów stanowią związki potrójne typu  $RERh_4B_4$  [3]. Istnieje wreszcie i trzecia grupa o składzie  $RE_3Rh_4Sn_{13}$  [4]. Ciekawy jest fakt, że odkrycia tego związku dokonano przypadkowo w czasie próby krystalizacji  $RERh_4B_4$  z roztopionej cyny jako rozpuszczalnika. Badania krystalograficzne pozwalają wyróżnić wśród tej grupy trzy fazy, prostą strukturę regularną, powierzchniowo centrowaną strukturę regularną (fcc) oraz jej tetragonalną nadstrukturę. Tylko faza (fcc) wykazuje własności nadprzewodzące i magnetyczne zarazem.

We wszystkich wymienionych związkach potrójnych nadprzewodnictwo wytwarzają elektrony  $4d$  atomów molibdenu lub rodu natomiast zlokalizowane elektrony  $4f$  pierwiastków ziem rzadkich tworzą własności magnetyczne tych związków. Ze struktury krystalicznej wynika, że odległości Mo-Re lub Rh-RE są na tyle duże, aby efekt niszczenia par Coopera był słaby. Struktura ta jest przedstawiona na rys. (1-3). Fazy Chevrela należą do

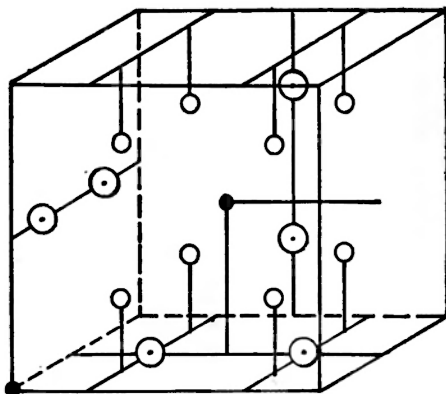


Rys. 1. Struktura krystaliczna  $REMo_6S_8$ . ○ -atom RE, ○ -atom Mo, ● -atom S

układu romboedrycznego, o strukturze CsCl zdeformowanej wzdłuż głównej przekątnej, z kompleksami  $Mo_6X_8$  w narożach i atomem RE w środku komórki [2]. Natomiast struktura borków rodu należy do układu tetragonalnego przeważnie z siecią prostą. Jedynym dotąd wyjątkiem jest  $ErRh_4B_4$ , który posiada sieć prostą (pt) oraz przestrzennie centrowaną (bct) [5]. Obie struktury tego związku różnią się radykalnie swymi własnościami fizycznymi. Prosta struktura regularna  $RE_3Rh_4Sn_{13}$  ma charakterystyczną cechę. Atomy Sn obsadzają dwa nierównoważne miejsca: 2 atomy Sn(1) na komórkę elementarną tworzą podsić (bcc) i wykazują własności kationów, pozostałe atomy cyny Sn(2) wykazują własności anionów. Dlatego też wzór tego związku powinien być pisany jako



Rys. 2. Struktura krystaliczna  $RERh_4B_4$ .  $\odot$ -atom RE,  $\ominus$ -atom Rh,  $\bullet$ -atom B



Rys. 3. Podsić  $Sn(1)RE_3Rh_4$  prostej struktury regularnej  $Sn(1)RE_3Rh_4Sn(2)_{12}$ .  $\odot$ -atom RE,  $\ominus$ -atom Rh,  $\bullet$ -atom Sn(1). Na rys. nie ukazano wszystkich położań atomów Sn(4) i RE w komórce elementarnej

$Sn(1)RE_3Rh_4Sn(2)_{12}$ . Atomy RE i Sn(1) tworzą strukturę A-15, w której nie przecinające się wzajemnie prostopadłe łańcuchy atomów RE przebijają ściany struktury (bcc) atomów Sn(1). Każdy z atomów rodzaju otoczony jest sześcioma atomami Sn(2) ułożonymi w dwa czworościany o wspólnym wierzchołku, którym jest atom Rh.

Oba podstawowe typy porządku magnetycznego: ferromagnetyczny i antyferromagnetyczny współistnieją z nadprzewodnictwem w omawianych związkach potrójnych. Pierwsza grupa przechodzi w stan nadprzewodzący paramagnetyczny w temperaturze  $T_{c1}$ , lecz w niższej temperaturze  $T_{c2}$  powraca do stanu normalnego o ferromagnetycznym porządku

Tabela 1

**Nadprzewodniki ferromagnetyczne**

normalny ferromagnetyk:  $T_{c2}$  paramagnetyczny nadprzewodzący  $T_{c1}$  normalny paramagnetyczny  
 $T_m$   $T$

	$T_{c2}$ [K]	$T_m$ [K]	$T_{c1}$ [K]
$HoMo_6S_8$	0,61	0,71	1,02
$Er_3Rh_4Sn_{13}$	0,46	0,61	1,36
$ErRh_4B_4$ pt	0,7	1,2	6,7

**Nadprzewodniki antyferromagnetyczne**

antyferromagnetyczny nadprzewodzący  $T_N$  paramagnetyczny nadprzewodzący  $T_c$  paramagnetyczny normalny  
 $T$

	$T_N$ [K]	$T_c$ [K]
$GdMo_6S_8$	0,84	1,4
$TbMo_6S_8$	1,05	2,05
$DyMo_6S_8$	0,4	2,05
$ErMo_6S_8$	0,2	2,2
$NdRh_4B_4$	1,5 , 1,0	5,4
$TmRh_4B_4$	0,6	9,9
$SmRh_4B_4$	0,87	2,7
$ErRh_4B_4$ bct	0,65	7,8

dalekiego zasięgu. Temperatura przejścia do fazy ferromagnetycznej  $T_m$  jest zwykle nieznacznie wyższa od  $T_{c2}$ . Związki te w języku angielskim określa się mianem „reentrant superconductors” tzn. nadprzewodniki powtórnie przechodzące do stanu normalnego. W języku polskim łatwiej jest jednak używać określenia nadprzewodniki ferromagnetyczne. W drugiej grupie związków pojawienie się porządku antyferromagnetycznego dalekiego zasięgu niszczy nadprzewodnictwo. W tabeli 1 wymienieni są reprezentanci obu grup nadprzewodników wraz z charakterystycznymi temperaturami krytycznymi.

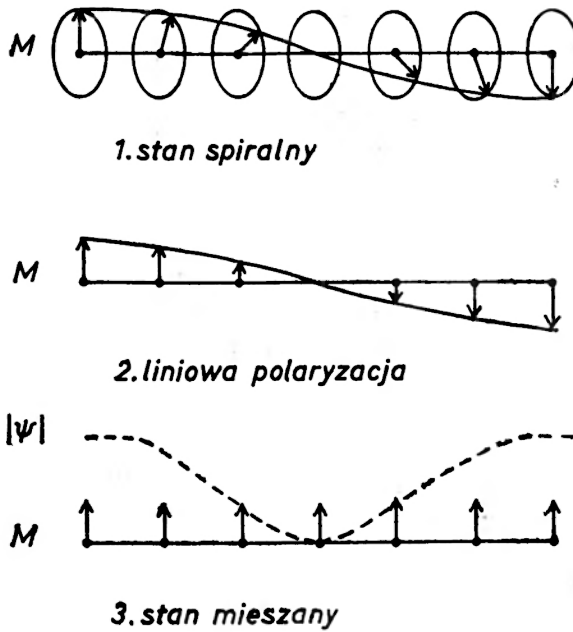
### 3. Nadprzewodniki ferromagnetyczne

Fakt, że w nadprzewodnikach magnetycznych ferromagnetyzm „przeżywa” nadprzewodnictwo nie jest zaskakujący jeśli całą sprawę rozpatrzeć jako rywalizację dwu zjawisk dążących do zminimalizowania energii układu. Obniżenie energii w fazie ferromagnetycznej względem stanu normalnego paramagnetycznego można oszacować jako  $xNk_B T_m$ , gdzie  $x$  jest stosunkiem liczby atomów magnetycznych do całkowitej liczby atomów  $N$  w danym związku,  $k_B$  jest stałą Boltzmanna. Natomiast podobne obniżenie energii w stanie nadprzewodzącym wynosi w przybliżeniu  $(k_B T_c E_F^{-1}) N k_B T_c$ , współczynnik  $k_B T_c E_F^{-1}$  ( $E_F$  — ener-

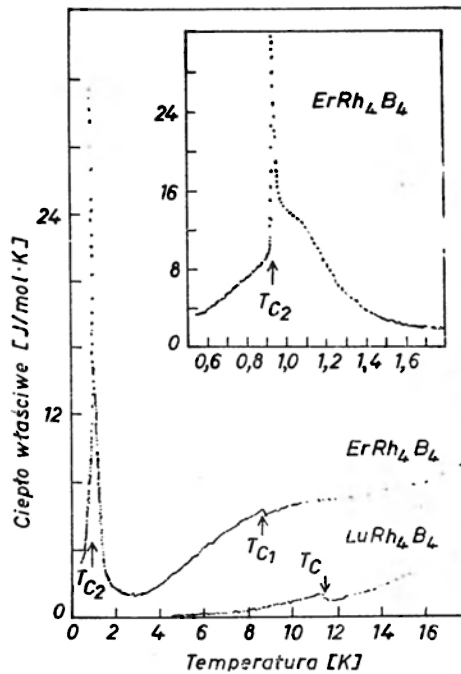
gia poziomu Fermiego) określa liczbę elektronów, która uczestniczy w nadprzewodnictwie i dla omawianych związków jest rzędu  $10^{-4}$ , podczas gdy  $x$  jest rzędu  $10^{-1}$ , stąd ferromagnetyzm zdecydowanie wygrywa w tej rywalizacji. Jednak nie można wykluczyć takiej sytuacji, gdy wzajemny wpływ obu zjawisk na siebie prowadzi w wąskim zakresie temperatur do stworzenia stanu, w którym współistnicją. Z badań struktury elektronowej związków potrójnych wynika, że sprzężenie wymienne pomiędzy odpowiedzialnymi za nadprzewodnictwo elektronami  $4d$ , a zlokalizowanymi elektronami  $4f$  jest słabe. Fakt ten umożliwia sformułowanie uproszczonego, lecz fizycznie przejrzystego, modelu oddziaływania magnetyzmu i nadprzewodnictwa poprzez tzw. sprzężenie elektromagnetyczne. Najogólniej ujmując polega ono na tym, że istnienie regularnej sieci jonów magnetycznych w nadprzewodniku musi prowadzić do wytworzenia prądów ekranujących (zjawisko Meissnera-Ochsenfelda). Zatem oba układy wytwarzają wspólną uśrednioną indukcję magnetyczną wewnątrz ciała, jeden z nich przez zlokalizowane momenty magnetyczne, drugi przez magnetyzacyjny efekt prądów ekranujących. Ta wspólna indukcja traktowana jest następnie jako zewnętrzne pole dla obu układów z osobna. Ze sprzężenia elektromagnetycznego wynika wiele możliwych stanów współistnienia obu zjawisk. Trzy najczęściej wymieniane przedstawiamy na rys. 4. Przy stałym module nadprzewodzącego parametru porządku może istnieć kilka konfiguracji wektora namagnesowania  $M$  np. stan spiralny (kołowo lub eliptycznie spolaryzowany), stan liniowo spolaryzowany modulowany sinusoidalnie lub inna struktura domenowa<sup>1</sup>. Możliwe jest także istnienie stanu mieszanego, w którym nici wirowe indukowane są przez wewnętrzne pole molekularne. Dokonajmy krótkiego przeglądu faktów stwierdzonych doświadczalnie. Pomiary oporu prądu stałego oraz podatności dynamicznej związku  $\text{HoMo}_6\text{S}_8$  pozwalają stwierdzić, że przy braku zewnętrznego pola opór znika w tym samym przedziale temperatur ( $T_{c1}$ ,  $T_{c2}$ ), w którym podatność przyjmuje wartości ujemne. W obszarze paramagnetycznym normalnym ( $T > T_{c1}$ ) odwrotność podatności przebiega liniowo zgodnie z prawem Curie-Weissa i przez ekstrapolację dla  $T < T_{c1}$  uzyskuje się  $T_{c2}$  jako dodatnią temperaturę Curie. Rezultat ten wskazuje na obecność nadprzewodnictwa w przedziale ( $T_{c1}$ ,  $T_{c2}$ ) natomiast dla temperatur  $T \leq T_{c2}$  na obecność porządku ferromagnetycznego w stanie normalnym. Pomiary ciepła właściwego w (pt)  $\text{ErRh}_4\text{B}_4$  wykazały w temperaturze  $T_{c2}$  anomalię typu „ $\lambda$ ”, charakterystyczną dla przejścia fazowego drugiego rodzaju. W niemagnetycznym nadprzewodniku taka anomalia występuje przy przemianie fazowej w polu magnetycznym ze stanu normalnego do nadprzewodzącego. Zatem obserwowana anomalia (rys. 5) wskazuje na ponowne przejście do stanu normalnego w  $T_{c2}$  zachodzące w molekularnym polu wewnętrznym powstającym przy przemianie z fazy paramagnetycznej do ferromagnetycznej. Wkład magnetycznego uporządkowania do ciepła właściwego można wyznaczyć przyjmując, że elektrony i fonony udziały w (pt)  $\text{ErRh}_4\text{B}_4$  i w izostrukturnalnym ale niemagnetycznym  $\text{LuRh}_4\text{B}_4$  są zbliżone do siebie.

Najpewniejszych dowodów współistnienia obu omawianych zjawisk dostarczają badania neutronograficzne, pozwalające w sposób dokładny ustalić rodzaj struktury magne-

<sup>1</sup> W pracy J. Kasperczyka i P. Tekiela opublikowanej w *Acta Phys. Pol.* A57, 11 (1980) rozważany był wpływ grubości próbek na stabilność zarówno laminarnej struktury domenowej jak i struktury domenowej typu szachownicy.



Rys. 4. Wybrane konfiguracje wektora namagnesowania w ferromagnetycznych nadprzewodnikach: 1 — stan spiralny, 2 — liniowa polaryzacja wektora namagnesowania, 3 — stan mieszany



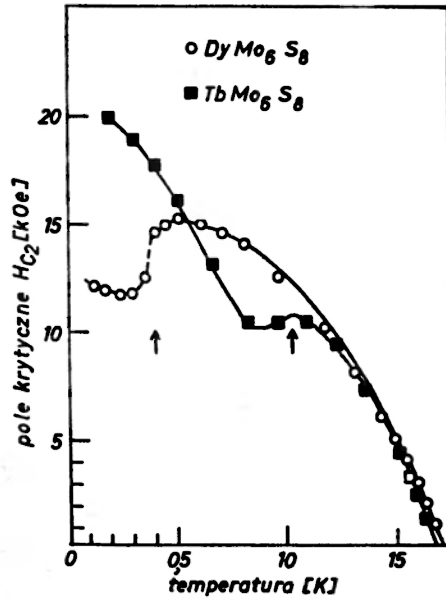
Rys. 5. Molowe ciepło właściwe w zależności od temperatury w (pt) $ErRh_4B_4$  oraz w izostrukuralnym lecz niemagnetycznym  $LuRh_4B_4$  [6]

tycznej. Przeprowadzono je w  $\text{HoMo}_6\text{S}_8$  [7] wykazując kilka przejść fazowych. Podczas ochładzania związek ten przechodzi w stan nadprzewodzący w temperaturze  $T_{c1} = 1.82$  K. Po dalszym ochłodzeniu do temperatury  $T_m = 0.71$  K pojawiają się periodyczne korelacje ferromagnetyczne o długości fali  $\sim 230\text{--}250$  Å, świadczące o wytworzeniu się w stanie nadprzewodzącym struktury spiralnej lub liniowo spolaryzowanej modulowanej sinusoidalnie. Do stanu normalnego próbek przechodzi w temperaturze  $T_{c2} = 0.61$  K wraz z pojawieniem się porządku ferromagnetycznego dalekiego zasięgu. Te same badania wykonane na monokryształach (pt)  $\text{ErRh}_4\text{B}_4$  [8] wyjaśniły, że w przedziale temperatur (1.2–0.7 K) nadprzewodnictwo współistnieje ze stanem liniowo spolaryzowanym modulowanym sinusoidalnie o długości fali  $\sim 100$  Å. Kierunkiem sinusoidalnej modulacji jest oś [010], rzut kierunku liniowej polaryzacji na płaszczyznę (001) tworzy kąt 45 stopni z osiami [100] i [010].

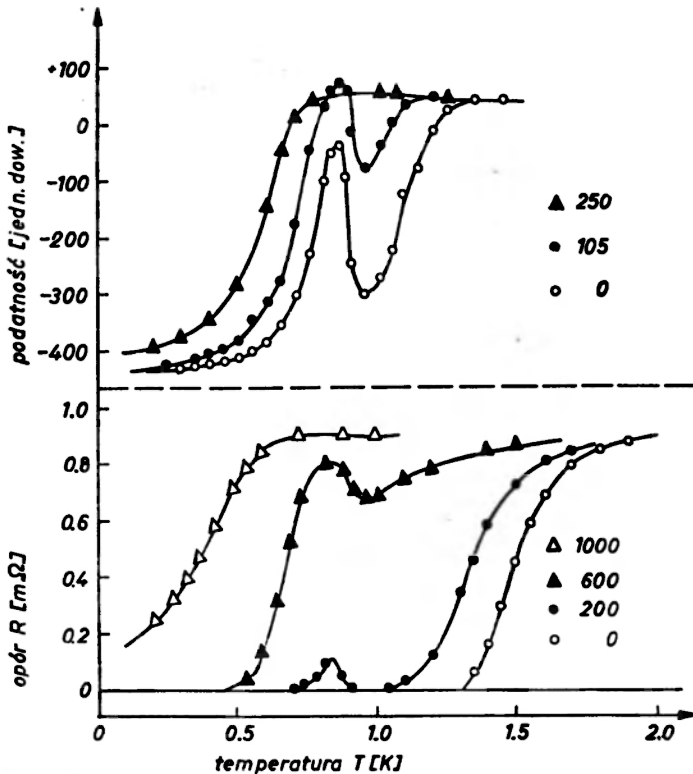
#### 4. Nadprzewodniki antyferromagnetyczne

W tej klasie związków potrójnych jony pierwiastków ziem rzadkich wytwarzają porządek antyferromagnetyczny dalekiego zasięgu nie niszczący nadprzewodnictwa aż do najniższych współcześnie osiągniętych temperatur. Ten fakt łatwo można zrozumieć, ponieważ w antyferromagnetyku w stanie podstawowym obie podsieci (może być ich więcej) o przeciwnych magnetyzacjach wytwarzają zerowy moment magnetyczny jednostki objętości. Istnieje, co prawda, pole molekularne lecz charakterystyczną długością jego zmiany jest stała sieci, natomiast charakterystyczną długością zmiany gęstości elektronów nadprzewodzących jest długość koherencji  $\xi$ , setki razy większa od stałej sieci. Dlatego uśrednione, w skali nadprzewodnictwa, pole molekularne jest równe zero. Pomimo to podukład magnetyczny wywiera silny wpływ na własności nadprzewodzące, zwłaszcza w pobliżu temperatury przejścia w stan antyferromagnetyczny, temperatury Neela  $T_N$ . Wyraża się to szeregiem anomalii, przy czym za anomalię będziemy rozumieć odstępstwo omawianej wielkości od tej, którą posiadałby niemagnetyczny nadprzewodnik o tych samych parametrach np.  $\kappa$ ,  $H_{c2}(0)$  itd. Najbardziej charakterystyczne jest anomalne zmniejszenie górnego pola krytycznego  $H_{c2}$  w temperaturze Neela (rys. 6). Istnieje już szereg teorii próbujących wyjaśnić to zjawisko w oparciu o znane dotychczas mechanizmy niszczenia par Coopera [10]. Niestety, brak jest zadowalającej zgodności z eksperymentem. Innym przykładem jest anomalia oporu elektrycznego w stałym polu magnetycznym oraz dynamicznej podatności magnetycznej (rys. 7). Tak duże maksimum podatności w temperaturze  $T_N$  i zerowym polu magnetycznym ma tylko związek potrójny z gadolinem ( $\text{GdMo}_6\text{S}_8$ ). Spośród lantanowców gadolin ma największy spin, dlatego efekt ten nasuwa podejrzenie, że gdyby istniał związek posiadający dostatecznie dużą stałą wymiany, to możliwe byłoby przejście do stanu normalnego w fazie antyferromagnetycznej, podobnie jak w ferromagnetycznym nadprzewodniku. Na rys. 8 przedstawiona jest krzywa magnetyzacji  $\text{DyMo}_6\text{S}_8$ . Ukazuje ona charakterystyczne zjawisko dla pewnych antyferromagnetycznych nadprzewodników. Otóż poniżej  $T_N$  związek ten przechodzi w polu o natężeniu 200 Oe do fazy tzw. indukowanego ferromagnetyzmu, przy czym górne pole krytyczne  $H_{c2}$  jest równe 1.2 kOe. Pomiar neutronograficzny pozwolił dokładnie określić jego strukturę magnetyczną. Poniżej  $T_N$  jony  $\text{Dy}^{3+}$



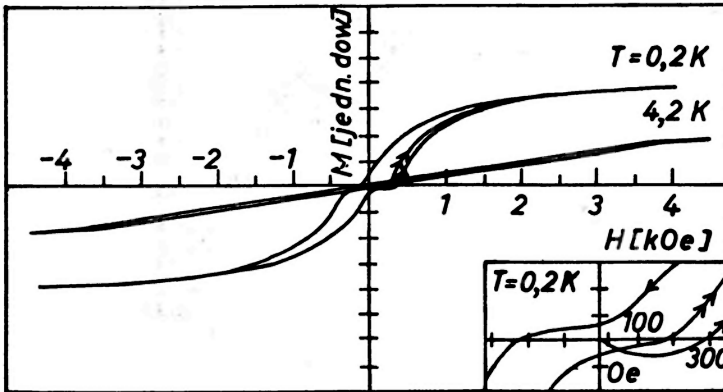


Rys. 6. Zależność górnego pola krytycznego  $H_{c2}$  od temperatury w antyferromagnetycznych nadprzewodnikach  $DyMo_6S_8$  oraz  $TbMo_6S_8$  [9]. Strzałkami oznaczono temperatury Néela



Rys. 7. Zależność podatności dynamicznej oraz oporu prądu stałego od temperatury w  $GdMo_6S_8$  dla różnych natężeń zewnętrznego pola mierzonego w oerstedach [13]

tworzą prostą strukturę antyferromagnetyczną, w której momenty magnetyczne o wielkości 8.77 magnetonu Bohra na atom, leżą w płaszczyznach (100) naprzemiennie równoległe i antyrównoległe do kierunku [111]. Po przyłożeniu zewnętrznego pola o natężeniu przekraczającym 200 Oe w neutronogramie pojawia się pewna ilość maksimów dodatkowych, charakterystycznych dla struktury ferromagnetycznej. W miarę wzrostu natężenia



Rys. 8. Krzywa magnetyzacji dla  $\text{DyMo}_6\text{S}_8$  [11]

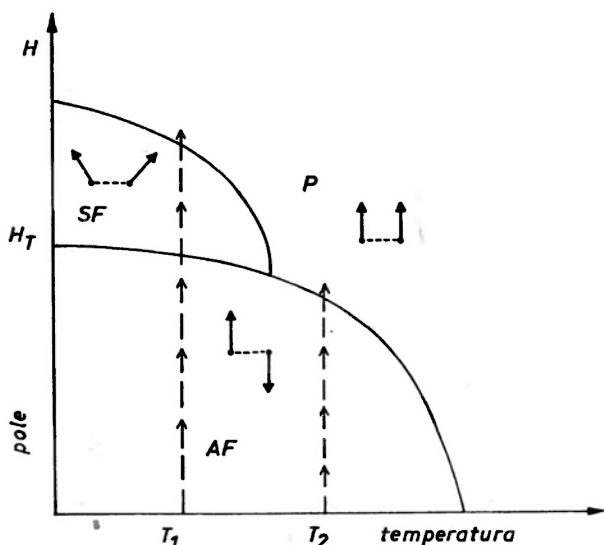
pola rośnie także natężenie zliczeń w maksimach ferromagnetycznych, natomiast w antyferromagnetycznych maleje. W stanie normalnym, powyżej  $H_{c2}$ , pozostaje tylko porządek ferromagnetyczny [12].

Innym ciekawym antyferromagnetycznym nadprzewodnikiem jest  $\text{NdRh}_4\text{B}_4$ , w którym odkryto dwa przejścia magnetyczne w stanie nadprzewodzącym [14]. Z badań neutronograficznych wynika, że związek ten, nadprzewodzący poniżej  $T_c = 5.4$  K, przechodzi przemianę fazową w temperaturze  $T_{N1} = 1.5$  K, w której momenty magnetyczne  $\text{Nd}^{3+}$  ustawiają się naprzemiennie w kierunku [001]. Struktura ta zostaje dodatkowo sinusoidalnie zmodulowana w kierunku [100]. Natomiast w temperaturze  $T_{N2} = 1.0$  K ulega zmianie kierunek modulacji tej struktury na [110]. Interesujący jest również fakt, że w pierwszej z tych dwu antyferromagnetycznych faz pojawia się indukowany ferromagnetyzm w polach przewyższających  $H_{c2}$ .

Zjawisko indukowanego ferromagnetyzmu można tłumaczyć pojawieniem się struktury magnetycznej nici wirowych [15]. Rozpatrzmy schematyczny diagram fazowy antyferromagnetyka np. z anizotropią jednojonową (rys. 9). Jeżeli ustalimy temperaturę  $T_1$  i będziemy zwiększać natężenie zewnętrznego pola, to natężenie pola w rdzeniu normalnym nici wirowej też wzrasta (choć nigdy nie jest równe natężeniu pola zewnętrznego, poniżej  $H_{c2}$ ). Zakładamy, że stan mieszany powstaje w stanie antyferromagnetycznym. Gdy w rdzeniu normalnym pole przekroczy  $H_T$  wtedy następuje w nim przejście fazowe, rdzeń normalny może przejść do fazy SF (*spin flop*) lub P (paramagnetycznej). Wokół niego płyną wirowe prądy ekranujące, które powodują, że rozkład pola jest zanikający wraz ze wzrostem odległości od jego środka. Zatem, gdy pole w rdzeniu może przekraczać  $H_T$  na peryferiach nici wirowej jest prawie równe zero. W tej sytuacji wokół rdzenia może wytworzyć się układ domen w których nadprzewodnictwo współistnieje z odpowiednimi fazami magne-

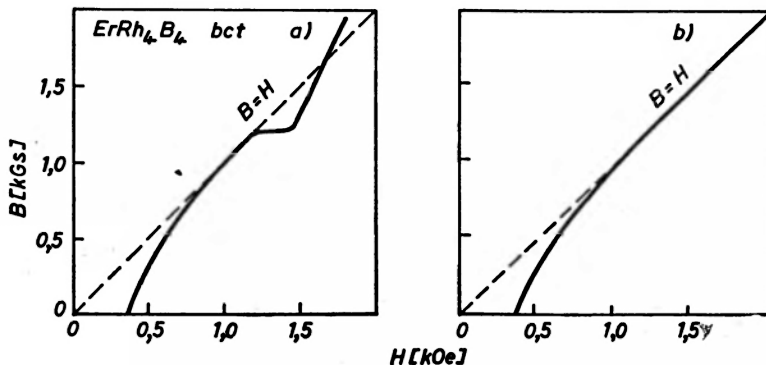
tycznymi. Jeżeli ustalimy temperaturę  $T_2$ , to możemy mieć tylko dwie domeny, jeżeli rdzeń przejdzie do fazy  $P$ . Diagram ten tłumaczy także, dlaczego tylko w niektórych antyferromagnetycznych nadprzewodnikach obserwuje się indukowany ferromagnetyzm, a w innych nie. Jeżeli w danym związku potrójnym zachodzi relacja  $H_{c2} < H_T$ , w całym zakresie temperatur, to będzie on nadprzewodnikiem zawsze w podstawowym stanie antyferromagnetycznym.

Istotną konsekwencją pojawienia się struktury magnetycznej nici wirowej jest możliwość anomального dwu, lub wielostopniowego wnikania strumienia magnetycznego [16]. W realnym nadprzewodniku stan mieszany powstaje zawsze w polu wyższym od  $H_{c1}$  ze względu na to,



Rys. 9. Schematyczny diagram fazowy jednoosiowego antyferromagnetyka z osią łatwą skierowaną wzdłuż zewnętrznego pola. Strzałkami pokazano konfiguracje momentów magnetycznych podsieci w odpowiednich fazach. AF — faza antyferromagnetyczna, SF — faza spin-flip, P — faza paramagnetyczna (polaryzacja momentów magnetycznych wzdłuż kierunku zewnętrznego pola)

że istnieje tzw. bariera powierzchniowa. Powstaje ona na skutek oddziaływania prądu ekranującego zewnętrzne pole (płynącego w warstwie przypowierzchniowej próbki) z tym, który ekranuje rdzeń normalny nici wirowej. W polu, w którym powstaje indukowany ferromagnetyzm w stanie mieszanym, czyli tworzy się struktura magnetyczna nici, następuje zmiana rozkładu prądów ekranujących. Prowadzi to w efekcie do zmiany bariery powierzchniowej, która uniemożliwia wnikanie strumienia. Takie zjawisko odkryto w (bct)  $\text{ErRh}_4\text{B}_4$  [17-18], który jest antyferromagnetycznym nadprzewodnikiem wykazującym indukowany ferromagnetyzm w stanie nadprzewodzącym. Na rys. (10a) przedstawiona jest zależność indukcji od przyłożonego zewnętrznego pola. Plateau świadczy o tym, że pomimo zwiększania natężenia pola gęstość nici wirowych (proporcjonalna do indukcji) pozostaje stała w pewnym zakresie pól. Dla przykładu (rys. 10b) pokazana jest podobna zależność dla niemagnetycznego nadprzewodnika II rodzaju. Należy zwrócić uwagę na to,



Rys. 10a) Indukcja magnetyczna w (bct)ErRh<sub>4</sub>B<sub>4</sub> jako funkcja zewnętrznego pola [18], b) dla porównania ta sama zależność w niemagnetycznym nadprzewodniku II rodzaju

że w niemagnetycznym stanie normalnym (powyżej  $H_{c2}$ ) indukacja jest równa przyłożonemu polu,  $B = H$ . Natomiast na rys. (10a) krzywa wykracza poza linię  $B = H$  jeszcze w stanie nadprzewodzącym, gdyż istnieje dodatkowo proces magnesowania związany ze strukturą magnetyczną nici wirowych.

## 5. Podsumowanie

Staraliśmy się pokazać w tym artykule dlaczego magnetyzm i nadprzewodnictwo wzajemnie wykluczają się, oraz jak i dlaczego pomimo to dochodzi do ich współistnienia. To szczególna budowa krystaliczna związków potrójnych powoduje, że nadprzewodnictwo oraz magnetyzm wytwarzane są przez elektrony z różnych pasm energetycznych słabo oddziałujących między sobą. Słabości tego oddziaływania zawdzięczać należy, że nie niszczą się wzajemnie lecz jedynie „modyfikują względem stanu pierwotnego”. W rezultacie obserwujemy zupełnie nowe zjawiska (określane jako anomalie) nieznanne w niemagnetycznych nadprzewodnikach.

## Literatura

- [1] R. Chevrel, M. Sergent, J. Prigent, *J. Solid State Chem.* **3**, 515 (1971).
- [2] Ø. Fischer, *Appl. Phys.* **16**, 1 (1978).
- [3] B. T. Matthias, E. Corenzwit, J. M. Vandenberg, H. Barz, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **74**, 1334 (1977).
- [4] J. P. Remeika, G. P. Espinoza, A. S. Cooper, H. Barz, J. M. Rowell, D. B. Mc Whan, J. M. Vandenberg, D. E. Moncton, Z. Fisk, L. D. Woolf, H. C. Hamaker, M. B. Maple, G. Shirane, W. Thompson, *Solid State Commun.* **34**, 923 (1980).
- [5] H. Iwasaki, M. Isino, K. Tsunokuni, Y. Muto, *J. Mag. Mag. Mat.* **31-34**, 521 (1983).
- [6] L. D. Woolf, D. C. Johnston, H. B. Mac Kay, R. W. Mc Callum, M. B. Maple, *J. Low, Temp. Phys.* **35**, 651 (1979).

- [7] J. W. Lynn, G. Shirane, W. Thomlinson, R. N. Shelton, D. E. Moncton, *Phys. Rev.* **24B**, 3817 (1980).
- [8] S. K. Sinha, G. W. Crabtree, D. G. Hinks, H. A. Mook, *Physica B+C* **109+110**, 1698 (1982).
- [9] M. Ishikawa, Ø. Fischer, *Solid State Commun.* **24**, 747 (1977).
- [10] G. Zwicknagl, P. Fulde, *Z. Phys B* **43**, 23 (1981).
- [11] M. Ishikawa, J. Muller, *Solid State Commun.* **27**, 761 (1978).
- [12] W. Thomlinson, G. Shirane, D. E. Moncton, M. Ishikawa, Ø. Fischer, *Phys. Rev.* **B23**, 4455 (1981).
- [13] M. Ishikawa, Ø. Fischer, J. Muller, *J. Phys. (France)* **39**, C6-1379 (1978).
- [14] C. F. Majkrzak, D. E. Cox, G. Shirane, H. A. Mook, H. C. Hamaker, H. B. Mac Kay, Z. Fisk, M. B. Maple, *Phys. Rev.* **B26**, 245 (1982).
- [15] T. Krzysztóń, *J. Mag. Mag. Mat.* **15-18**, 1572 (1980).
- [16] T. Krzysztóń, *Phys. Lett.* **104A**, 225 (1984).
- [17] H. Iwasaki, M. Ikebe, Y. Muto, Proc. Int. Conf. LT-17, Karlsruhe 1984, red. U. Eckern, A. Schmid, W. Weber, H. Wühl., Elsevier Sci. Publ., str. 87.
- [18] H. Iwasaki, M. Tachiki, M. Ikebe, Y. Muto, *Solid State Commun.* **51**, 879 (1984).

*William A. Fowler*

W. K. Kellogg Radiation Laboratory  
California Institute of Technology  
Pasadena, California, USA

## **Doświadczalna i teoretyczna astrofizyka jądrowa: badanie pochodzenia pierwiastków chemicznych \***

**Experimental and Theoretical Nuclear Astrophysics:  
the Quest for the Origin of the Elements**

*Nobel Lecture, 8 December 1983, Stockholm*

*Ad astra per aspera et per ludum*

### **1. Wstęp**

Żyjemy na planecie Ziemi ogrzewanej promieniami najbliższej gwiazdy, którą nazywamy Słońcem. Energia tych promieni bierze się z syntezy jądrowej wodoru w hel, zachodzącej głęboko we wnętrzu Słońca. Eddington ogłosił tę ideę w roku 1920, zaś Hans Bethe opracował szczegółowo procesy jądrowe zachodzące przy syntezie w r. 1939. W r. 1967 otrzymał za to nagrodę Nobla z fizyki.

Całe życie na Ziemi, łącznie z naszym, uzależnione jest od światła słonecznego a więc od reakcji jądrowych przebiegających we wnętrzu Słońca. Jednak to nie Słońce wytworzyło pierwiastki chemiczne istniejące na Ziemi i w naszych ciałach. Pierwsze dwa pierwiastki, wodór i hel i ich trwałe izotopy, powstały w pierwszej, kilkuminutowej fazie rozszerzającego się Wszechświata, przy wielkiej temperaturze i gęstości w czasach tzw. „Wielkiego Wybuchu”. Mała ilość litu, trzeciego pierwiastka w układzie okresowym, powstała również w trakcie Wielkiego Wybuchu, ale jego pozostała część i cały beryl (czwarty pierwiastek) oraz bor (piąty pierwiastek) powstały, jak się uważa, poprzez rozbitcie jąder jeszcze cięższych przez promieniowanie kosmiczne w przestrzeni międzygwiazdowej. Pierwiastki te są prze-

---

\* Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 1983 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla [Translated with permission. Copyright © 1983 by the Nobel Foundation] (przyp. Red.).

ważnie bardzo rzadkie, zgodnie z wytłumaczeniem ich pochodzenia opisanym szczegółowo przez Audouze'a i Reevesa [1].

Skąd pochodzą więc ciężkie pierwiastki? Ogólnie przyjęty jest pogląd, że cięższe pierwiastki, od węgla (szósty pierw.) do długo żyjącego promieniotwórczego uranu (pierw. 92), powstały w wyniku reakcji jądrowych wewnątrz gwiazd w naszej Galaktyce. Gwiazdy, które widzimy obecnie w *Drodze Mlecznej*, tworzą spiralne ramię naszej Galaktyki. W Szwecji nazywa się ona *Vinter Gatan* — Zimowa Droga. Gołym okiem widzimy tylko mały ułamek spośród 100 miliardów gwiazd w Galaktyce. Astronomowie mogą jednak badać prawie cały przedział widma elektromagnetycznego i w ten sposób obserwują znacznie więcej gwiazd w naszej Galaktyce, a także w innych galaktykach.

Gwiazdy, w których dokonana się synteza ciężkich pierwiastków, jakie występują w Układzie Słonecznym, uformowały się czy narodziły, rozwijały lub starzały i wreszcie wyrzucały popioły ze swego jądrowego pieca w przestrzeń międzygwiazdową przez cały czas istnienia Galaktyki, zanim jeszcze powstał Układ Słoneczny 4,5 miliarda lat temu.

Wiek naszej Galaktyki szacuje się na więcej niż 10, a mniej niż 20 miliardów lat. W każdym razie Galaktyka jest dużo starsza niż Układ Słoneczny. Wyrzucanie popiołów jądrowych czyli nowo powstałych pierwiastków przebiegało jako powolne zmniejszanie masy w końcowym etapie życia gwiazd, stających się tzw. *olbrzymami*, lub podczas stosunkowo częstych wybuchów, które astronomowie nazywają *nowymi* lub wreszcie, w czasie spektakularnych eksplozji gwiazdowych nazywanych *supernowymi*. Supernowe mogą być uważane za rodzaj śmierci gwiazd, a białe karły czy gwiazdy neutronowe, czy też czarne dziury, które pozostają po nich, tworzą gwiazdny czyściec.

W każdym razie, Słońce oraz Ziemia i wszystkie inne planety w Układzie Słonecznym powstały w ośrodku międzygwiazdowym w czasie kondensacji gazowego obłoku złożonego z wodoru i helu (pozostałości Wielkiego Wybuchu) zmieszanych z cięższymi pierwiastkami wytworzonymi przez wcześniejsze generacje gwiazd Galaktyki. Jest to pokazane na rys. 1.

Idea ta może być uogólniona na kolejne generacje gwiazd w Galaktyce, co prowadzi do wniosku, że zawartość ciężkich pierwiastków w ośrodku międzygwiazdowym i w gwiazdach, które w nim powstają, zwiększa się w czasie. Najstarsze gwiazdy w galaktycznym halo, to jest gwiazdy, które, jak sądzimy, powstały najpierw, mają zawartość ciężkich pierwiastków równą mniej niż 1% zawartości tych pierwiastków w Układzie Słonecznym. Najstarsze gwiazdy w dysku Galaktyki mają około 10%. Jedynie gwiazdy o mniejszej masie spośród tych najstarszych mogły przetrwać do tej pory jako tzw. gwiazdy populacji II. Zawarta w nich niewielka ilość ciężkich pierwiastków mogła powstać wewnątrz gwiazd populacji III, wcześniejszej generacji, o większych masach, które szybko wyczerpały swoje paliwo jądrowe i żyły bardzo krótko. Gwiazdy powstałe w dysku Galaktyki w trakcie jej życia nazywane są gwiazdami populacji I.

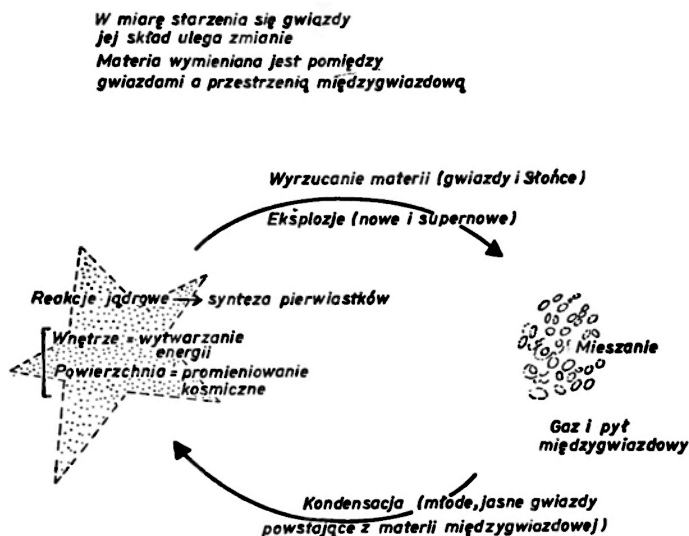
To budowanie kolejnych pierwiastków w gwiazdach nazywamy nukleosyntezą. Można ją rozszerzyć na inne galaktyki, takie jak nasza bliźniacza Mgławica Andromedy. Wydaje się więc, że mechanizm jest uniwersalny. Obserwacje astronomiczne innych galaktyk pomogły nam w zrozumieniu mechanizmu nukleosyntezy.

Podstawowe prawa rządzące wytwarzaniem energii i syntezą pierwiastków w gwiazdach obejmujemy nazwą astrofizyki jądrowej. Jest to godne zastosowanie fizyki jądrowej, w odróżnieniu od bomb i reaktorów. Dla fizyka jądrowego ten kontrast stanowi osobisty i za-



wodowy dylemat. Jest jednak coś, czego jestem pewien: nauka, która stara się wyjaśnić pochodzenie światła słonecznego, nie może być użyta do wzniesienia chmury pyłu, który zaciemni całe światło na naszej planecie.

Tak jak każda dziedzina fizyki, astrofizyka jądrowa wymaga prac doświadczalnych i teoretycznych swoich adeptów i stąd pierwsza część tytułu tego wykładu. W wykładzie



Rys. 1. Synteza pierwiastków w gwiazdach

tym podkreślone są wyniki doświadczeń jądrowych i ich analiza teoretyczna, niemal z wyłączeniem, ale nie całkowitym, innych aspektów teoretycznych. Nie jest to w żadnym razie sprawiedliwe w stosunku do obserwacji astronomicznych i prac kosmochemicznych koniecznych do zamknięcia cyklu: eksperyment, teoria, obserwacja. Niesprawiedliwe jest to również dla wielu obliczeń teoretyków dotyczących rezultatów nukleosyntezy pierwiastków i ich izotopów w warunkach astrofizycznych, w kolejnych etapach ewolucji gwiazd.

Moje najgłębsze osobiste zainteresowania dotyczą danych doświadczalnych, analizy tych danych i właściwego użycia danych przy konstrukcji teoretycznych modeli gwiazd. Zachęca mnie ciągle do tego napisany przed 109 laty fragment z *Życia na Missisipi* Marka Twaina:

Jest coś fascynującego w nauce. Tak nieznaczne inwestycje w faktach przynoszą tak obfity zysk w przewidywaniach.

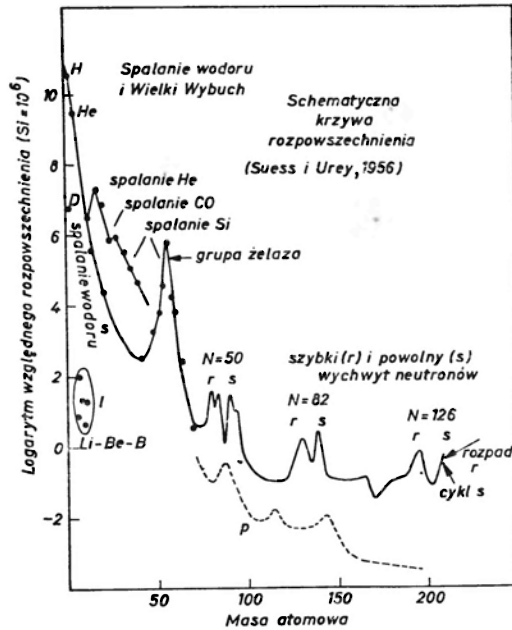
Według mnie uwaga Twaina jest wyzwaniem dla eksperymentatora. Musi on starać się wyeliminować słowo „nieznaczne” poprzez usiłowania odkrywania faktów w naturze.

Badania doświadczalne i teoretyczne są często niezwykle ciężką pracą. Na szczęście rozjaśnia ten obraz radość tworzenia fizyki i otrzymywania wyników dających osobiste uczucie satysfakcji intelektualnej. W moim pojęciu ta ciężka praca i wynikające z niej intelektualne przeżycia przerastają w pewien sposób korzyści, jakie mogą dać społeczeństwu

jej zastosowania technologiczne. Proszę zrozumieć — ja nie umniejszam znaczenia tych zastosowań, ale nie mogę przeoczyć faktu, że stanowią one broń obosieczną. Temat mój powstał jako owoc ciężkiej pracy astrofizyka jądrowego, dającej w chwilach powodzenia radość i satysfakcję. Dlatego też wybrałem jako podtytuł zdanie: *Ad astra per aspera et per ludum*, co można luźno przetłumaczyć na „Ku gwiazdom poprzez ciężką pracę i zabawę”. Jest to w zgodzie z moją parafrazą biblijnego cytatu z ewangelii wg św. Mateusza: „Nie samą pracą człowiek żyje”.

Pamiętając o tym, zapytajmy teraz jakie cele stawia przed sobą astrofizyka jądrowa? Przede wszystkim, astrofizyka jądrowa stara się zrozumieć wytwarzanie energii w Słońcu i innych gwiazdach we wszystkich stadiach ewolucji. Wydzielanie energii wymaga przemiany jąder w nowe jądra o mniejszej masie. Mała różnica mas pomnożona przez prędkość światła w kwadracie daje względnie dużą ilość uwolnionej energii, jak nauczył nas Einstein.

W ten sposób, pierwszy cel związany jest z innym usiłowaniem zrozumienia procesów jądrowych, które spowodowały w różnych warunkach astrofizycznych określone rozpowszechnienie



Rys. 2. Schematyczna krzywa rozpowszechnienia atomów względem  $Si = 10^6$  w funkcji masy atomowej dla Słońca i podobnych gwiazd ciągu głównego

szechnienie pierwiastków i ich izotopów w naturze. Stąd druga część tytułu tego wykładu. Rys. 2 pokazuje schematyczną krzywą rozpowszechnienia pierwiastków w funkcji ich masy atomowej. Dane do tej krzywej były po raz pierwszy usystematyzowane przez Hansa Suessa i Harolda Ureya [2] na podstawie obfitych danych ziemskich, meteorytowych, słonecznych i gwiazdowych i uaktualniane okresowo przez A. G. W. Camerona [3]. Główny wkład do pomiarów natężeń przejść atomowych potrzebnych do określenia rozpowszech-

nienia pierwiastków w gwiazdach i Słońcu wniesiony został przez mojego kolegę Warda Whalinga. Pozycje [3] i [4] literatury zawarte są w książce *Eseje o astrofizyce jądrowej*, która daje przegląd tej dziedziny do r. 1982. „Możecie to zawsze sprawdzić”, jak mawiał słynny amerykański gracz w baseball, Casey Stengel.

Krzywa z rys. 2 jest często nazywana „uniwersalną” lub „kosmiczną”, ale w rzeczywistości reprezentuje ona jedynie względne rozpowszechnienie pierwiastków w Układzie Słonecznym i w ciągu głównym gwiazd podobnych wiekiem i masą do Słońca. W powszechnym użyciu krzywa określana jest jako „słoneczna”. Niestety, w ramach wykładu nie mieści się opis wielu trudnych i pięknych badań astronomicznych i kosmochemicznych, które pozwoliły znaleźć tę krzywą. Posługiwanie się nią nie przedstawia trudności. W dalszej części okaże się, że obliczenia rozpowszechnienia pierwiastków produkowanych w warunkach astrofizycznych w różnych postulowanych obszarach gwiazdowych są prawie zawsze sprowadzane do obliczeń wartości względnych, odniesionych do wartości „słonecznych”.

## 2. Wczesne badania nad syntezą pierwiastków

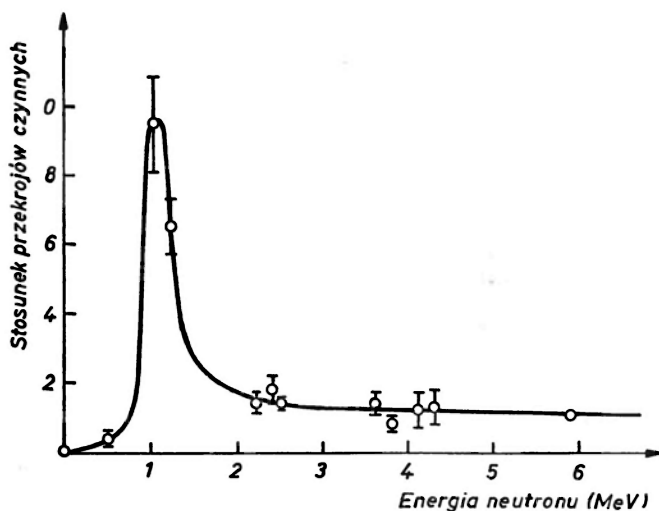
George Gamow i jego współpracownicy R. A. Alpher i R. C. Herman [5] usiłowali wyjaśnić syntezę wszystkich pierwiastków w czasie Wielkiego Wybuchu używając nierównowagowej teorii wychwytu neutronu z emisją gamma ( $\gamma$ ) i elektronowym ( $e$ ) rozpadem beta kolejno coraz cięższych jąder. Synteza postępowałaby krokami jednostkowymi masy, ponieważ neutron ma w przybliżeniu jednostkową masę w skali masowej stosowanej we wszystkich naukach fizycznych. Jak przy tym podkreślano, teoria ta napotyka na poważne trudności powyżej masy atomowej  $4(^4\text{He})$ , ponieważ nie istnieją stabilne jądra o masach atomowych 5 i 8. Enrico Fermi i Anthony Turkevich usiłowali bez skutku przekroczyć te „przerwy masowe”, pozwalając Alpherowi i Hermanowi opublikować wyniki tych prób. Siedemnaście lat później Wagoner, Fowler i Hoyle [6] uzbrojeni w nagromadzone przez ten czas dane z reakcji jądrowych obliczyli, że  $^7\text{Li}$  istotnie może być wytworzony w akceptowalnych modelach Wszechświata ale jedynie w ilości  $10^{-8}$  w porównaniu do łącznej masy wodoru i helu. Wszystkie cięższe pierwiastki miałyby razem mniej niż  $10^{-11}$  tej masy. Wagoner, Fowler i Hoyle [6] uzyskali ilości  $^2\text{D}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  i  $^7\text{Li}$  w niezłej zgodności z ówczesnymi obserwacjami. Nowsze obserwacje i obliczenia są często używane dla uzyskania lepszych ograniczeń dla modeli rozszerzającego się Wszechświata i z reguły faworyzują modele otwarte, w których rozszerzanie postępuje w nieskończoność.

Właśnie w związku z „przerwami masowymi” po raz pierwszy, choć nieświadomie, wszczęto badania astrofizyczne i kosmologiczne w Laboratorium W. K. Kellogga. Przed przystąpieniem do dalszego ciągu wypada w tym miejscu krótko scharakteryzować historię powstania Kellogg Radiation Laboratory, gdzie pracowałem przez 50 lat. Laboratorium zostało zaprojektowane i zbudowane w latach 1930–1931 przez Charlesa Christiana Lauritssena. Robert Andrews Millikan, dyrektor Caltech-u, uzyskał niezbędne fundusze od Willa Keitha Kellogga, amerykańskiego „króla płatków kukurydzianych”. Laboratorium zostało zbudowane do badania promieni X o energii 1 MeV i ich zastosowań przy leczeniu raka. W 1932 r. Cockcroft i Walton odkryli, że jądra mogą być rozszczepiane przez pro-

tony ( $p$ ), jądra atomu lekkiego wodoru  $^1\text{H}$  przyspieszone do energii sporo poniżej 1 MeV. Lauritsen natychmiast przebudował jedną ze swych lamp promieni X na akcelerator dodatnio naładowanych jonów (były one zasilane przez transformatory prądu zmiennego!) i rozpoczął badania w fizyce jądrowej. Robertowi Oppenheimerowi i Richardowi Tolmanowi zawdzięczamy to, że przekonali Millikana o słuszności drogi Lauritsena. Oppenheimer odegrał potem dużą rolę przy teoretycznej interpretacji wyników doświadczeń wykonanych w Laboratorium Kellogga w ciągu tych pierwszych istotnych lat.

Lauritsen był promotorem mojej pracy doktorskiej w latach 1933–1936 i współpracowałem z nim blisko aż do jego śmierci. To właśnie on nauczył mnie, że fizyka może być jednocześnie ciężką pracą i przyjemnością. Narodowości duńskiej, był on nie tylko fizykiem, architektem i inżynierem, ale również doskonałym skrzypkiem. Uwielbiał dzieła Carla Michaela Bellmana, słynnego szwedzkiego poety-muzyka z XVIII wieku i grywał i śpiewał Bellmana swym studentom. Wiadomo doskonale, że wiele dzieł Bellmana to pieśni śpiewane przy kieliszku, co też było bardzo pomocne.

Musimy teraz powrócić do pierwszych badań w Laboratorium Kellogga nad przerwą masową w okolicy masy atomowej 5. W 1939 r. Hans Staub i William Stephens [7] odkryli w Laboratorium Kellogga rezonansowe rozpraszanie neutronów na  $^4\text{He}$  przy jednostkowym orbitalnym momencie pędu (fala  $p$ ) i energii trochę mniejszej niż 1 MeV, tak jak to pokazano na rys. 3. Potwierdzono w ten sposób poprzednie badania Williamsa, Shepherd



Rys. 3. Stosunek przekrojów czynnych na rozpraszanie do tyłu neutronów na wodorze i helu w funkcji energii laboratoryjnej padającego neutronu

i Haxby'ego [8] i udowodniono, że stan podstawowy  $^5\text{He}$  jest nietrwały. Natychmiast po wytworzeniu rozpada się! Podobną własność wykazano później dla  $^5\text{Li}$ , innego kandydata na jądro o liczbie masowej 5. Zasada Pauliego dla fermionów wymaga aby trzeci neutron w  $^5\text{He}$  miał przynajmniej jednostkowy moment pędu, a nie zerowy jak pierwsze dwa neutrony o spinach antyrównoległych. W terminologii klasycznej, przyciągające siły jądrowe nie mogą zrównoważyć siły odśrodkowej. Wkrótce, również w Laboratorium

Kellogga, Tollestrup, Fowler i Lauritsen [9] potwierdzili ze zwiększoną precyzją odkrycie Hemmendingera [10], że stan podstawowy  ${}^8\text{Be}$  jest nietrwały. Stwierdzili oni [9], że energia rozszczepienia  ${}^8\text{Be}$  równa jest  $89 \pm 5$  keV, wobec przyjętej ówczynie wielkości  $91,89 \pm 0,05$  keV! Niestabilność  ${}^8\text{Be}$  tłumaczy znów zasada Pauliego. Wytworzony  ${}^8\text{Be}$  rozpada się natychmiast na dwa  ${}^4\text{He}$ . Przerwy masowe dla liczb masowych 5 i 8 rozwały nadzieje Gamowa, że wszystkie rodzaje jąder mogły być utworzone w Wielkim Wybuchu, przez powiększanie masy o jednostkę przy każdym kroku.

Zdecydowane zaangażowanie się Laboratorium Kellogga w badania w astrofizyce jądrowej nastąpiło w roku 1939, kiedy Bethe [11] zaproponował tzw. cykl CN jako jedną z możliwości przemiany wodoru w hel w gwiazdach (ponieważ tlen bierze również udział w cyklu, jest on obecnie znany jako cykl CNO). Charles Lauritsen, jego syn Thomas i ja mierzyliśmy więc przekroje czynne na bombardowanie protonami izotopów węgla i azotu, co stanowiło cykl CN. Praca Bethego [11] mówiła, że badaliśmy w laboratorium procesy, które zachodzą w Słońcu i innych gwiazdach. Zrobiło to na nas trwałe wrażenie. Przeszkodziła nam II wojna światowa, ale w 1946 r., gdy znów przystosowywaliśmy laboratorium do eksperymentalnej fizyki jądrowej, Lauritsen zdecydował kontynuować badania w niskoenergetycznej, klasycznej fizyce jądrowej, a szczególnie w dziedzinie reakcji jądrowych mogących następować wewnątrz gwiazd. Mieliśmy tu wielkie poparcie ze strony Iry Bowna, profesora fizyki w Caltech-u, który właśnie został dyrektorem obserwatorium na Mt. Wilson, a także Lee Du Bridge'a, nowego dyrektora Caltech-u, Carla Andersona, laureata nagrody Nobla z 1936 r. i świeżo przybyłego Jessego Greensteina, mającego prowadzić badania astronomiczne w Caltech-u. W Laboratorium Kellogga Lauritsen nie dążył, zgodnie z aktualną do dziś tendencją, ku coraz wyższym i wyższym energiom. Pomagał jednak Robertowi Bacherowi i innym w rozwinięciu fizyki wysokich energii w Caltech-u.

Mimo że Bethe [11] w 1939 r. i inni jeszcze wcześniej rozważali zagadnienie wytwarzania energii w gwiazdach na drodze procesów jądrowych, to znakomita koncepcja nukleosyntezy w gwiazdach pochodzi <sup>1</sup> od Freda Hoyle'a. W dwóch klasycznych jego pracach przedstawiona została główna idea tego pomysłu, w ramach teorii budowy i ewolucji gwiazd, przy użyciu dostępnych wówczas danych jądrowych [12].

Ponownie odegrało tu pewną rolę Laboratorium Kellogga. Przed opublikowaniem drugiej pracy, Hoyle'a dziwiło małe prawdopodobieństwo produkcji jąder  ${}^{12}\text{C}$  w reakcji  $3\alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}$  mogącej zachodzić w czerwonych olbrzymach. Hoyle był zaskoczony, ponieważ jego praca ze Schwarzschildem [13] i poprzednia praca Sandage'a i Schwarzschilda [14] przekonały go, że spalanie helu w reakcji  $3\alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}$  powinno rozpocząć się wewnątrz czerwonych olbrzymów tuż powyżej  $10^8$  K, a nie przy  $2 \cdot 10^8$  K, jak wymagały tego obliczenia Salpetera [15]. Salpeter wykonał swoje rachunki w czasie wizyty w Laboratorium Kellogga w lecie 1951 i używał zmierzonych tam wartości energii  ${}^8\text{Be}$  [9] (w porównaniu z energią dwóch  ${}^4\text{He}$ ) dla określenia rezonansowego prawdopodobieństwa procesu ( $2\alpha \leftrightarrow {}^8\text{Be}$ ) biorąc pod uwagę produkcję i rozpad  ${}^8\text{Be}$ . Jednak, przy obliczaniu w kolejnym kroku reakcji  ${}^8\text{Be} + \alpha \rightarrow {}^{12}\text{C} + \gamma$  Salpeter traktował tę radiacyjną syntezę jako nierezonansową.

<sup>1</sup> Dyskusję wcześniejszych pomysłów, łącznie z sugestiami i wycofywaniem się, Czytelnik może znaleźć w rozdz. 12 książki S. Chandrasekhara *Stellar Structure*, Chicago 1939.

Hoyle zdał sobie sprawę, że reakcja ta mogłaby być przyspieszona o wiele rzędów wielkości, co obniżyłoby tym samym temperaturę jej rozpoczęcia, gdyby istniał stan wzbudzony węgla  $^{12}\text{C}$  z energią wyższą o 0.3 MeV od mas  $^8\text{Be} + \alpha$  w spoczynku, o momencie pędu i parzystości ( $0^+$ ,  $1^-$ ,  $2^+$ ,  $3^-$ , ...) określonymi z reguł wyboru dla tych wielkości. Hoyle przyjechał do Laboratorium Kellogga na początku r. 1953 i spytał tam fizyków o możliwość istnienia proponowanego stanu wzbudzonego. Żeby nie wydłużać tej historii powiem, że Ward Whaling i jego współpracownicy oraz doktoranci [16] zdecydowali się na poszukiwanie tego stanu w Laboratorium używając reakcji  $^{14}\text{N}(d, \alpha)^{12}\text{C}$ . Znaleźli go prawie dokładnie tam, gdzie przewidywał Hoyle. Jest on obecnie znany jako stan wzbudzony  $^{12}\text{C}$  o energii wzbudzenia 7.654 MeV lub 0.2875 MeV powyżej masy  $^8\text{Be} + \alpha$  i 0.3794 MeV powyżej masy  $3\alpha$ . Cook, Fowler, Lauritsen i Lauritsen [17] wyprodukowali następnie ten stan przy rozpadzie radioaktywnego berylu  $^{12}\text{Be}$  i pokazali, że może się on rozpadać na  $3\alpha$ , a więc, w reakcji odwrotnej, może powstawać z trzech cząstek  $\alpha$ . Zaszęrowali oni również, że spin i parzystość tego stanu muszą być równe  $0^+$ , tak jak to jest obecnie przyjęte.

Synteza  $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$  wewnątrz czerwonych olbrzymów omija więc „przerwy masowe” przy liczbie masowej 5 i 8. Proces ten nie mógłby nigdy zachodzić w warunkach zbliżonych do warunków Wielkiego Wybuchu. Do chwili gdy  $^4\text{He}$  został wytworzony we wczesnym rozszerzającym się Wszechświecie, gęstość i temperatura spadły na tyle, że synteza helu w węgiel stała się niemożliwa. Natomiast wewnątrz czerwonych olbrzymów, po przemianie wodoru w hel, w czasie gdy gwiazda pozostaje w ciągu głównym, pod wpływem kurczenia grawitacyjnego rdzenia helowego gęstość i temperatura wzrastają do wartości, przy których synteza helu może się rozpocząć. Hoyle i Whaling wykazali, że warunki do rozpoczęcia reakcji wewnątrz czerwonych olbrzymów są odpowiednie.

Reakcje syntezy (*fusion*) przypominają spalanie podobne do spalania chemicznego. Spalanie helu wewnątrz czerwonych olbrzymów następuje po spalaniu wodoru w gwiazdach ciągu głównego, a poprzedza z kolei spalanie węgla, neonu, tlenu, krzemu i tak dalej aż do pierwiastków w okolicach żelaza w układzie okresowym. Te jądra o pośredniej masie stanowią zarodniki, dzięki którym kolejne procesy podobne do wychwytu neutronów Gamowa mogą przebiegać z małą (proces *s*) lub dużą szybkością (proces *r*) i kontynuują syntezę poza  $^{209}\text{Bi}$ , ostatnie z trwałych jąder, poprzez krótkożyciowe jądra promieniotwórcze aż do długo żyjących  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$  i  $^{238}\text{U}$  — inicjujących naturalne szeregi promieniotwórcze. Te ostatnie wymagają szybkiego procesu *r*, który buduje masy jąder powyżej 238 j. m. rozpadających się znowu na  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$  i  $^{238}\text{U}$  natychmiast po ustaniu tego procesu.

Konieczność istnienia dwóch procesów wychwytu neutronów wykazali Suess i Urey [2]. Zręcznie używając danych o względnych obfitościach izotopów dla pierwiastków posiadających kilka izotopów wykazali oni istnienie podwójnych maksimów (*r* i *s*) na krzywej z rys. 2. Stało się od razu jasne, że maksima te związane są z zapełnianiem powłok neutronowych przy magicznej liczbie neutronów  $N = 50, 82$  i  $126$  w modelu powłokowym Hansa Jensena i Marii Goeppert-Mayer, którzy otrzymali nagrodę Nobla z fizyki zaledwie 20 lat temu.

Przy procesie *s* jądra biorące w nim udział mają niski przekrój czynny na wychwyt w okolicach liczb magicznych i stąd potrzebna jest duża obfitość tych pierwiastków, aby



podtrzymać dalszy bieg procesu. W procesie  $r$  zaangażowane są jądra promieniotwórcze o niedomiarze protonów w stosunku do powstających z nich jąder trwałych. Niskie przekroje czynne na wychwyty i małe prawdopodobieństwa rozpadu  $\beta$  przy wypełnionych powłokach prowadzą do wysokich względnych obfitości, jednakże ze względu na następujący potem rozpad promieniotwórczy, maksimum pojawia się przy niższej liczbie masowej  $A$  niż dla procesu  $s$ : skoro  $Z$  jest niższe, to i  $A = N + Z$  musi być niższe. W klasycznych pracach Hoyle'a [12] o nukleosyntezie, przebiegała ona aż do grupy pierwiastków z okolicy żelaza dzięki reakcjom cząstek naładowanych. Szybko rosnące bariery kulombowskie dla naładowanych cząstek tłumili dalszą syntezę. Suess i Urey [2] dokonali przełomu, który pozwolił na rozszerzenie nukleosyntezy aż do jądra uranu  $^{238}\text{U}$  przez reakcje z neutronami nie czującymi bariery Coulomba.

Cały przebieg syntezy pierwiastków w gwiazdach został opisany w pracy Burbidge'a, Burbidge'a, Fowlera i Hoyle'a [18] cytowanej często jako  $B^2FH$  oraz, niezależnie, w pracy Camerona [19]. Znaczący wkład jeśli chodzi o aspekty astronomiczne problemu pochodzi od Jesse Greensteina [20] i wielu innych ludzi zajmujących się astronomią obserwacyjną. Odkrycie linii technetu w gwiazdach typu S przez Merrilla miało kluczowe znaczenie. Od tego czasu astrofizyka jądrowa rozkwitła w pełnoprawną dziedzinę naukową zawierającą tak pasjonujące odkrycia jak odkrycie anomalii izotopowych w meteorytach dokonane przez moich kolegów Geralda Wasserburga, Dimitra Papanastassiou i Samuela Epsteina wraz z innymi kosmochemikami. Następne strony poświęcone będą bieżącym pracom doświadczalnym i teoretycznym lub pracom ukończonym w ciągu ostatnich kilku lat. Przegląd ten będzie szczególnie dotyczył badań prowadzonych w Laboratorium Kellogga, jako że są mi one najlepiej znane i najbliższe moich zainteresowań. Cytowane są również prace prowadzone w innych laboratoriach w nadziei, że czytelnik będzie mógł w ten sposób uzyskać szerszy pogląd na zakres badań doświadczalnych i teoretycznych prowadzonych obecnie w astrofizyce jądrowej.

Nie jest możliwe przedyskutowanie tutaj szczegółów nukleosyntezy wszystkich pierwiastków i ich izotopów, co równałoby się dyskusowaniu wszystkich reakcji, w których może być wytworzone dane jądro i wszystkich reakcji jego rozpadu. Czytelnik znajdzie tu jednak dość szczegółowy opis dla  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  i  $^{55}\text{Mn}$ .

Zauważmy, że zmierzone przekroje czynne dla reakcji są zwykle bardzo małe przy najniższych energiach, dla  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  są nawet mniejsze od jednego nanobarna ( $10^{-33} \text{ cm}^2$ ) przy energii 1.4 MeV. Oznacza to, że doświadczalna astrofizyka jądrowa wymaga akceleratorów dających duże natężenia dobrze skolimowanych, monoenergetycznych wiązek jonów, cienkich tarcz o dużej czystości i stabilności, detektorów o wysokiej czułości i rozdzielczości, a wreszcie fizyków doświadczalnych z wielką wyrozumiałością dla długich okresów pomiarów i cierpliwością przy kompletowaniu danych o znaczącej statystyce. Wykonuje się klasyczne pomiary Rutherforda jądrowych przekrojów czynnych, a ich wyniki mają fundamentalne znaczenie dla naszego zrozumienia fizyki jąder atomowych.

Niezbędny jest tu krótki komentarz dotyczący zapisu reakcji jądrowych. W reakcji  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  dyskutowanej w poprzednim paragrafie  $^{12}\text{C}$  jest jądrem tarczy w laboratorium,  $\alpha$  jest jądrem ( $^4\text{He}$ ) wiązki padającej na tarczę, przyspieszanej w laboratorium,  $\gamma$  jest fotonem powstałym i zarejestrowanym w laboratorium, a  $^{16}\text{O}$  jądrem powstającym w wyniku reakcji, które również może być rejestrowane, jeśli sobie tego życzymy. Jeżeli



$^{12}\text{C}$  przyspieszamy i bombardujemy nim tarczę gazową  $^4\text{He}$ , a rejestrowany jest powstający  $^{16}\text{O}$ , lecz nie promienie  $\gamma$ , to zapisem tej reakcji w laboratorium jest  $^4\text{He} (^{12}\text{C}, ^{16}\text{O})\gamma$ . W gwiazdach nie robi to różnicy. Wewnątrz gwiazd wszystkie cząstki poruszają się i jedynie układ środka masy jest istotny przy wyznaczaniu gwiazdowych wartości szybkości reakcji. W reakcji  $^{12}\text{C}(\alpha, n)^{15}\text{O}(e^+\nu)^{15}\text{N}$   $n$  jest neutronem, który jest rejestrowany, a  $e^+$  pozytonem z rozpadu beta jądra  $^{15}\text{O}$ , który również może być rejestrowany. Wreszcie  $\nu$  oznacza neutrino wysłane wraz z pozytonem.

W tym miejscu muszę zrobić dygresję i z dumą przypomnieć, że po raz pierwszy mówiłem w Szwedzkiej Królewskiej Akademii Nauk o „Reakcjach jądrowych wewnątrz gwiazd” 26 stycznia 1955 r. Nie wydaje się to tak dawno i niektórzy spośród obecnych słuchaczy byli na tym wykładzie.

### 3. Wyznaczanie gwiazdowych szybkości reakcji z laboratoryjnych przekrojów czynnych

Prawdopodobieństwa reakcji termojądrowych w gwiazdach są zwykle wyrażane przez podanie  $N_A\langle\sigma v\rangle$  — liczby reakcji na sekundę na ( $\text{mol}\cdot\text{cm}^{-3}$ ), gdzie  $N_A = 6,022\cdot 10^{23}\text{ mol}^{-1}$  jest liczbą Avogadro, a  $\langle\sigma v\rangle$  jest średnią po rozkładzie Maxwella–Boltzmann w funkcji temperatury z iloczynu przekroju czynnego  $\sigma$  reakcji w  $\text{cm}^2$  i względnej prędkości jąder  $v$  w  $\text{cm/s}$ . Pomnożenie  $\langle\sigma v\rangle$  przez iloczyn gęstości (liczbowych) obu jąder reagujących jest konieczne dla otrzymania prawdopodobieństw na sekundę na  $\text{cm}^3$ .  $N_A$  jest uwzględnione, więc można używać ułamków mas według przepisu Fowlera, Caughlana i Zimmermana [21]. Ci autorzy podają również sposób postępowania dla reakcji więcej niż dwóch składników i dają analityczne wyrażenia dla reakcji zawierających  $\gamma$ ,  $e$ ,  $n$ ,  $p$ ,  $\alpha$  z jądrami o  $A \leq 30$ . Naturalnie statystyka Bosego–Einsteina została uwzględniona dla  $\gamma$ . Nie uwzględniono jednak uogólnienia statystyki na statystykę Fermiego–Diraca dla zdegenerowanych  $e$ ,  $n$  i  $p$  oraz na statystykę Bosego–Einsteina dla cząstek  $\alpha$ . Podane są odpowiednie czynniki dla obliczania prawdopodobieństw reakcji odwrotnych.

Wczesne prace nad oszacowaniem gwiazdowych prawdopodobieństw reakcji zostały omówione w Noblowskim wykładzie Bethego [11]. Fowler, Caughlan i Zimmerman [21] podali dokładne procedury numeryczne i analityczne przekształcenia laboratoryjnych przekrojów czynnych w prawdopodobieństwa reakcji zachodzących w gwiazdach. Trzeba przede wszystkim uwzględnić szybkie zmiany jądrowych przekrojów czynnych przy niskich energiach, które są istotne w warunkach astrofizycznych. Dla reakcji inicjowanych przez neutrony robi się to definiując czynnik  $S$  przekroju czynnego równy przekrojowi czynnemu ( $\sigma$ ) mnożonemu przez prędkość zderzenia  $v$ , co eliminuje zwykłą osobliwość  $v^{-1}$  w przekroju czynnym przy niskich energiach i niskich prędkościach.

Dla reakcji wywoływanych przez cząstki naładowane, takie jak protony, cząstki alfa, czy cięższe jak  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ , należy uwzględnić zmniejszenie przekroju czynnego o wiele rzędów wielkości przy przejściu od najniższych energii w laboratorium do energii mających znaczenie w astrofizyce. Robi się to zwykle w sposób zaproponowany przez E. E. Salpetera [22] i uwypuklony w drugiej z prac Bethego [11]. Tabl. 1 pokazuje jak zdefiniować względnie wolnozmienny czynnik  $S$  poprzez eliminację szybkozmiennego wyrażenia z czynnika Gamowa rządzącego przejściem przez barierę kulombowską. Przekrój czynny jest

zazwyczaj wyrażany w barnach ( $10^{-24} \text{ cm}^2$ ), a energia w MeV ( $1.602 \cdot 10^{-6}$  ergów), tak więc czynnik  $S$  jest wyrażany w MeV·barn, choć keV·barn jest również spotykaną jednostką. W tabl. 1 dwie liczby ładunkowe i masa zredukowana w jednostkach masy atomowej jąder oddziałujących są oznaczone, odpowiednio,  $Z_0$ ,  $Z_1$  i  $A$ . Tabl. 2 pokazuje,

Tablica 1. Definicja czynnika  $S$  [11] w funkcji energii reakcji ( $E$ )

$$\begin{aligned} \sigma(E) &= \pi \lambda^2 \times P \times \text{wewnętrzny czynnik jądrowy} \\ \pi \lambda^2 &\sim E^{-1} \quad \lambda = \text{długość fali de Broglie'a}/2\pi \\ P(E) &= \text{czynnik penetracji Gamowa} \\ &\sim \exp(-E_G^{1/2}/E^{1/2}) \quad E_G \approx Z_0^2 Z_1^2 A \text{ MeV} \\ S(E) &\equiv E \cdot \sigma(E) \cdot \exp(+E_G^{1/2}/E^{1/2}) \\ S(E) &\left\{ \begin{array}{l} \text{pozwala na lepszą ekstrapolację od pomiarów laboratoryjnych} \\ \text{przy najniższych energiach do bardzo małych efektywnych} \\ \text{energii w gwiazdach} \end{array} \right. \end{aligned}$$

Tablica 2. Gwiazdowe szybkości reakcji w funkcji temperatury ( $T$ )

$$\begin{aligned} \langle \sigma v \rangle_{MB} &= f(T) \sim T^{-3/2} \int S(E) \exp(-E_G^{1/2}/E^{1/2} - E/kT) dE \\ MB &\equiv \text{średnia po rozkładzie Maxwella-Boltzmannna} \\ &\text{maksimum funkcji podcałkowej występuje przy } E = E_r \text{ i } E_0 \\ E_0 &\equiv \text{efektywna energia reakcji w gwiazdzie } (E_0 \sim E_G^{1/2} T^{3/2}) \\ &\text{nierezonansowa szybkość reakcji:} \\ \langle \sigma v \rangle_{nr} &\sim S(E_0) T^{-2/3} \cdot \exp(-3E_0/kT), \quad E_0/kT \sim T^{-1/3} \\ &\text{rezonansowa szybkość reakcji:} \\ \langle \sigma v \rangle_r &\sim S(E_r) T^{-1/2} \cdot \exp(-E_r/kT) \\ E_r &= \text{energia rezonansowa} \end{aligned}$$

w jaki sposób gwiazdowe prawdopodobieństwa reakcji mogą być obliczone jako średnie po rozkładzie Maxwella-Boltzmannna dla rezonansowych i nierezonansowych przekrojów czynnych. W tabl. 2 efektywna gwiazdowa energia reakcji jest dana przez

$$E_0 = 0.122(Z_0^2 \cdot Z_1^2 \cdot A)^{1/3} \cdot T_9^{2/3} \text{ MeV},$$

gdzie  $T_9$ , jest temperaturą w jednostkach  $10^9$  K. Wyrażenia dla prawdopodobieństw reakcji wyprowadzone z obliczeń opartych na modelu statystycznym podane zostały w pracy Woosleya, Fowlera, Holmesa i Zimmermana [23].

Prawdą jest, że ekstrapolacja od przekrojów czynnych zmierzonych przy najniższych energiach laboratoryjnych do przekrojów czynnych, przy efektywnych energiach spotykanych wewnątrz gwiazd, często wiąże się z obniżeniem o wiele rzędów wielkości. Jednak wyeliminowanie czynnika Gamowa, który powodował to malenie oparte jest na rozwiązaniach równania Schrodingera dla problemu kulombowskiego, do których można mieć duże zaufanie. Głównym źródłem niepewności jest zmienność czynnika  $S$  jako funkcji energii, która zależy przede wszystkim od wybranej odległości (promienia), przy której dwa oddziałujące jądra lub nukleony tworzą jądro złożone, tak jak to omawiano już dawno w pracy [18]. Promienie używane przeze mnie i moich współpracowników podane są w pracy [23]. Dodatkowym źródłem niepewności jest również wewnętrzny czynnik jądrowy z tabl. 1, który może być wyeliminowany tylko poprzez odwołanie się do wyników ekspery-

mentów laboratoryjnych. Efekt istnienia rezonansu w jądrze złożonym tuż poniżej lub powyżej progu dla danej reakcji może być często określony poprzez badanie właściwości tego rezonansu w innych reakcjach, łatwiejszych do badania.

#### 4. Spalanie wodoru w gwiazdach ciągu głównego i problem neutrin słonecznych

Spalanie wodoru w gwiazdach ciągu głównego dało do tej pory zaledwie o 20% więcej helu niż ilość wyprodukowana w czasie Wielkiego Wybuchu. Pomimo to zrozumienie spalania wodoru wewnątrz Słońca przedstawiało poważny problem przez wiele lat. Bethe i Critchfield [24] zaproponowali w 1938 r. reakcję proton-proton lub tzw. łańcuch  $p-p$  jako możliwy mechanizm spalania wodoru w gwiazdach. Z wielu pomiarów przekrojów czynnych wykonanych w Laboratorium Kellogga i gdzie indziej wiadomo obecnie, że właśnie ta reakcja, a nie cykl CNO, występuje w Słońcu.

Nasza wiedza o słabych oddziaływaniach jądrowych (rozpad  $\beta$ , emisja i absorpcja neutrin itp.) mówi nam, że w reakcji przemiany czterech jąder wodoru w jądro helu emitowane są dwa neutrina. Szczegółowe badania łańcucha  $p-p$  wykonane przez Fowlera [25] i Camerona [26] pokazały, że pewien mały procent tych neutrin, powstałych przy rozpadach  ${}^7\text{Be}$  i  ${}^8\text{Be}$  powinien być na tyle energetyczny, by dał się wykryć dzięki oddziaływaniu z jądrem  ${}^{37}\text{Cl}$  dającym radioaktywny argon  ${}^{37}\text{Ar}$  — jest to metoda detekcji neutrin wymyślona przez Pontecorvo [27] i Alvareza [28]. Raymond Davis [29] i jego współpracownicy usiłowali przez ponad 25 lat rejestrować te wysokoenergetyczne neutrina używając do tego celu zbiornika zawierającego 380000 litrów czterochloroetylenu ( $\text{C}_2\uparrow {}^{35}\text{Cl}_2, {}^{37}\text{Cl}_2$ ) ustawionego na głębokości jednej mili pod powierzchnią ziemi w kopalni złota Homestake w Lead, w Południowej Dakocie. Wyniki eksperymentu dają zaledwie czwartą część tej liczby neutrin, jaką przewidują obliczenia oparte na pewnym modelu teoretycznym, wykonane przez Bahcalla i in. [30].

Coś więc jest źle — albo standardowe modele słoneczne są błędne, albo odpowiednie jądrowe przekroje czynne obarczone są błędem, albo neutrina elektronowe wytworzone w Słońcu przechodzą częściowo w nierejestrowalne neutrina mionowe lub taonowe w drodze ze Słońca na Ziemię. Były istotnie pewne kontrowersje co do jądrowych przekrojów czynnych, które jednak zostały w większości wyjaśnione, co omówiono w pracach Robertsona i in. [31], Skeltona i Karanagha [32], Osborne'a i in. [31].

Panuje ogólna zgodność co do tego, że następnym krokiem powinno być zbudowanie detektora mogącego rejestrować większy znacznie strumień neutrin słonecznych o niższej energii poprzez ich absorpcję na jądрах  ${}^{71}\text{Ga}$  prowadzącą do powstania radioaktywnego  ${}^{71}\text{Ge}$ . Wymagałoby to ok. 30 do 50 ton galu w cenie (za 50 ton) ok. 25 mln dolarów lub 200 mln koron (szwedzkich). Czynnione są właśnie międzynarodowe usiłowania otrzymania niezbędnej ilości galu. Wracamy więc do punktu wyjścia w astrofizyce jądrowej. Dopóki nie zostanie rozwiązany problem słonecznych neutrin, podstawowe prawa rządzące procesami jądrowymi wewnątrz gwiazd stoją pod znakiem zapytania. Detektor galowy powinien posunąć nas znacznie w kierunku rozwikłania tej zagadki.

Pomiary przy użyciu detektora chlorowego należy jednak kontynuować, w przeciwnym razie mogą bowiem powstać niekończące się wątpliwości dotyczące zmienności w czasie

strumienia słonecznych neutrin. Obserwacje przy użyciu galu mogą też dać nowe informacje w zakresie obejmowanym przez detektor chlorowy.

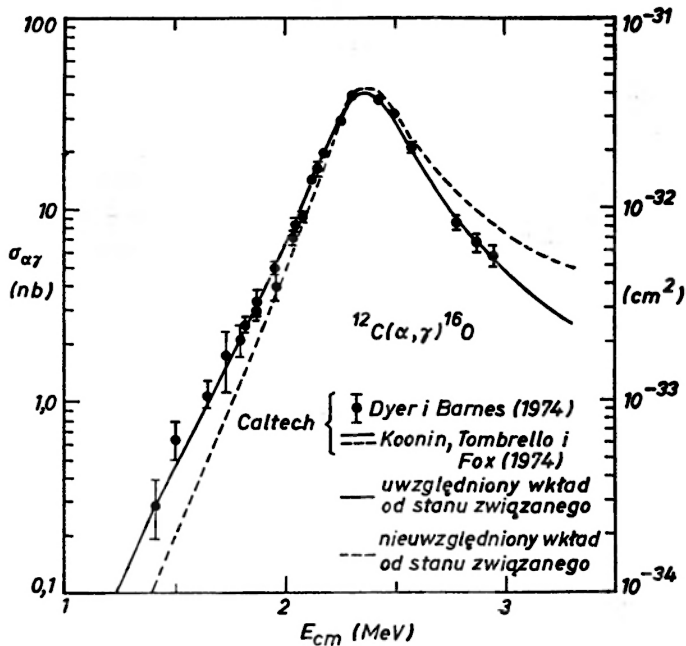
Cykl CNO odgrywa rolę przy wyższej temperaturze, która powstaje przy spalaniu wodoru w gwiazdach ciągu głównego, o nieco większej masie niż Słońce. Jest tak dzięki temu, że prawdopodobieństwa reakcji w cyklu CNO wzrastają szybciej z temperaturą niż prawdopodobieństwa reakcji w łańcuchu  $p-p$ . Cykl ten ma duże znaczenie, jako że jądra  $^{13}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{15}\text{N}$ ,  $^{17}\text{O}$  i  $^{18}\text{O}$  są produkowane z jąder  $^{12}\text{C}$  i  $^{16}\text{O}$  na początku cyklu. Rola tych jąder jako źródeł neutronów w czasie spalania helu jest omówiona w części 5.

## 5. Synteza $^{12}\text{C}$ i $^{16}\text{O}$ i produkcja neutronów przy spalaniu helu

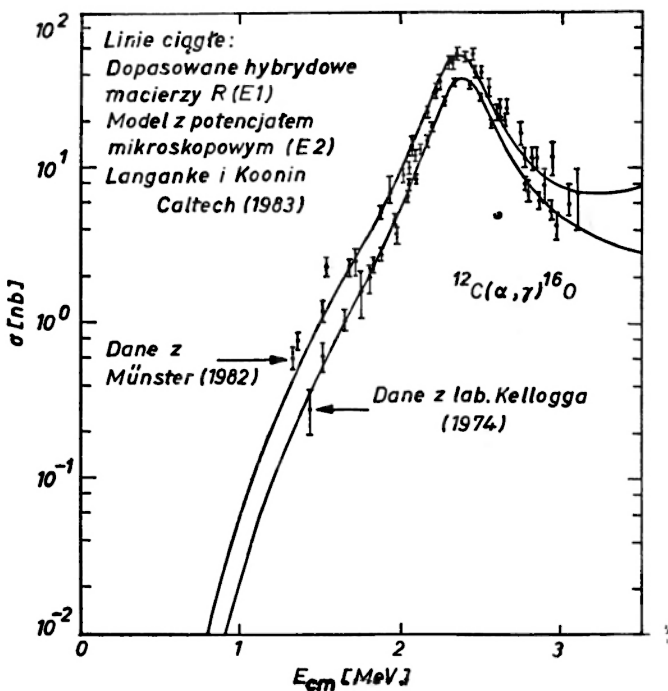
Ciało ludzkie zawiera pod względem masy 65% tlenu, 18% węgla, reszta masy pochodzi głównie z wodoru. Tlen (0.85%) i węgiel (0.39%) są najpospolitszymi pierwiastkami cięższymi od helu wewnątrz Słońca czy podobnych do niego gwiazd ciągu głównego. Nic więc dziwnego, że wyznaczenie stosunku ilości  $^{12}\text{C}/^{16}\text{O}$  wyprodukowanych przy spalaniu helu jest problemem o kluczowym znaczeniu dla astrofizyki jądrowej. Stosunek ten zależy w dość skomplikowany sposób od gęstości, temperatury, czasu trwania spalania helu, jak również bezpośrednio od względnego prawdopodobieństwa dla reakcji  $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$  i  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ . Jeśli  $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$  przebiega znacznie szybciej niż  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ , wówczas tlen  $^{16}\text{O}$  nie jest wytwarzany przy spalaniu helu. Jeśli natomiast druga z reakcji jest szybsza, nie powstaje węgiel  $^{12}\text{C}$ . Kolejna reakcja  $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$  jest wystarczająco powolna i może być zaniechana.

Panuje ogólna zgodność co do szybkości reakcji  $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$ , tak jak omawia to Barnes [33]. Istnieje jednak żywa kontrowersja co do laboratoryjnego przekroju czynnego dla reakcji  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ , a także co do jego teoretycznej ekstrapolacji do obszaru niskiej energii, przy której reakcja efektywnie zachodzi. Sytuacje przedstawiają rys. 4, 5 i 6 wzięte z pewnymi modyfikacjami z prac Langankego i Koonina [34], Dyera i Barnesa [35] oraz Kettnera i in. [36]. Dane z Caltech-u otrzymane w Laboratorium Kellogga uwidocznione są jako punkty doświadczalne na rys. 4 z pracy Dyera i Barnesa [35], którzy porównali swoje wyniki z obliczeniami teoretycznymi Koonina, Tomrello i Foxa (patrz [35]). Dane grupy z Münster pokazane są jako punkty doświadczalne na rys. 5, wziętym z pracy Kettnera i in. [36], porównane z danymi Dyera i Barnesa [35]. Krzywe teoretyczne dające najlepsze dopasowanie do tych dwóch zestawów danych wzięte są z pracy Langankego i Koonina [34].

Sytuacja staje się oczywista na rys. 6, który pokazuje ekstrapolację czynnika  $S$  od najniższych zmierzonych energii laboratoryjnych ( $\sim 1,4$  MeV) do efektywnej energii  $\sim 0,3$  MeV przy  $T = 1,8 \cdot 10^8$  K — charakterystycznej temperaturze dla spalania tlenu wewnątrz czerwonych olbrzymów. Ekstrapolacja przekroju czynnego daje zmianę o 8 rzędów wielkości! Wzrost czynnika  $S$  pochodzi od wkładu dwóch stanów związanych w jądrze  $^{16}\text{O}$  tuż poniżej progu na reakcję  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ , tak jak to pokazano na rys. 4. Te właśnie wkłady plus różnice w danych różnych laboratoriów przyczyniają się do rozbieżności w ekstrapolowanych wartościach czynnika  $S$ . Zauważmy, że Langanke i Koonin [34] zwiększają ekstrapolację danych z Caltech-u Fowlera, Caughlana, Zimmermana z 1975 r.

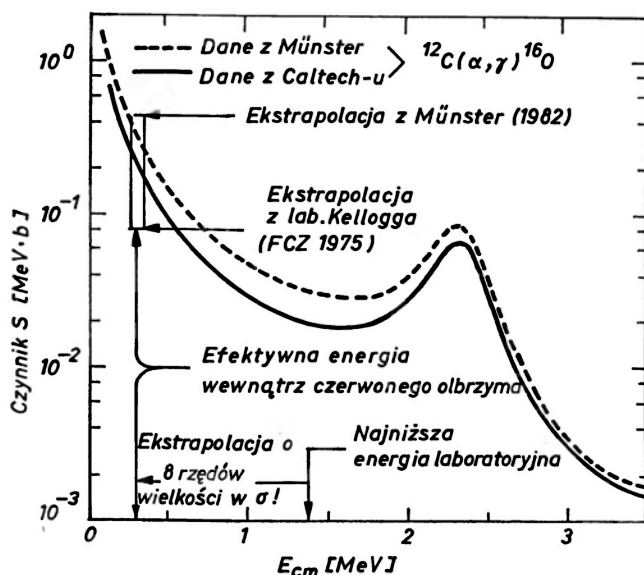


Rys. 4. Przekrój czynny w nanobarnach (nb) dla reakcji  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  zmierzony przez Dyer i Barnes [3] w funkcji energii w układzie środka masy w MeV, porównany z obliczeniami teoretycznymi Koonina, Tombrello i Foxa (patrz [35])



Rys. 5. Przekrój czynny w nanobarnach (nb) dla reakcji  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  w funkcji energii w układzie środka masy. Dane z Münster otrzymali Kettner i in. [36], a dane z Laboratorium Kellogga—Dyer i Barnes [35]. Linie ciągłe odpowiadają obliczeniom teoretycznym Langankego i Koonina [34]

o czynnik 2,7 i obniżają ekstrapolację danych z Münster z roku 1982 o 23%. Pozostaje czynnik 1.6 różniący ekstrapolacje danych z Caltech-u i z Münster. Wszystko to stanowi dla nas lekcję. Półempiryczna ekstrapolacja danych przez eksperymentatorów Dyera i Barnes'a [35] była tylko o 30% poniżej wartości Langankego i Koonina [34], a podany przez nich przedział niepewności obejmował tę wartość. Caughlan i in. [21] stabelaryzowali analizę danych z Caltech-u zrobioną przez Langankego i Koonina [34].



Rys. 6. Czynnik  $S$  w  $[\text{MeV} \cdot \text{barn}]$  w funkcji energii w układzie środka masy dla  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ . Przerzywane i ciągłe linie są teoretycznymi ekstrapolacjami danych odpowiednio z Caltech-u i Münster zrobionymi przez Langankego i Koonina [34]

Po tym wszystkim nie wyda się dziwne, że obydwa laboratoria zaangażowane są w rozszerzenie swoich pomiarów ku niższym energiom z większą precyzją. W dalszej części, przy omawianiu quasi-statycznego spalania krzemu, okaże się, że obfitości powstałych jąder w tym etapie nukleosyntezy zależą częściowo od stosunku ilości  $^{12}\text{C}$  do  $^{16}\text{O}$  powstałych przy spalaniu helu i że różne ekstrapolacje z rys. 6 są w obszarze kluczowym dla ostatecznego wyniku spalania krzemu. Uwagi te nie stosują się do nukleosyntezy w warunkach wybuchu.

Ostatnio zainteresowano się bardzo stosunkiem ilości  $^{12}\text{C}$  do  $^{16}\text{O}$  wyprodukowanych w specjalnych warunkach zapłonów helu w czasie asymptotycznej fazy olbrzymów w ewolucji gwiazd. Gorąca niebieska gwiazda PG 1159-035 wykonuje nieradialne pulsacje z okresami od 460 do 540 sekund i innymi jeszcze dokładnie nie zmierzonymi okresami. Gwiazda ta oczywiście wyewoluowała daleko utraciwszy swą atmosferę wodorową i pozostawiając jedynie gorącego karła o masie ok. 0,6 masy Słońca. Analiza teoretyczna pulsacji przeprowadzona przez Starrfielda i in. i Beckera [37] wymaga znacznych ilości tlenu w obszarach wywołujących pulsacje, gdzie tlen ten jest na przemian jonizowany i neutralizowany. Węgiel jest w tych obszarach całkowicie zjonizowany i zmniejsza tylko

amplitudę drgań. Nie jest jeszcze jasne, czy zapłony helu, które z pewnością prowadzą do reakcji  $3\alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}$  trwają wystarczająco długo, by zainicjować reakcję  ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$  i doprowadzić do wyprodukowania odpowiedniej ilości tlenu. Zobaczymy!

W dalszej części tej pracy rozpad  $\beta^+$  jest oznaczany jako  $(e^+ \nu)$ , gdyż emitowane są zarówno neutrino, jak i pozyton. Podobnie rozpad  $\beta^-$  będzie oznaczany  $(e^- \bar{\nu})$ , ponieważ emitowane są elektron i antyneutrino. Wychwyt elektronu (często oznaczony przez  $\epsilon$ ) będzie opisywany przez  $(e^-, \nu)$ , gdzie przecinek wskazuje, że elektron jest absorbowany, a neutrino emitowane. Podobnie notacje  $(e^+, \bar{\nu})$ ,  $(\nu, e^+)$  i  $(\bar{\nu}, e^+)$  powinny być teraz oczywiste.

Neutrony są produkowane, gdy spalanie helu następuje w warunkach powstałych po dłuższym działaniu cyklu CNO w poprzednim okresie spalania wodoru. Gdy cykl nie dochodzi do końca, wytworzone są obfite ilości  ${}^{13}\text{C}$  w ciągu reakcji  ${}^{12}\text{C}(p, \gamma){}^{13}\text{C}$  ( $e^+ \nu$ )  ${}^{13}\text{C}$ . Przy dalszym spalaniu helu neutrony powstają w reakcji  ${}^{13}\text{C}(\alpha, n){}^{16}\text{O}$ . Gdy cykl dochodzi zaś do końca, głównym produktem ( $> 95\%$ ) pozostaje  ${}^{14}\text{N}$ . Na kolejnym etapie spalania helu w ciągu reakcji  ${}^{14}\text{N}(\alpha, \gamma){}^{18}\text{F}$  ( $e^+ \nu$ )  ${}^{18}\text{O}(\alpha, \gamma){}^{22}\text{Ne}$  powstają jądra  ${}^{18}\text{O}$  i  ${}^{22}\text{Ne}$ , które z kolei dają neutrony poprzez procesy  ${}^{18}\text{O}(\alpha, n){}^{21}\text{Ne}$  ( $\alpha, n$ )  ${}^{24}\text{Mg}$  i  ${}^{22}\text{Ne}(\alpha, n){}^{25}\text{Mg}$ . Jednakże miejsca i okoliczności astrofizyczne, w których neutrony wywołują produkcję ciężkich pierwiastków w procesach  $s$  i  $r$  są do dzisiaj przedmiotem sporów i intensywnych badań (patrz rozdz. 11).

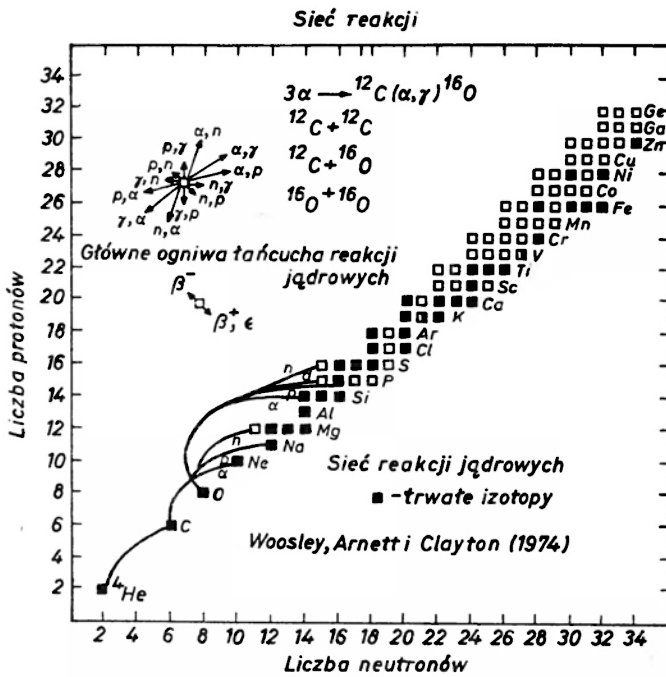
## 6. Spalanie węgla, neonu, tlenu i krzemu

Zaawansowane procesy spalania dyskutowane w tym rozdziale wiążą się z reakcjami przedstawionymi na rys. 7. Ze względu na wysoką temperaturę, przy której ten ciąg reakcji może przebiegać, jądra radioaktywne żyją dostatecznie długo, by służyć jako tarcze w reakcjach. Ponadto, również stany wzbudzone trwałych jąder są licznie obsadzone i mogą również stanowić tarcze. Wyznaczenie jądrowych przekrojów czynnych i gwiazdowych prawdopodobieństw reakcji dla około 1000 reakcji w ciągu wiąże się i jeszcze długo będzie się wiązało z dużymi nakładami pracy doświadczalnej i teoretycznej.

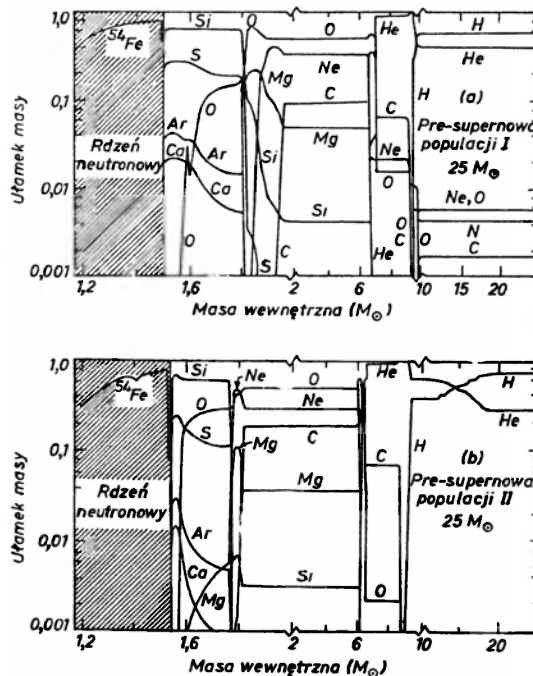
Niniejsza dyskusja dotyczy dostatecznie masywnych gwiazd, w których w miarę ewolucji jąder w różnych etapach spalania omawianych w tym rozdziale nie zachodzi degeneracja elektronów. W gwiazdach o mniejszej masie degeneracja elektronów może przerwać dalszą ewolucję jąder na pewnym etapie, z katastrofalnymi skutkami prowadzącymi w efekcie do rozpadu układu gwiazdowego. Szczególnie pouczający powinien być pod tym względem rys. 8, a zwłaszcza 8a. Rys. 8 wzięty z pracy Woosleya i Weavera [38], a jego bardziej szczegółowa, nowsza wersja pokazana na rys. 9 z pracy Weavera, Woosleya i Fullera [39]. Rys. 8a stosuje się do przedwybuchowego stadium młodej (populacja I) gwiazdy o masie 25 mas słonecznych i pokazuje wyniki spalania różnych jąder w następujących przedziałach masy:

- 1)  $> 10 M_{\odot}$ , konwekcyjna powłoka z pewnym wkładem cyklu CNO;
- 2) 7–10  $M_{\odot}$ , głównie produkty spalania wodoru;
- 3) 6.5–7  $M_{\odot}$ , produkty spalania helu;
- 4) 1.9–6.5  $M_{\odot}$ , produkty spalania węgla;



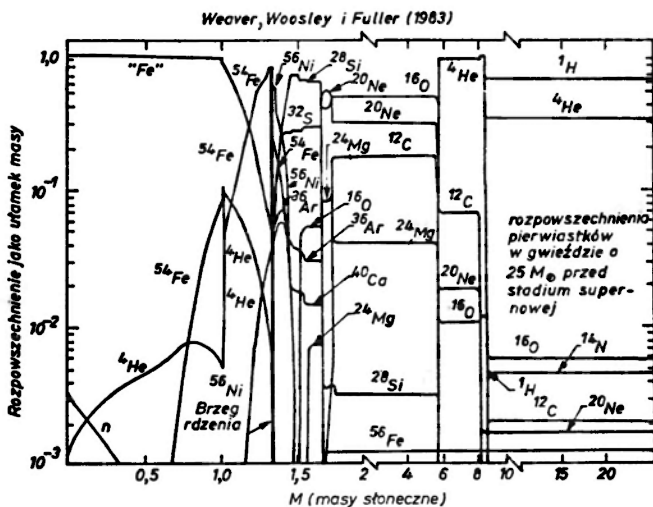


Rys. 7. Sieć reakcji nukleosynety, w których biorą udział najważniejsze trwałe i promieniotwórcze jądra z  $N$  w granicach 2–34 i  $Z$  w granicach 2–32. Stabilne jądra oznaczone są zaczerkionymi kwadratami, promieniotwórcze jądra oznaczono pustymi kwadratami



Rys. 8. Ułamki masy odpowiadające różnym pierwiastkom w gwiazdzie przed stadiem supernowej w funkcji zwiększającej się masy wewnętrznej części gwiazdy od zera w środku gwiazdy do  $25 M_{\odot}$  — całkowitej masy wg pracy Woosleya i Weaver'a [38]; a) gwiazda populacji I, b) gwiazda populacji II

- 5)  $1.8-1.9 M_{\odot}$ , produkty spalania neonu;  
 6)  $1.5-1.8 M_{\odot}$ , produkty spalania tlenu;  
 7)  $< 1.5 M_{\odot}$ , produkty spalania krzemu w częściowo zneutronizowanym rdzeniu nie są pokazane szczegółowo, ale składają się głównie z żelaza  $^{54}\text{Fe}$  jak również ze znacznych ilości innych, bogatych w neutrony jąder jak  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{50}\text{Ti}$ ,  $^{54}\text{Cr}$ ,  $^{58}\text{Fe}$ . Jądra  $^{54}\text{Fe}$ ,  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{50}\text{Ti}$  mają  $N = 28$  czyli zamkniętą podpowłokę neutronową. Oba rysunki 8a i 8b dotyczą okresu tuż po rozpoczęciu zapadania się rdzenia pod wpływem rozpadów wywoływanych fotonami, podtrzymywanego przez zmniejszenie się ciśnienia zewnętrznego dzięki wychytowi elektronów i prowadzącego do prawie całkowitej neutronizacji rdzenia.

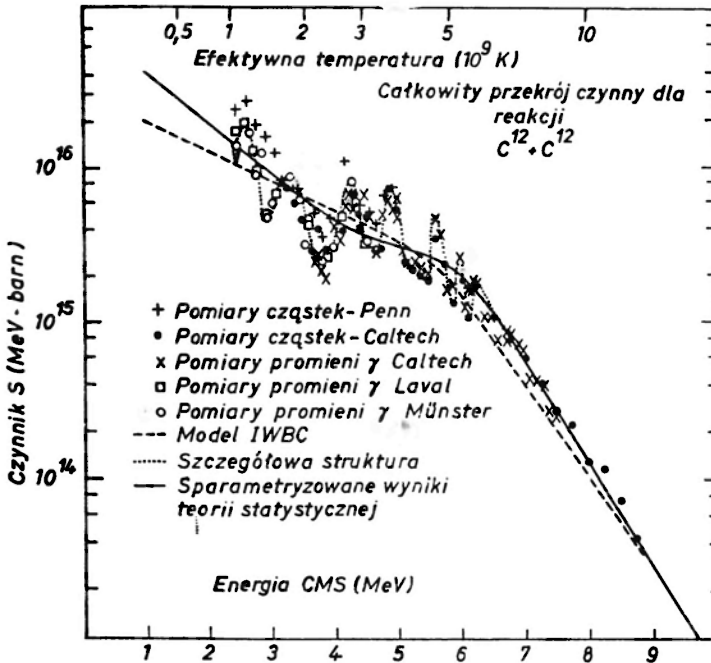


Rys. 9. Ułamki masy odpowiadające różnym pierwiastkom w gwiazdzie populacji I o masie  $25 M_{\odot}$  przed stadium supernowej, w funkcji zwiększającej się masy wewnętrznej części gwiazdy, wg Weavera, Woosleya i Fullera [39]

Trzeba zdawać sobie sprawę z tego, że różne etapy spalania następowały początkowo w centralnych częściach gwiazdy i w końcu w powłoce otaczającej ten obszar. Kolejne stadia zmieniają wewnętrzną część obszaru, w którym zachodził poprzedni etap spalania. Na przykład, w gwiazdach o masie równej 25 masom słonecznym z populacji I z rys. 8a spalanie węgla miało miejsce w centralnym obszarze o masie 6,5 mas słonecznych, a skład wewnętrznego obszaru o masie 1,9 mas Słońca został zmodyfikowany przez kolejne spalanie Ne, O i Si.

Spalanie helu wywołuje powstanie rdzenia gwiazdy, złożonego głównie z węgla  $^{12}\text{C}$  i tlenu  $^{16}\text{O}$ . Po kontrakcji rdzenia temperatura i gęstość wzrastają aż do chwili, gdy zapala się węgiel przy syntezie  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ . Czynniki  $S$  dla całkowitego prawdopodobieństwa reakcji pokazany na rys. 10, wzięty ze str. 213 pracy [33], jest oparty na pomiarach w kilku laboratoriach. Ekstrapolacja do niskich energii astrofizycznych jest niepewna, jak widać na rys. 10, i pilnie potrzebne są nowe wyniki badań doświadczalnych i teoretycznych. Przy najniższej energii wiązki, 2,4 MeV, przekrój czynny wynosi  $\sim 10^{-8}$  barna. Jednak dla typowej energii 1.7 MeV przy temperaturze spalania  $6 \cdot 10^8$  K ekstrapolowana wartość prze-

roku czynnego wynosi  $10^{-13}$  barna. Głównym produktem spalania węgla jest  $^{20}\text{Ne}$  powstający przede wszystkim w reakcji  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ . Zdarzają się też reakcje  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)^{23}\text{Na}$  i  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, n)^{23}\text{Mg}(e^+ \nu)^{23}\text{Na}$ , jak również wiele innych reakcji drugiego rzędu jak  $^{23}\text{Na}(p, \alpha)^{20}\text{Ne}$ . Gdy  $^{12}\text{C}$  jest wyczerpany, głównymi pozostającymi składnikami są  $^{20}\text{Ne}$  i  $^{16}\text{O}$ . W miarę jak temperatura rośnie podczas dalszego grawitacyjnego kurczenia,  $^{20}\text{Ne}$  jest niszczone poprzez rozpady  $^{20}\text{Ne}(\gamma, \alpha)^{16}\text{O}$ . Dzieje się tak, ponieważ cząstka  $\alpha$  w  $^{20}\text{Ne}$  związana jest z  $^{16}\text{O}$  o zamkniętej powłoce energią równą zaledwie 4.731 MeV. Dla porównania, w  $^{16}\text{O}$  energia wiązania cząstki  $\alpha$  wynosi 7.162 MeV.

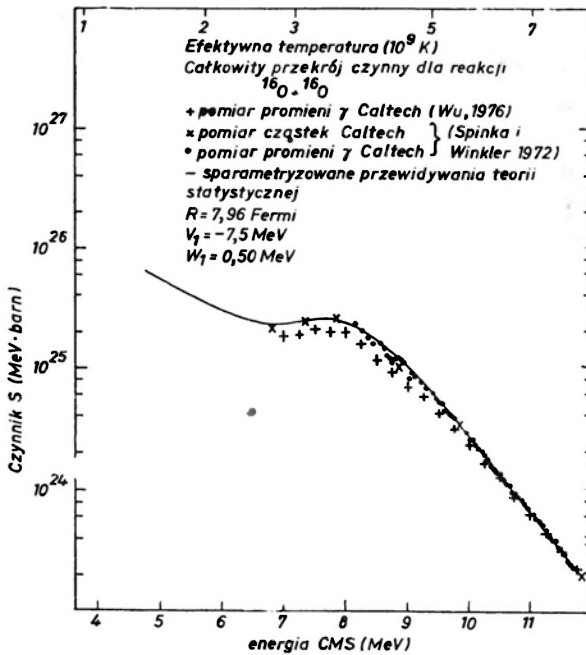


Rys. 10. Czynniki  $S$  dla całkowitego przekroju czynnego ( $\text{MeV} \cdot \text{barn}$ ) dla syntezy  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ , w funkcji energii w układzie środka masy. Dane pochodzą z kilku laboratoriów i krzywa kropkowana oddaje schematycznie ich szczegółową strukturę. Pokazane są dwie krzywe, przerywana i ciągła, będące wynikiem dopasowania parametrów do danych przy zaniedbaniu ich szczegółowej struktury

W następnym stadium spala się tlen podczas syntezy  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ . Czynniki  $S$  dla całkowitego prawdopodobieństwa reakcji pokazany jest na rys. 11 według danych otrzymanych w Laboratorium Kellogga w Caltech-u. Praca Hulkego, Rolfsa i Trautvettera [40] wykonana przy użyciu detekcji promieni  $\gamma$  jest w niezłej zgodności z pomiarami promieni  $\gamma$  z Caltech-u. Podobnie jak w przypadku  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  ekstrapolacja do niskich astrofizycznych energii jest niepewna, pomimo że tylko jedna z ekstrapolacji jest pokazana na rys. 11. Głównym produktem spalania tlenu jest  $^{28}\text{Si}$  powstający w pierwotnej reakcji  $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, \alpha)^{28}\text{Si}$  i innych reakcjach drugiego rzędu. W pewnych warunkach reakcje wywołane przez neutrony dają znaczne ilości  $^{30}\text{Si}$ . Spalanie tlenu może prowadzić do powstania jąder z małą ale istotną przewagą liczby neutronów nad liczbą protonów.

Zapłon krzemu sygnalizuje znaczną zmianę jeśli chodzi o istotę reakcji syntezy. Bariera

kulombowska pomiędzy dwoma jądrami  $^{28}\text{Si}$  jest zbyt duża, aby w reakcji syntezy mogło dojść do powstania złożonego jądra  $^{56}\text{Ni}$  wprost przy panującej temperaturze  $T_9 = 3-5$  i gęstości  $\rho = 10^5-10^9 \text{ g/cm}^3$ . Jednakże jądra  $^{28}\text{Si}$  i kolejne produkty łatwo rozpadają się pod wpływem fotonów w reakcjach  $(\gamma, \alpha)$ ,  $(\gamma, n)$  i  $(\gamma, p)$ . W miarę postępowania spalania krzemu coraz więcej  $^{28}\text{Si}$  redukuje się do nukleonów i cząstek  $\alpha$ , które z kolei mogą być wychwytywane przez pozostałe jądra  $^{28}\text{Si}$  pozwalając na budowę sieci jąder z rys. 7 aż do grupy w okolicy żelaza. Głównym produktem przy wybuchowym spalaniu krzemu jest  $^{56}\text{Ni}$ , który przekształca się w końcu poprzez dwa rozpady beta w żelazo  $^{56}\text{Fe}$ .

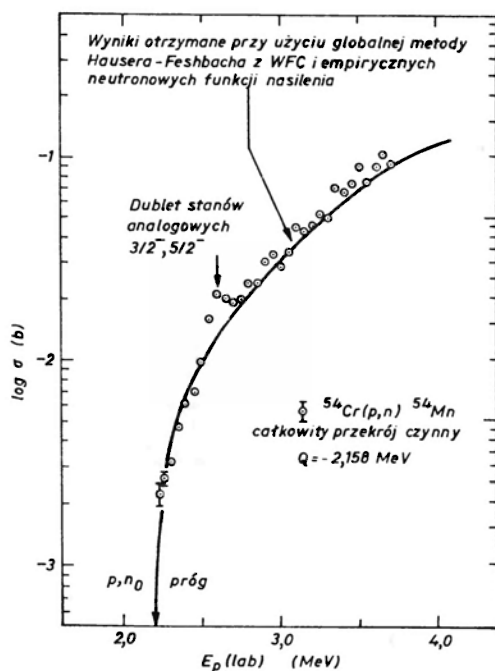


Rys. 11. Czynniki  $S$  dla całkowitego przekroju czynnego (w MeV-barn) dla syntezy  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ , w funkcji energii w układzie środka masy. Dane doświadczalne pochodzące z kilku pomiarów w Caltech-u pokazane wraz z krzywą ciągłą — wynikiem teoretycznym z dopasowaniem parametrów

Przy quasi-statycznym spalaniu krzemu oddziaływania słabe są na tyle szybkie, że głównym produktem jest  $^{54}\text{Fe}$  mający o dwa neutrony więcej niż wynosi liczba protonów. Ze względu na ważną rolę cząstek  $\alpha$  ( $\alpha$ ) i nieubłagane dążenie do równowagi ( $e$ ) wiążące się z jądrami o masach w okolicy 56, które mają najwyższe ze wszystkich jąder energie wiązania na nukleon, autorzy pracy B<sup>2</sup>FH [18] rozłożyli to, co się obecnie nazywa spalaniem krzemu na zaproponowane przez nich procesy  $\alpha$  i procesy  $e$ . Quasi-równowagowe rachunki dla spalania krzemu wykonali Bodansky, Clayton i Fowler [41], którzy cytują oryginalne prace rozważające podstawowe prawa spalania krzemu. Nowoczesne komputery pozwalają na wykonanie szczegółowych obliczeń dla całej sieci procesów, tak jak dyskutują to autorzy prac [38] i [39].

Szerokie badania laboratoryjne reakcji spalania krzemu omówiono w pracy [33]. Rysunki 12 i 13 wzięte są z pracy Zyskinda i in. [42] i pokazują laboratoryjne krzywe

wzbudzenia dla reakcji  $^{54}\text{Cr}(p, n)^{54}\text{Mn}$  i  $^{54}\text{Cr}(p, \gamma)^{55}\text{Mn}$ . Neutrony powstałe w pierwszej z tych reakcji zwiększają liczbę dostępnych neutronów przy spalaniu krzemu, ale nie dają bezpośredniego wkładu do syntezy  $^{55}\text{Mn}$  w drugiej reakcji. W rzeczywistości, powyżej progu przy 2.158 MeV reakcja  $(p, n)$  silnie konkuruje z reakcją  $(p, \gamma)$ , która dominuje i daje wyraźne „ostrze” (*cusp*) na krzywej wzbudzenia z rys. 13. Konkurencyjny mechanizm rozpadu jądra złożonego wytwarzanego w reakcjach jądrowych był wcześniej zauważony przez Nielsa Bohra, tak więc „ostrza” może powinny być nazwane *ostrzami Bohra*. Powstają

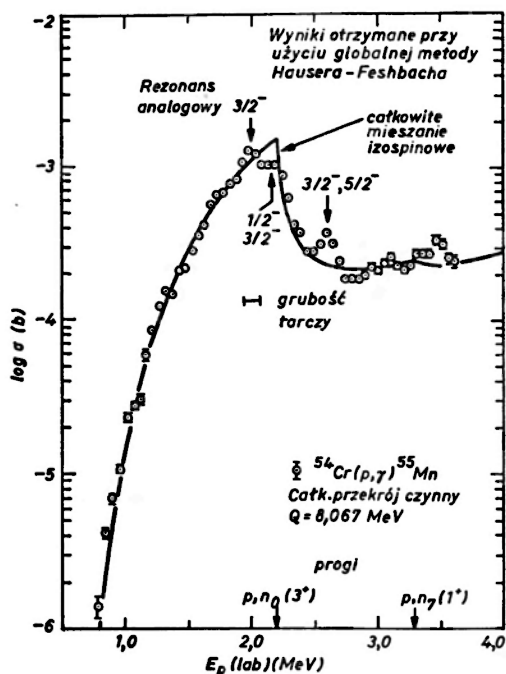


Rys. 12. Całkowity przekrój czynny w barnach scałkowany po kątach cząstek wychodzących, w funkcji laboratoryjnej energii protonu w MeV dla reakcji  $^{54}\text{Cr}(p, n)^{54}\text{Mn}$ . Dane Zyskinda i in. [42] porównano z nie unormowanymi wynikami rachunków według globalnej metody Hausera-Feshbacha zrobionymi przez Woosleya i in. [23]

one z tej samej przyczyny, ale nie są tym samym co znane od dawna *ostrza Wignera*. Widać z rys. 13, że prawdopodobieństwo reakcji  $^{54}\text{Cr}(p, \gamma)^{55}\text{Mn}$  przy bardzo wysokiej temperaturze jest właśnie ze względu na „ostrze” o rząd wielkości mniejsze, niż gdyby ostrza nie było.

Mangan ma tylko jeden izotop,  $^{55}\text{Mn}$ . Mangan istniejący w przyrodzie powstał w quasi-statycznym spalaniu krzemu, najprawdopodobniej w reakcji  $^{54}\text{Cr}(p, \gamma)^{55}\text{Mn}$ , omawianej w poprzednim akapicie. Sieć reakcji rozciąga się aż do  $^{54}\text{Cr}$  i dalej aż do  $^{55}\text{Mn}$ .  $^{51}\text{V}(\alpha, \gamma)^{55}\text{Mn}$  i  $^{52}\text{V}(\alpha, n)^{55}\text{Mn}$  mogą też brać udział, zwłaszcza w wybuchowym spalaniu krzemu. Synteza  $^{55}\text{Mn}$  wiąże się z równowagą pomiędzy jego produkcją i rozpadami. W quasi-statycznym spalaniu krzemu reakcje rozpadu  $^{55}\text{Mn}$  to najprawdopodobniej

$^{55}\text{Mn}(p, \gamma)^{56}\text{Fe}$  i  $^{55}\text{Mn}(p, n)^{55}\text{Fe}$ , dyskutowane i ilustrowane w pracy Mitchella i Sargooda [43]. Reakcje  $^{55}\text{Mn}(\alpha, \gamma)^{59}\text{Co}$ ,  $^{55}\text{Mn}(\alpha, p)^{58}\text{Fe}$  i  $^{55}\text{Mn}(\alpha, n)^{58}\text{Co}$  też mogą powodować część rozpadów  $^{55}\text{Mn}$  przy wybuchowym spalaniu krzemu. Na rysunkach omawianych w rozdz. 8 będzie widać, że rachunki przebiegu syntezy  $^{55}\text{Mn}$  dają wartości zbliżone do rzeczywistej obfitości tego pierwiastka w Układzie Słonecznym. Niestety, nie można tego powiedzieć o wielu innych pierwiastkach.

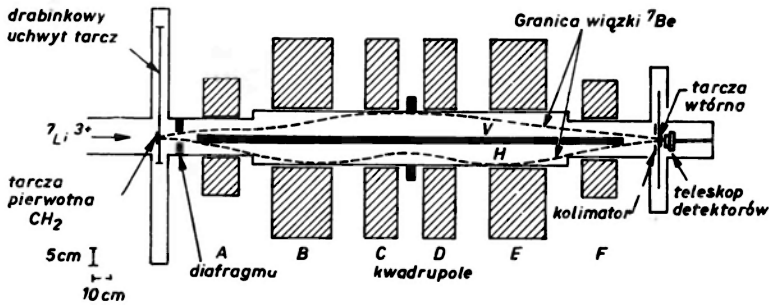


Rys. 13. Całkowity przekrój czynny w barnach scałkowany po kątach cząstek wychodzących, w funkcji laboratoryjnej energii protonu w MeV dla reakcji  $^{54}\text{Cr}(p, \gamma)^{55}\text{Mn}$ . Dane Zyskinda i in. [42] porównano z nie unormowanymi wynikami rachunków według globalnej metody Hausera-Feshbacha zrobionymi przez Woosleya i in. [23]

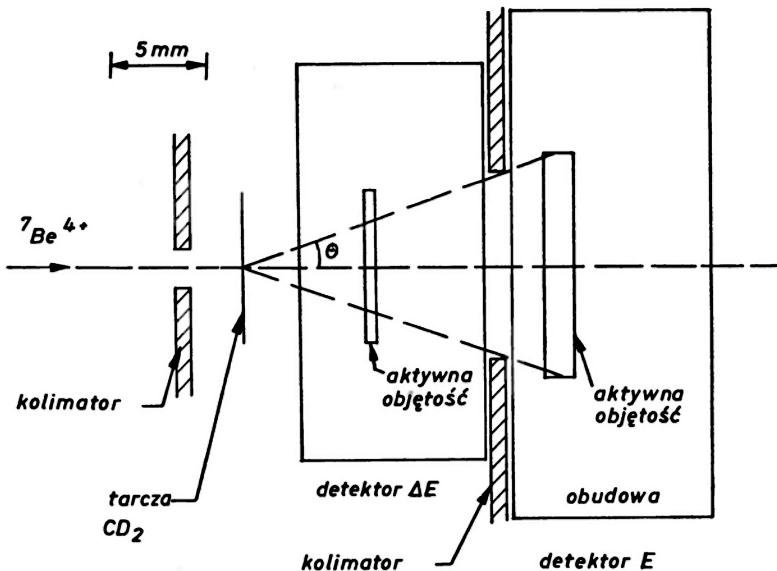
Laboratoryjne pomiary związane z reakcją spalania krzemu dotyczą na razie tylko około 20% reakcji w sieci pokazanej na rys. 7, w których tarczę stanowią jądra trwałe. Bezpośrednie pomiary dla krótko żyjących jąder radioaktywnych i dla stanów wzbudzonych są obecnie niewykonalne. Z tego względu bardzo obiecujące wydają się próby wytworzenia wiązek jąder promieniotwórczych. Richard Boyd i Haight i in. [44] są pionierami w rozwijaniu tej techniki. Rysunki 14 i 15 pokazują system transportu wiązki zaprojektowany przez Haighta i in. [44], dzięki któremu wytworzono przyspieszone wiązki  $^7\text{Be}$  i  $^{13}\text{N}$  oraz pomyślnie zmierzono przekrój czynny dla reakcji  $^2\text{H}(^7\text{Be}, ^8\text{B})n$ , który wynosi  $59 \pm 11$  mb dla wiązki jonów  $^7\text{Be}$  o energii 16.9 MeV. Równoważna energia w układzie środka masy dla reakcji  $^7\text{Be}(d, n)^8\text{B}$  wynosi 3.8 MeV. Moim zdaniem, ciągłe rozwijanie i stosowanie techniki wiązek radioaktywnych jonów może przynieść w przyszłej dekadzie najbardziej podniecające wyniki w laboratoryjnej astrofizyce jądrowej. Przykładowo,

prawdopodobieństwo reakcji  $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ , którą będzie można badać w postaci  $^1\text{H}(^{13}\text{N}, \gamma)^{14}\text{O}$  ma kluczowe znaczenie dla przebiegu tzw. szybkiego cyklu CN.

W każdym razie stało się od pewnego czasu jasne, że wyniki doświadczalne dotyczące spalania krzemu muszą być usystematyzowane i uzupełnione zadowalającą teorią. Na szczęście, w wielu wypadkach wystarczają teoretyczne wartości średnich przekrojów czynnych. Jest tak, ponieważ gwiazdowe prawdopodobieństwa reakcji zawierają przekroje czynne scałkowane z rozkładem Maxwella–Boltzmanna. Dla większości reakcji spalania krzemu rezonanse w przekroju czynnym są blisko położone, a nawet zachodzą na siebie, co powoduje, że pod wpływem całkowania w szerokim zakresie energii szczegółowa struktura przekroju czynnego zostaje automatycznie uśredniona. Idealny do tego celu jest statystyczny model reakcji jądrowych zaproponowany przez Hausera i Feshbacha [45], który daje już uśrednione przekroje czynne. Zgodnie z tą ideą Holmes, Woosley, Fowler i Zimmerman [46] podjęli próbę rozwinięcia *globalnej, sparametryzowanej* teorii Hausera–



Rys. 14. Układ do transportu wiązki jąder promieniotwórczych zaprojektowany przez Haighta i in. [44]



Rys. 15. Szczegóły tarczy i detektora w układzie do transportu wiązki Haighta i in. [44]



Feshbacha i przygotowania programu numerycznego dla astrofizyki jądrowej. Praca [23] jest kontynuacją tych badań. Swobodnymi parametrami są promień, głębokość i kompensujący czynnik odbicia dla ciała czarnego — prostokątnej studni potencjalnej, równoważnej potencjałowi Woodsa–Saxona charakteryzującemu oddziaływanie pomiędzy  $n$ ,  $p$  lub  $\alpha$  z jądrami o liczbie  $Z \geq 8$ . Dwa parametry muszą być zarezerwowane dla dopasowania natężeń elektrycznych i magnetycznych przejść dipolowych promieniowania gamma. Słabe oddziaływania muszą również być uwzględnione, a sposoby zrobienia tego omówimy później w rozdz. 7.

Parametry wybrane początkowo dla reakcji  $n$ ,  $p$  i  $\alpha$  wzięte zostały z wcześniejszej pracy Michauda i Fowlera [47], których wyniki uzależnione są silnie od wyników Vogta (patrz [47]). Parametry te oraz parametry wybrane dla oddziaływań słabych i elektromagnetycznych wyszły zwycięsko z porównania teorii z całym zalewem danych laboratoryjnych. Rozwinięto bardziej wyszukane metody używające doświadczalnych neutronowych funkcji nasilenia zamiast funkcji otrzymywanych z modelu prostokątnej studni potencjału lub też używające realistycznych potencjałów Woodsa–Saxona dla wszystkich oddziaływań, jak to zrobił Mann [48]. Dodatkowe znaczne polepszenie zgodności teorii z doświadczeniem uzyskuje się uwzględniając poprawki od fluktuacji szerokości, tak jak opisują to Zyskind i in. [49].

Wiadomo doskonale, że zawsze można tak wybrać swobodne parametry, żeby dopasować przekroje czynne i prawdopodobieństwa dowolnej reakcji jądrowej z osobna. Nie można tego jednak dokonać w programie *globalnym*. Parametry są w zasadzie wyznaczone metodą najmniejszych kwadratów łącznie dla wszystkich reakcji, dla których dostępne są dane doświadczalne. Jako przykład może służyć wykres na str. 307 w pracy [46]. Na tej podstawie uzyskuje się wiarygodne przewidywania dla reakcji, dla których nie ma wyników doświadczalnych.

Pierwotny program z prac [46, 23] dawał prawdopodobieństwa reakcji w postaci numerycznej bądź analitycznej w funkcji temperatury. Możliwe są porównania ze scałkowanym laboratoryjnym przekrojem czynnym dla podstawowych stanów jąder tarczy. Używając tej samej *globalnej* parametryzacji, która stosuje się do reakcji jąder trwałych w stanie podstawowym, program teoretyczny pozwala na obliczenie prawdopodobieństw reakcji dla stanów podstawowych jąder trwałych i nietrwałych. Sumowanie z wagami statystycznymi wkładów od stanów podstawowych i wzbudzonych czyli teoretycznych funkcji gęstości poziomów daje gwiazdowe prawdopodobieństwo reakcji dla równowagowych populacji statystycznych stanów jądrowych. Po zsumowaniu konieczne jest podzielenie przez funkcję rozkładu dla jąder tarczy. Sparаметryzowane, analityczne wyrażenia dla funkcji rozkładu jąder o liczbie  $Z$  zawartej w granicach  $8 \leq Z \leq 36$  podane są w tabl. 2a w pracy [23] jako funkcje temperatury w zakresie  $0 \leq T \leq 10^{10}$  K.

Sargood [50] porównywał dane doświadczalne z kilku laboratoriów dla protonów i cząstek  $\alpha$  reagujących z 80 jądrami tarczy w stanie podstawowym, z przewidywaniami teoretycznymi pracy [23]. Stosunek wyników modelu statystycznego do wyników pomiarów laboratoryjnych dla 12 przypadków pokazano w tabl. 3 dla temperatur w zakresie  $1 \leq T \leq 5 \cdot 10^9$  K. Podwójne wartości dla  $^{27}\text{Al}(p, n)^{27}\text{Si}$  oznaczają, że pomiary pochodzą z dwóch różnych laboratoriów. Sprawiedliwe wydaje się stwierdzenie, że teoria zgadza się z doświadczeniem z dokładnością do 50% z kilkoma wyraźnymi wyjątkami. Mówiąc

językiem potocznym, coś się zyskuje i coś się traci. Dla lekkich jąder tarczy z tabl. 3, szczególnie przy niskiej temperaturze, globalne, średnie prawdopodobieństwa mogą być błędne tam, gdzie na krzywej wzbudzeń dla tej reakcji przy niskiej energii jest więcej (i to silniejszych) lub mniej (i to słabszych) rezonansów niż się przewiduje.

Tablica 3. Porównanie wyników obliczeń modelu statystycznego z danymi doświadczalnymi (I). Stosunki szybkości reakcji (stan podstawowy tarczy) wzięte z pracy [23] do szybkości reakcji z pomiarów (1970–1982) w Bombaju, Caltech-u, Colorado, Kentucky, Melbourne i Toronto

Reakcja	$T_0 = T/10^9 \text{ K}$				
	1	2	3	4	5
$^{23}\text{Na}(p, n)^{23}\text{Mg}$	1.4	1.2	1.1	1.1	1.0
$^{25}\text{Mg}(p, \gamma)^{26}\text{Al}$	1.2	1.1	1.0	0.9	0.8
$^{25}\text{Mg}(p, n)^{26}\text{Al}$	1.1	1.0	0.9	0.8	0.8
$^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$	3.7	2.1	1.5	1.3	1.1
$^{27}\text{Al}(p, n)^{27}\text{Si}$	1.8	1.4	1.3	1.3	1.2
	0.9	0.9	0.9	1.0	1.0
$^{28}\text{Si}(p, \gamma)^{29}\text{P}$		1.2	1.3	1.2	0.9
$^{28}\text{Si}(p, \gamma)^{30}\text{P}$		1.0	1.6	1.6	1.5
$^{39}\text{K}(p, \gamma)^{40}\text{Ca}$	15	4.5	3.0	2.6	2.5
$^{41}\text{K}(p, \gamma)^{42}\text{Ca}$	0.5	0.5	0.5	0.4	0.4
$^{41}\text{K}(p, n)^{41}\text{Ca}$	0.8	1.0	1.1	1.2	1.3
$^{40}\text{Ca}(p, \gamma)^{41}\text{Sc}$				0.1	0.2
$^{42}\text{Ca}(p, \gamma)^{43}\text{Sc}$	1.3	1.4	1.4	1.4	1.3
	0.8	1.1	1.3	1.4	1.4

Sargood [50] porównał również stosunek gwiazdowych prawdopodobieństw reakcji z jądrami tarczy o termicznym rozkładzie stanów podstawowych i wzbudzonych do prawdopodobieństw przy wszystkich jądrach tarczy w stanie podstawowym. Te ostatnie są oczywiście wyznaczone z pomiarów laboratoryjnych. Pewna liczba przypadków dla  $T = 5 \cdot 10^9 \text{ K}$  jest stabelaryzowana w tabl. 4. W wielu przypadkach, szczególnie dla reakcji produkujących promienie  $\gamma$ , stosunek prawdopodobieństw gwiazdowych do laboratoryjnych jest bliski jedności. W innych wypadkach stosunek ten sięgać może wielu rzędów wielkości. Dzieje się tak z kilku przyczyn. Często się to zdarza, gdy stan podstawowy oddziaływać może tylko w falach parcjalnych o wysokim momencie pędu, co daje małe czynniki penetracji i w efekcie małe przekroje czynne i prawdopodobieństwa. Przypomina to podstawowe założenie przy przewidywaniu gwiazdowych szybkości reakcji: zakłada się mianowicie, że teoria statystyczna dobrze przewidująca wyniki dla stanów podstawowych, równie dobrze przewiduje wyniki dla stanów wzbudzonych. Założenie to często jest niesłuszne. Bahcall i Fowler [51] pokazali, że w kilku przypadkach pomiary laboratoryjne rozpraszania nieelastycznego prowadzącego do jakichś stanów wzbudzonych mogą być wykorzystane pośrednio do wyznaczenia przekrojów czynnych na wzbudzenie tych stanów.

Ward i Fowler [52] zbadali szczegółowo okoliczności, przy których długo żyjące stany izomeryczne nie dochodzą do równowagi ze stanami podstawowymi. Gdy to następuje, konieczne jest włączenie do obliczeń sieci reakcji oddzielnych prawdopodobieństw dla

Tablica 4. Stosunek gwiazdowych do laboratoryjnych prawdopodobieństw reakcji  $\langle\sigma v\rangle^*/\langle\sigma v\rangle^0$  (wzięte z [23, 50]). Temperatura =  $5 \times 10^8$  K

Jądro tarczy	Reakcja								
	(n, $\gamma$ )	(n, p)	(n, $\alpha$ )	(p, $\gamma$ )	(p, n)	(p, $\alpha$ )	( $\alpha$ , $\gamma$ )	( $\alpha$ , n)	( $\alpha$ , p)
$^{20}\text{Ne}$	0.959	12.2	4.98	0.954	34.1	6.86	0.907	4.90	1.29
$^{21}\text{Ne}$	0.808	6.15	1.13	0.818	1.78	1.95	0.943	0.985	1.37
$^{22}\text{Ne}$	0.917	159	22.1	0.895	5.11	2.72	0.968	0.996	2.46
$^{23}\text{Na}$	0.897	4.95	9.70	0.890	2.27	0.944	0.826	1.30	0.918
$^{24}\text{Mg}$	0.939	20.4	7.30	0.924	120	15.0	0.835	4.70	1.04
$^{25}\text{Mg}$	0.905	5.05	3.18	0.862	3.48	5.02	0.958	0.973	1.10
$^{26}\text{Mg}$	0.968	71,4	53.8	0.958	8.05	4.92	0.974	1.00	1.41
$^{27}\text{Al}$	0.934	4.12	10.9	0.913	3.22	1.14	0.905	1.13	0.972
$^{28}\text{Si}$	0.976	6.51	7.26	0.950	140	23.5	0.933	3.55	1.02
$^{29}\text{Si}$	0.943	8.67	3.34	0.907	3.18	50.1	0.927	0.964	1.18
$^{30}\text{Si}$	0.989	89.4	28.6	0.982	2.99	6.63	0.973	1.01	1.09
$^{31}\text{P}$	0.972	2.63	18.4	0.901	3.77	1.11	0.969	1.70	0.978
$^{32}\text{S}$	0.988	2.33	1.57	0.980	90.1	7.35	0.975	3.79	1.00
$^{33}\text{S}$	0.943	1.46	1.06	0.920	4.73	3.24	0.916	0.995	1.01
$^{34}\text{S}$	1.00	25.8	13.1	0.979	8.02	2.02	0.964	1.05	1.02
$^{36}\text{S}$	0.998	428	95.9	1.00	1.00	1.02	0.995	1.00	1.68
$^{35}\text{Cl}$	0.972	1.19	3.06	0.948	4.48	1.05	0.945	1.23	0.992
$^{37}\text{Cl}$	0.994	26.0	13.7	0.987	1.00	1.00	0.985	1.00	0.995

stanów podstawowych i izomerów. Przykładem budzącym duże zainteresowanie jest jądro  $^{26}\text{Al}$ . Stan podstawowy ma spin i parzystość  $J^\pi = 5^+$  oraz izospin  $T = 0$ . Czas życia dla emisji pozytonu dającej jądro  $^{26}\text{Mg}$  wynosi  $10^6$  lat. Izomeryczny stan przy energii 0.228 MeV ma  $J^\pi = 0^+$ ,  $T = 1$  i średni czas życia 9.2 sekundy. Ward i Fowler [52] pokazali, że stan ten nie dochodzi do równowagi ze stanem podstawowym dla  $T < 4 \cdot 10^8$  K. Przy tak niskich temperaturach oba stany — podstawowy  $^{28}\text{Al}$  i izomeryczny muszą być uwzględnione w sieci reakcji z rys. 7.

## 7. Astrofizyczne prawdopodobieństwa dla oddziaływań słabych

Słabe oddziaływania jądrowe w połączeniu z oddziaływaniami silnymi odgrywają ważną rolę w procesach astrofizycznych, tak jak to pokazano na rys. 7. Tylko dzięki oddziaływaniom słabym może się zmieniać całkowita liczba neutronów i protonów w materii jądrowej podczas ewolucji, zapadania się i wybuchów gwiazd. Formowanie się gwiazdy neutronowej wymaga, żeby protony w zwykłej materii gwiazdowej wychwytywały elektrony. Zapadanie grawitacyjne rdzenia supernowej typu II jest opóźniane, dopóki pozostają elektrony wywierające ciśnienie na zewnątrz.

Wieloletnie prace doświadczalne i teoretyczne nad prawdopodobieństwami pochodzącymi od oddziaływań słabych w Laboratorium Kellogga i w innych miejscach uwieńczone zostały wynikami, które są przedstawione w tablicach w pracy [53] Fullera, Fowlera i Newmana. Dotyczą one prawdopodobieństwa emisji elektronów i pozytonów, wychwytu elektronów i pozytonów o widmie ciągłym jak również związanych z tym współczynników strat energii neutrin przy oddziaływaniu ze swobodnymi nukleonami oraz z 226 jądrami o liczbach masowych pomiędzy  $A = 21$  i  $A = 60$ . Rozszerzanie do niższych i wyższych wartości  $A$  jest w trakcie przygotowywania.

Rachunki te uzależnione były ściśle od wyników doświadczalnych z Laboratorium Kellogga dla elementów macierzowych Gamowa–Tellera dla 87 dyskretnych przejść w jądrach o pośrednich masach, uzyskanych przez Wilsona, Kavanagha i Manna [54]. Większość doświadczalnych elementów macierzowych dla przejść Fermiego i Gamowa–Tellera jak również dane dotyczące poziomów jądrowych zostały wzięte z tablic podanych w pracy Lederera i Shirleya [55]. Nie zmierzonym elementom macierzowym dla przejść dozwolonych przyporządkowano średnie wartości, tak jak to zostało opisane w drugiej z prac [53]. Te wartości średnie równe były  $|M_F|^2 = 0.062$  i  $|M_{GT}|^2 = 0.039$ , co odpowiadało  $\log ft = 5$ , gdzie  $f$  jest czynnikiem przestrzeni fazowej, a  $t$  — połowicznym czasem życia dla przejścia. Fizycy jądrowi tradycyjnie mówią o wartościach  $\log ft$  w związku z prawdopodobieństwami słabych procesów.

Proste argumenty związane z modelem powłokowym zostały wykorzystane dla oszacowania reguł sum Gamowa–Tellera i energii wzbudzenia kolektywnych stanów rezonansowych. Oszacowania te okazały się niezłym przybliżeniem dla jąder  $T^<$  i  $T^>$  w ostatnich dokładnych pomiarach dla reakcji  $p, n$ , a także  $^3\text{T}$ ,  $^3\text{He}$  wykonanych odpowiednio przez Goodmana i in. oraz Ajzenberga–Selove i in. [56].  $T^<$ , gdzie  $T \equiv |N - Z|$ , oznacza tu na przykład  $^{56}\text{Fe}$ , dla którego  $T = 2$  w reakcjach  $^{56}\text{Fe}(e^-, \nu)^{56}\text{Mn}$  lub  $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$ . Podobnie  $T^>$  oznacza  $^{56}\text{Mn}$  o liczbie  $T = 3$ . W pracach [53] podkreśla się wielką potrzebę

nowych wyników dla jąder  $T^>$  przy użyciu reakcji  $n, p$ , jak również reakcji  $^3T, ^3He$ , z których można otrzymać elementy macierzowe dla wychwytu elektronów.

Obliczenia funkcji nasilenia przejść Gamowa–Tellera metodą momentów przy użyciu modelu powłokowego zostały wykonane przez S. D. Blooma i G. M. Fullera [57]. Wykorzystano tu napisany w Lawrence Livermore National Laboratory program numeryczny dla wektorowego modelu powłokowego i obliczone stany podstawowe i pierwsze stany wzbudzone  $^{56}Fe, ^{60}Fe$  i  $^{64}Fe$ . Te szczegółowe obliczenia potwierdzają ogólny trend rozkładów nasileń Gamowa–Tellera używanych w przybliżeniach z prac [53].

Wkład dyskretnych poziomów do prawdopodobieństw zdominowany przez informacje wzięte z doświadczenia i z przejść typu Fermiego określa słabe jądrowe szybkości reakcji w zakresie temperatur i gęstości odpowiadających quasi-statycznym fazom ewolucji gwiazdy poprzedzającym powstanie supernowej. Przy wyższych temperaturach i gęstościach charakterystycznych dla stadium zapadania się supernowej, które znajduje się obecnie w centrum zainteresowania, jak podają szczegółowo Brown, Bethe i Baym [58], prawdopodobieństwa wychwytu elektronów są zdominowane przez wkład kolektywnego rezonansu Gamowa–Tellera.

Szczegółową naturę i trudności teoretyczne powiązanych ze sobą problemów fizyki plazmy, jądra atomowego, atomu i hydrodynamiki, jakie występują przy opisie eksplozji i implozji supernowej typu II uprzytomnił nam Hans Bethe w czasie swego pobytu w naszym laboratorium jako Caltech Fairchild Scholar na początku r. 1982. Wizyta jego wraz z oddziaływaniem na odległość z jego współpracownikami zaowocowała w przygotowaniu dwóch prac: Bethego, Yahila i Browna [59] oraz Bethego, Browna, Coopersteina i Wilsona [60].

Według współczesnych poglądów na jądrowe równanie stanu; wcześniej w trakcie zapadania się rdzenia żelaznego masywnej gwiazdy obecne tam jądra staną się tak bogate w neutrony, że dozwolony normalnie wychwyt elektronów na protonach w jądrach jest zablokowany. Wychwyt ten, dla którego  $\Delta I = 0$ , staje się wzbroniony, gdy neutrony zapełnią podpowłoki mające moment pędu  $l$ , równy momentowi pędu podpowłok zapełnionych przez protony.

Zjawisko blokowania powłok neutronowych i kilka mechanizmów odblokowujących działających przy wysokiej temperaturze i gęstości, włącznie ze wzbronionym wychwytem elektronów, były badane przez Fullera przy pomocy prostego modelu powłokowego [61]. Pomimo że mechanizmy odblokowujące są czule na szczegóły równania stanu, w typowych warunkach następuje znaczne zmniejszenie prawdopodobieństw wychwytu elektronów na ciężkich jądrach prowadzące do znacznej zależności od wychwytu elektronów przez małą liczbę swobodnych protonów i do zmniejszenia całkowitej szybkości neutronizacji.

Wyniki obliczeń dla jednostrefowego zapadania zrobionych przez Fullera [61] wskazują, że skutkiem blokowania powłok neutronowych jest wytworzenie większego współczynnika leptonowego (liczba leptonów na barion) w rdzeniu przez uwięzienie neutrin. Zgodnie ze związkiem Chandrasekhara, mówiącym że masa rdzenia jest proporcjonalna do kwadratu współczynnika leptonowego, dochodzi się do większej *końcowej* masy rdzenia, a przez to do silniejszej fali uderzeniowej. Z drugiej strony włączenie nowych prawdopodobieństw wychwytu elektronów w czasie spalania krzemu poprzedzającego zapadnięcie się zmniejsza współczynnik leptonowy i prowadzi do mniejszej *początkowej* masy rdzenia,

a więc do zmniejszenia ilości materii (masa *początkowa* rdzenia minus *końcowa* masa rdzenia), w której fala uderzeniowa może ulec dysypacji. Dysypacja uderzenia jest więc zmniejszona. Dyskutują to szczegółowo autorzy pracy [39].

Ostatnie prace nad oddziaływaniami słabymi skoncentrowane były na uczynieniu obliczonych poprzednio prawdopodobieństw jak najbardziej użytecznymi dla użytkowników opublikowanych tablic i dostępnych na żądanie taśm komputerowych. Prawdopodobieństwa reakcji tych zachodzących w gwiazdach a spowodowanych oddziaływaniami słabymi są z reguły bardzo czułymi funkcjami temperatury i gęstości. Ich zależność temperaturowa wynika z termicznych pobudzeń stanów wzbudzonych jądra wyjściowego i z leptonowych funkcji rozkładu w wyrażeniach podcałkowych związanych z przestrzenią fazową dostępną przy rozpadzie i wychwycie z kontinuum.

Dla emisji elektronów i pozytonów, główna część zależności od temperatury pochodzi z termicznego obsadzania stanów wzbudzonych jądra wyjściowego przy wszystkich temperaturach (z wyjątkiem najniższych) i gęstościach (z wyjątkiem najwyższych). W ogólności jedynie kilka przejść daje wkład do tych prawdopodobieństw rozpadu i stąd zmienność ich wraz z temperaturą nie jest aż tak duża, żeby nie można ich było dobrze interpolować w płaszczyźnie temperatury i gęstości przy pomocy standardowych sieci punktów podanych w pracy [53]. Zależność od gęstości tych wielkości jest minimalna. W przypadku emisji elektronów może jednak wystąpić znaczna zależność od gęstości ze względu na zablokowanie elektronów przez zasadę Pauliego przy wysokiej gęstości i niskiej temperaturze. Nie przedstawia to dużego problemu dla praktycznej interpolacji, jako że emisja elektronów jest zwykle w tych warunkach bardzo mała.

Zależność od temperatury i gęstości wychwyty elektronów i pozytonów z kontinuum jest o wiele poważniejszym problemem. Oprócz czułości na zmiany temperatury wprowadzonej poprzez termiczne obsadzanie stanów wzbudzonych pojawiają się znaczące efekty pochodzące od funkcji rozkładu leptonów pod całkami czynników przestrzeni fazowej dla wychwyty z kontinuum. Ta wrażliwość szybkości wychwyty oznacza, że interpolacja w gęstości i temperaturze na standardowej siatce dla otrzymania prawdopodobieństwa może być trudna, wymagająca procedury interpolacyjnej wysokiego rzędu i długiego czasu obliczeń komputerowych dla uzyskania dokładnej wartości. Dotyczy to szczególnie wychwyty elektronów, z progiem reakcji powyżej energii zerowej.

Stwierdziliśmy, że problem interpolacji można znacznie ułatwić poprzez zdefiniowanie prostej całki przestrzeni fazowej dla wychwyty z kontinuum, opartej na wartości  $Q$  dla przejścia od stanu podstawowego jądra początkowego do stanu podstawowego jądra końcowego i podzielenie jej przez stabelaryzowane szybkości rozpadu [53] w każdym z punktów siatki w płaszczyźnie temperatury i gęstości; otrzymuje się w ten sposób tablicę efektywnych wartości  $ft$ . Te z kolei okazują się słabiej zależne od temperatury i gęstości. Procedura ta wymaga tylko sformułowania czynników przestrzeni fazowej wychwyty, co jest na tyle proste, by mogło być wielokrotnie powtarzane w wewnętrznych pętlach komputerowych programów opisujących nukleosyntezę w ewolucji gwiazd. Sformułowano te czynniki w postaci standardowych całek Fermiego wraz z przybliżeniami dla tych całek. Gdy potencjał chemiczny (energia Fermiego) pojawiający się w całkach przechodzi przez zero, przybliżenia mają ciągłe wartości i ciągłe pochodne.

Znaleźliśmy ostatnio wyrażenia dla reakcji odwrotnych do wychwyty  $e^+$  i  $e^-$  (tzw. wy-



chwyt  $\nu$ ,  $\bar{\nu}$ ) i dla blokowania neutrinowego (antyneutrinowego) reakcji prostych, gdy stany  $\nu$ ,  $\bar{\nu}$  są częściowo lub zupełnie zapełnione. Te reakcje odwrotne i blokowanie są ważne przy zapadaniu się rdzenia supernowej, gdy neutrina i antyneutrina w końcu zostają uwięzione doprowadzając do równowagi pomiędzy obydwojma kierunkami reakcji wychwytu. Wprowadzono ogólne wyrażenia analityczne i przybliżenia łatwe do używania w rachunkach komputerowych. Wszystkie nowe wyniki opisane w poprzednich rozdziałach opublikowane zostaną w pracy Fullera, Fowlera i Newmana [62], a nowe taśmy zawierające wychwyty  $\nu$  i  $\bar{\nu}$  zostaną udostępnione na życzenie.

## 8. Obliczone współczynniki rozpowszechnienia jąder dla $A \lesssim 60$ i krótki komentarz o eksplozyjnej nukleosyntezie

Uzbrojeni w dostępne dane o prawdopodobieństwach reakcji jądrowych, wywoływanych słabymi i silnymi oddziaływaniami, występujących w późnych stadiach ewolucji gwiazd, teoretycy-astrofizycy spróbowali otrzymać rozpowszechnienia pierwiastków i izotopów wyprodukowanych w quasi-statycznej nukleosyntezie poprzedzającej fazę supernowej, a także w eksplozyjnej nukleosyntezie występującej przy wybuchach supernowych.

Różne etapy przedwybuchowej nukleosyntezy dyskutowane były w rozdz. 4, 5, 6 i można powiedzieć, że istnieje niezła zgodność co do nukleosyntezy na tych etapach. Z drugiej strony eksplozyjna nukleosynteza jest sprawą ciągle nie rozstrzygniętą i stanowi przedmiot intensywnych badań, których przegląd znaleźć można np. w pracy Woosleya, Axelroda i Weavera [63].

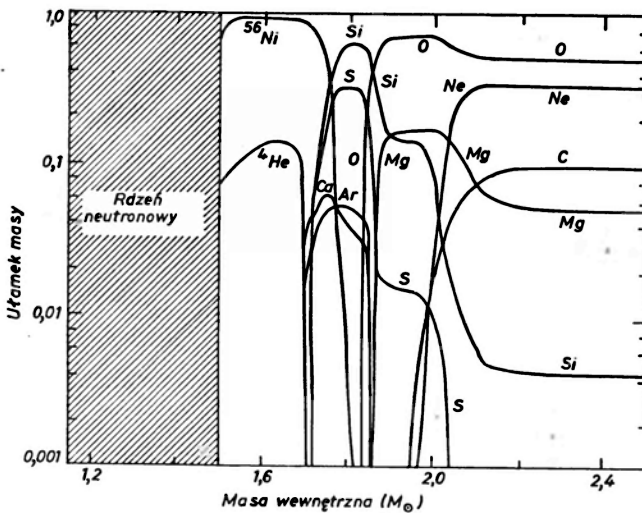
Obfitości jąder wyprodukowanych przy eksplozyjnej nukleosyntezie muszą z konieczności zależeć od rodzaju wybuchu supernowej. Idee dotyczące natury wybuchów supernowych I i II rodzaju były opublikowane wiele lat temu przez Hoyle'a i Fowlera [64, 65]. Sugerowano tam, że wybuch supernowej typu I przyspieszony jest przez rozpoczęcie wybuchowego spalania węgla w warunkach degeneracji elektronów, gdy ciśnienie jest w przybliżeniu niezależne od temperatury. Spalanie węgla podnosi temperaturę do punktu, w którym elektrony przestają być zdegenerowane i następuje wybuchowe rozpadnięcie się gwiazdy. Dla supernowych typu II o większej masie sugerowano, że spalanie krzemu powoduje produkcję jąder grupy żelaza, które mają najwyższą energię wiązania, tak że energia jądrowa nie jest już dostępna. Następnie fotorozpady i wychwyty elektronów w rdzeniu gwiazdy prowadzą do zapadnięcia się rdzenia i zapłonu eksplozyjnej nukleosyntezy w zapadającym się wewnętrznym płaszczu, który ciągle jeszcze zawiera paliwo jądrowe. Idee te „przeżyły” ulegając jednak znacznym modyfikacjom w ciągu lat, jak to opisał w doskonałym artykule przeglądowym Wheeler [66]. Nowoczesne poglądy na supernowe typu II omawiane są w pracach [38, 39, 59] i [60], a supernowe typu I omawia Nomoto [67].

Możemy powrócić do problemu rozpowszechnienia jąder odwołując się do rys. 16 zacerpniętego z pracy [38], który pokazuje rozkład końcowych obfitości jako części masy w materii wyrzuconej przy wybuchu supernowej, która powstała z gwiazdy populacji I o masie  $25 M_{\odot}$ . Rozkład przed supernową jest pokazany na rys. 8a. Modyfikacje za-



wartości dla stref masowych wewnątrz  $2.2 M_{\odot}$  są widoczne. Masa zewnętrzna w stosunku do  $2.2 M_{\odot}$  jest wyrzucana bez zmiany składu. Eksplozja supernowej była symulowana przy dowolnym założeniu, że dostarczona energią rzędu  $10^{51}$  ergów do eksplodującej materii poprzez uderzenie wygenerowane przy odbiciu zapadającego się i twardniejącego rdzenia.

Całkowanie po strefach masy z rys. 16 dla  $1.5 M_{\odot} < M < 2.2 M_{\odot}$  i strefach z rys. 8a dla  $M > 2.2 M_{\odot}$  umożliwiły Woosleyowi i Weaverowi [38] obliczenie obfitości izotopów wyrzuczonych do ośrodka międzygwiazdowego przez ich symulowaną supernową typu I

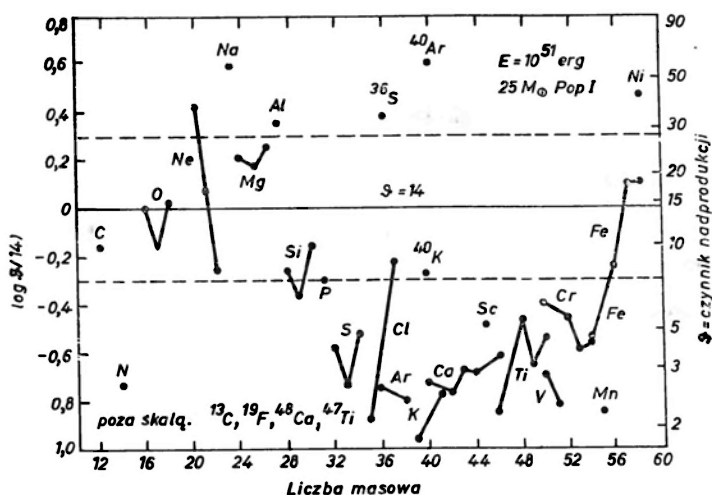


Rys. 16. Końcowe obfitości pierwiastków wyrażone jako ułamki masy materii wyrzuczonej przy wybuchu supernowej typu II, powstałej z gwiazdy populacji I o masie  $25 M_{\odot}$ , w funkcji zwiększającej się masy wewnętrznej części gwiazdy (w masach słonecznych,  $M_{\odot}$ ) (z pracy Woosleya i Weavera [28]).

o masie  $25 M_{\odot}$ . Wyniki dotyczące rozpowszechnienia pierwiastków w Słońcu (Czytelnik powinien zajrzeć do ostatniego akapitu rozdz. 1) pokazane są na rys. 17, wziętym z pracy [38]. Względne wartości unormowane są do jedności dla  $^{16}\text{O}$ , dla którego wskaźnik nadprodukcji wynosi 14, tzn. na każdy gram  $^{16}\text{O}$  znajdujący się pierwotnie w gwiazdzie, 14 gramów jest wyrzucanych w przestrzeń kosmiczną. Taka nadprodukcja w pojedynczej supernowej mogłaby wytworzyć odpowiednią zawartość ciężkich pierwiastków w ośrodku międzygwiazdowym tuż przed utworzeniem Układu Słonecznego zważywszy, że supernowe zderzają się średnio co 100 lat w Galaktyce. Obliczenia teoretyczne dają czynnik nadprodukcji rzędu 10.

Wyniki pokazane na rys. 17 rozczarowują jeśli oczekuje się, że składniki wyrzucone przez supernowe populacji I o masie  $25 M_{\odot}$  będą odpowiadały rozpowszechnianiu pierwiastków w Układzie Słonecznym ze stałym czynnikiem nadprodukcji. Dołek na krzywej rozpowszechnienia od siarki do chromu jest łatwo widoczny. Woosley i Weaver [38] wskazują, że powinno się wykonać rachunki dla innych mas gwiazd, a wyniki właściwie scałkować po rozkładzie masy dla formowania gwiazdy, który to rozkład zmienia się mniej więcej odwrotnie proporcjonalnie do masy. Woosley, Axelrod i Weaver [63] dyskutują swoje prze-

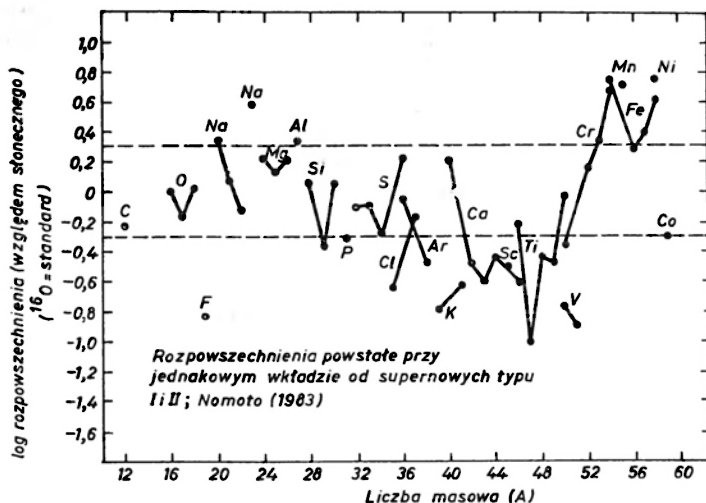
widywania rozpowszechnienia pierwiastków po wybuchach w gwiazdach o zakresie mas  $10 M_{\odot} \div 10^6 M_{\odot}$ . Pokazują przy tym, że gwiazda populacji III o masie  $200 M_{\odot}$  produkuje znaczne ilości siarki, argonu i wapnia, które prawdopodobnie kompensują dołek z rys. 17. Gwiazdy populacji III są ciężkimi gwiazdami o masach w przedziale  $100 M_{\odot} < M < 300 M_{\odot}$ , które prawdopodobnie uformowały się z wodoru i helu we wczesnej historii Galaktyki i ewoluowały bardzo szybko. Jako że ich zawartość ciężkich pierwiastków była zerowa, nie miały one odpowiedników w formujących się obecnie gwiazdach populacji I, ani też wśród starszych, mniej masywnych gwiazd populacji II.



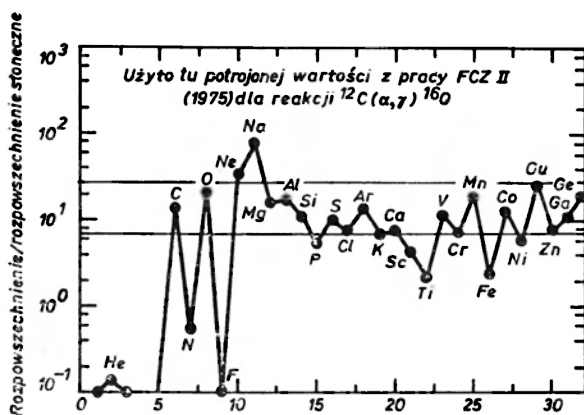
Rys. 17. Nadwyżka obfitości pierwiastków ( $\delta$ ) względem 14-krotnej obfitości słonecznej w funkcji masy atomowej dla nukleosyntezy przebiegającej w supernowej typu II gwiazdy populacji I o masie  $25 M_{\odot}$  (z Woosleya i Weavera [38])

Inni autorzy proponowali również pewne rozwiązania problemu powstałego na wykresie z rys. 17. Nomoto, Thielemann i Wheeler [68] obliczyli obfitości pierwiastków wytworzone w modelach deflagracji węgla w supernowych typu I. Dodając równe wkłady od supernowych typu I i II otrzymali oni wykres z rys. 18, który można uznać za nieco bardziej zadowolający niż rys. 17. Z drugiej strony Arnett i Thielemann [69] wykonali powtórnie obliczenia quasi-statycznej nukleosyntezy przed okresem supernowej dla mas  $20 M_{\odot}$  używając trzy razy większych prawdopodobieństw reakcji  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  niż podane w pracy [21]. Wydaje się to być uzasadnione przez ostatnie analizy danych dla  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  w pracy [34], o czym mówiliśmy w rozdz. 5. Zakładają oni następnie, że eksplozyjna nukleosynteza nie zmodyfikuje istotnie ich quasi-statycznych obfitości i otrzymują wyniki pokazane na rys. 19. Średni współczynnik nadprodukcji jest około 14 i odchylenia są przeważnie w granicach czynnika 2 w stosunku do tej wartości. Jednakże ich założenie o małych modyfikacjach przy eksplozji i rozpadnięciu się jest wątpliwe.

Czuje, że wyniki dyskutowane w tym rozdziale i te otrzymane przez innych licznych autorów zapowiadają w przyszłości otrzymanie zadowolającej odpowiedzi na pytanie, gdzie i jak powstały pierwiastki od węgla do niklu. Zobaczymy!



Rys. 18. Rozpowszechnienie pierwiastków względem wartości słonecznych powstałe przy jednakowych wkładach od supernowych typu I i typu II. Jako standardowe przyjęto rozpowszechnienie  $^{16}\text{O}$  (z pracy Nomoto, Thielemanna i Wheelera [68])



Rys. 19. Nadwyżka w rozpowszechnieniu pierwiastków względem wartości słonecznych w funkcji liczby atomowej Z, po wybuchu supernowej typu II o masie w przybliżeniu równej  $20 M_{\odot}$  (z pracy Arnetta i Thielemanna [69]). Linie poziome są o czynnik 2 poniżej i powyżej średniej nadwyżki równej 14. Zakłada się, że rozpowszechnienia przed wybuchem supernowej nie uległy zmianie podczas wybuchu. Szybkość reakcji  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  z pracy Fowlera, Caughlana i Zimmermana [21] została pomnożona przez 3 zgodnie z analizą teoretyczną Langanego i Koonina [34]

## 9. Izotopowe anomalie w meteorytach i dane obserwacyjne przemawiające za przebiegającą nukleosyntezą

Prawie dziesięć lat temu stało się jasne, że nukleosynteza przebiegała w Galaktyce aż do czasu uformowania się Układu Słonecznego lub parę milionów lat przed jego uformowaniem. Od ponad roku jest też jasne, że nukleosynteza trwa nadal, lub przynajmniej trwała jeszcze kilka milionów lat temu. Rozpad radioaktywnego  $^{26}\text{Al}$  ( $\bar{\tau} = 1.04 \cdot 10^6$  lat) jest kluczem do tych stwierdzeń, które sprawiają wielką satysfakcję większości badaczy w astrofizyce jądrowej doświadczalnej, teoretycznej i obserwacyjnej. Trzeba jednak pamiętać, że słowo „jasne” podlega pewnym zastrzeżeniom w umysłach niektórych badaczy, jednak jako dla wierzącego „jasne” jest dla mnie jasne.

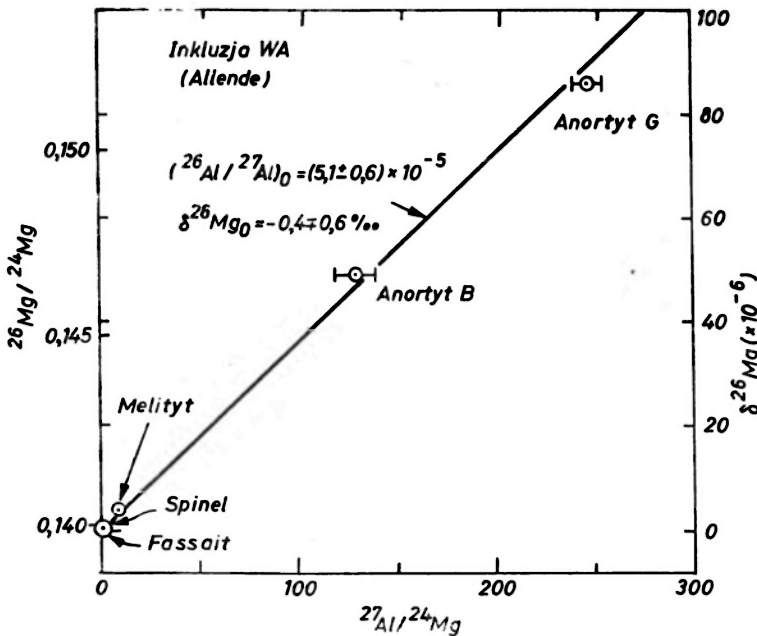
Izotopowe anomalie w meteorytach powstałe przy rozpadzie krótko żyjących jąder promieniotwórczych wykazane zostały po raz pierwszy w 1960 r. przez Reynoldsa [70], który znalazł znaczne wzbogacenie  $^{129}\text{Xe}$  w meteorycie Richardsona. Jeffery i Reynolds [71] udowodnili w 1961 r., że nadmiar  $^{129}\text{Xe}$  skorelowany jest z  $^{127}\text{I}$  w meteorycie i pokazali, że  $^{129}\text{Xe}$  powstał z rozpadu  $^{129}\text{I}$  *in situ* ( $\bar{\tau} = 23 \cdot 10^6$  lat). Ilościowe wyniki wskazują, że  $^{129}\text{I}/^{127}\text{I} \approx 10^{-4}$  w czasie formowania meteorytu. Przy założeniu, że  $^{129}\text{I}$  i  $^{127}\text{I}$  produkowane są mniej więcej w jednakowych ilościach w nukleosyntezie (najprawdopodobniej w procesie *r*) na przestrzeni  $\sim 10^{10}$  lat w Galaktyce przed powstaniem Układu Słonecznego i biorąc pod uwagę, że tylko  $^{129}\text{I}$  wyprodukowany w ciągu okresu rzędu  $\bar{\tau}$  przetrwał do dziś, Wasserburg, Fowler i Hoyle [72] zasugerowali, że okres swobodnego rozpadu rzędu co najmniej  $10^8$  lat, dzieli ostatni przypadek produkcji  $^{129}\text{I}$  w nukleosyntezie od jego wbudowania do meteorytów Układu Słonecznego. Istnieją przesłanki wskazujące na istnienie takiej przerwy w pewnych przypadkach, szczególnie dla  $^{244}\text{Pu}$ , ale nie dotyczą one prawdopodobnie reakcji nukleosyntezy, które dały  $^{129}\text{I}$  i inne „krótko żyjące” jądra promieniotwórcze jak  $^{26}\text{Al}$  i  $^{107}\text{Pd}$  ( $\bar{\tau} = 9.4 \cdot 10^6$  lat).

Stwierdzone anomalie meteorytowe w  $^{26}\text{Mg}$  pochodzące od  $^{26}\text{Al}$ , w  $^{107}\text{Ag}$  od  $^{107}\text{Pd}$ , w  $^{129}\text{Xe}$  od  $^{129}\text{I}$  i w ciężkich izotopach Xe powstałych w rozpadach  $^{244}\text{Pu}$  ( $\bar{\tau} = 117 \cdot 10^6$  lat, obserwowano ślady rozpadów) jak również przyszłe poszukiwania anomalii w  $^{41}\text{K}$  pochodzących od  $^{41}\text{Ca}$  ( $\bar{\tau} = 0.14 \cdot 10^6$  lat) i w  $^{60}\text{Ni}$  od  $^{60}\text{Fe}$  ( $\bar{\tau} = 0.43 \cdot 10^6$  lat), w  $^{53}\text{Cr}$  od  $^{53}\text{Mn}$  ( $\bar{\tau} = 5.3 \cdot 10^6$  lat) i w  $^{142}\text{Nd}$  od  $^{146}\text{Sm}$  ( $\bar{\tau} = 149 \cdot 10^6$  lat, rozpad  $\alpha$ ) są szeroko dyskutowane przez moich kolegów Wasserburga i Papanastassiou [73]. Opowiadają się oni za obserwacyjnym poszukiwaniem rozpadów *in situ*, jednak mój były student D. D. Clayton [74] argumentuje, że anomalie zdarzają się w drobinach międzygwiazdowych zachowanych w meteorytach i wytworzonych pierwotnie przez kondensację w rozszerzających i oziębiających się otoczkach supernowych i nowych. Wasserburg i Papanastassiou [73] piszą na str. 90: „Nie ma jak dotąd przekonujących dowodów na obecność przedsłonecznych okruchów w Układzie Słonecznym. Wszystkie próbki badane do tej pory wydają się stopione lub skondensowane z gazu, i chemicznie przetworzone stworzyły nowe fazy”. Akceptuję to z mieszanymi uczuciami.

Zanim zajmę się szerszym omówieniem przypadku  $^{26}\text{Al}/^{26}\text{Mg}$ , wydaje się właściwe powrócić do dyskusji okresu swobodnego rozpadu wspomnianego wyżej. Bowiem brak rejestrowalnych anomalii w  $^{235}\text{U}$  od rozpadu  $^{247}\text{Cm}$  ( $\bar{\tau} = 23 \cdot 10^6$  lat) w meteorytach, jak pokazali Chen i Wasserburg [75], w połączeniu z udowodnionymi anomaliami w ciężkim Xe

od rozpadu  $^{244}\text{Pu}$  ( $\bar{\tau} = 117 \cdot 10^6$  lat), jak dyskutują to np. Burnett, Stapanian i Jones [76], wymaga właśnie okresu swobodnego rozpadu rzędu  $10^8$  lat. Odstęp ten jest mierzony od „ostatniego” procesu  $r$  nukleosyntezy (supernowa?), w którym powstały aktynowce Th, U, Pu, Cm i powyżej aż do „ostatnich” reakcji nukleosyntezy (nowe?, supernowe o krótkotrwałych procesach  $r$ ?), które dały krótko żyjące jądra  $^{26}\text{Al}$ ,  $^{107}\text{Pd}$  i  $^{129}\text{I}$  przed uformowaniem Układu Słonecznego. Fakt, że anomalie wytworzone przez te krótko żyjące jądra są rzędu  $10^{-4}$  względem normalnych obfitości, pomimo sporego rozrzutu w ich średnich czasach życia ( $1.04\text{--}23 \cdot 10^6$  lat) wskazuje, że ta skala anomalii powinna być wynikiem krótkotrwałego niejednorodnego mieszania egzotycznej materii z dużo większymi ilościami normalnej materii z Układu Słonecznego, a nie rezultatem swobodnych rozpadów. Ten wniosek stanowi wyzwanie. Rys. 14 z pracy [73] pokazuje skalę czasową dla formowania się pyłu, deszczu i ziarenek gradu we wczesnym Układzie Słonecznym i jego kondensacji w bryły, a wreszcie planety ziemskie. Obłok słoneczny był niemal wymieszany, gdy zapadł się tworząc Układ Słoneczny.  $^{26}\text{Al}$  wskazuje jasno, że okres mieszania potrzebny do uzyskania niejednorodności rzędu 1 na  $10^3$  (patrz dalej) wyniósł około  $10^6$  lat.

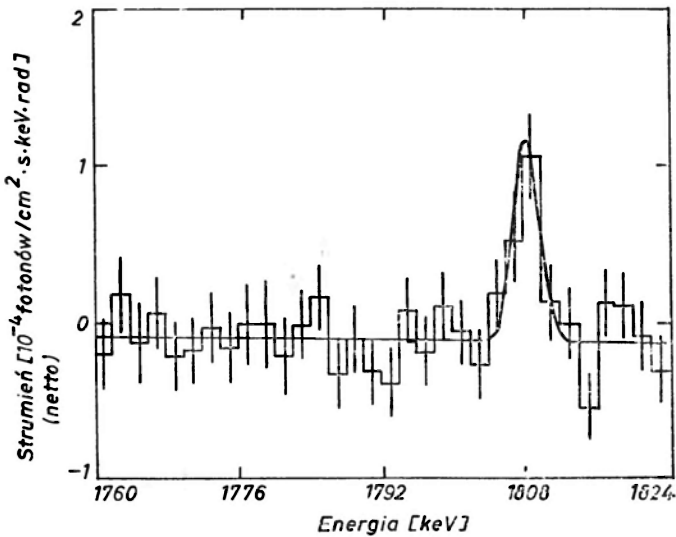
Dowody, że  $^{26}\text{Al}$  był obecny w ośrodku międzygwiazdowym w obłoku słonecznym, który skondensował się, by uformować macierzystą bryłę (planeta z pasa planetoid?) meteorytu Allende pokazane są na rys. 20 wziętym z pewnymi zmianami z pracy Lee, Papanastassiou i Wasserburga [77]. Meteoryt Allende upadł blisko Pueblite de Allende w Meksyku 8 lutego 1969 r. i był to chondryt węglisty, typ meteorytu, który, jak się wy-



Rys. 20. Dowody na rozpad  $^{26}\text{Al}$  *in situ* w różnych minerałach z inkluzji WA meteorytu Allende wg pracy Lee, Papanastassiou i Wasserburga [77]. Liniowa zależność pomiędzy  $^{26}\text{Mg}/^{24}\text{Mg}$  i  $^{27}\text{Al}/^{24}\text{Mg}$  wskazuje, że  $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al} = (5.1 \pm 0.6) \cdot 10^{-5}$  w chwili formowania się inkluzji przy założeniu, że  $^{26}\text{Al}$  reagował chemicznie podobnie jak  $^{27}\text{Al}$

daje, zawiera najbardziej pierwotny materiał w Układzie Słonecznym, *niezmieniony od czasu początkowego zestalenia*.

Rysunek 20 przedstawia wyniki dla  $^{26}\text{Mg}/^{24}\text{Mg}$  względem  $^{27}\text{Al}/^{24}\text{Mg}$  w różnych fazach mineralnych (spinel i inne) bogatej w Ca i Al inkluzji o nazwie WA otrzymanej z chondruli znalezionej w meteorycie Allende. Stanie się jasne, że nadmiar  $^{26}\text{Mg}$  jest liniowo skorelowany z zawartością  $^{27}\text{Al}$  w fazach mineralnych. Jako że  $^{26}\text{Al}$  jest chemicznie identyczny z  $^{27}\text{Al}$ , można wnioskować, że fazy bogate w  $^{27}\text{Al}$  były początkowo bogate w  $^{26}\text{Al}$ , który następnie uległ rozpadowi *in situ* dając nadmiar  $^{26}\text{Mg}$ .  $^{26}\text{Al}$  istniał jeszcze przy obfitości  $5 \cdot 10^{-5}$  względem  $^{27}\text{Al}$  w jednej części obłoku słonecznego, gdy inkluzja WA skupiała się podczas najwcześniejszych etapów formowania się Układu Słonecznego. Niezmieniona inkluzja przetrwała przez 4.5 miliarda lat, by dać świadectwo swej historii. Inne inkluzje w meteorycie Allende i innych dawały  $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$  od zera do  $10^{-3}$ , przy czym  $10^{-4}$  była typową wartością. Odsyłamy czytelnika do pracy [73] zawierającej bogactwo szczegółów tego przypadku i innych ważnych wkładów do jądrowej astrofizyki bez użycia akceleratorów.



Rys. 21. Dane z HEAO 3 dotyczące promieni  $\gamma$  o energiach od 1760 do 1824 keV emitowanych z płaszczyzny równikowej Galaktyki (z pracy Mahoneya i in. [78]). Linię 1809 keV przypisuje się rozpadowi promieniotwórczego  $^{26}\text{Al}$  ( $\tau = 1.04 \cdot 10^6$  lat) dającego wzbudzony stan  $^{26}\text{Mg}$  przy tej energii

Dowody, że istnieje jeszcze  $^{26}\text{Al}$  w ośrodku międzygwiazdowym, pokazuje wykres na rys. 21, pochodzącym z pracy Mahoneya, Linga, Wheatona i Jacobsona [78] — moich kolegów z Caltech-u z Jet Propulsion Laboratory (JPL). Rys. 21 pokazuje widmo promieni gamma obserwowane w zakresie 1760-1824 keV w Astronomicznym Laboratorium Wysokiej Energii HEAO3, które poszukiwało rozpraszane go promieniowania gamma pochodzącego z płaszczyzny równikowej Galaktyki.

Dyskretna linia przy 1809 keV zarejestrowana w granicach 5 odchyłeń standardowych pochodzi bez wątpliwości z przejścia od pierwszego stanu wzbudzonego  $^{26}\text{Mg}$

stanem podstawowym  $^{26}\text{Mg}$  obliczeniami teoretycznymi włączającymi stany wzbudzone [23] w celu znalezienia gwiazdowej szybkości reakcji  $^{26}\text{Al}(n, p)^{26}\text{Mg}$ . Nie ma specjalnych wątpliwości, że szybkość ta jest istotnie bardzo duża.

W pracach [74] i [78] oraz w pracy Arnoulda i in. [80] sugeruje się, że  $^{26}\text{Al}$  jest produkowany w gwiazdach nowych. Jest to całkiem rozsądne, zważywszy omawianą przez Trurana [81] nukleosyntezę w nowych. W obecnych modelach nowych, wodór z partnera w układzie podwójnym ulega akrecji przez białego karła aż do chwili, gdy rozpoczyna się termiczna ucieczka związana z szybkim cyklem CN. Podobnie, może wystąpić szybki cykl  $\text{MgAl}$  z produkcją  $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al} \gtrsim 1$ , jak pokazuje rys. 9 w pracy [52]. Najnowsze pomiary doświadczalne cytowane w pracy [52] umacniają tę konkluzję. Clayton [74] twierdzi, że szacowana liczba 40 nowych rocznie w dysku Galaktyki może wytworzyć obserwowaną ilość  $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$  rzędu średnio  $10^{-5}$ . Zakłada on, że każda nowa wyrzuca  $10^{-4} M_{\odot}$  materii zawierającej wkład  $^{26}\text{Al}$  rzędu  $3 \cdot 10^{-4}$ .

Innym możliwym źródłem  $^{26}\text{Al}$  jest kruszenie protoplanetarnej materii przez jej nasświetlanie przez protony o wysokiej energii z młodego Słońca, gdy weszło ono do ciągu głównego. Możliwość ta była bardzo wczesnie rozpatrywana przez Fowlera, Greensteina i Hoyle'a [82], którzy również usiłowali wyjaśnić produkcję D, Li, Be i B w ten sam sposób, co wymagało tak dużych strumieni pierwotnych fotonów i strumieni wtórnych neutronów, że wiele cech krzywej rozpowszechnienia zostałyby znacznie zmienionych. Rozsądniejszą wersję tego scenariusza zaprezentował Lee [83], jednak bez większych sukcesów. Trudno mi uwierzyć, że wczesne napromieniowanie mogło wyprodukować anomalie w meteorytach. Cały  $^{26}\text{Al}$  obecny dziś w ośrodku międzygwiazdowym z pewnością nie mógł zostać wytworzony w ten sposób.

Znaleziono anomalie w meteorytach w porównaniu do normalnej materii Układu Słonecznego dotyczące trwałych izotopów wielu pierwiastków: O, Ne, Mg, Ca, Ti, Kr, Sr, Xe, Ba, Nd i Sm. Thiemens i Heidenreich [84] zwrócili uwagę na możliwość, że anomalie tlenowe nie są pochodzenia jądrowego, jednak anomalie w pozostałych pierwiastkach przypisywane są z reguły reakcjom jądrowym.

Jednym z przykładów jest proces wychwytu neutronów i rozpad beta ( $n\beta$ ) badany przez Sandlera, Koonina i Fowlera [85]. Zarodnik jądrowy składał się ze wszystkich pierwiastków od Si do Cr z normalnymi obfitościami typowymi dla Układu Słonecznego. Gdy proces  $n\beta$  przebiega przy gęstości neutronów  $\sim 10^7 \text{ mol/cm}^3$  i w czasie  $10^3 \text{ s}$ , wyprodukowane małe domieszki egzotycznej materii ( $\lesssim 10^{-4}$ ) są wystarczające dla wyjaśnienia większości izotopowych anomalii Ca i Ti znalezionych w inkluzji EK-1-4-1 meteorytu Allende przez Niederera, Papanastassiou i Wasserburga [86]. Anomalie w rozpowszechnieniu trwałych izotopów są tego samego rzędu co krótko żyjących jąder radioaktywnych i silnie przemawiają za poglądem, że obłok słoneczny był niejednorodny, nie wymieszany całkowicie, z obszarami zawierającymi egzotyczną materię aż do ilości  $10^{-4}$  w stosunku do normalnej materii.

Zgodność anomalii  $^{46}\text{Ca}$  i  $^{49}\text{Ti}$  w EK-1-4-1 otrzymano dzięki zwiększeniu teoretycznych przekrojów czynnych Hausera–Feshbacha dla  $^{46}\text{K}(n, \gamma)$  i  $^{49}\text{Ca}(n, \gamma)$  o czynnik 10 na podstawie prawdopodobnego istnienia termicznych rezonansów odpowiednio w jądrach złożonych  $^{47}\text{K}$  i  $^{50}\text{Ca}$  tuż powyżej progu reakcji. W dostępnym obecnie raporcie z CERN-u Huck i in. [87] donieśli o istnieniu stanu wzbudzonego  $^{50}\text{Ca}$  tylko 0,16 MeV powyżej progu



# Mikroskop-analizator rentgenowski do badania próbek nieprzeźroczystych dla światła widzialnego o grubości do 2 mm **MIR-3**

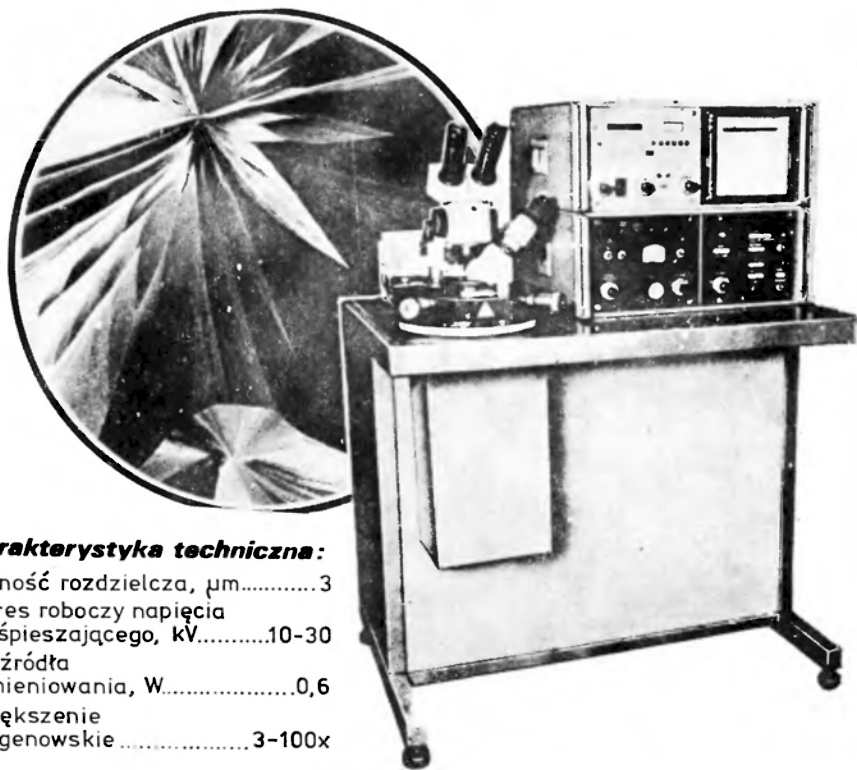
**Zalety mikroskopu rentgenowskiego.dające mu przewagę nad świetlnym:**

- praktycznie nieskończona głębia ostrości
- brak konieczności specjalnej obróbki próbek i umieszczania ich w próżni

**Dziedziny zastosowania:**

- biologia • hutnictwo • mineralogia • materiałoznawstwo • medycyna  
oraz inne dziedziny nauki i techniki

Może pracować w systemie rentgenowskiego mikroskopu projekcyjnego oraz w systemie rentgenowskiego analizatora absorpcyjnego.



**Charakterystyka techniczna:**

zdolność rozdzielcza,  $\mu\text{m}$ .....3  
zakres roboczy napięcia  
przyspieszającego, kV.....10-30  
moc źródła  
promieniowania, W.....0,6  
powiększenie  
rentgenowskie.....3-100x

**Eksporter: V/O**  **Technobekexport**  
USSR MOSCOW

ZSRR, 121200, MOSKWA, Smolenskaja-Siennaja pl. 32/34  
Telefon: 244-32-85                      Teleks: 411328 tse su

na  $^{49}\text{Ca}(n, \gamma)$ , który może być wytworzony przez wychwyty w fali  $s$  i spełnia warunki określone w pracy [85].

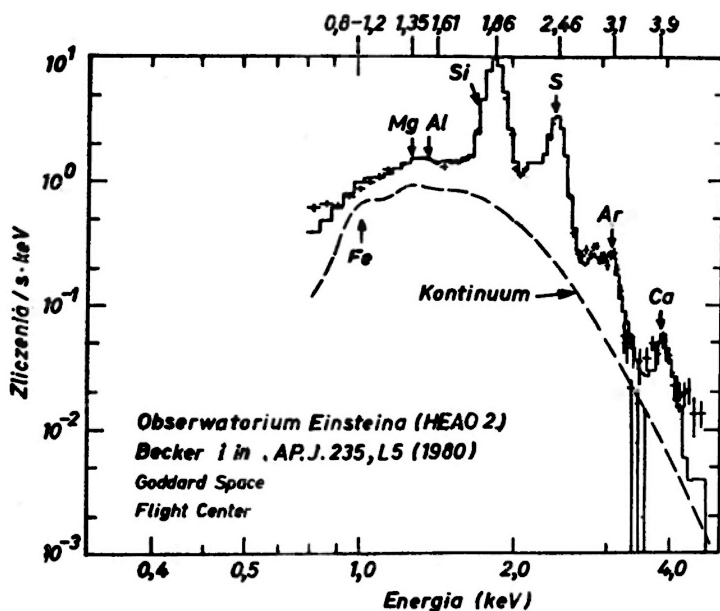
W pracy tej sugeruje się, że czas ekspozycji  $\sim 10^3$  s jest określony przez średni czas życia  $^{13}\text{N}$  ( $\bar{\tau} = 862$  s) produkowanego w reakcji  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$  przez strumień wodoru wprowadzony nagle do płonącej powłoki helowej czerwonego olbrzyma, w którym wytworzona została już znaczna ilość  $^{12}\text{C}$  poprzez syntezę  $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$ . Rozpad beta  $^{13}\text{N}(e^+ \nu)^{13}\text{C}$  poprzedza reakcję  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ , która jest źródłem neutronów. Wszystko to jest bardzo interesujące, o ile jest prawdziwe. Co więcej, praca [85] przewiduje spodziewane anomalie w izotopach chromu. Czynnione są już usiłowania zmierzające do znalezienia tych anomalii przez grupę Wasserburga. Zobaczmy!

## 10. Dane obserwacyjne przemawiające za nukleosyntezą w supernowych

Przez całe lata istniały poważne kontrowersje dotyczące obserwacji rozpowszechnienia pierwiastków w pozostałościach po supernowych w Galaktyce prowadzonych w zakresie optycznych długości fali. Moim zdaniem, najbardziej przekonującego dowodu na nukleosyntezę w supernowych dostarczyli Chevalier i Kirshner [88], którzy otrzymali ilościowe informacje widmowe dla kilku szybko poruszających się zgęszczeń (*knots*) w pozostałościach po supernowej Cassiopeia A (w przybliżeniu pochodzącej z 1659 roku, ale supernowej wówczas nie zaobserwowano). Zgęszczenia te uważa się za materię wyrzuconą z różnych warstw gwiazdy pierwotnej w trakcie wysoce asymetrycznej, niesferycznej eksplozji. W jednym ze zgęszczeń oznaczonym KB33 zaobserwowano następujące wartości (*względem wartości słonecznych, co oznaczają nawiasy kwadratowe*):  $[\text{S}/\text{O}] = 61$ ,  $[\text{Ar}/\text{O}] = 55$ ,  $[\text{Ca}/\text{O}] = 59$ . Jest przytłaczająco jasne, że spalanie tlenu przechodzącego w pierwiastki grupy krzemu w warstwie, z której pochodził KB33 zubożyło zawartość tlenu i zwiększyło właśnie zawartość pierwiastków grupy krzemu. Inne zgęszczenia i inne miejsca oznaczane jako włókna wykazują inne rozkłady rozpowszechnienia, niestety nie tak łatwe do zinterpretowania. Mora! dla twórców modeli supernowych jest taki, że sferycznie symetryczne eksplozje mogą być najłatwiejsze do obliczenia, ale nie mogą być uznane za realistyczne. Trzeba przyznać, że twórcy ci mają zawsze dobrą odpowiedź: obliczanie modeli sferycznie symetrycznych pochłania i tak już wystarczająco dużo pieniędzy na obliczenia numeryczne. No dobrze.

Najbardziej zadziwiające ze wszystkich były obserwacje z ufundowanego przez NASA Obserwatorium Astronomicznego Wysokiej Energii HEAO2 nazwanego teraz Obserwatorium Einsteina. Z tego satelity Becker i in. [89] zaobserwowali widmo promieni X szczątków supernowej Tycho Brahe (1572) w przedziale 1-4 KeV pokazane na rys. 23. Widmo promieni X jest dużo prostsze niż widmo optyczne. Jest dla mnie fascynujące, że obserwacje satelitarne pokazują linie poziomów K spodziewane z Si, S, Ar i Ca dokładnie tam, gdzie wskazują je tablice fizyczne i chemiczne! Obserwacje te nie są tak łatwe w laboratorium ziemskim. Shull [90] użył modelu fali wybuchu supernowej przy założeniu jedynej prędkości i równowagi bez jonizacji, co pozwoliło mu obliczyć zawartości w szczątkach Tycho *względem słonecznych, co oznaczane jest nawiasami* znajdując wartości  $[\text{Si}] = 7.6$ ,  $[\text{S}] = 6.5$ ,  $[\text{Ar}] = 3.2$  i  $[\text{Ca}] = 2.6$ . Ze znacznie większą niepewnością po-

daje on  $[Mg] = 2.0$  i  $[Fe] = 2.1$ . Znajduje on inne maksima w szczątkach supernowej Keplera (1604) niż w Cassiopei A. Dodatkową lekcją dla specjalistów od modeli supernowych jest to, że nie ma dwóch identycznych supernowych. Nukleosynteza w supernowych zależy od ich początkowej masy, obrotów, utraty masy w stadium czerwonego olbrzyma, stopnia symetrii w czasie wybuchu, początkowej zawartości ciężkich pierwiastków i prawdopodobnie od innych czynników. Pomijając te szczegóły wydaje się oczywiste, że supernowe produkują maksima w rozpowszechnieniu pierwiastków aż do żelaza, a być może



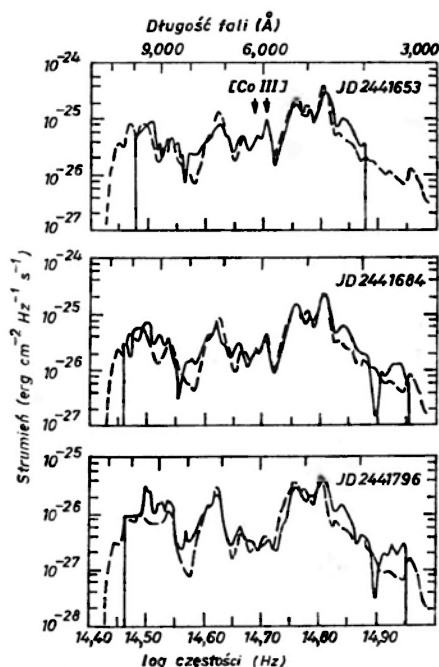
Rys. 23. Dane dotyczące widma promieni X z fragmentu supernowej Tycho Brahe pochodzące z Obserwatorium Einsteina (HEAO 2) (z pracy Beckera i in. [89])

i powyżej. Detekcja dużo rzadszych pierwiastków powyżej żelaza wymagać będzie bardziej czułych detektorów promieni X działających w zakresie wyższych energii. Szczątki jądrove supernowych wzbogacają w końcu ośrodek międzygwiazdowy, z którego formowane są kolejne generacje gwiazd. Staje się coraz bardziej jasne, że nowe również wzbogacają ośrodek międzygwiazdowy. Oddzielenie obydwu wkładów przedstawia interesujący problem w prowadzonych badaniach w różnych kierunkach w astrofizyce jądrowej.

Wybuchowe spalanie krzemu w powłoce, na zewnątrz zapadającego się rdzenia supernowej produkuje głównie  $^{56}\text{Ni}$ , jak pokazuje rys. 16. Przyjmuje się ogólnie, że początkowym źródłem energii dla supernowych typu I jest wychwyty elektronów przez  $^{56}\text{Ni}$  ( $\bar{\tau} = 8.80$  dni) dający wzbudzony stan  $^{56}\text{Co}$  przy 1.720 MeV z następującymi potem kaskadami gamma aż do stanu podstawowego. Te promienie gamma są pochłaniane i dostarczają energii wyrzucanej otoczce. Następnym źródłem energii jest wychwyty elektronów i emisja pozytonów przez  $^{56}\text{Co}$  ( $\bar{\tau} = 114$  dni) dająca pewną liczbę wzbudzonych stanów  $^{56}\text{Fe}$  z kaskadami gamma aż do trwałego stanu podstawowego  $^{56}\text{Fe}$ . Zarówno pozytony jak i promienie

gamma ogrzewają wyrzuconą materię. Gdyby istotnie  $^{56}\text{Co}$  był źródłem energii, powinno się dać go zaobserwować w widmach nowo odkrytych supernowych typu I, ponieważ jego czas życia jest dostatecznie długi, aby szczegółowe obserwacje były możliwe po odkryciu.

I kobalt został zaobserwowany! Axelrod [91] zbadał widma optyczne SN1972e otrzymane przez Kirshnera i Oke [92]. Widmo otrzymane w 233, 264 i 376 dni pod dniem 2441420 kalendarza Juliańskiego, kiedy rozpoczęła się eksplozja, pokazane są na rys. 24. Axelrod

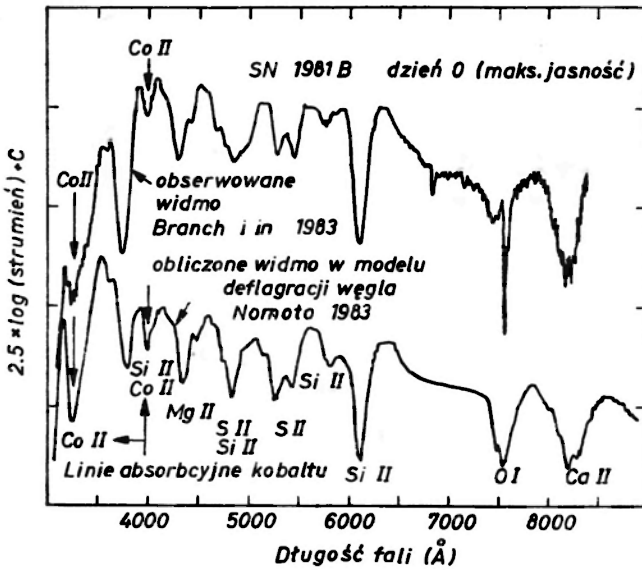


Rys. 24. Analiza Axelroda [91] dająca dwie linie emisyjne Co III w danych pochodzących z obserwacji SN 1972e prowadzonych przez Kirshnera i Oke [92]. Obserwacje robiono 233, 264 i 376 dni po JD2441420 — jak oznaczono początkowy dzień eksplozji supernowej. Średni czas życia  $^{56}\text{Co}$  wynosi 114 dni; linie Co III wydają się zanikać w zgodzie z tezą, że są liniami emisyjnymi promieniotwórczego  $^{56}\text{Co}$

przyporządkował Co III 2 linie emisyjne w pobliżu 6000 Å ( $\log \nu = 14.7$ ). Są one jawnie widoczne w 233 i 264 dniu, ale tylko ledwo widoczne w 376 dniu ( $\sim \bar{\tau}$  później). Linie zanikają więc w zgodzie ze średnim czasem życia  $^{56}\text{Co}$ .

Branch i in. [93] badali widma absorpcyjne podczas pierwszych stu dni SN1981B. Ich wyniki przy maksymalnej jasności pokazane są na górnej krzywej z rys. 25. Branch [94] wyliczył widma pokazane na niższej krzywej rys. 25 używając modelu Nomoto [67] deflagracji węgla w supernowej typu I. Głębokie linie absorpcyjne Co II są dobrze widoczne w pobliżu 3300 Å i 4000 Å.

Moim wnioskiem jest to, że istnieją dowody na nukleosyntezę pierwiastków powstających przy spalaniu tlenu i krzemu w supernowych. Rola wychwytu neutronów w supernowych będzie omówiona w następnym rozdziale.



Rys. 25. U góry: analiza Brancha i in. [93] widma absorpcyjnego SN 1981b przy maksymalnej jasności, przemawiająca za absorpcją Co II; u dołu: porównanie z widmem obliczonym przez Nomoto [67] na podstawie modelu deflagracji węgla w supernowej typu II

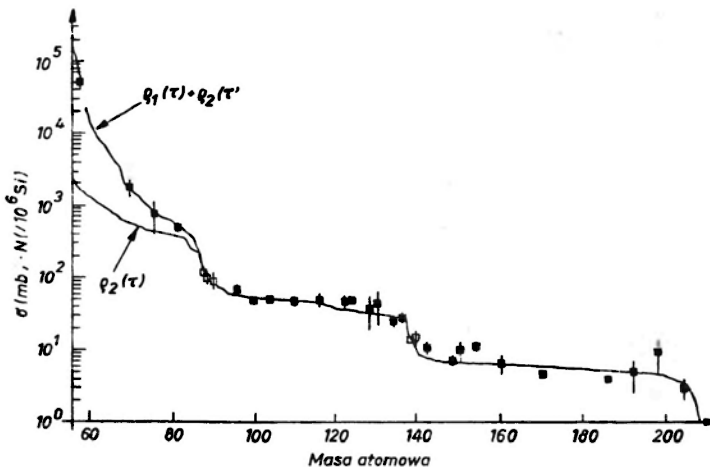
## 11. Procesy wychwytu neutronów w nukleosyntezie

W rozdz. 1 przedstawiłem konieczność wprowadzenia dwóch procesów wychwytu neutronów w nukleosyntezie powyżej  $A \gtrsim 60$  przy okazji omawiania wczesnych historycznych osiągnięć w astrofizyce jądrowej. Te dwa procesy oznaczone były jako proces *s* dla wychwytu powolnego względem elektronowego rozpadu beta i proces *r* dla wychwytu szybkiego (*r* — *rapid*) w porównaniu z elektronowym rozpadem beta.

Dla danego pierwiastka ciężkie izotopy są często omijane w procesie *s* i produkowane są tylko w procesach *r*; stąd oznaczenie „tylko *r*”. Lżejsze izotopy są często osłaniane w procesach *r* przez trwałe izobary bogatsze w neutrony i produkowane są tylko w procesach *s*; stąd oznaczenie „tylko *s*”. Najlżejsze izotopy są często bardzo rzadkie, ponieważ nie są one produkowane ani w procesie *s* ani *r*, a raczej w tzw. procesie *p*. Proces *p* odpowiada produkcji i wychytowi pozytonu, wychytowi protonu, fotoprodukcji neutronu lub reakcjom (*p*, *n*) i nie będzie dalej omawiany. Odsyłamy czytelnika do pracy Audouze'a i Vauclaira [95]. Rezultaty procesów *s*, *r* i *p* są często ilustrowane na przykładzie dziesięciu trwałych izotopów cyny. Czytelnik znajdzie to na wykresach 10 i 11 pierwszej z prac Fowlera [96].

Można spokojnie powiedzieć, że proces *s* ma najlepsze podstawy fenomenologiczne ze wszystkich procesów nukleosyntezy. Jest to przede wszystkim wynikiem korelacji rozpowszechnień pierwiastków z procesu *s*, jak zauważyli pierwsi Seeger, Fowler i Clayton [97] po pięknej serii pomiarów wychwytu neutronów o energiach 1-100 keV wykonanych przez grupę z Oak Ridge National Laboratory kierowaną przez Macklina i Gibbonsa [98].

Korelację tę przedstawia rys. 26, gdzie pokazany jest iloczyn przekroju czynnego na wychwyty neutronów ( $\sigma$ ) przy 30 keV i rozpowszechnienia pochodzącego z procesu  $s$  ( $N$ ) w funkcji masy atomowej dla jąder pochodzących wyłącznie i niemal wyłącznie z procesu  $s$ . Nietrudno zrozumieć, że w pierwszym przybliżeniu iloczyn  $\sigma \cdot N$  powinien być stały w syntezach typu  $s$ . Jądro z małym (dużym) przekrojem czynnym na wychwyty neutronu musi być jądrem o dużym (małym) rozpowszechnieniu, aby utrzymać ciągłość na drodze procesu  $s$ . Na rys. 26 widoczne to jest w postaci plateau od  $A = 90$  do 140 i od  $A = 140$  do 206. Anomalne zachowanie poniżej  $A = 80$  omawiają Almeida i Käppeler [99], od których zapożyczony jest rys. 26.



Rys. 26. Przekrój czynny na wychwyty neutronów przy 30 keV w milibarnach, pomnożony przez względne obfitości pierwiastków w Układzie Słonecznym (względem  $\text{Si} = 10^6$ ), w funkcji masy atomowej dla jąder powstałych w procesie  $s$  (z pracy Almeida i Käppelera [99]). Obliczenia teoretyczne pokazano dla jednego rozkładu wykładniczego ekspozycji neutronów  $\tau$ ,  $g_2(\tau)$  i dla dwóch rozkładów  $g_1(\tau) + g_2(\tau)$

Jądrowa struktura powłokowa wprowadza „przepaście” na rys. 26 przy  $A \cong 84$ , 138 i 208, które odpowiadają maksimum rozpowszechnienia jąder z procesów  $s$  widocznych na rys. 2. Przy tych wartościach  $A$  liczby neutronów są magiczne:  $N = 50$ , 82 i 126. Przekroje czynne na wychwyty do nowych powłok neutronowych są niezwykle małe przy tych liczbach magicznych. Przy skończonym dopływie neutronów wynika stąd, że iloczyn  $\sigma N$  powinien opadać do nowego plateau, właśnie tak, jak się obserwuje. Ilościowe wyjaśnienie tego efektu podane zostało przez Ulricha [100] oraz Claytona i Warda [101].

Gdzie zachodzą procesy  $s$  i jakie jest źródło neutronów? Bardzo przekonującą odpowiedź, że przebiegają one w powłoce płonącego He wokół pulsującego czerwonego olbrzyma, przy czym źródłem neutronów byłaby reakcja  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ , dał Iben [102]. Krytyczne dyskusje znaleźć można w pracach Almeida i Käppelera [99] i Trurana [103]. W drugiej z tych prac proponowana jest reakcja  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  jako źródło neutronów.

Przejdźmy teraz do procesu  $r$ . Zwykle badano go tzw. „metodą punktu oczekiwania” (waiting point method) z pracy  $\text{B}^2\text{FH}$  [18]. W warunkach wybuchu wielki strumień neutronów doprowadza jądra do bogatej w neutrony krawędzi doliny stabilności, gdzie w zależ-

ności od temperatury reakcje  $(n, \gamma)$  i  $(\gamma, n)$  osiągają równe natężenia. Jądra oczekują w tym punkcie aż do chwili, gdy elektronowy rozpad beta przekształci neutrony w jądrach w protony, co pozwoli na dalszy wychwyt neutronów. Po ustaniu procesu  $r$  bogate w neutrony jądra rozpadają się na swoje trwałe izobary. W pierwszym rzędzie oznacza to, że iloczyn rozpowszechnienia jądra z procesu  $r$  przez prawdopodobieństwo elektronowego rozpadu beta jego bogatego w neutrony przodka z procesu  $r$  powinien być w przybliżeniu stały. Przy magicznych liczbach neutronów w jądrach-przodkach bogatych w neutrony rozpad beta musi z konieczności otworzyć zamkniętą powłokę neutronową przekształcając neutron w proton. Stąd też prawdopodobieństwo tego jest małe. Zgodnie z tym rozpowszechnienie jąder o liczbach  $N = 50, 82$  i  $126$  będzie duże. Odpowiadająca im liczba protonów będzie mniejsza niż w jądrach z magiczną liczbą neutronów uczestniczących w procesie  $s$ . Wynika z tego, że stabilne izobary końcowe mieć będą mniejsze liczby masowe, tak, jak to naprawdę ma miejsce, jako że maksima dla rozpowszechnienia z procesów  $r$  pojawiają się przy  $A \cong 80, 130$  i  $195$ , wszystkie poniżej odpowiadających im maksimów z procesów  $s$ , jak to widać na rys. 2.

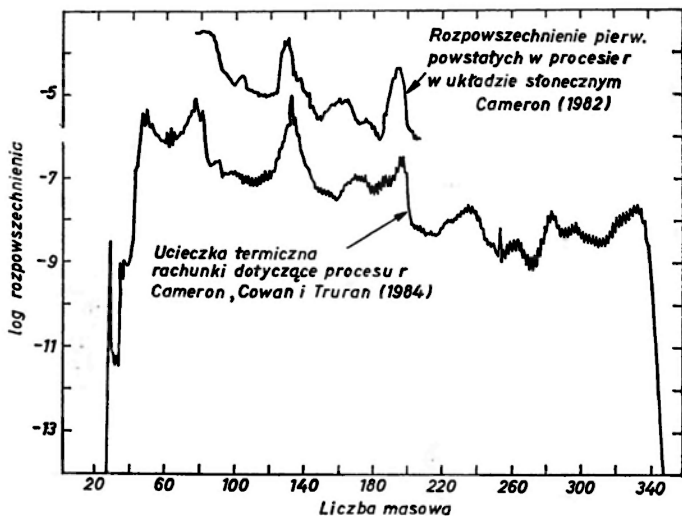
Fenomenologiczna korelacja szybkości rozpadów beta i rozpowszechnienia jąder z procesów  $r$  znaleziona przez Beckera i Fowlera [104] i szczegółowy przykład tej korelacji pomiędzy rozpowszechnieniem jąder z procesu  $r$  w Układzie Słonecznym a teorią ilustruje rys. 13 z pierwszej z prac [96]. Jest ona nazbyt fenomenologiczna, aby zadowolić krytycznie patrzących astrofizyków jądrowych. Chcą oni przecież znać miejsce, z którego biorą się silne strumienie neutronów niezbędnych dla nukleosyntezy w procesach  $r$  i szczegóły sieci procesów  $r$  łączących jądra daleko od ścieżki trwałości ze względu na rozpad beta.

Panuje również powszechne przekonanie, że przybliżenie punktu oczekiwania jest kiepskie i powinno być zastąpione przez dynamiczne rachunki przebiegu procesów  $r$  biorące jawnie pod uwagę szybkości reakcji  $(n, \gamma)$ ,  $(\gamma, n)$  oraz rozpadów beta przy zmiennym w czasie strumieniu neutronów i temperaturze. Schramm [105] dyskutował takie rachunki dość szczegółowo podkreślając, że efekty nierównowagowe są szczególnie ważne podczas wymrażania pod koniec procesu  $r$ , gdy temperatura spada, a strumień neutronów maleje do zera. Proste rachunki dynamiczne zrobili Blake i Schramm [106] dla procesów oznaczanych jako procesy  $n$ , oraz Sandler, Fowler i Koonin [85] dla swojego procesu  $n\beta$  omówionego w rozdz. 9. Najbardziej ambitne obliczenia zrobili Cameron, Cowan i Truran [107]. Praca ta zawiera również odnośniki do ich wcześniejszych, herkulesowych wysiłków zmierzających do dynamicznego obliczenia procesów  $r$ . Przykład ich rezultatów pokazuje rys. 27. Podkreślają oni, że nie byli w stanie znaleźć prawdopodobnego scenariusza astrofizycznego przy warunkach początkowych otoczenia wymaganych na rys. 27. Pomimo tego jestem przekonany, że są oni na właściwej drodze do ostatecznego zrozumienia dynamiki procesów  $r$  i określenia, gdzie one zachodzą.

Zrobiono już wiele sugestii co do możliwych miejsc dogodnych dla przebiegu procesów  $r$ , prawie wszystkie w wybuchających supernowych, gdzie można spełnić podstawowe wymogi dotyczące dużego, krótkotrwałego strumienia neutronów. Przegląd tych propozycji dają Schramm [105] i Truran [103]. W moim odczuciu, najbardziej obiecujący jest proces  $r$  w czasie termicznej ucieczki rdzenia helowego proponowany przez Camerona, Cowana i Trurana [107]. Autorzy ci nie wykluczają reakcji  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$  jako źródła neutronów, lecz ich szczegółowe wyniki pokazane na rys. 27 są oparte na reakcji



$^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ . Startują oni od gwiazdy złożonej z materii o takim samym rozkładzie obfitości ciężkich pierwiastków jak w Układzie Słonecznym ale przy mniejszej ich całkowitej ilości. Zakładają też znaczne ilości  $^{13}\text{C}$  w rdzeniu helowym gwiazdy po spalaniu wodoru. Ten węgiel  $^{13}\text{C}$  wyprodukowany został uprzednio przez wprowadzenie wodoru do rdzenia, który spalił już połowę swojego helu na  $^{12}\text{C}$ . Na rys. 27 założono zawartość  $^{13}\text{C}$  równą 13.3% masy przy gęstości równej  $10^6 \text{ g/cm}^3$  i temperaturze początkowej  $1,6 \cdot 10^8 \text{ K}$ ,



Rys. 27. Rozpowszechnienia pierwiastków wytworzone w procesie  $r$  w funkcji masy atomowej z modelu termicznej ucieczki (niższa krzywa) Camerona, Cowana i Trurana [107] w porównaniu z rozpowszechnieniami w Układzie Słonecznym (górną krzywą) wg pracy Camerona [3]

która podwyższa się potem w wyniku początkowego powolnego spalania  $^{13}\text{C}$  aż do końcowego maksimum równego  $3,6 \cdot 10^8 \text{ K}$ . Elektrony w rdzeniu są początkowo zdegenerowane, ale wzrost temperatury znosi degenerację powodując ucieczkę termiczną przy rozszerzaniu, a następnie ochładzaniu się rdzenia. Byłoby to drugi epizod zapłonu helu w ciągu historii rdzenia i, jeśli ma to miejsce, jedynie mała ilość wyprodukowanej w procesie  $r$  materii uciekałaby do ośrodka międzygwiazdowego dając wkład do rozpowszechnienia jąder z procesu  $r$  w materii Układu Słonecznego. Wierzę, że realistyczne warunki astrofizyczne dla ucieczki termicznej, być może przy innych warunkach początkowych, zostaną znalezione. To byłoby wszystko, co na ten temat mogę powiedzieć.

## 12. Nukleokosmochronologia

Uzbrojeni w wyniki obliczeń dla procesów  $r$  dających rozpowszechnienie długo żyjących jąder „rodziców” naturalnych szeregów promieniotwórczych  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$  i  $^{238}\text{U}$ , jak również w ówczesne dane dla rozpowszechnienia tych jąder w układzie słonecznym, autorzy B<sup>2</sup>FH [18] byli w stanie określić czas trwania nukleosyntezy w procesach  $r$  od jej początku, wewnątrz pierwszych gwiazd Galaktyki aż do ostatnich przypadków, przed utworzeniem

Układu Słonecznego. Ogólna idea pochodzi od Rutherforda [108]. Autorzy pracy B<sup>2</sup>FH [18] zrobili duży krok naprzód zauważając wkład od rozpadów krótko żyjących jąder—przodków powstałych w procesach  $r$  do rozpowszechnienia jąder długo żyjących, zachowujących się niczym „wieczne klepsydry”. Rodzice naturalnych szeregów promieniotwórczych są istotnie wspaniałymi „wiecznymi klepsydrami” z czasami życia: dla  $^{232}\text{Th}$   $\tau = 20 \cdot 10^9$  lat, dla  $^{238}\text{U}$   $\tau = 6,51 \cdot 10^9$  lat, dla  $^{235}\text{U}$   $\tau = 1,03 \cdot 10^9$  lat. Analogia z *klepsydą* jest rzeczywiście niezła: piasek w górnej części *klepsydry* odpowiada jądom radioaktywnym — rodzicom, zaś w dolnej części jądom potomnym. Analogia łałamuje się tylko o tyle, o ile „piasek” w *wiecznych klepsydach* (Th, U) jest ciągle dodawany lub zabierany przez nukleosyntezę (produkcję w gwiazdach) i astrację (*astration* — rozpad w gwiazdach). Właściwie ułożone równania różniczkowe kompensują nam tę porażkę.

Użyte obfitości były obserwowane w meteorytach, o których założono, że były układami zamkniętymi od momentu uformowania, tzn. 4.55 miliarda lat temu. Trzeba było uwzględnić poprawkę na swobodne rozpady w tym okresie, w celu otrzymania obfitości nadających się do porównania z wynikami obliczeń opartych o produkcję w procesie  $r$  plus rozpady w okresie trwania galaktycznej nukleosyntezy, zanim meteoryty stały się układami zamkniętymi. Na szczęście stosunki zawartości  $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$  i  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$  wystarczają do tego celu, jako że absolutnych obfitości nie można ciągle jeszcze wyliczyć z pożądaną dokładnością. Wykonane obliczenia wymagały jedynie znajomości stosunku Th/U w meteorytach, jako że o stosunku  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$  założono, że jest taki sam w meteorytach i próbkach ziemskich. Program Apollo wzbogacił dane ziemskie i z meteorytów o dane z Księżycy.

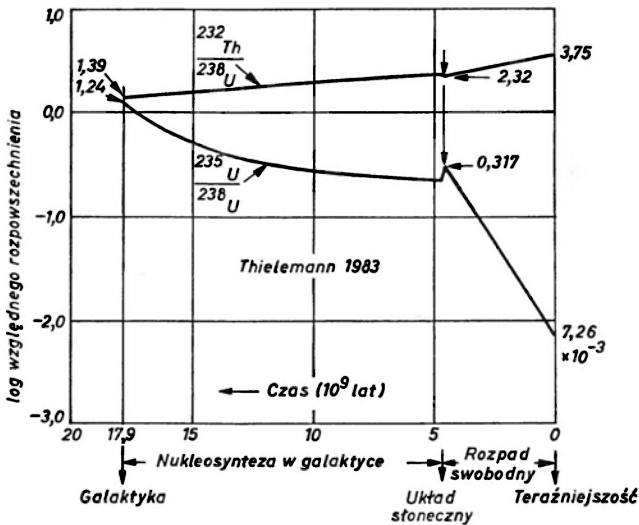
Autorzy B<sup>2</sup>FH [18] rozważali kilka możliwych modeli, z których jeden zakładał jednostajną w czasie nukleosyntezę poprzez procesy  $r$  i dowolny odstęp czasowy pomiędzy ostatnim wkładem procesów  $r$  do składu materii obłoku słonecznego, a zamknięciem układów meteorytowych. Przy zerowej wartości tego przedziału czasowego produkcja uranu zaczęłaby się 18 mld lat temu. Dla przedziału równego 0.5 mld lat produkcja ta zaczęłaby się 11.5 mld lat temu. Wartości te są w godnej uwagi, nawet jeśli przypadkowej, zgodności z obecnymi wartościami.

Warto zauważyć, że nukleokosmochronologia daje przy pewnych dodatkowych założeniach oszacowania wieku rozszerzającego się Wszechświata, zupełnie niezależne od astronomicznych pomiarów odległości dalekich galaktyk metodą przesunięcia ku czerwieni. Założenia te oznaczają, że zapoczątkowanie procesów  $r$  nastąpiło wcześniej, tj. szybciej niż miliard lat po uformowaniu Galaktyki, oraz że Galaktyka powstała szybko, mniej niż miliard lat po Wielkim Wybuchu, będącym początkiem Wszechświata.

Wiele rzeczy wyszło na jaw w ostatnich latach w dziedzinie nukleokosmochronologii. Staram się trzymać rękę na pulsie [109]. Wspólnie z Hoylem [110] zaproponowaliśmy wykładniczo zanikającą nukleosyntezę z ujemną stałą czasową w wykładniku będącą wolnym parametrem wyznaczanym z obserwowanych względnych rozpowszechnień pierwiastków oraz czasu jej trwania. Dla stałej czasowej w mianowniku wykładnika równej nieskończoności synteza staje się jednostajna. Dla stałej równej zeru powstaje jeden zryw, w którym następuje cała synteza. Znając więc dwa obserwowane stosunki obfitości można określić dwa wolne parametry modelu. W miarę upływu czasu dodano w kosmochronologii dwa dodatkowe stosunki obfitości  $^{129}\text{I}/^{127}\text{I}$  i  $^{244}\text{Pu}/^{238}\text{U}$ , dla których odpowiednio  $\bar{\tau}(^{129}\text{I}) =$

$= 0.023 \cdot 10^9$  lat i  $\tau(^{244}\text{Pu}) = 0.117 \cdot 10^9$  lat, pozwalające na wyznaczenie dwóch innych parametrów: dowolnego przedziału czasowego z pracy B<sup>2</sup>FH [18] omawianego wcześniej i ułamka wkładu procesów  $r$  do nukleosyntezy w ostatnim zrywie pod koniec wykładniczego zaniku w czasie.

Wyjątkowo rozbudowane modele ewolucji Galaktyki wprowadził Tinsley [111]. Schramm i Wasserburg [112] podali metodę niezależnego od modelu wyznaczenia średniego wieku zegarów jądrowych przy formowaniu się Układu Słonecznego. Średni wiek



Rys. 28. Stosunki rozpuszczenia  $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$  i  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$  wytworzone w teoretycznych modelach nukleosyntezy w procesach  $r$ , w ciągu czasu życia Galaktyki przed uformowaniem się Układu Słonecznego (wg Thielemanna, Metzinger i Klapdora [113]). Pokazano też swobodne rozpady w ciągu czasu życia Układu Słonecznego, tak by osiągnięte zostały obecne wartości  $(^{232}\text{Th}/^{238}\text{U})_0 = 3.75$  i  $(^{235}\text{U}/^{238}\text{U})_0 = 0.317$ . Teoretycznie obliczone stosunki produkcji dla każdego przypadku przypadku procesu  $r$  wynosiły 1.39 dla  $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$  i 1.24 dla  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ . Czytelnik może porównać to z wykresem 10 w pierwszej z prac Fowlera [109]

jest w ich metodzie równy jednej drugiej trwania jednostajnej syntezy i równy czasowi jednego zrywu nukleosyntezy. Wskazuje to, że można się spodziewać nie więcej niż czynnika 2 jeśli chodzi o czas liczony od początku nukleosyntezy w najróżniejszych modelach jej zmienności w czasie. Przegląd prac na ten temat daje Schramm [105].

Najnowsze obliczenia pochodzą z pracy Thielemanna, Metzinger i Klapdora [113]. Rys. 28 przedstawia ich wyniki poprawione o najnowsze rezultaty obliczeń naniesione przez F.-K. Thielemanna. Przed-słoneczny zryw i czas jego zajścia zanim metecoryty stały się układami zamkniętymi zależy głównie od „minutowych klepsydr” jakimi są  $^{129}\text{I}$  i  $^{244}\text{Pu}$ . „Wieczne klepsydry”  $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$  i  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$  wskazują, że nukleosynteza poprzez procesy  $r$  rozpoczęła się w Galaktyce ok.  $17.9 \pm 1$  mld lat temu zgodnie z pracą [113]. Można porównać tę wartość z moim wynikiem  $10.5 \pm 2.3$  mld lat podanym w pracy [109]. Zmieniły się dane wyjściowe dotyczące produkcji i końcowych względnych zawartości [113]! Obli-

czamy obecnie wraz z Thielemannem nową wartość czasu trwania nukleosyntezy, używając początkowego nasilenia syntezy w Galaktyce, a następnie syntezy jednostajnej.

Praca [113] wskazuje na wiek Wszechświata ok. 19 miliardów lat z dokładnością do kilku miliardów lat. Można to porównać z czasem Hubble'a, czyli odwrotnością stałej Hubble'a, która, jak podają Sandage i Tammann [114], wynosi  $19.5 \pm 3$  mld lat. Jednak czas Hubble'a jest równy wiekowi rozszerzającego się Wszechświata tylko dla otwartego modelu Wszechświata ze średnią gęstością materii dużo mniejszą od gęstości krytycznej dla zamknięcia, którą można wyliczyć z podanej właśnie wartości czasu Hubble'a równej  $7 \cdot 10^{-30} \text{ g/cm}^3$ . Obserwowana, widoczna materia galaktyk daje około 10% tej wielkości, co redukuje wiek Wszechświata do 16.5 mld lat. Materia niewidoczna, neutrino, czarne dziury itp. mogą modyfikować siły grawitacyjne zmniejszające szybkość ekspansji i mogą zmniejszać wiek Wszechświata do wielkości odpowiadającej gęstości krytycznej, tj. 11.1 mld lat. Jeśli prędkość rozszerzania była większa w przeszłości, czas po jakim osiągnięty został obecny promień Wszechświata byłby odpowiednio mniejszy. Niektórzy otrzymują wyniki dla czasu Hubble'a równe połowie wartości Sandage'a i Tammanna [114]; można je znaleźć w pracy przeglądowej van den Bergha [115]. Pozostaje więc wiele do zrobienia na wszystkich frontach!

Zupełnie niezależną chronologię jądrową związaną z  $^{187}\text{Os}$  produkowanym w nukleosyntezie w Galaktyce w wyniku rozpadu  $^{187}\text{Re}$  ( $\bar{\tau} = 65 \cdot 10^9$  lat) zaproponował Clayton [115]. Schramm [105] dyskutuje jeszcze inne pary używane jako chronometr. Pomysł Clayтона wiąże się z procesem *s*, pomimo że  $^{187}\text{Re}$  powstaje w procesie *r*. Wymaga to, aby rozpowszechnienie macierzystego  $^{187}\text{Re}$  było porównane z  $^{187}\text{Os}$ , gdy produkcja wyłącznie typu *s* tego jądra pochodnego zostanie odjęta od jego całkowitego rozpowszechnienia w Układzie Słonecznym. Zrobiono to porównując przekroje czynne na wychwyt neutronu przez  $^{187}\text{Os}$  i jego sąsiadujący izotop  $^{188}\text{Os}$  (tylko *s*), który nie ma długo żyjącego radioaktywnego jądra macierzystego, i używając prawa  $N\sigma = \text{const.}$  dla procesu *s*.

Fowler [117] pokrzyżował te plany wskazując, że  $^{187}\text{Os}$  ma nisko położony stan wzbudzony przy 9.75 keV, o dużej populacji przy  $kT = 30$  keV, co odpowiada temperaturze  $T = 3.5 \cdot 10^8$  K, przy której zwykle zakłada się, że zachodzi proces *s*. Co więcej, mając spin  $J = 3/2$ , stan ten ma dwukrotnie większą wagę statystyczną  $(2J+1)$  od stanu podstawowego o spinie  $J = 1/2$ . Pomiary wychwyty neutronów w stanie podstawowym dają tylko trzecią część potrzebnego przekroju czynnego.

Wszystko to doprowadziło do całej serii pięknych lecz trudnych pomiarów reakcji wywoływanych neutronami na izotopach osmu. Winters i Macklin [118] znaleźli średnią Maxwella-Boltzmana ilorazów przekrojów czynnych (w ukl. lab.) dla stanu podstawowego  $^{186}\text{Os}(n, \gamma)$  i  $^{187}\text{Os}(n, \gamma)$ , równą  $0.478 \pm 0.022$  przy  $kT = 30$  keV i z powolną zależnością od temperatury. Stosunek ten należy pomnożyć przez czynnik teoretyczny, aby poprawić przekrój czynny dla  $^{187}\text{Os}$  w mianowniku powyższego ilorazu ze względu na istnienie stanu wzbudzonego. Im większy jest teoretyczny wychwyt do stanu wzbudzonego  $^{187}\text{Os}$ , tym mniejszy staje się ów czynnik. Woosley i Fowler [119] użyli teorii Hausera-Feshbacha i podali oszacowanie tego czynnika w granicach 0.8–1.1 co jest mało zadowalające, jako że pomnożyć go trzeba przez liczbę, którą następnie odejmuje się od liczby o podobnej wielkości. Czynniki te przetłumaczone na czas od rozpoczęcia procesów *r* w Galaktyce dają ok. 14–19 mld lat. W desperacji zasugerowałem prywatnie, że informacje

o własnościach stanu wzbudzonego mogłoby dać nieelastyczne rozpraszanie neutronów na stanie podstawowym  $^{187}\text{Os}$  dające przy 9.75 keV stan wzbudzony. W pomiarach Macklina i in. [120] i Hershbergera i in. [121] wyznaczono te przekroje czynne podtrzymując tym samym niższe z oszacowań Woosleya i Fowlera [119] i przez to dłuższy czas od rozpoczęcia nukleosyntezy w procesach  $r$ , rzędu 18 do 20 mld lat. Trzeba przyznać, że jest to zgodne z ostatnimi wynikami z nukleokosmochronologii Th/U.

Po raz wtóry zasugerowałem prywatnie, zdesperowany, że pomiar wychwytu neutronów w stanie podstawowym  $^{189}\text{Os}$  może być pomocny.  $^{189}\text{Os}$  ma stan podstawowy o takim samym spinie i liczbach Nilssona jak stan wzbudzony  $^{187}\text{Os}$  i stan wzbudzony odpowiadający stanowi podstawowemu  $^{187}\text{Os}$ . Dostępne są już pomiary Browne'a i Bermana [122], ale sprawdzane są obecnie przez współpracę Oak Ridge Laboratory–Denison University–Kentucky University.

Stanie się jasne, że czas życia jądra  $^{187}\text{Re}$  wchodzi bezpośrednio do rozważanych obliczeń. Istniały uprzednio pewne rozbieżności pomiędzy zmierzonymi geochemicznie czasami życia, a pomiarami bezpośrednimi polegającymi na zliczaniu elektronów emitowanych z energią 2.6 keV w rozpadzie  $^{187}\text{Re} (e^- \nu)^{187}\text{Os}$ . Pomiary bezpośrednie dają jedynie czas życia dla emisji elektronów do kontinuum, podczas gdy geochemia uwzględnia zarówno emisję do kontinuum jak i emisję do stanów związanych w  $^{187}\text{Os}$ . Cały problem jest omawiany z dużą ilością szczegółów teoretycznych przez Williamsa, Fowlera i Koonina [123], którzy stwierdzili, że rozpad stanu związanego jest zaniedbywalny i że bezpośrednio pomiary Payne'a i Drevera [124] zgodne z geochemicznymi wynikami Hirta i in. [125] są poprawne.

Pozostaje jeszcze irytujący problem możliwego zmniejszenia efektywnego czasu życia  $^{187}\text{Re}$  w środowisku galaktycznym. Jądra  $^{187}\text{Re}$  zawarte w materii ośrodka międzygwiazdowego, z którego tworzą się nowe gwiazdy ulegają zniszczeniu w procesie  $s$  (astracja) i są również produkowane w procesie  $r$ . Zmniejsza to efektywny czas życia  $^{187}\text{Re}$  i wszystkie czasy oparte na chronologii Re/Os. Problem ten dyskutują ze szczegółami Yokoi, Takahashi i Arnould [126]. Czas od rozpoczęcia nukleosyntezy w procesach  $r$  mógłby być tak krótki jak 12 mld lat. Wydaje się właściwym zakończenie tej ostatniej przed wnioskami części pozostawiając znaczną niepewność w nukleokosmochronologii wskazującą, że tak jak w całej astrofizyce jądrowej, pozostaje tam do zrobienia w przyszłości wiele pasjonujących badań teoretycznych i doświadczalnych. Amen!

## 15. Wnioski

Pomimo dawniejszych i obecnych badań doświadczalnych i teoretycznych w astrofizyce jądrowej zilustrowanych tym, co wam przedstawiłem, główny cel tej dziedziny badań nie został osiągnięty. Wielka koncepcja Hoyle'a syntezy pierwiastków wewnątrz gwiazd nie będzie naprawdę ugruntowana, dopóki nie osiągniemy głębszego i dokładniejszego zrozumienia wielu procesów jądrowych zachodzących w warunkach astrofizycznych. Ciężka praca musi trwać w każdym ogniwie cyklu: doświadczenie–teoria–obserwacja. Nie jest to tylko kwestia uzupełnienia szczegółów. Pozostają problemy i zagadki w każdej części cyklu, które mogą podważyć podstawowe idee nukleosyntezy w gwiazdach. Nie ma się czym

martwić, ponieważ właśnie to sprawia, że dziedzina ta jest tak aktywna, pasjonująca i zajmująca! Stanowi przy tym dla mnie wielką satysfakcję, że Laboratorium Kellogga ciągle odgrywa wiodącą rolę w doświadczalnej i teoretycznej astrofizyce jądrowej.

A teraz pozwólcie mi jeszcze dołączyć jedną końcową myśl przed zakończeniem wykładu. Moim głównym tematem była idea, że wszystkie ciężkie pierwiastki od węgla do uranu zostały zsyntetyzowane wewnątrz gwiazd. Niech mi będzie wolno przypomnieć wam, że wasze ciała złożone są w większości z tych ciężkich pierwiastków. Poza wodorem jesteście w 65% złożeni z tlenu i w 18% z węgla z małymi ułamkami azotu, magnezu, fosforu, siarki, chloru, potasu i śladowych ilości jeszcze cięższych pierwiastków. Można więc powiedzieć, że wy i wasi sąsiedzi i ja, każdy z nas, jesteśmy naprawdę i dosłownie małymi drobinami pyłu gwiazdowego.

Charles Christian Lauritsen nauczył mnie szwedzkiego toastu. Kończę więc wznosząc ten toast dla moich szwedzkich przyjaciół: *Din skål, min skål, alla vackra flickor skål. Skåll!*

Moje prace z astrofizyki jądrowej wykonane były we współpracy z grupą wielu ludzi, wśród których Fay Ajzenberg-Selove, Jean Audouze, C. A. Barnes, E. M. Burbidge i G. R. Burbidge, G. R. Caughlan, R. F. Christy, D. D. Clayton, G. M. Fuller, J. L. Greenstein, Fred Hoyle, Jean Humblet, R. W. Kavanagh, S. E. Koonin, C. C. Lauritsen, Thomas Lauritsen, D. N. Schramm, T. A. Tombrello, R. V. Wagoner, G. J. Wasserburg, Ward Whaling, S. E. Woosley i B. A. Zimmerman zasługują na moją szczególną wdzięczność.

Pomoc i współpracę przy różnych aspektach mojej pracy naukowej, a szczególnie przy przygotowaniu publikacji okazali mi Evaline Gibbs, Jan Rasmussen, Kim Stapp, Monty Watson i Elizabeth Wood, którym jestem za to wdzięczny. Dziękuję także za wsparcie w finansowaniu moich badań Office of Naval Research (1946–1970) i National Science Foundation (1968 do chwili obecnej).

Tłumaczył *Andrzej T. Deloff*

Instytut Problemów Jądrowych  
Warszawa

#### Literatura

- [1] J. Audouze, H. Reeves, *Essays in Nuclear Astrophysics*, red. C. A. Barnes, D. D. Clayton, D. N. Schramm, Cambridge University Press 1982, str. 355.
- [2] H. E. Suess, H. C. Urey, *Rev. Mod. Phys.* **28**, 53 (1956).
- [3] A. G. W. Cameron, *Essays in Nuclear Astrophysics*, red. C. A. Barnes, D. D. Clayton, D. N. Schramm, Cambridge University Press 1982, str. 23.
- [4] W. Whaling, *Essays in Nuclear Astrophysics*, red. C. A. Barnes, D. D. Clayton, D. N. Schramm, Cambridge University Press 1982, str. 65.
- [5] R. A. Alpher, R. C. Herman, *Rev. Mod. Phys.* **22**, 153 (1950).
- [6] R. V. Wagoner, W. A. Fowler, F. Hoyle, *Astrophys. J.* **148**, 3 (1967).
- [7] H. Staub, W. E. Stephens, *Phys. Rev.* **55**, 131 (1939).
- [8] J. H. Williams, W. G. Shepherd, R. O. Haxby, *Phys. Rev.* **52**, 390 (1937).



- [9] A. V. Tollestrup, W. A. Fowler, C. C. Lauritsen, *Phys. Rev.* **76**, 428 (1949).
- [10] A. Hemmendinger, *Phys. Rev.* **73**, 806 (1948); *Phys. Rev.* **74**, 1267 (1949).
- [11] H. A. Bethe, *Phys. Rev.* **55**, 434 (1939); H. A. Bethe, *Les Prix Nobel 1967* Almquist and Wiksell International, Stockholm 1967.
- [12] F. Hoyle, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **106**, 343 (1946); *Astrophys. J. Suppl.* **1**, 121 (1954).
- [13] F. Hoyle, M. Schwarzschild, *Astrophys. J. Suppl.* **2**, 1 (1955).
- [14] A. R. Sandage, M. Schwarzschild, *Astrophys. J.* **116**, 463 (1952). Patrz ostatni paragraf na str. 475.
- [15] E. E. Salpeter, *Astrophys. J.* **115**, 326 (1952).
- [16] D. N. F. Dunbar, R. E. Pixley, W. A. Wenzel, W. Whaling, *Phys. Rev.* **92**, 649 (1953).
- [17] C. W. Cook, W. A. Fowler, C. C. Lauritsen, T. Lauritsen, *Phys. Rev.* **107**, 508 (1957).
- [18] E. M. Burbidge, C. R. Burbidge, W. A. Fowler, F. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 547 (1957). Dalej cytowane jako B<sup>2</sup>FH [18]. Patrz również F. Hoyle, W. A. Fowler, E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, *Science* **124**, 611 (1956).
- [19] A. G. W. Cameron, *Publ. Astron. Soc. Pac.* **89**, 201 (1957).
- [20] J. L. Greenstein, *Modern Physics for the Engineer*, red. L. N. Ridenour, Mc Graw-Hill 1954, rozdz. 10; *Essays in Nuclear Astrophysics*, red. C. A. Barnes, D. D. Clayton, D. N. Schramm, Cambridge University Press 1982, str. 45.
- [21] W. A. Fowler, G. R. Caughlan, B. A. Zimmerman, *Annu. Rev. Astron. Astroph.* **5**, 525 (1967); **13**, 69 (1975). Patrz również M. J. Harris et al., *ibid.* **21**, 165 (1983), G. R. Caughlan et al., *At. Data and Nucl. Data Tables* (1984).
- [22] E. E. Salpeter, *Phys. Rev.* **88**, 547 (1957); **97**, 1237 (1955).
- [23] S. E. Woosley, W. A. Fowler, J. A. Holmes, B. A. Zimmerman, *At. Data and Nucl. Data Tables* **22**, 371 (1978).
- [24] H. A. Bethe, C. L. Critchfield, *Phys. Rev.* **54**, 248 (1938).
- [25] W. A. Fowler, *Astrophys. J.* **127**, 551 (1958).
- [26] A. G. W. Cameron, *Annu. Rev. Nucl. Sci.* **8**, 249 (1958).
- [27] B. Pontecorvo, Chalk River Laboratory Report PD-205 (1946).
- [28] L. W. Alvarez, University of California Radiation Laboratory Report UCRL-328 (1949).
- [29] R. Davis, Jr., *Science Underground*, red. M. M. Nieto et al., American Institute of Physics, New York 1983, str. 2.
- [30] J. N. Bahcall, W. F. Huebner, S. H. Lubow, P. D. Parker, R. K. Ulrich, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 767 (1982).
- [31] R. G. H. Robertson, P. Dyer, T. J. Bowles, Ronald E. Brown, Nelson Jarmie, C. J. Maggiore, S. M. Austin, *Phys. Rev.* **C27**, 11 (1983); J. L. Osborne, C. A. Barnes, R. W. Kavanagh, R. M. Kremer, G. J. Mathews, J. L. Zyskind, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1664 (1982).
- [32] R. T. Skelton, R. W. Kavanagh, *Nucl. Phys. A* (1984).
- [33] C. A. Barnes, *Essays in Nuclear Astrophysics*, red. C. A. Barnes, D. P. Clayton, D. N. Schramm, Cambridge University Press 1982, str. 193.
- [34] K. Langanke, S. E. Koonin, *Nucl. Phys.* **A410**, 334 (1983) (i informacje prywatne).
- [35] P. Dyer, C. A. Barnes, *Nucl. Phys.* **A233**, 495 (1974); S. E. Koonin, T. A. Tombrello, G. Fox, *Nucl. Phys.* **A220**, 221 (1974).
- [36] K. U. Kettner, H. W. Becker, L. Buchmann, J. Gorres, H. Krawinkel, C. Rolfs, P. Schmalbrock, H. P. Trautvetter, A. Vliks, *Z. Phys.* **A308**, 73 (1982).
- [37] S. G. Starrfield, A. N. Cox, S. W. Hodson, W. D. Pesnell, *Astrophys. J.* **268**, 127 (1983); S. A. Becker, prywatne informacje (1983).
- [38] S. E. Woosley, T. A. Weaver, *Essays in Nuclear Astrophysics*, red. C. A. Barnes, D. D. Clayton, D. N. Schramm, Cambridge University Press 1982, str. 381.
- [39] T. A. Weaver, S. E. Woosley, G. M. Fuller, *Proceedings of the Conference on Numerical Astrophysics*, red. R. Bowers, J. Centrella, J. Le Blanc, M. Le Blanc, Science Books International, Boston 1983.
- [40] H. Hulke, C. Rolfs, H. P. Trautvetter, *Z. Phys.* **A297**, 161 (1980).
- [41] D. Bodansky, D. D. Clayton, W. A. Fowler, *Astrophys. J. Suppl.* **16**, 299 (1968).
- [42] J. L. Zyskind, J. M. Davidson, M. T. Esat, M. H. Shapiro, R. H. Spear, *Nucl. Phys.* **A301**, 179 (1978).



- [43] L. W. Mitchell, D. G. Sargood, *Aust. J. Phys.* **36**, 1 (1983).
- [44] R. N. Boyd, *Proceedings of the Workshop on Radioactive Ion Beams and Small Cross Section Measurements*, The Ohio State University Press, Columbus 1981; R. C. Haight, G. J. Mathews, R. M. White, L. A. Aviles, S. E. Woodward, *Nucl. Instrum. and Methods* **212**, 245 (1983).
- [45] W. Hauser, H. Feshbach, *Phys. Rev.* **78**, 366 (1952).
- [46] J. A. Holmes, S. E. Woosley, W. A. Fowler, B. A. Zimmerman, *At. Data and Nucl. Data Tables* **18**, 305 (1976).
- [47] G. Michaud, W. A. Fowler, *Phys. Rev. C* **2**, 2041 (1970); patrz również E. W. Vogt, *Adv. Nucl. Phys.* **1**, 261 (1969).
- [48] F. M. Mann, Hanford Engineering and Development Laboratory internal report HEDL-TME-7680 (1976).
- [49] J. L. Zyskind, C. A. Barnes, J. M. Davidson, W. A. Fowler, R. E. Marrs, M. H. Shapiro, *Nucl. Phys. A* **343**, 295 (1980).
- [50] D. G. Sargood, *Phys. Rep.* **93**, 61 (1982); *Aust. J. Phys.* **36**, 583 (1983).
- [51] N. A. Bahcall, W. A. Fowler, *Astrophys. J.* **157** (1969).
- [52] R. A. Ward, W. A. Fowler, *Astrophys. J.* **238**, 266 (1980). Dane produkcji  $^{26}\text{Al}$  w reakcji  $^{25}\text{Mg}(p, \gamma)^{26}\text{Al}$  znaleźć można w A. E. Champagne, A. J. Howard, P. D. Parker, *Astrophys. J.* **269**, 686 (1983). Ostatnie dane doświadczalne dotyczące rozpadu  $^{26}\text{Al}$  w reakcji  $^{26}\text{Al}(p, \gamma)^{27}\text{Si}$  znajdują się w pracy L. Buchmann, M. Hilgemaier, A. Krauss, A. Redder, C. Rolfs, H. P. Trautvetter, *Z. Phys.* (1984).
- [53] G. M. Fuller, W. A. Fowler, M. J. Newman, *Astrophys. J. Suppl.* **42**, 447 (1980); *Astrophys. J.* **252**, 715 (1982); *Astrophys. J. Suppl.* **48**, 279 (1982).
- [54] H. S. Wilson, R. W. Kavanagh, F. M. Mann, *Phys. Rev. C* **22**, 1696 (1980).
- [55] C. M. Lederer, V. S. Shirley, *Tables of Isotopes*: wyd. 7, Wiley, New York 1978.
- [56] C. D. Goodman, C. A. Goulding, M. B. Greenfield, J. Rapaport, D. E. Bainum, C. C. Foster, W. G. Love, F. Petrovich, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1755 (1980); F. Ajzenberg-Selove, R. E. Brown, E. R. Flynn, J. W. Sunier, *Phys. Rev. Lett.* (1984).
- [57] S. D. Bloom, G. M. Fuller (w przygotowaniu, 1984).
- [58] G. E. Brown, H. A. Bether, G. Baym, *Nucl. Phys. A* **375**, 481 (1982).
- [59] H. A. Bethe, A. Yahil, G. E. Brown, *Astrophys. J. Lett.* **262**, L7 (1982).
- [60] H. A. Bethe, G. E. Brown, J. Cooperstein, J. R. Wilson, *Nucl. Phys. A* **403**, 625 (1983).
- [61] G. M. Fuller, *Astrophys. J.* **252**, 741 (1982).
- [62] G. M. Fuller, W. A. Fowler, M. J. Newman (w przygotowaniu, 1984).
- [62] S. E. Woosley, T. S. Axelrod, T. A. Weaver, *Stellar Nucleosynthesis*, red. C. Chiosi, A. Renzini, Reidel, Dordrecht 1984.
- [64] F. Hoyle, W. A. Fowler, *Astrophys. J.* **132**, 565 (1960).
- [65] W. A. Fowler, F. Hoyle, *Astrophys. J. Suppl.* **9**, 201 (1964).
- [66] J. C. Wheeler, *Rep. Prog. Phys.* **44**, 85 (1981).
- [67] K. Nomoto, *Astrophys. J.* **253**, 798 (1982); *Astrophys. J.* **257**, 780 (1982); *Stellar Nucleosynthesis*, red. C. Chiosi, A. Renzini, Reidel, Dordrecht 1984.
- [68] K. Nomoto, F. K. Thielemann, J. C. Wheeler, *Astrophys. J.* (1984).
- [69] W. D. Arnett, F. K. Thielemann, *Stellar Nucleosynthesis*, red. C. Chiosi, A. Renzini, Reidel, Dordrecht 1984.
- [70] J. H. Reynolds, *Phys. Rev. Lett.* **4**, 8 (1960).
- [71] P. M. Jeffery, J. H. Reynolds, *J. Geophys. Res.* **66**, 3582 (1961).
- [72] G. J. Wasserburg, W. A. Fowler, F. Hoyle, *Phys. Rev. Lett.* **4**, 112 (1960).
- [73] G. J. Wasserburg, D. A. Papanastassiou, *Essays in Nuclear Astrophysics*, red. C. A. Barnes, D. D. Clayton, D. N. Schramm, Cambridge University Press 1982, str. 77.
- [74] D. D. Clayton, *Astrophys. J.* **199**, 765 (1975); *Space Sci. Rev.* **24**, 147 (1979); *Astrophys. J.* **263**, 381 (1983); *Astrophys. J.* (1984). Także D. D. Clayton, F. Hoyle, *Astrophys. J. Lett.* **187**, L101 (1974); *Astrophys. J.* **203**, 490 (1976).
- [75] J. H. Chen, G. J. Wasserburg, *Earth Planet. Sci. Lett.* **52**, 1 (1981).

- [76] D. S. Burnett, M. I. Stapanian, J. H. Jones, *Essays in Nuclear Astrophysics*, red. C. A. Barnes, D. D. Clayton, D. N. Schramm, Cambridge University Press 1982, str. 144.
- [77] Typhoon Lee, D. A. Papanastassiou, G. J. Wasserburg, *Astrophys. J. Lett.* **211**, L107 (1977).
- [78] W. A. Mahoney, J. C. Ling, W. A. Wheaton, A. S. Jacobson, *Astrophys. J.* (1984); patrz również W. A. Mahoney, J. C. Ling, A. S. Jacobson, R. E. Lingenfelter, *Astrophys. J.* **262**, 742 (1982).
- [79] R. T. Skelton, R. W. Kavanagh, D. G. Sargood, *Astrophys. J.* **271**, 404 (1983).
- [80] M. Arnould, H. Nørgaard, F. K. Thielemann, W. Hillebrandt, *Astrophys. J.* **237**, 931 (1980).
- [81] J. W. Truran, *Essays in Nuclear Astrophysics*, red. C. A. Barnes, D. D. Clayton, D. N. Schramm, Cambridge University Press 1982, str. 467.
- [82] W. A. Fowler, J. L. Greenstein, F. Hoyle, *Geophys. J.* **6**, 148 (1962).
- [83] Typhoon Lee, *Astrophys. J.* **224**, 217 (1978).
- [84] M. H. Thiemens, J. E. Heidenreich, *Science* **219**, 1073 (1983).
- [85] D. G. Sandler, S. E. Koonin, W. A. Fowler, *Astrophys. J.* **259**, 908 (1982).
- [86] F. R. Niederer, D. A. Papanastassiou, C. J. Wasserburg, *Astrophys. J. Lett.* **228**, L93 (1979).
- [87] A. Huck, G. Klotz, A. Knipper, C. Miede, C. Richard-Serre, G. Walter, CERN report 81-09, 378 (1981).
- [88] R. A. Chevalier, R. P. Kirshner, *Astrophys. J.* **233**, 154 (1979).
- [89] R. H. Becker, S. S. Holt, B. W. Smith, N. E. White, E. A. Boldt, R. F. Mushotsky, P. J. Serlemitsos, *Astrophys. J. Lett.* **234**, L73 (1979):
- [90] J. M. Shull, *Astrophys. J.* **262**, 308 (1982) i informacje prywatne (1983).
- [91] T. S. Axelrod, Late Time Optical Spectra from the  $^{56}\text{Ni}$  Model for Type I Supernovae, praca doktorska, University of California, Berkeley, UCRL-52994 (1980).
- [92] R. P. Kirshner, J. B. Oke, *Astrophys. J.* **200**, 574 (1975).
- [93] D. Branch, C. H. Lacy, M. L. McCall, P. G. Sutherland, A. Uomoto, J. C. Wheeler, B. J. Wills, *Astrophys. J.* **270**, 123 (1983).
- [94] D. Branch, *Proceedings of Yerkes Observatory Conference on „Challenges and New Developments in Nucleosynthesis”*, red. W. D. Arnett, University of Chicago Press, 1984.
- [95] J. Audouze, S. Vauclair, *An Introduction to Nuclear Astrophysics*, Reidel, Dordrecht 1980, str. 92.
- [96] W. A. Fowler, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **52**, 524 (1964); *Nuclear Astrophysics*, American Philosophical Society, Philadelphia 1967.
- [97] P. A. Seeger, W. A. Fowler, D. D. Clayton, *Astrophys. J. Suppl.* **11**, 121 (1965).
- [98] R. L. Macklin, J. H. Gibbons, *Rev. Mod. Phys.* **37**, 166 (1965). Patrz też B. J. Allen, R. L. Macklin, J. H. Gibbons, *Adv. Nucl. Phys.* **4**, 205 (1971).
- [99] J. Almeida, F. Käppeler, *Astrophys. J.* **265**, 417 (1983).
- [100] R. K. Ulrich, *Explosive Nucleosynthesis*, red. D. N. Schramm, W. D. Arnett, University of Texas Press, Austin 1973, str. 139.
- [101] D. D. Clayton, R. A. Ward, *Astrophys. J.* **193**, 397 (1974).
- [102] I. Iben, Jr., *Astrophys. J.* **196**, 525 (1975).
- [103] J. W. Truran, International Physics Conference Series No. 64, The Institute of Physics, London 1983, str. 95.
- [104] R. A. Becker, W. A. Fowler, *Phys. Rev.* **115**, 1410 (1959).
- [105] D. N. Schramm, *Essays in Nuclear Astrophysics*, red. C. A. Barnes, D. D. Clayton, D. N. Schramm, Cambridge University Press 1982, str. 325.
- [106] J. B. Blake, D. N. Schramm, *Astrophys. J.* **209**, 846 (1976).
- [107] A. G. W. Cameron, J. J. Cowan, J. W. Truran, *Proceedings of Yerkes Observatory Conference on „Challenges and New Developments in Nucleosynthesis”*, red. W. D. Arnett, University of Chicago Press 1984.
- [108] E. Rutherford, *Nature* **123**, 313 (1929).
- [109] W. A. Fowler, *Proceedings of the Welch Foundation Conferences on Chemical Research, XXI, Cosmochemistry*, red. W. D. Milligan, Robert A. Welch Foundation, Houston 1977, str. 61; patrz również W. A. Fowler, *Cosmology, Fusion and Other Matters*, red. F. Reines, Colorado Associated University Press 1972, str. 67.

- [110] W. A. Fowler, F. Hoyle, *Ann. Phys.* **10**, 280 (1960).
- [111] B. M. Tinsley, *Astrophys. J.* **198**, 145 (1975).
- [112] D. N. Schramm, G. J. Wasserburg, *Astrophys. J.* **163**, 75 (1970).
- [113] F. K. Thielemann, J. Metzinger, H. V. Klapdor, *Z. Phys.* **A309**, 301 (1983) i prywatne informacje.
- [114] A. Sandage, G. A. Tammann, *Astrophys. J.* **256**, 339 (1982).
- [115] S. van den Bergh, *Nature* **229**, 297 (1982).
- [116] D. D. Clayton, *Astrophys. J.* **139**, 637 (1964).
- [117] W. A. Fowler, *Bull. Am. Astron. Soc.* **4**, 412 (1972).
- [118] R. R. Winters, R. L. Macklin, *Phys. Rev.* **C25**, 208 (1982).
- [119] S. E. Woosley, W. A. Fowler, *Astrophys. J.* **233**, 411 (1979).
- [120] R. L. Macklin, R. R. Winters, N. W. Hill, J. A. Harvey, *Astrophys. J.* **274**, 408 (1983).
- [121] R. L. Hershberger, R. L. Macklin, M. Balakrishnan, N. W. Hill, M. T. Mc Ellistrem, *Phys. Rev.* **C28**, 2249 (1983).
- [122] J. C. Browne, B. L. Berman, *Phys. Rev.* **C23**, 1434 (1981).
- [123] R. D. Williams, W. A. Fowler, S. E. Koonin, *Astrophys. J.* (1984).
- [124] J. A. Payne, praca doktorska: An Investigation of the Beta Decay of Rhenium to Osmium Using High Temperature Proportional Counters, University of Glasgow 1965; R. W. P. Drever, prywatne informacje (1983).
- [125] B. Hirt, G. R. Tilton, W. Herr, W. Hoffmeister, *Earth Sciences and Meteorites*, red. J. Geiss, E. D. Goldberg, North Holland Press, Amsterdam 1963.
- [126] K. Yokoi, K. Takahashi, M. Arnould, *Astron. Astrophys.* **117**, 65 (1983).

# Dyfraktometr rentgenowski **DRON-3M**

przeznaczony do prowadzenia w szerokim zakresie rentgenowskich badań strukturalnych różnorodnych materiałów krystalicznych

## **W DZIEDZINIE**

fizyki ciała stałego, chemii, krystalografii, metaloznawstwa oraz innych gałęziach nauki i przemysłu.

Specjalistyczna maszyna cyfrowa wbudowana w urządzenie realizuje:

- programowane sterowanie pracą dyfraktometru,
- wstępne przetwarzanie wyników

## **PRZEWIDZIANA AUTOMATYCZNA DIAGNOSTYKA PRACY DYFRAKTOMETRU**



***Eksporter: V/O***

***Techsnabexport***  
USSR MOSCOW

***ZSRR, 121200, Moskwa  
Smolenskaja-Siennaja pl.32/34  
Telefon: 244-32-85  
Teleks: 411328 TSE SU***

## ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

## Symposium Stanów Wzbudzonych Jąder \*

W dniach od 25 do 29 czerwca 1984 r. odbyło się w Łodzi Międzynarodowe Symposium Stanów Wzbudzonych Jąder. Zorganizowane zostało przez Instytut Fizyki Uniwersytetu Łódzkiego. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był doc. Marian Przytuła. W Symposium wzięło udział 70 fizyków, w tym fizycy z ZSRR (6), USA (3), NRD (2), Holandii (1), Japonii (1), Mongolii (1) i Włoch (1). Obrady toczyły się w dwóch sesjach: przedpołudniowej (ok. 4 godzin) i popołudniowej (ok. 3 godzin). Sesje zaczynały się zwykle jednym lub dwoma referatami dłuższymi, najczęściej o charakterze przeglądowym (45 min.) po których następowały krótsze komunikaty (15 min.).

Tematykę Symposium można by w zwarty sposób przedstawić następująco:

- 1) Stany wzbudzone jąder: stany nisko leżące, stany o wysokim spinie, gigantyczne rezonanse, jądro złożone.
- 2) Reakcje jądrowe: emisja cząstek złożonych, reakcje ciężkojonowe dla jąder lekkich i średnich.
- 3) Ogólne własności jąder: granice stabilności protonowej przy  $Z = 75$ , efekt niezachowania parzystości w fizyce neutronowej, zagadnienie zależności czasu życia jąder od powłok elektronowych.
- 4) Inne: czy wybuch jądrowy może „zapalić” atmosferę lub wody mórz?

Omówimy teraz krótko niektóre zagadnienia. Wybór ich będzie z pewnością subiektywny, z niejaką tendencją do wyróżnienia tych, które na Symposium prezentowane były szerzej.

Własności nisko leżących stanów jądrowych na ogół ściśle się wiążą z własnościami (np. deformacją) jąder w stanie podstawowym. Stąd, przy dyskusji tych stanów dużo uwagi poświęcono stanowi podstawowemu. P. Rozmej (Lublin) omówił wpływ drgań zerowych na własności kolektywne (głównie deformację) jąder w stanie podstawowym. Drgania te powiększają z reguły wartość bezwzględną deformacji. Największy efekt występuje dla jąder słabo zdeformowanych (przejściowych), które są najbardziej podatne na zmianę deformacji.

Jeden z nas (A. S.) przedstawił zagadnienie anomalii stanów kolektywnych o ujemnej parzystości dla jąder z otoczenia radu. Stany te, podobnie jak dla wielu jąder z innych obszarów tablicy nuklidów, związane są z drganiami oktopolowymi. Anomalia jednak wskazuje na to, że drgania te odbywają się nie wokół kulistego czy elipsoidalnego kształtu jądra (jak to było znane dotychczas), ale wokół kształtu zdeformowa-

\* Sprawozdanie niniejsze jest trochę nietypowe dla *Postępów Fizyki* przez to, że współautorem jego jest fizyk zagraniczny. Prof. J. J. Griffin jest osobą, która dokonała podsumowania Symposium, na jego zakończenie. Osoba taka wydaje się naturalnym autorem lub współautorem sprawozdania z konferencji i korzystanie z jej trudu włożonego w podsumowanie warte jest chyba polecenia. W *Postęпах Fizyki* mieliśmy dotąd tylko jeden podobny, choć dosyć skrajny przypadek, gdy zamiast sprawozdania z konferencji zamieściliśmy tekst (prof. E. H. S. Burhopa) jej podsumowania, uzupełniony krótką notatką Redakcji (*Postępy Fizyki* 31, 395 (1980)) (przy. Red.).

nego oktopolowo (kształt gruszki). Ponadto wydaje się, że drgania te nie są małej amplitudy, z czym spotykaliśmy się dotychczas przy drganiach oktopolowych, lecz dużej. Z zakresu stanów oktopolowych, bardzo interesujący wynik przedstawił J. Styczeń (Kraków). Jest to pierwsza identyfikacja dwufononowego stanu oktopolowego. Identyfikacji tej dokonano w jądrze  $^{147}\text{Gd}$ . Zagadnienie stanów oktopolowych jest jednym z intensywniej badanych obecnie w fizyce jądrowej.

Podobnie intensywnie, i to od dłuższego już czasu, badane są stany jądrowe o wysokim spinie. Przegląd ostatnich wyników w tej dziedzinie przedstawił M. J. de Voigt (Groningen, Holandia). O własnościach elektromagnetycznych stanów o wysokim spinie mówił R. Kulesa (Kraków). Wiele z tych własności można zbadać metodą wielokrotnego wzbudzenia kulombowskiego. Przedstawiony został obszerny przegląd tej metody. Sprawie własności jąder w stanach o wysokim spinie poświęcony był w *Postęпах Fizyki* 33, 133 (1982) oddzielny artykuł A. Bohra i B. R. Mottelсона.

Jednym z bardzo aktualnych zagadnień fizyki jądrowej jest problem tłumienia ruchów kolektywnych. Tłumienie to występuje w takich procesach jak rozszczepienie i zderzanie się jąder oraz gigantyczne rezonanse. Stanowi ono szerokie i wciąż otwarte zagadnienie dysypacji energii, rozumianej jako zamiana kolektywnego ruchu nukleonów na nieskorelowany ruch jednocząstkowy. Przechodzenie energii kolektywnej na energię jednocząstkową można opisać przy pomocy modelu prawie klasycznego, korzystającego z koncepcji tzw. dysypacji jednociąłowej. Zakłada ona brak oddziaływania pomiędzy samymi cząstkami, a istnieje jedynie oddziaływanie poszczególnych cząstek z ruchem kolektywnym, tak jak to np. zachodzi w przypadku gazu doskonałego zamkniętego w naczyniu o drgających ściankach. Jeden z nas (J. J. G.) omówił inny, kwantowy sposób rozwiązania tego problemu, który oprócz dysypacji jednociąłowej dopuszcza tłumienie dwuciąłowe. Okazuje się, że przy opisie kwantowym możemy odtworzyć wartość tłumienia jednociąłowego otrzymaną w modelu klasycznym, ale tylko przy nierealistycznych założeniach. W realistycznych warunkach kwantowe tłumienie jednociąłowe jest za małe. Aby zatem dostać w opisie kwantowym znaczną wartość tłumienia, odpowiadającą sytuacji doświadczalnej, należy uwzględnić także oddziaływanie dwuciąłowe pomiędzy cząstkami (nukleonami).

Strukturę mikroskopową, tj. opartą na modelu wewnętrznym jądra, stanów kolektywnych i w szczególności rezonansów gigantycznych omówił W. G. Sołowiow (Dubna), pracujący od wielu lat nad takim opisem. Badania nad stanami analogowymi gigantycznych rezonansów dipolowych, wzbudzanych w reakcji neutronów przedkich z jądrami niklu, przedstawił J. Rondio (Warszawa).

M. Przytuła (Łódź) dokonał przeglądu badania stanów rezonansowych jądra złożonego, powstającego w reakcji z neutronami powolnymi. Główna uwaga poświęcona była opisowi uśrednionych charakterystyk tych stanów. Opis taki, oparty na prostym modelu ekscytowanym z uwzględnieniem efektów powłokowych w przyjętym układzie poziomów jednocząstkowych, prowadzi do niezłych, jak na tak prosty model, wyników.

Reakcje jądrowe były na tym Sympozjum mniej licznie reprezentowane. S. Micek (Kraków) mówił o zderzeniach jąder  $^6\text{Li}$  z  $^6\text{Li}$  i wpływie ich klastrowej struktury na kanały sprężystego i niesprężystego rozpraszania oraz reakcje przekazu. R. Planeta (Kraków) dyskutował problem rozszczepienia jąder z obszaru żelaza, wytworzonych w zderzeniach ciężkich jonów. Porównanie wyników eksperymentu z przewidywaniami modelu kropłowego sugeruje, że obserwuje się tutaj rozszczepienie jąder silnie zdeformowanych (tzw. superzdeformowanych), o stosunku półosi dużej do małej równym lub większym od dwóch.

Nietypową tematykę poruszył J. R. Mc Nally (Oak Ridge, USA). Zwrócił on uwagę, że zagadnienie czy wybuch jądrowy nie może spowodować wybuchu całej atmosfery czy też mórz badane było już ponad 30 lat temu, w pracach tajnych. Powstaje pytanie, czy wobec dokonanego tymczasem postępu wiedzy z jednej strony, a także zmiany skali potencjalnego wybuchu z drugiej, nie powinno się badań tych przeprowadzić na nowo, być może w jawnej, międzynarodowej współpracy.

Oddzielnym wydarzeniem była ogólna dyskusja „okrągłego stołu”. Prowadzący ją, jeden z niżej podpisanych (K. G.), wysunął w krótkim słowie wstępnym kilka zagadnień, które mogłyby być warte omówienia, wśród nich zarysowujące się kierunki rozwoju fizyki jądrowej. W dość burzliwej dyskusji, jaka nastąpiła, wiele miejsca poświęcono pojęciu modelu w fizyce. Okazuje się, że rozumiemy ten termin dość różnie, od grubego wyobrażenia o zjawisku do pełnej, subtelnej jego teorii. Warto zwrócić uwagę, że niedawno drukowany był w *Postęпах Fizyki* (35, 379 (1984)) artykuł Rudolfa Peierlsa poświęcony w całości modelom w fizyce.

Sympozjum było zorganizowane starannie. Wyczuwało się atmosferę troski organizatorów o sprawny

jego przebieg, gościnność i życzliwość. Odbyla się prawie całonocna wycieczka do Żelazowej Woli, Niepokalanowa i Łowicza.

Materiały Sympozjum mają być wydane przez Wydawnictwa Uniwersytetu Łódzkiego.

*Dodano przy korekcie:* Materiały Sympozjum ukazały się w czasie druku niniejszego sprawozdania, pod redakcją L. Łasonia, M. Przytuły i K. Trzeciak-Sernickiej.

*James J. Griffin*

Dept. of Physics and Astronomy,  
University of Maryland, College Park,  
Maryland, USA

*Kazimierz Grotowski*

Instytut Fizyki,  
Uniwersytet Jagielloński,  
Kraków

*Adam Sobczewski*

Instytut Problemów Jądrowych  
Warszawa

### Konferencja Krystalografii Stosowanej w Kozubniku

W dniach 10–14 września 1984 r. odbyła się w Kozubniku koło Porąbki międzynarodowa konferencja „Applied Crystallography”, zorganizowana przez Instytut Fizyki i Chemii Metali Uniwersytetu Śląskiego we współpracy z Instytutem Metalurgii Żelaza, przy poparciu Komitetu Krystalografii PAN. Była to kolejna, jedenasta już konferencja, organizowana systematycznie co dwa lata, począwszy od roku 1962.

W konferencji uczestniczyło 200 osób, w tym z polskich placówek naukowych i przemysłowych ośrodków naukowo-badawczych 150 osób, pozostałe z ZSRR, Czechosłowacji, Bułgarii, Węgier, NRD, Francji, Anglii i RFN.

Tematyka Konferencji obejmowała rozwój i wykorzystanie metod krystalografii w badaniach materiałów (metale, minerały, polimery). Zgłoszone prace obejmowały takie metody jak identyfikacja faz i przemian fazowych, precyzyjny pomiar stałych sieciowych, tekstura, topografia rentgenowska, rozpraszanie małokątowe, zastosowanie dyfrakcji elektronów i neutronów i inne. Ogółem na konferencję zgłoszono ponad 140 prac, z których 37 przedstawiono na sesjach plenarnych, a pozostałe na sesjach plakatowych. W dniu 13 września, równoległe z obradami Konferencji, odbywało się całonocne Seminarium Polsko-Francuskie na temat mikroanalizy rentgenowskiej. Na Seminarium tym wygłoszono 11 referatów. Obrady Konferencji i Seminarium odbywały się w języku angielskim, rosyjskim i polskim.

Sesja plenarna w dniu 11 września poświęcona była w całości zagadnieniu rozwoju współczesnych metod rentgenowskiej analizy strukturalnej. Rozpoczął ją referat dra J. Fiali z Czechosłowacji na temat mikroanalizy składu fazowego. Omówiono szeroko takie metody jak mikrodyfrakcja Lauego, dyfrakcja Kossela, pomiar energii elektronów rozproszonych, spektroskopia Ramana. Następne referaty dotyczyły badania tekstur w metalach, wykorzystania komputerów do wskaźnikowania rentgenogramów, wyznaczenia funkcji rozkładu gęstości elektronowej. Sesję plenarną w tym dniu zamknęły dwa referaty gości z RFN i Francji. Pierwszy z nich, wygłoszony przez P. V. Chayka i H. E. Göbela, poświęcony był zastosowaniu w rentgenografii licznika czulego na pozycję, drugi natomiast, wygłoszony przez P. E. Vicario, zastosowaniu metody ECP (*Electron channeling pattern*) w mikroskopii skaningowej.

Sesja plenarna w dniu 12 września poświęcona była badaniom materiałów amorficznych za pomocą promieni rentgenowskich i neutronów, zjawisku porządkowania, przemianie martenzytycznej i realnej strukturze kryształów. Na szczególną uwagę zasługują wygłoszone w tym dniu referaty: R. Wagnera „Badania wczesnego stadium procesu wydzieleniowego w stopach przesyconych za pomocą analitycznego



mikroskopu polowego” i G. Champiera (Francja) „Wykorzystanie synchrotronowej topografii rentgenowskiej do badań *in situ* mikrodeformowanych kryształów krzemu”.

Sesja plenarna w dniu 13 września poświęcona była takim problemom jak: zastosowanie rentgenografii w badaniach rozkładu atomów w stopach, wykorzystanie małokątowego rozpraszania promieni rentgenowskich do badań warstw elektrolitycznych, polimerów i polskiego węgla kamiennego, nowych kierunków w podejściu do systematyki kryształów, teoretycznych podstaw badań odstępstw od stechiometrii w roztworach stałych.

Równoległe z sesją plenarną odbywała się sesja plakatowa. Zestaw tematyczny sesji plakatowej w danym dniu odpowiadał ściśle zagadnieniom omawianym na sesji plenarnej. Prace przedstawiane na sesji plakatowej były dostępne dla uczestników przez cały dzień Konferencji.

Materiały Konferencji (sesje plenarne i plakatowe) zostały wydane drukiem w postaci książkowej, składającej się z dwóch tomów i zawierającej przeszło 700 stron. Redaktorami publikacji są Z. Bojarski i T. Bold. Przewiduje się, że do końca 1984 r. zostaną również wydane referaty wygłoszone na Seminarium Polsko-Francuskim na temat mikroanalizy rentgenowskiej.

XI Konferencja Krystalografii Stosowanej została oceniona przez jej uczestników jako przedsięwzięcie udane, zarówno pod względem naukowym jak i organizacyjnym. Życzeniem jej uczestników było, aby tradycja tych konferencji była kontynuowana.

*Eugeniusz Łągiewka*

Instytut Fizyki i Chemii Metali  
Uniwersytet Śląski  
Katowice

## RECENZJE

Czesław Białobrzewski: *Podstawy poznawcze fizyki świata atomowego*, PWN, Warszawa 1984, s. 388, nakład 3750 egz., wydanie II, cena zł 180.—

Pierwszą reakcją na tę książkę jest zdziwienie: że się ukazała, że w ogóle powstała. Nie pasuje bowiem ona do potocznych wyobrażeń o osobie Autora. Białobrzewski znany jest powszechnie z jednego odkrycia, pochodzącego z 1913 r., że ciśnienie promieniowania winno odgrywać ważną rolę w wewnętrznej strukturze gwiazd. Głównym źródłem informacji o dalszych jego losach były głośnie przed laty *Szkice z przeszłości* Leopolda Infelda<sup>1</sup>, w których Infeld następująco opisywał swój przyjazd do Polski w 1950 roku: „... Opowiedzieli mi krótko o stanie fizyki teoretycznej w Polsce. Okazało się, że stan ten jest rozpaczliwy. W Warszawie był wówczas jeden profesor fizyki — Białobrzewski, starszy pan. Znałem go jeszcze z okresu międzywojennego. Nigdy nie rozbudował fizyki i nigdy nie stworzył szkoły... Brałem więc udział w końcowych seminariach fizyki teoretycznej. Wyglądały one ponuro. Zajmowano się czytaniem i referowaniem przestarzałej książki z teorii pola. ... Panowała atmosfera sennej nudy ... Tak wyglądało moje pierwsze w Polsce zetknięcie się z fizyką, smutne i świadczące o jej niskim poziomie”.

Jak podaje w przedmowie R. S. Ingarden, książka Białobrzewskiego jest wynikiem dwudziestoletnich jego studiów nad podstawami i interpretacją mechaniki kwantowej. Sądząc po niej nie był to czas stracony. W stustronicowym rozdziale drugim, „Struktura matematyczna mechaniki kwantowej”, Autor przedstawia, zgodnie z tytułem, zarys podstaw tej teorii. Nie jest to wykład podręcznikowy ani monografia, raczej coś o charakterze artykułu z encyklopedii fizyki; zawiera on mnóstwo informacji, ale teorii kwantów nie można się zeń nauczyć. Autor zbiera w nim te informacje, które mu będą potrzebne w dwu następnych rozdziałach do interpretacji fizyki mikroświata. Przedstawienie mechaniki kwantowej jest tu zadziwiająco nowoczesne. Autor kładzie nacisk na rzeczy istotne, pomijając wiele szczegółów, w owych czasach uważanych za ważne. Widać rzetelną znajomość przedmiotu i dogłębne jego przemyślenie. Białobrzewski przy tym nie poprzestaje na referowaniu poglądów twórców mechaniki kwantowej, lecz w pierwszym rzędzie stara się przedstawić, co z czego wynika, a więc rozróżnia twierdzenia udowodnione od wyobrażeń o nich. Niewiele znalazłem tu sformułowań, do których można mieć zastrzeżenia z punktu widzenia dzisiejszej fizyki (mowa tu naturalnie o nierelatywistycznej mechanice kwantowej. Książka została ukończona z początkiem lat pięćdziesiątych; wiedza Białobrzewskiego urywa się przed powstaniem elektrodynamiki kwantowej). Niewiele jest też w literaturze światowej podręczników mechaniki kwantowej pochodzących z tamtego okresu, które nie zestarzały się gruntownie. Bardzo szkoda więc, że Białobrzewski nie napisał po prostu uniwersyteckiego podręcznika teorii kwantów. Miał ku temu pełne kwalifikacje.

O szerokości zainteresowań Białobrzewskiego, ocytaniu w literaturze, i to w tej, którą dziś uważamy za ważną oraz o dobrej intuicji badawczej (o której ładnie pisze w szkicu „W sprawie badania i genezy rozwoju twórczości naukowej”) najlepiej świadczy fakt, że znał i dostrzegał znaczenie kosmologicznej teorii Wielkiego Wybuchu Gamowa, Bethego i Alpher (teoria  $\alpha$ - $\beta$ - $\gamma$ ), która w owym czasie została nieomal całkowicie zlekceważona przez fizyków.

Do kogo właściwie adresowana jest ta książka? Trudno na to odpowiedzieć. Rozdział o strukturze teorii kwantów jest dla filozofów całkowicie niezrozumiały. O interpretacji tej teorii, nawet filozoficznej, mogą dyskutować tylko ludzie dobrze ją znający, więc właściwie rozdział ten jest zbędny. Można przypuszczać,

<sup>1</sup> Leopold Infeld *Szkice z przeszłości (wspomnienia)*, PIW, Warszawa 1964 (przyp. Red.).

że Autor miał na oku dwa cele: oprócz rozważenia problemów interpretacyjnych chciał przekonać konserwatywnie nastawionych kolegów fizyków, że mechanika kwantowa jest wewnętrznie spójna, rozsądna i nie aż tak radykalnie rewolucyjna, jak o niej sądzono. Z drugiej strony nie jest dobrze taki apologetyczny zamiar nazywać po imieniu, toteż wygląda na to, że Autor świadomie zrezygnował z umieszczenia wstępu, w którym zwykle deklaruje się cel i adresata książki.

Mechanika kwantowa, tak jak ją widziano i rozumiano w pierwszych dziesięcioleciach jej istnienia, dawała radykalnie nowy obraz świata, toteż odbierano ją w nader różny sposób. Jedni obrażali się na nią, bo łamała od dawna utrwalone wyobrażenia o naturze przyrody, inni przeciwnie, dochodzili do wniosku, że tylko odrzucając wszystkie dotychczasowe idee, reguły i pojęcia, można dojść do poznania mikroświata, że tylko to co jawi się jako absurdalne może być prawdziwe, że należy kwestionować wszystko, a więc że „wszystko wolno”. Białobrzęski parokrotnie cytuje (i krytykuje) sławną wypowiedź Eddingtona: „Ponieważ większość ludzi jest prawdopodobnie pod wrażeniem, że Rutherford odkrył jądro atomowe, jestem rzecznikiem poglądu, iż on je zrobił” (*The Philosophy of Physical Science*, Cambridge 1939). Najtrudniej było wówczas zachować spokojny umiar, akceptując z jednej strony teorię kwantów jako adekwatny opis zjawisk atomowych, a z drugiej strony dążąc do tego, by implikowany przez nią obraz mikroświata możliwie jak najmniej odbiegał od obrazu tworzonego przez fizykę klasyczną, by w nowej fizyce doszukiwać się elementów wspólnych ze starą, a nie tylko epatować siebie i innych różnicami, aby sformułować interpretację mechaniki kwantowej odrzucając tylko te idee i pojęcia, których, jak np. koncepcja określonego toru elektronu, dłużej podtrzymywać było niepodobna. Białobrzęski, w odróżnieniu od Bohra, von Weizsäckera czy Eddingtona, zdobywa się na taką postawę. Dzięki temu wiele jego poglądów jest w pełni aktualnych.

„Zapomnijmy o majaczeniach wielkich ludzi, pamiętajmy o prawdach, jakich nas nauczyli”, mówił Voltaire. Książka Białobrzęskiego, jak niemal każda praca filozoficzna, jest dla nas książką historyczną, tzn. oddaje stan umysłów w czasie jej powstawania. Odbija zatem w równym stopniu majaczenia jak i prawdy, które dopiero po pewnym czasie uwalniają się od tego balastu.

Najwartościowszą częścią książki są rozdziały trzeci i czwarty, w których podana jest krytyka dotychczasowych interpretacji mechaniki kwantowej oraz przedstawiona interpretacja własna Autora. Poglądy Białobrzęskiego nie są tu kompletne i nie wszędzie jasne; odnoszę wrażenie, że najbliższy był interpretacji za pomocą zespołu statystycznego. Najbardziej interesuje go, wbrew modnemu wówczas neopozytywizmowi, co fizyka kwantowa głosi o świecie, nie zaś jak do tych twierdzeń dochodzi. Nie sposób streścić tu obszerne i bogate poglądy filozoficzne Białobrzęskiego. Zachęcając więc do lektury książki wymienię tu tylko kilka wybranych przykładów. Przy lekturze pamiętać też trzeba, że niektóre z myśli Białobrzęskiego, dziś brzmiące dość banalnie, były przed trzydziestu kilku laty nowatorskie i kontrowersyjne. Oto te przykłady:

1. Str. 39, 53, 238—245. Mechanika kwantowa odrzuca klasyczny determinizm, lecz nie przyczynowość w ogóle. Przyczynowość to możność przewidywania zjawisk za pomocą uniwersalnych praw, gdy znane są warunki początkowe. Przyczynowość jest indeterministyczna gdy przewidywanie jest probabilistyczne.

2. Str. 171. Krytykuje tezę neopozytywizmu logicznego, według którego obiektywna nauka powinna być budowana wyłącznie opierając się na „czystych” danych empirycznych. „Fizyka zawiera olbrzymi materiał będący konstrukcjami umysłowymi, które łączą się z bezpośrednio stwierdzonymi faktami za pomocą szeregu, często zawilego, pośrednich ogniwi pojęciowych.”

3. Str. 185. Podaje poprawną interpretację zasady nieoznaczoności dla czasu i energii.

4. Str. 258. Rozważając paradoks Einsteina, Podolskiego i Rosena trafnie zauważa, że funkcja falowa dwu układów, które oddziaływały ze sobą w przeszłości, nie faktoryzuje się.

5. Str. 212—220. Polemizując z poglądami Kanta na charakter poznania naukowego twierdzi, że kategorie (podstawowe pojęcia abstrakcyjne) nie są aprioryczne, lecz ewoluują wraz z rozwojem fizyki, np. koncepcja czasu i przestrzeni.

6. Str. 203—211. Istnienie prawidłowości, tzn. uniwersalnych praw przyrody nie jest przez naukę udowodniane, lecz jest założeniem. Nie jest to jednak konwencja, ale stwierdzenie obiektywnej właściwości świata przyrody.

Książkę tę polecam każdemu kto interesuje się filozofią fizyki.

Leszek M. Sokolowski

Obserwatorium Astronomiczne UJ  
Kraków

L. W. Tarasow: **Podstawy mechaniki kwantowej**, tłumaczył z jęz. rosyjskiego W. Zielić, PWN, Warszawa 1984, s. 261, nakład 5000 egz., cena zł 120.—

Pobieżne przekartkowanie książki L. W. Tarasowa wzbudza pewne nadzieje. Być może wydano ciekawą pozycję, która pozwoli studentom (i nie tylko) na pogłębienie wiadomości z zakresu podstaw mechaniki kwantowej. Szczegółowa lektura nadzieje te jednak całkowicie rozwiewa. Dlaczego? Przyczyn jest kilka — ograniczę się do omówienia najważniejszych.

Pierwsze pytanie, jakie nasuwa się po przeczytaniu książki Tarasowa, to pytanie o krąg odbiorców, którym można byłoby tę książkę polecić. Muszę przyznać, że takich odbiorców nie widzę. Czytając bowiem omawianą pozycję natychmiast zauważamy, że Autor zakłada, iż czytelnik posiada pewną wiedzę z zakresu mechaniki kwantowej i to wiedzę dość obszerną. Bez takiej wiedzy nie można podążać za myślą Autora, który swobodnie przeskakuje z tematu na temat. Autor posługuje się przy tym wieloma pojęciami, których nie definiuje, przywołuje wiele twierdzeń, których nie udowadnia i zapewne przyjmuje, że czytelnik je zna. Podam kilka przykładów. Na str. 27 czytamy: „Zauważmy, że w odróżnieniu od energii moment pędu obiektu mikroskopowego jest zawsze skwantowany. Obserwowane wartości kwadratu momentu pędu obiektu mikroskopowego wyrażają się wzorem:  $M^2 = \hbar^2 l(l+1)$ , gdzie  $l$  — liczby całkowite 0, 1, 2, ...”. Tylko w jaki sposób mamy to zauważyć, skoro nic na ten temat wcześniej Autor nie pisze. Czytelnik musi zatem zagadnienie momentu pędu w mechanice kwantowej dobrze znać. Podobnie na str. 53: „Przypomnijmy, że stan elektronów w atomie opisuje zbiór liczb kwantowych  $n, l, m, \sigma$ ”. Ponieważ Tarasow do str. 53, a także dalej, nie rozwiązuje problemu atomu wodoru, to powyższe zdanie należy rozumieć jako przypomnienie wcześniej nabytej wiedzy. Jeszcze jeden dość charakterystyczny przykład. Na str. 126—7, wychodząc z zasady superpozycji, Autor dochodzi do wniosku, że operator ewolucji stanu kwantowego ma

postać:  $U_{ij}(t, \Delta t) = \delta_{ij} + \frac{i}{\hbar} H_{ij}(t)\Delta t$ . Macierz  $H_{ij}$  nazywa macierzą Hamiltona nie wyjaśniając czy ma ona

coś wspólnego z hamiltonianem znanym z mechaniki klasycznej. Następnie pisze: „2. Jeżeli macierz Hamiltona jest zdiagonalizowana (różne są od zera jedynie elementy diagonalne), to w tym przypadku elementy macierzy mają prosty sens fizyczny: reprezentują one możliwe wartości energii obiektu mikroskopowego... Uwaga ta zostanie uzasadniona później (por. § 13)”. W § 13 uzasadnienia takiego nie znalazłem. Za to w następnych rozdziałach zacytowane stwierdzenie jest często przywoływane. Nie wiemy czy jest to postulat, czy wniosek z jakiegoś rozumowania. Podobne przykłady można mnożyć. Wniosek, jaki z nich wypływa, jest jednoznaczny: czytelnik niezbyt dobrze przygotowany wypada z gry.

Może jednak omawiana książka będzie pożyteczna dla bardziej wtajemniczonych. Nie, tych po prostu zanudzi. Jest ona bowiem kompilacją wielu fragmentów z książek Feynmana, Diraca, Schiffa itd., uzupełnioną o płytkie rozważania filozoficzne. Przy czym sposób prezentacji tych fragmentów jest taki, że można je w pełni zrozumieć dopiero po konfrontacji z oryginałem. Dodatkową atrakcją są tzw. intermedia, w których Autor dyskutuje z czytelnikiem i różnymi przywołanymi przez siebie postaciami (Klasyk, Bohr, Cooper, Dobrolubow, Perrot — ten od Kopcuska itp.). Pomysł dość dobry — wykonanie gorsze. W usta czytelnika włożono bowiem pytania, które chciałby usłyszeć Autor, aby móc wykazać się swoją erudycją, a nie pytania, które nasuwają się w naturalny sposób po przeczytaniu poszczególnych rozdziałów. Poza tym we wstępie czytamy: „Umieszczając w książce intermedia, autor wychodził z założenia, że nawet studiując najpoważniejsze przedmioty nie należy być nazbyt poważnym. Tym niemniej czytelnik powinien odnosić się do intermediów z całą powagą.” Niestety, jako czytelnik prośby tej nie mogłem spełnić.

Należy jednak przyznać, że oryginał nie zawiera większych błędów merytorycznych. Są wprowadzić

drobne potknięcia (np. we wzorze (24.3) wyrażenie  $\exp\left(p_1 \frac{d\tau}{dp}\right)$  nie jest tym samym co wynik działania opera-

tora  $\exp\left(p_1 \frac{d}{dp}\right)$  na funkcję  $\tau$ ), ale lektura książki (w jęz. rosyjskim) nie spowoduje większej szkody. Nie można tego powiedzieć o tłumaczeniu na język polski. Stało się tak za sprawą Tłumacza i zapewne Wydawnictwa (przypuszczam, że tłumaczenie nie było przed drukiem recenzowane przez specjalistę). Otóż wszędzie tam, gdzie Tarasow używa pojęcia superpozycji stanów (a używa często), przetłumaczono je jako stan mieszany. Aby nie być gołosłownym, cytuję ze str. 104: „Jako przykład rozważmy stan mieszany  $\langle \alpha_1 | \beta_1 \rangle \langle \beta_1 | + \langle \alpha_2 | \beta_2 \rangle \langle \beta_2 |$ ” i tak jest w całej książce. Nie jest to przypadek, tłumacz nie rozróżnia bowiem

tych dwóch pojęć. Przekonuje nas o tym szczególnie lektura str. 108, gdzie Autor analizuje przechodzenie przez polaryzator fotonów znajdujących się w stanie będącym superpozycją stanów  $\langle 1|$  i  $\langle 2|$ . Między innymi odnajdujemy tam taki oto fragment „... przy czym albo znajduje się on (tzn. foton — B. C.) w stanie  $\langle 2|$  i wówczas nie przechodzi przez polaryzator, albo znajduje się w stanie  $\langle 1|$  i wówczas przechodzi przez polaryzator.” W oryginale Tarasow nie używa wyrażenia „znajduje się w stanie” a „realizuje się w stanie”. Wprawdzie to ostatnie wyrażenie nie jest najszcześniejsze, ale przy dobrej woli można uznać, że nie jest merytorycznie błędne. Jednak sposób, w jaki zostało ono przetłumaczone na język polski, nie pozostawia już miejsca na dobrą wolę. Dzięki temu lektura omawianej książki przez nieprzygotowanego czytelnika może zniweczyć cały trud wykładowców, którzy mozolnie starają się wytłumaczyć studentom różnicę pomiędzy superpozycją stanów a stanem mieszanym.

Są jeszcze inne drobne potknięcia, ale ich nie omawiam, gdyż mogłoby to stworzyć wrażenie, że po ich uwzględnieniu z lektury książki Tarasowa można byłoby wynieść jakieś korzyści.

*Bogdan Cichocki*

Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Warszawski  
Warszawa

## KRONIKA

### PTF

#### Oddział Lubelski

W dniu 22 listopada 1984 odbyło się walne zebranie członków Oddziału Lubelskiego PTF podsumowujące dwuletnią (od 25. XI. 82) działalność. Obecnie Oddział liczy 129 członków. W okresie sprawozdawczym przyjęto 20 nowych członków, zaś z powodu kilkuletnich zaległości w regulowaniu składek skreślono z listy członków 29 osób.

Mimo niesprzyjających warunków, ustępujący Zarząd, pracujący pod kierunkiem dr Barbary Gładyszewskiej, mógł pochwalić się poważnymi osiągnięciami. Odbyło się 40 zebrań naukowych i popularno-naukowych, co daje po wyłączeniu okresów wakacyjnych, średnio 2 zebrania miesięcznie. Kilka posiedzeń zorganizowano wspólnie z innymi towarzystwami (Lubelskim Towarzystwem Naukowym, Polskim Towarzystwem Przyrodników, Polskim Towarzystwem Biofizycznym). Ponadto Oddział Lubelski był współorganizatorem międzynarodowego sympozjum „Społeczno-kulturowe problemy rozwoju nauki i cywilizacji”, które odbyło się w Lublinie w 50 rocznicę śmierci Marii Skłodowskiej-Curie. Zorganizowane zostały także, już 26 Pokazy z Fizyki. Pokazy te, jak zwykle, cieszyły się dużym zainteresowaniem młodzieży. Obejrzało je prawie 4000 uczniów ze szkół regionu lubelskiego. O pokazach wspomniano w prasie, radiu i telewizji. Również Międzyszkolne Koło Fizyków kontynuowało swoją działalność. Członkowie Koła wysłuchali 22 wykładów (w tym 19 z demonstracjami) i uczestniczyli w zajęciach I pracowni fizycznej, pracowni elektronicznej i pra-

cowni dydaktyki fizyki IF UMCS (łącznie odbyło się 76 zajęć) oraz uczestniczyli w 3 wycieczkach do laboratorium światłowodów, mikroskopu elektronowego i elektromagnetycznego separatora izotopów. W ramach zajęć Koła prowadzone były także obserwacje nieba.

Nawiązując do tradycji pierwszych lat istnienia PTF, a także lat bezpośrednio powojennych, Oddział podjął szerszą współpracę z nauczycielami. Polegało to na zapraszaniu nauczycieli na odczyty o tematyce związanej z warsztatem pracy nauczyciela. Odbyło się 14 takich spotkań. Referaty wygłaszali uznani w środowisku dydaktyków specjaliści. Oddział był aktywnie reprezentowany na konferencjach nauczycieli, poświęconych programom nauczania. Zapoczątkowano również spotkania nauczycieli szkół podstawowych w pracowni dydaktyki fizyki. Demonstracje doświadczeń objętych nowym programem nauczania przygotowane zostały przez grupę nauczycieli — słuchaczy Podyplomowego Studium Fizyki. Postanowiono kontynuować taką formę pomocy w przygotowaniu do realizacji nowych programów nauczania.

W pierwszym etapie XXXII i XXXIII Olimpiady Fizycznej uczestniczyło łącznie 113 zawodników, z czego do zawodów w Warszawie dotarło 13 (1 laureat i 1 wyróżnienie).

W wyniku starań Zarządu pięć osób skierowano w ramach bezdewizowej wymiany między towarzystwami fizycznymi na kilkudniowe zagraniczne konferencje. W okresie sprawozdawczym odbyło się 15 zebrań Zarządu, poświęconych głównie sprawom bieżącym związanym z realizacją planu pracy.

Walne zebranie wybrało nowy Zarząd na kadencję 1984/86 w składzie: przewodniczący — Mieczysław Budzyński, wiceprzewodniczący — Dariusz Mączka, sekretarz — Jacek Gowin, skarbnik —

Zdzisław Wroński, członkowie — Zenon Dmitruk (Międzyszkolne Koło Fizyków) i Jan Rusiecki (współpraca z nauczycielami).

*Józef Pomorski*

### Nominacje na profesorów

Rada Państwa nadała tytuły naukowe profesorów.

Tytuł profesora zwyczajnego nauk fizycznych otrzymali: Jerzy Dera (Inst. Oceanologii PAN w Sopocie), Czesław Jankiewicz (WSP w Rzeszowie), Franciszek Kaczmarek (UAM, Poznań) i Zdzisław Pająk (UAM, Poznań).

Tytuł profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych otrzymał Łukasz Andrzej Turski (Zakład Fizyki Teoretycznej PAN, Warszawa).

Wręczenie nominacji odbyło się 18 stycznia 1985.

### Komitet Fizyki PAN

Polska Akademia Nauk powołała nowy skład Komitetu Fizyki PAN na kadencję 1984—1986. Do Komitetu weszli: 1) członkowie PAN reprezentujący nauki fizyczne, 2) przedstawiciele instytutów PAN, wyższych uczelni, naukowych instytutów resortowych oraz MON.

Przewodniczącym Komitetu Fizyki został mianowany członek koresp. PAN prof. Jerzy Kołodziejczak, a wiceprzewodniczącym członek rzecz. PAN prof. Józef Werle. Funkcję Sekretarza Naukowego Komitetu powierzono prof. Julianowi Auleytnerowi. Ponadto do Prezydium Komitetu weszli profesorowie: August Chełkowski, Andrzej Hryniewicz, Marian Mięśowicz, Jerzy Pniewski, Leonard Sosnowski, Ryszard Sosnowski, Bohdan Staliński i Andrzej Trautman.

Komitet został podzielony na następujące sekcje i zespoły (w nawiasach nazwiska przewodniczących):

- Sekcja Fizyki Fazy Skondensowanej (prof. A. Chełkowski),
- Sekcja Fizyki Jądrowej (prof. Z. Wilhelmi),
- Sekcja Optyki i Spektroskopii (prof. F. Kaczmarek),
- Sekcja Fizyki Molekularnej (prof. J. Stankowski),
- Sekcja Fizyki Plazmy (prof. H. Zorski),
- Zespół ds. Współpracy z Przemysłem (prof. S. Porowski),
- Zespół ds. Kształcenia Kadr oraz Programów Nauczania (prof. G. Białkowski),

— Zespół ds. Wydawnictw i Informacji Naukowej (prof. A. Sobiczewski).

Poza wyżej wymienionymi w skład Komitetu Fizyki PAN weszli: *członkowie PAN* — profesorowie Andrzej Białas, Iwo Białynicki-Birula, Wiesław Czyż, Jerzy Janik, Bogusława Jeżowska-Trzebiatowska, Stanisław Kielich, Marian Kryszewski, Wojciech Królikowski, Jan Łopuszański, Arkadiusz Piekara, Jan Rzewuski, Zdzisław Szymański, Andrzej Wróblewski, Kacper Zalewski, *delegaci placówek PAN* — profesorowie Jan Klamut (INTiBS, Wrocław), Jerzy Małecki (IFM, Poznań), Janusz Morkowski (IFM, Poznań), Jerzy Prochorow (IF PAN), Tadeusz Skaliński (IF PAN), Wojciech Suski (INTiBS, Wrocław), Robert Troć (INTiBS, Wrocław), Wiesław Wardzyński (IF PAN);

*delegaci wyższych uczelni* — profesorowie Jacek Baranowski (UW), Jerzy Czerwonko (PWr), Stanisław Dembiński (UMK, Toruń), Zygmunt Galasiewicz (UWr.), Kazimierz Grotowski (UJ), Marian Grynberg (UW), Roman Ingarden (UMK, Toruń), Alfons Kawski (UG), Jerzy Lukierski (UWr.), Jerzy Mycielski (UW), Andrzej Oleś (AGH, Kraków), Zdzisław Pająk (UAM, Poznań), Antoni Śliwiński (UG), Adam Strzałkowski (UJ), Andrzej Sukiennicki (PW), Mieczysław Subotowicz (UMCS, Lublin), Leszek Wojtczak (UŁ);

*delegaci instytutów resortowych* — profesorowie Zbigniew Bochnacki (IFJ, Kraków), Andrzej Budzanowski (IFJ, Kraków), Jacek Hennel (IFJ, Kraków), Henryk Rzewuski, (IChTJ, Warszawa), Jan Turkiewicz (IPJ, Świerk), Iwo P. Zieliński (IPJ, Warszawa), Romuald Wadas (ITME, Warszawa);

*delegaci MON* — doc. płk. Jerzy Kapelewski, prof. płk. Jerzy Lewitowicz, prof. płk. Zbigniew Puzewicz, dr pplk. Władysław Szabest.

*Julian Auleytner*

### Nowy prezes Rady CERN-u

Rada CERN-u na zebraniu w grudniu 1984 wybrała na swojego nowego prezesa na r. 1985 Wolfganga Kummera (Austria). Ustupający prezes Sir Alec Merrison (Wielka Brytania) pełnił tę funkcję od 1982 r.

Przewodniczącym Komitetu Polityki Naukowej na r. 1985 został wybrany D. H. Perkins (Oxford).



## Nagrody PAN

W 1984 r. następujące prace z dziedziny fizyki lub z pogranicza fizyki zostały wyróżnione **Nagrodą Sekretarza Naukowego PAN**:

Udowodnienie za pomocą rezonansów magnetycznych (NMR i EPR) dwufazowego modelu węgla kamiennego — pracę wykonał zespół: doc. Narcyz Piślewski (kierownik pracy), dr Andrzej Więkowski (obaj z IFM PAN) oraz prof. Anna Marzec, dr Stanisław Duber, inż. Antoni Jurkiewicz (wszyscy troje z ZPiK PAN).

Zastosowanie metod optyki geometrycznej do opisu powstawania i rozchodzenia się impulsów superfluorescencji i wymuszonego rozpraszania Ramana w ośrodkach trójwymiarowych — zespół: dr hab. Jan Mostowski i dr Bożena Sobolewska (oboje z IF PAN).

Opracowanie teorii termodynamiki dwuwymiarowego gazu elektronowego — prof. Włodzimierz Zawadzki (IF PAN).

Odkrycia i osiągnięcia w zakresie spektroskopii i własności laserowych związków lantanowców — zespół. czł. rzecz. PAN Bogusława Jeżowska-Trzebiatowska (kierownik), doc. Wiesław Stręk, dr Edward Łukowiak, dr Jerzy Hanuza, dr Zbigniew Mazurak, mgr Cezary Szafranski (wszyscy z INTiBS PAN) i dr Janina Legendziewicz (UWr).

Opracowanie teoretycznych modeli elektroluminescencji i zjawisk fotowoltaicznych w kryształach organicznych — zespół: prof. Jan Kalinowski (kierownik), dr Jan Godlewski, mgr inż. Ryszard Signerski (wszyscy z PGd).

Cykl 6 prac poświęconych zagadnieniu akrecji materii w kataklizmicznych układach podwójnych — prof. Józef Smak (CAMK PAN).

**Nagrody Naukowe Wydziału III PAN** w zakresie fizyki za rok 1984 otrzymali:

dr hab. Rafał Broda (Inst. Fizyki Jądrowej, Kraków za cykl prac dotyczących spektroskopowych badań wysokospinowych wzbudzeń jąder w obszarze liczb masowych  $A \approx 150$ .

dr Andrzej Jezierski (IFM PAN) za cykl prac pt. Struktury elektronowe i wzbudzeń magnetycznych w stopach  $Pt_{1-x}(Mn_xCr_{1-x})_c$ ;

dr Maciej Lewenstein (Zakład Fizyki Teoret. PAN) za pracę pt. Photon Spectrum in Laser-Induced Autoionization;

dr inż. Feliks Stobiecki (IFM PAN) za cykl prac na temat technologii, struktury i własności fizycznych amorficznych cienkich warstw  $Fe_{1-x}B_x$ ;

dr hab. Krzysztof Wódkiewicz (IFT UW) za

cykl prac na temat nowego podejścia do pomiarów w kwantowo-mechanicznym ujęciu przestrzeni; oraz w zakresie astronomii:

dr Roman Juszkiewicz (CAMK PAN) za cykl 5 prac poświęconych zbadaniu odstępstw Wszechświata od izotropowości i jednorodności przestrzennej.

*Malgorzata Glódz*

## Nagroda Maxa Borna

Adolph W. Lohman otrzymał od Amerykańskiego Towarzystwa Optycznego Nagrodę Maxa Borna za 1984 r. Nagroda ta została ustanowiona w 1982 r. w stulecie urodzin Borna. Składa się na nią srebrny medal i premia pieniężna 1000 dol.

Zakres badań Lohmana jest bardzo szeroki, sięga od optyki fizycznej do przetwarzania informacji, holografii i zastosowań w astronomii.

Lohman doktoryzował się w 1953 r. na Uniwersytecie w Hamburgu. Odbiwał staże w Politechnice Królewskiej w Sztokholmie i w Uniwersytecie Kalifornijskim w San Diego, pracował w latach 1961—67 w laboratorium badawczym firmy IBM. Jest profesorem Uniwersytetu w Erlangen. W latach 1978—81 był prezesem Międzynarodowej Komisji Optyki (ICO).

*Phys. Today* 37, No 12 (1984)

*B. W.*

## Nagrody Jurzykowskiego

Nagrodę Alfreda Jurzykowskiego za r. 1984 otrzymali prof. Andrzej Trautman z Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego oraz prof. Dawid Shugar z Instytutu Biochemii i Biofizyki PAN w Warszawie.

Fundacja Alfreda Jurzykowskiego przyznaje nagrody za wybitne osiągnięcia twórcze naukowcom, pisarzom i artystom narodowości polskiej, bez względu na ich miejsce zamieszkania i obywatelstwo.

Wśród dotychczasowych laureatów Nagrody Jurzykowskiego byli: Wilhelmina Iwanowska, Wojciech Rubinowicz, Władysław Opechowski, Jan Rzewuski, Roman Smoluchowski, Iwo Białyński-Birula.

*B. W.*

### Ku Europejskiej Akademii Nauk?

We wrześniu 1984 w Paryżu, na zebraniu przedstawicieli 21 krajów europejskich dyskutowano sposoby poprawienia sytuacji w zakresie współpracy naukowej.

Przedstawiciel Francji proponował np. wystawienie pracownikom nauki specjalnych kart uprawniających ich do zniżek w opłatach za podróże i zwolnienia od cła przy przewożeniu na skończone okresy czasu aparatury z jednego kraju do drugiego.

Szwecja proponuje ustanowienie systemu stypendiów badawczych finansujących wymianę młodych pracowników nauki.

Przedstawiciel Wielkiej Brytanii wysunął projekt utworzenia Europejskiej Akademii Nauk. Stwierdził on, że utworzenie takiej organizacji może pomóc przełamać bariery wynikające z historii, psychologii i przesądów, przeszkadzające w dobrej wspólnej pracy uczonych europejskich. Akademia, poza funduszami dostarczonymi przez rządy państw, które zaakceptowałyby tę ideę, powinna znaczną część budżetu opierać na sumach uzyskiwanych od przedsiębiorstw i różnych fundacji. Pierwszy (założycielski) skład Akademii stanowiliby europejscy laureaci Nagród Nobla. Oni z kolei wybraliby nowych członków w liczbie 2000-3000. Rząd brytyjski zobowiązuje się dopomóc w pierwszych pracach organizacyjnych.

*Science* 225, No 4669 (1984)

B. W.

### Nowości fizyki 1984

Już po raz 16 Amerykański Instytut Fizyki (AIP) przygotował omówienie najważniejszych czy najbardziej interesujących wyników osiągniętych w danym roku. Zestawienie to, pt. „Physics News 1984”, ukazało się w zeszycie styczniowym 1985 *Physics Today*. Dawniej wydawane to było jako oddzielna broszurka, od 1984 stanowi część zeszytu *Phys. Today*. Wyboru materiału z poszczególnych działów dokonały towarzystwa zrzeszone w AIP, natomiast same notatki opracowali autorzy wybranych prac.

Trudno tu wymienić wszystkie omawiane osiągnięcia — przedstawione są one na ok. 50 stronach druku. Przykładowo, jedną z nowości przedstawiamy w następnej notatce „Nowy rodzaj promieniotwórczości naturalnej”. Całość daje dobrą orientację co aktualnie dzieje się w fizyce i jakie są najwaz-

niejsze kierunki rozwoju. Materiał podany jest wg dziedzin, a więc: akustyka, astrofizyka, biofizyka, fizyka chemiczna, materia skondensowana, krystalografia, nauczanie fizyki, fizyka elektronowa i atomowa, cząstki elementarne, dynamika cieczy, fizyka jądrowa, optyka, plazma i synteza jądrowa, fizyka polimerów, fizyka próżni. Przegląd kończy notatka o laureatach Nagrody Nobla 1984 (Carlo Rubbia i Simon van der Meer) i ich osiągnięciach.

*Phys. Today* 38, No 1 (1985)

B. W.

### Nowy rodzaj promieniotwórczości naturalnej

Promieniotwórczość  $\alpha$  jest zjawiskiem znanym od dawna. Jądra wielu ciężkich nuklidów ulegają samorzutnemu rozpadowi z emisją cząstki  $\alpha$ , czyli jądra  ${}^4\text{He}$ . Natomiast do zeszłego roku nie obserwowano analogicznego zjawiska z emisją cząstki o masie większej niż masa jądra  ${}^4\text{He}$ .

Prosty rachunek wskazuje, że rozpad jądra  ${}^{228}\text{Ra}$  z emisją jądra  ${}^{14}\text{C}$  jest dozwolony przez zasadę zachowania energii. Jednakże prawdopodobieństwo takiego wydarzenia jest iloczynem prawdopodobieństwa tego, że na powierzchni jądra  ${}^{228}\text{Ra}$  pojawi się „zlepek” (*cluster*) 14 nukleonów — 6 protonów i 8 neutronów — oraz prawdopodobieństwa tunelowego przejścia tej cząstki (tj. jądra  ${}^{14}\text{C}$ ) poprzez barierę potencjału. Oba te prawdopodobieństwa są bardzo małe, a ich iloczyn zupełnie znikomy.

Z teoretycznych obliczeń wynika, że wbrew intuicyjnym oczekiwaniom emisja jądra  ${}^{14}\text{C}$  jest jeszcze mniej prawdopodobna niż emisja jądra  ${}^{14}\text{C}$ .

W komunikacie opublikowanym w *Nature* 307, 245 (1984), H. J. Rose i G. A. Jones (Oxford) donieśli o odkryciu nowego typu promieniotwórczości naturalnej — rozpadu jądra  ${}^{228}\text{Ra}$  z emisją jądra  ${}^{14}\text{C}$ . Posługując się teleskopem złożonym z detektora cienkiego i detektora grubego zarejestrowali oni, w ciągu ekspozycji trwającej ogółem ok. 600 dni, 19 wiarygodnych przypadków emisji jąder  ${}^{14}\text{C}$ . Według ich oceny prawdopodobieństwo takiego wydarzenia w stosunku do prawdopodobieństwa rozpadu z emisją cząstki  $\alpha$  wynosi  $(8.5 \pm 2.5) \times 10^{-10}$ . Wyniki eksperymentu wykonanego nieco później w Orsay potwierdziły wyniki uzyskane w Oxfordzie.

*Phys. Today* 38, No 1 (1985)

B. W.

## Terminologia fizyczna

Sekcja Nauk Ścisłych Komitetu Terminologii PAN i Oddział Wrocławski PTE zorganizowały 23 listopada 1984 r. sesję „Język i terminologia polska w fizyce”. Złożyły się na nią następujące wystąpienia:

— prof. Antoni Opolski „Proponowane podstawowe zasady terminologii nauk ścisłych”;

— prof. Kazimierz Łukasiewicz „Jak powinniśmy rozwijać polskie słownictwo fizyczne”;

— doc. Ireneusz Wilk „Najpilniejsze potrzeby w zakresie słowników fizycznych”;

— dr Irena Bogaczowa, mgr Marian Górecki, mgr Helena Kajetanowicz „Z badań nad terminologią fizyczną” (były to trzy referaty językoznawcze);

— prof. Maksymilian Pluta „Braki terminologii w optyce”;

— dr Bernard Jancewicz „O terminach przyswojonych z języka angielskiego w fizyce cząstek elementarnych”;

— mgr Paweł Tomaszewski „Angielsko-polski słownik krystalograficzny”.

Wszyscy referenci — w większości są to fizycy — z głęboką troską mówili o potrzebie świadomych i zorganizowanych działań dla poprawy terminologii fizycznej i języka fizyków.

Dużo czasu poświęcono dyskusji, w której głos zabrało wielu uczestników, w tym również przedstawiciele działów słownikowych z czołowych wydawnictw — PWN i WNT. Co do jednego wszyscy byli zgodni: współczesny polski język nauki jest pod przemożnym wpływem języka angielskiego, co należy uwzględnić we wszystkich poczynaniach terminologicznych. Postulowano też ożywienie działalności Komisji Nazewnictwa PTF.

W przeważającej większości obecni poparli sformułowane przez prof. Opolskiego — w imieniu Sekcji Nauk Ścisłych Komitetu Terminologii PAN — zasady postępowania przy tworzeniu polskich terminów naukowych, które przedstawiam niżej.

*Bernard Jancewicz*

### Projekt

#### podstawowych zasad terminologii nauk ścisłych

1. Pojęcia nauk ścisłych powinny być definiowane dokładnie, tak pod względem treści, jak i zakresów. Zakresy pojęć równorzędnych powinny być rozłączne czyli bez części wspólnych.

2. Każdemu pojęciu powinien być przyporządkowany zasadniczo jeden termin. W uzasadnionych przypadkach (tradycja, wygoda, zrozumiałość) jednemu pojęciu mogą być przyporządkowane dwa równoznaczne terminy: jeden pochodzenia polskiego, drugi pochodzenia obcego.

3. Każdy termin powinien być przyporządkowany tylko jednemu pojęciu w zakresie jednej nauki. Korzystne jest zachowanie tej zasady w naukach pokrewnych.

4. Terminy powinny być wygodne w użyciu i umożliwiać tworzenie wyrazów pochodnych zgodnie z wymaganiami języka polskiego.

5. Terminy nauk ścisłych piszemy i wymawiamy po polsku.

6. Terminami nauk ścisłych mogą być: specjalne wyrazy polskie, używane tylko jako terminy danych nauk,

b) wyrazy polskie przyjęte z języka potocznego i odpowiednio zdefiniowane. W tych przypadkach korzystne jest nadanie im znaczenia podobnego do tego, jakie posiadają w języku potocznym,

c) wyrazy przyjęte z języka greckiego lub łaciny i odpowiednio spolszczone. W tych przypadkach nie należy tworzyć równoznacznego terminu polskiego,

d) wyrazy przyjęte z języków współczesnych, głównie kongresowych, i odpowiednio spolszczone. Podstawą tych terminów może być oryginalna pisownia albo oryginalna wymowa zależnie od tego, która z tych form lepiej upodabnia dany termin do wyrazów już występujących w języku polskim.

7. Tworzenie nowych pojęć i terminów powinno wynikać głównie z potrzeb nauki, rozwoju poszerzającego i pogłębiającego zakres jej działania. Tworzenie tych pojęć i terminów oraz polskich odpowiedników dla nowych terminów obcojęzycznych jest w kompetencji specjalistów danej dziedziny.

*Sekcja Terminologii Nauk Ścisłych  
Komitet Terminologii PAN*

### Fizycy najlepszymi klientami przemysłu

Większa część wyposażenia CERN-u w aparaturę badawczą nie może być wykonana we własnych warsztatach i jest zakupywana od dostawców z zewnątrz. Na podstawie analizy danych dotyczących okresu 1973-1982 oraz ich ekstrapolacji do 1987 r.

uzyskano interesujące wyniki. Wydatki CERN-u na produkty zaawansowanej technologii dzielą się według następujących proporcji:

elektronika i komputery	54.7%
elektrotechnika	26.3%
sprzęt próżniowy i kriogenika	9.6%
stal i spawalnictwo	6.1%
mechanika precyzyjna	3.3%

Najbardziej godny uwagi jest fakt, że dostawcy, aby uczynić zadość bardzo wysokim wymaganiom CERN-u, zmuszeni są do doskonalenia swoich wyrobów i metod ich wytwarzania, rozszerzania asortymentu itp. Wzmacniają przez to swoją pozycję rynkową również w stosunku do innych odbiorców poza CERN-em. Szczegółowa analiza, obejmująca próbkę 160 spośród ok. 520 firm zaopatrujących CERN, wykazała, że przeciętnie firma zyskuje od 1 franka szwajcarskiego płaconego przez CERN dodatkowo ok. 3 franków szwajcarskich w postaci korzyści ubocznych.

Celem działalności CERN-u jest powiększanie zasobu czystej wiedzy, a więc dobro niematerialne. Kierunek badań prowadzonych przez CERN sprawia, że jakiegokolwiek praktyczne wykorzystanie uzyskanych wyników wydaje się mało prawdopodobne. Mimo to CERN przyczynia się do postępu technologii jako surowy i wymagający odbiorca, stawiający przed swoimi dostawcami nowe trudne zadania.

Jest to przykład jak fizyka, która jest siłą napędową postępu technicznego, działa nie tylko poprzez odkrywanie i badanie zjawisk mogących znaleźć zastosowanie praktyczne, ale również przez zapotrzebowanie na obiekty, których wytwarzanie wymaga nowych rozwiązań.

CERN Courier 25, No 1 (1985)

B. W.

### Wykopy pod akcelerator w Beijing

7 października 1984 odbyła się uroczystość symbolicznego rozpoczęcia wykopów pod wielki chiński akcelerator w Beijing. Wziął w niej udział premier Chin Deng Xiaoping. Akcelerator ten jest pomyślany jako „zderzacz” (*collider*) elektro-nowo-protonowy. Energia w układzie środka masy ma osiągnąć 5.2 GeV, będzie więc zbliżona do tej jaką osiąga się w pierścieniu Spear w Stanford. Oczekuje się, że w 1988 r. będzie już można uzyskać wiązkę.

CERN Courier 25 No 1 (1985)

B. W.

### Najgłębsza dziura w Ziemi

Z okazji międzynarodowego kongresu geologicznego, który odbył się w Moskwie w sierpniu 1984, pokazano grupie kilkudziesięciu naukowców z różnych krajów najgłębszy na świecie otwór wiertniczy. Znajduje się on na półwyspie Kola, 250 km na północ od koła polarnego. Osiągnięto tam głębokość 12063 m, przy czym dzięki dużej ostrożności wiercenie przebiegało bez specjalnych awarii, jakkolwiek dość powoli — 2 do 3 m na godzinę pracy wiertła.

W *Scientific American* z grudnia 1984 J. A. Kozłowski opisuje sposób wykonania otworu, cele podjęcia takiej pracy i uzyskane dotychczas wyniki. Autor artykułu jest ministrem Geologii ZSRR, dyrektorem Wszeczwiązkowego Instytutu Badawczego Zasobów Mineralnych i Eksploatacji Geologicznej oraz redaktorem naczelnym wielkiego wydawnictwa radzieckiego *Encyklopedia Kopalnictwa*.

Chodzi przede wszystkim o poznanie struktury skorupy kontynentalnej (której średnia grubość wynosi ok. 30 km) i procesów, które ją wytworzyły. Dotychczasowe informacje czerpano z odsłoniętych na powierzchni lub przewierconych do 8 km fragmentów skorupy. Istnieje co prawda bogaty zbiór informacji otrzymanych z pomiarów prędkości fal sejsmicznych, pomiarów grawimetrycznych i pól elektromagnetycznych, dokonywanych z powierzchni Ziemi, w wierceniach, z samolotów i satelitów. Nic jednak nie zastąpi bezpośrednich obserwacji dotyczących tego, co się znajduje i co się dzieje wewnątrz skorupy ziemskiej. Specjalne urządzenia umożliwiają pobieranie próbek oraz pomiary fizyczne i chemiczne na kolejnych głębokościach. Wiercenie na półwyspie Kola przebiło skały o wieku do 1,4 miliarda lat, czyli pochodzące z ery proterozoicznej. Zamierzeniem jest dotarcie do skał z epoki archaicznej o wieku (2,5-2,7) x 10<sup>9</sup> lat. Wyniki pomiarów temperatury w otworze na różnych głębokościach zdają się wskazywać, że trzeba będzie zrewidować dotychczasowy pogląd na rozkład i przepływ ciepła we wnętrzu Ziemi. Dotychczas sądzono, że w tym, stosunkowo stabilnym tektonicznie, obszarze temperatura rośnie powoli z głębokością i że na głębokości 10 000 m osiągnie 100°C. Okazało się jednak, że przewidywany gradient temperatury (tzw. stopień geotermiczny) 1°C/100 m sięga tylko głębokości 3000 m. Głębiej temperatura rośnie szybciej niż przewidywano i na głębokości 10000 m osiąga

180 °C. Ponieważ promieniotwórczość wydobytych z otworu skał jest słaba i nie może być odpowiedzialna za tak szybki wzrost temperatury, należy przypuszczać, że dopływ ciepła pochodzi z płaszczka.

Szyb nie jest zupełnie pionowy. Średnie odchylenie od pionu wynosi 5°, największe, bo 840 m, jest na głębokości 10 000-10 500 m.

Następny co do głębokości otwór w ZSRR znajduje się w pobliżu Morza Kaspijskiego. Tam, skutkiem trudności technicznych, wiercenie zakończono na 8260 m. Być może, że będą tam jeszcze podjęte próby pogłębienia do 11 km. Amerykanie natomiast planują wykonanie otworu o głębokości 10 km w południowych Appalalach.

*Science* 225, No 4669 (1984)

B. W.

### Kto jeszcze mógłby zrobić bombę A?

Możliwości produkowania broni jądrowej rozszerzają się niestety poza „klub jądrowy” wielkich mocarstw, do którego wchodzi Chiny, Francja, USA, Wielka Brytania i ZSRR. Leonard S. Spector w raporcie „Rozprzestrzenianie się broni jądrowej” sporządzonym dla Carnegie Endowment for International Peace wymienia 8 państw, spoza klubu, co do których istnieje obawa, że w niedługim czasie będą w stanie produkować broń jądrową.

Argentyna ma najbardziej zaawansowany, wśród krajów Ameryki Południowej, program badań jądrowych. Ujawniono, że ma urządzenie do wzbogacania uranu w izotop  $^{235}\text{U}$  metodą dyfuzji gazowej, zdolne do produkowania  $^{235}\text{U}$  jakości „bombowej”. Jak dotychczas Argentyna odmawia przystąpienia do paktu o nierozprzestrzenianiu broni jądrowej.

Brazylia, nie tak zaawansowana jak Argentyna, niemniej ma zaplecze technologiczne do zaprojektowania i produkcji broni. Tymczasem brak tam źródeł plutonu i wysoko wzbogaconego uranu, ale w Instituto des Pesquisas Energeticas e Nucleares Uniwersytetu w Sao Paulo prowadzone są intensywne badania w tym kierunku.

Indie przeprowadziły już w 1974 r. próbny wybuch jądrowy bomby zawierającej  $^{239}\text{Pu}$ . Pluton wyprodukowano w Bhabha Atomic Research Center. Obecnie Indie mogą produkować 135-150 kg plutonu rocznie. Nie przypuszcza się, aby Indie mogły już teraz produkować broń jądrową, ale trzeba zwrócić uwagę, że rozbudowują swój potencjał techniczny.

Irak być może dążył do wyprodukowania broni

jądrowej. Program uległ zatrzymaniu skutkiem zniszczenia przez Izrael w czerwcu 1981 reaktora Osirak, dostarczonego do Iraku przez Francję.

Izrael ma technologię, materiały i kadre ludzi, by szybko wyprodukować broń. Być może, że ma już 10-20 bomb wielkości takiej jak bomba hiroszimska. Niektóre źródła twierdzą, że do końca stulecia może wyprodukować dosyć materiału na 100 głowic jądrowych.

Libia próbowała zakupić technologię jądrową od krajów posiadających ją. W 1977 r. podpisała wstępną umowę z ZSRR na budowę 440 MW reaktora mocy, ale konstrukcja nie postępuje. Uważa się, że Libię dzieli jeszcze wiele dziesiątków lat od opanowania technologii produkcji bomb.

Pakistan być może jest w stanie produkować uran o stopniu wzbogacenia nadającym się do celów militarnych. Próba zbudowania 900 MW reaktora mocy w Cashma spotkała się z całkowitym bojkotem współpracy ze strony wszystkich państw mogących dostarczyć materiał paliwowy. Ostatnio jednak były doniesienia jakoby Chiny dostarczyły Pakistanowi materiał i informacje, potrzebne do produkowania broni jądrowej.

Republika Południowej Afryki może wytwarzać wysoko wzbogacony uran w swojej tajnej fabryce w Valindaba, według technologii jakoby opracowanej we własnym kraju. Fabryka ma zdolność produkowania materiału na 2-3 pociski jądrowe rocznie. Jeśli prawdziwe są doniesienia, że RPA zakupiła w 1981 r. w Chinach duże ilości słabo wzbogaconego uranu, to mogła go wzbogacić więcej i zrobić pewien zapas pocisków. W latach 60 Amerykanie dostarczyli RPA 2 małe reaktory badawcze i szkolili specjalistów jądrowych. W 1977 r. ZSRR na podstawie obserwacji ze sputnika zawiadomił USA, że na pustyni Kalahari jest poligon nuklearny. Oba mocarstwa przestrzegły wtedy Afrykę Południową przed dokonaniem wybuchu jądrowego. Krążą opinie jakoby RPA i Izrael współpracowały w rozwoju broni jądrowych.

Podobno te kraje, które nie są w stanie same wyprodukować odpowiedniej czystości materiału rozszczepialnego do celów militarnych, próbują zakupić go na czarnym rynku.

Należy podkreślić, że wszystkie te informacje dotyczą bomby A, tzn. bomby uranowej lub plutonowej. Wyprodukowanie bomby H wydaje się poza możliwościami mniej zaawansowanych technicznie i mniej bogatych państw.

*Phys. Today* 38, No 1 (1985)

B. W.



### Biografia fizyki i fizyków

W 1983 r. ukazały się w Związku Radzieckim dwie książki Jurija A. Chramowa (kandydat nauk matematyczno-fizycznych) poświęcone historii fizyki. Pierwsza, to *Fizycy — informator biograficzny* (Nauka, Moskwa 1983, red. akademik A. J. Achiezer, s. 399, nakład 200 tys. egz.). Jest to już drugie wydanie tej książki, poprawione i uzupełnione. Pierwsze ukazało się sześć lat wcześniej. Druga pozycja, to *Biografia fizyki — informator chronologiczny*. Omówimy je pokrótce.

*Fizycy — informator biograficzny* jest słownikiem czy encyklopedią biograficzną, ułożoną alfabetycznie. Podaje informacje o życiu oraz działalności i osiągnięciach ok. 1200 fizyków wszystkich czasów i narodowości, którzy wnieśli ważny wkład do rozwoju tej dziedziny wiedzy oraz dziedzin pokrewnych. Podane są ich ważniejsze dzieła, a także monografie i różne opracowania poświęcone ich działalności. Zawiera ok. 1000 fotografii, z których duża część publikowana jest po raz pierwszy. W sposób naturalny, wiele miejsca poświęcone jest fizykom rosyjskim i radzieckim. Wśród współczesnych fizyków radzieckich podani są członkowie zwyczajni i korespondenci Akademii Nauk ZSRR oraz członkowie zwyczajni akademii poszczególnych republik.

Wśród omawianych osób, znajduje się kilkunastu uczonych polskich, od Kopernika do kilku fizyków żyjących obecnie.

Książka zawiera także spis laureatów Nagrody Nobla z fizyki oraz spis fizyków i fizyko-chemików, którzy otrzymali Nagrody Nobla z chemii, a także spis nagród i medali związanych z nazwiskami fizyków. Wśród tych ostatnich znajduje się Medal Smoluchowskiego PTF, lecz nie ma Nagrody Marii Skłodowskiej-Curie PAN. Korzystanie z książki ułatwia alfabetyczny indeks omawianych osób, z podaniem oryginalnej pisowni nazwisk fizyków zagranicznych.

Ponadto, w oddzielnym rozdziale (ok. 40 stron), zatytułowanym „Chronologia fizyki”, zestawione są w sposób chronologiczny wszystkie ważniejsze wydarzenia i odkrycia. Jest to jakby krótka kronika fizyki.

Książka jest niewątpliwie użyteczną pozycją. Chyba po raz pierwszy zbiera w jednym tomie biografie wszystkich wybitniejszych fizyków. Niełatwo byłoby też znaleźć inną pozycję, która przedstawiałaby tak pełną i aktualną listę wybitnych fizyków radzieckich. W stosunku do wydania

pierwszego (1977 r.) włącza ok. 300 nowych nazwisk.

Druga książka: *Biografia fizyki — informator chronologiczny* (Technika, Kijów 1983, red. akademik A. G. Sitenko, s. 342, nakład 20 tys. egz.) wydaje się rozszerzeniem rozdziału „Chronologia fizyki” omówionej powyżej książki. Treścią jej jest podanie kto i kiedy dokonał danego odkrycia czy wynalazku, sformułował dane prawo czy zasadę, wysunął ideę lub opracował teorię. Jest właściwie kroniką ważniejszych wydarzeń w fizyce. Omówiony jest także krótko sens a także znaczenie wielu faktów dla rozwoju nauki i techniki.

Podane i ewentualnie krótko opisane są ponad 4 tysiące faktów w rozwoju fizyki od lat najdawniejszych do ostatniej chwili. Praktycznie obejmuje to okres od szóstego wieku przed naszą erą (w którym Autor odnotowuje ustalenie przez Pitagorasa związku między długością struny a wysokością emitowanego przez nią tonu oraz pierwsze obserwacje zjawisk elektryczności i magnetyzmu przez Talesa z Miletu) do 1983 r. (w którym Autor notuje odkrycie bozonów W i Z). Wiele uwagi poświęcone jest odkryciom fizyków radzieckich. Ponad 500 wydarzeń zilustrowanych jest rysunkami lub fotografiami urządzeń oraz portretami fizyków.

Adam Sobiczewski

### Informator fizyki i astronomii w Ameryce Północnej

Amerykański Instytut Fizyki wydał informator fizyki i astronomii na lata 1984-1985 (*1984-1985 Directory of Physics and Astronomy Staff Members*). Obejmuje on USA, Kanadę, Meksyk, Costa Ricę i Honduras. Ukazało się to jako zeszyt 10, część II *Bulletin of the American Physical Society*. Informatory takie wydawane są już od 1959 r. Początkowo obejmowały tylko spis osób, potem włączono spis instytucji akademickich, a od 1975 r. także instytucje badawcze pozaakademickie (research and development). O ile lista uniwersytetów jest kompletna, to z oczywistych względów trudno było włączyć wszystkie instytucje pozaakademickie, jednak z wydania na wydanie spis obejmuje ich coraz więcej. Obecne wydanie zawiera nazwiska ok. 30 000 osób będących etatowymi pracownikami w dziedzinie fizyki i astronomii oraz ok. 2 700 instytucji. Całość podzielona jest na 5 części:

1) alfabetyczny spis osób, ich adresy służbowe i telefony, 2) alfabetyczny spis instytutów akademickich prowadzących kształcenie w fizyce, astronomii i dziedzinach pokrewnych (z adresami, telefonami, wykazem stałych pracowników, uprawnieniami do nadawania stopni naukowych), 3) alfabetyczny spis instytutów pozaakademickich (adresy, telefony, wykaz stałych pracowników), 4) instytuty akademickie usystematyzowane geograficznie, 5) instytuty pozaakademickie usystematyzowane wg typu a) centra finansowane z funduszy federalnych, b) laboratoria państwowe amerykańskie i kanadyjskie, c) laboratoria przemysłowe

oraz instytucje nie będące przedsiębiorstwami dochodowymi.

Trzeba zwrócić uwagę, że kluczowymi słowami w tytule informatora są „staff members”. Nie można się więc dziwić, gdy nie odnajdziemy w spisie osoby, o której z pewnością wiemy, że pracuje w jakimś ośrodku — nie jest widocznie pracownikiem etatowym. W systemie północnoamerykańskim poza pracownikami etatowymi (staff members) wiele osób pracuje na innych zasadach (kontrakty, stypendia, zlecenia itp.).

*Bull. Am. Phys. Soc.* 29, No 10/II (1984)

*B. W.*



## KALENDARZ IMPREZ

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

### KONFERENCJE 1985

24—27 października 1985, Kraków

**32nd Open Seminar on Acoustics.** Polskie Towarzystwo Akustyczne, ul. Matejki 48/49, 60-769 Poznań.

### KONFERENCJE 1986

2—5 września 1986, Toruń

**Międzynarodowe Sympozjum Luminescencji Molekularnej i Fotofizyki — Półwieku Schematu Poziomów Jabłńskiego.** IF UMK, patronat PTF. Prof. A. Bączyński, IF UMK, ul. Grunwaldzka 5/7, 87-100 Toruń, tel. 21-065 i 26-370.

### SZKOŁY 1986

17 lutego — 1 marca 1986, Karpacz

**XXII Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej: Pola i geometria.** IFT UW, doc. A. Jadczyk, IFT UW, ul. Cybulskiego 36, 50-205 Wrocław  
Z: 1985.12.15, P, U: 80, ang.

4—13 maja 1986, Mierki k. Olsztyna

**8 Szkoła Biofizyki Transportu przez Błony.** Katedra Fizyki i Biofizyki AR Wrocław i Instytut Biochemii i Biofizyki PAN, Warszawa. Dr Teresa Broda, Kat. Fiz. i Biofiz. AR, ul. Norwida 25, 50-375 Wrocław, tel. 21-66-61 w. 167, telex 0715327 arwpl.

maj 1986, Wieżyca

**3rd Int. Spring School on Acousto-optics and Applications.** Prof. A. Słowiński, IFD UG, ul. Wita Stwosza 57, 80-952 Gdańsk.

**POSTĘPY FIZYKI**  
(dwumiesięcznik)

**Warunki prenumeraty czasopisma na rok 1986**

Cena prenumeraty: półrocznie zł 270.—  
rocznie zł 540.—

Prenumeratę krajową przyjmuje się:

**do dnia 10 listopada** na I półrocze roku następnego i cały rok następny,  
**do dnia 1 czerwca** na II półrocze roku bieżącego.

Instytucje i zakłady pracy zamawiają prenumeratę w miejscowych Oddziałach RSW „Prasa—Książka—Ruch”, w miejscowościach zaś, w których nie ma Oddziałów RSW — w urzędach pocztowych lub u doręczycieli. 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) pocztą zwykłą przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto NBP XV OM Warszawa, nr 1153-201045-139-11, w terminach podanych dla prenumeraty krajowej.

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

**Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymanie czasopisma**

**Prenumerata dla członków PTF**

**Członkowie PTF, którzy opłacają prenumeratę w Oddziałach PTF do 15 października każdego roku na cały rok następny, otrzymują 25% zniżki.**

**INFORMATION FOR SUBSCRIBERS**

**A subscription order can be sent through the local press distributors or directly to the Foreign Trade Enterprise ARS POLONA—RUCH, 00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, Poland. Our banker: Bank Handlowy S.A., Warszawa, Poland.**

## SPIS TREŚCI

D. Śledziewska-Błocka, Ł. A. Turski — Spolaryzowany wodór atomowy — nowy gaz kwantowy . . . . .	299
T. Krzysztoń — Nadprzewodnictwo w układach magnetycznie uporządkowanych . . . . .	325
W. A. Fowler — Doświadczalna i teoretyczna astrofizyka jądrowa: badania pochodzenia pierwiastków chemicznych (tłum. <i>A. T. Deloff</i> ) . . . . .	339
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI . . . . .	393
RECENZJE . . . . .	397
KRONIKA . . . . .	401

## CONTENTS

D. Śledziewska-Błocka, Ł. A. Turski — Spin Polarized Hydrogen — a New Quantum Gas . . . . .	299
T. Krzysztoń — Superconductivity in Magnetically Ordered Systems . . . . .	325
W. A. Fowler — Experimental and Theoretical Nuclear Astrophysics: the Quest for the Origin of the Elements . . . . .	339
MEETINGS AND CONFERENCES . . . . .	393
REVIEWS . . . . .	397
CHRONICLE . . . . .	401